ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 548.4:534

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКА И СВЕТА НА ДИССИПАТИВНЫЕ СВОЙСТВА CdS. 2. ВЫСОКООМНЫЕ КРИСТАЛЛЫ

Г. В. Бушуева, Г. М. Зиненкова, В. И. Козловский, И. Г. Полякова, Н. А. Тяпунина

(*кафедра молекулярной физики и физических измерений*)

Приводятся результаты исследования изменений диссипативных свойств высокоомных образцов CdS под действием света и ультразвука (УЗ). Показано, что при переходе от темноты к свету скачком изменяются амплитуда деформации ε^0 в стоячей УЗ-волне и величина внутреннего трения Q^{-1} образцов. В зависимости от исходного состояния реакция образцов на свет может быть и положительной (увеличение ε^0 и уменьшение Q^{-1}), и отрицательной (уменьшение ε^0, увеличение Q^{-1}). Под действием УЗ величины скачков ε^0 и Q^{-1} изменяются. Данные о диссипативных свойствах CdS сопоставляются с результатами исследования спектров катодолюминесценции.

Введение

В полупроводниковых пьезоэлектрических кристаллах, к числу которых относится CdS, ультразвуковая (УЗ) волна сопровождается пьезоэлектрическим полем [1]. Если частота релаксации проводимости $\omega_c = 1/\rho\varepsilon$ (ρ — удельное сопротивление образца, ε — абсолютная диэлектрическая проницаемость) больше УЗ-частоты $\omega = 2\pi f$, на которой проводятся опыты, носители заряда могут быстро перераспределяться в кристалле так, что их поле в значительной степени гасит пьезоэлектрическое поле волны. При условии $\omega_c < \omega$ носители не могут перераспределяться настолько быстро, чтобы уменьшить пьезоэлектрическое поле, оно будет таким же сильным, как в диэлектриках, и должны выявляться эффекты взаимодействия УЗ-волны с носителями заряда [2].

В работе [3] было показано, что для низкоомных кристаллов, в которых $\omega_c > \omega$, вклад во внутреннее трение вносят дислокационные механизмы и что при УЗ-воздействии может изменяться состояние системы «дислокации — закрепляющие их центры».

Данная статья посвящена результатам исследования влияния света и амплитуды ультразвука на диссипативные свойства высокоомных кристаллов CdS.

1. Исследованные образцы и техника эксперимента

Для высокоомных образцов в темноте выполнялось неравенство $\omega_c < \omega$. При освещении удельное сопротивление таких образцов из-за фотоэффекта уменьшалось на 4–5 порядков: от $\rho_{\text{dark}} \sim 10^8$ Ом·см в темноте до $\rho_{\text{light}} \sim 10^3$ Ом·см на свету. Это приводило к изменению знака неравенства, т. е. высокоомные образцы были светочувствительными.

Образцы CdS были ориентированы так, что их продольная ось лежала в плоскости призмы I рода и составляла угол θ с гексагональной осью. Значения θ лежали в интервале от 42 до 50°.

Для изучения диссипативных свойств CdS, как и в [3], применяли метод составного пьезокварцевого резонансного осциллятора [4]. В широком интервале амплитуд деформации на частоте $f \sim 90$ кГц при комнатной температуре на свету, в темноте и режиме «темнота–свет» измеряли внутреннее трение Q^{-1} и резонансную частоту осциллятора f_r. Как и в работе [2], за изменением состояния образцов следили *in situ* по вольт-амперным характеристикам (ВАХ) составного осциллятора.

Для освещения образцов использовали лампы накаливания разной мощности. Тепловую часть спектра исключали водяным фильтром. В темноте и на свету измеряли емкость составного осциллятора с образцами CdS и удельное сопротивление последних.

2. Влияние света на диссипативные свойства высокоомных образцов CdS

Испытания в режиме «темнота–свет» показали, что диссипативные свойства образцов при переходе от темноты к свету изменяются. Это можно видеть на примере, представленном на рис. 1. В данном опыте свет включался на время ~ 1 мин, необходимое для измерения внутреннего трения. При включении света значение V_{R1} увеличивается, а при выключении уменьшается, возвращаясь к темновому значению (рис. 1, *а*). Следовательно, изменяется и амплитуда относительной деформации ε^0 в пучности стоячей УЗ-волны, пропорциональная V_{R1}. Значения Q^{-1} в темноте и на свету (рис. 1, *б*) существенно отличаются друг от друга и лежат в неперекрывающихся интервалах амплитуд ε^0.

Диссипативные свойства высокоомных образцов в исходном состоянии отличались как количественно — по величине Q^{-1}, так и качественно — по их реакции на свет. У некоторых образцов при включении света значение ε^0 увеличивалось, у других уменьшалось. Первый эффект назовем положительным фотоакустическим эффектом (ФАЭ), второй — отрицательным ФАЭ. Пример ВАХ и зависимости $Q^{-1}(\varepsilon^0)$ для образца с положительным ФАЭ приведен на рис. 2, *а* и *б*, а для образца с отрицательным ФАЭ — на рис. 3, *а* и *б*. Испытания в режиме

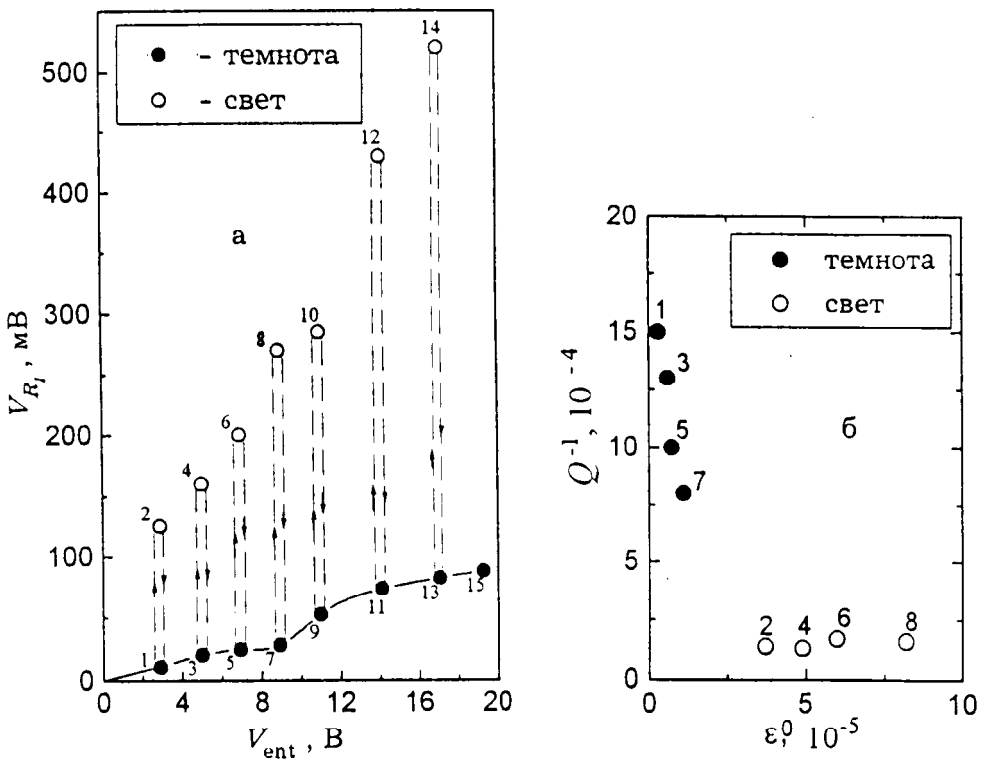

Рис. 1. ВАХ составного осциллятора (*а*) и зависимость внутреннего трения Q^{-1} от амплитуды относительной деформации ε^0 (*б*) для образца №44 ($\theta = 42\,^\circ$) в 5-м опыте. Цифры и стрелки указывают последовательность измерений

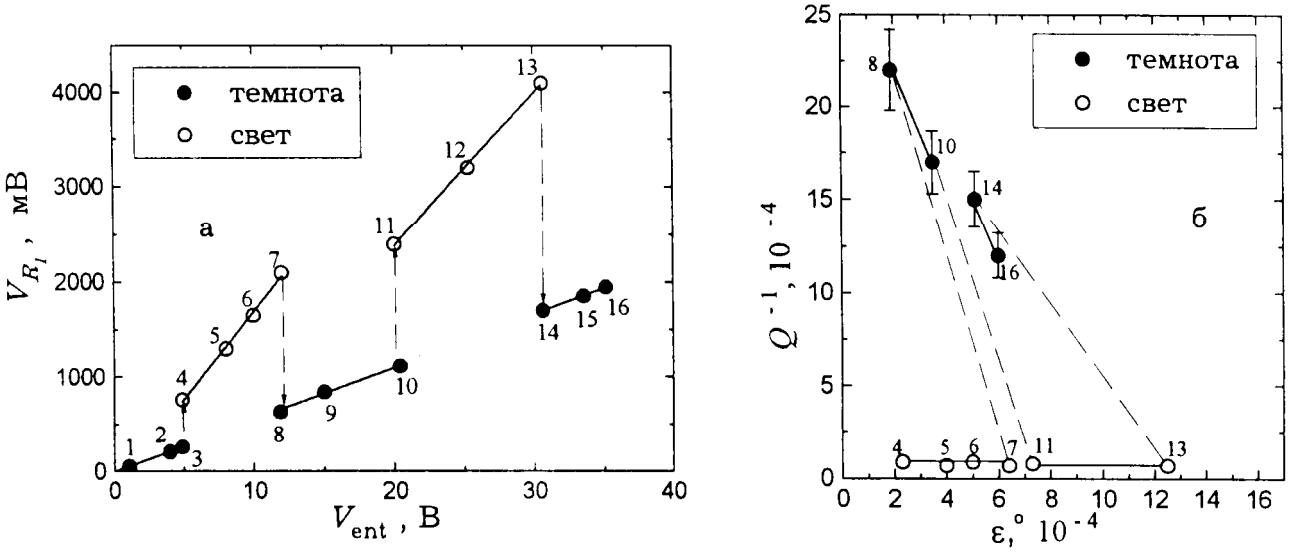

Рис. 2. ВАХ составного осциллятора с образцом №44 ($\theta = 42\,^\circ$), иллюстрирующая положительный ФАЭ (*а*), и соответствующая этому испытанию зависимость $Q^{-1}(\varepsilon^0)$ (*б*). Опыт 10, режим «темнота–свет»; цифры и стрелки указывают последовательность измерений

«темнота–свет» проводили так, что при первом измерении V_{R1} образец находился в защищенной от света камере. Затем образец освещался, и при том же V_{ent} снова снималось значение V_{R1}. Потом V_{ent} увеличивалось, измерялось значение V_{R1}, после чего освещение прекращалось. Цикл «темнота–свет» повторялся.

Из рис. 1–3 видно, что в моменты включения и выключения света при $V_{\text{ent}} = \text{const}$ значения V_{R1} (а следовательно, ε^0) и внутреннего трения Q^{-1} изменялись практически скачком. У образцов с положительным ФАЭ скачок амплитуды $\Delta\varepsilon^0 = \varepsilon^0_{\text{dark}} - \varepsilon^0_{\text{light}} < 0$ (рис. 2, *а*), а скачок внутреннего трения $\Delta Q^{-1} = Q^{-1}_{\text{dark}} - Q^{-1}_{\text{light}} > 0$ (рис. 2, *б*). У образцов с отрицательным ФАЭ $\Delta\varepsilon^0 > 0$ (рис. 3, *а*), а $\Delta Q^{-1} < 0$ (рис. 3, *б*). Величины скачков $|\Delta\varepsilon^0|$ и

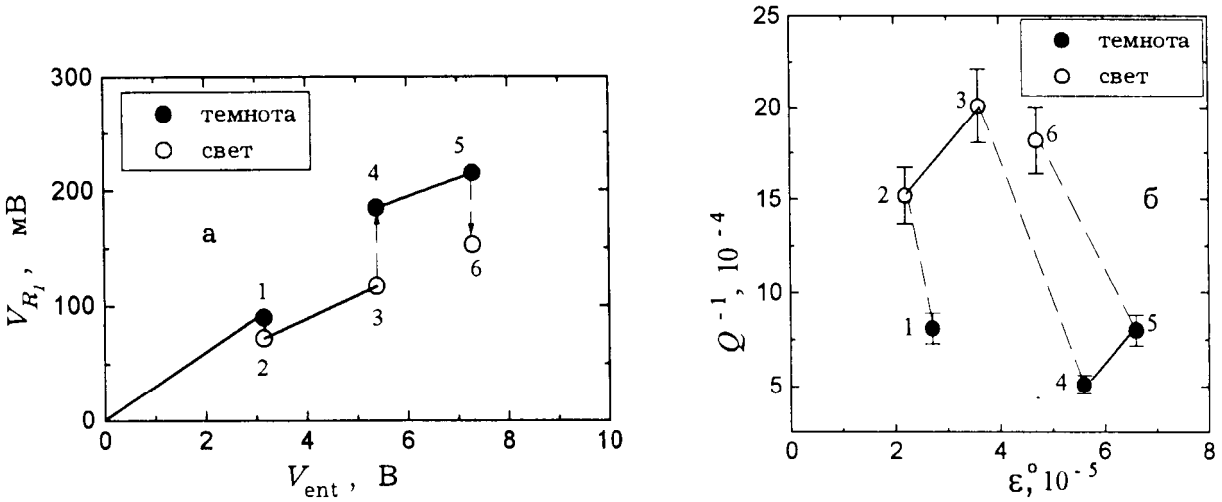

Рис. 3. ВАХ составного осциллятора с образцом №47 ($\theta = 50°$), иллюстрирующая отрицательный ФАЭ (*а*), и соответствующая этому испытанию зависимость $Q^{-1}(\varepsilon^0)$ (*б*). Опыт 1, режим «темнота–свет»; цифры и стрелки указывают последовательность измерений

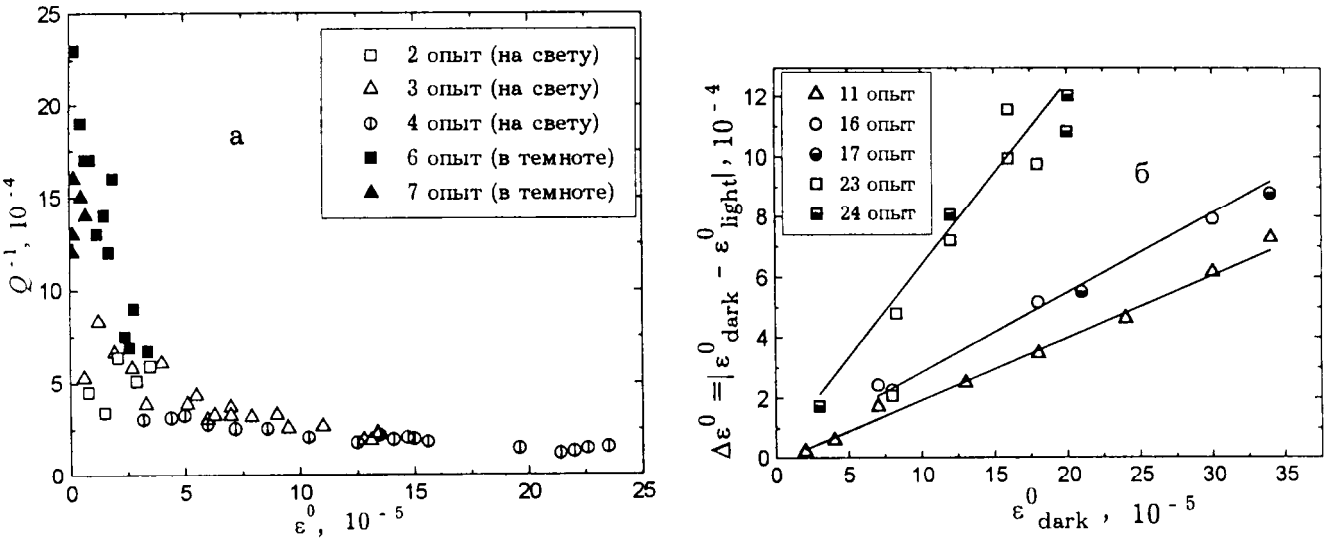

Рис. 4. Зависимость внутреннего трения Q^{-1} от амплитуды относительной деформации ε^0 на свету и в темноте (*а*) и зависимость скачка амплитуды $\Delta\varepsilon^0$ от амплитуды деформации в темноте $(\varepsilon^0)_{\rm dark}$ (*б*) при многократных испытаниях образца №44

$|\Delta Q^{-1}|$ зависели от интенсивности освещения и амплитуды УЗ.

Анализ спектров катодолюминесценции образцов, проявляющих различную реакцию на свет диссипативных свойств, показал, что образцы с положительным и отрицательным ФАЭ отличались соотношением между числом донорных и акцепторных центров. Положительный ФАЭ наблюдался у образцов с избытком акцепторных центров, отрицательный ФАЭ был характерен для более скомпенсированных образцов.

3. Влияние ультразвука на диссипативные свойства высокоомных образцов

Диссипативные свойства высокоомных образцов изменялись под действием УЗ и на свету, и в темноте. Пример изменения внутреннего трения у одного из образцов с положительным ФАЭ приведен на рис. 4, *а*. Видно, что на свету и в темноте Q^{-1} уменьшается по мере увеличения амплитуды деформации ε^0. Уменьшалось $Q^{-1}_{\rm dark}$ и с увеличением суммарного времени УЗ-воздействия. На свету отношение $V_{\rm ent}/V_{R1}$, которое также служит мерой диссипированной энергии [5], снизилось от 120 до 6 в результате многократных УЗ-испытаний этого образца.

Величина скачков $\Delta\varepsilon^0$ в высокоомных образцах при неизменных условиях освещения могла изменяться в процессе УЗ-воздействия. Так, при каждом испытании образца, проявлявшего положительный ФАЭ, значение $\Delta\varepsilon^0$ увеличивалось с ростом амплитуды $\varepsilon^0_{\rm dark}$ по линейному закону (рис. 4, *б*). Прямые $\Delta\varepsilon^0(\varepsilon^0_{\rm dark})$ смещались в сторону больших значений $\Delta\varepsilon^0$, возрастал и их наклон.

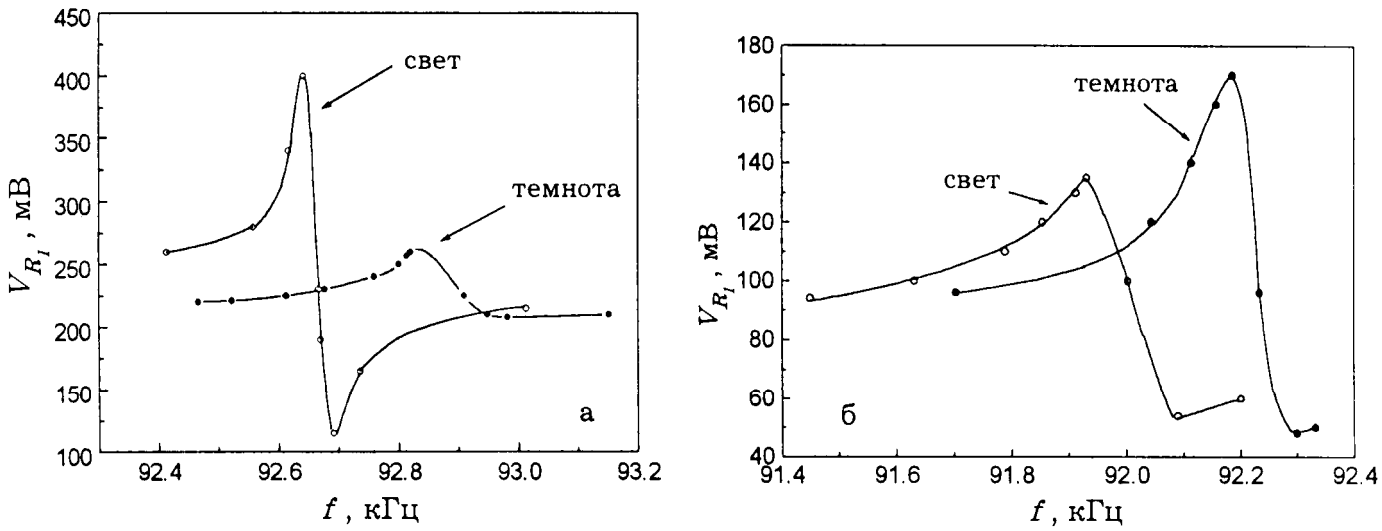

Рис. 5. Амплитудно-частотные характеристики образцов, снятые на свету и в темноте при $V_{\text{ent}} = 5$ В, при проявлении положительного ФАЭ (образец №44, опыт 10) (*а*) и отрицательного ФАЭ (образец №46, опыт 1) (*б*)

4. Влияние света на резонансную частоту составного осциллятора с высокоомными образцами

Влияние света на резонансную частоту f_r видно из сравнения амплитудно-частотных характеристик составного осциллятора с образцами, обладающими различной реакцией на свет (рис. 5): при переходе от темноты к свету f_r уменьшается независимо от знака ФАЭ. Изменение f_r происходит скачком и при включении и при выключении света.

Тот факт, что величина f_r всегда уменьшалась при включении света, позволил предположить, что скачок f_r обусловлен изменениями электрических свойств образцов за счет появления фотоэлектронов, а не вкладом дислокационной деформации в их неупругие свойства. Действительно, опыты показали, что на свету емкость C составного осциллятора с высокоомными образцами отличается от темновой.

Согласно теории метода [4], резонансная частота составного осциллятора определяется соотношением $f_r = (LC)^{-1/2}$, где L — индуктивность резонансного контура. Если изменение f_r обусловлено различием емкостей на свету и в темноте, то должно выполняться соотношение

$$\frac{(f_r^2)_{\text{dark}}}{(f_r^2)_{\text{light}}} = \frac{C_{\text{light}}}{C_{\text{dark}}}. \qquad (1)$$

В таблице приведены результаты измерения на свету и в темноте емкости (столбцы 2, 3) и резонансной частоты (столбцы 4, 5). Рассчитанные по этим данным отношения емкостей и отношения квадратов частот даны в столбцах 6 и 7. Видно, что соотношение (1) выполняется с большой точностью. Следовательно, уменьшение f_r при включении света обусловлено изменениями емкости составного осциллятора с высокоомными образцами при появлении в последних фотоэлектронов.

Данные о емкости C и резонансной частоте f_r составного осциллятора с образцами CdS при испытаниях на свету и в темноте

Маркировка образцов	C_{light} пФ	C_{dark}, пФ	$(f_r)_{\text{light}}$, кГц	$(f_r)_{\text{dark}}$, кГц	$\frac{C_{\text{light}}}{C_{\text{dark}}}$	$\left(\frac{(f_r)_{\text{dark}}}{(f_r)_{\text{light}}}\right)^2$
1	2	3	4	5	6	7
40	7,965	7,935	92,559	93,032	1,004	1,010
43	9,760	9,735	92,006	92,394	1,003	1,008
44	7,940	7,930	92,641	92,941	1,001	1,006
46	9,900	9,875	92,345	92,695	1,003	1,007
47	8,210	8,175	91,983	92,983	1,004	1,006

5. Обсуждение результатов

Поскольку кристаллы CdS обладают пьезоэлектрическими свойствами и проводимостью, основные уравнения состояния таких кристаллов в отсутствие внешних электрических полей имеют вид [2]

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl}\varepsilon_{kl}, \quad D_k = e_{klm}\chi_{lm},$$

где σ_{ij} и ε_{kl} — компоненты тензоров напряжения и деформации; c_{ijkl} — модули упругости; D_k — компоненты вектора электрической индукции, χ_{lm} — диэлектрическая постоянная; e_{klm} — пьезоэлектрические константы.

Под УЗ-воздействием в образцах устанавливались стоячие волны деформаций, механических напряжений и электрических смещений.

Существенное влияние на распространение акустических волн в CdS оказывают электростатические поля, появление которых вызывает поляризация пьезоэлектрика. Ориентация кристаллов CdS была такова, что при возбуждении продольной стоячей УЗ-волны по длине образца заряды появлялись на торцах образца и на боковых гранях, перпендикулярных плоскости призмы I рода.

В общем случае взаимодействие упругой волны с носителями заряда обусловлено двумя причинами: взаимодействием носителей заряда с пьезоэлектрическим полем, сопровождающим УЗ-волну, и измене-

нием потенциала при деформации решетки УЗ-волной [1, 2]. Следовательно, внутреннее трение высокоомных образцов можно представить в виде суммы $Q^{-1} = Q_0^{-1} + Q_d^{-1} + Q_e^{-1}$, где Q_0^{-1} — фон внутреннего трения, Q_d^{-1} и $Q_e^{-1} = Q_{pz}^{-1} + Q_{st}^{-1}$ — вклады дислокационных механизмов и электронной подсистемы соответственно. Вклад Q_{pz}^{-1} обусловлен взаимодействием пьезоэлектрического поля с носителями заряда, Q_{st}^{-1} — изменением потенциала в результате деформации решетки УЗ-волной.

Рассмотрим, как каждый из вкладов может меняться при переходе от темноты к свету. Фон внутреннего трения Q_0^{-1} будем считать неизменным. Вклад электронной подсистемы Q_e^{-1} уменьшается. Действительно, на свету Q_{pz}^{-1} исчезает, так как пьезоэлектрическое поле практически полностью компенсируется при появлении фотоэлектронов. Q_{st}^{-1} зависит от амплитуды деформации. Но $Q_{st}^{-1} \ll Q_{pz}^{-1}$ [2], и изменением Q_{st}^{-1} можно пренебречь. С учетом сделанных приближений скачок внутреннего трения при переходе от темноты к свету примет вид

$$\Delta Q^{-1} = Q_{\text{dark}}^{-1} - Q_{\text{light}}^{-1} = [(Q_d^{-1})_{\text{dark}} - (Q_d^{-1})_{\text{light}}] + Q_{pz}^{-1}. \quad (2)$$

Максимального вклада Q_{pz}^{-1} следует ожидать при $\omega_c/\omega = 1$ [2]. Для исследованных образцов это отношение было значительно меньше единицы. Наибольшее его значение равнялось $(\omega_c/\omega)_{\text{dark}} = 0{,}08$ (для образца с положительным ФАЭ), а наименьшее составляло 0,01 (для образца с отрицательным ФАЭ), тем не менее имело место дополнительное поглощение УЗ, обусловленное взаимодействием пьезоэлектрического поля с носителями зарядов.

Вклад Q_d^{-1} должен уменьшаться при переходе от темноты к свету, т.е. $\Delta Q_d^{-1} = [(Q_d^{-1})_{\text{dark}} - (Q_d^{-1})_{\text{light}}] > 0$, если предположить, что при колебательном движении дислокации дополнительно закрепляются под действием света, как это имеет место при положительном фотопластическом эффекте [6]. Из (2) следует, что в этом случае $\Delta Q^{-1} > 0$, т.е. ФАЭ будет положительным. Вклад Q_d^{-1} на свету может возрастать, если под действием света увеличивается подвижность дислокаций, как при отрицательном фотопластическом эффекте [6, 7]. Тогда $\Delta Q_d^{-1} < 0$, и ФАЭ будет положительным, только если $|\Delta Q_d^{-1}| < Q_{pz}^{-1}$.

Таким образом, уменьшение Q^{-1} при переходе от темноты к свету может быть связано с изменением и дислокационного вклада Q_d^{-1}, и вклада Q_{pz}^{-1}, обусловленного взаимодействием УЗ-волны с носителями заряда. Если бы изменение Q^{-1} при переходе от темноты к свету определялось лишь дислокационными механизмами, то уменьшение Q^{-1} должно было бы сопровождаться увеличением резонансной частоты составного осциллятора f_r. Однако в данных опытах при включении света уменьшение Q^{-1} сопровождалось уменьшением f_r за счет изменения электрической емкости образца при появлении фотоэлектронов. Следовательно, уменьшение Q^{-1} в образцах с положительным ФАЭ при включении света обусловлено в основном исчезновением вклада Q_{pz}^{-1}.

Приведенные результаты и их анализ позволяют заключить, что положительный ФАЭ в исследованных образцах CdS был обусловлен изменением соотношения между вкладами во внутреннее трение электронной подсистемы и дислокационных механизмов. При переходе от темноты к свету на несколько порядков увеличивалась проводимость CdS и с появлением фотоэлектронов резко уменьшался вклад во внутреннее трение электронной подсистемы, так как исчезал вклад Q_{pz}^{-1}.

Из (2) следует, что скачок ΔQ^{-1} при переходе от темноты к свету может быть отрицательным (отрицательный ФАЭ) только в случае, когда подвижность дислокаций увеличивается под действием света ($\Delta Q_d^{-1} < 0$), а дислокационный вклад во внутреннее трение является определяющим, т.е. при $|Q_d^{-1}| > Q_{pz}^{-1}$.

Таким образом, отрицательным ФАЭ обладали образцы, внутреннее трение которых контролировалось дислокационными механизмами поглощения ультразвука и у которых под действием света увеличивалась подвижность дислокаций. Иными словами, отрицательный ФАЭ обусловлен влиянием света на дефекты кристаллической структуры.

Литература

1. *Бонч-Бруевич В.Л., Калашников С.Г.* // Физика полупроводников. М., 1996.
2. *Мак-Фи Дж.* // Физическая акустика / Под ред. У. Мэзона. М., 1969. Т. IV. Ч. А. С. 13.
3. *Бушуева Г.В., Зиненкова Г.М., Полякова И.Г., Тяпунина Н.А.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1998. № 3. С. 48 (Moscow University Phys. Bull. 1998. No. 3. P. 57).
4. *Швидковский Е.Г., Дургарян А.А.* // Науч. докл. высш. школы — Физ.-мат. науки. 1958. **1**, № 5. С. 211.
5. *Тяпунина Н.А.* // Физика деформационного упрочнения монокристаллов. Киев, 1972. С. 228.
6. *Осипьян Ю.А., Петренко В.Ф.* // Физика соединений $A^{II}B^{VI}$. М., 1986. С. 35.
7. *Maeda K., Takeuchi S.* // Techn. Rept. ISSP. A. 1994, No. 2806. P. 1.

Поступила в редакцию
15.04.98