

©1995 г.

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В СТРУКТУРАХ НА ВЫСОКООМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛАХ С ТОНКИМ СЛОЕМ ДИЭЛЕКТРИКА НА ГРАНИЦЕ ПОЛУПРОВОДНИК–МЕТАЛЛ

П.Г.Кашерининов, А.В.Кичаев, А.А.Томасов

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия
(Получена 9 июня 1995 г. Принята к печати 13 июня 1995 г.)

В реальных фотосопротивлениях на высокоомных (полуизолирующих) полупроводниковых кристаллах CdTe (в структурах металл–тонкий диэлектрик–полупроводник–тонкий диэлектрик–металл) обнаружен и исследован ранее не известный эффект гигантской пространственной перестройки напряженности электрического поля в кристалле при освещении структуры. Предлагается новая концепция фотоэлектрических явлений в высокоомных полупроводниковых кристаллах, базирующаяся на представлении об определяющей роли в этих явлениях эффекта перестройки поля в условиях не изменяющегося при освещении времени жизни носителей. Описывается природа эффекта, его проявлением объясняется зависимость характеристик структур от параметров кристалла и диэлектрических слоев, рассматриваются пути направленного создания структур с заданными фотоэлектрическими характеристиками для новых приборов и научных методов.

В структурах металл–туннельный диэлектрик–полупроводник–туннельный диэлектрик–металл (М(ТД)П(ТД)М) на высокоомных (полуизолирующих) полупроводниковых кристаллах, создаваемых нанесением металлических электродов (М) на реальную поверхность кристалла (П), покрытую тонким слоем естественного окисла — туннельного диэлектрика (ТД) и широко используемых в качестве детекторов излучения (свет, рентгеновское излучение, γ -кванты) [1], экспериментально обнаружен и исследован ранее не известный эффект гигантской пространственной перестройки напряженности электрического поля в кристалле при освещении, который в ряде случаев сопровождается изменением инжекционных свойств контактов. Величина этого эффекта зависит от параметров примесных уровней полупроводникового кристалла, диэлектрических слоев структуры, температуры и т.д. [2–5].

Обнаруженный эффект представляет большой интерес как для прикладных, так и для фундаментальных исследований в высокоомных полупроводниках, поскольку именно на основе исследования фотоэлектрических явлений в таких структурах формировалась современная теория фотопроводимости высокоомных полупроводниковых кристаллов. Широкое разнообразие необычных фотоэлектрических явлений в таких структурах — нелинейность зависимости фототока (J) от интенсивности освещения (I) (суб- или суперлинейная $J = J(I)$), сложный характер релаксации фототоков, остаточная проводимость (память фототоков), влияние подсветок на величину фототоков, температурное гашение фотопроводимости и т.д., которые, как правило, сопутствуют друг другу и наблюдаются на одних и тех же образцах, объясняется в этой теории исключительно изменением времени жизни носителей при освещении, $\tau(I)$, в предположении неизменности пространственного распределения напряженности электрического поля в кристалле, $E(x) = \text{const}$ [6-9]. Это объяснение достаточно противоречиво, носит эмпирический характер и не в состоянии указать пути создания структур с заданными характеристиками.

На основе обнаруженного эффекта авторами предложена новая концепция фотоэлектрических явлений в таких структурах, базирующаяся на представлении об определяющей роли в них эффекта фотоиндуцированной пространственной перестройки напряженности электрического поля ($E(x) = f(I)$ в предположении $\tau(I) = \text{const}$). Эта концепция позволяет с единых позиций объяснить многообразие наблюдаемых фотоэлектрических явлений и их взаимообусловленность, зависимость фотоэлектрических характеристик структуры от параметров кристалла и диэлектрических слоев, указать пути направленного воспроизводимого создания структур с заданными фотоэлектрическими характеристиками, что открывает возможность практического использования этих явлений для новых приборов и научных методик.

1. Фотоиндуцированная пространственная перестройка напряженности электрического поля в структуре М(ТД)П(ТД)М, ее воздействие на величину фототока

В настоящее время установлено, что реальные контакты металл-полупроводник включают в себя слой тонкого диэлектрика (ТД) (естественного окисла), туннельно-прозрачного для носителей тока (толщиной $20 \div 50 \text{ \AA}$) [10], так что высокоомные структуры металл-полупроводник-металл, для которых теория предсказывает лишь слабое изменение распределения электрического поля при освещении [11-13], представляют собой в действительности структуры типа М(ТД)П(ТД)М.

Освещение «собственным» светом ($h\nu > E_g$, $V \gg kT/e$) одного из электродов симметричной структуры М(ТД)П(ТД)М на высокоомном (полуизолирующем) полупроводниковом кристалле, в котором длина экранирования Дебая (L_D) превышает толщину кристалла (d), $L_D > d$, вызывает генерацию фотоносителей вблизи освещаемого электрода (V — приложенное напряжение, k — постоянная Больцмана, T —

температура в кельвинах, e — заряд электрона, $h\nu$ — энергия кванта света, E_g — ширина запрещенной зоны). Генерированные фотоносители двигаются к соответствующим электродам, встречая на своем пути приконтактные барьеры в виде слоев ТД, которые они преодолевают за счет механизма туннелирования [14–19].

Установление стационарных сквозных фототоков обусловлено выравниванием потоков фотоносителей каждого знака, подходящих к соответствующему барьеру в объеме кристалла и проходящих через него к электроду, и сопровождается образованием строго определенных по величине и конфигурации зарядов свободных фотоносителей в обеих приэлектродных областях структуры [19]. У освещаемого электрода увеличение напряженности поля за счет аккумуляции фотоносителей соответствующего знака имеет место в слое кристалла толщиной, соизмеримой с $1/\alpha$ ($\alpha \simeq 10^4 \text{ см}^{-1}$ — коэффициент поглощения света), в остальной части кристалла изменение распределения $E = E(x)$ обусловлено зарядом того же знака, что и освещаемый электрод.

При наличии в кристалле примесных уровней аккумулярованные около слоев ТД свободные фотоносители могут частично захватываться на них. При наличии большой концентрации таких уровней заряд захваченных носителей может значительно превосходить величину аккумулярованного заряда свободных носителей, что обеспечивает более эффективную фотоиндуцированную перестройку поля в структурах на таких кристаллах [4,5].

Различие в эффективности перестройки поля для структур М(ТД)П(ТД)М на различных кристаллах обуславливает и существенное различие их фотоэлектрических характеристик. Один из механизмов воздействия перестройки поля на величину протекающего через структуру фототока — это изменение величины собранного на электроды заряда от каждой из созданных светом электронно-дырочных пар [20]. Под действием этого механизма происходит, как правило, уменьшение фототока по сравнению с его значением при однородном распределении поля в структуре [3].

Другой механизм связан с возможным изменением инжекционных свойств контактов при увеличении напряженности электрического поля в приэлектродных областях структуры и приводит к возрастанию тока во внешней цепи при перестройке поля [4,5]. Природа механизма показана на рис. 1, где представлена зонная диаграмма структуры М(ТД)П(ТД)М в темноте (рис. 1,а) и при освещении собственным светом со стороны различных электродов (рис. 1,б,с), построенная на основании полученных экспериментально распределений $E = E(x)$ в структурах М(ТД)П(ТД)М на высокоомных кристаллах CdTe [2]. Существенно, что освещение структуры сопровождается уменьшением высоты барьера металл–полупроводник за счет роста падения напряжения в слое диэлектрика на величину $(e\Delta V_2 - e\Delta V_1)$, что может вызвать надбарьерную инжекцию носителей в кристалл [19]. Кроме этого, происходит уменьшение ширины потенциального барьера у неосвещаемого электрода (рис. 1,б,с), что обеспечивает возможность инжекции носителей со стороны этого электрода за счет туннельной эмиссии с поверхностных состояний в зону проводимости (валентную зону) полупроводника через треугольный барьер в полупроводнике (рис. 1,б,с, процесс 2) или туннельного прохождения носителей из металла через двойной барьер диэлектрик–пролупроводник (рис. 1,б,с, процесс 3) [21].

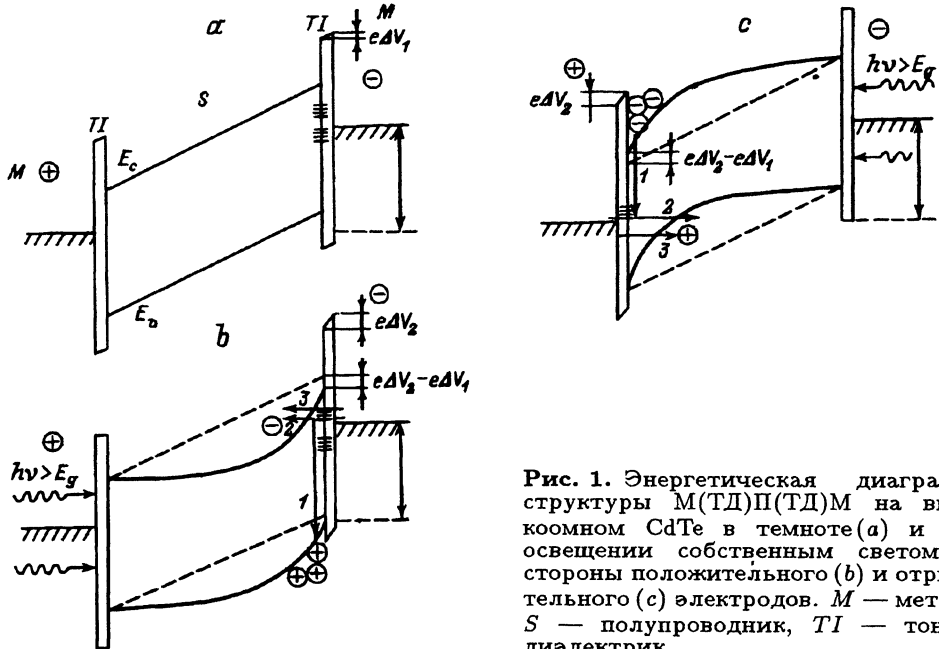


Рис. 1. Энергетическая диаграмма структуры М(ТД)П(ТД)М на высокоомном CdTe в темноте (а) и при освещении собственным светом со стороны положительного (b) и отрицательного (с) электродов. М — металл, S — полупроводник, ТИ — тонкий диэлектрик.

Характер распределения поля в кристалле оказывает воздействие на величину протекающего фототока через все эти механизмы; преимущественное влияние того или иного из них может меняться с изменением интенсивности освещения, времени, температуры и т.д., что и определяет особенности фотоэлектрических характеристик таких структур.

2. Постановка задачи

В работе приводится объяснение многообразия фотоэлектрических явлений, наблюдаемых в высокоомных структурах М(ТД)П(ТД)М, различной эффективностью фотоиндуцированной перестройки электрического поля в них за счет образования различных по величине и конфигурации пространственных электрических зарядов. Основные логические этапы исследования состоят в следующем.

1. Для каждого типа структур при различных интенсивностях освещения одновременно измеряются: величина стационарного фототока, форма кривой релаксации фототока при включении (выключении) освещения и пространственное распределение $E = E(x)$ между электродами структуры как в стационарном режиме, так и в различные моменты времени после включения (выключения) освещения.

2. По измеренным распределениям $E = E(x)$ рассчитываются стационарные люкс-амперные характеристики и форма релаксации фототока в каждом типе структур (в предположении отсутствия инжекции носителей из электродов).

3. Из сопоставления экспериментально измеренных фотоэлектрических характеристик с рассчитанными согласно п. 2 оценивается вклад инжекционных процессов в токовые характеристики структур каждого типа.

4. Изучается влияние внешних подсветок на фотопроводимость структур М(ТД)П(ТД)М через пространственную перестройку электрического поля под действием этих подсветок.

5. Рассматриваются фотоэлектрические явления, обусловленные исключительно инжекцией носителей из электродов при фотоиндуцированной перестройке поля в кристалле (суперлинейный характер люкс-амперных характеристик, остаточная проводимость и т.д.).

3. Методика эксперимента

3.1. *Объект исследований.* Исследуемые образцы представляли собой структуры М(ТД)П(ТД)М, созданные на полуизолирующих электрооптических кристаллах p -CdTe ($\rho = 10^8$ Ом·см) с широко варьируемой концентрацией примесных уровней:

а) компенсированные кристаллы с концентрацией примесных уровней акцепторного и донорного типа $N > 10^{15}$ см⁻³, $T = 300$ К;

в) кристаллы с глубокими примесными уровнями (компенсированные кристаллы при $T = 77$ К).

Кристаллы p -CdTe(Cl) выращивались методом горизонтальной направленной кристаллизации в направлении [110] с компенсацией ионами хлора [1]; изменение концентрации примесных уровней достигалось некоторым отклонением от стехиометрического состава за счет обогащения вакансиями кадмия. Эти вакансии и их комплексы образуют примесные уровни акцепторного и донорного типов [22]. Образцы представляли собой плоско-параллельные пластинки $0.7 \times 0.7 \times 0.3$ см³, вырезанные перпендикулярно оси роста; структуры М(ТД)П(ТД)М создавались напылением или химическим осаждением оптически прозрачных золотых электродов на травленные поверхности 0.7×0.7 см², покрытые слоем тонкого окисла, толщина которого могла варьироваться путем специального окисления поверхности [23].

К электродам структуры прикладывалось постоянное напряжение $U = 100 \div 500$ В; освещение производилось через оптически прозрачные электроды постоянным световым потоком или прямоугольными импульсами собственного света ($\lambda = 0.63$ или 0.8 мкм). В первой части работы представлены результаты исследований структур на чистых кристаллах.

3.2. *Методика измерения пространственно-временного распределения напряженности электрического поля в объеме кристаллов при воздействии внешнего возмущения.* В работе использована модификация поляризационно-оптического метода, позволяющего определять пространственное распределение $E = E(x, t)$ в структурах на электрооптических кристаллах с произвольной кристаллографической ориентацией и неизвестными значениями электрооптических коэффициентов, как в стационарных условиях, так и в различные моменты времени после включения (выключения) внешнего возмущения с пространственным разрешением 50 мкм и временным разрешением менее 1 мкс. Измерения осуществлялись путем зондирования образца, размещенного между скрещенными поляризаторами, узким световым лучом, проходящим через кристалл перпендикулярно направлению поля (диаметр луча < 100 мкм, $\lambda = 1.3$ мкм). Луч направлялся на боковую грань образца и перемещался от одного электрода к другому с заданным шагом. Интенсивность светового потока на выходе после анализатора измерялась германиевым фотодиодом.

Для каждого из положений зондирующего луча измерялись временные зависимости выходной интенсивности зондирующего света $I^*(x, t)$ при включении (выключении) поглощаемого освещения. По набору этих зависимостей реконструировалось пространственное распределение эффекта Поккельса между электродами структуры в любой произвольный момент времени (t).

Для такой оптической системы выходная интенсивность луча, проходящего на расстоянии x от одного из электродов, связана с напряженностью электрического поля $E(x, t)$ выражением (1) [24]:

$$I^*(x, t) = I_0^* \sin^2 [\kappa E(x, t)], \quad (1)$$

где I_0^* — интенсивность падающего света; κ — размерный электрооптический коэффициент, зависящий от ориентации и размеров образца.

Пространственно-временное распределение $E(x, t)$ в абсолютных значениях рассчитывалось по измеренным распределениям $I^*(x, t)$ с использованием экспериментально установленного факта, состоящего в том, что в исследуемых структурах перестройка поля не сопровождается сколь-нибудь существенным изменением падения напряжения на полупроводниковом кристалле, т.е.

$$\int_0^d E(x) dx = V. \quad (2)$$

Из (1) и (2) можно определить размерный коэффициент κ и рассчитать напряженность поля по формуле

$$E(x, t) = \frac{V \arcsin[I^*(x, t)/I_0^*]^{1/2}}{\int_0^d \arcsin[I^*(x, t)/I_0^*]^{1/2} dx}. \quad (3)$$

3.3 Методика расчета токовых характеристик структур. В настоящее время имеет методика расчета величины заряда, собранного на электродах структуры от созданной светом в известной точке кристалла электронно-дырочной пары при любом заданном распределении электрического поля [20,3]. Следовательно, при известных интенсивности освещения, функции генерации фотоносителей и распределении $E(x, t)$ может быть рассчитана величина протекающего фототока. При этом полученная расчетом и экспериментально измеренная величина фототока могут различаться друг от друга на величину составляющей тока, обусловленной инжекцией носителей с электродов структуры.

Расчет плотности фототоков проводится в дрейфовом приближении при следующих предположениях:

1) структура освещается собственным светом интенсивности I со стороны одного из электродов, кванты падающего света поглощаются непосредственно около освещаемого электрода ($x = 0$);

2) параметры полупроводникового кристалла μ и τ (подвижность электронов и дырок, времена их жизни соответственно) известны и не изменяются при освещении.

Заряд (Q), собранный на электродах структуры при прохождении индуцированным зарядом (q) расстояния от x_1 до x_2 , описывается, согласно [20], выражением

$$dQ = \frac{q(x)}{d} dx, \quad Q(x_1 x_2) = \frac{1}{d} \int_{x_1}^{x_2} q(x) dx. \quad (4)$$

При освещении структуры со стороны положительного электрода заряд через кристалл переносится дырками, при этом его величина будет уменьшаться со временем согласно соотношению

$$q(x) = q_0 \exp(-t/\tau), \quad (5)$$

где τ — время жизни носителей (дырок), t — время с момента генерации заряда.

Время t и координата x носителей заряда в кристалле связаны соотношением

$$dt = \frac{dx}{v_{dr}(x)} = \frac{dx}{\mu E(x)}, \quad (6)$$

где v_{dr} — дрейфовая скорость носителей (дырок), μ — подвижность дырок.

Из выражений (4)–(6) получаем формулу расчета величины заряда, собранного на электродах структуры, от созданного одним квантом света заряда q_0 в точке $x = 0$ (анод),

$$\frac{Q}{q_0} = \frac{1}{d} \int_0^d \exp \left[-\frac{1}{\tau \mu} \int_0^x \frac{dx'}{E(x')} \right] dx. \quad (7)$$

Для каждой заданной интенсивности освещения плотность фототока имеет вид

$$J = e\beta(1 - R) \frac{Q}{q_0} K_D \frac{I}{h\nu}, \quad (8)$$

где e — заряд электрона; β — внутренний квантовый выход; R — коэффициент отражения и нефотоактивного поглощения света; K_D — коэффициент, учитывающий диффузию носителей против направления поля и рекомбинацию на поверхности [25].

Таким образом, зависимость плотности фототока от интенсивности освещения $J = J(I)$ описывается, согласно (7) и (8), через известное распределение напряженности электрического поля в кристалле $E(x) = f(I)$.

4. Фотоэлектрические явления в структурах М(ТД)П(ТД)М на высокоомных «чистых» кристаллах CdTe

4.1. *Распределение напряженности электрического поля в кристалле при освещении.* Исследовались структуры М(ТД)П(ТД)М на «чистых» кристаллах CdTe *p*-типа проводимости с подвижностью электронов и дырок соответственно $\mu_n = 800 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $\mu_p = 80 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ и временем жизни носителей $\tau \simeq 5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$.

Исследовалось по описаной выше методике распределение $E = E(x)$ в различные моменты времени после включения (выключения) освещения, изучалось воздействие на характер распределения напряженности поля режимов работы структуры (величина приложенного напряжения, интенсивность освещения и т.д.), параметров структуры (толщина диэлектрических слоев), изучалась природа электрического заряда, обуславливающего эффект перестройки поля.

На рис. 2 приведены стационарные распределения напряженности электрического поля в симметричной структуре М(ТД)П(ТД)М, со слоями ТД, образованными естественным окислом, при освещении со стороны положительного и отрицательного электродов. Видно, что в отсутствие освещения электрическое поле однородно по толщине

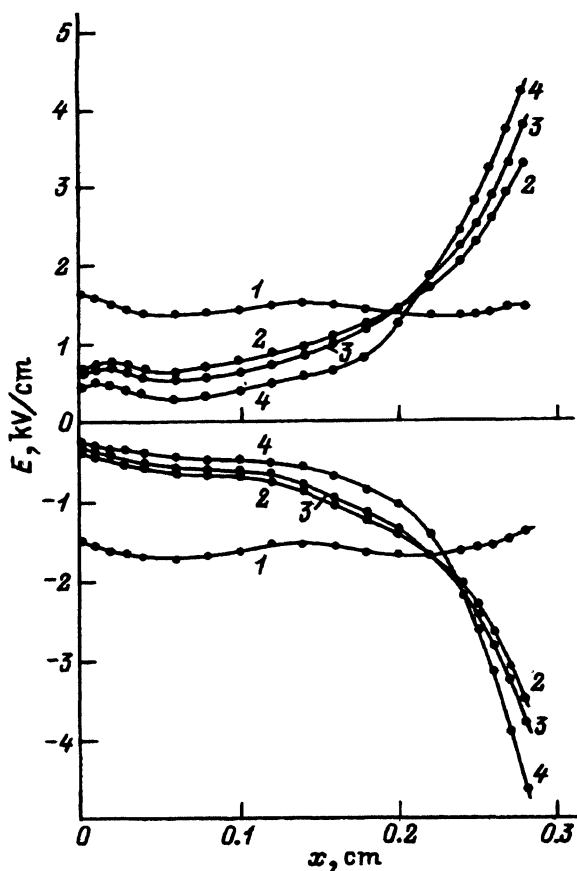


Рис. 2. Стационарное распределение напряженности электрического поля E в объеме кристалла симметричной структуры М(ТД)П(ТД)М с тонкими диэлектрическими слоями естественного окисла при освещении со стороны положительного (верхние кривые) и отрицательного (нижние) электродов. $I, \text{ мВт}/\text{см}^2$: 1 — 0, 2 — 6, 3 — 15, 4 — 95; $V = 400 \text{ В}$.

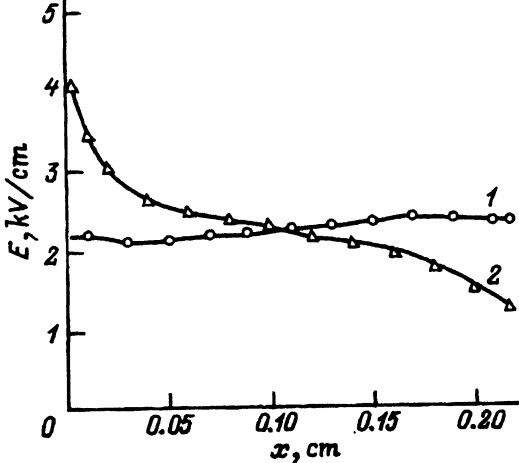


Рис. 3. Распределение напряженности электрического поля в темноте в структурах $M(TD)P(TD)M$ со слоями ТД одинаковой толщины $20\div 50 \text{ \AA}$ (1) и с более толстым слоем ТД у анода ($x = 0$) (2). $V = 500 \text{ В}$.

кристалла. При воздействии света напряженность поля у освещаемого электрода уменьшается, а у неосвещаемого увеличивается с ростом интенсивности освещения, причем в структурах с одинаковыми по толщине диэлектрическими слоями распределение $E = E(x)$, возникающее при освещении со стороны различных электродов, достаточно симметрично.

Характер распределения $E = E(x)$ определяется зарядами фотоносителей обоих знаков, аккумулярованными около приэлектродных диэлектрических слоев обоих электродов. Величина этих зарядов изменяется при изменении толщины слоев ТД. Влияние проницаемости диэлектрических слоев в структуре $M(TD)P(TD)M$ на характер распределения электрического поля в темноте и при освещении изучалось путем специального химического окисления одной грани кристалла перед нанесением на нее оптически прозрачного металлического электрода при неизменной толщине другого слоя ТД. На рис. 3 показано распределение $E = E(x)$ в отсутствие освещения в несимметричной структуре $M(TD)P(TD)M$ с более толстым слоем ТД у анода. Видно, что электрическое поле неоднородно по толщине кристалла, причем напряженность выше вблизи электрода с более толстым диэлектриком (вблизи анода), т.е. при увеличении толщины слоя ТД в кристалле наблюдается раскомпенсация примесных уровней. Как следует из расчетов, выполненных на основании результатов этого эксперимента, раскомпенсируются примесные уровни акцепторного типа с концентрацией $N \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

При освещении такой структуры со стороны анода ($x = 0$) стационарное распределение $E = E(x)$ в кристалле такое же, как и в структуре с тонкими слоями ТД (рис. 2). Скорости установления стационарного распределения поля при включении освещения в этих структурах также одинаковы (рис. 4), однако время восстановления темнового распределения поля после выключения освещения в несимметричной структуре значительно (на порядок) больше, чем в симметричной с тонкими слоями ТД.

Природа электрического заряда, вызывающего фотоиндуцированное изменение пространственного распределения $E(x)$ в таких структурах, определялась по характеру релаксации напряженности поля

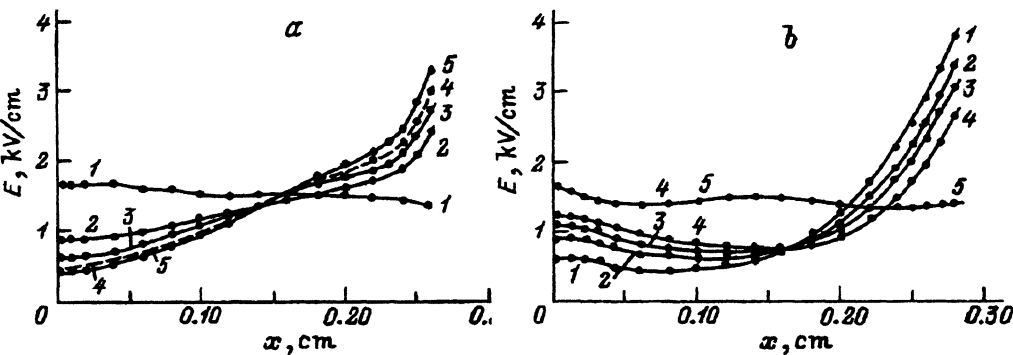


Рис. 4. Распределение напряженности электрического поля в объеме кристалла симметричной структуры М(ТД)П(ТД)М в различные моменты времени (t) после включения (выключения) освещения со стороны положительного электрода, $V = 400$ В. a — после включения освещения $I = 50$ мВт/см², $d = 0.26$ см; t , мкс: 1 — 0, 2 — 2, 3 — 5, 4 — 10, 5 — 50. b — после выключения освещения $I = 50$ мВт/см²; $d = 0.28$ см; t , мкс: 1 — 0, 2 — 5, 3 — 10, 4 — 20, 5 — 80.

при включении (выключении) освещения. Как видно из рис. 4, a, b , в симметричной структуре М(ТД)П(ТД)М установление стационарного распределения поля в полупроводниковом кристалле происходит за время, соизмеримое с временем пролета носителей (дырок) $t < 50$ мкс, и следовательно, фотоиндуцированный заряд определяется, по-видимому, свободными носителями и (или) перезаряженными мелкими примесными уровнями.

4.2. Воздействие внешней подсветки на величину фототока в структуре. Изучалось воздействие на величину фототока структуры М(ТД)П(ТД)М внешней подсветки, вызывающей изменение пространственного распределения $E = E(x)$. Фототок создавался освещением структуры со стороны катода модулированным потоком собственного света ($\lambda = 0.8$ мкм) слабой интенсивности, не вызывающим изменения распределения поля. Подсветка структуры производилась со стороны различных электродов постоянным световым потоком различной интенсивности. В процессе эксперимента регистрировались величина фототока от модулированного светового потока и пространственное распределение $E = E(x)$ в кристалле.

На основании измеренных распределений электрического поля $E(x) = f(I)$ (рис. 3) рассчитывался в соответствии с (7) и (8) фототок от модулированного света как функция интенсивности постоянного освещения, $J_m(I)$, и сравнивался с соответствующей экспериментальной зависимостью. Необходимо отметить, что при воздействии подсветки и модулированного света со стороны одного электрода (рис. 5, a) расчет проводился для $K_D = \text{const}$ при всех интенсивностях освещения в связи с тем, что изменение K_D в этом случае может быть связано только с изменением $E(x=0)$ [25], которая слабо зависит от интенсивности из-за аккумуляции носителей соответствующего знака в узкой области у освещаемого электрода.

На рис. 5 представлены расчетные и экспериментальные зависимости $J_m(I)$ при подсветке со стороны отрицательного и положительного электродов. Видно достаточно хорошее совпадение кривых. При

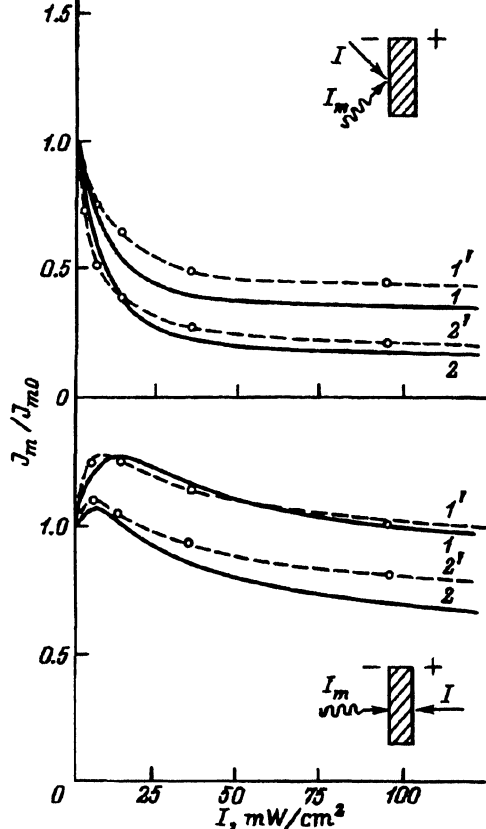


Рис. 5. Фотоотклик от модулированного светового потока J_m/J_{m0} как функция интенсивности подсветки симметричной структуры М(ТД)П(ТД)М со стороны положительного (верхние кривые) и отрицательного (нижние) электродов. V, B : 1, 1' — 300, 2, 2' — 400. 1, 2 — эксперимент; 1', 2' — расчет на основании измеренного распределения напряженности поля в кристалле. Интенсивность модулированного светового потока со стороны анода $I_m = 50$ мкВт/см².

подсветке структуры со стороны электрода, освещаемого регистрируемым (модулированным) светом, фототок от этого потока монотонно уменьшается с увеличением интенсивности подсветки. При подсветке структуры со стороны противоположного электрода регистрируемый фототок может возрастать с увеличением подсветки.

4.3. Люкс-амперные характеристики структур. На рис. 6 приведена стационарная люкс-амперная характеристика симметричной структуры М(ТД)П(ТД)М с тонкими слоями ТД, $J = J(I)$, измеренная экспериментально и рассчитанная на основании измеренных распределений $E = E(x)$ при различных интенсивностях освещения со стороны положительного электрода (рис. 2, а).

Экспериментальные и расчетные люкс-амперные характеристики, как видно из рис. 6, достаточно хорошо совпадают и описываются выражением $J = AI^n$, где $n = 0.7 \div 0.8$, т.е. сублинейны. Совпадение свидетельствует о том, что нелинейность люкс-амперной характеристики такой структуры (сублинейность) обусловлена фотоиндуцированной пространственной перестройкой электрического поля в кристалле и что во всем исследованном диапазоне интенсивностей освещения изменение $E = E(x)$ в структурах на таких кристаллах не сопровождается инжекцией носителей из электродов.

Вклад инжекционных токов в люкс-амперные характеристики структур, режимы и механизмы их возникновения в настоящее вре-

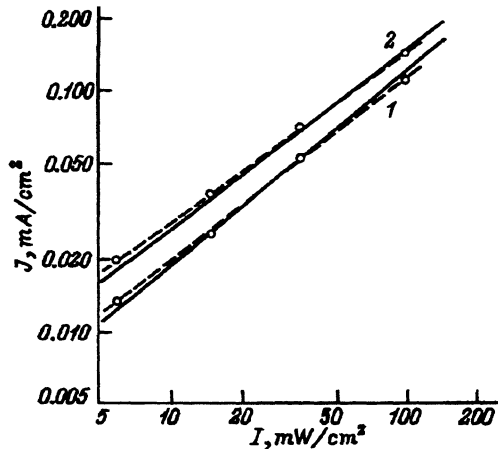


Рис. 6. Стационарные люкс-амперные характеристики структуры М(ТД)П(ТД)М: экспериментальные (сплошные линии) и рассчитанные по измеренным пространственным распределениям напряженности электрического поля в кристалле (штриховые). V, B : 1 — 300, 2 — 400; освещение структуры со стороны анода.

мало изучены и вызывают большой интерес. В структурах на неэлектрооптических кристаллах, где затруднено измерение распределения поля, вид люкс-амперной характеристики, обусловленный фотоиндуцированной перестройкой поля (при отсутствии инжекции), может быть рассчитан на основании измерения фотоотклика структуры, вызываемого пробным световым потоком как функции интенсивности постоянного освещения ($J_m = J_m(I)$) при освещении структуры со стороны одного и того же электрода (рис. 5, а). Величина этого фотоотклика, как показано выше, полностью определяется распределением $E = E(x)$ в кристалле и не реагирует на инжекционные процессы в структуре.

Расчетная люкс-амперная характеристика структуры $J(I)$ описывается при этом соотношением

$$J(I) = e\beta(1 - R) \frac{Q_0}{q_0} \frac{J_m(I)}{J_m(0)} \frac{I}{h\nu}, \quad (9)$$

где $J_m(0)$ — величина фототока от модулированного света при $I = 0$, Q_0/q_0 — относительная величина собранного заряда при однородном распределении электрического поля в кристалле ($I = 0$) [26].

4.4. *Форма кривой релаксации фототока.* Исследовалась природа релаксации фототока в симметричной структуре М(ТД)П(ТД)М при ее освещении со стороны анода постоянным по интенсивности световым потоком ($I(t) = \text{const}$), вызывающим пространственную перестройку электрического поля $E(x) = f(t)$. Измерялось распределение напряженности поля в кристалле в различные моменты времени t после начала освещения (рис. 4), по этим зависимостям рассчитывалась форма релаксации фототока во внешней цепи $J(t)$. Величина этого тока в каждой точке кристалла определяется суммой тока фотопроводимости $J_p(t)$ и тока смещения $J_d(t)$,

$$J(t) = J_p(t) + J_d(t). \quad (10)$$

Величина тока фотопроводимости в различные моменты времени после включения освещения фиксированной интенсивности рассчитывалась на основании измеренного распределения $E = E(x)$ в эти моменты времени (рис. 4, а) с помощью соотношений (7) и (8).

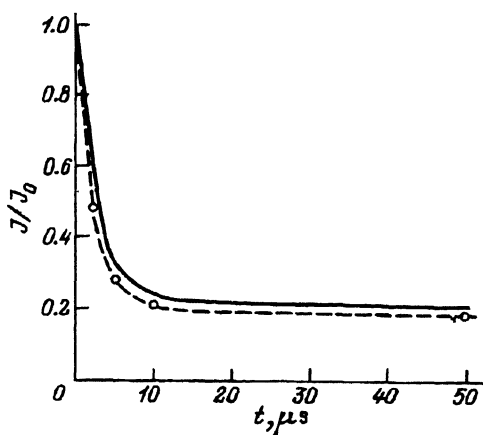


Рис. 7. Изменение фототока со временем при освещении структуры прямоугольным световым импульсом со стороны положительного электрода. $I = 50 \text{ мВт/см}^2$, $V = 400 \text{ В}$. J_0 — плотность фототока в начальный момент, в условиях недеформированного поля. Сплошная линия — эксперимент, штриховая — расчет по известным распределениям поля в различные моменты времени после включения освещения.

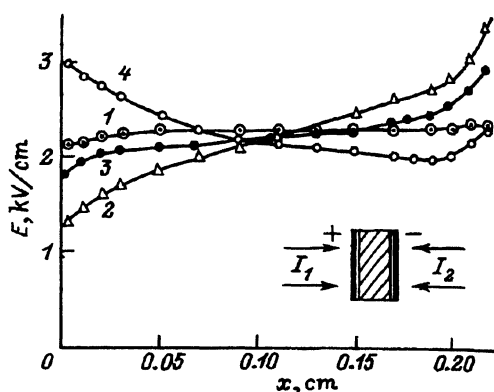


Рис. 8. Распределение напряженности электрического поля в кристалле при инжекции носителей со стороны темного электрода. $V = 500 \text{ В}$. Интенсивность освещения структуры со стороны анода $I_1 = 35 \text{ мВт/см}^2$. Интенсивность подсветки со стороны катода $I_2, \text{ мВт/см}^2$: 2 — 0, 3 — 5, 4 — 50. 1 — темное распределение поля в кристалле, $I_1 = 0$, $I_2 = 0$.

На рис. 7 приведены расчетные значения тока проводимости в различные моменты времени после включения освещения и экспериментально измеренная релаксация фототока в этом же образце. Сравнения зависимостей $J = J(t)$ показывает, что они достаточно хорошо совпадают. Этот факт свидетельствует о том, что изменение фототока со временем в таких структурах обусловлено изменением во времени пространственного распределения электрического поля. Вклад тока смещения в величину полного фототока структуры может быть существен только в момент времени непосредственно после начала освещения.

4.5. *Изменение распределения напряженности электрического поля в структуре при инжекции носителей в кристалл с электрода.* Изучалось воздействие инжекции носителей в кристалл на пространственное распределение $E = E(x)$. Структура освещалась со стороны анода световым потоком фиксированной интенсивности ($I = 35 \text{ мВт/см}^2$), вызывающим эффективную перестройку поля; инжекция носителей со стороны неосвещаемого электрода имитировалась подсветкой структуры со стороны катода собственным светом различной интенсивности. При этом со стороны катода инжектировались носители того же знака, что и потенциал неосвещаемого электрода (электроны). Так как до включения подсветки инжекция носителей с катода в таких структурах, как показано выше, отсутствует, изменение распределения напряженности электрического поля в кристалле при включении подсветки полностью определяется воздействием инжекционных токов.

Из рис. 8 видно, что с увеличением интенсивности подсветки напряженность электрического поля у неосвещаемого электрода (катода) уменьшается, а у освещаемого (анода) — увеличивается. Увеличение напряженности поля около анода обусловлено аккумуляцией в кристалле вблизи анода у границы раздела со слоем ТД заряда фотоинжектированных электронов; образованием этого заряда объясняется и уменьшение напряженности электрического поля у неосвещаемого электрода (катода) в результате перераспределения электрического поля.

Таким образом, при увеличении интенсивности освещения появление инжекционных токов со стороны неосвещаемого электрода стабилизирует распределение электрического поля в кристалле.

Выводы

1. Исследован эффект фотоиндуцированного изменения пространственного распределения электрического поля в структурах М(ТД)П(ТД)М на высокоомных чистых кристаллах теллурида кадмия:

- а) разработаны методика и аппаратура для регистрации этого эффекта в структурах на электрооптических кристаллах;
- б) описана природа эффекта, выявлены основные закономерности пространственного распределения напряженности электрического поля $E = E(x)$ и его кинетики при воздействии освещения;
- в) установлена зависимость величины эффекта от параметров примесных уровней в кристалле и диэлектрических слоев структуры.

2. Предложена новая концепция фотоэлектрических явлений в высокоомных структурах М(ТД)П(ТД)М, базирующаяся на представлении об определяющей роли в них эффекта перестройки поля (в предположении $\tau(I) = \text{const}$), объясняющая с единых позиций многообразие наблюдаемых фотоэлектрических характеристик:

- а) разработана методика расчета величины фототока и формы его кривой релаксации по распределениям $E(x, t)$ в предположении отсутствия инжекции носителей с контактов;
- б) рассчитаны люкс-амперные характеристики структуры и форма кривой релаксации фототоков; их хорошее совпадение с экспериментально измеренными значениями фототоков свидетельствует о неизменности инжекционных свойств контактов в структурах на чистых кристаллах;
- в) исследовано влияние инжекции носителей в кристалл со стороны электродов на распределение напряженности поля в структуре; показано, что эти процессы стабилизируют распределение поля в кристалле при увеличении интенсивности освещения;
- г) изучено влияние подсветки на токовые характеристики структуры; показано, что изменение фототока полностью обусловлено перестройкой поля в кристалле, вызванной подсветкой.

Таким образом, предлагаемая концепция показывает пути направленного воспроизводимого создания структур с заданными фотоэлектрическими характеристиками, что открывает возможность практического использования этих явлений для новых приборов и научных методик.

- [1] Е.Н. Аркадьева, Л.В. Маслова, О.А. Матвеев, С.В. Прокофьев, С.М. Рывкин, А.Х. Хусаинов. ДАН СССР, **221**, вып. 1, 77 (1975).
- [2] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, И.Д. Ярошецкий. Письма ЖТФ, **19**, вып. 17, 48 (1993).
- [3] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, А.А. Томасов, И.Д. Ярошецкий. Письма ЖТФ, **20**, вып. 18, 16 (1994).
- [4] П.Г. Кашерининов, Д.Г. Матюхин, И.Д. Ярошецкий. Письма ЖТФ, **21**, вып. 6, (1995).
- [5] П.Г. Кашерининов, А.В. Кичаев, И.Д. Ярошецкий. ЖТФ, **65**, (1995).
- [6] Р. Бьюб. *Фотопроводимость твердых тел* (М., Иностран. лит., 1962).
- [7] А. Роуз. *Основы теории фотопроводимости* (М., Мир, 1966).
- [8] С.М. Рывкин. *Фотоэлектрические явления в полупроводниках* (М., Физматгиз, 1963).
- [9] А.Г. Милнс. *Глубокие примеси в полупроводниках* (М., Мир, 1976).
- [10] В.И. Стриха, Е.В. Бузанева, И.А. Радзиевская. *Полупроводниковые приборы с барьером Шоттки* (М., Сов. радио, 1974).
- [11] Н. Мотт, Р. Герни. *Электронные процессы в ионных кристаллах* (М., Иностран. лит., 1950).
- [12] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973).
- [13] П.Г. Кашерининов, Б.И. Резников, Г.В. Паренков. ФТП, **26**, 1480 (1992).
- [14] М.А. Green, J. Shewchun. Sol. St. Electron., **17**, 349 (1974).
- [15] М.А. Green, V.A.K. Temple, J. Shewchun. Sol. St. Electron., **18**, 745 (1975).
- [16] А.А. Гуткин, В.Е. Седов. ФТП, **9**, 1761 (1975).
- [17] А.Я. Вуль, В.И. Федоров, Ю.Ф. Бирюлин, Ю.С. Зинчик, С.В. Козырев, И.И. Сайдышев, К.В. Санин. ФТП, **15**, 525 (1981).
- [18] А.Я. Вуль, С.В. Козырев, В.И. Федоров. ФТП, **15**, 142 (1981).
- [19] А.Я. Вуль, А.В. Саченко. ФТП, **17**, 1367 (1983).
- [20] G. Cavalleri, E. Gatti, G. Fabri, V. Svelto. Nucl. Instrum. Meth., **92**, 137 (1971).
- [21] Б.С. Муравский, В.И. Кузнецов, Г.И. Фризен, В.Н. Черный. ФТП, **6**, 2114 (1972).
- [22] N.V. Agrinskaya, E.N. Arkadeva. Phys. St. Sol. (b), **143**, K103 (1987).
- [23] M. Hage-Ali, R. Stuck, C. Scharager, P. Siffert. IEEE Trans. Nucl. Sci., **NS-26**, 281 (1979).
- [24] Е.Р. Мустель, В.Н. Парыгин. *Методы модуляции и сканирования света* (М., Наука, 1970).
- [25] А.А. Гуткин, В.Е. Седов. ФТП, **9**, 1761 (1975).
- [26] G. Fabri, V. Svelto. Nucl. Instrum. Meth., **35**, 33 (1965).

Редактор Л.В. Шаронова

**Photoelectrical phenomena in structures based on high-resistivity crystals with interface semiconductor — thin insulating layer.
Part I. «Pure» crystals with low concentrations of impurity levels**

P.G.Kasherininov, A.V.Kichaev, A.A.Tomasov

A.F.Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, 194021 St.Petersburg, Russia

In real photoresistors based on high-resistivity (semi-insulating) semiconductor CdTe crystals (in structures of metal–thin insulator–semiconductor–thin insulator–metal) effect of giant spatial redistribution of the electric field strength in the crystal under the illumination, which was unknown so far, is found and investigated. Suggested is a new concept of photoelectrical phenomena in high-resistivity semiconductor crystals that is based on an idea of a determining role of the field redistribution effect in these phenomena under conditions of an invariable carrier life-time at illumination of the structure. The nature of effect is described, dependences of structure characteristics on crystal parameters and insulating layers being explained by the effect manifestation. Ways of direct creation of structures with predetermined photoelectrical characteristics for new devices and research techniques are considered.
