

Алешин А. Н.¹, Бурлак А. В.¹, Мандель В. Е.¹, Пастернак В. А.¹, Тюрин А. В.¹, Цукерман В. Г.²¹ Научно-исследовательский институт физики при Одесском государственном университете, Украина, Одесса² Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники, СО РАН, Россия, Новосибирск

ТЕРМОПОЛЕВОЕ ГАШЕНИЕ ФОТОТОКА В ФОТОПРИЕМНЫХ УСТРОЙСТВАХ НА ОСНОВЕ ПЛЕНОК СУЛЬФИДА СВИНЦА

Исследованы особенности вольтамперных характеристик (ВАХ) фоторезисторов, изготовленных на основе поликристаллических пленок сульфида свинца. Установлено, что на ВАХ фототока ряда пленок, полученных методом химического осаждения из раствора, наблюдается участок отрицательной дифференциальной проводимости. Показано, что причиной уменьшения фоточувствительности является ленц-джоулев разогрев фоторезисторов. Рассмотрена математическая модель этого процесса, учитывающая особенности фотоэлектрических свойств пленок сульфида свинца. Отмечено, что на основании проведенных расчетов можно отбраковывать пленки, оценив температуру их разогрева по известным рабочим параметрам: темновой проводимости фоторезистора, рабочей температуре и напряжению.

Тонкослойные детекторы на основе сульфида свинца широко используются в качестве ИК-фотоприемников, регистрирующих излучение в спектральном интервале 1—3 мкм. Достоинством этих фотоприемников является относительно простая технология их изготовления, дешевизна, а также способность работать при комнатных температурах без специального криостатного охлаждения.

Следует отметить, что в случае малых размеров регистрирующего элемента (например, в матричных фотоприемных модулях) в нем при подаче напряжения питания могут возникнуть большие напряженности электрического поля. Именно поэтому представляется актуальной задача исследования процессов, приводящих к нестабильности параметров и деградации характеристик пленок сульфида свинца в области повышенных температур и больших напряженностях электрических полей, которая и послужила целью данной работы. Для исследования использовались пленки сульфида свинца, полученные методом химического осаждения из раствора [1] на стеклянные подложки. На поверхности пленки методом вакуумного напыления формировались индиевые контакты с расстоянием между ними порядка миллиметра.

Характерной особенностью таких пленок является то, что в определенном интервале температур на вольтамперных характеристиках (ВАХ) фототока $I_{\phi}(U)$ наблюдается участок спадания, т. е. фоторезисторы обладают отрицательной дифференциальной фотопроводимостью (рис. 1). В области низких температур зависимость $I_{\phi}(U)$ подчиняет-

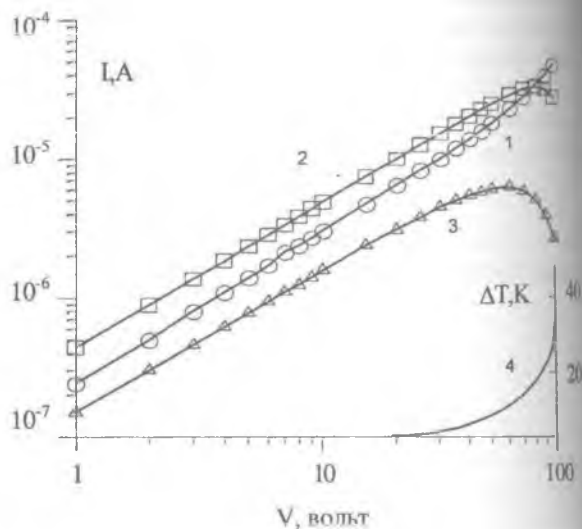


Рис. 1. Вольтамперные характеристики фототока исследованных образцов, измеренные при различных температурах 1—3 (T, K : 1 — 85, 2 — 185, 3 — 244), 4 — изменение температуры пленки в процессе измерения ВАХ

ся закону Ома. Однако для некоторых образцов увеличение приложенного напряжения выше 30 В может приводить к слабой сверхлинейности ВАХ (рис. 1, кривая 1). При более высоких температурах кривые зависимости фототока от величины приложенного напряжения становятся немонотонными — появляется участок отрицательной дифференциальной фотопроводимости, начало которого при повышении температуры измерений смещается в сторону меньших напряжений. Следует так-

же отметить, что вид кривых $I_{\phi}(U)$ не зависит от мощности возбуждающего света (возбуждение осуществлялось ИК светом из области собственного поглощения сульфида свинца с $\lambda = 2,5$ мкм и мощностью $1 \cdot 10^{-5} - 3 \cdot 10^{-3}$ Вт/см²). В отличие от зависимости $I_{\phi}(U)$ вольтамперные характеристики темнового тока $I_t(U)$ во всем исследованном температурном диапазоне в области малых напряжений подчиняются закону Ома, а при напряжениях выше 30 вольт становятся сверхлинейными (рис. 2). Степень отклонения зависимости $I_t(U)$ от линейности возрастает с повышением температуры измерений. При комнатной температуре и высоких уровнях приложенного напряжения ($U = 100$ В) наблюдается нарастающая релаксация величины протекающего тока, в результате которой может происходить пробой пленки.

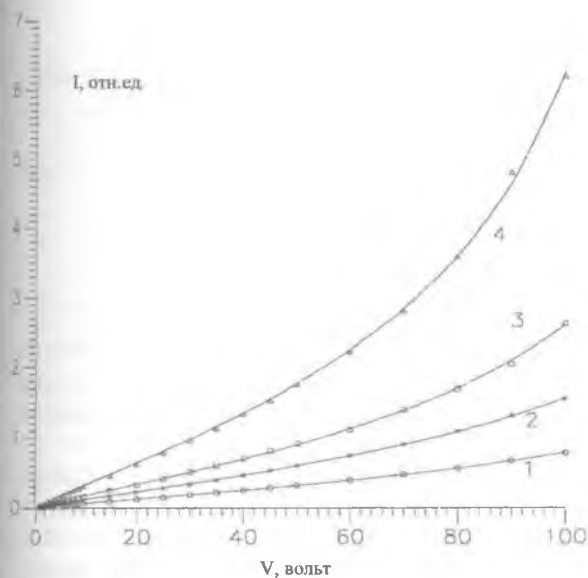


Рис. 2. Вольтамперные характеристики темнового тока исследованных образцов, измеренные при различных температурах (T , К: 1 — 85, 2 — 130, 3 — 185, 4 — 244), сплошные линии — теоретические значения, рассчитанные по формуле 10

Температурные зависимости темнового тока $I_t(T)$ и фототока $I_{\phi}(T)$ исследуемых образцов имеют вид, характерный для фоточувствительных слоев сульфида свинца с дырочной проводимостью [2]. Темновая проводимость пленок монотонно возрастает с ростом температуры, а кривая зависимости $I_{\phi}(T)$ имеет максимум при температуре ~ 185 К. Возрастание фототока в области температур до 185 К связано с ростом дрейфовой подвижности дырок, а спадание (гашение) фотопроводимости при дальнейшем повышении температуры вызвано уменьшением времени жизни основных носителей заряда [3]. Необходимо отметить, что измерения температурных зависимостей проводились при напряжениях, соответствующих области выполнения закона Ома.

Анализ экспериментальных результатов обнаруживает корреляцию между появлением отрицательной дифференциальной фотопроводимости на ВАХ фототока и началом области температурного гашения на кривых температурной зависимости фотопроводимости. На основании этого указанные результаты могут быть непротиворечиво объяснены, если предположить, что протекание тока в исследуемых слоях приводит к выделению ленц-джоулевого тепла, способного произвести дополнительный разогрев пленки. Действительно, так как кривая зависимости величины протекающего через образец темнового тока от температуры измерений является монотонно возрастающей, то, независимо от температуры, ленц-джоулев разогрев приводит к появлению сверхлинейной зависимости $I_t(U)$ (рис. 2). Увеличение крутизны ВАХ при повышении температуры измерений связано с тем, что возрастает наклон кривой $I_t(T)$ в области более высоких температур.

Для фототока ситуация несколько иная — при низких температурах разогрев приводит к активации фототока (рис. 1, кривая 1), а начиная с температуры, соответствующей началу области температурного гашения фотопроводимости, разогрев приводит к гашению фототока и появлению отрицательной дифференциальной фотопроводимости. Величину изменения температуры пленки можно оценить по кривой ВАХ фототока. Для этого линейный участок ВАХ экстраполировался на весь диапазон исследованных напряжений и для каждого напряжения определялась величина изменения фотопроводимости $\Delta\sigma$, равная разности между экстраполированным и измеренным значениями. Затем, по температурной зависимости фототока, определялась величина изменения температуры, необходимая для достижения определенного из ВАХ $\Delta\sigma$. Полученные результаты представлены на рис. 1, кривая 4.

Изменение температуры образца в процессе прохождения через него тока контролировалось нами и непосредственно. Для этой цели на поверхности исследуемой пленки устанавливали один из спаев медь-константановой термопары. Результаты таких измерений показали, что температура образца при разогреве увеличивается на 5—10 К меньше, чем при определении этой температуры из ВАХ (рис. 1, кривая 4). Различие между этими значениями, по-видимому, связано с несколькими причинами. Во-первых, это плохой тепловой контакт между термопарой и пленкой, а также дополнительный отвод тепла. Во-вторых, это неоднородность распределения температуры по длине пленки, которая возникает из-за токопроводящих электродов. В этом случае в областях с максимальным сопротивлением (вблизи контактов) при больших приложенных напряжениях может происходить пробой пленки, что нами наблюдалось экспериментально.

Для количественного описания термополевого гашения фототока рассмотрим наиболее простой случай — одномерную стационарную задачу, в которой уравнение теплопроводности может быть записано в виде:

$$\frac{d^2 T'}{dx^2} = -\frac{1}{\gamma} W(x), \quad (1)$$

здесь T' — температура системы в энергетических единицах, γ — константа теплопроводности, деленная на постоянную Больцмана, $W(x)$ — выделяемая в пленке мощность, равная

$$W(x) = J \cdot E(x), \quad (2)$$

где $E(x)$ — напряженность электрического поля, J — плотность темнового тока. В данном случае считается, что разогрев образца осуществляется лишь темновым током, так как величина фототока в исследуемых образцах на несколько порядков ниже темнового.

Если пренебречь током диффузии (что возможно вследствие большого масштаба неоднородности), то:

$$J_T = e \cdot \mu \cdot p(x) \cdot E(x), \quad (3)$$

где μ — подвижность дырок, которая слабо зависит от температуры. Концентрация носителей $p(x)$ в исследуемых нами образцах при температурах выше 140 К подчиняются закону Аррениуса:

$$p(x) = p_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T'}\right). \quad (4)$$

Как уже было показано выше, изменение температуры из-за джоулева разогрева не превышает 30 К, поэтому температуру образца T' можно представить в виде $T' = T_0 + T(x)$, где изменение температуры $T(x)$ много меньше температуры окружающей среды T_0 . С учетом этого обстоятельства, выражение для выделяемой мощности может быть записано в виде:

$$W(x) = \frac{J^2 \exp\left[-\frac{\varepsilon T(x)}{T_0^2}\right]}{e \cdot \mu \cdot a}, \quad (5)$$

$$\text{где } a = p_0 \exp\left(-\frac{\varepsilon}{T_0}\right).$$

Тогда уравнение теплопроводности, с учетом сделанных предположений, принимает окончательный вид:

$$\frac{d^2 T}{dx^2} = -\theta \exp\left(-\frac{\varepsilon \cdot T(x)}{T_0^2}\right). \quad (6)$$

$$\text{Здесь } \theta = \frac{J^2}{\gamma \cdot e \cdot \mu \cdot a}.$$

Исходя из симметрии задачи, начало координат выберем в центре образца так, чтобы в точке $-l/2$ был расположен катод, а в точке $l/2$ — анод.

На контактах температура образца равна температуре окружающей среды

$$T(\pm l/2) = 0. \quad (7)$$

Следовательно, в таком случае, в центре пленки температура будет максимальной $T(0) = T_{\max}$, а распределение температуры по длине пленки исходя из решения уравнения (6) можно записать в виде

$$T = T_{\max} + \frac{2T_0^2}{\varepsilon} \ln \left\{ \cos \left[\sqrt{\frac{\theta \cdot \varepsilon}{2T_0^2}} \exp\left(-\frac{\varepsilon T_{\max}}{2T_0^2}\right) x \right] \right\}. \quad (8)$$

Максимальную температуру можно определить из формул (3), (4) с учетом величины падения на-

пряжения на образце $U = \int_{-l/2}^{l/2} E(x) dx$:

$$T_{\max} = -\frac{T_0^2}{\varepsilon} \ln \left(1 - \frac{\varepsilon \cdot e \cdot \mu \cdot a \cdot U^2}{8 \cdot \gamma \cdot T_0^2} \right). \quad (9)$$

Тогда ВАХ темнового тока на основании выражений (3), (8) и (9) описывается формулой

$$J_T = J_0 \cdot \frac{\arcsin(mU)}{mU \sqrt{1 - m^2 U^2}}, \quad (10)$$

$$\text{где } m = \sqrt{\frac{e \cdot \mu \cdot a \cdot \varepsilon}{8 \cdot \gamma \cdot T_0^2}}, \text{ а } J_0 = e \cdot \mu \cdot a \cdot \frac{U}{\ell}.$$

При малых напряжениях, когда $m \cdot U \ll 1$, $\arcsin(mU) \approx mU$, а $\sqrt{1 - m^2 U^2} \approx 1$, и формула для ВАХ темнового тока примет вид $J_T \approx J_0$. Откуда следует, что в области малых напряжений выполняется закон Ома.

Экспериментальные ВАХ темнового тока хорошо описываются выражением (10). На рис. 2 точками показаны экспериментальные значения, сплошными линиями — теоретические кривые, рассчитанные по формуле (10). Незвестные величины m и J_0/mU определялись по методу наименьших квадратов для нелинейных функций. Параметры m и J_0 , входящие в полученные выражения, определяются как свойствами пленки, так и температурой измерений. Однако, в соответствии с (10), между ними существует соотношение, линейно зависящее от температуры T_0 :

$$\sqrt{\frac{J_0}{m^2 \cdot U}} = \sqrt{\frac{8\gamma}{\ell \cdot \varepsilon}} T_0. \quad (11)$$

Как видно из рис. 3, экспериментальные значения действительно хорошо укладываются на линейную зависимость, что также подтверждает справедливость рассматриваемой модели.

Используя полученное выражение для величины темнового тока (10), можно получить формулы для распределения температуры

$$T(x) = \frac{T_0^2}{\varepsilon} \cdot \ln \left[\frac{\cos^2 \left(\frac{2x}{\ell} \arcsin(m \cdot U) \right)}{1 - m^2 \cdot U^2} \right] \quad (12)$$

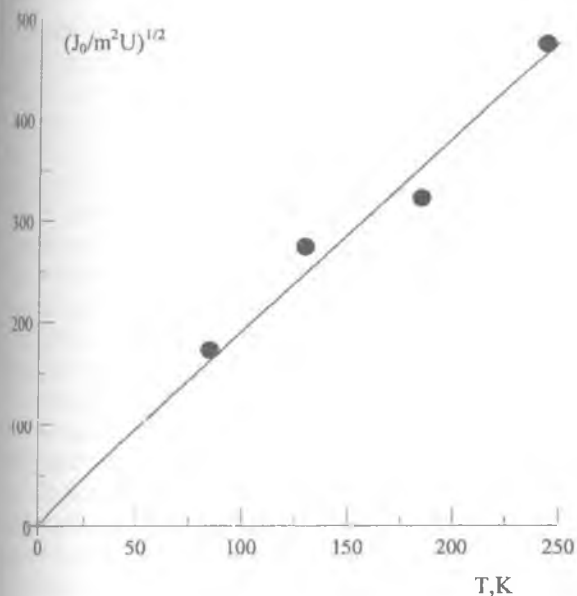


Рис. 3. Зависимость отношения $(J_0/m^2U)^{1/2}$ от температуры измерений

и напряженности электрического поля

$$E(x) = \frac{U}{\ell} \cdot \frac{\sqrt{1-m^2U^2} \cdot \arcsin(m \cdot U)}{mU \cdot \cos\left(\frac{2x}{\ell} \cdot \arcsin(m \cdot U)\right)} \quad (13)$$

по длине пленки. Теоретические кривые распределения температуры (11) и напряженности электрического поля (12) по длине образца для различных значений величины приложенного к образцу напряжения показаны на рис. 4, 5.

Следует отметить, что проведенные теоретические расчеты позволяют производить прогнозирование параметров фоторезисторов на этапе изготовления пленок. Так, в частности, на основании формулы (9) можно отбраковывать пленки, оценив температуру их разогрева $T_{\max}$ по известным рабочим параметрам: темновой проводимости фоторезистора, рабочей температуре и напряжению.

Литература

1. Бодэ Д. Б. Детекторы на основе солей свинца. — Т. 3. — М.: Мир.
2. Алешин А. Н., Бурлак А. В., Игнатов А. В., Пастернак В. А., Тюрин А. В. Вольтамперные характеристики пленок сульфида свинца с различным содержанием оксидных фаз // Неорганические материалы. — 1995. — Т. 31, В. 3. — С. 426—427.
3. Неустроев Л. Н., Осипов В. В., Орнаулов К. Э. Температурные зависимости основных параметров фоточувствительных поликристаллических пленок сульфида свинца // Микроэлектроника. — 1986. — В. 3. — С. 244—254.

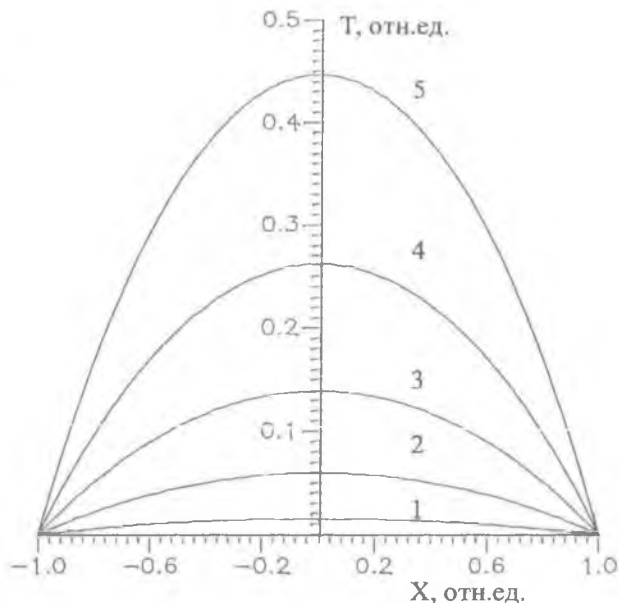


Рис. 4. Распределение температуры по длине образца при различных значениях параметра m , В⁻¹: 1 — 0.002, 2 — 0.004, 3 — 0.006, 4 — 0.008, 5 — 0.01

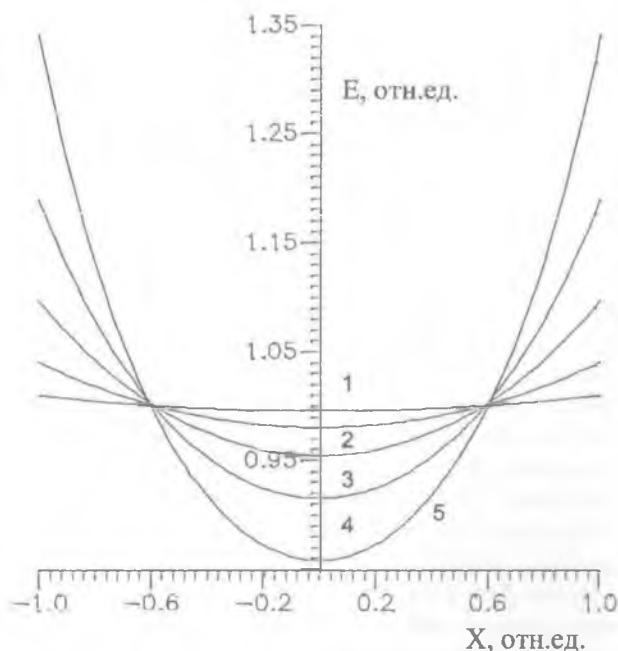


Рис. 5. Распределение напряженности электрического поля по длине образца при различных значениях параметра m , В⁻¹: 1 — 0.002, 2 — 0.004, 3 — 0.006, 4 — 0.008, 5 — 0.01

4. Бурлак А. В., Зотов В. В., Игнатов А. В., Тюрин А. В., Цукерман В. Г. Влияние окислителя на электрические характеристики пленок сульфида свинца // Поверхность. — Физ. химия, мех. — 1992. — В. 2. — С. 121—124.