

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Д. И. Циуляну, И. С. Чумаков, Л. Б. Гриншпун,  
Катодный эффект электростимулированных хи-  
мических превращений в структурах металл-  
халькогенидный стеклообразный полупроводник,  
*Физика и техника полупроводников*, 1983, том 17,  
выпуск 12, 2196–2198

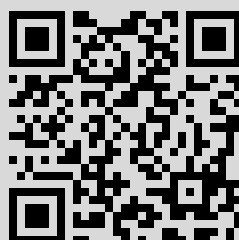
Использование Общероссийского математического портала Math-  
Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользователь-  
ским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 81.180.74.152

19 марта 2021 г., 13:04:03



## КАТОДНЫЙ ЭФФЕКТ ЭЛЕКТРОСТИМУЛИРОВАННЫХ ХИМИЧЕСКИХ ПРЕВРАЩЕНИЙ В СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ—ХАЛЬКОГЕНИДНЫЙ СТЕКЛООБРАЗНЫЙ ПОЛУПРОВОДНИК

Д. И. Циуляну, И. С. Чумаков, Л. Б. Гриншпун

Необратимые изменения физических свойств тонкослойных структур металл—халькогенидный стеклообразный полупроводник (ХСП) под действием электрического поля связаны с протеканием на границе раздела электростимулированных химических превращений (ЭСХП), приводящих к исчезновению металлического электрода [1]. Изменение физических параметров во времени при ЭСХП определяется проводимостью ХСП, т. е. химическим составом слоя ХСП, условием освещения [2, 3], температурой [4] и влажностью окружающей среды [5].

Согласно существующим литературным данным, указанное явление характеризуется следующими особенностями: 1) ЭСХП протекают при подаче на металлический электрод положительного потенциала [1-3]; 2) ЭСХП сопровождаются выделением газа, идентифицированного в [5] как  $H_2S$  (Se); 3) скорость изменения физических характеристик увеличивается с ростом напряженности электрического поля [1-5].

Указанные особенности ЭСХП установлены в сравнительно невысоких полях и объясняются окислением металлического электрода и его превращением в слой диэлектрика [6].

В настоящей работе представлены результаты исследования необратимых изменений оптических свойств тонкослойных структур металл—ХСП в электрических полях, превышающих по напряженности в 10—100 раз поля, используемые ранее при исследовании ЭСХП.

В результате исследований обнаружен новый тип ЭСХП, протекающих на границе раздела ХСП—металл при отрицательном потенциале на последнем. В этой связи удобно назвать обнаруженный эффект ЭСХП, протекающий при отрицательном потенциале на металлическом электроде, катодным, а известный ранее эффект, протекающий при положительном потенциале, — анодным. Для выявления особенностей катодного эффекта ЭСХП эксперименты проводились на идентичных образцах как при отрицательном, так и при положительном потенциале металлического электрода.

Тонкослойные структуры изготавливались последовательным термическим напылением в вакууме слоев ХСП систем As—S (Se) Ge и алюминия на стеклянные подложки с предварительно нанесенным проводящим слоем  $SnO_2$ . Высокие напряженности поля достигались как за счет повышения приложенного напряжения, так и за счет уменьшения толщины ХСП до 1000 Å.

Измерялись кинетика и спектральное распределение коэффициентов пропускания и отражения структур при ЭСХП.

На рис. 1, а показаны типичные характеристики изменения во времени указанных коэффициентов на длине волны 0.63 мкм в катодном и анодном процессах при комнатной температуре и прочих равных условиях.

На оси ординат отложена разность  $\Delta T = T_0 - T$  и  $\Delta R = R_0 - R$  между коэффициентами пропускания и отражения чистого слоя ХСП до нанесения алюминиевого слоя электрода ( $T_0$ ,  $R_0$ ) и соответствующими величинами ( $T$ ,  $R$ ) для структур с нанесенным слоем алюминия на длине волны 0.63 мкм. Таким образом, до приложения электрического поля абсолютные значения  $\Delta T$  и  $\Delta R$  максимальны. После приложения поля оптическое пропускание структуры растет, а коэффициент отражения уменьшается, т. е.  $\Delta T$  и  $\Delta R$  стремятся к нулю.

На рис. 1 можно заметить существенные различия между катодным и анодным процессами ЭСХП, а именно: 1) катодный процесс протекает значительно медленнее анодного; 2) после полного «растворения» алюминиевого электрода оптическое пропускание структуры при катодном эффекте ЭСХП значительно

выше, а коэффициент отражения значительно ниже соответствующих величин для чистого слоя ХСП. (На рисунке  $\Delta T \ll 0$  и  $\Delta R \gg 0$ ). Для анодного процесса ЭСХП подобное поведение оптических констант может наблюдаться только в узком спектральном диапазоне вследствие интерференционных явлений.

Множественное отражение в тонком слое учитывалось при расчете коэффициента поглощения структуры до нанесения слоя алюминия и после его нанесения и «растворения» при ЭСХП.

На рис. 1, б в координатах  $(\alpha h\nu)^{1/2} - h\nu$  представлен край основного поглощения чистого слоя используемого ХСП и структур ХСП—алюминий после полного «растворения» последнего при катодном и анодном процессах. Можно

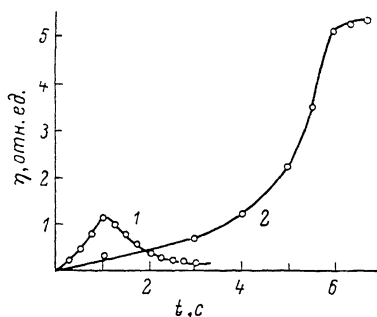
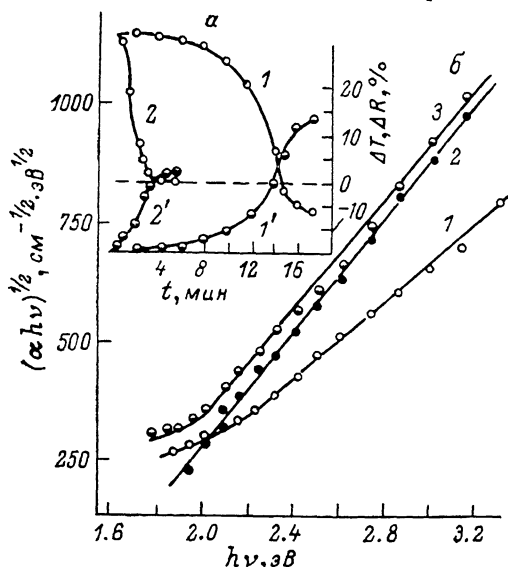


Рис. 2. Зависимость эффективности дифракционной решетки от времени экспозиции при анодном (1) и катодном (2) процессах ЭСХП.

Рис. 1. Кинетика изменения коэффициентов пропускания и отражения тонкослойных структур при катодном (1, 1') и анодном (2, 2') процессах (а); край основного поглощения до нанесения металлического слоя (2) и после его нанесения и «растворения» в катодном (1) и анодном (3) процессах ЭСХП (б).

заметить, что во всех случаях имеется участок с квадратичной зависимостью коэффициента поглощения от энергии фотона типа

$$\alpha = \frac{B(h\nu - E_0)^2}{h\nu}, \quad (1)$$

где  $E_0$  — энергия, которая может быть принята за оптическую ширину запрещенной зоны,  $B$  — постоянная, зависящая от показателя преломления стекла и эффективной массы носителей заряда [7].

ЭСХП приводит к смещению края основного поглощения в коротковолновую область спектра при катодном и в длинноволновую область при анодном процессе. В последнем случае сдвиг края незначителен и связан с появлением дополнительного неселективного поглощения, проявляющегося в виде широкой полосы в области полной прозрачности ХСП [6] (рис. 1, б;  $h\nu < 2.2$  эВ), природа которой пока не ясна.

Существенный сдвиг края поглощения при катодном процессе ЭСХП, очевидно, нельзя объяснить проявлением подобного дополнительного поглощения, тем более что сдвиг происходит в противоположную сторону. Примечательно, что при катодном процессе квадратичный участок основного поглощения существенно изменяет наклон. Согласно рис. 1, б, коэффициент  $B$  для приведенного частного случая уменьшается при катодном процессе от  $3.3 \cdot 10^5$  до  $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1} \cdot \text{эВ}^{-1}$ , в то время как для анодного процесса практически остается постоянным. Уменьшение указанного коэффициента обусловлено, вероятно, изменением показателя преломления слоя, что особенно важно для практического использо-

вания рассматриваемого эффекта. Полезны в этой связи опыты по записи дифракционных решеток методом фурье-голографирования, основанные на существовании фотоэлектростимулированных превращений при катодном эффекте.

На рис. 2 показана зависимость дифракционной эффективности решетки с плотностью 320 лин/мм от времени записи с использованием анодного и катодного эффектов ЭСХП.

Как следует из рис. 2, в катодном процессе дифракционная эффективность на длине волны 0.63 мкм более чем в 5 раз выше дифракционной эффективности, достигаемой в анодном процессе, что подтверждает вышеизложенное предположение относительно изменения показателя преломления.

Катодный эффект ЭСХП подобно анодному [3, 5] существенно уменьшается в вакууме.

Возможно, что в катодном эффекте ЭСХП влажность окружающей среды также играет важную роль, однако механизм процесса несколько иной хотя бы по той причине, что не наблюдается выделения сернистого или селенистого водорода.

Дальнейшие исследования обнаруженного катодного эффекта ЭСХП позволяют глубже понять природу необратимых электростимулированных явлений на границе металл—ХСП и расширить возможности электроуправляемого фотографического процесса на их основе.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] А. М. Андриеш, Д. И. Циуляну. Письма ЖТФ, 2, 38 (1976).
- [2] А. М. Андриеш, В. М. Ганин, Б. Т. Коломиец, В. М. Любин, Д. И. Циуляну. Письма ЖТФ, 1, 578 (1975).
- [3] А. М. Андриеш, Д. И. Циуляну, В. М. Ганин, Б. Т. Коломиец, В. М. Любин. Структура и свойства некристаллических полупроводников, 456. «Наука», Л. (1976).
- [4] А. М. Andriesh, D. I. Tsiulyanu. Proc. Int. Conf. «Amorphous Semiconductors-76», 165. Budapest (1977).
- [5] В. В. Корсаков, В. Г. Цукерман. Письма ЖТФ, 2, 10 (1976).
- [6] Д. И. Циуляну, Э. П. Коломейко, Н. Г. Базик. Тр. Межд. конф. «Аморфные полупроводники-82», 184. Бухарест (1982).
- [7] Н. Мотт, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах, 1. «Мир», М. (1982).

Институт прикладной физики АН МССР  
Кишинев

Поступило в Редакцию  
26 апреля 1983 г.  
Принято к печати  
5 июля 1983 г.

## РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОТЕНЦИАЛЕ ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ В $n$ -CdGeAs<sub>2</sub>

С. И. Борисенко, Г. Ф. Караваев, С. И. Скачков, В. Г. Тютюрев

Электрический потенциал, создаваемый длинноволновыми фононами, вычисляется, если известна амплитуда электрического дипольного момента  $j$ -колебания  $\mathbf{M}(j\mathbf{q})$ ,  $\mathbf{q}$  — волновой вектор фонона [1]. Для полярных оптических (ПО) фононов  $\mathbf{M}(j0) \neq 0$ . В структуре халькопирита CdGeAs<sub>2</sub> таковыми являются ИК активные фононы  $\Gamma_4$  и  $\Gamma_5$ . Вероятность рассеяния электронов для них пропорциональна величине [1]  $|Q(j\mathbf{q})|^2 = e^2 S_j h(\xi) / q^2 \epsilon^2(\infty \xi)$ ,  $e$  — заряд электрона,  $S_j = 4\pi |\mathbf{M}(j0)|^2$  — сила осциллятора, измеренная в ИК эксперименте,  $\epsilon(\Omega\xi)$  — диэлектрическая проницаемость на частоте  $\Omega$  при  $\mathbf{q} \rightarrow 0$ ,  $\xi = \mathbf{q}/q$ ;  $h(\xi) = \xi_+^2$  для фононов с симметрией  $\Gamma_4$  и  $h(\xi) = 1 - \xi_+^2$  для фононов  $\Gamma_5$ . Для неполярных