

Физика

УДК 621.315.592

К. Т. АВЕТЯН, А. П. ДЖОТЯН, А. Е. ОГАНОВ

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАБОТЫ ВИДИКОНОВ
ДЛЯ ДЛИННОВОЛНОВОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
МАЛОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ

Рассмотрены физические основы работы рентгеновидиконов при использовании излучения с длиной волны $0,5\text{--}1,5 \text{ \AA}$ и малой интенсивностью $5 \cdot 10^7$ *квант/сек. см²*. Установлено, что для генерирования видеосигнала, достаточного для экспрессного наблюдения рентгенотопографических картин (РТК), необходима работа видикона в режиме накопления в течение времени, в 10^2 раз превышающего время стандартного телевизионного кадра ($T_k = 4 \cdot 10^{-2}$ *сек*²). Показано, что столь длительное накопление в рентгеновидиконе может быть обусловлено двумя причинами: аномальной фотопроводимостью (АФ) и чрезвычайно большим омическим сопротивлением фотопроводящих слоев.

Визуализация рентгенотопографических картин (РТК) является новейшим методом прямого, скоростного (2—3 *сек*) и неразрушающего исследования структуры и динамики дефектов, а также полей напряжений в твердых телах при различных внешних воздействиях [1].

Принцип работы установки для визуализации РТК заключается в следующем: узкий коллимированный пучок рентгеновского излучения направляется на исследуемый кристалл под углом Брэгга для определенных атомных плоскостей. Дифрагированное излучение, несущее информацию о структурных несовершенствах кристалла, направляется на входное окно передающей рентгеновской трубки—видикона. Образованный видеосигнал через каскад усилителей поступает на видеоконтрольное устройство, на экране монитора которого наблюдается изображение структурных несовершенств.

Основным затруднением при создании такой установки является чрезвычайно малая интенсивность дифрагированного рентгеновского излучения. Измерения показывают, что число квантов дифрагированного на кристаллах Si излучения, попадающего на ячейку мишени с площадью 20×20 *мкм²* в течение времени телевизионного кадра ($T_k = 4 \cdot 10^{-2}$ *сек*), порядка 2—5 при мощности рентгеновского источника $\approx 1,5$ *кВт*.

Для обеспечения необходимых градаций контраста требуется по крайней мере $\sim 10^2$ квантов. Во всех известных нам установках для визуализации РТК такое число квантов обеспечивается применением мощных (до 60 *кВт*) источников рентгеновского излучения со вращаю-

щимся анодом (см., напр., [2, 3]). Применение подобных источников связано со многими затруднениями.

Другой возможный путь в обеспечении необходимого числа квантов состоит в создании высокочувствительных фотопроводящих слоев для видиконов, действующих в режиме накопления.

Цель настоящей статьи установить возможность работы рентгеновского видикона в режиме накопления и выявить те физические процессы, которые могут обеспечить действие видикона в этом режиме.

Нам представляется, что в роли таких процессов могут выступать аномальная фотопроводимость слоев и накопление потенциального рельефа вследствие большого омического сопротивления фотослоя.

Многочисленные эксперименты по испытанию имеющихся видиконов (было испытано более 500 образцов), изготовленных на основе аморфных слоев Se и систем Se—As, убеждают нас в том, что в последних в области длин волн излучения (рентгеновский диапазон) 0,5—1,2 Å наблюдаются явления, родственные АФ, и в случае отсутствия обработки слоев ртутью.

В настоящее время представляется, что АФ активированных ртутью пленок аморфного селена обусловлена образованием в АФ пленках Se по крайней мере двух различных по свойствам слоев. При этом поверхностный слой толщиной $\sim 0,1$ мкм имеет островково-мостиковую структуру, поскольку количество абсорбированной в нем ртути так мало, что оно не может покрыть даже молекулярным слоем всю поверхность пленки.

Нам представляется, что второй слой, ответственный за возникновение АФ свойств в аморфных слоях Se, Se—As, используемых в видиконах, может образоваться в процессе вакуумного напыления из-за загрязнения поверхности слоев остаточными газами вакуумной камеры, имеющимися даже при низких давлениях, в конце процесса испарения.

Таким образом, представляет большой интерес исследование АФ свойств слоев аморфного Se и систем Se—As при взаимодействии последних с рентгеновским излучением.

Для рассмотрения этих вопросов воспользуемся феноменологической теорией АФ, основанной на представлении об удерживающих центрах (У-центры) (см., напр., [4]).

У-центры обладают следующими основными свойствами:

- 1) носитель, захваченный ими, удерживается в отсутствие излучения в течение неизмеримо длительного времени;
- 2) равновесные носители не проникают в У-центры;
- 3) носитель, захваченный У-центром, может быть из него освобожден и возвращен в соответствующую зону полупроводника только в результате поглощения У-центром фотона [4].

Возможная модель V-центра в полупроводнике предложена в работе [5].

Предполагая, что в рассматриваемом полупроводнике примеси приводят к образованию только У-центров в верхнем АФ слое, рассмотрим его фотоотклик на рентгеновское излучение с интенсивностью I .

Для отклика фотопроводящего слоя имеем

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma_0} = \frac{\mu_n \Delta n + \mu_p \Delta p}{\mu_n n_0 + \mu_p p_0}, \quad (1)$$

где n_0, p_0 —равновесные концентрации электронов и дырок в полупроводнике, μ_n, μ_p —соответственно их подвижности.

В предположении $\mu_n \gg \mu_p$ для величины $\Delta\sigma/\sigma_0$ воспользуемся приближенным выражением $\Delta\sigma/\sigma_0 = \Delta n/n$.

Кинетические уравнения для определения стационарного значения концентрации носителей заряда $n_{ст}$ напишем в виде

$$\frac{d(\delta n)}{dt} = G - \gamma(n^2 - n_0^2) - \gamma'\delta n(Q - q) + SqI, \quad (2)$$

$$\frac{dq}{dt} = \gamma n(Q - q) - SqI,$$

где G —темп оптической генерации электронов и дырок в полупроводнике; $G = \eta\alpha I$ (рассматривается однородная генерация), где $\eta(\omega)$ —квантовый выход носителей заряда (в рентгеновском диапазоне η может достигать значений $\approx 10^3$), α —коэффициент поглощения рентгеновского излучения с интенсивностью I ;

γ —постоянная рекомбинации, связанная со временем жизни неравновесных носителей в полупроводнике соотношением $\gamma = (2n_0\tau_0)^{-1}$;

τ_0 —время жизни неравновесных носителей;

Q —концентрация удерживающих центров;

γ' —вероятность проникновения неравновесных носителей в U -центр;

S —парциальное сечение освобождения фотона электроном из U -центра;

q —концентрация U -центров, содержащих захваченный носитель тока (электрон).

При этом величины α, S, η и γ' являются функциями длины волны падающего излучения.

Обмен носителями между U -центрами и полупроводником совершается крайне медленно из-за малой прозрачности потенциального барьера, отделяющего U -центр от полупроводника. Поэтому с физической точки зрения процесс установления стационарной фотопроводимости можно рассматривать как происходящий в два этапа. Поскольку время жизни частицы в потенциальной яме, связанной с U -центром, во много раз превосходит время релаксации нормальной фотопроводимости, то за время $\tau_{фн}$ в полупроводнике устанавливается стационарное значение отклика нормальной фотопроводимости $\Delta\sigma = e\mu_n\Delta n$; Δn определяется из условия

$$\Delta n^2 + 2n_0\Delta n - \frac{G}{\gamma} = 0. \quad (3)$$

При этом

$$\Delta n = \sqrt{n_0^2 + 2\tau_0\eta\alpha I n_0} - n_0. \quad (4)$$

В итоге второго этапа, характеризующегося кинетическим уравнением

$$-\frac{dn}{dt} = \frac{dq}{dt} = \gamma n(Q - q) - SqI, \quad (5)$$

устанавливается новая стационарная концентрация электронов:

$$n_{cr} = \sqrt{n_0^2 + 2\tau_0\eta\alpha n_0} + q_0 - \frac{\gamma Q[\sqrt{n_0^2 + 2\tau_0\eta\alpha n_0} - n_0]}{\gamma[\sqrt{n_0^2 + 2\tau_0\eta\alpha n_0} - n_0] + SI}, \quad (6)$$

где q_0 —начальная (до освещения) концентрация $У$ -центров, содержащих захваченный носитель тока.

Фотоотклик, определяемый (6), удобно расписать для двух предельных случаев малых и больших интенсивностей. В первом случае (при $2G\tau_0/p_0 < 1$) имеем

$$\Delta\sigma = e\mu_n \left[\tau_0\eta\alpha I + q_0 - \frac{\gamma\tau_0\eta\alpha Q}{\gamma\tau_0\eta\alpha + S} \right]. \quad (7)$$

При больших интенсивностях ($2G\tau_0/p_0 > 1$) получаем

$$\Delta\sigma = e\mu_n \left[\sqrt{2\tau_0\eta\alpha I n_0} + q_0 - \frac{\gamma Q \sqrt{2\tau_0\eta\alpha I n_0}}{\gamma \sqrt{2\tau_0\eta\alpha I n_0} + SI} \right]. \quad (8)$$

Формулы (6)—(8)—легко могут быть обобщены для случая p -типа проводимости.

Таким образом, как это следует из (7), (8), при высоких уровнях фотовозбуждения (рентгеновский диапазон) в отличие от оптического [4] величина фотоотклика АФ проводящих слоев оказывается зависящей от интенсивности. Эти результаты хорошо согласуются с экспериментальными (см. рис. 1).

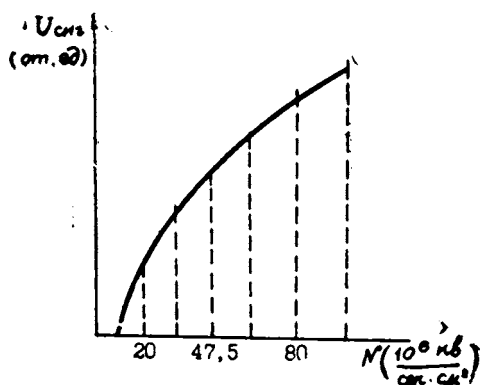


Рис. 1. Дозовая характеристика видеикона.

Рассмотрим процесс образования потенциального рельефа и формирования видеосигнала для высокоомных слоев. Как известно, ток видеосигнала прямо пропорционален перепаду потенциала на рельефе, обусловленном наличием освещенных и неосвещенных участков на фотослое.

При имеющихся интенсивностях потенциальный рельеф, достаточный для образования видеосигнала, превышающего шумовой фон, может возникнуть только в том случае, если видеикон работает в режиме длительного накопления—в течение времени, в 10^4 раз превышающего длительность кадра. При этом заряд, получаемый ячейкой слоя при коммутации электронным пучком, не успевает полностью растечься через фотопроводящий слой в течение одного кадра. Поэтому фотопроводящий слой рентгеновидеикона должен обладать достаточно большим

омическим сопротивлением. Образование потенциального рельефа происходит следующим образом: на сигнальную пластину прилагается потенциал (относительно катода), при котором коэффициент вторичной эмиссионной характеристики

$$\delta = n_{вт}/n_0 > 1,$$

где $n_{вт}$ —число вторичных электронов, выбиваемых с поверхности мишени, n_0 —число электронов, падающих на мишень.

При развертке электронного пучка мишень получает положительный заряд и потенциал относительно сигнальной пластины повышается до такой величины, при которой заряд, протекающий через элементарную ячейку фотопроводящего слоя в течение времени одного кадра ($T_k = 4 \cdot 10^{-2}$ сек), не станет равным заряду, поступающему от пучка в течение времени коммутации ($t_k = 10^{-7}$ сек). При этом потенциал поверхности неосвещенной части ячейки относительно сигнальной пластины достигает величины

$$U_T = I_n(\delta_T - 1)R_T/T_k,$$

а освещенной части ячейки

$$U_{св} = I_n(\delta_{св} - 1)R_{св}/T_k,$$

где I_n —ток электронного пучка,

δ —коэффициент вторичной эмиссионной характеристики,

t_k —время коммутации,

T_k —время кадра,

$R_T, R_{св}$ —сопротивление элементарной ячейки фотопроводящего слоя соответственно в темноте и при освещении.

Измерение и расчеты с учетом значений δ и R показывают, что в видиконах, пригодных для регистрации рентгено топографических картин, потенциал мишени достигает до 1000 В при нулевом значении потенциала на сигнальной пластине. При таком значении потенциала относительно катода видикон работает в IV области вторично-эмиссионной характеристики (см. рис. 2).

Ток сигнала, как известно, пропорционален величине [6]

$$[(\delta_T - 1)R_T - (\delta_{св} - 1)R_{св}] \frac{\partial \delta'}{\partial U}.$$

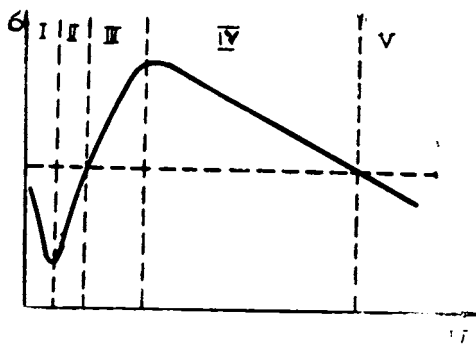


Рис. 2. Вторично-эмиссионная характеристика мишени видикона.

Из этого выражения вытекает, что в IV области вторично-эмиссионной характеристики ток сигнала видикона невелик. В самом деле, в этой области $\delta_T < \delta_{св}$ и $(\delta_T - 1) < (\delta_{св} - 1)$, поэтому, хотя $R_T > R_{св}$, разность $(\delta_T - 1)R_T - (\delta_{св} - 1)R_{св}$ невелика и при условии $(\delta_T - 1)R_T = (\delta_{св} - 1)R_{св}$ сигнал не возникает, т. е. существует некоторая пороговая интенсивность, при которой в видиконе возникает ток сигнала. Другая причина, вследствие которой ток сигнала в IV области вторично-эмиссионной характеристики мал, — это малое значение величины $\partial\delta/\partial u$ в этой области.

Несмотря на это, видикон, пригодный для визуализации рентгено-топографических картин, может работать только в этой области.

В самом деле, одним из необходимых условий для того, чтобы в видиконе происходило накопление, является высокое омическое сопротивление фотопроводящего слоя, при котором потенциал мишени повышается до 1000 В даже при нулевом потенциале сигнальной пластины. Поэтому работа видикона переводится в IV область вторично-эмиссионной характеристики. В III области вторично-эмиссионной характеристики $\delta_T > \delta_{св}$, поэтому разность $(\delta_T - 1)R_T - (\delta_{св} - 1)R_{св}$ будет намного больше, чем в IV области. Кроме того, здесь как правило, больше и крутизна вторично-эмиссионной характеристики.

Однако работа видикона в области III неустойчива. Легко показать, что рентгеновский видикон может работать устойчиво только при

условии $\frac{\partial\delta}{\partial u} < 0$, и поскольку в III области $\frac{\partial\delta}{\partial u} > 0$, то работа видикона будет неустойчива в этой области так же, как и во второй.

Из анализа экспериментальных и теоретических данных можно определить оптимальные параметры фотопроводящих слоев мишеней видиконов, пригодных для визуализации рентгено-топографических картин при малых интенсивностях: R должно быть порядка $10^{13} - 20^{20}$ Ом для ячейки мишени 20×20 мкм² и толщиной $d \approx 20$ мкм, время световой релаксации ≈ 10 сек и время темновой релаксации ≈ 30 сек.

Дальнейшие усовершенствования мишеней видиконов должны вестись в направлении получения слоев с указанными выше параметрами и возможно большим квантовым выходом η (в использованных нами слоях Se, Se—As, $\eta \sim 10^3$).

С учетом вышеизложенного изготовлен рентгеновидикон, работающий в области длин волн рентгеновского излучения $0,5 - 1,5$ Å и при интенсивностях $I \sim 10^4$ фот/сек·см². Испытания показывают, что видикон действительно работает в режиме накопления, обусловленном указанными выше двумя причинами. Этот видикон применяется в установке для визуализации РТК.

Кафедра физики твердого тела

Поступила 10.07.1981

ЛИТЕРАТУРА

1. Безиргянц П. А., Шабоян С. А., Авунджян В. И., Аветян К. Т. Телевизионная система для визуализации рентгеновских дифракционно-топографических картин.— ДАН СССР, 1976, т. 230, № 2.
2. Chikawa I., Fujimoto I. Video Display technique for X-ray Diffraction topography.— NHK Technical Monograph, 1974, v. 3, № 23.

3. Queisser H. J., Hartmann W., Hagen W. Reel Time X-ray topography; defect dynamics and crystal growth. Proc. JCC6—6 Max. Planck Institut, 1960.
4. Корсунский М. И. Аномальная фотопроводимость и спектральная память в полупроводниковых системах. М.: Наука, 1978.
5. Измайлов С. В., Минасян Ц. А. Возможная модель «долгих ловушек» носителей в полупроводниках.—Уч. записки ЕГУ, 1978, т. 3. (139).
6. Гершберг А. Е. Передающие телевизионные трубки, использующие внутренний фотозффект. М.; Энергия, 1964.

Կ. Թ. ԱՎԵՏՅԱՆ, Ա. Պ. ԶՈԹՅԱՆ, Ա. Ե. ՕԳԱՆՈՎ

ԵՐԿԱՐԱԼԻՔԱՅԻՆ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՎԻԴԻՎՈՆՆԵՐԻ ԱՇԽԱՏԱՆՔԻ ՏԻԶԻԿԱԿԱՆ ՀԻՄՈՒՆՔՆԵՐԸ ՓՈՔՐ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու մ

Դիտարկված են $0,5-1,5 \text{ \AA}$ ալիքի երկարության տիրույթում օգտագործվող ռենտգենյան վիդիկոնի աշխատանքի ֆիզիկական հիմունքները: Հաստատված է, որ ռենտգենյան տոպոգրաֆիկ պատկերի էքսպրես ստացման և դիտման համար անհրաժեշտ ազդանշանի գեներացիայի համար հարկավոր է, որ վիդիկոնը գործի կուտակման ռեժիմում, որի տևողությունը 10^2 -անգամ գերազանցում է ստանդարտ հեռուստատեսային կադրի տևողությունը ($T = 4 \cdot 10^{-2}$ վրկ): Ցույց է տրված, որ կուտակման այդպիսի ժամանակամիջոցը պայմանավորված է հրկու պատճառով՝ անոմալ ֆոտոհաղորդականությամբ և ֆոտոհաղորդիչ շերտի չափազանց մեծ օհմական դիմադրությամբ: