

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ РЕНТГЕНВИДИКОНОВ

А. П. ШПАГИН

(Представлена научным семинаром сектора дефектоскопии строительных
материалов НИИ ЭИ)

При выборе энергии источника излучения в интроскопах необходимо знать спектральную характеристику детектора излучения. В частности, большое значение имеет правильный выбор энергии излучения для интроскопов, использующих рентгенвидиконы. Экспериментальное определение спектральной характеристики рентгенвидикона требует наличия целого набора моноэнергетических источников излучения и будет, по-видимому, достаточно трудоемким, поэтому в настоящей работе предлагается способ расчета функций спектральной чувствительности рентгенвидиконов. Чувствительность рентгенвидиконов к ионизирующему излучению определяется изменением проводимости мишени при облучении. Чем сильнее изменяется проводимость облученной мишени по сравнению с темновой (необлученной), тем выше чувствительность. Темновая проводимость мишени определяется концентрацией свободных электронов и дырок, их подвижностью и временем жизни. Концентрация свободных носителей заряда, их подвижность и время жизни зависят от температуры, химического состава, структуры, а иногда способа получения полупроводника. Влияние гамма-излучения на проводимость сводится в основном к увеличению концентрации электронов и дырок в результате ионизации атомов полупроводника и уменьшению времени их жизни за счет повышения вероятности рекомбинации.

Второй процесс зависит от интенсивности излучения и будет заметно отражаться на проводимости только тогда, когда концентрация неравновесных носителей заряда, образующихся за счет облучения мишени, больше концентрации равновесных носителей, т. е. при довольно высоких уровнях облучения. Этот процесс будет в основном проявляться в нелинейности амплитудной характеристики рентгенвидикона в области больших интенсивностей. Так как физические процессы, определяющие накопление потенциального рельефа и его считывание, протекают одинаково при всех энергиях излучения, то причиной неравномерности спектральной чувствительности рентгенвидикона могут быть либо нелинейная зависимость квантового выхода мишени от энергии квантов, либо неравномерность поглощающей способности мишени по диапазону энергии. Как показали экспериментальные исследования [1], квантовый выход в германии и кремнии, начиная с нескольких электронвольт, изменяется пропорционально энергии. Это дает основание предположить, что для селена и других полупроводников будет соблюдаться линейная зависимость между квантовым выходом и энергией, по крайней мере в области энергий от нескольких электронвольт и выше. Если это так, то спект-

ральная чувствительность определяется в области низких энергий прозрачностью торцевого стекла колбы*), а в области высоких энергий — поглощением в полупроводниковом слое мишени

$$\Phi(E) = \frac{\Pi(E)}{E} e^{-\mu_c(E)h_c}, \quad (1)$$

где $\Phi(E)$ — функция спектральной чувствительности рентгеновизора; $\mu_c(E)$ — коэффициент ослабления моноэнергетического излучения с энергией E в торцевом стекле колбы рентгеновизора; h_c — толщина торцевого стекла рентгеновизора; $\Pi(E)$ — средняя энергия, поглощаемая в мишени при нормальном падении на мишень одного кванта с энергией E .

Ранее применительно к тонкому монокристаллическому экрану нами [2] была получена формула, позволяющая рассчитать функцию $\Pi(E)$ с точностью до первого столкновения. Для энергий, меньших 1 Мэв, она имеет вид:

$$\Pi(E) = \frac{1}{\mu(E)} [1 - e^{-\mu(E)h}] [\tau(E)E + \sigma(E)E_\sigma], \quad (2)$$

где h — толщина экрана, $\tau(E)$ и $\sigma(E)$ — коэффициенты фотоэффекта и комптоновского рассеяния соответственно, E_σ — средняя энергия, передаваемая электрону отдачи при комптоновском рассеянии кванта с энергией E . Формулы, определяющие E_σ , приведены в литературе [2, 3].

Диапазон энергий, при которых можно использовать формулу (2), определяется следующими условиями

$$\mu(E)h < 1, \quad (3)$$

$$r_0 < h, \quad (4)$$

где r_0 — пробег фотоэлектронов в материале экрана.

Реальные рентгеновизоры имеют мишень из селена или окиси свинца толщиной $(0,05 \div 0,25) \text{ г/см}^2$, при такой толщине мишени условие [3] выполняется для энергий, больших 70 кэв, но поскольку при энергиях, меньших 70 кэв, взаимодействие излучения с веществом мишени происходит почти полностью за счет фотоэффекта, то применение формулы [2] в этой области энергии квантов возможно даже при $\mu(E)h > 1$, т. е. условие [3] в применении к мишеням рентгеновизоров не ограничивает области правомерного применения формулы [1] и [2].

Используя имеющиеся в литературе [4—6] сведения о зависимости между пробегом электронов и их энергиями, можно установить, что условие (4) выполняется при указанных выше толщинах полупроводниковых слоев для энергий электронов, меньших $200 \div 400 \text{ кэв}$.

На рис. 1 представлены вычисленные по формуле (1) функции спектральной чувствительности рентгеновизоров с различной толщиной мишени из селена. Расчет производился для рентгеновизора с торцевым стеклом толщиной $h_c = 2 \text{ мм}$, состоящим из 34% кремния, 7,2% кальция, 10,8% натрия и 48% кислорода, мишень которого состоит из селена плотностью $4,8 \text{ г/см}^3$ и имеет толщину 0,1 мм; 0,5 мм, 2 мм (этим толщинам мишени соответствуют кривые 1, 2, 3, 4 на рис. 1).

Как видно из рис. 1, максимум функции спектральной чувствительности рентгеновизора с мишенью толщиной 0,1 мм (примерно это соответствует толщине мишени у обычных отечественных рентгеновизоров)

* Мы не учитываем влияния сигнальной пластины, предполагая, что она представляет тонкий слой алюминия $\approx 0,01 \text{ мм}$. Так как коэффициенты поглощения стекла и алюминия примерно равны, то даже замена стеклянной планшайбы полностью алюминиевой не искажает заметно спектральную чувствительность.

нов) находится при энергии 30 кэв. В связи с этим может возникнуть вопрос, почему несмотря на это рентгеновидиконы зачастую с успехом применяют с рентгеновскими установками на 150—200 киловольт, более того — с повышением напряжения от 70 киловольт до 150 ÷ 200 чувствительность в некоторых случаях существенно повышается. В этом, однако, нет ничего противоречащего полученным спектральным характеристикам. Дело в том, что рентгеновские трубки генерируют тормозной спектр, описываемый формулой [7].

$$I(E) = ciZ(\nu_0 - \nu) = ki(E_0 - E), \quad (5)$$

где $I(E)$ — плотность интенсивности по спектру, c и k — постоянные коэффициенты, Z — атомный номер материала анода трубки, i — ток трубки, E_0 — максимальная энергия квантов в спектре, примерно равная напряжению на трубке.

Как видно из формулы (5), при повышении напряжения на трубке плотность интенсивности в области низких энергий увеличивается пропорционально напряжению, кроме того, у большинства трубок пропорционально напряжению увеличивается ток и, следовательно, плотность интенсивности растет пропорционально квадрату напряжения на трубке. Поэтому даже если рентгеновидикон был бы совсем нечувствителен в области высоких энергий, то все равно только за счет увеличения интенсивности в области низких энергий чувствительность интроскопа с таким рентгеновидиконом может увеличиваться. Иначе дело будет обстоять при применении моноэнергетического излучения. В этом случае увеличение энергии излучения за максимумом приведет к резкому снижению чувствительности, потому что сигнал будет снижаться с увеличением энергии, так как он образуется только первичными квантами, а фон и шум будут увеличиваться за счет более высокой чувствительности рентгеновидикона к рассеянным квантам.

Поэтому при применении моноэнергетического источника излучения наилучшая относительная чувствительность интроскопа с рентгеновидиконом будет достигнута в том случае, если его энергия соответствует максимуму функции спектральной чувствительности рентгеновидикона.

Как видно из рис. 1, с увеличением толщины мишени максимум функции спектральной чувствительности смещается в сторону более высоких энергий и причем одновременно при увеличении толщины мишени увеличивается и абсолютное значение функции спектральной чувствительности в максимуме*).

Формула (1) позволяет также определить функцию спектральной чувствительности рентгеновидикона для квантов, падающих на мишень

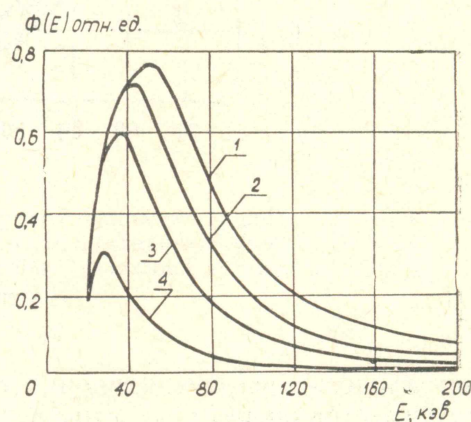


Рис. 1. Функции спектральной чувствительности рентгеновидиконов с мишенью из селена толщиной 2 мм; 1 мм; 0,5 мм; 0,1 мм, соответственно кривые 1, 2, 3 и 4

* Следует отметить, что полученная зависимость абсолютного значения спектральной чувствительности в максимуме от толщины мишени характеризует только поглощающую способность мишени, но не весь рентгеновидикон, потому что процессы накопления и считывания потенциального рельефа зависят от толщины мишени, так как с увеличением толщины мишени уменьшается ее емкость и изменяется соотношение между толщиной мишени и пробегом свободного электрона.

неперпендикулярно. В этом случае в формулы (1) и (2) необходимо подставить вместо толщины торцевого стекла и толщины мишени эффективные толщины торцевого стекла и мишени, определяемые формулами:

$$h'_c = h_c / \cos \Theta, \quad (6)$$

$$h' = h / \cos \Theta, \quad (7)$$

где Θ — угол падения квантов.

Вычисленные по указанной методике функции спектральной чувствительности для толщины мишени 0,01 см и толщины стекла 0,2 см и разных углов падения приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что чув-

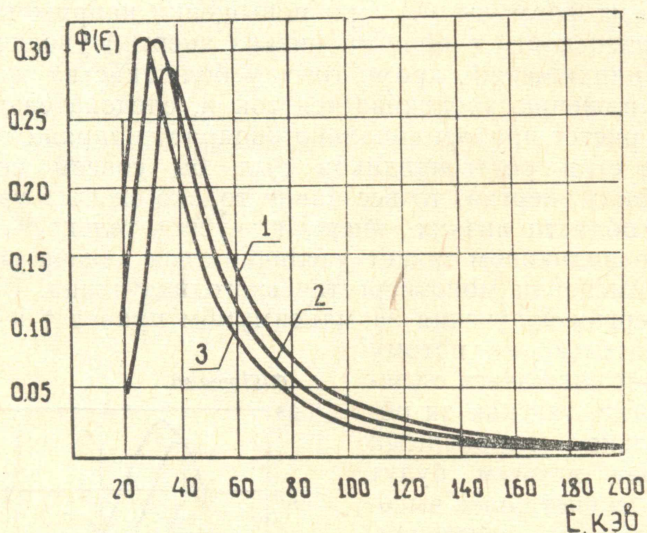


Рис. 2. Функции спектральной чувствительности рентгеновидикона для квантов, падающих под углом к плоскости мишени: 1 — $\Theta=60^\circ$, 2 — $\Theta=45^\circ$, 3 — $\Theta=0^\circ$

ствительность рентгеновидикона существенно выше по отношению к квантам, падающим на мишень под углом, и, в частности, к рассеянным квантам.

Ошибка в расчете функций $\Phi(E)$ по формуле (1) возникает вследствие того, что часть энергии, переданной электронам вблизи границы мишени, выносится ими за пределы мишени, с другой стороны, некоторая доля не учитываемой в расчете энергии переносится в мишень электронами, вылетающими из торцевой планшайбы рентгеновидикона. Однако в случае стеклянной или алюминиевой планшайбы энергия, переносимая из планшайбы, много меньше энергии, выносимой из мишени, и ее можно не учитывать. При рассматриваемых выше энергиях основной вклад в ошибку вносят фотоэлектроны, так как комптоновские электроны отдачи имеют малую энергию и малый пробег. При расчете ошибки предполагалось, что энергия выносится только фотоэлектронами, причем все фотоэлектроны летят перпендикулярно плоскости мишени и теряют свою кинетическую энергию на пути, равном максимальной глубине проникновения (экстраполированному пробегу [4]). Очевидно, что все эти предположения приводят к завышению ошибки, следовательно, вычисленная ошибка будет больше истинной. С учетом указанных допу-

щений относительная ошибка расчета по формуле (1) определится формулой

$$\delta = \frac{\tau l(E_e) \cdot 100\%}{2\Phi(E)} e^{-\mu_c(E)h_c}, \quad (8)$$

где $l(E_e)$ — максимальная глубина проникновения электрона с энергией E_e в материал мишени, $E_e = E - E_{св}$, где $E_{св}$ — энергия связи электрона, при расчете предполагалось, что все фотоэлектроны выбиваются с К-оболочки, тогда $E_{св} \approx 13$ кэв. Максимальная глубина проникновения определялась интерполяцией приведенных в литературе [6] данных для меди и олова. Расчет по формуле (8) дал следующие значения относительной ошибки для мишени толщиной 0,1 мм соответственно 20%; 16% и 9% для энергий квантов 200 кэв, 150 кэв и 100 кэв. При увеличении толщины экрана относительная ошибка уменьшается обратно пропорционально поглощенной энергии (абсолютная ошибка не изменяется с изменением толщины мишени), т. е. примерно обратно пропорционально толщине мишени.

Выводы

Спектральная чувствительность рентгеновидиконов определяется плотностью и атомным номером материала мишени и торцевого стекла колбы рентгеновидикона и в значительной мере изменяется с изменением толщины мишени и торцевого стекла колбы.

Выпускаемые отечественной промышленностью рентгеновидиконы с толщиной мишени 0,1 ÷ 0,15 мм имеют максимум спектральной чувствительности в области энергий 40 ÷ 60 кэв и, следовательно, наилучшие результаты с такими рентгеновидиконами можно получить именно при такой энергии моноэнергетического источника.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Вавилов. Действие излучения на полупроводники. М., Физматгиз, 1963.
2. А. П. Шпагин. Кандидатская диссертация, Томск, 1967.
3. С. В. Стародубцев, А. М. Романов. Взаимодействие гамма-излучения с веществом. Часть I, Ташкент, Изд-во «Наука» УзССР, 1964.
4. А. А. Воробьев, Б. А. Кононов. Прохождение электронов через вещество, Томск, Изд-во ТГУ, 1966.
5. L. V. Spenser. Phys. Rev., 98, 1597 (1955).
6. L. V. Spenser. Energy Dissipation by Fast Electrons. Nat. Bur. St. (US) 1959.
7. Ф. Н. Хараджа. Общий курс рентгенотехники. М.—Л., «Энергия», 1966.