

# 1 Ионизационные эффекты в детекторах заряженных частиц

Детектор	Наблюдаемый эффект	Сопоставляемая величина	Пределы регистр. передачи энергии, кэВ	
			$\omega_m$	$\omega_{max}, T_0$
Ионизац. камера	Ионизация	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\omega_m, T_0}$	0.01-0.02	10-10 <sup>2</sup>
ПК и ДК	Электр. сигнал $\propto Q$	$\Delta_0$ - вероят. потери энергии	0.01-0.02	10-10 <sup>2</sup>
Сцинтиллятор (газ, ж., тв.)	Фотоны от перв. и втор. иониз.	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\omega_m, T_0}$	0.003	10-10 <sup>2</sup>
ППД	Число пар электрон-дырка	$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\omega_m, T_0}$	0.003	10
Камера Вильсона	Число капель на треке	$\frac{dN_1}{dx}$	0.01-0.02	$\omega_{max}$
Стримерная камера	Число стримеров на треке	$\frac{dN_1}{dx}$	0.01-0.02	$\omega_{max}$
Ядерная фотоэмульсия	Проявл. $\mu$ крист. <i>AgBr</i>	$\int_{\omega_m}^{T_0} \mathcal{P}(\omega) \frac{d^2N}{dx d\omega} d\omega$	0.005	1-10

"Дважды ограниченные" потери энергии (  $\omega$  - элементарная передача энергии)

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\omega_m, T_0} = n_a \int_{\omega_m}^{T_0} \omega \frac{d\sigma}{d\omega} d\omega$$

Первичная ионизация (здесь  $I_0$  - первый потенциал ионизации)

$$\frac{dN_1}{dx} = n_a \int_{I_0}^{\infty} \frac{d\sigma}{d\omega} d\omega = n_a \sigma_1$$

В общем случае *наблюдаемый* ионизационный эффект

$$\frac{dJ}{dx} = n_a \int_0^{\omega_{max}} \mathcal{P}(\omega) \frac{d\sigma}{dx d\omega} d\omega,$$

где  $\mathcal{P}(\omega)$  - весовая функция данного детектора (эффекта).

*Заметим*, что  $\gamma$ -кванты и нейтроны производят ионизацию опосредовано через: электроны отдачи, фотоэлектроны, протоны/ядра отдачи, заряженные частицы от ядерных реакций.

## 2 Сцинтилляторы

Сцинтилляция - характерный вид люминисценции, а именно: свечение (видимого или ближнего УФ-диапазона) в веществе при прохождении заряженной частицы. Сцинтиллятором могут быть как кристаллы (полупроводники), так и аморфные вещества, жидкости, газы. Соответственно механизмы люминисценции различны в разных сцинтилляторах.

Сцинтилляции (практически) изотропны. При фиксированном энергопоглощении число сцинтилляционных фотонов распределено пуассоновски (N.B.: фактор Фано  $F = 1$ ).

"Хороший" сцинтиллятор в общем характеризуется:

- высокой эффективностью преобразования ионизации в возбуждение радиационных уровней
- высокой эффективностью радиационного снятия возбуждения (слабыми механизмами гашения)
- слабым поглощением собственного излучения (см. ниже)

Пусть "молекулярный" ("элементарный") квантовый выход люминисценции при фотовозбуждении  $q_0 = \frac{N_\gamma^r}{N_\gamma^a}$ . Здесь  $N_\gamma^a$  и  $N_\gamma^r$  - соответственно число поглощенных и испущенных фотонов для (бесконечно) тонкого образца.

В "толстом" образце присутствует самопоглощение (реабсорбция), зависящее от размеров и **сдвига Стокса**. Пусть область спектра испускания, эффективно неперекрываемая областью поглощения, составляет долю  $K (= b/a)$ .

Пусть на один акт люминисценции при *ионизационном* возбуждении (=сцинтилляция) требуется в среднем энергия  $\omega$ . Тогда при поглощении энергии  $E$  первичное число фотонов

$$N_0 = \frac{E}{\omega} q_0.$$

Из них  $KN_0$  выйдет из образца,  $(1 - K)N_0$  поглотится,  $q_0(1 - K)N_0$  - переизлучится. И т.д. В результате выход фотонов из бесконечно толстого

образца

$$N = KN_0 + q_0(1 - K)KN_0 + \dots = KN_0 \sum_{n=0}^{\infty} q_0^n (1 - K)^n = \frac{KN_0}{1 - q_0(1 - K)}.$$

Введем "практический" выход  $q$ :  $N/N_0 \equiv q/q_0$ .

$$q = \frac{q_0 K}{1 - q_0(1 - K)} (< q_0) \xrightarrow{K \rightarrow 1} q_0.$$

Например, для антрацена типично  $q_0 = 0.94$ ,  $K = 0.2$  ,  $q = 0.80$ .

Итак, сцинтиллятор характеризуется:

- спектром излучения
- световыходом (элементарным и практическим).  
Так, для антрацена типично:  $\omega \simeq 60$  эВ (для m.i.p.) при  $\lambda = 440$  нм, или  $\omega_\gamma/\omega \simeq 0.04$ .  
Кроме того, для использования при высоких интенсивностях частиц важным является
- время высвечивания.

Временное развитие сцинтилляции зависит от времени  $\delta t$ , затрачиваемого на возбуждение люминесцентных центров (поглощение и миграция к ним энергии), и времени их жизни  $\tau$ . При  $\delta t \ll \tau$  интенсивность свечения  $I(t) = I_0 \exp(-t/\tau)$ . Часто  $I(t)$  описывается суммой нескольких компонент с разными временами высвечивания. Эти компоненты могут отличаться спектральным составом, а соотношение их интенсивностей может зависеть от температуры, плотности ионизации и других факторов.

Многие из эффективных сцинтилляторов представляют собой "матрицу" основного вещества, в которую внедрена ("допирована") та или иная добавка (примесь), создающая собственно излучательные центры с соответствующими энергетическими уровнями. Вероятность захвата возбуждения на примесные уровни, а с ней - поначалу - световыход, растут с увеличением их концентрации. Начиная с некоторой концентрации активатора начинает преобладать эффект поглощения излучения этими же примесями, и "эффективное" количество света уменьшается.

## 2.1 Эффект Биркса

Простая линейная зависимость световыхода от поглощенной энергии нарушается при достаточно высокой плотности потерь  $dE/dx$ . Падение световыхода может быть качественно объяснено следующей моделью.

Пусть наряду с возбуждениями, возникающими на пути заряженной частицы с линейной плотностью  $AdE/dx$ , образуются центры тушения, (безизлучательного снятия возбуждения) с концентрацией  $CdE/dx$ . Пусть, в свою очередь, концентрация центров люминесценции  $n_L$ . Если сечения захвата возбуждения центром люминесценции и центром тушения равны  $\sigma_L$  и  $\sigma_Q$  соответственно, то световыход на единицу пути

$$\frac{dL}{dx} = \frac{\sigma_L n_L}{\sigma_L n_L + \sigma_Q CdE/dx} A \frac{dE}{dx} = \frac{AdE/dx}{1 + BdE/dx} .$$

Эту зависимость световыхода от плотности ионизационных потерь называют формулой Биркса, а постоянную  $B$ , характеризующую сцинтиллятор и не зависящую от типа и энергии частицы, - коэффициентом Биркса.

## 2.2 Характеристики некоторых сцинтилляторов

Сцинтиллятор	$\rho$ , г/см <sup>3</sup>	$\lambda_{max}$ , нм	выход, %	$\tau_f   \tau_{s,nc}(\%)$	примечание
<b>Орган. кристаллы</b> Антрацен ( $C_{14}H_{10}$ )	1.25	450	4	30 400	Макс.выход, непрочен
Стильбен ( $C_{14}H_{12}$ )	1.16	410	2.5	6 400 (20 ÷ 50)	большие рамеры
<b>Орган. жидк.</b> Толуол + РОРОР(1.5 г/л)	0.9	430	3	3	большие объемы
Ксилол + р-терфенил (5 г/л)	0.9	400	2	2	вреден кислород
<b>Пластмассы</b> Полистирол+ 36 г/л р-терфенил	0.9	360	1.2	3	рад. стойк. в 30-50 р.> чем у орг.кристал.
PS + 16 г/л тетра- фенилбутадиен	0.9	480	1.5	5	
<b>Неорг. крист.</b> $NaI(Tl)$	3.7	410	8 ÷ 13%	230	эталон выхода; гигроскопичен
$ZnS(Ag)$	4.1	450	28	100 10 <sup>4</sup>	рекорд выхода; порошок
$CsI(Tl)$	4.5	560	6	10 <sup>3</sup>	$X_0 = 1.9$ см
$YAlO_3(Ce)$	5.6	350	5	28 10 <sup>4</sup>	быстрый
$BaF_2$	4.9	220 310	3	<1 620	очень быстрый
BGO ( $Bi_4Ge_3O_{12}$ )	7.1	490	2.5	60 300	очень плотный
PWO ( $PbWO_4$ )	8.3	420	0.1	4 50	$X_0 = 0.9$ см
<b>Газ</b> $He$ +(на окне ФЭУ) дифенилстильбен			~ 1 от $NaI$	1-10 $\tau \propto 1/P$	при P=1 атм

### 3 Фотоэлектронный умножитель

ФЭУ - устройство, преобразующее световой сигнал в электрический с усилением. Классический ФЭУ - вакуумный прибор на основе *внешнего фотоэффекта* и *вторичной эмиссии* электронов. Основные части ФЭУ - фотокатод, система умножающих электродов - динодов, анод.

Область чувствительности определяется:

- прозрачностью входного окна (стекло, кварц) в коротковолновой части;
- "красной" границей фотоэффекта

$$\hbar\omega_{min} = E_{vac} - E_{max} \equiv \Phi_{ph} ,$$

$E_{vac}, E_{max}$  - энергии электрона соответственно вне тела (катода) и на наивысшем энергетическом уровне (дающим вклад в фотоэффект) в кристаллической решетке.  $\Phi_{ph}$  называется фотоэлектронной работой выхода.

В металле возбуждаются электроны проводимости, т.е.  $E_{max}$  соответствует верхнему заполненному уровню зоны проводимости.

В полупроводнике основной вклад в фотоэмиссию, (как и в оптическое поглощение - см. выше о сцинтилляциях), дают валентные электроны, имеющие на порядки большую концентрацию по сравнению с примесными и электронами проводимости. Поэтому для *собственного* фотоэффекта

$$\hbar\omega_{min} = \Phi_{ph} = E_g + E_a .$$

Здесь  $E_g$  - ширина запрещенной зоны,  $E_a$  - расстояние от нижней границы зоны проводимости до уровня вакуума (т.н. "электронное сродство").

Фотоэффект - процесс Бернулли (или биномиальный). При регистрации вспышек с пуассоновским распределением фотонов распределение числа фотоэлектронов также пуассоновское. Вероятность выбивания электрона фотоном - *квантовая эффективность*  $C_{ph.e.}$  (типично  $0.1 \div 0.4$ ).

Спектральная чувствительность  $\gamma(\lambda)$  = фототок/мощность света с единицей измерения  $1 \text{ А/Вт} = 1.24/\lambda[\text{мкм}]$  электронов/фотон.

$$C_{ph.e.} < 1. \quad \rightarrow \quad \gamma(\lambda = 0.4\mu m) \lesssim 0.3 \text{ А/Вт.}$$

### 3.1 Тепловые шумы ФЭУ

Термоток с фотокатода

$$i \propto T^2 e^{-\frac{\Phi_T}{kT}},$$

где  $\Phi_T$  - *термоэлектронная* работа выхода. Термоэмиссия - равновесный процесс - определяется химическим потенциалом вещества, т.е. положением уровня Ферми.

В металле уровень Ферми совпадает (в пределе  $T=0$ ) с верхним заполненным уровнем зоны проводимости:  $E_F = E_{max}$ . Поэтому термоэлектронная работа выхода совпадает с фотоэлектронной:  $\Phi_{ph} = \Phi_T$ , и характеристики обоих процессов определяются одной энергетической величиной

В чистом полупроводнике уровень Ферми лежит в середине запрещенной зоны, и  $\Phi_T = E_g/2 + E_a$ . Наличие примесей (донорных или акцепторных) смещает его к границе (верхней или нижней) этой зоны. В любом случае  $\Phi_{ph} \neq \Phi_T$ . Это открывает принципиальную возможность создания эффективных полупроводниковых фотоэмиттеров с приемлемо низким уровнем термотока без их охлаждения.

Типично  $i \sim 10^3 \div 10^5 \text{ e}^-/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$  (при 300 K) и растет в  $\sim 2$  раза на  $10^\circ$  повышения температуры.

### 3.2 Усиление ФЭУ

Ток электронов с катода усиливается системой из  $n$  динодов под последовательно возрастающими потенциалами:  $M = \prod_{i=1}^n \delta_i$ , где  $\delta_i$  - (средний) коэффициент вторичной эмиссии (к.в.э.), т.е. отношение тока вторичных электронов к току первичных. К.в.э. как функция энергии первичного электрона имеет максимум, достигающий (для эффективных эмиттеров) по порядку величины  $10^1 \div 10^2$ . Качественно это объясняется соотношением двух основных факторов: с одной стороны, с ростом энергии растет число возбуждаемых вторичных электронов. В то же время увеличивается глубина генерации в толще вещества этих электронов, вследствие чего падает вероятность их выхода из объема вещества. Для широкого круга веществ энергия, соответствующая максимуму к.в.э., составляет несколько сотен электрон-вольт. На практике по ряду причин разность потенциалов между последовательными динодами ФЭУ составляет заметно меньшую величину  $V \simeq 100 - 200 \text{ В}$ . При типичных для современных ФЭУ к.в.э., равном 4-5, и числе каскадов 10-12 коэффициент усиления составляет  $M \sim 10^7$ . При чрезмерном повышении напряжения на ФЭУ начинает сказываться объемный заряд электронного облака на конечных

стадиях размножения, что приводит к насыщению коэффициента усиления и нелинейности ФЭУ. Кроме того, растут шумы ФЭУ (см. далее). Возможно появление паразитных послеимпульсов, связанных с ударной электронной ионизацией остаточного газа в вакуумном объеме и последующим соударением образовавшихся ионов с катодом или динодами (т.н. ионная обратная связь). Еще один источник послеимпульсов — фотонная обратная связь, когда фотоны видимого диапазона, сопровождающие мощную лавину на аноде, вызывают фотоэффект из катода или динодов. Наконец, при очень большом анодном токе, вызванном слишком большим усилением или сильной засветкой фотокатода, могут произойти изменения свойств последнего динода и анода, вплоть до необратимого нарушения работы ФЭУ. В достаточно узком диапазоне напряжений (энергий) в рабочей области к.в.э. динодов может быть грубо аппроксимирован линейной функцией  $\delta(V) \propto V$ . При равномерном распределении потенциалов напряжение между последовательными динодами  $V = V_0/n$ , где  $V_0$  — полное напряжение на динодной системе ФЭУ. В предположении эквивалентности всех каскадов полное усиление

$$M \propto (V_0/n)^n \propto V_0^n.$$

Отсюда практическое требование: для стабильности

$$dM/M = n dV_0/V_0 < 1\%$$

необходимо обеспечить  $dV_0/V_0 \lesssim 10^{-3}$ .

### 3.3 Амплитудное разрешение ФЭУ

Процесс размножения электронов подвержен флуктуациям. Распределение по величине (заряду) сигналов, вызванных вылетом одного фотоэлектрона, называется распределением одноэлектронных импульсов (р.о.и.). В общем случае р.о.и. можно характеризовать двумя основными характеристиками: средним  $\mu_1$  и дисперсией  $\sigma_1$ .

Идеализированная модель усиления: электроны полностью собираются на последовательных динодах; все диноды имеют одинаковые к.в.э.  $\delta$ ; распределение вторичных электронов — пуассоновское. Можно показать, что основной вклад в дисперсию усиления дают флуктуации размножения на первом диноде. При  $n \gg 1$ ,  $\delta \gg 1$  относительная ширина р.о.и.

$$\frac{\sigma_1}{\mu_1} = \frac{1}{\sqrt{\delta}}.$$

В области линейности ФЭУ отклик на  $N_{ph.e.}$  фотоэлектронов является ре-



зультатом независимого размножения каждого из них. Соответствующее распределение сигналов есть  $N_{ph.e.}$ -кратная *свертка* р.о.и.

Для сигналов с пуассоновским распределением числа фотоэлектронов со *средним*  $\langle N_{ph.e.} \rangle = \mu$  (например, при регистрации сцинтилляций от *фиксированной* ионизации) *разрешение* по амплитуде (заряду) определяется выражением

$$\frac{\sigma_Q^2}{Q^2} = \frac{1 + \frac{\sigma_1^2}{\mu_1^2}}{\mu}.$$

### 3.4 Временные характеристики ФЭУ

Для импульсных измерений важными являются временные характеристики ФЭУ, в первую очередь длительность выходного импульса в ответ на  $\delta$ -вспышку света и  $\Pi$  в меньшей степени - время его задержки. Задержка определяется суммарным временем, затрачиваемым размножающимися электронами на пролет через всю динодную систему ФЭУ, и типично составляет  $10 \div 20$  нс. Длительность импульса зависит от двух основных факторов. Первый - разброс времен пролета электронов, главным образом на начальной стадии размножения (на катоде и первых динодах), в силу разброса их начальных эмиссионных скоростей и не изохронности разных траекторий движения. Второй фактор - граничная частота полосы пропускания, определяемая паразитной емкостью анода ФЭУ относительно всех других электродов и сопротивлением внешней цепи. Длительность импульса варьируется от нескольких ( $\sim 2 - 5$ ) нс для быстрых ("временных") типов ФЭУ до 20-40 нс для сравнительно "медленных" типов ФЭУ.