

ПОЛУПРОВОДНИКОВИ ДЕТЕКТОРИ НА ЛЪЧЕНИЕ

I. МАЛКО ИСТОРИЯ

1926 г. - Яфе и Шеркер забелязват повишение на проводимостта на кристали при облъчване с α -частици.

1945 г. - Ван Хеерден - получава електрически импулси от α -частици в кристали **AgCl**.

1955 г. - Мейер и Госик - **германиев повърхностно-барьерен (Au)** детектор за спектрометрия на α -частици.

1959 - 60 г. - **повърхностно-барьерни силициеви детектори (Au)**, работещи при стайна температура за спектрометрия на α -частици.

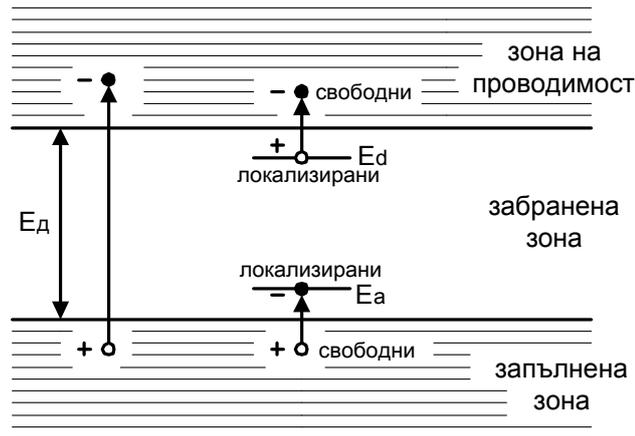
1963 г. - първите **Ge(Li)** детектори за γ -кванти: $\varnothing = 20 \text{ mm}$, $d = 0,5 \text{ mm}$, $\sim 1,5 \text{ cm}^3$ (работещи при азотна температура).

Днес голямообемните (до няколкостотин cm^3) **Ge(Li)** и **HpGe** детектори за γ -кванти са необходими прибори за всяка лаборатория по ядрена спектроскопия (за γ -спектрометрия).

II. НЯКОИ СВЕДЕНИЯ ОТ ЗОННАТА ТЕОРИЯ НА ПОЛУПРОВОДНИЦИТЕ. СОБСТВЕНА И ПРИМЕСНА ПРОВОДИМОСТ. КОМПЕНСАЦИЯ.

При разглеждането на неорганичните сцинтилатори ние използвахме вече елементи от зонната теория на твърдото тяло. Те бяха "широкозонни полупроводници", т.е. при нормални условия - изолатори (диелектрици). Монокристалите на силиция (**Si**) и германия (**Ge**), които се използват в полупроводниковите детектори, са **тяснозонни полупроводници**, с ширина на забранената зона около 1 eV (при сцинтилаторите $\sim 6 \text{ eV}$).

Ако полупроводника е чист (без примеси), той се нарича **собствен полупроводник**, а проводимостта му - **собствена проводимост**.



Фиг.47. Зони в полупроводниците.

1. Собствената проводимост се обуславя от **топлинно генерирани двойки носители** (електрони и дупки), когато няма други външни причини – ядрени лъчения, светлина и т.н.. Носителите на заряд - електрони на "дъното" на зоната на проводимостта и дупки на "тавана" на валентната зона - са свободни, т.е. могат да се движат под действие на електрично поле (равномерно, а не ускорително!):

$$\mathbf{V} = \mu \mathbf{E} \text{ [cm/s]}; \mathbf{E} \text{ в [V/cm]}; \mu \text{ в [cm}^2\text{/V.s]} - \mu - \text{подвижност на носителите}$$

Подвижността за електрони и дупки е различна: $\mu_- \approx 2 \div 3 \mu_+$; - за **Si** ≈ 1350 ; за **Ge** ≈ 3900 , като зависи от температурата приблизително като $1/T^2$. При собствена проводимост концентрациите на електроните и дупките са равни:

$$n_e = n_h = n_i$$

Проводимостта е $1/\rho$, където ρ е специфичното съпротивление в [$\Omega \cdot \text{cm}$]. $1/\rho = en_i(\mu_+ + \mu_-)$, където n_i [$1/\text{cm}^3$] е обемна концентрация на двойките.

Много важна зависимост: Обемната концентрация на двойките **силно зависи от температурата**:

$$n_i = bT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right); E = kT = 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ [eV/гр]}.T \text{ [гр]}$$

където: **b** - константа, характерна за полупроводника; **T** - абсолютната температура [^0K]; **E_g** - ширина на забранената зона [eV].

При **стайна температура** [300^0K] и чисти (собствени) полупроводници:

- n_i : за **Si** - $1,5 \cdot 10^{10}$ [1/cm³]; за **Ge** - $2,0 \cdot 10^{13}$ [1/cm³] (поради по-тясната забранена зона).
- E_g : за **Si** - 1,12 [eV]; за **Ge** - 0,67 [eV]
- **собствено** ρ : за **Si** - $240 \cdot 10^3$ [$\Omega \cdot \text{cm}$]; за **Ge** - 65 [$\Omega \cdot \text{cm}$]

Ge – детектори (за разлика от **Si** -) **не могат да работят при стайна температура**, поради ниското си специфично съпротивление, дължащо се на по-тясната забранена зона. Термично генерираните носители обуславят паразитен (шумов) ток - не свързан с лъчението, на чийто фон трябва да се регистрира полезния сигнал.

При охлаждане, дори само до температурата на течния азот (77⁰K), собствената проводимост намалява с много порядъци и престава да играе роля (собствения полупроводник се превръща в (почти)изолатор).

2. Примесна проводимост

Донорните примеси дават **локални нива в забранената зона**, много близо до зоната на проводимостта ($E_d < E_g$). Поради малката енергия на активация - множителя $\exp\left(-\frac{E_d}{kT}\right)$ - примесът лесно се "йонизира", т.е. отдава електрон в зоната на проводимост (подвижен), а ваканцията (дупка) остава свързана с примесния атом (неподвижна). При достатъчно малки E_d броя на свободните електрони е приблизително равен на броя на примесните атоми. В случая съпротивлението (и проводимостта) се определят от **свободните електрони** - примесна проводимост от **n-тип** (материал от **n-тип**). Основни носители - електрони.

Аналогично **акцепторните** примеси дават **локални нива близо до валентната зона** и при термична йонизация захващат електрон от валентната зона (неподвижен) и осигуряват свободни (подвижни) дупки във валентната зона. В случая проводимостта се определя от **свободни дупки** - примесна проводимост от **p-тип** (материал от **p-тип**).

Типични концентрации на примесите в използваните в полупроводниковите детектори **Si** и **Ge** са $10^{-7} \div 10^{-10}$ примесни атоми на атом, или $5 \cdot 10^{15} \div 5 \cdot 10^{12}$ примеси/cm³. При стайна температура проводимостта е изцяло примесна. **Охлаждането** до ниски температури не оправя нещата, тъй като поради ниската енергия на активация примесите остават йонизирани, дори до температури $10 \div 50^0\text{K}$, тогава, когато собствената проводимост практически отсъства.

В **Si** и **Ge** атомите на бора (**B**), алуминия (**Al**), галия (**Ga**) са **акцепторни примеси**, които обуславят **p**-проводимост на материала. Особено трудно е почистването от **B**. Независимо че кристалите за полупроводниковите детектори са много по-чисти от тези, използвани за производство на транзистори и интегрални схеми (на порядъци), все още теоретичните стойности на специфичното съпротивление (собствена проводимост) не са достигнати. **Правило:** колкото е по-чист материала, толкова е по-високо специфичното му съпротивление.

Компенсация:

Ако в материал с **p**-проводимост се въведе **донорен** примес (например **Li**) - примес с противен знак, така че броя на свободните дупки се изравни с броя на свободните електрони, то броя им намалява силно и материала остава на **собствена проводимост** - **i**-материал. Концентрациите на донорите и акцепторите локално се изравняват. Компенсирания материал е материал с изкуствено създадена "собствена" проводимост и високо специфично съпротивление, отговарящо на собствената проводимост на чистия материал.

За **p-Ge** това се постига чрез контролиран дрейф на литий (**Li**) в кристалната решетка (при контролирана температура и електрично поле). За съжаление, подвижността на **Li** в **Ge** при стайна температура е висока и детекторите, изготвени по този начин, **Ge(Li)-детектори**, трябва да се съхраняват **винаги** при температура на течния азот (77^0K) за да не се допусне неконтролиран дрейф на лития. Понастоящем тази технология почти е изоставена.

Днес се произвеждат детектори от свръхчист германий - **HpGe-детектори**, които могат да се съхраняват (но не и да работят!) при стайна температура. Кристалите

от **HpGe** могат и да не са “свръхчисти”, а компенсирани в процеса на изготвяне (по Чохалски), но с примеси, които **не дифундират** при стайна температура.

Някои характеристики на **Si** и **Ge**:

	Z	ρ [g/cm ³]	[at/cm ³].10 ²²	E_g [eV]	W_{ен} за 1 двойка
Si	14	3,3	5,0	1,12(300 ⁰ K) 1,16(77 ⁰ K)	3,61(300 ⁰ K) 3,76(77 ⁰ K)
Ge	32	5,3	4,4	0,65(300 ⁰ K) 0,74(77 ⁰ K)	2,98(77 ⁰ K)

Някои очевидни изводи:

a/. **Ge** е по-подходящ за γ -спектрометрия - по-голямо **Z** (вероятността за фотоефект $\sim Z^5$).

б/. **Si** – за спектрометрия на електрони (и тежки заредени частици) - по-ниско **Z** - по-малко обратно разсейване.

в/. По принцип енергията за образуване на двойка носители в германия е по-малка, отколкото в силиция и корелира с ширината на забранената зона.

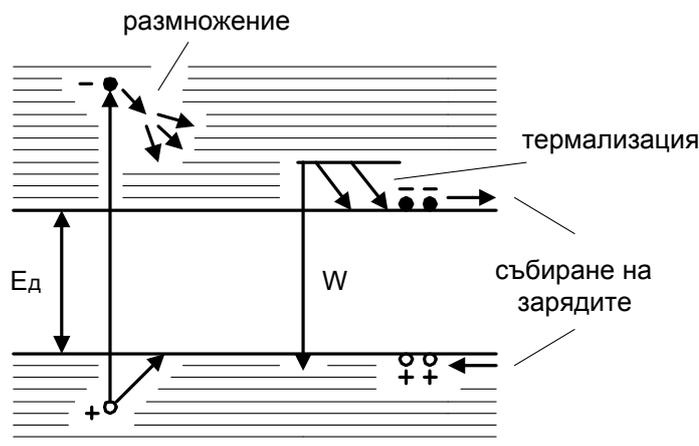
г/. Използването на германий при стайна температура (300⁰K) е невъзможно - има около 10³ пъти по-малко специфично съпротивление от силиция.

III. ПРЕОБРАЗУВАНЕ НА ЕНЕРГИЯТА НА ПЪРВИЧНАТА ЗАРЕДЕНА ЧАСТИЦА В ДВОЙКИ НОСИТЕЛИ

A. Етапи

1. Генерационен етап - 10⁻¹² s -първичната заредена частица (електрон, α -частица и др.) **генерира** "горещи" носители, които от своя страна също могат да генерират носители. **Размножаването** на носителите спира при спадане на енергията им под определена стойност **W > E_g**.

2. Термализация на всички носители - 10^{-12} s - до дъното на зоната на проводимост (за електроните) и тавана на валентната зона (дупки). Това обуславя загуби на енергията на първичната частица, които отиват за възбуждане на фонони (топлина) в кристалната решетка.



Фиг.48. Към етапите при формиране на сигнала от полупроводников детектор.

3. Разделяне и събиране на заряда на термализираните носители в електрично поле, приложено на кристала (времето за събиране зависи от подвижността, електричното поле и размерите на кристала). Енергията, изразходвана за образуването на една двойка W е приблизително равна на $3 \div 4E_g$ (характерна за кристала и корелира с ширината на забранената зона), т.е. коефициента на полезно действие е около 30% за преобразуване на енергия в двойка носители (всяка двойка термализирани носители “носи” енергия E_g). За първичен електрон с енергия 1 MeV (E_e), в **Ge** се генерират средно $\bar{N} = E_e/W = 3,4 \cdot 10^5$ двойки.

Б. Флуктуации на двойките. Разделителна способност (оценка)

В полупроводниковите детектори разделителната способност по енергии (R) се определя от **статистическите флуктуации на броя генерирани носители (N)** при зададена енергия на първичната частица

Ако допуснем, че броя на двойките N е статистическа величина с Гаусово разпределение около \bar{N} (раждането на всяка двойка е статистически независимо събитие), то стандартното отклонение е:

$$\sigma_r = \sqrt{\bar{N}} = \sqrt{\frac{E_e}{W}}$$

а **полуширината** на разпределението е:

$$\Sigma_{1/2} = 2\sqrt{2\ln 2} \sigma = 2,35\sigma_r = 2,35\sqrt{\frac{E_e}{W}}$$

относителната полуширина

$$\delta = \frac{\Sigma_{1/2}}{\bar{N}} = \frac{2,35\sqrt{\frac{E_e}{W}}}{\frac{E_e}{W}} = \left(\frac{\Delta E_e}{E_e} = R \right)$$

което е все едно **разделителна способност по енергии**.

Пример: $E_e = 1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$; $W = 3 \text{ eV (Ge)}$; $\bar{N} = 3,3 \cdot 10^5$ двойки; $\Delta E = 4,1 \text{ keV}$ (полуширина на линията в енергия); $R = 4 \cdot 10^{-3}$ (0,4%)

Веднага се вижда, че разделителната способност по енергии за полупроводниковите детектори (и полуширината на линията) е на **порядък по-добра** от тази на сцинтилационния детектор ($R \approx 5\%$ за 1 MeV по оценка, а реално е 7 - 8%). **Високата разделителна способност е най-важното качество** на полупроводниковите детектори.

Интересно е, че е достигната разделителна способност за 1,3 MeV $\Delta E = 1,8 \text{ keV}$; $R = 1,35 \cdot 10^{-3}$ (т.е., 0,14%) - тя е по-добра от оценката. Грешката идва от допускането, че раждането на всяка двойка е статистически независимо събитие - фактически имаме голяма част **генетически свързани раждания**. Тогава:

$$\sigma_F = \sqrt{\frac{FE_e}{W}}$$

където **F** - **фактор на Фано**. За **Ge** $F = 0,1$. Фактора на Фано дава "стесняването" на разпределението относно нормалното (Гаусово), поради наличието на генетически свързани двойки.

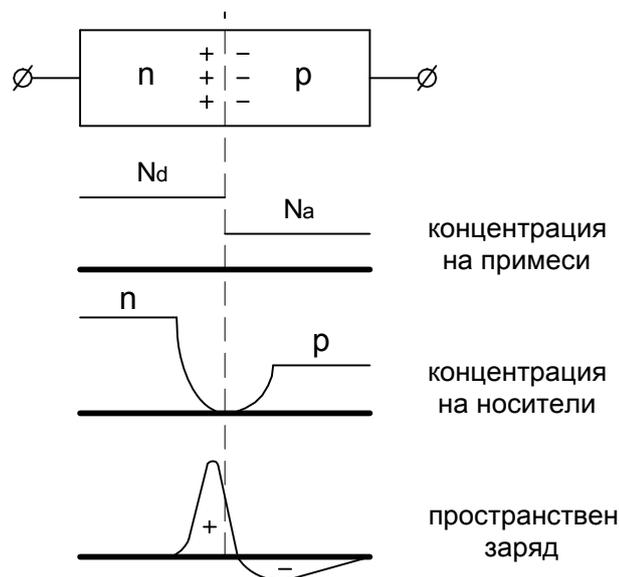
Пример: $E_e = 1,33 \text{ MeV}$; $W = 3 \text{ eV}$; $\bar{N} = 4,4 \cdot 10^5$ двойки; $F = 0,1$; $\Delta E = 1,48 \text{ keV}$; $R = 1,1 \cdot 10^{-3}$ (0,1%).

Реалната разделителна способност 1,8 keV (0,14%) е близка до теоретичната 1,5 keV (0,1%) като се има предвид, че не се отчита загубата на заряди по време на събирането (рекомбинации, залавяне в уловки) и шумовете на електронната апаратура - зарядочувствителния предусилвател.

IV. p-n ПРЕХОД И p-i-n ПРЕХОД В ЕЛЕКТРИЧНО ПОЛЕ

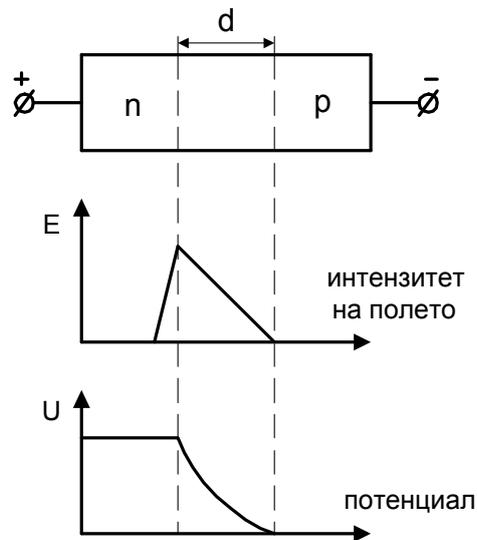
Без да е подадено напрежение (равновесен p-n преход), p-n прехода се поляризира – образува се двоен слой на пространствен заряд - и се получава **много тънък обеднен слой** (в мястото на контакта) с “вградено обратно” електрично поле. (Известно ви е, че полупроводниковите диоди се “отварят” напр. Si едва при 0,7 V напрежение в права посока).

На описаните по-горе явления се дължи факта, че Si – повърхностно-бариерни детектори дават значителни по амплитуда импулси (неспектрометрични обаче !) при облъчване с α -частици **без да им е подадено напрежение** (събиране на носителите от “вграденото” поле). В това ще се убедите в лабораторния практикум към курса.



Фиг.49. Поведение на p-n преход без напрежение.

Всеки полупроводников детектор работи при **напрежение включено в “обратна” – не пропускаща посока.**



Фиг.50. Поведение на **p-n** преход при приложено обратно напрежение.

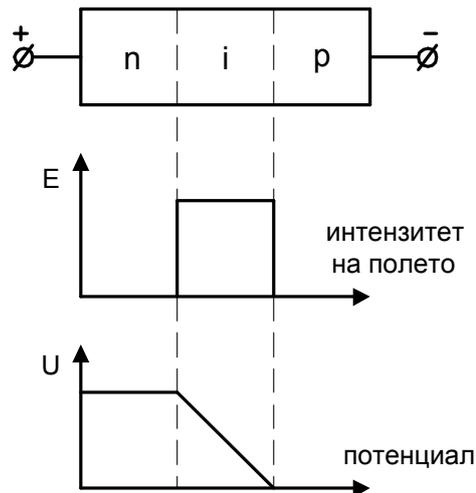
При подаване на напрежение в запираща посока, **обеднения слой** се разширява значително (главно към материала с по-голямо специфично съпротивление). Именно създадения по този начин обеднен на носители слой (геометрична област в кристала – да не се бърка със зоните!) с електрично поле в него е **радиационночувствителен** и служи за спектрометрия на заредени частици.

При **повърхностно-бариерните Si(Au) детектори** дебелината на обеднения слой **d** [cm] зависи от приложеното напрежение **U** и специфичното съпротивление на материала ρ . За **p-Si**:

$$d = 3,3 \cdot 10^{-5} \sqrt{\rho U} \text{ [cm]}$$

ρ - [$\Omega \cdot \text{cm}$]; **U** - [V]. Напрежението **U** се ограничава от обратните (шумови) токове (температурно зависими) и от явленията на **пробив**, които могат да настъпят при много високи напрежения.

Очевидно е, че **електрическият капацитет C** на **p-n** прехода зависи от площта на прехода **S** (пропорционален) и е обратно пропорционален на дебелината **d** (т.е. $\sim 1/\sqrt{U}$). За **Si** $C \approx 1,1 \cdot S/d$ [pF]; **S** [cm^2]; **d** [cm]. **Повърхностно-бариерните Si(Au) детектори** имат плоско-паралелна структура.



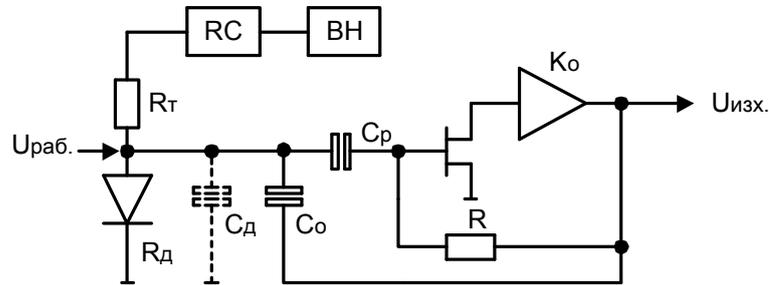
Фиг.51. Поведение на **p-i-n** преход при приложено обратно напрежение.

Когато се използва **компенсиран (или свръхчист) материал**, се създава **p-i-n** преход. При прилагане на **обратно напрежение** на **p-i-n** прехода, **обеднената област заема цялата i-област** в кристала (целия потенциал пада върху нея, тъй като тя е с най-високо специфично съпротивление).

Детектори с **p-i-n** преход (главно от **Ge**) се изготвят, и като коаксиални структури (голямо-обемни детектори за гама-спектрометрия), и като плоско-паралелни структури (за спектрометрия на меко X- и гама-лъчение). При **плоскопаралелен p-i-n** преход в i-областта има хомогенно електрично поле, в което се движат (събират) носителите. Увеличаването на напрежението само скъсява (подобрява) времето за събиране на зарядите, без да променя геометрията на обеднената област.

Постоянния шумов ток (при зададено напрежение и запушен преход) се определя основно от собствената проводимост при зададената температура - температурно генерирани носители.

V. ЗАРЯДОЧУВСТВИТЕЛНИ ПРЕДУСИЛВАТЕЛИ (ЗЧПУ) С ПОЛЕВИ ТРАНЗИСТОР



Фиг.52. Опростена схема на входящата част на зарядочувствителен предусилвател (детектор с един изолиран край).

За амплитудата на изходящия импулс ($U_{\text{изх}}$) имаме:

$$U_{\text{изх}} = \frac{QK_0}{C_{\text{сум}}}$$

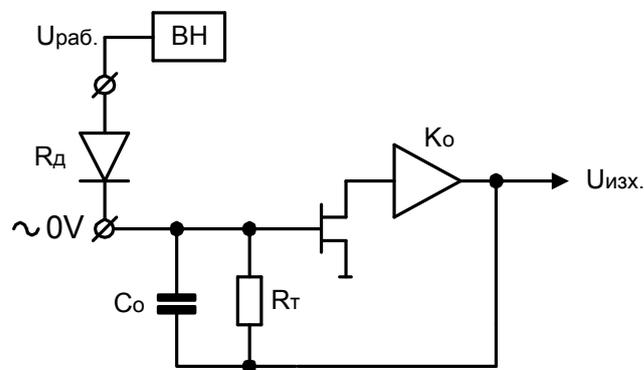
$$C_{\text{сум}} = C_0K_0 + C_d; \quad C_0K_0 = C_{\text{екв}}; \quad C_d \approx 10 \text{ pF}; \quad C_0 \approx 0,5 \div 1 \text{ pF};$$

$$K_0 \approx 1000 \div 5000; \quad C_{\text{екв}} \gg C_d,$$

Тогава: $U_{\text{изх}} = Q/C_0$ - амплитудата на изходящия сигнал зависи само от събрания заряд Q и не зависи от капацитета на детектора C_d . За **Ge** детектори $U_{\text{изх}} \approx 50 \text{ mV/MeV}$ погълнатата енергия.

Тъй като $R_d \gg R_T$ ($1\text{G}\Omega$), то работното напрежение $U_{\text{раб}}$ се появява на входа на зарядочувствителния предусилвател и е необходим разделителния кондензатор C_p , който трябва да го издържи. Затвора на полевия транзистор има потенциал, близък до земята. Работната му точка се поддържа чрез токова отрицателна обратна връзка през голямо съпротивление R ($R \approx 10^9 \Omega = 1\text{G}\Omega$).

Неудобство: Бързото подаване или сваляне на високото напрежение навежда заряд през C_p и **пробива** затвора на полевия транзистор (който е най-скъпата част в ЗЧПУ, тъй като е избран по шумови характеристики) При тази схема **задължително** трябва да има **RC** група с достатъчно дълга време-константа. Високото напрежение се подава през нея.



Фиг.53. Опростена схема на входящата част на зарядочувствителен предусилвател (детектор с два изолирани края).

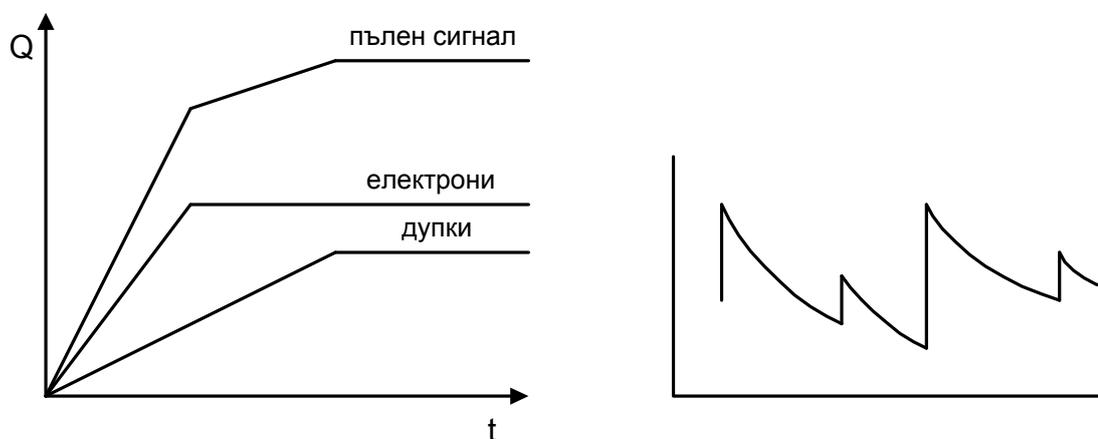
На горната фигура е приведена схема, която **не е чувствителна** към скоростта на подаване на високото напрежение. Поради това, че $R_d \gg R_T$, "долния" край на детектора е при потенциал близък до 0 V и е осъществена **гальванична връзка** към затвора на полевия транзистор (разделителния кондензатор C_p не е необходим). **Неудобство:** Детектора трябва да е с **два изолирани края**, което технологично е по-трудно осъществимо (като се има предвид, че **Ge** кристал трябва да се охлажда, е необходим добър топлинен контакт с хладопровода). Сапфирът (Al_2O_3) е един от малкото материали, който осигурява висока топлопроводност при много добри свойства като изолатор.

Зарядочувствителните предусилватели за повърхностно-барьерните **Si(Au)** детектори имат някои особености поради това, че при стайна температура детекторите имат значителни токове (R_T се избира по-малко) и голям капацитет C_d . Тъй като шумовете на ЗЧПУ зависят от капацитета, включен на входа, понякога се използват няколко полеви транзистора включени паралелно (повишава се стръмността). Но трябва да се търси оптимум, тъй като това включване увеличава шумовия ток (през затворите), паралелен на входа.

Форма на импулса от зарядочувствителния предусилвател

На практика поради голямата времеконстанта на ЗЧПУ, сигнала на изхода има стръмен преден фронт и дълга "опашка" и е негоден за амплитуден анализ. За по-нататъшна обработка - усилване и формиране - се използват линейни усилватели с няколко последователни диференцирания и интегрирания на импулса (активно формиране), за получаване на еднополярен или биполярен сигнал, чиято амплитуда е пропорционална на енергията на частицата, отделена

в кристала. Амплитудния анализ на така обработените сигнали дава в крайна сметка спектъра на изследваното лъчение на екрана на МАА.



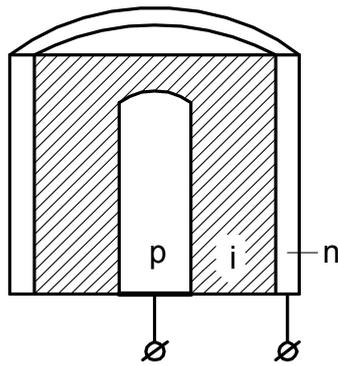
Фиг.54. Форма на импулса от зарядочувствителния предусилвател.

Често цялата входяща част на ЗЧПУ се разполага вътре във вакуумния криостат, заедно с кристала (охладена до азотна температура), което подобрява шумовите характеристики на системата.

VI. ТЕХНОЛОГИЯ И КОНСТРУКЦИЯ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВИТЕ ДЕТЕКТОРИ

A. Коаксиални детектори за гама-лъчение

За изготвяне на **Ge(Li)** детектори се използва **p-Ge**. Чрез дифузия на **Li** (от повърхността на цилиндъра навътре) се получава компенсирана **i-област** (с високо специфично съпротивление). По оста на кристала остава по-нискоомна **p-област**, а на околната повърхнина - **n-област** (нискоомна, силно легирана с **Li**). При детекторите от свръхчист германий (**HpGe**), **n-** и **p-**областите се създават чрез допълнително легиране.



Фиг.55. Схема на кристала на коаксиален Ge(Li) детектор.

Чувствителните обеми (i-област) при съвременните коаксиални детектори могат да достигнат няколко стотин cm^3 . Трябва да отбележим, че търговската цена на детекторите е приблизително пропорционална на чувствителния обем.

Борбата за голям чувствителен обем е борба за **по-голяма ефективност на детектора (отношение на погълнатите чрез фотоэффект γ -кванти към броя на попадналите в чувствителния обем)**.

При зададена енергия на гама-квантите (E_γ), по-голямата дебелина (d) означава повече събития на **пълно поглъщане**. При зададен обем и геометрия на детектора, ефективността е функция на енергията, доколкото коефициента на поглъщане $\mu = \mu(E_\gamma)$. С повишаване на енергията на гама-квантите ефективността намалява, като остава пропорционална на $(1 - e^{-\mu(E)d})$.

Кристалата се намират във вакуумен криостат в топлинен контакт с хладопровод (мед), другия край на който е потопен в течен азот (77^0K). Съществуват различни конфигурации на криостата в зависимост от експерименталните задачи (включително и "U"-образен). Всички **Ge** детектори в **момента на работа** трябва да са охладени. Те не могат да работят при стайна температура (вече беше коментирано по-нагоре), тъй като тогава, поради малката ширина на забранената зона, имат ниско специфично съпротивление (термично генериране на носители), дори когато са със собствена проводимост.

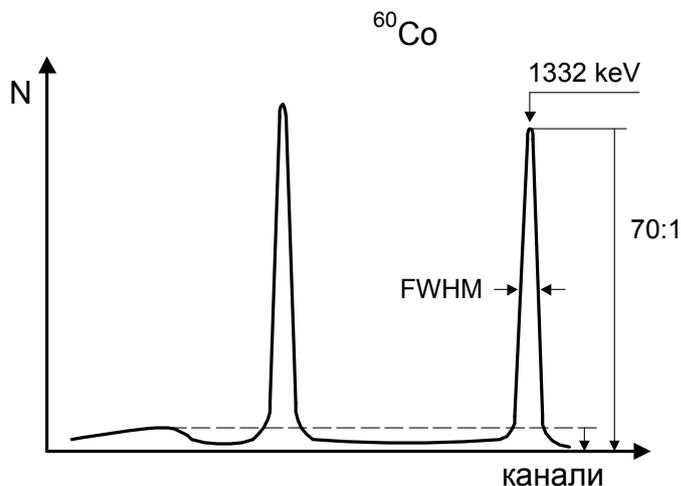


Фиг.56. Схема на конструкцията на Ge детектор (прав).

Това се отнася и за **HpGe** детекторите, които в неработно състояние могат да се съхраняват при стайна температура - голямо удобство - охлаждат се **преди** измерването. **Внимание!** – **преди подаване** на високото напрежение, детектора трябва да е **напълно охладен**. Много съвременни системи имат блокировка на ВН по температура (с термо-датчик в областта на кристала). За съжаление тези детектори имат **ограничение по броя на циклите “стопляне-охлаждане”**, след което вакуумаът в криостата се влошава и детектора трябва да се поправя.

Ge(Li) детектори трябва да се съхраняват **винаги** при течен азот - голямо неудобство. Стопянето им, дори и за кратко време, води до неконтролируем дрейф (дифузия) на **Li** и (почти необратимо) разваляне на детектора.

Коаксиалните голямообемни детектори от **Ge (Ge(Li) и HpGe)** се използват изключително за γ -спектрометрия. Фирмените данни включват: **работно напрежение** - 1000 ÷ 5000 V; **полуширина** на стандартната 1,33 MeV линия на ^{60}Co - 1,7 - 1,8 - 1,9 keV; **относителна ефективност** за същата линия спрямо сцинтилатор **NaI(Tl)** с размер **3'x 3'** (\varnothing 7,5 x 7,5 cm) - 10 - 20 - 30 - 40%; **отношение височина на фотопика към комптоновото разпределение (непрекъснато)** - 30 - 50 - 60, което е функция на разделителната способност и ефективността.



Фиг.57. Към параметрите на HpGe детектора в лабораторията по
Експериментална ядрена физика.

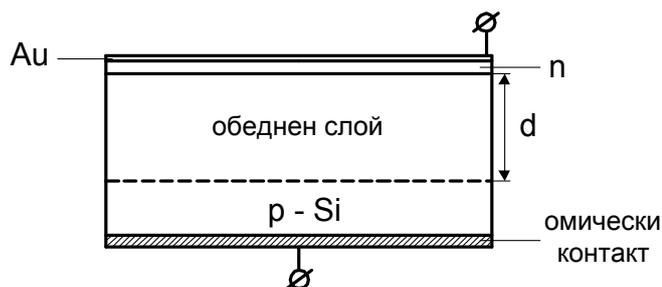
Данни за нашия детектор (фирма ORTEC):

$U = +2100\text{ V}$; $\text{FWHM} = 1,74\text{ keV}$; **обем** = 160 cm^3 ; $\varnothing 58\text{ mm}$;

ефективност = 33%; **пик/комптон** = 70/1.

Б. Повърхностно-бариерни Si(Au) детектори за заредени частици

Изготвят се от високоомен **p-Si** (възможно най-чист). След шлифование и ецване, горната повърхност се окислява. Създава се **тънка n-област** на повърхността. Върху нея чрез изпарение във вакуум се нанася полупрозрачен златен (**Au**) слой (контакт) с дебелина от порядъка на 20 – 50 nm. От обратната страна на кристала се нанася омически контакт (например алуминий **Al**).



Фиг.58. Схема на повърхностно-бариерен Si детектор.

При прилагане на обратно напрежение **обеднения слой се разширява (d)** в дълбочина на кристала. Този тип детектори могат да се използват и при стайна температура.

Необходими условия за коректна спектрометрия на заредени частици:

1. Измерването се извършва във **вакуум**.
2. Повърхностния (**Au**) слой, който е **нечувствителен**, трябва да бъде с **минимална дебелина** (минимални енергетични загуби).
3. **Дебелината** на обеднения слой трябва да бъде **по-голяма от пробега** на частицата в материала (за пълно поглъщане на енергията). В такъв случай получения сигнал ще е пропорционален на енергията на частиците. Ако слоя е много по-тънък от пробега на частицата, получения сигнал ще е пропорционален на **dE/dx**, а не на пълната енергия. Такива детектори също се използват в т.н. **ΔE - E** телескопи, главно в ускорителни експерименти, съвместно със схеми на съвпадения и многомерни анализатори.
4. Трябва да се вземат мерки за **намаляване** вероятността за **обратно разсейване** - нормално падане на снопа върху детектора. Обратното разсейване е съществено при спектрометрия на електрони.

Вече беше отбелязано, че дебелината на обеднения слой $d = 3,3 \cdot 10^{-5} \sqrt{\rho U}$ [cm]; ρ [$\Omega \cdot \text{cm}$]; U [V].

Един **пример**: повърхностно-бариерен детектор от **p-Si**: $\rho = 10000 \Omega \cdot \text{cm}$ (почти пределна стойност); $U_{\text{раб}} = 100 \text{ V}$; $d = 0,033 \text{ cm} = 330 \mu\text{m}$.

Пробегът на **5 MeV α-частици** в **Si** е около 21 μm , следователно с този детектор може да се мери коректно спектъра на α-частиците.

Пробегът на **1 MeV електрони** в **Si** е приблизително 1,7 mm - детектора не е достатъчно "дебел" за електрони.

Типични стойности на фирмени детектори: $S = 100 \div 600 \text{ mm}^2$; $d = 200 \div 500 \mu\text{m}$; $\Delta E = 15 \div 20 \text{ keV}$ за 5 MeV α-частици; $R \approx 4 \cdot 10^{-3}$ (0,4%); дебелина на мъртвия **Au** слой - около $3 \cdot 10^{-2} \mu\text{m}$.

Трябва да се отбележи, че разделителната способност зависи от работната повърхност на детектора - с увеличаване на повърхността разделителната способност се влошава в следствие на увеличаване на капацитет и шумови токове.

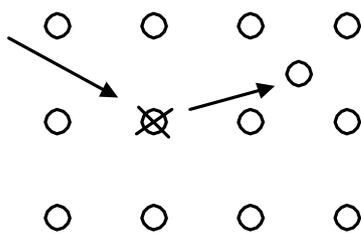
Характерни особености на Si детектори в сравнение с Ge:

1. Практически нечувствителни към γ -кванти.
2. По-големи обратни (шумови) токове.
3. По-голям капацитет - десетки pF.
4. По-лоша разделителна способност по енергии.
5. Възможност за работа при стайна температура.
6. По-добра разделителна способност по време (по-голяма бързина). Въобще трябва да отбележим, че полупроводниковите детектори имат по-лоши временни характеристики от "бързите" сцинтилационни детектори (бърз сцинтилатор + бърз ФЕУ).

Зависимост на сигнала от dE/dx :

При голямо dE/dx (йонизационни загуби) на частиците, например спектрометрия на фрагменти на делене, плътността на генерираните носители е твърде голяма, и времето на разделяне на зарядите нараства. Това води до нарастване на вероятността за **рекомбинация в следата** (дефицит на заряда, загуба на заряд). Този ефект е по-слабо изразен за α -частиците, а при електроните отсъства. Поради това при една и съща енергия на фрагментите на делене и α -частиците, за фрагментите ще получим по-малка амплитуда на сигнала. Практически не е възможно да калибрираме детектора по енергии с α -частици, когато правим спектрометрия на фрагменти на делене.

Регистрацията на тежки заредени частици със Si повърхностно-бариерен детектор е свързана с **увреждане** на кристалната решетка (радиационни увреждания).



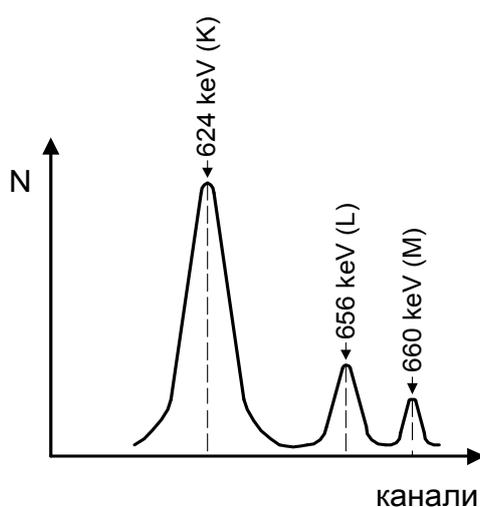
Фиг.59. Радиационни увреждания на полупроводников детектор.

В кристалната решетка се появяват **ваканции във възлите и атоми в междувъзлията** - дефекти. Дефектите могат да служат като уловки (дълбоки) за носителите, което води до загуба на заряд, намаляване на подвижността, увеличаване на обратните (шумови) токове.

Тези детектори имат определен **ресурс** (граница по флуенс) за регистрация на тежки заредени частици. Фрагментите на делене особено силно увреждат детектора – ресурсите са съответно около 10^{10} α -частици на cm^2 и $10^8 - 10^9$ фрагменти на делене на cm^2 . **Практически съвет:** Източникът на α -частици или фрагменти на делене да облъчва детектора **само** по време на измерването.

Използването на **Si**, компенсирани с **Li**, т.н. **Si(Li)** дрейфови детектори, позволява получаването на много по-голяма дебелина на чувствителния слой (поради високото специфично съпротивление на компенсиращия **Si**). Дебелината **d** може да достигне до 4 mm (**S** = 200 ÷ 500 mm^2). Обикновено тези детектори работят при охлаждане (77^0K). Използват се за регистрация на високоенергетични електрони и рентгеново (и нискоенергетично гама-) лъчение. Типични стойности за детектори на конверсионни електрони: **S** = 50 mm^2 ; **d** = 2 ÷ 4 mm; за 624 keV конверсионни електрони (K 662 keV ^{137}Cs) $\Delta E = 1,6$ keV (**R** = 0,25%).

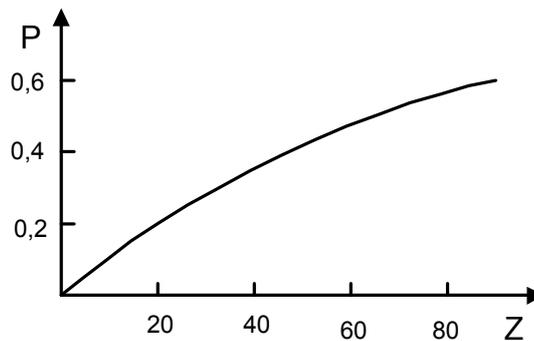
Полупроводников бета-спектрометър:



Фиг.60. Конверсионно-електронен спектър на ^{137}Cs със Si(Li) полупроводников детектор.

Виждат се **K**, **L**, **M** конверсионни линии на прехода 661,7 keV ^{137}Cs . **L** и **M** структурите не са разрешени (те могат да бъдат разрешени с магнитни бета-спектрометри).

Коефициент на обратно разсейване за 90° падане на снопа:



Фиг.61. Поведение на коефициента на обратно разсейване в зависимост от **Z**.

$$P = \frac{N_{\text{разс.обратно}}}{N_{\text{падащи}}} \text{ за "безкрайно" дебел поглътител}$$

Коефициентът **P** не зависи от енергията, а само от **Z**. В началото зависимостта **P(Z)** е линейна - $P \sim Z$. За **Si** $P \approx 0,14$. За енергия 600 keV изменението на ъгъла на падане от 90° до 15° увеличава коефициента на обратно разсейване 3 пъти.

Трябва да се отбележи, че дори дебелината на детектора да е по-малка от пробега на електроните с дадена енергия, моноенергетични конверсионни линии в спектъра все пак се наблюдават, тъй като част от електроните, след многократно разсейване, отдават **цялата** си енергия в чувствителния слой.

Изработват се детектори за рентгеново лъчение от компенсирани **Si**. Те са снабдени с берилиево (**Be**) прозорче за да се намали поглъщането. Някои параметри: **S** = 50 mm²; ΔE = 180 eV за E_{R0} = 5,9 keV; **R** = 3%.

Съществува огромно разнообразие от полупроводникови детектори с различни конструкции и технологии. Избора на конкретния детектор се определя от експерименталната задача, която трябва да се решава - универсални детектори няма.

Ge ($Z = 32$) не е най-подходящия материал за детектори за γ -кванти като се има предвид, че вероятността за фотоефект е пропорционална на Z^5 . Правенето на детектори от **Ge** се определя от това, че технологията на **Ge** е високо развита. Правят се (за сега неуспешни) опити за изготвяне на γ -детектори от кадмиев сулфит (**CdS**; $Z = 48$), кадмиев телурид (**CdTe**; $Z = 52$) и др., които биха имали по-висока ефективност за γ -кванти, отколкото германиевите. За сега за тях няма добре разработена технология.