Polovodičové detektory v jaderné a subjaderné fyzice

Z. Doležal[1]**,**

Text k přednášce JSF101p1a
Ne úplně hotová verze
K dispozici na
`http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/dolezal/teach/semicon`

22.11.2020

[1] Zdenek.Dolezal@mff.cuni.cz

Obsah

1 Krystalická struktura **6**
1.1 Definice základních pojmů 6

2 Koncentrace vlastních nositelů **13**
2.1 Cvičení 14

3 Příměsi **15**

4 Pohyb nositelů náboje **16**
4.1 Drift 17
4.2 Difúze 17
4.3 Polovodiče v magnetickém poli 18

5 Vytváření a rekombinace nositelů náboje **18**
5.1 Tepelná generace 19
5.2 Elektromagnetické záření 19
5.3 Tvorba nábojů pomocí nabitých částic 19
5.4 Tvar oblaku náboje 19
5.5 Násobení náboje 21
5.6 Rekombinace, doba života 21

6 p-n přechod **21**
6.1 Základní charakteristiky 21
6.2 Způsoby výroby p-n přechodu 24

7 Další typy struktur **26**
7.1 Ohmický kontakt 26
7.2 Kov–polovodič 26
7.3 Kov–izolant–polovodič 26
7.4 $n^+ - n, p^+ - p$ 26

8 Polovodiče jako detektory **26**
8.1 Proč? 26
8.2 Používané materiály 28
8.2.1 Vlastní polovodiče 28
8.3 Nevlastní polovodiče - dotování 29
8.4 Účinky ionizačního záření 30

9 Detektory pro měření úrovně radiace **31**
9.1 Dioda bez napájení 31

10 Detektory pro měření energie: Dioda zapojená v závěrném směru (reverse biased
10.1 Difundovaný přechod 32
10.2 Povrchově bariérový detektor 32
10.3 Plně vyprázdněný detektor 33
10.3.1 Typické konfigurace 34
10.3.2 Provozní charakteristiky 34
10.3.3 Šum a energetické rozlišení 35
10.3.4 Tvar pulsu, náběhová doba 35
10.3.5 Vstupní okénko 36
10.3.6 Kanálování 36
10.3.7 Energetická kalibrace 36
10.3.8 Úbytek amplitudy 36
10.4 Spektroskopie nabitých částic pomocí křemíkových diod 38
10.4.1 $\Delta E - E$ identifikace 38

11 Germaniové detektory záření gama **38**
11.1 Konfigurace 40
11.2 Provozní podmínky 40
11.3 Spektroskopie gama 41
11.3.1 Odezva 41
11.3.2 Energetická kalibrace 43
11.3.3 Kalibrace účinnosti 43

12 Křemíkové detektory driftované litiem **43**
12.1 Další materiály 43

13 Polohově citlivé polovodičové detektory **45**
13.1 Odporové dělení náboje 45
13.2 Stripové detektory (dioda) 46
13.2.1 Vyčítací metody 46
13.2.2 Vliv sběru náboje na přesnost 48
13.2.3 Typické parametry stripových detektorů 48
13.2.4 Stripové detektory oboustranné 49
13.2.5 Integrované připojení vyčítací elektroniky 53
13.3 Driftové detektory 53
13.3.1 Princip 55
13.3.2 Lineární driftové detektory 55
13.3.3 Maticové (2D) driftové detektory 55
13.3.4 Radiální driftový detektor 59
13.3.5 Rozlišení driftových detektorů 59
13.4 Pixelové detektory 61

13.4.1 Hybridní pixelové detektory 61
13.4.2 Monolitické systémy 63
13.5 CCD kamery jako detektory 65
13.5.1 Klasické CCD kamery 65
13.5.2 Lineární a maticové CCD 65
13.5.3 Sběr náboje, transport 65
13.5.4 Účinnost přesunu 67
13.5.5 Vyčítání 67
13.5.6 Modifikace 68
13.6 Plně vyprázdněné p-n CCD kamery 68
13.6.1 Výhody 68
13.7 Charakteristiky 68
13.8 Další typy 69
13.8.1 Lavinové fotodiody (APD) 69

14 Radiační odolnost **69**
14.1 Dislokace: Mechanismus vzniku 69
14.1.1 Stabilní defekty 70
14.1.2 Elektrické vlastnosti defektů 70
14.1.3 Vliv na detekční vlastnosti 72
14.1.4 Annealing 77

15 Zpracování signálu **78**
15.1 Trasa zpracování signálu 78
15.2 Šum systému 81
15.3 Signál a šum binárního systému 84

16 Měření impulsu pomocí dráhového detektoru **85**

17 Aplikace v zobrazovací technice a v medicíně **88**

18 Problems **91**
18.1 Spatial resolution of the strip detector 91
18.1.1 Binary readout with one strip active 91
18.1.2 Analog readout 91
18.1.3 Binary readout with two strips active 93

19 Určení prostorového rozlišení stripových detektorů na svazku částic **95**
19.1 Úvod 95
19.2 Experimentální uspořádání 95
19.3 Metoda 96
19.4 Úlohy 97

Osnova přednášky

1. Polovodiče: základní poznatky
2. Polovodičové struktury: p-n přechod
3. Interakce záření v polovodičích, detekční vlastnosti
4. Spektroskopické detektory (nabité částice, gama)
5. Polohově citlivé detektory (stripové, pixelové, driftové, CCD)
6. Elektronika pro polovodičové detektory (funkce, šum, integrované obvody)
7. Radiační odolnost
8. Aplikace: zobrazovací metody v medicíně, rekonstrukce obrazu
9. Zpracování dat (vyhodnocení spekter, hledání píků, určení drah částic) - praktické ukázky

Literatura

- G. Knoll: Radiation Detection and Measurement, John Wiley and Sons, 1995
- G. Lutz: Semiconductor Radiation Detectors, Springer Berlin, 1999
- F. Hartmann: Evolution of Silicon Sensor Technology in Particle Physics, Springer 2008
- S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Wiley, NY 1981
- C. Kittel, Úvod do fyziky pevných látek, ACADEMIA Praha 1985

Texty přednášek:

`http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/dolezal/teach/semicond`

1 Krystalická struktura

1.1 Definice základních pojmů

Mřížka Pravidelná periodická struktura

Mřížkové translace operace, jimiž se dostaneme do bodu, odkud mřížka vypadá stejně

Krystalová struktura mřížka na níž je připojena báze atomů

Elementární buňka buňka tvořená elementárními translačními vektory $\vec{a}$,$\vec{b}$, $\vec{c}$

Primitivní buňka elementární buňka s nejmenším objemem, rovnoběžnostěn definovaný primitivními translačními vektory

Operace symetrie krystalu převádějí krystalovou strukturu samu v sebe (translace, rotace, zrcadlení)

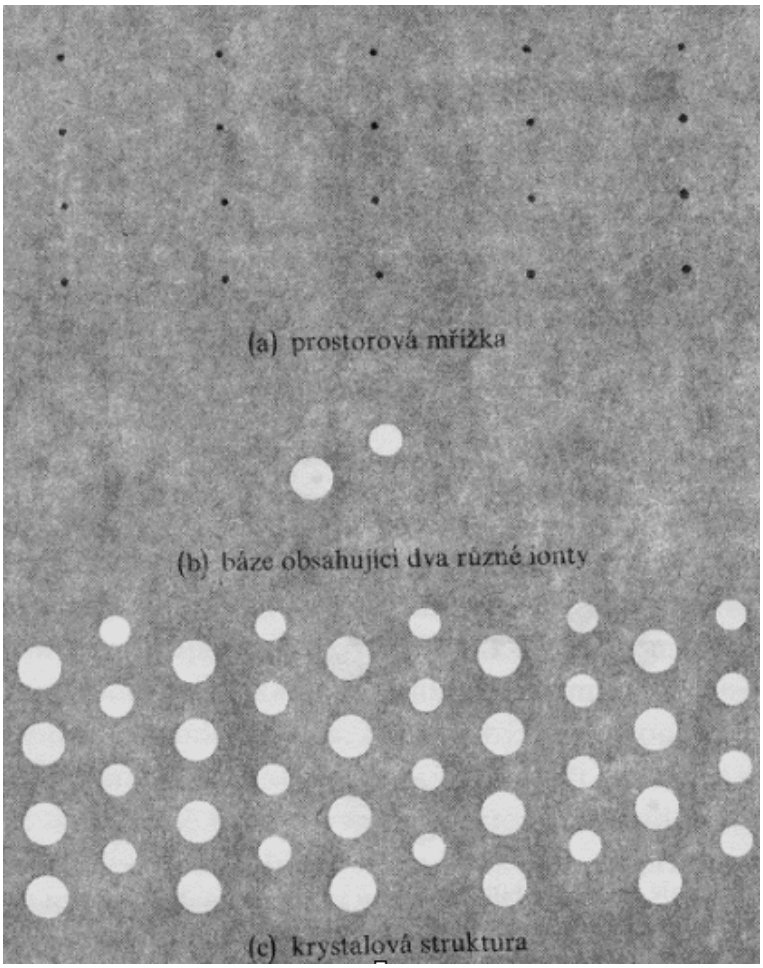
Báze s každým krystalem je spojená báze atomů

Typy mřížek:
Nejčastější: kubická prostá (sc - simple cubic)
Kubická prostorově centrovaná (bcc - body centered cubic)
Kubická plošně centrovaná (fcc - face centered cubic)

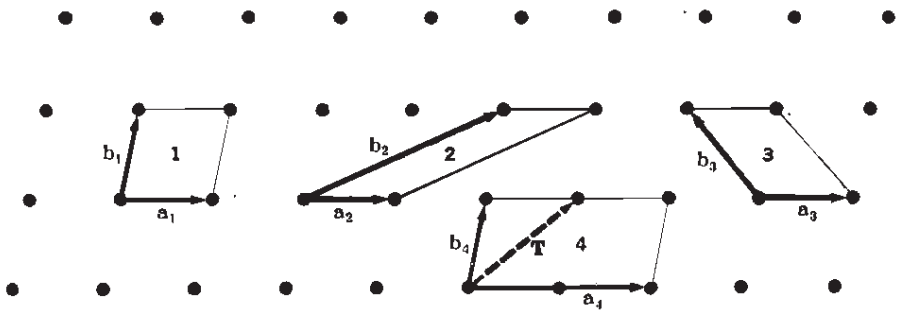
	Prostá	*Prostorově centrovaná*	*Plošně centrovaná*
Objem elementární buňky	a^3	a^3	a^3
Počet mřížkových bodů v buňce	1	2	4
Objem primitivní buňky	a^3	$\frac{1}{2}a^3$	$\frac{1}{4}a^3$
Počet mřížkových bodů v jednotk. obj.	$1/a^3$	$2/a^3$	$4/a^3$
Počet nejbližších sousedů	6	8	12
Vzdálenost nejbližších sousedů	a	$\sqrt{3}/2 \quad a = 0,866a$	$a/\sqrt{2} = 0,707a$
Počet druhých sousedů	12	6	6
Vzdálenost druhých sousedů	$2^{\frac{1}{2}}a$	a	a
Koeficient zaplnění	$\frac{\pi}{6}$ $= 0,524$	$\frac{\pi}{8}\sqrt{3}$ $= 0,680$	$\frac{\pi}{6}\sqrt{2}$ $= 0,740$

Tabulka 1: Charakteristiky základních typů mřížek

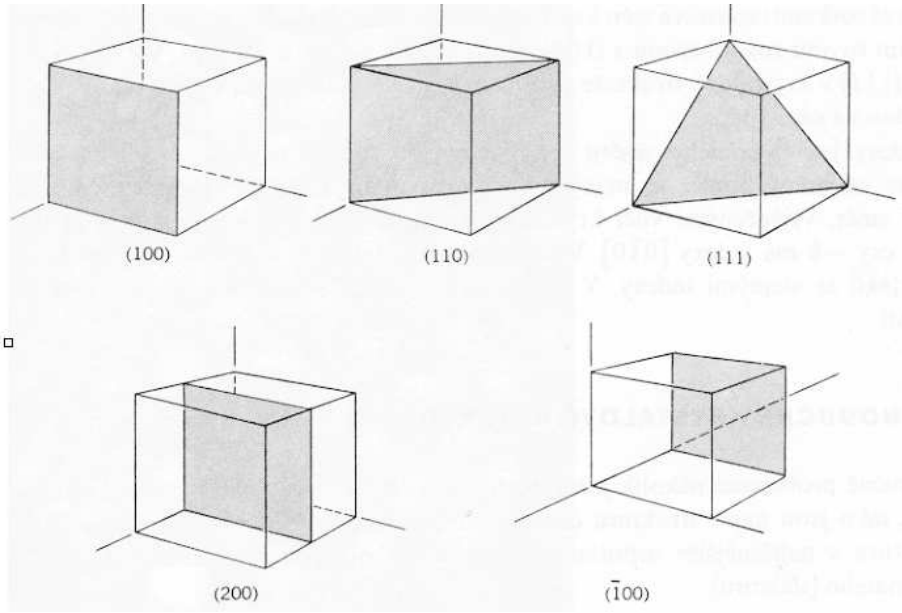
Indexy krystalových rovin (Millerovy)



Obrázek 1: Mřížka, báze a krystalová struktura



Obrázek 2: Translační vektory



Obrázek 3: Indexy některých důležitých rovin v kubickém krystalu. Rovina (200) je rovnoběžná s (100) a s ($\bar{1}$00)

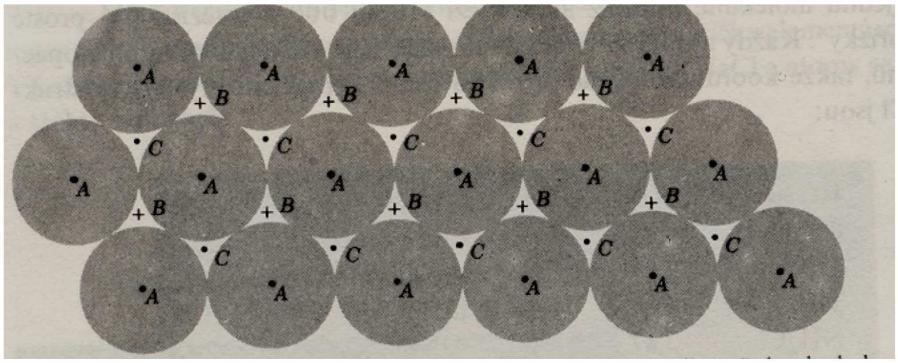
1. Najdi průsečíky rovin s osami a,b,c a vyjádři jejich polohy pomocí mřížkových konstant
2. Převrácené hodnoty převeď na 3 celá čísla (nejmenší) se stejným poměrem

Další konvence

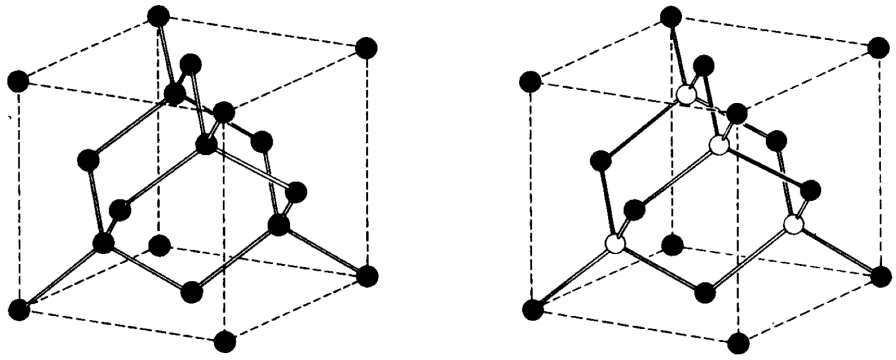
- (hkl) $-h$, průsečík s osou je na záporné straně
- $\{hkl\}$ roviny stejné symetrie $\{100\} = (100) + (010) + (001)$ - kubická mřížka

Jednoduché krystalové struktury

- Hexagonální s nejtěsnějším uspořádáním (hcp - hexagonal close packed) - viz Obr. 4
- Diamant - viz Obr. 5 Kubická plošně centrovaná - tetraedr (čtyřstěn) Dvě prostupující se struktury fcc posunuté o 1/4 tělesové úhlopříčky Si, Ge...



Obrázek 4: Hexagonální mřížka s nejtěsnějším uspořádáním (hcp - hexagonal close packed)



Obr. 1.28 Krystalová struktura diamantu se znázorněným tetraedrickým uspořádáním vazeb.

Obr. 1.29 Krystalová struktura kubického sulfidu zinečnatého (sfaleritu).

Obrázek 5: Diamant a sfalerit

- Sfalerit (ZnS - zinc blende) - viz Obr. 5
  Stejná struktura jako u diamantu, ale obsazená 2 druhy atomů.
  - 1 fcc mřížka Zn
  - 1 fcc mřížka S

Kmity mřížky

- Pružné kmity mřížky s 1 atomem: podélné, příčné kmity
- Brillouinovy zóny
- Kvantování: fonony (analogicky k fotonům). Mají kvazihybnost hk, nikoli reálnou, protože jejich poloha není reálná, ale jen relativní vůči atomům mřížky

Energetické pásy

- Fyzika pevných látek vyvinula model volných elektronů. Úspěšně popisuje měrné teplo, tepelnou a elektrickou vodivost, atd.
- Vodivost způsobuje pohyb elektronového plynu ve vodivostním pásu. Místo elektronu vzniká díra, která se opět zaplňuje - proud.
- Nevysvětluje rozdíl mezi kovy, izolátory a polovodiči - Měrný elektrický odpor: $10^{-10} - 10^{22}$ - rozdíl 32 řádů
- Vysvětlení: periodické mřížkové efekty: Elektrony v krystalech nejsou volné, ale obsazují polohy v energetických pásech - viz Obr. 6
- Izolátory: není místo pro pohybující se elektrony = žádná vodivost
- Kovy: překrývající se valenční a vodivostní pás - Částečně zaplněný vodivostní pás
- Polovodiče:
  - $T \to 0$: jako izolanty
  - Vyšší T: několik elektronů je prostřednictvím tepelných kmitů vyzdviženo do vodivostního pásu (slabá vodivost)

Polovodiče

- Energetická konvence:
  - Elektrony: od spodní hrany vodivostního pásu nahoru

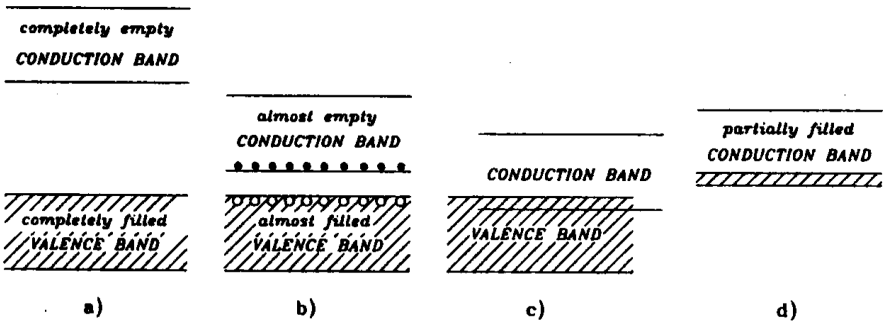
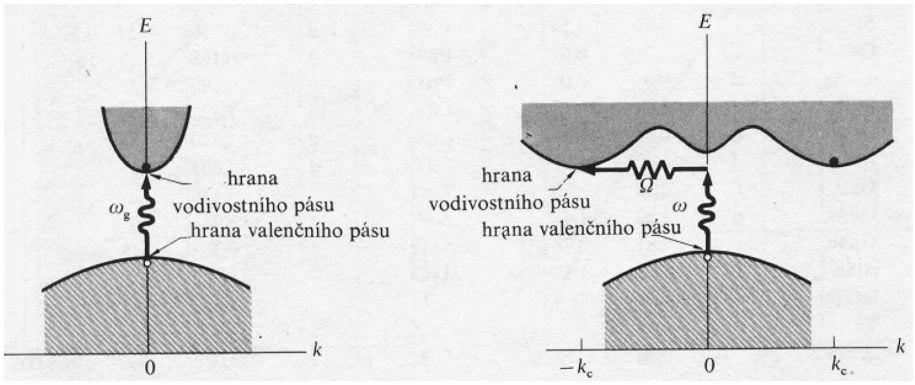


Fig. 2.5a–d. Energy band structure of insulators (a) semiconductors (b) and conductors (c,d)

Obrázek 6: Energetické pásy



Obrázek 7: Přímé a nepřímé polovodiče

  - Díry: od horní hrany valenčního pásu dolů

Dělení podle polohy valenčního a vodivostního pásu

- Přímé: nad sebou v prostoru $K - E$
- Nepřímé: nejnižší energie vodivostního pásu neleží nad nejvyšší energií valenčního pásu - je třeba vyrovnat rozdíl v K (např. emisí fononu) - viz Obr. 7

2 Koncentrace vlastních nositelů

Vlastní polovodič: obsahuje pouze atomy svého druhu.

Vodivost je realizována pouze elektrony tepelně excitovanými z valenčního do vodivostního pásu.

Koncentrace vlastních nositelů náboje:

$$n = \int_{E_g}^{\infty} D_e(E) f_e(E) dE \tag{1}$$

kde $D_e(E)$ je hustota stavů u energie E (viz statistická fyzika, odvození např. Kittel), a $f_e(E)$ je Fermiho-Diracova rozdělovací funkce.

Pro hustotu stavů platí

$$D_e(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_g)^{1/2} \tag{2}$$

kde m_e je tzv. efektivní hmotnost elektronu v krystalové mříži, pro niž platí

$$\frac{1}{m_e} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\mathrm{d}^2 E}{\mathrm{d}k^2} \tag{3}$$

a Fermi-Diracovu rozdělovací funkci si pro $E \gg kT$ můžeme aproximovat

$$f_e(E) = \frac{1}{\mathrm{e}^{\frac{E - E_F}{kT}} + 1} \approx \mathrm{e}^{\frac{E_F - E}{kT}} \tag{4}$$

kde E_F je energie Fermiho hladiny, tj. energie při níž je pravděpodobnost stavu 1/2.

Po dosazení

$$n = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \mathrm{e}^{\frac{E_F}{kT}} \int_{E_g}^{\infty} (E - E_g)^{1/2} \mathrm{e}^{-\frac{E}{kT}} dE \tag{5}$$

Při využití vztahu

$$\int_0^{\infty} \sqrt{x} \mathrm{e}^{-\frac{x}{kT}} dx = (kT)^{3/2} \frac{\sqrt{\pi}}{2} \tag{6}$$

dostaneme pro n

$$n = 2 \left(\frac{m_e kT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \mathrm{e}^{\frac{E_F - E_g}{kT}} \tag{7}$$

Známe-li E_F, známe i n

Uvolněný elektron za sebou zanechá díru. Ta se ve většině případů chová jako kladný náboj. Proto si nyní analogicky vypočteme koncentraci děr. Energii budeme počítat od hrany valenčního pásu a přidělíme jí záporné znaménko

$$f_h = 1 - f_e \approx \mathrm{e}^{\frac{E-E_F}{kT}} \tag{8}$$

Hustota stavů bude

$$D_h(E) = \frac{1}{2\pi^2}\left(\frac{2m_h}{\hbar^2}\right)^{3/2}(-E)^{1/2} \tag{9}$$

kde m_h je efektivní hmotnost děr, definovaná obdobně jako pro elektrony

Po dosazení do vztahu

$$p = \int_{-\infty}^{0} D_h(E) f_h(E) dE \tag{10}$$

dostaneme

$$p = 2\left(\frac{m_h kT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} \mathrm{e}^{-\frac{E_F}{kT}} \tag{11}$$

Součin elektronové a děrové koncentrace ale na Fermiho hladině závislý není:

$$np = 4\left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3} (m_e m_h)^{3/2} \mathrm{e}^{-\frac{E_g}{kT}} \tag{12}$$

Pokud polovodič neobsahuje žádné příměsi ani nečistoty, (nazývá se *vlastní polovodič* - *instrinsic*). Hodnoty odpovídající vlastním polovodičům se označují indexem i. V něm musí ke každému elektronu existovat právě jedna díra. , tj. platí, že $n_i = p_i$. Pak

$$n_i = p_i = \sqrt{np} = 2\left(\frac{kT}{2\pi\hbar^2}\right)^{3/2} (m_e m_h)^{3/4} \mathrm{e}^{-\frac{E_g}{2kT}} \tag{13}$$

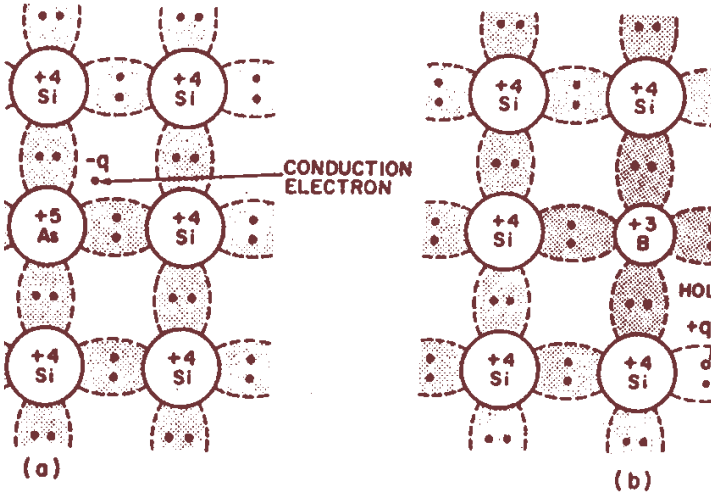
V tomto případě můžeme určit i Fermiho hladinu:

$$E_F = \frac{E_g}{2} + \frac{3}{4} kT \ln \frac{m_h}{m_e} \tag{14}$$

Pro $m_h = m_e$ je pak Fermiho hladina uprostřed zakázaného pásu.

2.1 Cvičení

Určete poměr $n_i(T)/n_i(T_0 = 300K)$ pro Si, Ge a GaAS a teploty 0°C a 77 K.



Obrázek 8: Schema umístění elektronů příměsi

3 Příměsi

Vlastní polovodiče: zřídka používané - obtížně lze dosáhnout potřebné čistoty. Navíc se příměsi velmi často dodávají do polovodičů záměrně: *dotování, legování* (anglicky *doping*). Takto upravený polovodič se nazývá *nevlastní (extrinsic)*. Rozebereme si roli kterou příměsi v polovodiči hrají.

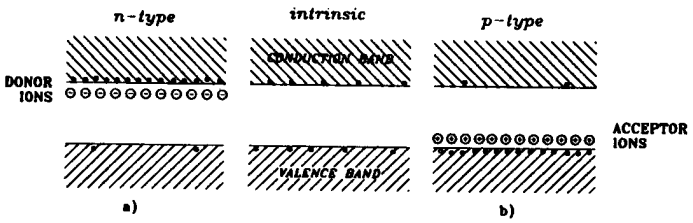
Začneme pětimocnou příměsí do čtyřmocného křemíku (např. arsen) - viz obrázek 8. Přebytečný elektron nemá místo ve vazbě, a je jen slabě vázan ke svému atomu. Lehce se tedy nechá ionizovat do vodivostního pásu, kde se podílí na vedení náboje. Taková příměs se nazývá *donor*.

U trojmocné příměsi zase vznikne jedno nezaplněné místo ve valenčním pásu, do nějž okamžitě přeskočí elektron, zanechá za sebou díru, a tak se vodivost také zvýší. Této příměsi říkáme *akceptor*.

Příměsi si vytvoří energetické hladiny v dosud prázdném zakázaném pásu. Výpočty ukazují, že přebytečný elektron bude mít hladinu těsně pod vodivostním pásem. Podobně díra bude mít svou hladinu těsně nad hranou valenčního pásu. V křemíku je vzdálenost příměsí od hran pásů stejná pro elektrony i díry, a činí zhruba 0,045 eV. Přitom dochází k pohybu Fermiho hladiny.

Podle typu příměsí dochází pak k elektronové nebo děrové vodivosti. Polovodič s elektronovou příměsí se nazývá *polovodič typu n*, s děrovou *polovodič typu p*.

Počet nositelů náboje je většinou určován počtem atomu příměsi N_D nebo



Obrázek 9: Příměsi v modelu energetických pásů

N_A, a lze ho vyjádřit jako

$$n \cong \sqrt{n_i N_D} \mathrm{e}^{-\frac{E_D}{2kT}} \tag{15}$$

$$p \cong \sqrt{n_i N_A} \mathrm{e}^{-\frac{E_A}{2kT}} \tag{16}$$

Přičemž stále platí, že součin obou koncentrací je konstantní a rovný koncentraci vlastních nositelů. Co se ale prudce mění, je elektrická vodivost, úměrná $n + p$.

Většinou se vyrábějí polovodiče s jednou dominantní příměsí, ale najdeme i polovodiče s přibližně stejnou koncentrací obou složek - tento proces se označuje jako *kompenzace*.

Materiály, které byly dotovány velkým množstvím příměsí se označují n^+, p^+. Používají se např. na vytváření elektrických kontaktů kov-polovodič.

4 Pohyb nositelů náboje

- v elektrickém poli: *drift*
- v nehomogenním rozložení: *difúze*

Elektrony jsou téměř volné částice, střední energie je

$$< T_{\mathrm{kin}} >= \frac{3}{2} kT \tag{17}$$

a střední rychlosti jsou okolo 10^5 m/s. Elektrony se rozptylují na poruchách mřížky. Typická střední volná dráha je okolo 10^{-4} m, střední doba mezi dvěma srážkami je $\tau_c \approx 10^{-12}$ s.

4.1 Drift

Při nulovém vnějším poli je střední přemístění částice konající Brownův pohyb nulové. Pokud začne však působit vnější síla, budou elektrony i díry urychleny na rychlost

$$v_e = -\frac{q\tau_c}{m_e}E = -\mu_e E \tag{18}$$

$$v_h = \frac{q\tau_c}{m_h}E = -\mu_h E \tag{19}$$

kde μ_e, μ_h je tzv. driftová pohyblivost (mobilita) - elektronová a děrová. K vodivosti materiálu přispívají elektrony i díry, a lze ji pak vyjádřit vztahem

$$\sigma = ne\mu_e + pe\mu_h \tag{20}$$

4.2 Difúze

Při nerovnoměrně rozdělených nábojích v materiálu není střední přemístění atomů v důsledku tepelného pohybu nulové, ale směrované z místa s větší koncentrací do míst s koncentrací nižší. Tok $\vec{F_e}$, $\vec{F_h}$, který tímto vzniká se vyjadřuje vztahem

$$\vec{F_e} = -D_e\vec{\nabla}n \tag{21}$$

kde D je difúzní koeficient a $\vec{\nabla}n$ je gradient koncentrace.

Celkový proud, vzniklý kombinace driftu a difúze se vyjadřuje následující rovnicí

$$\vec{J} = q\mu n\vec{E} + q\vec{\nabla}n \tag{22}$$

a z ní lze odvodit tzv. Einsteinovu rovnici, dávající do vzájemneho vztahu difúzní koeficient a mobilitu:

$$D = \frac{kT}{q}\mu \tag{23}$$

4.3 Polovodiče v magnetickém poli

Na rozdíl od fotonásobičů jsou polovodičové detektory daleko méně citlivé na vliv magnetického pole. Přesto je třeba dát pozor na některé zvláštnosti.

V prostředí bez magnetického pole se elektron a díra rozletí do opačných směrů působením elektrického pole. Jejich rychlost bude

$$\vec{v_p} = \mu_p \vec{E} \tag{24}$$

$$\vec{v_n} = -\mu_n \vec{E} \tag{25}$$

Za přítomnosti magnetického pole působí na částici Lorentzova síla

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \tag{26}$$

Otázka: Elektrony se působením Lorentzovy síly odchylují nalevo. Jak se odchylují díry?

Úhly odchýlení obou typů částic lze vyjádřit

$$\tan \vartheta_p = \mu_p^H B \tag{27}$$

$$\tan \vartheta_n = \mu_n^H B \tag{28}$$

kde μ^H je tzv. Hallova pohyblivost. Pro křemík a pokojovou teplotu jsou tyto hodnoty $\mu_p^H = 370$ cm^2/Vs a $\mu_n^H = 1670$ cm^2/Vs

Elektrony i díry se tedy odchylují z původního směru a zmenšují proud který tekl polovodičem před přiložením magnetického pole. Na tomto principu je založen Hallův jev, jak se označuje vznik napětí v polovodiči umístěném v mg. poli, jímž prochází proud. Pomocí Hallova jevu dokážeme měřit pohyblivosti i rychlosti nositelů náboje.

5 Vytváření a rekombinace nositelů náboje

Nositelé náboje vznikají tak, že elektron se z valenčního pásu vyzvedne do pásu vodivostního. Toto může být způsobeno různými procesy:

- tepelná excitace
- optická excitace
- ionizace nabitými částicemi

5.1 Tepelná generace

Nežádoucí jev: vede ke zvýšení šumu signálů. V některých polovodičích s nízkou šířkou zakázaného pásu stačí termální energie elektronů při pokojové teplotě $kT \approx 0.026$ eV na to, aby počet elektronů, které samovolně přejdou do vodivostního pásu byl příliš velký a způsoboval velký šum. Tyto polovodiče (např. Ge) se musí provozovat při nízké teplotě. V případě křemíku či GaAs je tato pravděpodobnost zanedbatelná.

5.2 Elektromagnetické záření

Tento efekt je základem fotodiod a solárních článků. Při něm se energie fotonu absorbovaného v detektoru použije na excitace elektronu do vodivostního pásu. Viditelné světlo má energii srovnatelnou se šířkou pásu, ale i při energii menší dochází k excitaci elektronů na stavy na poruchách v zakázaném pásu.

5.3 Tvorba nábojů pomocí nabitých částic

Viz přednášky z experimentální jaderné nebo subjaderné fyziky a literatura (Knoll, Leo, Lutz).

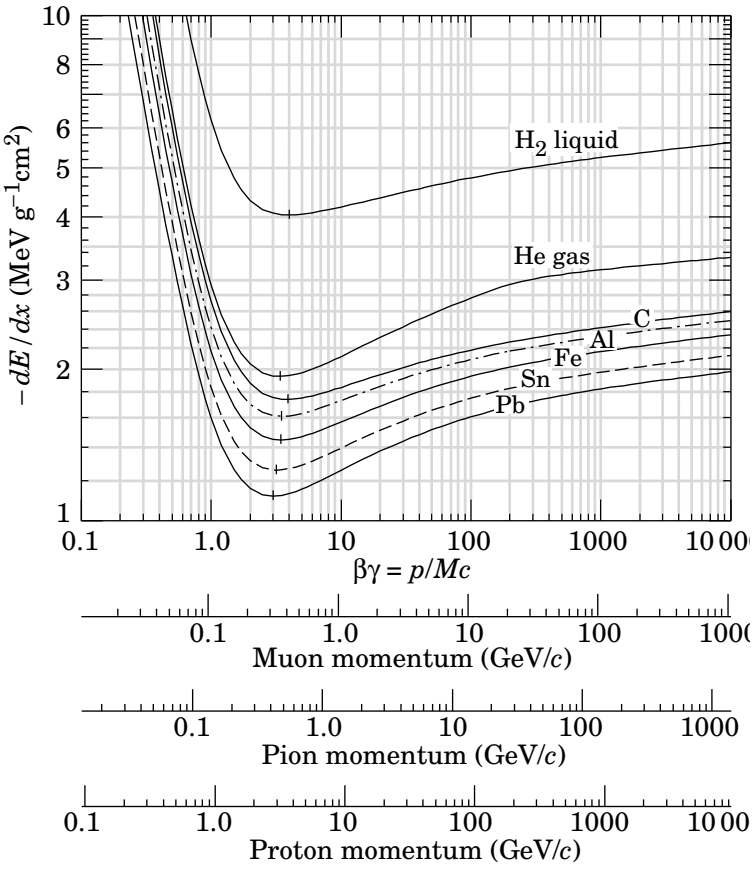
Důležité body:

- Průběh ionizačních ztrát v závislosti na energii vykazuje prudký pokles, minumum a pak mírný vzestup
- Ionizační ztráty (a počet vytvořených e-h párů) jsou rozloženy podle Landauova rozdělení

5.4 Tvar oblaku náboje

Podle typu buzení může být tvar oblaku náboje různý:

- Viditelné světlo a UV záření: energie stačí jen na jeden e-h pár, vytvoří se v povrchové vrstvě o tloušťce zlomku mikronu.
- RTG záření: bodová interakce, při níž se vytvoří mnoho e-h párů
- α-částice: doletí řádově mikrony, průběh ionizace popisuje Braggova křivka (maximum na konci dráhy)
- β-částice: menší ztráty oproti α-částicím, delší dolet, rovnoměrné rozložení vytvořených nábojů, relativistická rychlost. Relativistická částice s nábojem e se nazývá MIP (minimum-ionizing particle)



Obrázek 10: Schéma p-n přechodu: vlevo odděleně, vpravo po spojení

- vysokoenergetické nabité částice: rovnoměrné rozložení vytvořených nábojů podél dráhy, hustota ionizace je úměrná Z^2.
- nerelativistické nabité částice: hustota ionizace je úměrná $1/E$ a Z^2. Při současném měření dvěma detektory (průletovým a tlustým) lze podle poměru $\Delta E - E$ identifikovat částice podle typu.

5.5 Násobení náboje

Pokud je k polovodiči přiloženo napětí, vytvoří se elektrické pole , které urychluje generované náboje. Je-li pole dostatečně silné, může dodat elektronům takovou energii, která jim i po excitaci do vodivostního pásu stačí ke tvorbě dalších e-h párů. Dochází k násobení (multiplikaci) náboje. Tohoto jevu využívají například lavinové fotodiody (Avalanche Photodiodes - APD). Minimální energie původního elektronu musí být:

$$E_{e,min} = \frac{3}{2} E_g \tag{29}$$

5.6 Rekombinace, doba života

Po vytvoření nerovnováhy (přebytku minoritních nositelů náboje) dochází k rekombinaci těchto nositelů s majoritními nositeli. Snadněji se rekombinují nositelé v přímých polovodičích, kde k rekombinaci není třeba dodatečného impulsu. V nepřímých polovodičích k rekombinaci přispívají poruchy a příměsi v mřížce.

Vznik a rekombinaci nositelů náboje popisuje jejich doba života. Rozlišujeme generační a rekombinační dobu života τ_g a τ_r.

6 p-n přechod

6.1 Základní charakteristiky

p-n přechod (junction) je spojení polovodičů s opačným dotováním. V oblasti přechodu se po spojení přesunou elektrony do p-oblasti a díry zase do n-oblasti. V dosud elektricky neutrální n oblasti bude najednou přebytek děr (kladného náboje), zatímco naopak tomu bude v p oblasti. Vytvoří se tedy oblast s nenulovým prostorovým nábojem, a v ní elektrické pole. Při zkoumání energetických pásů zjistíme, že se v oblasti přechodu vytvoří elektrický potenciál V_{bi} (vnitřní napětí).

Oblast okolo přechodu bude prakticky bez pohyblivých nosičů náboje. Uvedeme si jejich hustotu v tepelné rovnováze:

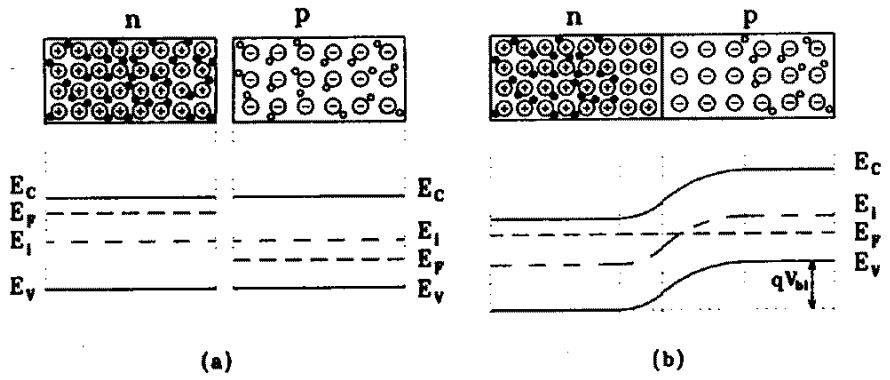


Fig. 3.2a,b. A p-n diode junction in thermal equilibrium, with its parts separated (a) and brought together (b)

Obrázek 11: Schéma p-n přechodu: vlevo odděleně, vpravo po spojení

Hustota nositelů náboje v nevlastním polovodiči (viz Lutz)

$$n = n_i \mathrm{e}^{\frac{E_F - E_i^n}{kT}} \tag{30}$$

$$p = n_i \mathrm{e}^{\frac{E_i^p - E_F}{kT}} \tag{31}$$

E_i je vlastní Fermiho hladina, tj. Fermiho hladina vlastního polovodiče (při rovnosti efektivních hmotností elektronů a děr leží uprostřed zakázaného pásu).

Vnitřní napětí, které se vytvoří v oblasti přechodu

$$V_{bi} = \frac{E_i^p - E_i^n}{q} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2} \tag{32}$$

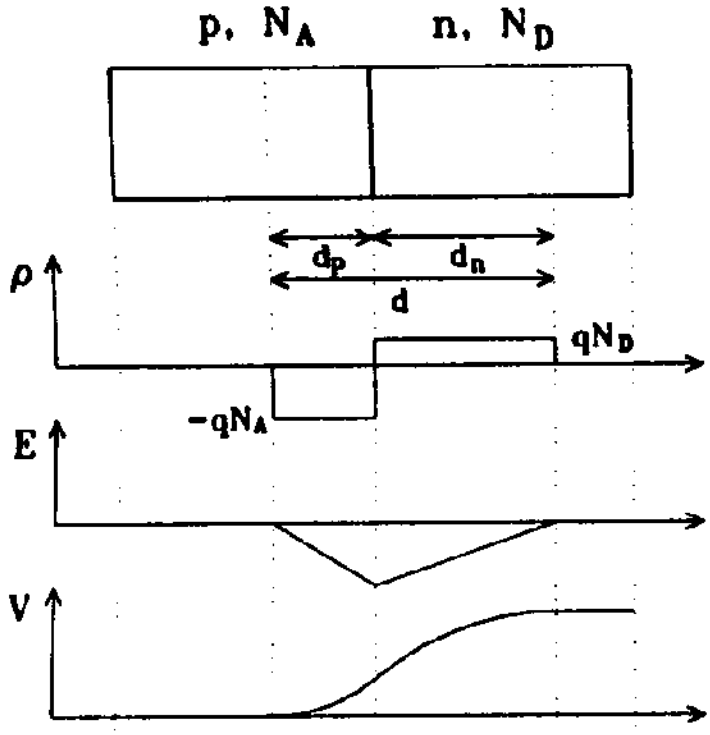
Průběh elektrických veličin v okolí $p - n$ přechodu:

$$\rho(x) = \begin{cases} -qN_A & -d_p < x \leq 0 \\ qN_D & 0 < x \leq d_n \end{cases} \tag{33}$$

$$-\frac{\mathrm{d}^2\varphi}{\mathrm{d}x^2} = \frac{\mathrm{d}\epsilon}{\mathrm{d}x} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon} = \begin{cases} -\frac{qN_A}{\varepsilon} & -d_p < x \leq 0 \\ \frac{qN_D}{\varepsilon} & 0 < x \leq d_n \end{cases} \tag{34}$$

$$\epsilon(x) = \begin{cases} -\frac{qN_A}{\varepsilon}(x + d_p) & -d_p < x \leq 0 \\ \frac{qN_D}{\varepsilon}(x - d_n) & 0 < x \leq d_n \end{cases} \tag{35}$$

$$\varphi(x) = \begin{cases} \frac{qN_A}{2\varepsilon}(x + d_p)^2 & -d_p < x \leq 0 \\ -\frac{qN_D}{2\varepsilon}(x - d_n)^2 + V & 0 < x \leq d_n \end{cases} \tag{36}$$



Obrázek 12: Schéma p-n přechodu: aproximace náhlé změny

Pro další úvahy předpokládáme, že $N = N_A >> N_D$. Ze vztahu $N_A d_p = N_D d_n$ plyne, že pak $d_n >> d_p$, a dále $d = d_n + d_p \approx d_n$.

Šířka vyprázdněné vrstvy pak bude:

$$d \cong \sqrt{\frac{2\varepsilon V}{qN}} \tag{37}$$

Vzhledem k velkým nábojům na obou stranách přechodu se vyprázdněná vrstva chová jako kondenzátor. Kapacita jednotkové plochy bude

$$C = \frac{\varepsilon}{d} \cong \sqrt{\frac{q\varepsilon N}{2V}} \tag{38}$$

Proud p-n přechodem s napětím v závěrném směru

$$J \propto (d - d_0) = \text{const} \quad \left(\sqrt{V - V_{bi}} - \sqrt{V_{bi}}\right) \approx c\sqrt{V} \tag{39}$$

Příklad: Spočtěte vnitřní napětí které se vytvoří v křemíku dotovaném donory na $N_D = 10^{12}$ cm^{-3} a akceptory na $N_A = 10^{16}$ cm^{-3}

6.2 Způsoby výroby p-n přechodu

Zde stručně uvedeme nejpoužívanější způsoby vedoucí ke vzniku p-n přechodu (viz obr.13)

- Slévání: kapka hliníku (skupina III) na substrát typu n, následuje ohřátí na ca 600 stupňů. Parametry vzniklého přechodu lze jen těžko ovlivnit.
- Difúze (1956): pomalé, nehomogenní struktura
- Planární technologie: pokrytí substrátu tenkou vrstvou oxidu, který vytváří masku, zabraňující difúzi do nežádoucích oblastí.

  Epitaxiální substrát: již během růstu krystalů se pomocí chemických reakcí vytvářejí různé tenké a homogenní vrstvy.
- iontová implantace: vstřelování iontů do látky pomocí urychlovače. Dojde k radiačnímu poškození, a materiál musí projít tzv. *annealingem* (zocelením"), tj. zahřátím na vyšší teplotu po určitou dobu (hodiny až dny).

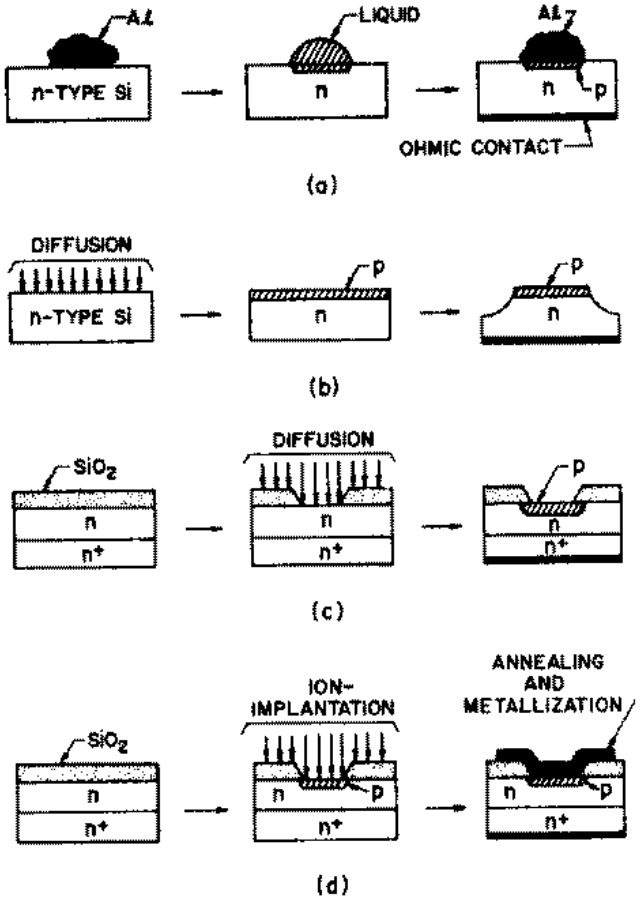


Fig. 1 Some device fabrication methods. (a) Alloyed junction. (b) Diffused mesa junction. (c) Diffused planar junction on epitaxial substrate. (d) Ion implantation.

Obrázek 13: Způsoby výroby p-n přechodu: slitina, difúze, planární technologie, iontová implantace

7 Další typy struktur

7.1 Ohmický kontakt

Přechod mezi silně dotovaným polovodičem typu n a kovem. Přechodem mohou prakticky bez omezení procházet elektrony v obou směrech. Tento prvek se používá při připojování polovodiče do obvodu.

7.2 Kov–polovodič

První prakticky použitý usměrňovač. I v tomto případě se vytvoří bariéra a vnitřní napětí V_{bi}.

7.3 Kov–izolant–polovodič

Toto je velice častý prvek. Jako izolant se většinou používá oxidová vrstva (např oxid křemičitý SiO_2), proto se tento přechod běžně označuje jako *MOS* (Metal-Oxide-Semiconductor). Podle přiloženého napětí může fungovat v různých režimech (viz obr. 14):

- Ploché pásy
- Akumulační vrstva
- Vyprázdněná vrstva
- Hluboké vyprázdnění (nerovnovážný stav)
- Inverze

7.4 $n^+ - n, p^+ - p$

I v jednom typu polovodiče lze vytvořit přechod s bariérou. Indexem + se označuje polovodič s velmi vysokou koncentrací dopantů.

8 Polovodiče jako detektory

8.1 Proč?

- malá šířka zakázaného pásu vede k malé energii potřebné k vytvoření e-h páru. Počet e-h párů je tedy vysoký (až 10x více oproti plynovým detektorům)

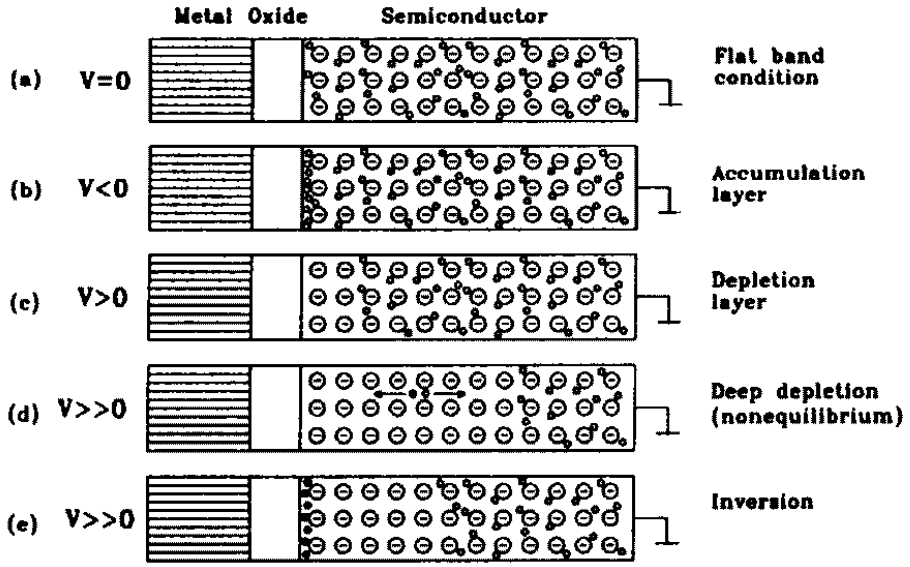


Fig. 3.11a–e. States of an "ideal" *p*-type MOS structure: thermal equilibrium (a); accumulation (b); surface depletion (c); overdepletion (d); inversion (e)

Obrázek 14: Ideální p MOS struktura: tepelná rovnováha (a), akumulace (b), povrchové vyprázdnění (c), hluboké vyprázdnění (d), inverze (e)

- vysoká hustota (Si: 2.37 g/cm^3) znamená velké ionizační ztráty záření (MIP v Si: 3.8 MeV/cm)
  - tenké detektory s velkým signálem
  - krátký dolet δ-elektronů, snadná lokalizace pulsu, přesnost mikrometry
- mechanická pevnost
- vysoká pohyblivost nositelů náboje (i přes vysokou hustotu)
  - vysoké četnosti, malá mrtvá doba
  - rychlá a přesná časová informace (10 ns)
- možnost dotování a tím řízení koncentrace nositelů náboje
- možná integrace s elektronikou také na bázi polovodičů

8.2 Používané materiály

8.2.1 Vlastní polovodiče

Germanium

- Radiační délka $X_0 = 12$ g/cm^2
- Vysoká absorbční schopnost pro fotony: RTG detektor, detektor IR záření
- Musí být chlazen (typicky na dusíkovou teplotu)
- Pro gama-spektrometrické účely se používá germánium driftované litiem Ge(Li)

Křemík

- Registrace těžkých nabitých částic
- MIP
- Si(Li) křemík driftovaný litiem
- díky elektronice technologicky velmi rozvinutý materiál

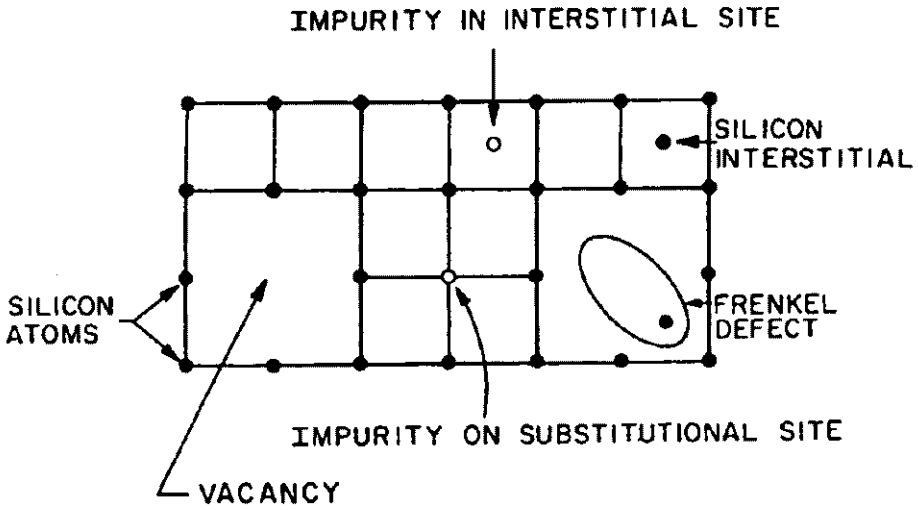


Fig. 4.1. Types of point defects in a simple lattice. (After Sze 1985, p. 317 Fig. 13)

Obrázek 15: Bodové poruchy mřížky

GaAs

- vysoká pohyblivost (e: 8800 m^2/Vs)
- aplikace s vysokými rychlostmi
- spíše elektronika
- fotonika (přímý přechod)
- radiačně odolný?

8.3 Nevlastní polovodiče - dotování

- Při procesu dotování dochází k chtěným i nechtěným změnám.
- Závislost na
  - Typu příměsi (B, P, As)
  - Způsob zabudování do mřížky

Poruchy

- Povrchové: nevyhnutelné, dochází k porušení symetrie v oblasti dělení
- Objemové (bulk): významné
  - Bodové (viz obr. 15)
    - vakance
    - instersticiální poruchy
    - Frenkelovy
  - Liniové
- Shluky poruch
- Poruchy se mohou pohybovat (přesuny mezi původními atomy a poruchami)

Co způsobují poruchy: ovlivňují všechny základní charakteristiky, zejména pohyblivost nábojových nositelů tím, že vytvářejí rekombinační centra.

8.4 Účinky ionizačního záření

Ionizační záření interaguje několika způsoby:

- přímo (nabité částice, srážka s elektronem)
- nepřímo: nabité: δ elektrony, fotony: fotoefekt, tvorba párů, Comptonův jev

V polovodiči ionizace vede k vytvoření e-h páru. Ne všechna energie se ale spotřebuje na e-h pár, část se spotřebuje na energii fononů, tj. na kmity mříže, která se přemění na tepelnou energii.

Nízká energie potřebná k vytvoření jednoho e-h páru ($\epsilon = 3$ eV) znamená vysoký počet vytvořených párů, a tudíž nízké fluktuace jejich počtu. To se projeví v dobrém energetickém rozlišení.

Energie ϵ závisí jen slabě na druhu záření, pokud jde o p,d,alfa, ale je značně vyšší pro těžké ionty a štěpné fragmenty. Je také slabě teplotně závislá.

Fluktuace počtu párů Poissonova statistika udává varianci rovnou počtu párů. Ve skutečnosti je variance menší (a není zcela jasné proč). Redukci vyjadřuje takzvaný Fano-faktor:

$$< \Delta N^2 >= FN = F\frac{E}{\epsilon} \tag{40}$$

Fano faktor je výrazně nižší než 1 pro většinu polovodičů.

Dolet záření má také vliv na změřenou energii: při malém doletu se veškerá energie předá v tenké vrstvičce, a náboj se těžko sebere. V případě velkého doletu zase může ionizující částice proletět objemem, aniž by interagovala.

Linearita odezvy Pro dolet menší než tloušťku vyprázdněné vrstvy je vytvořené napětí úměrné sebranému náboji

$$V = \frac{Q}{C} = \frac{nE}{\epsilon C} \tag{41}$$

pro konstantní ϵ, nezávislé na typu částice, je napětí přímo úměrné energii. V praxi je to splněno jen přibližně.

9 Detektory pro měření úrovně radiace

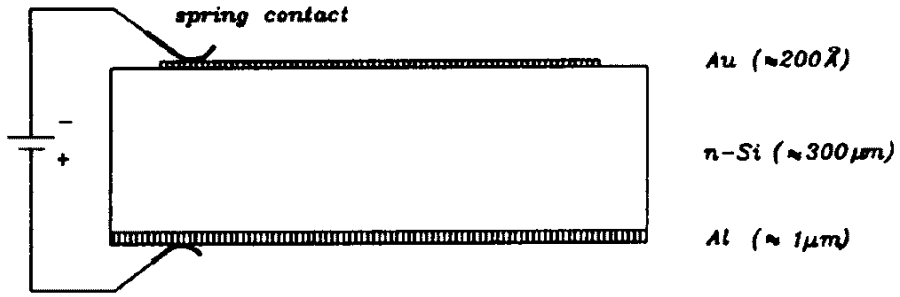
9.1 Dioda bez napájení

Pole uvnitř přechodu se vytváří jen pomocí vnitřního napětí V_{bi}. Po průletu částice se vytvoří mnoho e-h párů, což vede k nábojovému pulsu (než dojde k rekombinaci). Ten se navenek může projevit dvojím způsobem:

- otevřený obvod: napěťový impuls na vývodech
- uzavřený obvod: proudový impuls

Bez přiloženého napětí vznikne v oblasti přechodu jen tenká vyprázdněná vrstva, její tloušťku lze ovlivnit jen dotováním. Citlivý objem takovéto diody bude tedy vemi malý, a malá bude i účinnost. To bývá někdy výhoda, zejména při měření úrovně radiace v oblastech se silným zářením. Při těchto měřeních lze někdy diodu provozovat i v proudovém režimu, a měřit proud protékající obvodem, který indikuje okamžitou úroveň radiace.

Provedení takovéhoto dozimetru závisí na pronikavosti záření, které má měřit.



Obrázek 16: Povrchově bariérový detektor

10 Detektory pro měření energie: Dioda zapojená v závěrném směru (reverse biased diode)

Nevýhodou, plynoucí z tenké vyprázdněné zóny nenapájené diody je kromě malého citlivého objemu i velká kapacita, a z ní vyplývající vysoký šum. Pro spektrometrická měření se dioda vždy napájí v závěrném směru. V této kapitole probereme jednotlivá provedení přechodu.

10.1 Difundovaný přechod

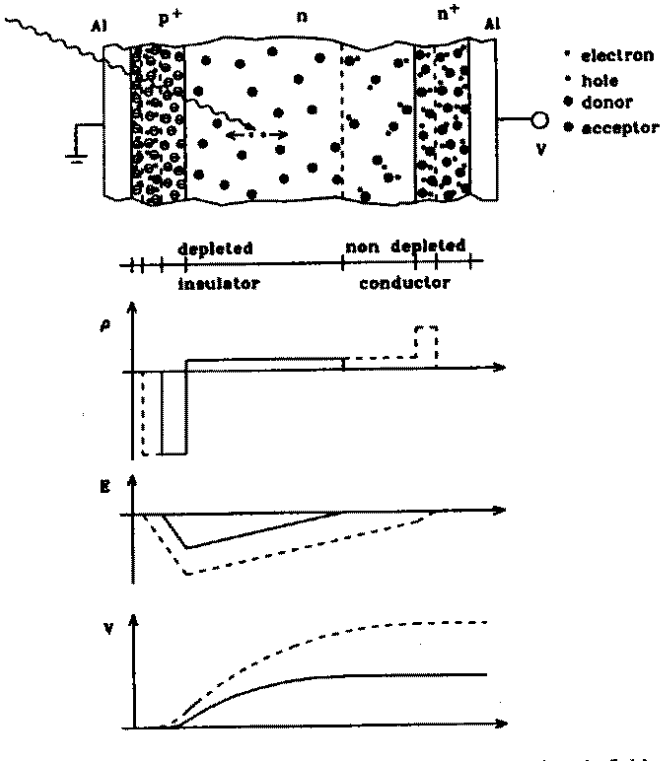
p-materiál, na nějž se napaří n-příměs (fosfor), vznikne tlustá vrstva n a tenká vrstva p. Tloušťka vyprázdněné vrstvy je 0,1-2 mikrometry. Na povrchu se vytvoří mrtvá vrstva, která je problémem pro dobrou spektroskopii.

10.2 Povrchově bariérový detektor

Zde se nevyužívá p a n polovodiče, ale přechodu kov-polovodič (viz obr. 16). Substrát typu n se odleptá a na něj se napaří zlato. Podobně funguje i kombinace p-substrátu a hliníku.

Výhody: levná a jednoduchá příprava

Nevýhody: citlivost vůči světlu, mrtvá vrstva, citlivost povrchu vůči poškození



Obrázek 17: pn přechod: hustota náboje, elektrické pole a potenciál pro částečné (plná čára) a úplné (čárkovaná) vyprázdnění

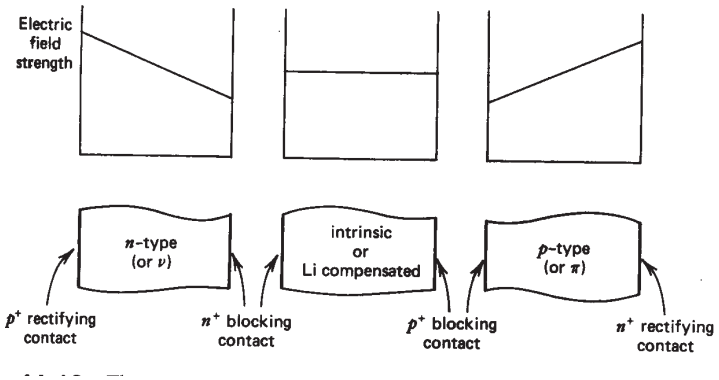
10.3 Plně vyprázdněný detektor

Většinou se používá přechod $n^+ - p$. p-materiál bývá jen slabě dotován (musí to být vysoce čistý materiál), a označuje se p^- a nebo π (podobně slabě dotovaný n-materiál se označuje n^- a nebo ν).

Pro $n^+ - p$ konfiguraci platí, že $N_A << N_D$ a s pomocí vztahu $N_A b = N_D a$ dostaneme, že rozměr vyprázdněné oblasti určuje b. Napětí vyprázdnění tedy bude:

$$V_d = \frac{eNd^2}{2\epsilon} \tag{42}$$

Intenzita elektrického pole závisí na napětí. Pokud je přiložené napětí vyšší než napětí vyprázdnění, bude v celém citlivém objemu pole nenulové, a při ještě vyšších napětích lze hovořit prakticky o homogenním elektrickém poli.



Obrázek 18: Konfigurace pn přechodu, převyprázdnění

10.3.1 Typické konfigurace

Vlastní přechod tvoří kombinace vysoce čistého n materiálu a vysoce dotovaného p materiálu. V praxi se ještě n-strana pokrývá vysoce dotovaným n^+ materiálem, což má význam pro vyprázdnění minoritních nositelů.

Pro nízce dotovanou oblast se používá vlastní nebo kompenzovaný polovodič. Tato konfigurace se vyznačuje homogenním elektrickým polem, a možností úplného vyprázdnění již malým napětím. Takovéto detektory jsou komerčně dostupné v tloušťkách 50-2000 mikronů.

Často se používají i jako průletové detektory. Zde je třeba dát pozor na to, že mrtvá vrstva se vytváří na obou stranách o různé tloušťce. Pro průletové detektory platí tyto zásady:

- homogenita tloušťky je velmi důležitá
- časové charakteristiky pulsů jsou lepší než pro úplné pohlcení, chybí zde oblast velké hustoty ionizace na konci dráhy
- velikost vyprázdněného objemu není závislá na kolísání napětí

Maximální dosahovaná tloušťka vyprázdněné vrstvy je několik milimetrů pro křemík a asi 1 cm pro germanium.

10.3.2 Provozní charakteristiky

Zpětný proud (leakage current) Původ:

- majoritní nositelé jsou blokováni, ale minoritní ne. Toto není hlavní příspěvek ke zpětnému proudu, je úměrný ploše přechodu

- tepelná generace e-h párů ve vyprázdněné oblasti. Toto je významná složka, úměrná objemu. Lze ji silně snížit chlazením detektoru
- povrchový proud: závisí na geometrii, čistotě, vlhkosti, při planárních technologiích se již používá pasivace izolantem. Dále se používají ochranné prstence (guard rings)

Zpětný proud ovlivňuje energetické rozlišení. Protože detektory jsou napájeny většinou přes odpor v sérii, vysoký proud znamená i vysoký úbytek napětí na tomto odporu, a menší skutečné napětí na detektoru.

10.3.3 Šum a energetické rozlišení

Šum detektoru se skládá z několika složek:

- tepelný: tepelná fluktuace elektronů (vždy přítomná)
- shot noise: objemový šum generovaný zpětným proudem (bez přiloženého napětí není zpětný proud ani tento šum)
- fluktuace povrchového proudu
- Johnsonův šum: na sériovém odporu nevyprázdněné zóny nebo na kontaktech, ap.

Zhoršení energetického rozlišení způsobené šumem se vyjadřuje jako kvadratický součet jednotlivých složek:

$$(\Delta E_n)^2 = (\Delta E_V)^2 + (\Delta E_{surface})^2 + (\Delta E_{Johnson})^2 \tag{43}$$

Pokud v materiálu dochází k zachycování nábojů (trappingu), rozšiřuje se nízkoenergetický chvost píků.

10.3.4 Tvar pulsu, náběhová doba

Polovodičové detektory patří k výrazně nejrychlejším detektrům ionizujícího záření. Typická náběhová doba pulsu se pohybuje okolo 10 ns. Tato doba je tvořena tzv. přenosovým časem (transit time) a plazmatickým časem (plasma time).

První složku lze odvodit z intenzity pole v detektoru. Náběhová doba pulsu z plně vyprázdněného detektoru je nepřímo úměrná intenzitě pole, a tudíž napětí. Pokud je detektor vyprázdněný jen částečně, $d \neq \text{const}$, a vyšší

napětí současně znamená vyšší pole i vyšší objem, který musí e-h projít. Pro dobu sběru náboje platí

$$t_c = \frac{0,53d^2}{\mu V} \tag{44}$$

kde d je v centimetrech, V ve voltech, μ v $\mathrm{cm}^2/\mathrm{Vs}$ a t_c v sekundách.

Experimentálně se zjistilo, že těžké nabité částice (těžké ionty, štěpné fragmenty) mají delší dobu sběru náboje. Proto se zavádí další složka, tzv. plazmový čas. Je způsoben tím, že hustota ionizace je tak velká, že se vytvoří plazmový oblak, který stíní elektrické pole a sběr náboje začne až po rozplynutí tohoto mraku. Příspěvek této složky je přibližně konstantní.

10.3.5 Vstupní okénko

Vstupní okénko znamená většinou mrtvou vrstvu na povrchu detektoru. Tato vrstva je tvořena jednak elektrodou a dále zbytkovou nevyprázdněnou oblastí. Pro přesné urření energetických vlastností se tato vrstva musí změřit. Jak?

Mrtvé vrstvy běžných detektorů jsou okolo 100 nm, což pro proton s energií 1 MeV představuje ztrátu asi 4 keV energie.

10.3.6 Kanálování

Experimentálně se prokázalo, že ionizační ztráty nejsou zcela nezávislé na prostorové orientaci látky. Pro směry nalétávající částice paralelní s krystalovými rovinami dochází k významnému úbytku ionizace.

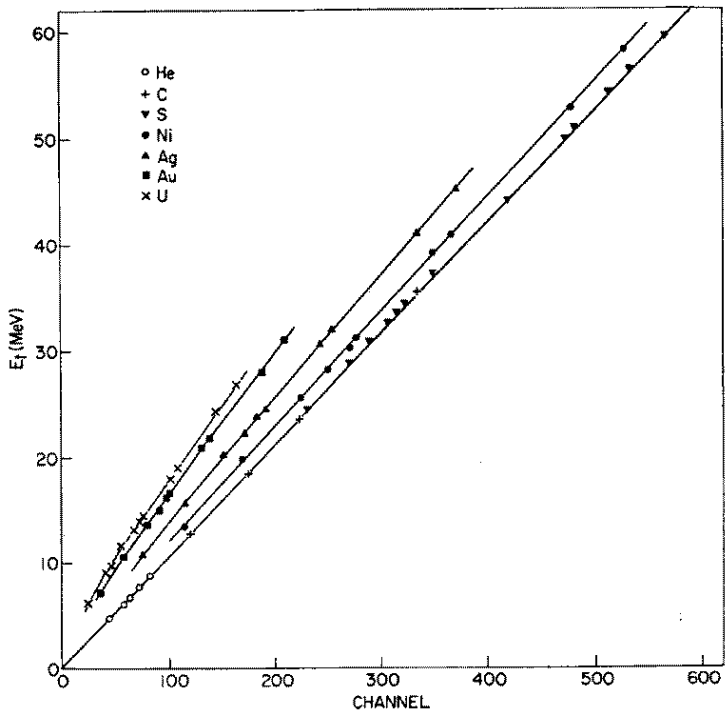
10.3.7 Energetická kalibrace

Pro fotony, elektrony, protony až částice alfa je odezva detektoru prakticky lineární. Rozdíly mezi odezvou pro jednotlivé druhy částic jsou na úrovni 1 %. Pro kalibraci se tedy mohou používat zářiče alfa (nejběžnější je ^{241}Am se dvěma píky 5,486 MeV (85 %) a 5,443 MeV (13 %).

10.3.8 Úbytek amplitudy

Pro těžké ionty již odezva detektoru není lineární. Měřená amplituda je nižší než skutečná energie (viz obr. 19. Tento jev se nazývá úbytek amplitudy (pulse-height defect). Je způsobován:

- ztrátami v mrtvé vrstvě
- významějším podílem jaderných srážek, které nevedou k ionizaci ($\approx Z^2$)



Obrázek 19: Skutečná energie iontů vs. amplituda pulsu křemíkového detektoru s povrchovou bariérou

- plazmovým efektem - dochází k rekombinaci e-h párů. Tento efekt se snižuje zvyšováním elektrického pole.

10.4 Spektroskopie nabitých částic pomocí křemíkových diod

Spektroskopie nabitých částic je hlavní oblastí využití křemíkových diod. Hlavní důvody jsou:

- vynikající energetické rozlišení
- stabilita provozu
- výborné časové charakteristiky

Nevýhodou je na druhé straně jejich malý dosahovaný rozměr — maximální objemy vyprázdněné vrstvy jsou okolo 20 cm^3, ale běžně používané detektory mají objem jen několik cm^3). Dosahované energetické rozlišení pro alfa částice v oblasti 5 MeV je 10-20 keV (viz obr. 20). Pro těžké ionty je rozlišení okolo 100-300 keV při 50 MeV. Výše zmiňované efekty pro těžké ionty vedou ke snížené životnosti detektorů.

10.4.1 $\Delta E - E$ identifikace

Většinou se používá kombinace průletového detektoru s detektorem úplné absorbce. Průletová detektor bývá často i plynový, aby nebrzdil částici příliš.

Pro ionizační ztráty platí:

$$\frac{dE}{dx} = C_1 \frac{mz^2}{E} \ln C_2 \frac{E}{m} \tag{45}$$

Vynásobíme-li ztráty energií, dostáváme

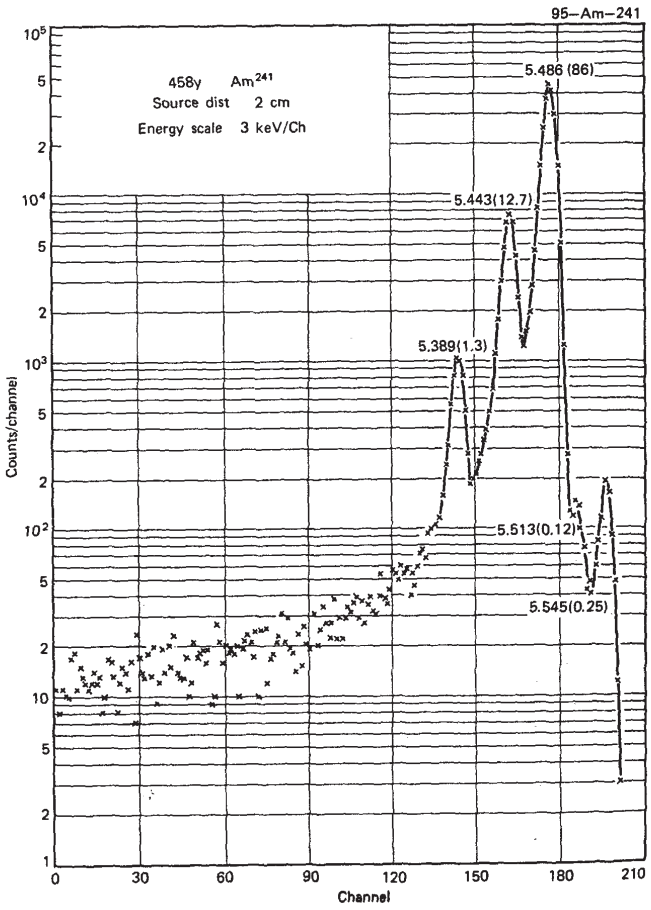
$$E\frac{dE}{dx} = C_1 mz^2 \ln C_2 \frac{E}{m} \propto z^2 \tag{46}$$

Tento součin můžeme použít jako kritérium pro druh částice.

11 Germaniové detektory záření gama

p-n přechod není vhodný pro detekci záření gama - vyprázdněný objem je příliš malý. Tloušťku vyprázdněné oblasti vyjadřujeme jako

$$d = \sqrt{\frac{2\epsilon V}{eN}} \tag{47}$$



Obrázek 20: Tvar alfa spektra ^{241}Am naměřený povrchově bariérovým detektorem s vysokým rozlišením

Z tohoto vztahu plyne, že zvýšení objemu vyprázdněné vrstvy je možné zvýšením přiloženého napětí V. Napětí ale nelze neomezeně zvyšovat, protože by došlo k průrazu diody. Druhá možnost je snižovat koncetraci příměsi N. Toho lze dosáhnout

- čištěním materiálu: bylo by třeba dosáhnout úrovně 10^{10} at/cm3, což odpovídá relativní koncentraci 10^{-12}. Takto čistý křemík zatím nelze vyrobit, avšak germanium ano. Detektory z tzv. vysoce čistého germania (HPG) mají tloušťku vyprázdněné zóny až 1 cm.

- kompenzací materiálu opačným typem příměsi (stejnou koncentrací). Tohoto nelze dosáhnout prostým dodáním dopantu před růstem krystalu. Daří se ale naopak dostat příměs do krystalu driftováním až po ukončení růstu. Příměs (většinou jde o litium) se tak dostane do intersticiálních poloh. Takto lze vytvořit až 2 cm tlustou vrstvu. Vzniklý materiál se v mnohém podobá vlastním polovodičům.

Ge(Li) detektory byly běžné v 60.-70. letech, zatímco v posledních desetiletích je nahrazují HPGe. Podobně lze driftovat i křemík.

Dnes dosažitelné čistoty HPGe materiálů se pohybují okolo 10^9 at/cm3. Většina detektorů se používá v režimu plného vyprázdnění. Typický detektor se skládá z vrstev $n^+\pi - p^+$ nebo $n^+\nu - p^+$, obě kombinace se souhrnně označují p-i-n.

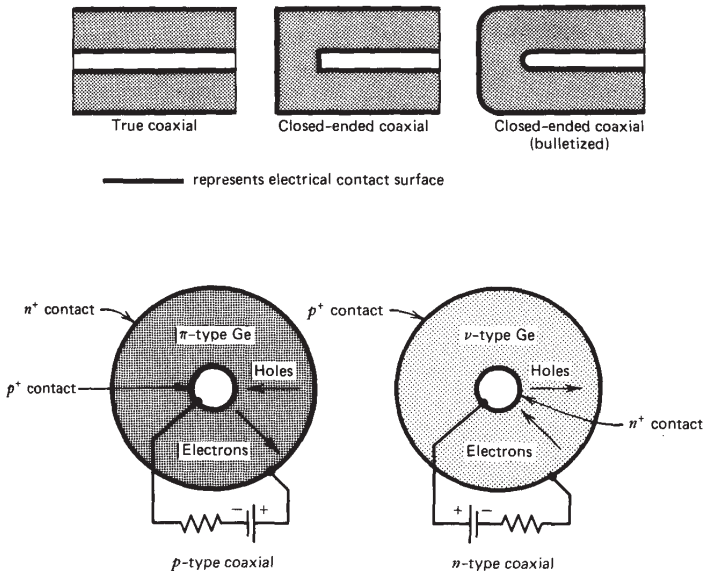
11.1 Konfigurace

Germániové detektory se vyrábějí v planární geometrii (kruhový tvar o průměru 1-2 cm, citlivý objem 10-20 cm^3), a dále v koaxiální geometrii, kde lze dosáhnout objemu až 400 cm^3. Podle geometrie rozlišujeme dále koaxiální detektory na otevřené a uzavřené (viz obr. 21).

11.2 Provozní podmínky

Jak jsme se zmínili dříve, šum v germániových detektorech při pokojové teplotě je příliš vysoký na to, aby je bylo možno používat. Musí se tedy chladit, nejčastěji na teplotu kapalného dusíku 77 K.

Ge(Li) Nízká teplota musí být udržována neustále, jinak dojde k přesunu litiových atomů do jiných oblastí detektoru.



Obrázek 21: Konfigurace germániových detektorů

HPGe Nízká teplota je nutná pouze po dobu měření, v mezidobí je lze ohřát.

Energetické rozlišení je velice dobré: 0,1-20 keV pro energie okolo 1 MeV. Většinou se rozlišení udává při několika energiích:

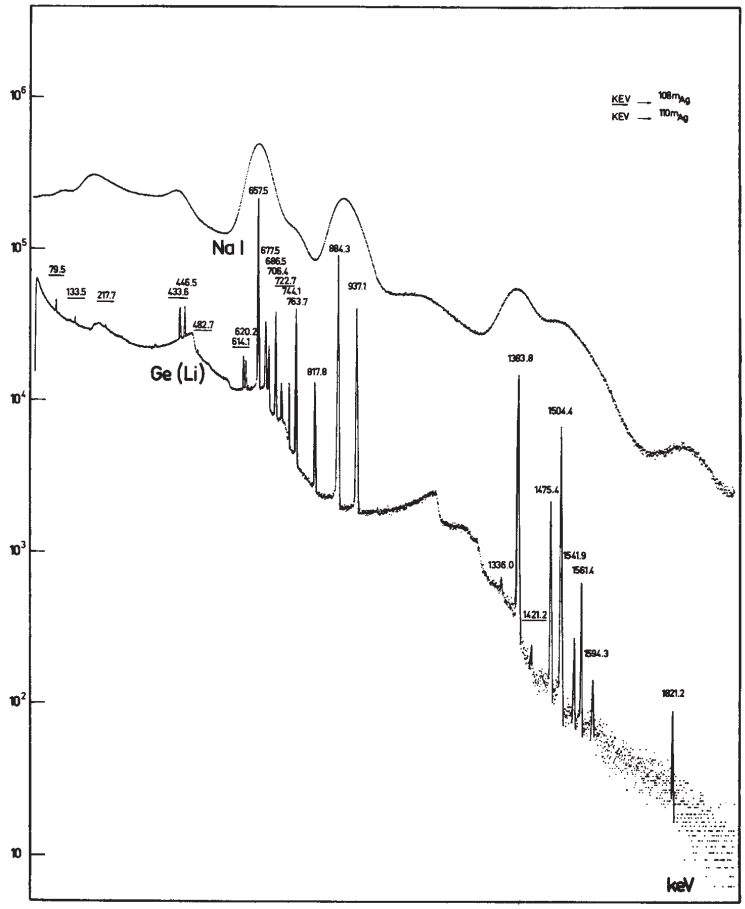
Energie	Izotop	Rozlišení
5,9 keV	^{55}Fe	150-200 eV
122 keV	^{57}Co	
662 keV	^{137}Cs	
1333 keV	^{60}Co	1,7-2,3 keV

11.3 Spektroskopie gama

Rozlišení detektoru je kritické v případě blízkosti dvou i více píků, ale i v případě jednoho píku, ale na vysokém pozadí (málo intenzívní přechody).

11.3.1 Odezva

Protonové číslo germánia je menší než NaI(Tl) nebo BGO, takže pravděpodobnost úplného pohlcení je menší. Pík je ale mnohem užší, takže je vý-



Obrázek 22: Srovnání spekter Ag naměřených Na(I)Tl scintilátorem a germániovým detektorem

raznější. Comptonovo kontinuum je větší než u NaI(Tl), takže píky mají větší pozadí - viz 22. Pro hodnocení kvality detektoru se používá poměr pík/Compton. Je to poměr počtu v maximu píku úplné absorbce ku střední hodnotě Comptonova kontinua. Jeho hodnota pro germánium je asi 30-60. Je výraznou funkcí rozlišení, tj. úměrný převrácené hodnotě položířky píku.

Dále jsou ve spektru píky dvojitého a jednoduchého úniku.

Šířka píku se popisuje hodnotami FWHM, FW0.1M (FWTM), FW1/50M.

Redukce Comptonova kontinua

- Antikoincidenční potlačení C.: detektor se obklopí BGO nebo NaI(Tl), a zapojí se do antikoincidence. Pozor: kaskádový přechod doprovází

jiný foton, je vyloučen antikoincidencí.

- Sumačně-koincidenční metoda: fotoefekt probíhá v několika krocích, proto lze rozdělit detektor na menší a požadovat koincidenčním obvodem současně více pulsů, které pak sečtením dají celkovou energii.

11.3.2 Energetická kalibrace

Kalibrační křivka je prakticky lineární.

11.3.3 Kalibrace účinnosti

Důležitá veličina při měření absolutní aktivity. Lze ji odhadnout z z objemu a literatury. To je ale dost nepřesné, protože lze jen těžko odhadnout aktivní objem.

Konvence při udávání účinnosti: pík kobaltu 1,333 MeV

tato účinnost je velmi závislá na geometrii, proto se zavádí *vlastní účinnost* (intrinsic), která je definována jako počet částic v píku dělený počtem částic, které detektorem proletí. Ani tato účinnost není nezávislá, protože závisí např. na směru částic.

Proto se používá srovnání s válcovým NaI(Tl) krystalem 3'×3' ozařovaným ze vzdálenosti 25 cm fotony 1,333 MeV z kobaltu. V současnosti dosahují germániové detektory hodnot kolem 80 %, ale v budoucnu může tato hodnota vzrůstat.

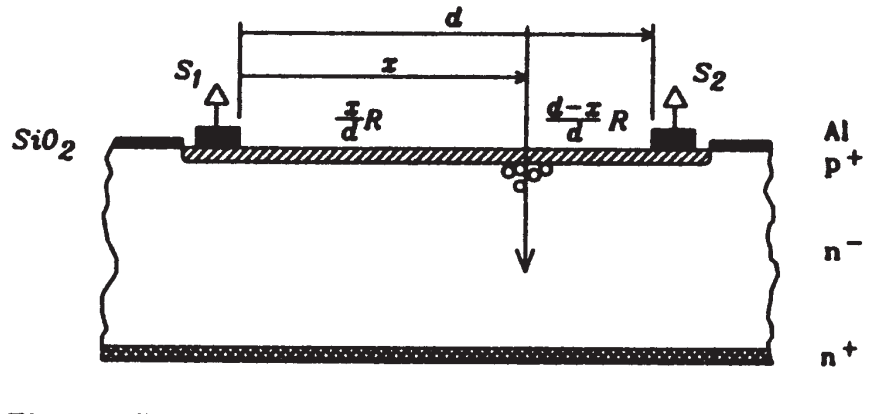
12 Křemíkové detektory driftované litiem

Podobně jako u germánia se dosahuje malé koncentrace nositelů v křemíku kompenzací litiem. Pro malé protonové číslo se jako fotonový detektor Si(Li) hodí jen v nízkých energiích, a proto se používá jako detektor RTG záření. Kromě fotonů ale nachází široké použití v elektronové spektroskopii. Účinný objem je srovnatelný s doletem elektronů v křemíku, takže registruje celkovou energii. Problémem bývá překonání stěny kryostatu - i Si(Li) musí být totiž provozován při nízké teplotě (ale nemusí být chlazen pořád).

12.1 Další materiály

Pro spektroskopii gama se hledají polovodičové materiály s velkým Z. Hodnoty 14 pro křemík a 32 pro germánium nejsou příliš velké pro účinný průřez

fotoabsorbce. Zkoumají se některé sloučeniny, jako například CdTe ($Z \approx 50$) a HgI_2 ($Z \approx 80$).



Obrázek 23: Odporové dělení náboje

13 Polohově citlivé polovodičové detektory

Jak už bylo uvedeno dříve, polovodičové detektory vynikají kromě energetického rozlišení i výborným rozlišením prostorovým, protože náboj zanechaný ionizujícím zářením zůstane lokalizován ve velmi malé oblasti. Existuje několik metod, jak získat informace o poloze této oblasti.

13.1 Odporové dělení náboje

Pokud se na povrchu mezi jednotlivými elektrodami (mohou být vzdáleny až několik cm) nanese odporová vrstva (středně dopovaná p vrstva), náboj, který doputuje na tuto horní vrstvu se rozdělí mezi dvě elektrody v poměru odpovídajícím odporům (vzdálenostem) od jednotlivých elektrod (viz obr. 23). Polohu získáme z amplitud signálů na obou stranách S_1 a S_2

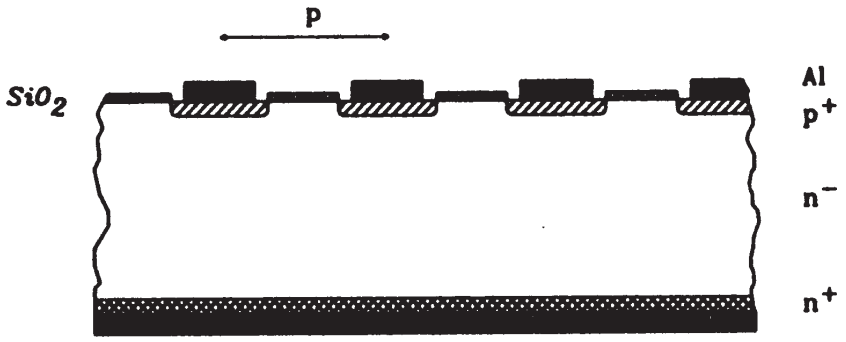
$$x = \frac{S_2}{S_1 + S_2} d \tag{48}$$

Pro prostorové rozlišení (chybu určení polohy) pak dostaneme

$$\sigma_x \approx \frac{d}{(S/N)} \tag{49}$$

S/N je poměr *signál/šum*. Z předchozího vztahu plyne, že prostorové rozlišení je silně ovlivněno šumem systému a vzdáleností elektrod.

Typické vzdálenosti elektrod jsou centimetry. Rozlišení, dosažitelné touto metodou je až 250 mikronů. Problémem však je linearita odezvy pro různé



Obrázek 24: Schéma stripového detektoru

polohy (souvisí s homogenitou polovodiče i zvoleným tvarováním pulsu). Lepších výsledků lze dosáhnout použitím diskrétních detektorů, tj. rozdělením detektorů na menší plošky. Obvyklé řešení je ve tvaru proužků (stripový detektor) nebo obdélníčků (pixelový detektor).

13.2 Stripové detektory (dioda)

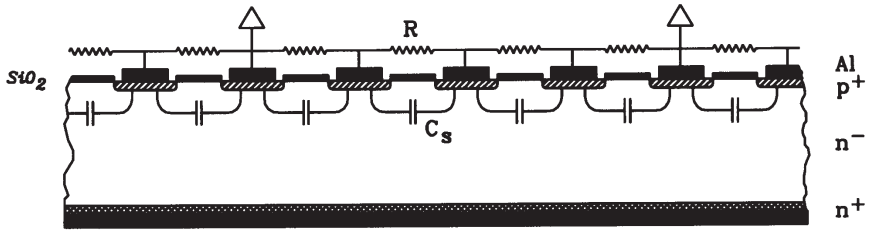
Významného zlepšení prostorového rozlišení dosáhneme, pokud rozdělíme elektrodu na proužky o rozměrech desítek až stovek mikronů (viz obr. 24). Každý strip musí mít svou vlastní vyčítací elektroniku, což bývá hlavním limitujícím faktorem počtu kanálů a jejich vzdálenosti. Rozteč stripů je na obrázku označena symbolem p z anglického výrazu *pitch*.

Prostorové rozlišení (v jednom rozměru) závisí na rozteči a na typu informace, kterou ze stripového detektoru dostáváme. Při volbě správné rozteče musíme vzít v úvahu velikost oblaku náboje, který dorazí na stranu se stripy.

13.2.1 Vyčítací metody

Digitální (binární) vyčítání Nejjednodušší způsob, předává se pouze logická informace ANO/NE. Účinnost závisí na nastaveném prahu - ten se obvykle nastavuje na trojnásobek šumu. Rozlišení definujeme jako střední kvadratickou odchylku mezi skutečnou a naměřenou polohou. Pro binární vyčítání je to

$$< \Delta x^2 >= \frac{1}{p} \int_{-p/2}^{p/2} x^2 \mathrm{d}x = \frac{p^2}{12} \tag{50}$$



Obrázek 25: Kapacitní dělení náboje mezi čtené stripy

$$\sigma_x = \frac{p}{\sqrt{12}} \tag{51}$$

Je-li rozteč dostatečná pro požadovanou přesnost, je tento způsob vyhovující. V případě, že se náboj rozdělí mezi více stripů a překročí zde nastavený práh, je výsledná přesnost asi o 30% lepší.

Úloha: spočtěte rozlišení binárně vyčítaného detektoru s prahem nastaveným na 3σ a S/N=15. Výsledek: $\sigma_x \approx \frac{p}{\sqrt{6}}$

Analogové vyčítání Pokud získáváme z detektoru i údaj o amplitudě signálu na jednotlivých stripech, dosáhneme rozlišení mnohem lepších. Dokážeme totiž rekonstruovat tvar oblaku náboje a spočítat jeho těžiště. Při malé rozteči bylo dosaženo rozlišení až 2 mikrony.

Současně tak získáváme i informaci o celkové předané energii.

Nábojové dělení Při této variantě je jen část stripů připojena k vyčítací elektronice. Náboj sebraný nepřipojeným stripem se dovede ke čteným stripům. Rozdělení náboje mezi sousední čtené stripy závisí na zapojení.

- Odporové dělení Viz odstavec 13.1. Mezi stripy se nanese odporová vrstva, která dělí náboj. Odpory však generují šum, který snižuje rozlišení.

- Kapacitní dělení Viz obr. 25. Náboj na nečtených stripech se rozdělí v poměru sériově zapojených kondenzátorů. Technicky se toto řešení realizuje lépe protože díky stripové geometrii vznikají na detektoru kapacity automaticky, pokud mezistripovoou oblast pokryjeme SiO_2 - jde o kapacitu dvou proužkových elektrod oddělených dielektrikem. Ovšem kromě mezistripové kapacity zde působí ještě kapacita strip-země a ob-strip. Tím dochází z narušení linearity a ke ztrátě signálu.

Mezistripy je třeba udržovat na stejném potenciálu, jako mají vyčítané stripy.

13.2.2 Vliv sběru náboje na přesnost

1. Elektronická složka
2. Detektorová složka:
   - prostorové rozlišení vznikajících e-h párů
   - separace e a h elektrickým polem
   - difúze nositelů náboje
   - nekolinearita mezi rychlostí a intenzitou elektrického pole v případě magnetického pole

13.2.3 Typické parametry stripových detektorů

Provedení závisí na aplikaci. Obecně se u detektorů uvádí poměr signál/šum u jednoho kanálu. Šum je přitom úměrný kapacitě (a tedy i délce) a zpětnému proudu.

Polohu lze určit několika způsoby.

Digitální zpracování Poloha je určena kanálem s nejvyšší amplitudou. Chyba je pak stejná jako u digitálního vyčítání, tj.

$$\sigma_x = \frac{p}{\sqrt{12}} \tag{52}$$

Těžiště Poloha je určena těžištěm signálu ve všech zasažených stripech:

$$x = \frac{\Sigma S_i x_i}{\Sigma S_i} \tag{53}$$

Chyba je pak

$$\sigma_x = \frac{ap}{S/N} \tag{54}$$

kde a je koeficient závisející na modelu šumu systému a dále na počtu zasažených stripů. U 3 stripů je $a \approx 2$.

Lineární η algoritmus Jde o těžišťovou metodu jen pro 2 stripy. Poloha se určí podle vztahu

$$x = x_L + p\eta \tag{55}$$

kde

$$\eta = \frac{S_R}{S_L + S_R} \tag{56}$$

Neineární η algoritmus Předchozí algoritmus předpokládá lineární rozdělení náboje na sousedních stripech. Tato podmínka však ve skutečnosti není splněna - náboj se jednak ztrácí při přesunu na větší vzdálenosti (nositelé náboje rekombinují nebo se zachytávají na defektech), a dále dochází k přenosu náboje kondenzátory, takže se nebere ohled na místo zdroje náboje. To lze ověřit vykreslením rozdělení mezistripové polohy η pro detektor ozářený rovnoměrně rozloženými částicemi (viz obr. 26). Proto se η nahrazuje takovou funkcí $f(\eta)$, aby výsledné rozložení bylo rovnoměrné v x.

$$x = x_L + pf(\eta) \tag{57}$$

$$f(\eta_0) = \frac{\int_0^{\eta_0} \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\eta}\mathrm{d}\eta}{\int_0^1 \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}\eta}\mathrm{d}\eta} \tag{58}$$

Tato metoda obvykle dává nejpřesnější polohu měřeného bodu.

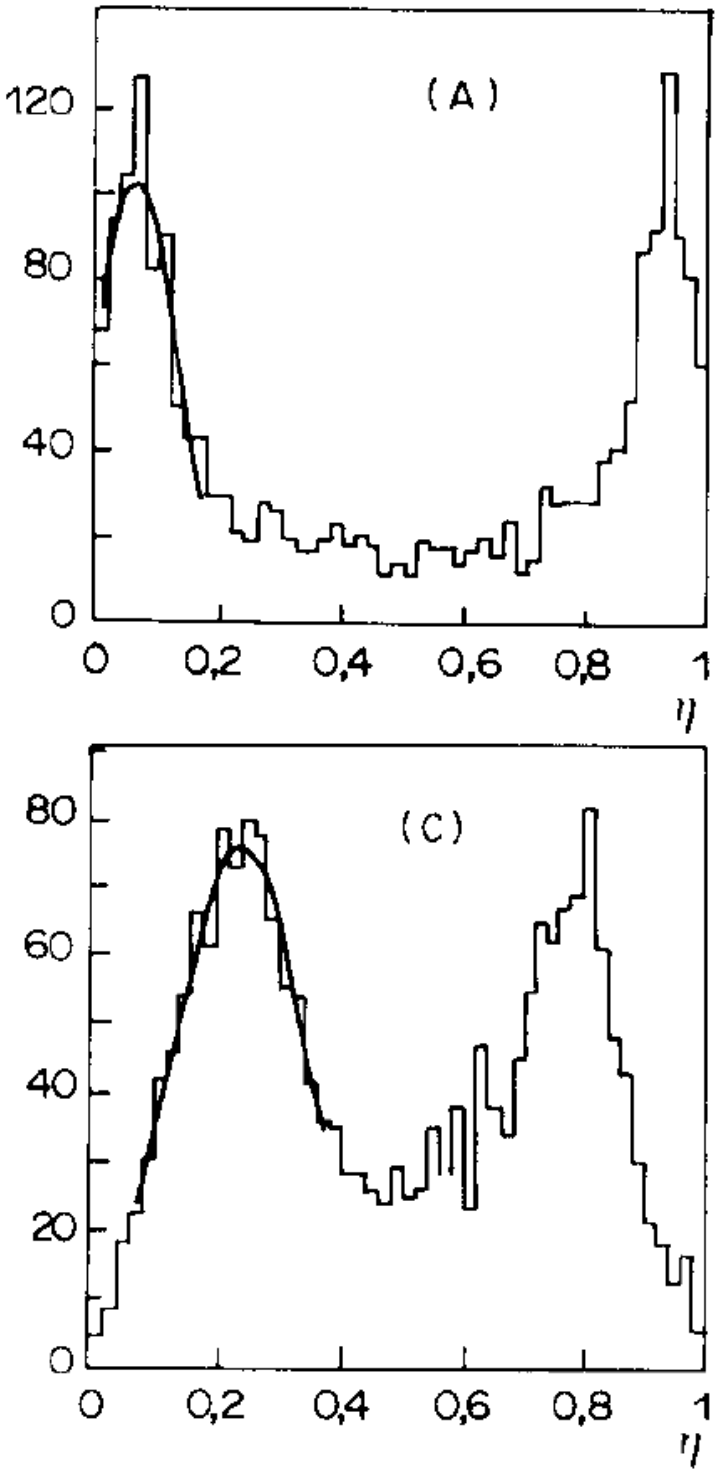
13.2.4 Stripové detektory oboustranné

Elektrony a díry jsou sbírány na opačných stranách detektoru, lze je tedy sbírat nezávisle. Nabízí se použití stripů na obou stranách, kolmých na sebe (viz obr. 27). Výhody jsou zřejmé:

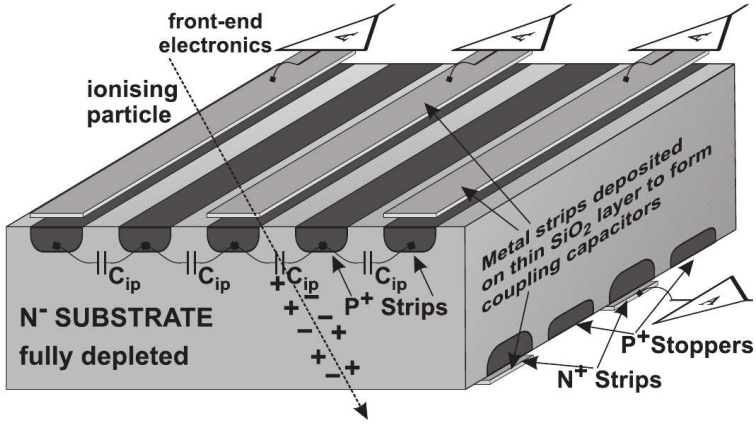
- získání úplné prostorové informace x,y,z
- při analogovém vyčítání možnost vyloučit nejednoznačné události vzniklé korelací různých signálů v jednom stripu (ovšem při větších multiplicitách to není jednoduché - viz obr. 28)

Velkým technickým problémem se však ukázala akumulace elektronů mezi N^+ stripy (viz obr.29). Tyto nahromaděné elektrony způsobují elektrické svody mezi sousedními stripy. Existují 3 metody řešení:

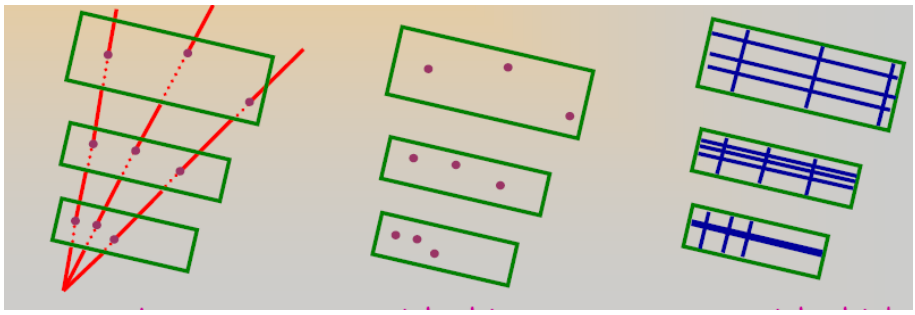
- velkoplošná implantace p-vrstvy mezi N^+ stripy
- přidání blokovacího p-stripu mezi N^+ stripy
- přidání záporně napájené MOS struktury



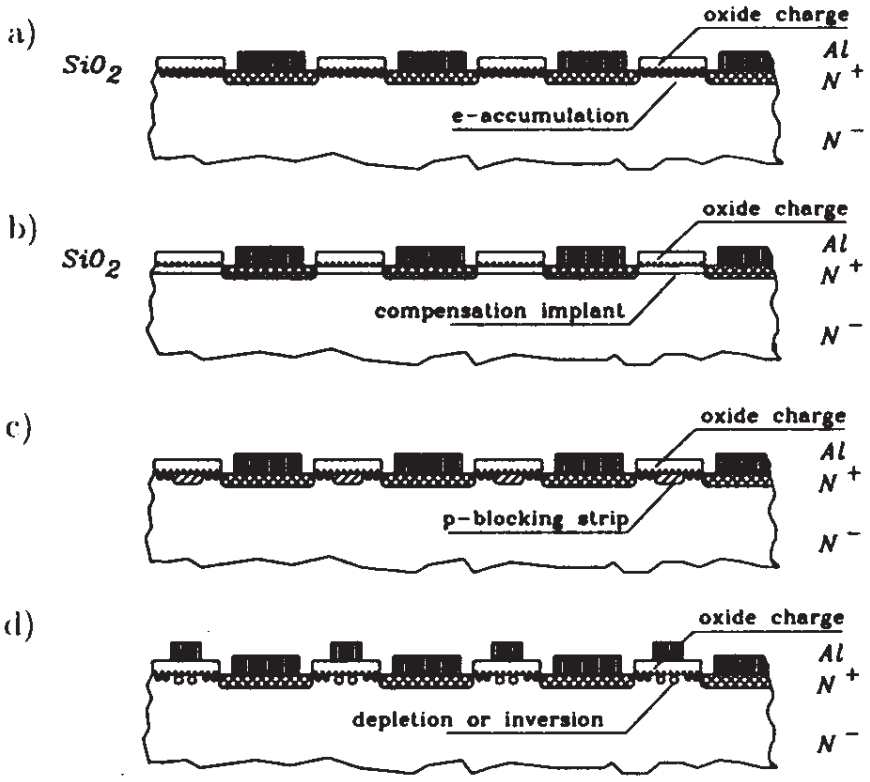
Obrázek 26: Rozdělení hodnoty η pro detektor s různým poměrem signál/šum: nahoře 16, dole 10



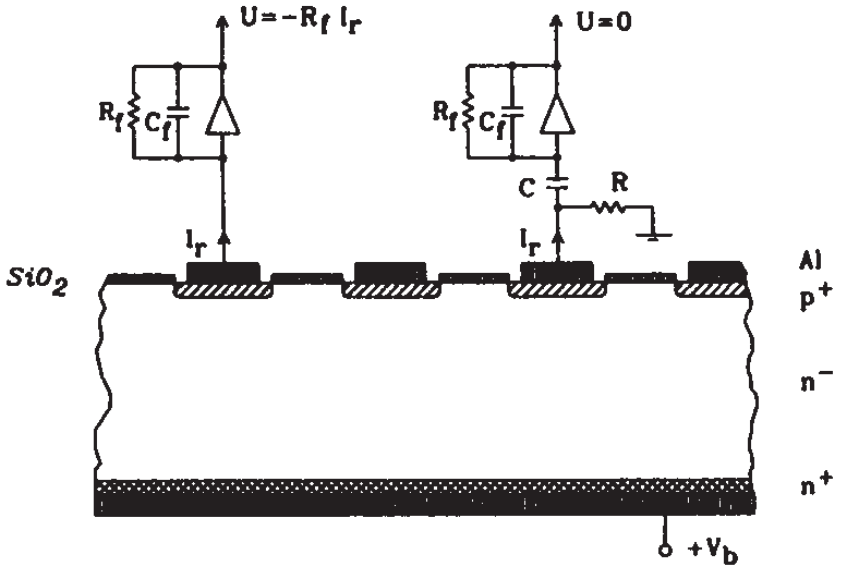
Obrázek 27: Schematické znázornění oboustranného detektoru



Obrázek 28: Určení průletu částice při větších multiplicitách v pixelovém (uprostřed) a oboustranném stripovém detektoru (vpravo). Ve druhém případě zjevně není možné jednoznačné urcčení polohy.



Obrázek 29: Problém svodu mezi N^+ stripy způsobeného naakumulovanými elektrony (a) a 3 metody řešení (b-d).



Obrázek 30: Přímé a kapacitní připojení

13.2.5 Integrované připojení vyčítací elektroniky

Vyčítací elektroniku lze připojit buď přímo (viz obr. 30 vlevo) a nebo přes kondenzátor (obr. 30 vpravo).

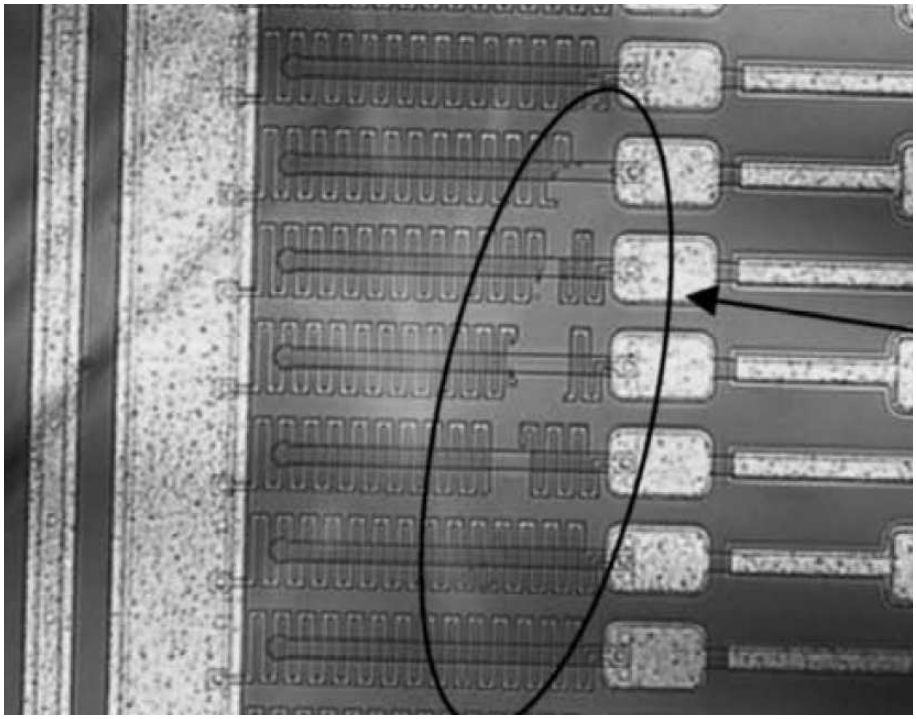
- DC: přímé připojení: zpětný proud protéká elektronikou, způsobuje posuv nulové úrovně (pedestal)
- AC: kapacitní připojení: elektronikou procházejí jen změny proudu, stejnosměrná část odchází do napájecích obvodů (v obrázku znázorněny odporem) - např. ATLAS SCT

Kondenzátory a odpory se dnes vyrábějí přímo na detektorech. Kondenzátor se snadno vyrobí při implantaci (vrstvou izolantu - oxidu - mezi pokovení a implantaci). Odpory se vyrábějí buď nanášením polysilikonu, a nebo také přímou implantací - viz obr. 31. Tato integrovaná elektronika se stripovými detektory byla poprvé použita na LEP experimentech DELPHI a ALEPH.

13.3 Driftové detektory

Vynalezeny v roce 1984 (E. Gatti a Pavel Rehák).

První funkční prototypy: Gatti, Rehák, Kemmer, Lutz - Mnichov 1985



Obrázek 31: Polysilikonový rezistor na detektoru

13.3.1 Princip

Dioda nemusí mít kontakty po celé ploše substrátu, a navíc je může mít oba po jedné straně. Pak lze vytvořit z jednoho substrátu 2x2 kontakty = 2 diody (viz obr. 32).

Při malém napětí jsou obě vyprázdněné oblasti odděleny, ale při vyšším napětí se spojí (viz obr. 32 d)) a pro elektrony se tak vytvoří údolí potenciálu uprostřed. Pokud přidáme na stranu ještě n-elektrodu, dostáváme driftový detektor.

Lepší vlastnosti lze získat rozdělením p^+-oblasti na stripy (viz obr. 33), na nichž je vytvořen potenciálový spád (vznikne tím dodatečná složka pole, která urychluje elektrony s n-elektrodě). Tvar pole závisí na geometrii jednotlivých elektrod.

Pokud dokážeme měřit driftovací čas (čas mezi trigrem a příchodem pulsu od částice), dokážeme tak určit i polohu interagující částice.

13.3.2 Lineární driftové detektory

Jednoduchý princip vysvětlený v předchozím odstavci však provázejí obtíže při jeho realizaci. Požadavek postupně se zvyšujícího napětí na stripech vede k velmi vysokým napětím na posledních stripech (až kilovolty). Aby nedocházelo k vybíjení, je třeba pečlivě ošetřovat konce jednotlivých stripů a používat ochranné struktury. Geometrie skutečného detektoru je pak poměrně složitá.

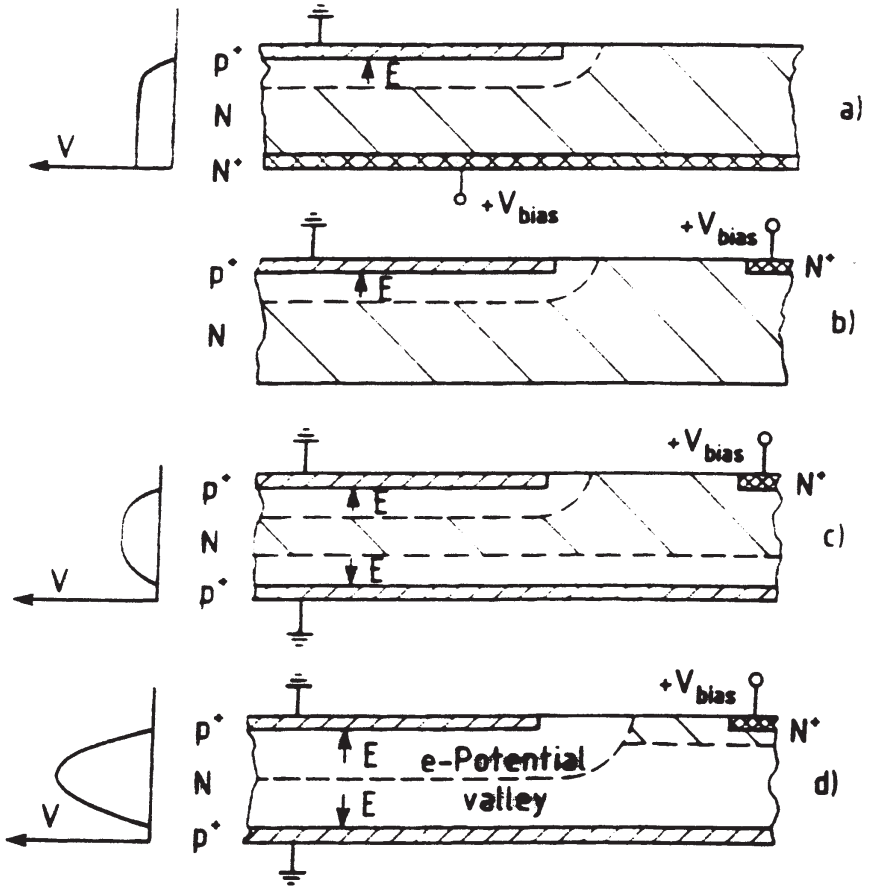
Prostorové rozlišení lineárních driftových detektorů závisí silně na použité intenzitě pole a způsobu zpracování signálů. Na obrázku 34 je vidět vliv driftového pole na rozlišení v případě laserového pulsu - a) a vysokoenergetických pionů - b). V případě laserového pulsu křivka A zobrazuje skutečně získané rozlišení (minimum 5 mikronů, ale rozlišení se rychle zhoršuje při změněném poli), zatímco křivka B ukazuje simulaci pro ideální elektroniku (minimum 4 mikronů je dosahováno stabilně v širokém rozmezí intenzit).

Obrázek 34b) ukazuje rozlišení pro reálné částice. Dosahované rozlišení asi 11 mikronů je výrazně horší, což lze vysvětlit přítomností podstatně větších šumů, teplotní nestabilitou, a konečným rozlišením teleskopů (referenčních stripových detektorů určujících polohu částice).

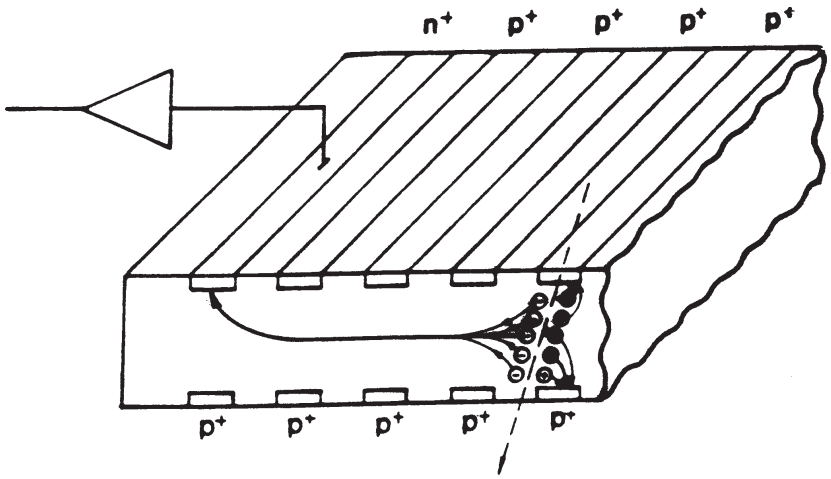
Přesto jsou dosahovaná rozlišení driftových detektorů strovnatelná s běžně používanými stripovými detektory, při použití podstatně méně elektroniky.

13.3.3 Maticové (2D) driftové detektory

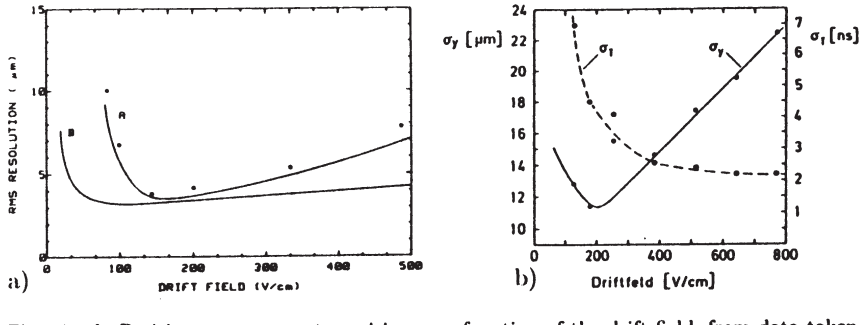
Rozdělením anody na malé plošky dosáhneme možnosti dvourozměrného měření polohy (viz obr. 35 a 36). Podobně jako v předchozích případech, i zde se používá binárního i analogového vyčítání, které má vliv na přesnost měření.



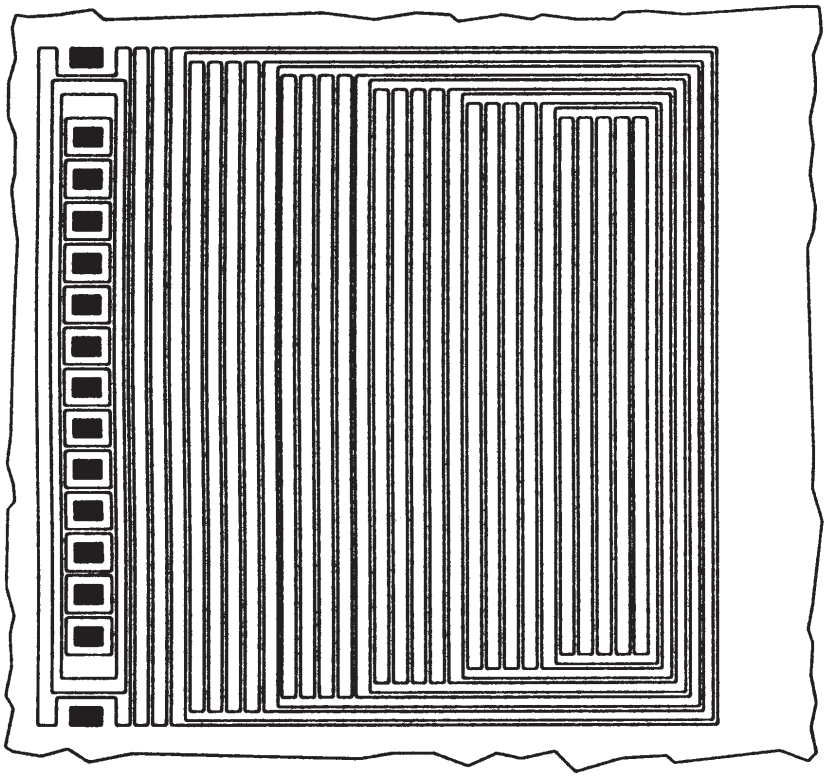
Obrázek 32: Základní struktury vedoucí k driftovému detektoru: částečně vyprázdněná dioda (a), dioda vyprázdněná ze strany (b), dvojdioda částečně vyprázdněná (c),dvojdioda zcela vyprázdněná (d)



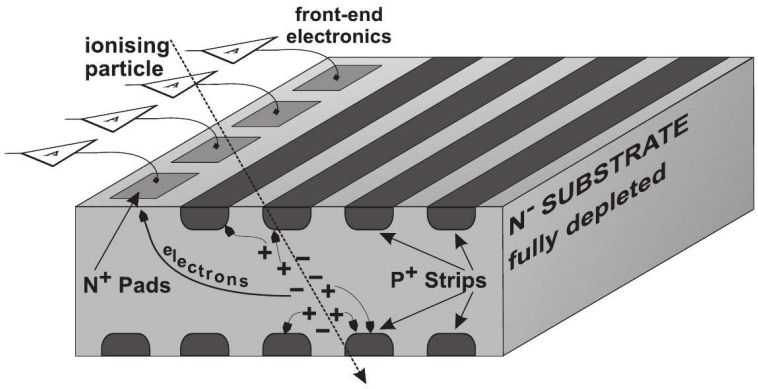
Obrázek 33: Princip funkce driftového detektoru při průletu částice



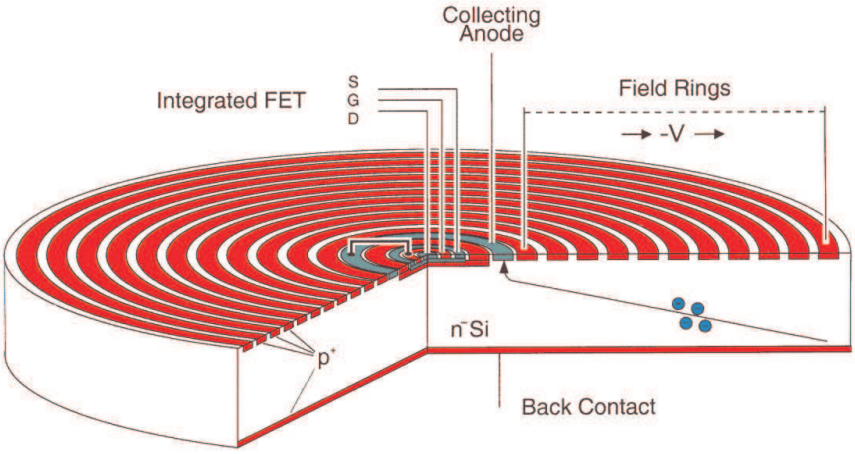
Obrázek 34: Rozlišení určení polohy driftového detektoru v závislosti na driftovém poli: laserový puls intenzity srovnatelné s MIP - minimum okolo 5 mikronů(a), svazek vysokoenergetických pionů, rozlišení prostorové (vlevo) a časové (vpravo) - minimum okolo 12 mikronů (b)



Obrázek 35: Maticový driftový detektor (anodový strip je rozdělen do plošek). Okolo tmavých plošek jsou znázorněny p-oblasti izolující jednotlivé plošky



Obrázek 36: Maticový driftový detektor



Obrázek 37: Radiální driftový detektor s bodovou anodou. V tomto případě je v detektoru zabudována i předzesilovací elektronika anodového signálu (tranzistor)

13.3.4 Radiální driftový detektor

Další z možných geometrií je radiální (viz obr. 37). Umožňuje jednodušší konstrukci, protože není třeba obtížně zakončovat jednotlivé stripy. Díky malé anodě (stovky mikronů) a její nízké kapacitě také tento detektor vykazuje velice nízký šum. Proto se používá často ve spektroskopii.

Jedno z možných uspořádání je pouze jednostranné - spodní strana pak má souvislou vrstvu implantátu. Výhodou tohoto řešení je homogenní obsah materiálu pro málo pronikavé záření.

I v této variantě je možné získat 2D informaci: rozdělením anody na segmenty lze měřit (r, φ).

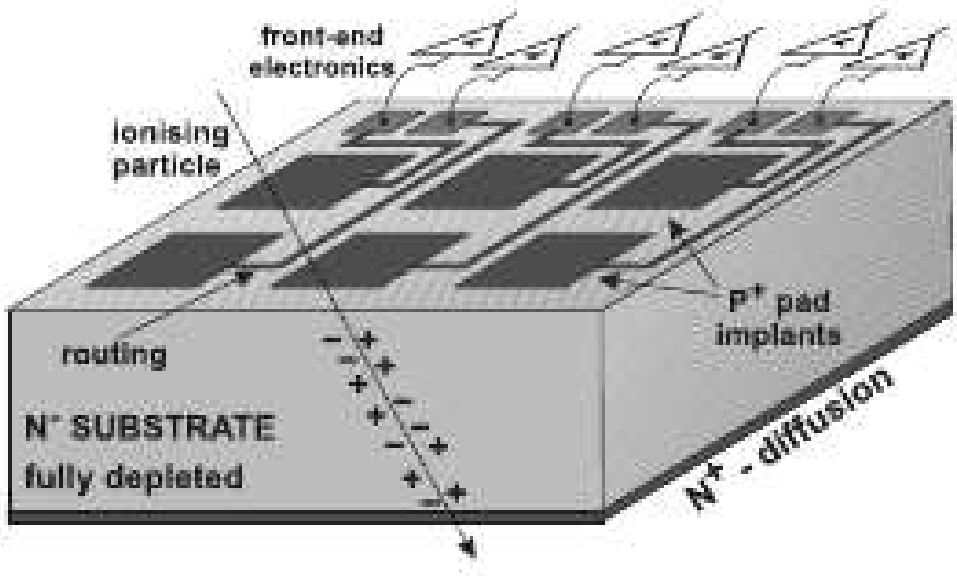
13.3.5 Rozlišení driftových detektorů

Driftové detektory jsou oproti stripovým detektorům ve výhodě svým mnohonásobně menším počtem kanálů. Jejich nevýhodou je na druhé straně menší rychlost (zpracování signálu, který přišel během driftování předchozího signálu je velmi obtížné a vede k nejednoznačnostem - viz obr. 28)).

Rozlišení driftových detektorů je dáno časovým rozlišením, tj. přesnosti určení příchodu maxima (středu, Z/C) pulsu. Tento příchod je ale zatížen nepřesnostmi pramenícími z

- variace driftového času s hloubkou driftu elektronů:

- rozšíření signálu (odpuzování elektronů, difúze): je to závislé na poloze interakce
- zpětného proudu: je to vlastnost detektoru, lze ovlivnit teplotou



Obrázek 38: Pad detektor

13.4 Pixelové detektory

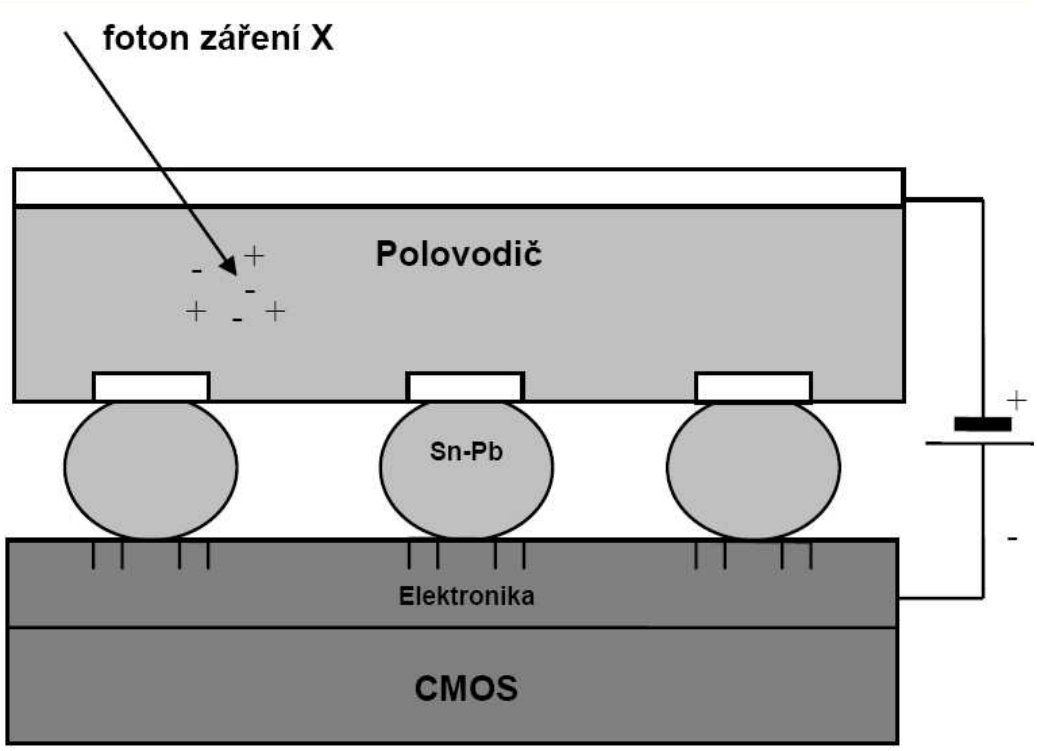
Pro získání dvourozměrné informace je možné jednu z elektrod segmentovat do matice pravoúhelníků. V případě větších rozměrů (milimetry) se používá termín *pad (plošková) detector*, v případě ještě jemnější granularity se ze zobrazovací techniky použil termín *pixel* (zkratka anglického *picture element*).

Tvar pole a sběr náboje je obdobný jako u stripových detektorů. Novým problémem je ale odvedení náboje do elektroniky. V případě pad detektorů se používá složitá struktura vodivých tras na detektoru (viz obr. 38). Takovéto detektory se dnes používají místo fotonásobičů v detekci světla (hybridní detektory fotonů).

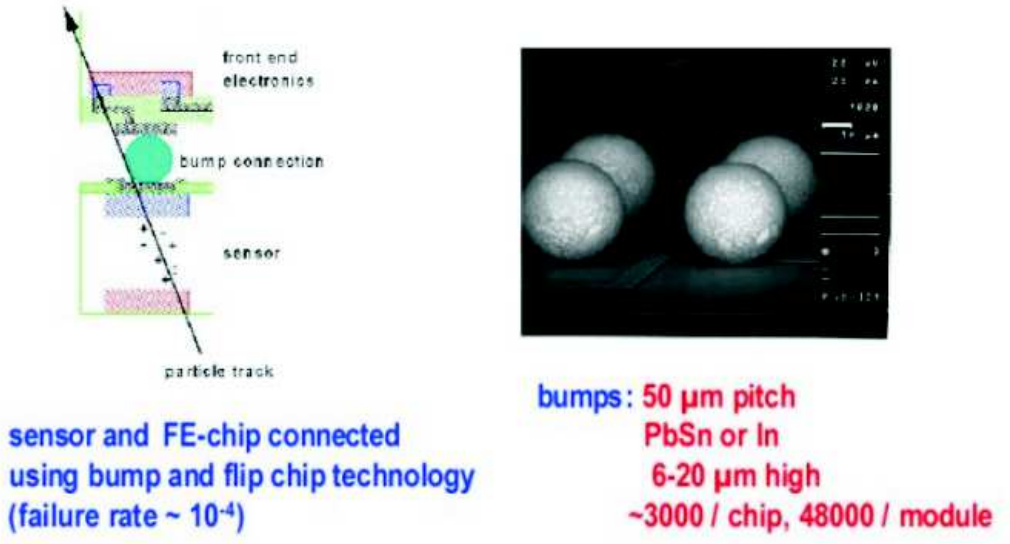
V případě pixelového detektoru už z topologických důvodů odvedení náboje z každého prvku povrchem možné není. Náboj je je nutno vyvést mimo rovinu senzoru.

13.4.1 Hybridní pixelové detektory

Proto se k senzoru připojí vodivě čip, jehož vstupní plošky zrcadlí rozložení pixelů. Techologicky se spojení řeší pomocí malých kuliček kovu (většinou indium nebo pájka), které se rozmístí na jednotlivé plošky a pak se obě destičky (detektor a čip) stlačí k sobě. Tato technologie se nazývá *flip-chip* nebo *bump-bonding* (viz obr. 39 a 40). Flip-chip, bump-bonding (viz obr. 40)



Obrázek 39: Kontaktování hybridních pixelových detektorů pomocí tzv. bump bondingu



Obrázek 40: Kontaktování hybridních pixelových detektorů pomocí tzv. bump bondingu

Tento proces není jednoduchý a neobejde se bez špatně nakontaktovaných kanálů. Velkým problémem je sladění obou křemíkových destiček. Detektory jsou relativně jednoduché, a dají se vyrobit ve velkých plochách ($\approx 10 \times 10$ cm^2). Zpracovací elektronika je na druhé straně velmi komplikovaná a při tak velkých plochách by docházelo k přítomnosti mnoha nefunkčních kanálů. Proto se detektor pokryje několika čipy. Parametry pixelových detektorů některých experimentů jsou uvedeny v tabulce na obrázku 41.

13.4.2 Monolitické systémy

Detektory i elektronika jsou vyrobeny z křemíku. Jak už bylo několikrát uvedeno, tato skutečnost se využívá k integraci jejich funkcí. Není to ale tak jednoduché, jak by se mohlo zdát: detektory potřebují velkou vyprázdněnou oblast, a musejí být tedy vyrobeny z vysoce čistého (málo vodivého - high resistivity) křemíku. Elektronika naopak potřebuje vodivý (low resisivity) křemík. Proto se setkáme s detektory, kde je elektronika přizpůsobena detektoru (DEPFET, MPS),a nebo naopak (MAPS).

DEPFET Vyprázdněný detektor v kombinaci s tranzistorem řízeným polem (FET).

Experiment	Surface area [m^2]	Number of channels	Pixel size [μm^2]	Spatial resolution $(r\phi)$ [μm]	Occupancy at nom. luminosity [#hit/BX]	Maximum neutron fluence [cm^{-2}/10yrs]	Maximum ionising dose [Mrad/10yrs]
DELPHI*	0.15	1.2×10^6	330×330	80÷100	-	-	>0.01
ATLAS†	2.29	140×10^6	50×400	~12	10^{-4} /pixel	10^{15}	20
CMS‡	1.18	80×10^6	150×150	<15	3.3×10^{-4}	10^{14}	35
ALICE§	0.23	14.4×10^6	50×425	~12	10^{-2}	10^{12}	0.12

Obrázek 41: Parametry pixelových detektorů některých experimentů

Monolitické pixely Zesilovač u pixelu

MAPS: Monolitické aktivní pixely Nízkoodporový substrát, není úplné vyprázdnění (jen 10 mikronů)

13.5 CCD kamery jako detektory

CCD kamery jsou dlouhodobě používány v elektronice jako zařízení pro přenos a uschovánání náboje, ale zejména jako zobrazovací prvky pro optická zařízení (videokamery).

V 80. letech se poprvé začaly používat i jako detektory částic. Největší dosavadní aplikací v této oblasti je jejich použití ve vnitřním detektoru na collideru SLD. Novinkou je další typ: p-n CCD kamera, která je pro detekci částic daleko vhodnější.

13.5.1 Klasické CCD kamery

Viz obrázek 42. 3-fázový periodicky se měnící potenciál. Tím se posouvají potenciálové jamky ve směru k elektronice a přesunují nahromaděný náboj.

V praxi to nemůže fungovat takto jednoduše, protože:

- izolační vrstva MOS deformuje pole: překrývající se diody
- signál by uniknul napříč: blokující p-stop proužky

Funkce:

- detektor (zdroj náboje je uvnitř)
- posuvný registr,paměť: transport a uschování externího náboje

13.5.2 Lineární a maticové CCD

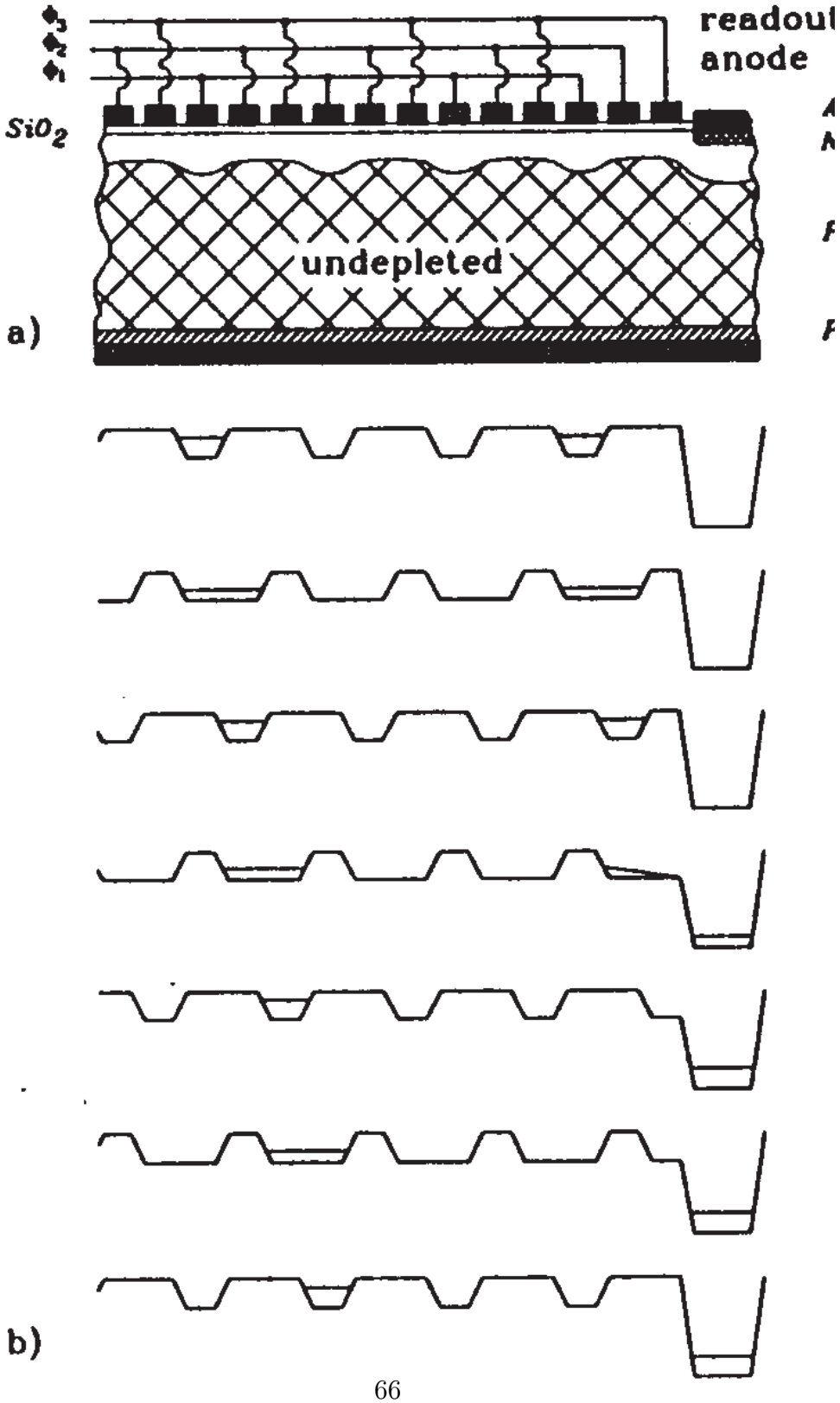
Možnost vytvořit 2D pole, postupné vyčítání (viz obr.43)

13.5.3 Sběr náboje, transport

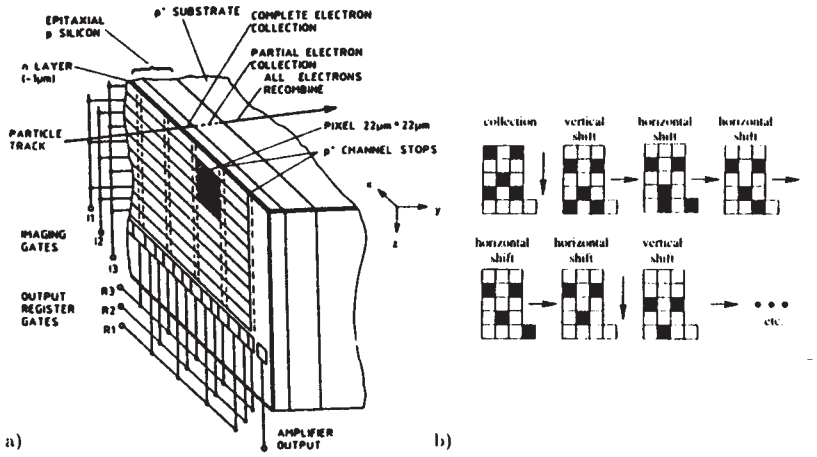
Vrstva vyprázdnění: 1-3 mikrony, max. 10 mikronů

Sběr náboje:

- náboj z vyprázdněné (citlivé vrstvy): okamžitě
- náboj z nevyprázdněného substrátu: pomalu, vznikají dlouhé chvosty pulsů



Obrázek 42: Princip funkce klasické CCD kamery



Obrázek 43: Princip maticové CCD kamery

13.5.4 Účinnost přesunu

Velmi důležité: provádí se mnohokrát.

Faktory:

- odpuzování
- difůze
- drift

Velmi ovlivněno defekty krystalu (trapping)

Největší defekty na povrchu, proto je snaha přesouvat náboj v hloubce: *CCD se zapuštěnými kanály* (burried channel CCD). n-vrstva se přidá na povrch, problém: stíní pole.

13.5.5 Vyčítání

Izolované obláčky náboje: nesbírají šum z elektrod, malý generovaný šum.

Malá vyčítací elektroda, malá kapacita (0,01-0,1 pF), malý šum.

Kapacita kabelů je pF , proto je nejlepší integrovat elektroniku přímo na detektor.

Elektronika je jednoduchá: nábojový sledovač + reset switch (2 transistory)

13.5.6 Modifikace

CCD se zapuštěnými kanály se vyrábí s proměnnou strukturou dopování, vytváří předpoklad pro přesun náboje jedním směrem (viz obr.).

13.6 Plně vyprázdněné p-n CCD kamery

Odlišný princip: obdoba driftového detektoru (viz obr. 6.34)).

Místo potenciálového spádu na stripech periodický potenciál

13.6.1 Výhody

- vyšší citlivost: plné vyprázdnění, velký citlivý objem. MIP: 10x větší signál
- rovnoměrná odezva na ozáření zezadu (lze provést jako jednolitou velkoplošnou elektrodu)
- vysoká rychlost R/O (náboj je v hloubce)
- možnost velkých struktur při nižším poli
- radiační odolnost (MOS struktura nevýrazná)

Příklad: Odhadněte účinnost detekce 10 keV RTG záření pro 300 mikronovou p-n CCD a pro ca 30 mikronovou klasickou CCD.

Aplikace: kosmické experimenty (6x6 cm^2), R/O doba 2 ms

13.7 Charakteristiky

- E-rozsah: Emin: mrtvá vrstva, Emax: vyšší než klasické
- účinnost (QE)
- dynamický rozsah (S/N, Emin)
- energetické rozlišení: fluktuace předané energie, šum, atd.
- rychlost: nesmí se ozařovat při přesunu

13.8 Další typy

13.8.1 Lavinové fotodiody (APD)

Při vysokém elektrickém poli dochází ke vzniku sekundárních e-h párů. Na tomto principu pracují APD (Avalanche Photodiodes).

3 režimy:

- malé pole: jen primární e-h páry
- vyšší pole: elektrony se urychlí natolik, aby vytvořily sekundární e-h pár (proporcionální režim)
- ještě vyšší pole: i díry se urychlí tak, že produkují sekundární páry

Použití: fotonika, detekce.
Materiál: nejčastěji GaAs.

14 Radiační odolnost

Co se stane při průchodu záření materiálem? Ionizace (nedestruktivní změna),
Neionizující ztráty: destruktivní proces. NIEL - Non-Ionizing Energy Loss:

- dislokace mřížkových atomů (intersticiály, vakance)
- jaderné interakce (neutronový záchyt, reakce)
- druhotné procesy od dislokovaných atomů

Defekty nejsou stabilní, dislokované atomy se spontánně přemísťují, rekombinují.

14.1 Dislokace: Mechanismus vzniku

Srážka dislokuje primární incidentní atom (Primary Knock-on Atom - PKA). Vznikají 2 druhy poruch: jednoduché poruchy a shluky (clustery).

Minimální předaná energie potřebná k dislokaci závisí na typu záření a energii - viz tabulka na obr. 44. Při ozařování gama zářiči dochází převážně ke Comptonově jevu, a tedy maximální energie odraženého elektronu je asi 1 MeV. Jak plyne z tabulky, tato energie elektronu nestačí k vytvoření defektního shluku.

Míra poškození se vyjadřuje pomocí účinného průřezu dislokace D v Mev mb, zatímco NIEL se udává v keVcm^2/g. Pro křemík platí převod

$$100 \text{ MeV mb} = 2,144 \text{ keV cm}^2/\text{g}$$

Table 11.1. Characteristics of interaction of radiation with silicon and of primary knock-on atoms. The radiation energy is 1 MeV. T_{max} is the maximum kinematically possible recoil energy, T_{av} the mean recoil energy and E_{min} the minimum radiation energy needed for the creation of a point defect and for a defect cluster

Radiation	Electrons	Protons	Neutrons	Si^+
Interaction	Coulomb scattering	Coulomb and nuclear scattering	Elastic nuclear scattering	Coulomb scattering
T_{max} [eV]	155	133700	133900	1000000
T_{av} [eV]	46	210	50000	265
E_{min} [eV]				
point defect	260000	190	190	25
defect cluster	4600000	15000	15000	2000

Obrázek 44: Interakce jednotlivých druhů záření s křemíkem: minimální předané energie pro částice o energii 1 MeV.(převzato z [1])

Pro srovnání jednotlivých druhů záření se používá přepočet NIEL, jako jednotkové ztráty jsou stanoveny ztráty pro pro 1 MeV neutrony (D = 95 MeV mb. Pro tzv. neutronově-ekvivalentní fluenci pak platí

$$\Phi_{eq} = \kappa \Phi_r \tag{59}$$

kde Φ_r je reálná fluence. Hodnoty faktoru odolnosti κ (hardness) pro různé energie a typ záření ukazuje obrázek 45.

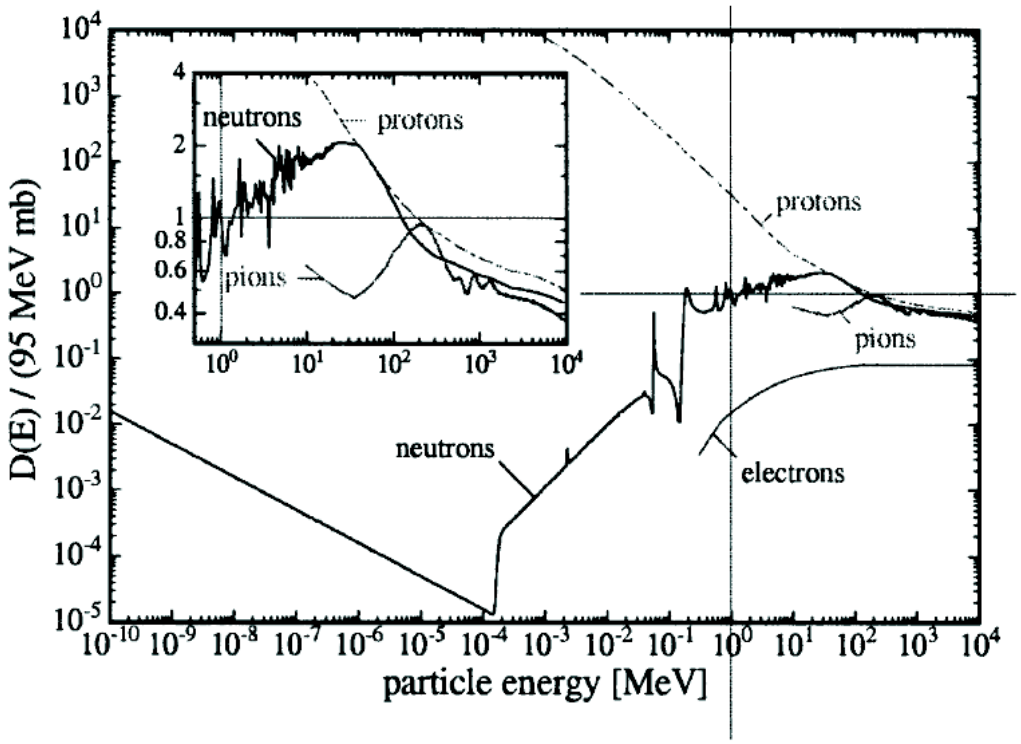
Pomocí těchto hodnot lze přepočítat i celé spektrum záření na tzv. NIEL-folded spektrum.

14.1.1 Stabilní defekty

- E-centrum (fosfor)
- A-centrum (kyslík)

14.1.2 Elektrické vlastnosti defektů

- centra rekombinace a generace
- centra záchytu (trapping)
- změněná hustota náboje (potřeba vyššího napětí vyprázdnění)



Obrázek 45: Energetická závislost neionizujících energetických ztrát (NIEL) v křemíku pro různé typy záření (převzato z [10])

14.1.3 Vliv na detekční vlastnosti

- zvýšení zpětného proudu
- změna hustoty náboje - deformace sběru náboje
- záchyt (trapping)

Napětí na detektoru Vakance a intersticiály změní poměr koncentrace donorů a akceptorů (viz obr. 46). Důvodem je, že vzniknou defekty typu vakance-fosfor, které vážou fosfor, který do té doby fungovaljako donor. Podobně se vážou bórové atomy - akceptory. Dochází k úbytku příměsí - je známo, že při fluenci asi 10^{12}cm^2 se polovodič změní na vlastní (intrinsic). Pak dojde k **inverzi typu**: přechod se přestěhuje na opačnou stranu detektoru. Kde se berou nové příměsi? Ve skutečnosti nejde o úplné zmizení příměsí, ale o vyrovnání počtu - my nedokážeme určit jejich absolutní koncentraci, jen rozdíl $N_A - N_D$. Se změněnou koncentrací dopantů se musí změnit i napětí vyprázdnění (viz rovnice (37)). To je spolu s koncentrací dopantů znázorněno na obr. 46.

Zpětný proud Objemový proud je téměř lineární funkcí fluence, pro jakoukoliv koncentraci příměsí - viz obr.47. Tuto změnu lze parametrizovat pomocí koeficientu $\alpha = 8 \times 10^{-17}\text{Acm}^{-1}$

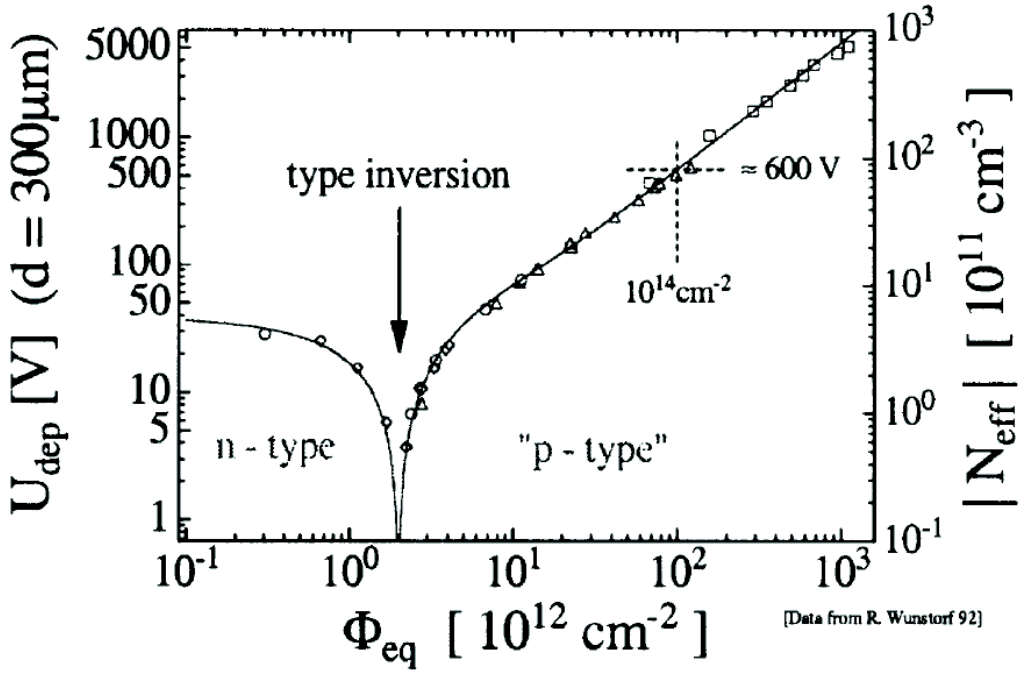
$$\frac{\Delta I}{V} = \alpha \Phi_{eq} \tag{60}$$

Tento efekt se využívá k měření fluence. Zvýšený proud ssebou nese velký šum, problém pro chlazení, ap.

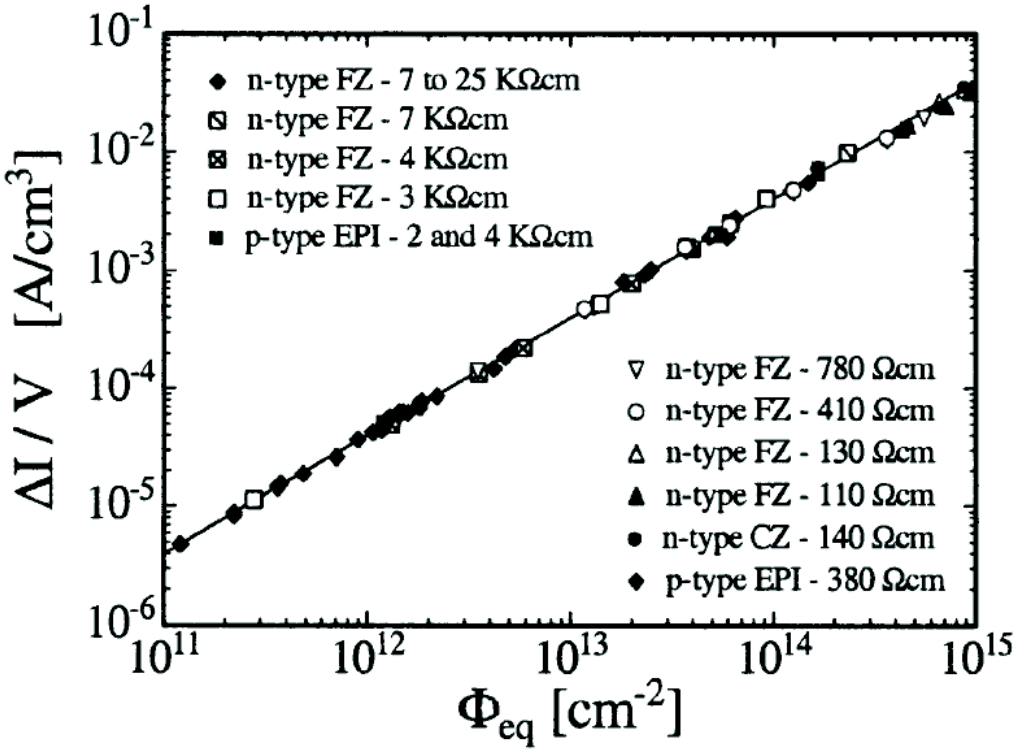
Záchyt náboje Úbytek sebraného náboje

- trvalý
- dočasný (záchyt a uvolnění později), elektronika nestihne zpracovat

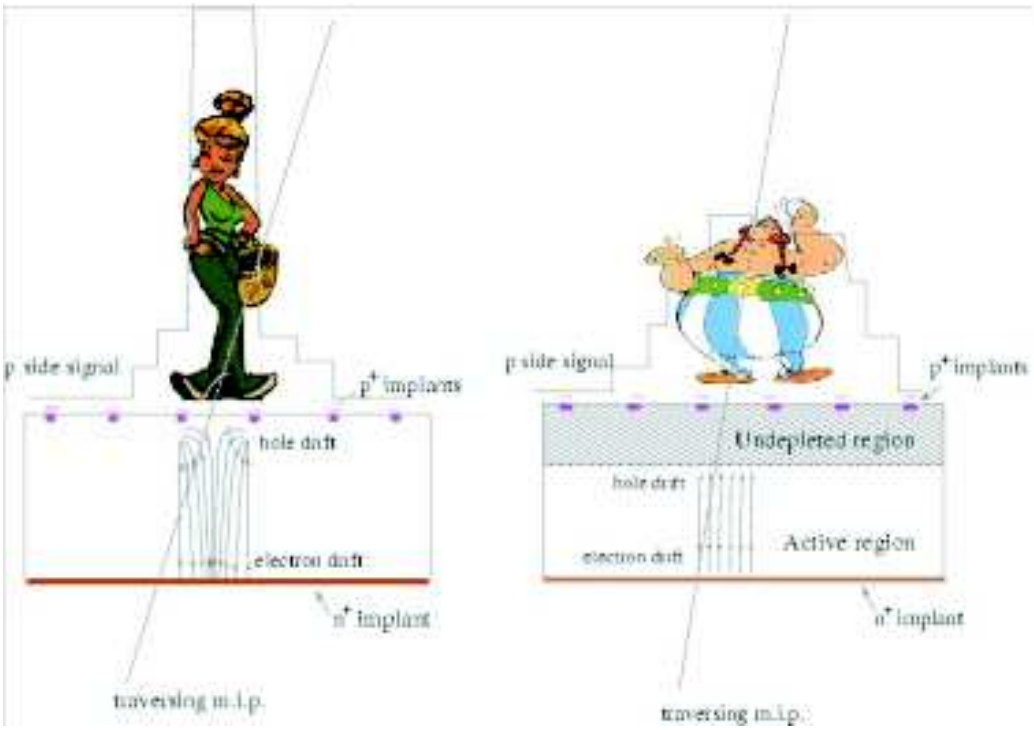
Zvýšení odporu nevyprázdněného substrátu Nelze pracovat pod napětím vyprázdnění, zhoršuje se výrazně prostorové rozlišení (viz obr. 48).



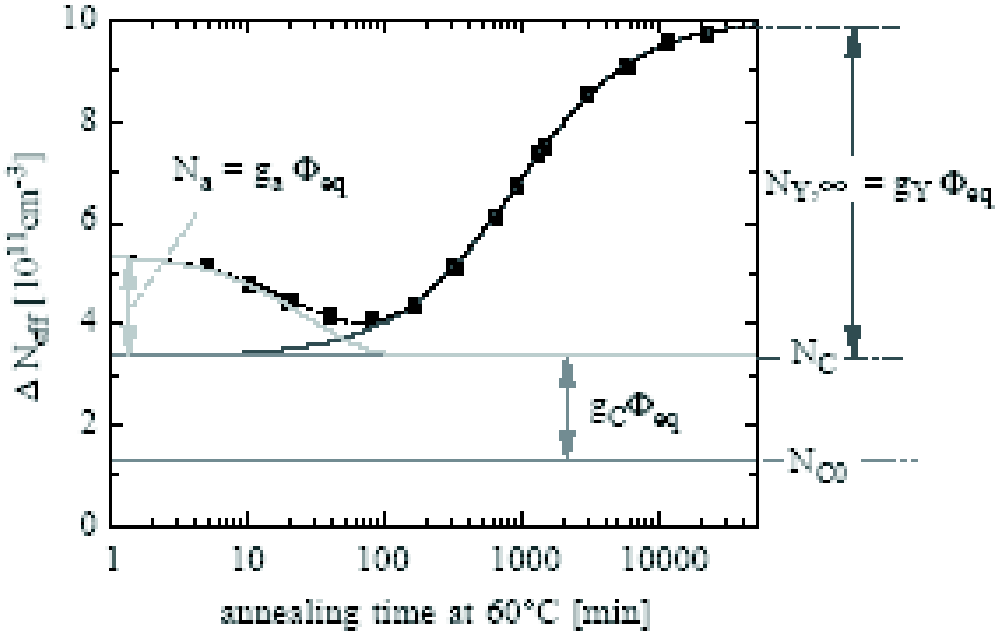
Obrázek 46: Napětí vyprázdnění a koncentrace nositelů náboje při ozáření (převzato z [10])



Obrázek 47: Zvýšení objemového proudu v závislosti na fluenci (převzato z [10])



Obrázek 48: Velikost clusteru neozářeného a ozářeného detektoru



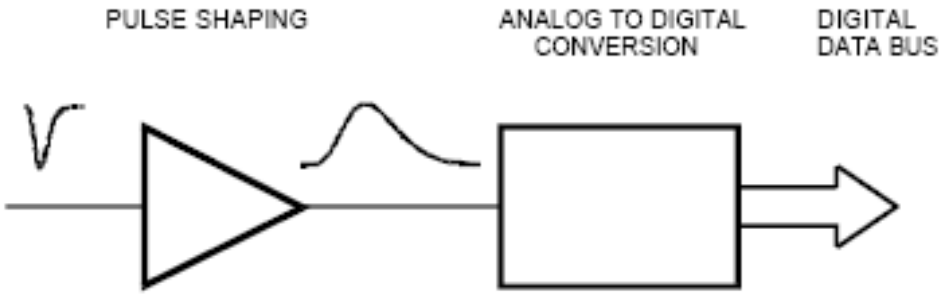
Obrázek 49: Průběh poškození křemíku při annealingu, převzato z [10]

14.1.4 Annealing

Poškození s časem klesá, při vyšší teplotě výrazněji. Lze to vysvětlit tím, že se defekty pohybují a mizí. Typický průběh je na obrázku 49. Z něj jsou patrné 3 faktory:

- užitečný annealing (prvních 80 minut)
- stabilní poškození
- obrácený (reverse) annealing - při dalším období zvýšené teploty poškození opět roste.

Ideální annealing se proto označuje 80/60 (80 minut při 60 stupních). Po tomto annealingu výrazně klesá poškození. Koeficient α ve vztahu 60 se tak sníží až na polovinu.



Obrázek 50: Zpracování signálu z detektoru

15 Zpracování signálu

15.1 Trasa zpracování signálu

Výstupním signálem z detektoru je krátký nábojový puls o velmi malých amplitudách ($10^{-17} - 10^{-15}$ C). Před jeho zpracováním je třeba ho upravit. Většinou puls prochází sérií elektronických obvodů (viz obr. 50). V následujícím textu je vysvětlíme.

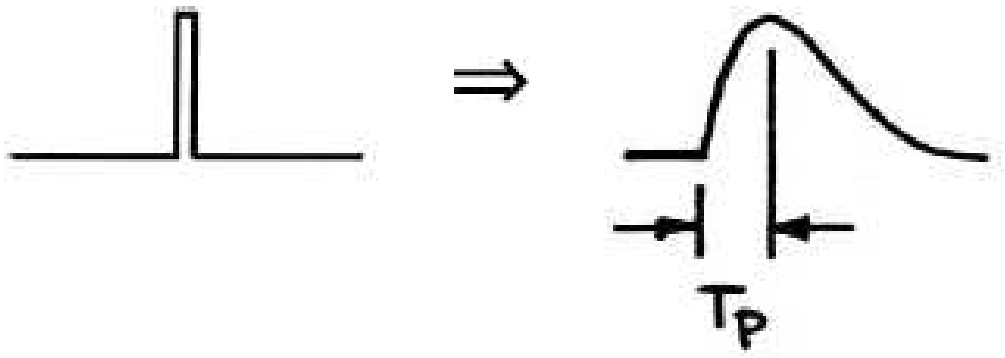
Předzesilovač Předzesilovač se instaluje co nejblíže detektoru. Šum je totiž úměrný vstupní kapacitě, která roste s délkou použitých kabelů. Jako předzesilovač se používají tranzistory různých typů (bipolární, FET, ap.). Parametry obvodu se volí tak, aby výstupní signál odpovídal celkovému náboji na vstupu (nábojově-citlivý předzesilovač).

Tvarovač Tvarovací obvod převede rychlý strmý puls na puls delší (viz obr. 51). Hlavní důvody jeho použití jsou:

- delší průběh signálu umožní vyhladit fluktuace způsobené šumem
- zaoblení pulzu v okolí maxima usnadní měření amplitudy

Prodloužení pulzu sice sníží šum, ale v případě velké četnosti přináší riziko naložení více pulzů na sebe (pile-up) a zkreslení měřené amplitudy (viz obr. 52).

Jako tvarovač se nejčastěji používají série RC obvodů s různou integrační a derivační dobou (viz obr. 53). Podle toho, jaká operace převažuje, funguje obvod jako filtr propouštějící nízké frekvence (low-pass filter) a nebo vysoké



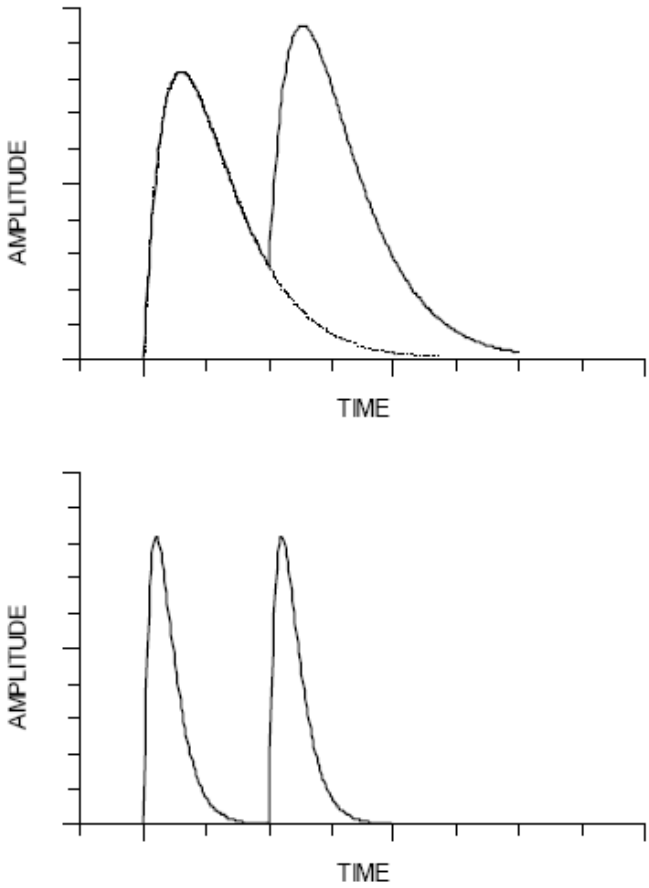
Obrázek 51: Tvarování pulsu (T_p je tvarovací čas)

frekvence (high-pass filter). Podle počtu použitých stupňů se tvarovač obvykle označuje $CR^M - RC^N$, kde M a N jsou počty nízkofrekvenčních a vysokofrekvenčních stupňů.

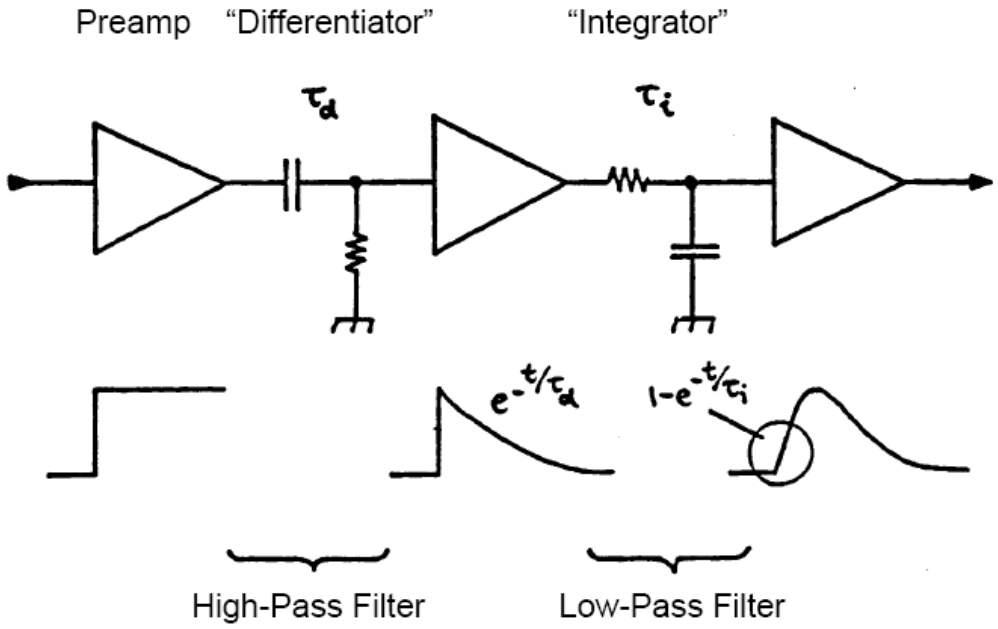
Spektroskopický zesilovač V případě potřeby přesného měření amplitudy (spektroskopie) je tvarovač obvykle kombinován s dalším zesílením. Spektroskopický zesilovač může obsahovat ještě další obvody (potlačení naložení, volbu bipolárního nebo umipolárního výstupu, ap.)

Digitalizace Nejjednodušší digitalizací je v případě „počítače částic" diskriminátor a čítač. V případě analogového zpracování je ale třeba amplitudu (napětí, proud nebo náboj) převést na číslo s velkým rozlišením. K tomu se používají převodníky amplituda–číslo (ADC). Schéma převodníku je na obrázku 54. Jinou metodou je tzv. Wilkinsonova metoda časové řady, kdy vstupní signál nabije kondenzátor, a obvod měří počet pulzů oscilátoru do doby vybití. Koba konverze v tomto případě je úměrná amplitudě.

Kromě převodníku napětí-číslo se často používají převodníky náboj-číslo (někdy označované QDC), které integrují původní signál z detektoru. Tento princip lze použít jen v případě dostatečné amplitudy signálu, takže jej najdeme spíše u scintilačních detektorů, kde je signál už zesílen fotonásobičem.



Obrázek 52: Naložení pulzů při velké četnosti



Obrázek 53: Tvarovací obvod s filtry pro nízké a vysoké frekvence

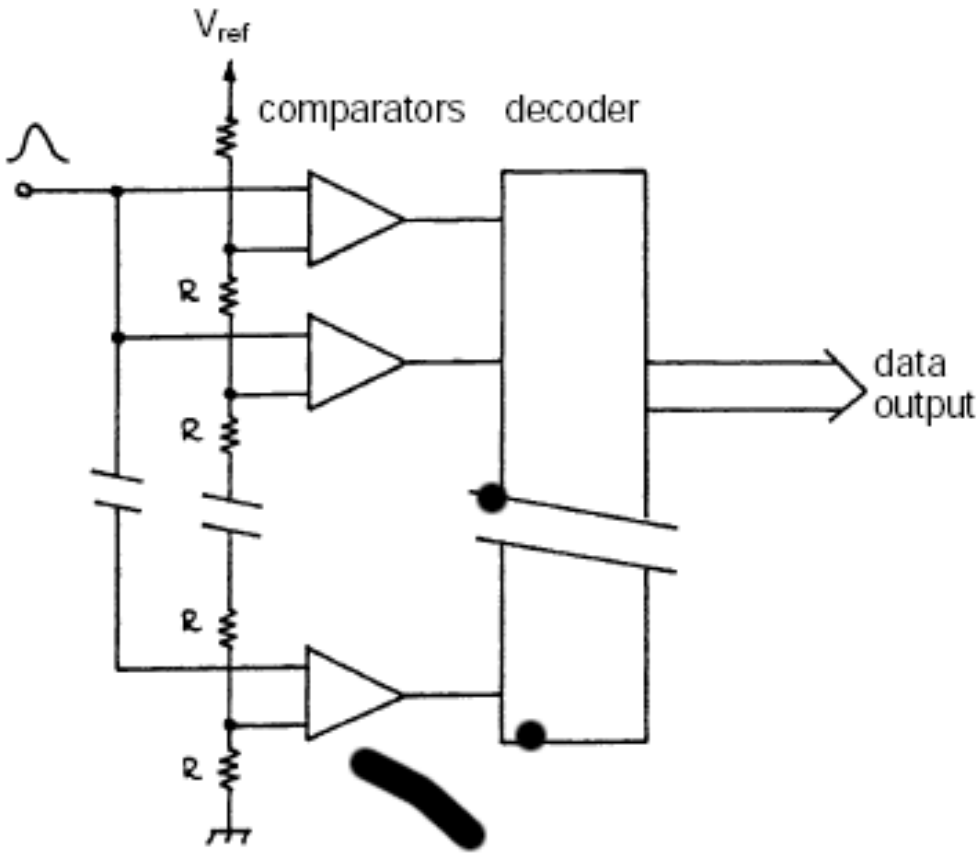
15.2 Šum systému

Každý systém nevyhnutně generuje šum. Hlavním zdrojem šumu jsou fluktuace počtu a rychlosti nositelů náboje v použitých komponentách. V nejjednodušším zapojení detektoru můžeme rozlišit 3 složky šumu:

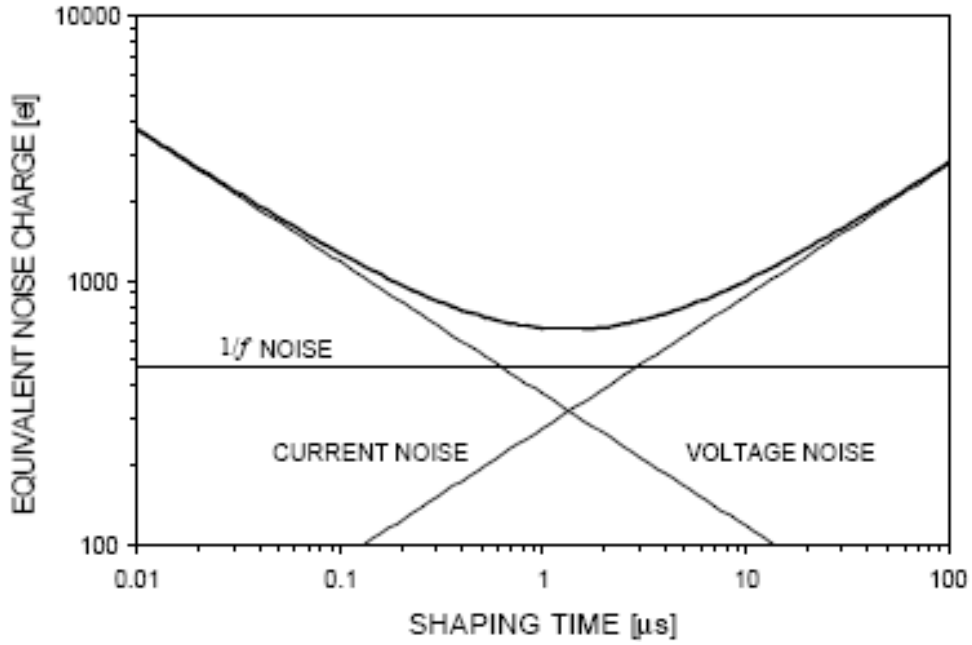
- tepelný šum (lze jej snížit ochlazením), má tzv. bílé spektrum
- *shot noise* objemový šum, tvořený fluktuacemi závěrného proudu detektorem I_d, je úměrný tomuto proudu, má bílé spektrum
- $1/f$ šum na odporech a dalších součástkách, spektrální hustota je nepřímo úměrná frekvenci.

Detailní analýza šumu se provádí tak, že se detektor reprezentuje náhradním zapojením (kondenzátor a odpory), a k němu se přidá schéma použité elektroniky. Zde se generují další složky, které se chovají buď jako proudové (paralelní) nebo jako napěťové (sériové) zdroje.

Pro experimentátory je důležité znát takovou reprezentaci šumu, která přímo vstupuje do měřené veličiny. Většinou se měří náboj, a tak se amplituda



Obrázek 54: Princip funkce AD převodníku



Obrázek 55: Ukázka závislosti šumu na době tvarování

šumu převádí na tzv. *ekvivalentní šumový náboj* - equivalent noise charge ENC, nebo Q_n.

Jak už bylo uvedeno, šum souvisí s dobou tvarování τ. Možná parametrizace šumu za typickým zesilovačem a tvarovačem je

$$Q_n^2 = aI_d\tau + b\frac{\tau}{R_b} + c\frac{C^2}{\tau} \tag{61}$$

kde τ je doba tvarování, I_d je proud detektorem, τ R_b je odpor zdroje vysokého napětí, C je kapacita na vstupu předzesilovače (ve většině případů je rovna kapacitě detektoru) a a, b, c jsou parametry obvodu.

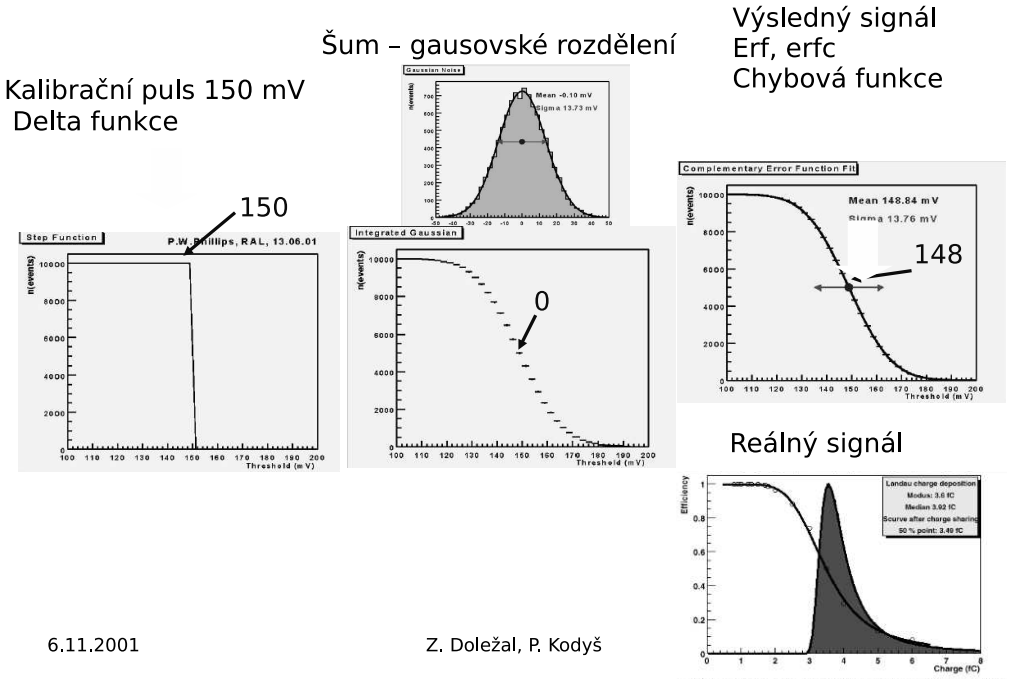
Vzhledem k tomu, že tato formule obsahuje členy přímo i nepřímo úměrné době tvarování, bude výsledný šum vykazovat minimum (viz obr. 55)

Jak závisí šum na napětí detektoru? Kapacita i proud detektorem souvisejí s tloušťkou vyprázdněné vrstvy a tudíž i napětím (viz 39 a 38), a to přibližně jako

$$I_d \approx \sqrt{V} \tag{62}$$

$$C \approx 1/\sqrt{V} \tag{63}$$

Výsledná závislost tedy záleží na velikostech parametrů a, b, c. Obecně platí, že šum s napětím klesá, a navíc s napětím (a s tloušťkou vyprázdněné



Obrázek 56: Signál a šum v binárním systému

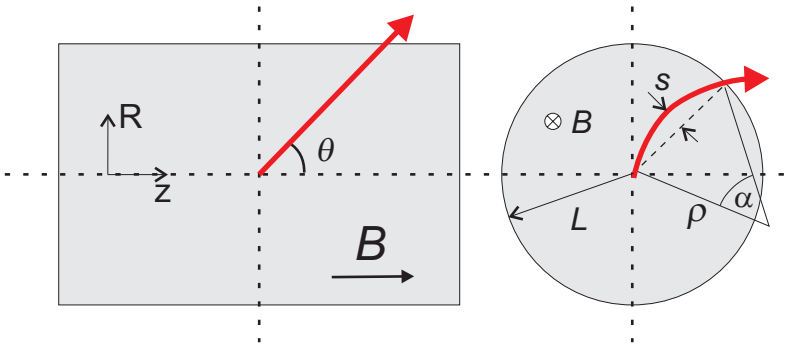
vrstvy) roste velikost sebraného náboje, tj. signál. Poměr S/N ted s napětím roste až do napětí úplného vyprázdnění.

15.3 Signál a šum binárního systému

Výstupem binárního systému je jednobitová logická informace ANO/NE, která sděluje, zda signál překročil nastavený práh. Amplitudu jednotlivého signálu nelze zjistit. Rozdělení amplitud signálů (spektrum) lze zjistit tzv. prahovým skenem, kdy se měří integrální spektrum při měnícím se prahu a výsledek se diferencuje.

Jak lze zjistit šum systému? Nejlépe to lze udělat tak, že do systému injektujeme kalibrační puls s konstantní amplitudou. Integrál (prahový sken) takového signálu (δ-funkce) bude skoková funkce. Bude-li kalibrační signál gausovsky rozšířen šumem, naměříme tzv. chybovou funkci (normální a nebo doplňkovou - erf nebo erfc) - viz obr. 56.

Fitováním naměřených dat touto funkcí získáme medián μ, odpovídající



Obrázek 57: Geometrie

střednímu signálu, a disperzi σ, která je hledanou hodnotou šumu.

16 Měření impulsu pomocí dráhového detektoru

Jednou z hlavních úloh dráhového detektoru je měření impulsů nabitých částic pomocí jejich ohybu magnetickým polem. Jaká je přesnost měření impulsu při známém prostorovém rozlišení?

Poloměr ohybu ρ částice s nábojem q v homogenním magnetickém poli B je úměrný příčnému impulsu p_T

$$p_T = qB\rho. \tag{64}$$

Jde-li o částici s nábojem 1 e, je tato rovnice v praktických jednotkách (GeV/c, T, m):

$$p_T = 0.3B\rho. \tag{65}$$

Použitá geometrie je na obrázku 57.

Poloměr ohybu ρ se určuje z průhybu (sagitta) s

$$s = \rho\,(1 - \cos\alpha/2) \approx \rho\,\frac{\alpha^2}{8} \tag{66}$$

Z těchto vztahů pomocí substituce $L/2\rho = \sin\alpha/2$ a aproximace pro malé úhly dostáváme:

$$s = \frac{0.3L^2B}{8p_T}. \tag{67}$$

Z rovnice 67 plyne, že relativní rozlišení impulsu je rovno relativnímu rozlišení sagity.

$$\left.\frac{\sigma(p_T)}{p_T}\right|_{SR} = \frac{\sigma(s)}{s}\,. \tag{68}$$

a relativní rozlišení sagity závisí pouze na přesnosti měření polohu jednotlivých bodů.

Budeme-li mít 3 ekvidistantní body, je sagita určena vztahem:

$$s = x_2 - \frac{x_1 + x_3}{2} \tag{69}$$

kde x_1 (resp. x_2 a x_3) vyjadřují příčné souřadnice jednotlivých bodů (kolmé k magnetickému poli a směru pohybu)

Je-li prostorové rozlišení $\sigma(x)$ všech 3 bodů stejné, rozlišení příčného impulsu závislé na prostorovém rozlišení je [8]:

$$\left.\frac{\sigma(p_T)}{p_T}\right|_{SR} = \frac{8\sqrt{3/2}\,p_T}{0.3BL^2}\,\sigma(x) \tag{70}$$

V případě N ekvidistantních bodů o stejné přesnosti je rozlišení impulsu

$$\left.\frac{\sigma(p_T)}{p_T}\right|_{SR} = \frac{p_T}{0.3BL^2}\sqrt{\frac{720(N-1)^3}{N(N-2)(N+1))(N+2)}}\;\sigma(x). \tag{71}$$

Odvození tohoto vztahu a analýza případu pro neekvidistantní body nebo body naměřené s různou přesností je v [7]. V tomto článku je také ukázáno, že rozlišení lze vylepšit asi o 40 % jsou-li body rozmístěny optimálně.

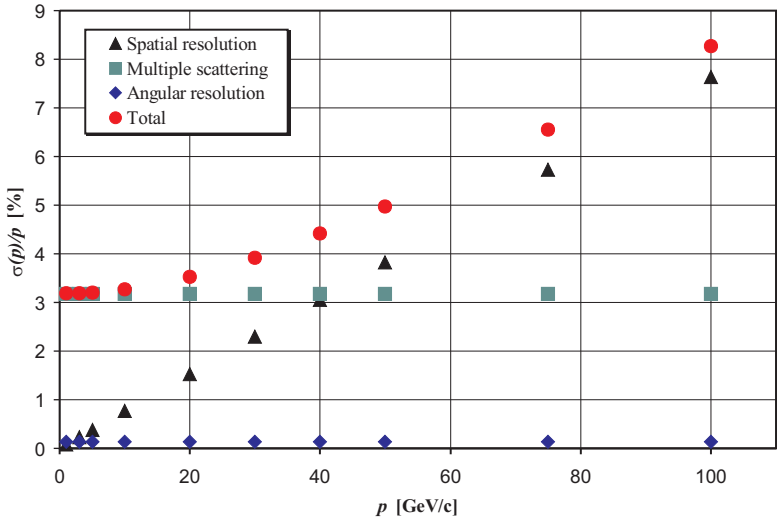
Prostorový příspěvek k rozlišení impulsu je úměrný impulsu.

Dalším zdrojem nepřesnosti je mnohonásobný rozptyl. Relativní chyba p_T pocházející od tohoto zdroje je [8]

$$\left.\frac{\sigma(p_T)}{p_T}\right|_{MS} = 0.05\,\frac{\sqrt{X}}{BL} \tag{72}$$

kde X je množství materiálu kterým částice prošla v jednotkách radiační délky Tento příspěvek je na impulsu nezávislý. Celkový impuls částice p je spojen s příčným impulsem vztahem

$$p = \frac{p_T}{\sin\theta}\,. \tag{73}$$



Obrázek 58: Relativní rozlišení impulsu a jednotlivé příspěvky pro polární úhel $\theta = 45°$ - převzato z [9]

Do chyby p tedy vstupuje i chyba určení úhlu θ. Ta závisí na počtu měřených bodů N a na přesnosti měření ve směru z označené σ_z [8]:

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma_z}{L}\sqrt{\frac{12(N-1)}{N(N+1)}}\,. \tag{74}$$

Většina dráhových detektorů měří nezávisle souřadnice $R\phi$ a z. V tomto případě jsou rozlišení p_T a θ nezávislá a výsledné rozlišení impulsu je kvadratickým součtem jednotlivých příspěvků:

$$\left(\frac{\sigma(p)}{p}\right)^2 = \left(\frac{\sigma(p_T)}{p_T}\bigg|_{SR}\right)^2 + \left(\frac{\sigma(p_T)}{p_T}\bigg|_{MS}\right)^2 + \left(\sigma(\theta)\,cotg(\theta)\right)^2. \tag{75}$$

Příspěvek jednotlivých komponent do celkového rozlišení impulsu je na obrázku 58. Při nízkých impulsech dominuje nepřesnost daná mnohonásobným rozptylem (plus brzdným zářením v případě elektronů), zatímco pro vysoké příčné impulsy je hlavním faktorem přesnost prostorová. Úhlový příspěvek není příliš významný.

17 Aplikace v zobrazovací technice a v medicíně

V zobrazovací technice (radiografii) se nejvíce využívá polovodičových detektorů k detekci rentgenovského záření. To má široké aplikace v medicíně, ale i v průmyslu (defektoskopie, atd.). Následující text se bude věnovat převážně situaci v medicíně. Je založen na několika přehledových článcích, zejména [11].

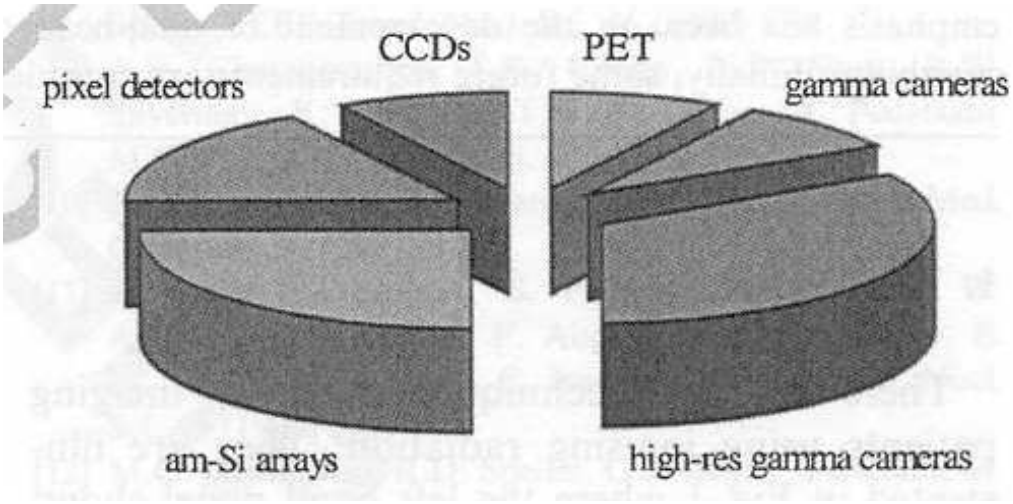
Rentgenovské záření se v medicíně používá přes sto let. Až do nedávna se použití podobalo prvním experimentům W.C. Röntgena: záznamovým médiem byl klasický film přiložený na fosforeskující obrazovku. Dnes byl film na mnoha místech nahrazen elektronickou formou, ale většinou se jedná jen o náhradu poslední části - obraz se skenuje. To, co by přineslo výrazně větší komfort, než je film, je zařízení, které je zcela elektronické napojené na počítač. parametry expozice i snímání by se pak nastavily na ovládacím pultu, obraázky by byly elektronické a tak by se snadno archivovaly a předávaly jiným lékařským zařízením. Jak jsme od tohoto cíle daleko?

Zobrazovací technika musí zajistit splnění 3 základních podmínek: musí poskytnout obraz značné velikosti, s udržením vysokého poměru signál:šum, a přitom s co nejmenší ozařovací dávkou.

Dnes se používají 2 režimy zobrazovací techniky: statický a dynamický.

Statické zobrazování (radiografie, mamografie) Hlavním účelem radiografie je detekce jemných jevů, jako jsou praskliny nebo zlomeniny, nebo měkkých objekt; jako léze, málokontrastní nádory, atd. Významným objektem rentgenovského vyšetření jsou plíce. Každý radiografický systém tedy musí zobrazovat plíce, a proto musí mít *rozměry* ca 50×35 cm^2. *Velikost pixelu* musí být 100-150 μm, má-li být rozlišení získaného obrazu srovnatelné s filmem. Srovnání s filmem není úplně jednoduché, protože u digitálního obrazu se uplatňují další efekty, které kvalitu výsledného obrazu snižují (sampling, aliasing). Typické expozice pro radiografii odpovídají ca 200-5000 RTG fotonů na pixel. *Dynamický rozsah (poměr celé škály k jednomu dílku)* je další důležitou charakteristikou. Aby bylo zařízení schopno zobrazovat celou škálu odstínů odpovídajících průchodu zářením více či méně absorbujícími tělními orgány, požaduje se dynamický rozsah 12 bit (4000:1). Detektor musí být schopen účinně absorbovat RTG záření v rozsahu 30-120 keV, a dále v tomto prostředí přežívat záření bez poškození po dobu zhruba 10 let.

Mamografie má ještě náročnější požadavky: zde se pracuje v nižší oblasti energií (asi 20 keV). Přitom je třeba podat informace jak o málo kontrastním nádoru, tak o drobných mikrokalcifikacích.



Obrázek 59: Přehled publikací o jednotlivých zobrazovacích metodách v medicíně v letech 1996-99

Statické zobrazování (radiografie, mamografie) Nejprve shrneme obecné podmínky a požadavky na lékařské zobrazování rentgenovského záření. .

Na obr. 59 je znázorněno množství publikací o jednotlivých typech lékařských zobrazovacích metod v letech 1996-99.

Reference

[1] G. Lutz, Semiconductor Radiation Detectors, Springer Berlin, 1999

[2] G. Knoll, Radiation Detection and Measurement, John Wiley and Sons, 1995

[3] S. M. Sze, Physics of Semiconductor Devices, Wiley, NY 1981

[4] C. Kittel, Úvod do fyziky pevných látek, ACADEMIA Praha 1985

[5] N. Wermes, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 512 (2003) 277-288

[6] ATLAS Inner Detector TDR, CERN 1998

[7] R.L. Gluckstern, (1963): Nucl. Instrument and Methods in Phys. Research 24(1963)381

[8] JORAM, C. (2003): *Particle Detectors*, Summer Student Lecture, CERN, Geneve, [online] `http://cdsweb.cern.ch/search.py?recid=505173&ln=en`

[9] Z. Broklová, Simulations of ATLAS silicon strip detector modules *in ATHENA framework*, diplomová práce, Praha 2004

[10] G. Lindström, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 512 (2003) 30-43

[11] J-P. Moy, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 442(2000)26-37

18 Problems

18.1 Spatial resolution of the strip detector

Spatial resolution of the position sensitive detector is defined as an uncertainty of the measured position and we determine it as the mean value of the residual

$$\Delta = x_{\mathrm{m}} - x_{\mathrm{ref}} \tag{76}$$

where x_{m} is a position of the particle as measured by the detector and x is the real position. Averaging over one strip pitch p we use the periodicity of the structure

$$\sigma^2 =< \Delta^2 >= \frac{1}{p}\int_0^p (x_{\mathrm{m}} - x)^2 \mathrm{d}x \tag{77}$$

18.1.1 Binary readout with one strip active

When we use a binary readout with the response given always by one strip one obtains '1' at the strip nearest to the incident point (see Fig. 60). For $x \in [0, p]$ the measured value will be

$$x_{\mathrm{m}}(x) = \begin{cases} 0 & \text{for} \quad 0 \le x < p/2 \\ p & \text{for} \quad p/2 \le x \le p \end{cases} \tag{78}$$

Hence the variance will be

$$\sigma^2 =< \Delta^2 >= \frac{1}{p}\left(\int_0^{p/2}(0-x)^2\mathrm{d}x + \int_{p/2}^{p}(p-x)^2\mathrm{d}x\right) = \frac{p^2}{12} \tag{79}$$

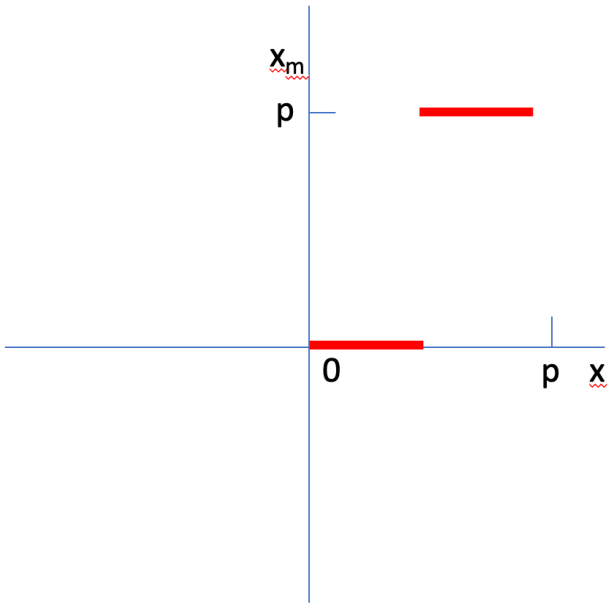
Spatial resolution will then be $\sigma = p/\sqrt{12} \approx p/3.5$ Task: validate the result

18.1.2 Analog readout

In this case charge is shared between 2 or more strips and measured position is derived from the signal heights at individual strips. In the simplest case of two strips and linear charge sharing the total signal S will be shared between strip 1 and 2 as follows:

$$S_1 = (1 - \frac{x}{p})S \tag{80}$$

$$S_2 = \frac{x}{p}S \tag{81}$$



Obrázek 60: Measured vs true position with the binary readout with one strip active

The measured value will then be derived from S_1, S_2 and p (see Fig. 61)

$$x_{\mathrm{m}}(x) = \frac{S_2}{S}p = \frac{S_2}{S_1 + S_2}p \tag{82}$$

The uncertainty of $x_{\mathrm{m}}(x)$ is dependent on the errors of measured signal heights

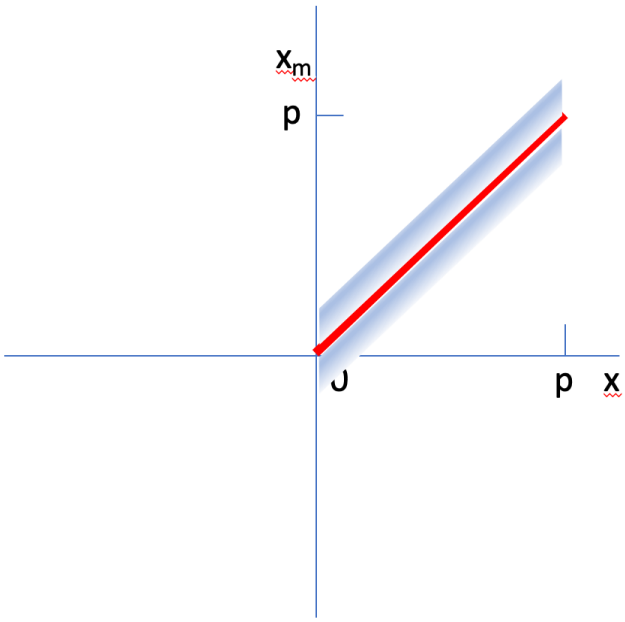
$$\sigma^2_{x_{\mathrm{m}}} = \left(\frac{\partial x_{\mathrm{m}}}{\partial S_1}\right)^2 \sigma^2_{S_1} + \left(\frac{\partial x_{\mathrm{m}}}{\partial S_2}\right)^2 \sigma^2_{S_2} \tag{83}$$

A good measure of the signal errors is the system noise N, let's use the substitution $\sigma_{S_1} = \sigma_{S_2} = N$ After derivations one gets

$$\sigma^2_{x_{\mathrm{m}}} = \left(\frac{p}{S/N}\right)^2 \left(1 - \frac{x(p-x)}{p^2}\right) \tag{84}$$

Error of the position depends then on the incident position. The average resolution can be obtained by integration

$$< \sigma^2_{x_{\mathrm{m}}} >= \left(\frac{p}{S/N}\right)^2 \frac{1}{p} \int_0^p \left(1 - \frac{x(p-x)}{p^2}\right) \mathrm{d}x = \frac{5}{6}\left(\frac{p}{S/N}\right)^2 \tag{85}$$



Obrázek 61: Measured vs true position with the analog readout (blue bars denote errors)

The resolution of the analog readout can then be assesed as $\sigma = \left(\frac{p}{S/N}\right)$
Task: validate the result

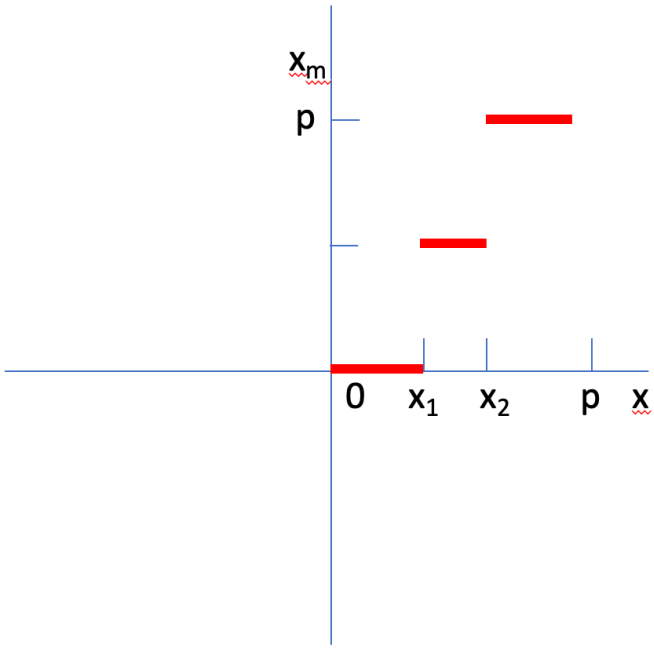
18.1.3 Binary readout with two strips active

When we use a binary readout and signals on two strips are above the threshold S_t, our measured position will be in the middle. This will be the case for signals originating in the narrow region between the strips (see Fig. 62). For positions closer to strips the part of the signal reaching distant strip will be below set threshold. For $x \in [0, p]$ the measured value will then be

$$x_{\mathrm{m}}(x) = \begin{cases} 0 & \text{for} \quad 0 \leq x < x_1 \\ p/2 & \text{for} \quad x_1 \leq x < x_2 \\ p & \text{for} \quad x_2 \leq x \leq p \end{cases} \tag{86}$$

The interval borders $x_{1,2}$ can be calculated from the condition, that the signal at the discant strip will be equal to the threshold value

$$\frac{x_1}{p} S = S_2 = S_t \quad \frac{x_2}{p} S = S_1 = S_t \tag{87}$$



Obrázek 62: Measured vs. true position with the binary readout with one or two strips active

For $\xi = S_t/S$

$$x_1 = \xi p \quad x_2 = (1-\xi)p \tag{88}$$

Hence the variance will be

$$\sigma^2 = \frac{1}{p}\left(\int_0^{\xi p}(0-x)^2\mathrm{d}x + \int_{\xi p}^{(1-\xi)p}(p/2-x)^2\mathrm{d}x + \int_{(1-\xi)p}^{p}(p-x)^2\mathrm{d}x\right) \tag{89}$$

$$\sigma^2 = \frac{p^2}{12}(12\xi^2 - 6\xi + 1) \tag{90}$$

The threshold value is typically set to $3\sigma_S = 3N$. Hence $\xi = 3N/S = 3/(S/N)$ and the resolution will then be

$$\sigma^2 = \frac{p^2}{12}\left(\frac{108}{(S/N)^2} - \frac{18}{S/N} + 1\right) \tag{91}$$

We can see, that similarly to the binary readout with one strip active we have the first factor, now modified by the second factor.

Task: study the behaviour of the second factor and find the signal-to-noise ratio yielding the best resolution.

Correct result: $S/N = 12$, $\sigma_{min} = p/7$.

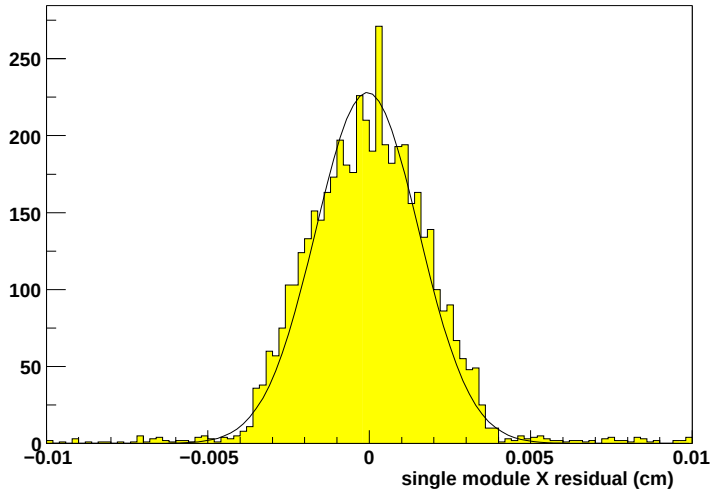
19 Určení prostorového rozlišení stripových detektorů na svazku částic

19.1 Úvod

Prostorové rozlišení polohově citlivých detektorů je jejich hlavním parametrem. Určuje se převážně pomocí svazku nabitých částic. Prostorové rozlišení je definováno jako chyba měření polohy proletující částice testovaným detektorem, a určujeme ji ze šířky rozložení reziduí

$$\Delta = x_{\mathrm{m}} - x_{\mathrm{ref}} \tag{92}$$

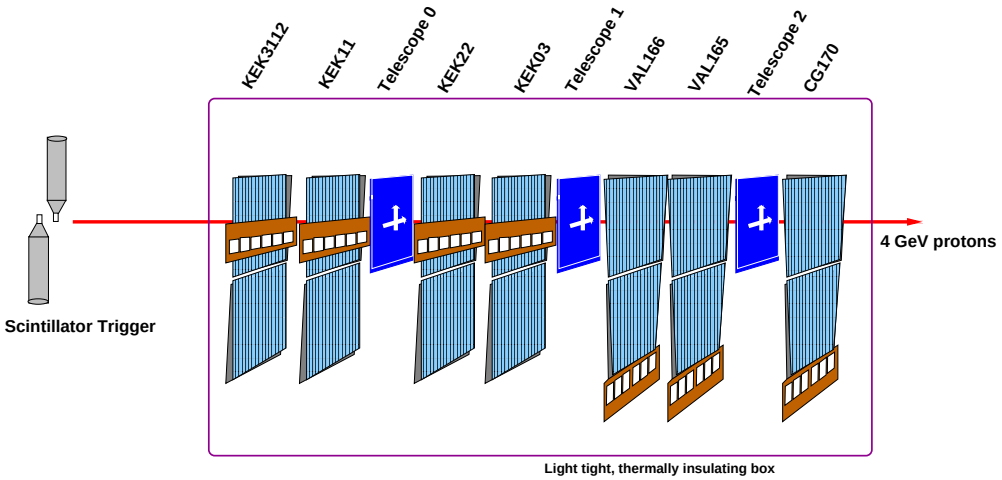
kde x_{m} je poloha proletující částice měřená testovaným detektorem, a x_{ref} je poloha určená nezávislým zařízením (tzv. teleskopy). Rozdělení reziduí je na obrázku 63. Většinou se rozdělení fituje Gaussovou křivkou a rozlišení se ztotožňuje s disperzí σ.



Obrázek 63: Rozdělení reziduí, tj.rozdílů mezi měřenou a skutečnou polohou částice

19.2 Experimentální uspořádání

Typické experimentální uspořádání je na obrázku 64.



Obrázek 64: Typické uspořádání měření. Sada testovaných modulů (DUT) se umístí do svazku urychlených částic a mezi ně se vloží referenční moduly - teleskopy - se známými vlastnostmi. Celá aparatura je často umístěna v chladícím boxu. Průchod částice je signalizován scintilátory, jejichž signál souží ke spouštění vyčítací elektroniky (trigr)

19.3 Metoda

Při sestavování a ladění celé aparatury je třeba dosáhnout toho, aby všechny detektory měřily v synchronizaci, tj. aby měřily stejnou částici. To nebývá jednoduché zejména při použití odlišných referenčních a testovaných detektorů. Celá analýza sestává z několika kroků

1. nalezení signálů v jednotlivých detektorech, určení polohy průletu v nich v číslech kanálů (teleskopy i DUT) - viz 13.2.2
2. určení dráhy částice teleskopy
   (a) určení vzájemné polohy teleskopů, nalezení vztahu mezi číslem zasaženého kanálu a fyzickou polohou (tzv. *alignment teleskopů*)
   (b) fitování dráhy jednotlivými změřenými body z teleskopů
3. určení vzájemné polohy DUT a dráhy z teleskopů (*alignment DUT*)
4. vyhodnocení změřené polohy v reálných souřadnicích
5. srovnání této polohy s referenční polohou, tj. výpočet rezidua pro každou částici

6. fitování rozdělení reziduí a určení rozlišení

V této úloze použijeme již hotové výsledky prvních kroků a začneme krokem 3. Alignment studuje korelace mezi signály z jednotlivých detektorů. Často se stane, že ne všechny detektory částici registrovaly. Kromě reálných částic ze svazku se v signálech detektorů dále objevují částice rozptýlené, kosmické záření, a zejména šum. Proto se alignment provádí na velkém souboru částic a parametry modulů (posunutí, natočení) se určují minimalizací. My se pokusíme provést manuální minimalizaci, na níž lze názorně vidět vliv jednotlivých efektů.

Známé údaje:

1. poloha letící částice x, y v násobcích 50 μm
2. směrnice dráhy s_x, s_y v relativních jednotkách
3. číslo stripu který zaregistroval signál v jednotlivých stranách detekčních modulů MnSm_ch, kde $n = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ a $m = 0, 1$

19.4 Úlohy

1. určete směr stripů v jednotlivých modulech = x nebo y?
2. určete smysl číslování kanálů (vzhledem k x a y)
3. nalezte rozteč M0S0
4. najděte vztah mezi M0S0_ch a x a y
5. zobrazte rozdělení reziduí a nafitujte je
6. zkuste zahrnout do vztahu co nejvíce efektů a pozorujte jak se projeví na rozlišení

Analýzu provádějte na souboru basic.root pomocí programu ROOT.