

České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



Katedra fyziky Obor: Fyzikální technika

Sběr náboje z matrice pixelových detektorů

Charge collection from pixel sensor array

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracovala: Stanislava Renfusová Vedoucí práce: Ing. Mária Čarná Praha 2015

Poděkování

Děkuji Ing. Márii Čarné za vedení mé bakalářské práce, za cenné rady a připomínky, které tuto práci obohatily.

Název práce:	Sběr náboje z matrice pixelových detektorů		
Autor:	Stanislava Renfusová		
Obor:	Fyzikální technika		
Druh práce:	Bakalářská práce		
Vedoucí práce:	Ing. Mária Čarná		
	Fyzikální ústav AV ČR, v. v. i.		
Abstrakt:	Tato bakalářská práce je zaměřena na porozumění základním znalostem a principům křemíkových detektorů. Náplní této práce bylo taktéž porozumění principům detekce částic pomocí detektorů na bázi čipů Medipix a Timepix, spolu s obeznámením se s jejich základními vlastnostmi. Výstupem práce bylo změření závislosti velikosti klastrů v různých vzdálenostech od zdroje pro dva druhy pixelových senzorů. Práce zahrnuje základní informace o interakcích částic a o křemíkových detektorech a jejich vlastnostech.		

křemíkové polovodičové detektory, Medipix, klastry Klíčová slova:

Title: Charge collection from pixel sensor array

Author: Stanislava Renfusová

Abstract: This thesis focuses on understanding of the basic principles of silicon semiconductor detectors and on understanding of the properties of silicon pixel detectors Medipix and Timepix. The result of this work is the measurement of cluster sizes as a function of distance from the radiation source for two different pixel sensors, different radiation sources and sensor bias voltages. This work also summarizes fundamental particle interactions in matter and silicon detectors and their properties.

Key words: silicon semiconductor detectors, Medipix, clusters

Obsah

Úvod1					
Interakce částic v látce					
1.1	Inte	rakce ionizujícího záření	3		
1.1.	.1	Přímo ionizující záření	3		
1.1.	.2	Nepřímo ionizující záření	3		
1.2	Inte	rakce těžkých nabitých částic	4		
1.2.	.1	Mechanismus energetických ztrát	5		
1.2.	.2	Lineární brzdná schopnost	5		
1.2.	.3	Bethe – Blochova rovnice	6		
1.2.	.4	Dosah	6		
1.3	Inte	rakce elektronů	7		
1.4	Inte	rakce fotonů	8		
1.4.	.1	Fotoefekt	8		
1.4.	.2	Comptonův rozptyl	9		
1.4.	.3	Tvorba elektron – pozitronových párů	10		
1.5	Inte	rakce neutronů	.11		
1.5.	.1	Pružný rozptyl	12		
1.5.	.2	Nepružný rozptyl	13		
1.5.	.3	Jaderné reakce	13		
1.5.	.4	Radiační záchyt	14		
1.5.	.5	Štěpení jader	.14		
Pol	ovoć	ličové křemíkové detektory	15		
2.1	Vla	stnosti polovodičů	16		
2.2	Pole	ovodič typu n	18		
2.3	Pole	ovodič typu p	.19		
2.4	Siln	ě dopované polovodiče	.19		
2.5	Poh	yb nosičů náboje v materiálu polovodiče	.19		
2.6	Zác	hyty na pastích a rekombinace	20		
2.7	Pole	ovodičový p-n přechod	21		
2.8	Det	ektory se strukturou p-n	.22		
2.8.	.1	Difúzní detektory	.22		
2.8.	.2	Detektory s povrchovou bariérou	.22		
2.8.	.3	Detektory vyrobené iontovou implantací	.23		
2.8.	.4	Planární detektory	.23		
2.9 Polohově citlivé detektory					
2.9.	.1	Mikrostripové detektory	.25		
	vod Inte 1.1 1.1 1.1 1.2 1.2 1.2 1.2 1.2 1.2 1.2	vod Interakc 1.1 Inte 1.1.1 1.2 Inte 1.2.1 1.2.2 1.2.3 1.2.4 1.3 Inte 1.4.1 1.4.2 1.4.3 1.5 Inte 1.5.1 1.5.2 1.5.3 1.5.4 1.5.5 Polovod 2.1 Vla 2.2 Pole 2.3 Pole 2.3 Pole 2.3 Pole 2.4 Siln 2.5 Poh 2.6 Zác 2.7 Pole 2.8 Det 2.8.1 2.8.2 2.8.3 2.8.4 2.9 Pole 2.9.1	vod. Interakce částic v látce. 1.1 Interakce ionizující záření 1.1.1 Přímo ionizující záření 1.1.2 Nepřímo ionizující záření 1.2.1 Interakce těžkých nabitých částic 1.2.1 Mechanismus energetických ztrát 1.2.2 Lineární brzdná schopnost 1.2.3 Bethe – Blochova rovnice 1.2.4 Dosah 1.3 Interakce elektronů 1.4 Interakce fotonů 1.4.1 Fotoefekt 1.4.2 Comptonův rozptyl 1.4.3 Tvorba elektron – pozitronových párů 1.5 Interakce neutronů 1.5.1 Pružný rozptyl 1.5.2 Nepružný rozptyl 1.5.3 Jaderné reakce 1.5.4 Radiační záchyt 1.5.5 Štěpení jader Polovodičové k řemíkové detektory 2.1 Vlastnosti polovodičů 2.2 Polovodič nýbu n 2.3 Polovodič nýbu n 2.4 Silně dopované polovodiče 2.5 Šklpy na pastích a rekombinace 2.7 Polovodičový p-		

	2.9.	.2	Padové a pixelové detektory	25
	2.9	.3	Driftové detektory	27
	2.9	.4	CCD čipy	
3	Apl	ikace	e polovodičových detektorů	
3	8.1	Med	lipix2	31
3	8.2	Tim	epix	31
3	3.3	Vyč	ítací rozhraní pro čip Medipix2	32
	3.3.	.1	Muros2	32
	3.3.	.2	USB 1.0	33
	3.3.	.3	Modul RelaxD	
3	8.4	Vyč	ítací software pro čip Medipix2	34
	3.4.	.1	Pixelman	34
	3.4.	.2	RelaxDAQ	35
	3.4.	.3	Marpix	35
4	Pop	ois ex	perimentu	
4	.1	Cíl 1	něření	37
4	.2	Úvo	d do problematiky	
	4.2.	.1	α a γ spektrum ²⁴¹ Am zdroje	
	4.2.	.2	Geometrie detektoru	
	4.2.	.3	Dosah alfa částice ve vzduchu a v křemíku	40
5	Výs	sledk	y měření	42
5	5.1	Iden	tifikace klastrů	43
5	5.2	Měř	ení se zdrojem ²⁴¹ Am	44
	5.2.	.1	Počítání hitů	44
	5.2.	.2	Měření energie ²⁴¹ Am	44
	5.2	.3	$\gamma - m$ ěření ²⁴¹ Am	45
	5.2	.4	Alfa měření 241Am – velikost klastru vs. energie klastru	50
	5.2.	.5	Průměrná energie pixelu	54
5	5.3	Měř	ení pomocí smolince	55
6	Záv	věr		57
7	Ref	erend	ce	58

Úvod

Polovodičové detektory v současnosti nacházejí široké uplatnění v mnoha oblastech, kde lze s výhodou využít ionizujícího záření, od experimentální fyziky přes detektory drah částic ve fyzice vysokých energií, zobrazování v medicíně a v mnoha dalších průmyslových aplikacích. Vývoj a první nasazení raných polovodičových detektorů probíhalo v 60. letech 20. století a jejich význam spolu s jejich zdokonalováním postupně narůstá.

Nejčastěji používané materiály pro výrobu polovodičových detektorů jsou křemík, germanium a Cd(Zn)Te.

Další část se věnuje vlastnostem křemíku, které je předurčují pro širokou řadu aplikací:

- Vyšší hustota Si než médií v plynových detektorech způsobí vyšší energetické ztráty přelétávajících částic a kratší brzdnou dráhu.
- Energie potřebná k vytvoření páru elektron díra (3.6 eV) je nižší než u plynových detektorů (~30 eV) anebo scintilátorů (O (100) eV) k vytvoření páru elektron iont.
- Menší efekt difúze než u plynových detektorů lepší rozlišení polohy prolétávající částice.
- Proces výro by je p řev zat z výro by polovodičových čipů v elektronickém průmyslu, díky miniaturizaci je možné vyrobit detektor s vysokou granularitou (malým rozměrem detekčního elementu).
- Nízký šum.
- Vysoká radiační odolnost.

Tato bakalářská práce se věnuje nejprve problematice interakcí ionizujícího záření, která je popsána v první kapitole. Tato kapitola zahrnuje interakce těžkých nabitých částic, elektronů, fotonů a neutronů s hmotou.

Další kapitola navazuje popisem polovodičových křemíkových detektorů. Je zde stručný popis vlastností polovodičů typu *n* a *p*, použití *p-n* přechodu jako detektoru a informace o základních charakteristikách různých typů křemíkových polovodičových detektorů.

Ve třetí kapitole se nachází popis praktického uplatnění polovodičových detektorů. Jsou zde shrnuty základní vlastnosti polovodičových detektorů na bázi čipů Medipix a Timepix a také možnosti vyčítání signálu pro čip Medipix.

Posléze jsou teoretické znalosti použity v praktické části bakalářské práce, která se zabývá měřením za využití křemíkových detektorů s čipy Medipix2 a Timepix. Měření se týká zejména velikosti klastrů alfa částic pro dva odlišné senzory a měnící se vzdálenosti od zdroje záření a biasovací napětí senzoru. K analýze naměřených dat byly použity programy ROOT a Marpix. Výstupem práce je porovnání těchto dvou senzorů pomocí statistiky klastrů v závislosti na biasovacím napětí a vzdálenosti od zdroje záření ²⁴¹Am.

1 Interakce částic v látce

1.1 Interakce ionizujícího záření

Ionizující záření jsou částice o tak vysoké energii, že vyráží elektrony z atomového obalu a dochází tím k ionizaci látky. Částice mohou interagovat nejen s elektronovým obalem, ale také s jádry atomů. Rozlišujeme přímo a nepřímo ionizující záření.

1.1.1 Přímo ionizující záření

Přímo ionizující záření je záření, jehož kvanta nesou elektrický náboj. Tyto částice předají látce energii pomocí ionizace a excitace atomů v důsledku Coulombovské interakce částic s elektrony z atomového obalu.

Při ionizaci je část energie ionizující částice předaná elektronu vázanému v atomu dostatečně velká k tomu, aby došlo k uvolnění tohoto elektronu z atomu. Předaná energie musí být větší než vazebná energie elektronu, důsledkem toho vznikne pár elektron a kladně nabitý iont.

Excitace je fyzikální jev, popisující přechod elektronu z nižší slupky na vyšší důsledkem elektromagnetické interakce. Excitovaný stav je nestabilní, elektron se vrátí na původní slupku a přebytečná energie je vyzářena ve formě fotonu.

Mezi přímo ionizující částice patří miony, protony, elektrony (a také jejich antičástice - pozitrony), částice α a další těžké ionty.

Těžké nabité částice interagují s hmotou prostřednictvím nepružných srážek, kdy ztrácí energii ionizací. U elektronů se setkáváme kromě ionizačních (srážkových) ztrát také s radiačními ztrátami energie.

1.1.2 Nepřímo ionizující záření

Částice nepřímo ionizujícího záření nemají elektrický náboj, samy neionizují ani neexcitují. Při interakci s prostředím dochází ke vzniku sekundárních přímo ionizujících částic, které jsou využívány v detekci a také v dozimetrii nenabitých částic. Mezi nenabité částice řadíme neutrony a fotony.

Neutrony interagují s hmotou prostřednictvím silných a slabých jaderných sil. Setkáváme se zde s interakcemi pružného a nepružného rozptylu prostřednictvím emisí nabitých částic anebo neutronu radiačním záchytem. Může zde také dojít k excitaci, ionizaci nebo úplnému rozbití jádra atomu látky, jež prolétají částice.

Fotony odevzdávají svou energii látce pomocí sekundárních elektronů.

1.2 Interakce těžkých nabitých částic

Mezi těžké nabité částice se řadí kladně nabitá jádra. Patří sem také miony, protony, deuterony, tritony, částice α a další těžké ionty.

Mion je elementární částice, která patří mezi leptony. Leptony jsou částice, na které nepůsobí silné interakce, interagují elektromagneticky a slabě. Dělí se na nabité leptony (elektrony, miony a tauony) a neutrina. Hmotnost mionu je přibližně 205-krát větší než hmotnost elektronu. Přírodním zdrojem mionů je sekundární kosmické záření. Využívají se při testování detektorů, protože ztrácí svou energii ionizací média rovnoměrně.

Proton *p* je subatomární částice s kladným elektrickým nábojem $1,6 \times 10^{-19}$ C, klidová hmotnost je $m_p = 938,26$ MeV. Hodnota spinového čísla je¹/₂, řadíme jej mezi fermiony a současně baryony.

Fermiony (mají poločíselný spin) se řídí Pauliho vylučovacím principem, který říká, že dvě částice nejsou nikdy ve stejném kvantovém stavu. Mezi fermiony patří leptony, kvarky (elementární částice hadronů) a baryony (jsou složené ze tří kvarků). Vlnová funkce soustavy identických fermionů je antisymetrická.

Deuteron je tvořen z jednoho protonu a jednoho neutronu a vytváří jádro těžkého vodíku. Elektrický náboj je stejný jako u protonu a hmotnost deuteronu je přibližně dvakrát větší než hmotnost protonu. Vazebná energie odpovídá hodnotě 2,226 MeV (odpovídá i prahové energii).

Triton je nestabilní částice, která je složena ze dvou neutronů a jednoho protonu a vytváří tak jádro tritia. Poločas rozpadu je zhruba 12,26 let.

Částice α je ze dvou protonů a dvou neutronů, je to jádro hélia. Klidová hmotnost částice je 6,656·10⁻²⁷ kg a je stabilní.

1.2.1 Mechanismus energetických ztrát

Těžké nabité částice ztratí nejvíce své energie při srážkových ztrátách. Pohybující se nabité částice uplatní své elektromagnetické síly na elektronech, které jsou vázané v atomech a předají jim část své energie. Těžké nabité částice přenášejí při jedné srážce pouze malou část své energie a téměř se neodchylují ze své dráhy [3].

Kromě srážkových ztrát (ionizace a excitace) dochází při interakcích těžkých nabitých částic s hmotou ke vzniku brzdného záření a k rozptylu na atomových jádrech. K emisi brzdného záření dochází při vysokých energiích interagujících částic. Pravděpodobnost rozptylu na atomových jádrech je podstatně nižší než pravděpodobnost srážek s obalovými elektrony. V případě těžkých nabitých částic budeme dále uvažovat jenom srážkové ztráty energie.

Maximální přenos energie při jedné kolizi je maximální možná energie, kterou může těžká nabitá částice ztratit při srážce s elektronem z atomového obalu. Předpokládáme, že částice se pohybuje rychle ve srovnání se samotným elektronem. Předaná energie je o mnoho větší než vazebná energie elektronu v atomu, aby se elektron mohl odtrhnout.

1.2.2 Lineární brzdná schopnost

Lineární brzdná schopnost *S* těžkých nabitých částic v daném materiálu vyjadřuje energetické ztráty podél dráhy nabité částice. V případě tenké vrstvy materiálu je lineární brzdná schopnost brána jako konstanta nebo je možnost použít střední energii částic v daném vzorku. Máme-li tlustou vrstvu, pak je nutné integrovat rovnici (1).

Definujeme ji následujícím vztahem:

$$S = -\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle,\tag{1}$$

kde dE je střední ztráta energie nabité částice dané části dráhy a dx je vzdálenost, kterou ionizující částice prošla.

Hodnota *S* podél dráhy nabité částice se nazývá specifická ztráta energie. Niels Bohr v roce 1913 odvodil klasický vztah pro lineární brzdnou schopnost nabitých částic. Zajímaly ho pouze ztráty energií při srážce s elektronem.

Později byl vztah pro specifickou ztrátu energie odvozen pomocí kvantové mechaniky Bethe – Blochem a dalšími.

Vztah, který popisuje specifickou ztrátu energie, se nazývá Bethe – Blochova rovnice.

1.2.3 Bethe – Blochova rovnice

Pro odvození vztahu využil Bethe znalostí kvantové relativistické mechaniky a vytvořil vztah pro brzdnou schopnost u těžkých nabitých částic:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} \cdot N \cdot Z \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{I} - \ln \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) - \frac{v^2}{c^2} \right],$$
 (2)

kde $z \cdot e$ je náboj primární částice, konstanta m_0 vyjadřuje klidovou hmotnost elektronu, v odpovídá rychlosti primární částice, N je hustota atomů absorbátoru a Z je protonové číslo atomů absorbátoru, I určuje střední excitační potenciál atomů prostředí a c je rychlost světla ve vakuu.

Křivka specifické ztráty energie podél dráhy těžké nabité částice se nazývá Braggova křivka, je znázorněna na Obr. 1. Braggova křivka ztráty energie roste s klesající energií nabité částice, maximum nabývá v Braggově píku, kde posléze rychle klesá.



Obr. 1: Braggova křivka pro a částice s energií 5,49 MeV ve vzduchu [1].

1.2.4 Dosah

Dosah těžké nabité částice je vzdálenost, kterou částice s počáteční kinetickou energií E_0 projde v dané látce před úplným zastavením. Dosah závisí na typu materiálu, typu interagující částice a její energii.

Dosah je vyjádřen pomocí vztahu:

$$R(E) = \int_{0}^{E_0} \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE,$$
(3)

kde E_0 je počáteční kinetická energie částice.

1.3 Interakce elektronů

Interakce elektronů s látkou je do jisté míry podobná interakcím těžkých nabitých částic. Mezi nejdůležitější procesy patří ionizace a excitace prostředí, při vyšších energiích elektronů dochází k emisi fotonů brzdného záření. Při interakci pozitronů dochází navíc k produkci fotonového záření při anihilaci elektron – pozitronových párů.

Elektron na své dráze projde značným množstvím rozptylů na atomech prostředí, při kterých ztrácí energii. V porovnání s těžkými nabitými částicemi má elektron malou hmotnost a pravděpodobnost rozptylu o větší úhel je vyšší (dráha je zakřivenější). Dráha proudu elektronů při průchodu látkou způsobí časté změny směru letu elektronů [3].

Ztrátu energie ionizací a excitací je možné vyjádřit vztahem:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{c} = \frac{2\pi e^{4} NZ}{m_{0} v^{2}} \left(\ln \frac{m_{0} v^{2} E}{2I^{2} \left(1-\beta^{2}\right)} - \left(\ln 2\right) \left(2\sqrt{1-\beta^{2}}-1+\beta^{2}\right) + \left(1-\beta^{2}\right) + \frac{1}{8} \left(1-\sqrt{1-\beta^{2}}\right)^{2}\right), \quad (4)$$

kde konstantu β vypočítáme ze vztahu v/c, *E* vyjadřuje energii částice a zbylé proměnné jsou stejné jako v rovnici (2).

Další proces, při kterém dochází ke ztrátám energie elektronů, jsou radiační ztráty. Radiační ztráty energie jsou popsány vztahem:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{r} = \frac{NEZ(Z+1)e^{4}}{137m_{0}^{2}c^{4}} \left(4\ln\frac{2E}{m_{0}c^{2}} - \frac{4}{3}\right),$$
(5)

Radiační ztráty se nejvíc projevují při vysokých energiích elektronů a pro materiály s velkým protonovým číslem *Z*.

Lineární brzdná schopnost elektronů v daném materiálu je dána jako součet ionizačních a radiačních ztrát:

$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_c + \left(\frac{dE}{dx}\right)_r,\tag{6}$$

Poměr vztahů pro radiační a ionizační ztráty energie elektronu vede k přibližnému výrazu:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{r}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{c}} \cong \frac{E \cdot Z}{700},\tag{7}$$

kde E je v jednotkách MeV.

1.4 Interakce fotonů

Fotony mají nulovou klidovou hmotnost a rychlost jejich propagace je z definice *c*. Fotony jsou kvanta elektromagnetického záření. Záření rentgenovské a gamma je tvořeno fotony o velmi krátké vlnové délce. Fotony jsou elektricky neutrální, oproti nabitým částicím neztrácejí svou energii Coulombovými interakcemi a jsou tedy více pronikavé.

Nejdůležitější mechanismy interakce fotonů v látce jsou:

- Fotoefekt
- Comptonův rozptyl
- Tvorba elektron pozitronových párů.

Při nízkých energiích fotonů se uplatňuje též Rayleighův rozptyl (koherentní rozptyl fotonu obalovými elektrony atomů), při vysokých energiích fotojaderné reakce (úplná absorpce fotonů při interakci s nukleony atomového jádra) [3].

1.4.1 Fotoefekt

Při fotoefektu (viz. Obr. 2) předá foton v jediné interakci všechnu svou energii elektronu z energetické hladiny atomového obalu a tento elektron se následně uvolní z elektronového obalu. Tento fotoelektron na své dráze poté ionizuje a excituje atomy prostředí.



Obr. 2: Fotoefekt [4].

Energie elektronu emitovaného z atomu je dána Einsteinovou rovnicí:

$$E_{\rho^{-}} = h \nu - E_{\nu}$$
(8)

kde hv je energie dopadajícího fotonu a E_v je vazebná energie elektronu v dané slupce elektronového obalu.

Tento proces se uplatňuje nejvíce při interakci fotonů s relativně nízkou energií anebo při vysokém atomovém číslu atomů materiálu *Z*. K fotoelektrické interakci dojde za předpokladu, že je energie fotonu větší než vazebná energie elektronu.

Emitovaný elektron uvolní místo ve slupce elektronového obalu, které se rychle zaplní elektronem z vyšší energetické hladiny. Tento proces je doprovázen emisí fotonu charakteristického záření nebo Augerova elektronu.

1.4.2 Comptonův rozptyl

Comptonův jev vzniká při interakci mezi fotonem a volným elektronem (v hmotě absorbátoru). Při Comptonově rozptylu foton předá část své energie elektronu na vnější slupce atomového obalu a pokračuje již rozptýlený foton o úhel θ od původního směru (Obr. 3). Tento rozptýlený foton má energii nižší než je energie primárního fotonu. Další interakce pomocí Comptonova rozptylu probíhá do té doby než převládne pravděpodobnost zániku fotonu fotoelektrickým jevem. Uvolněný elektron způsobí ionizaci a excitaci atomů v okolí. Pro odvození vztahů pro energii rozptýleného fotonu a kinetickou energii odraženého elektronu a pro vzájemnou vazbu mezi úhly rozptylu fotonu θ a odrazu elektronu φ , lze využít zákony zachování energie a hybnosti.

S rostoucí energií dopadajících fotonů převládá rozptyl o malé úhly. Pravděpodobnost Comptonova rozptylu je téměř nezávislá na atomovém čísle *Z*. Snižuje se s rostoucí energií fotonů.



Obr. 3: Comptonův rozptyl [5].

1.4.3 Tvorba elektron – pozitronových párů



Obr. 4: Tvorba elektron – pozitronových párů [1].

Rozumíme tím vznik elementární částice a její příslušné antičástice, nejčastěji z fotonu. Předpoklad tohoto procesu je dostatek energie k vytvoření nejjednoduššího páru (1,022 MeV). K procesu dochází pouze v blízkosti atomového jádra, jež převezme část hybnosti.

V oblasti jaderné fyziky má praktický význam pouze vytvoření páru elektron – pozitron. Práh této reakce musí odpovídat součtu klidových energií obou těchto částic, to znamená, že energie fotonu musí být větší než energie součtu dvou klidových hmotností elektronu. Tvorba páru (viz Obr. 4) nastane v případě, že k interakci vysokoenergetického fotonu dochází v elektromagnetickém poli jádra.

Energetickou bilanci procesu můžeme psát jako:

$$h \cdot v = 2m_e \cdot c^2 + E_{e^-} + E_{e^+}, \tag{9}$$

kde *hv* je energie dopadajícího fotonu, $m_e \cdot c^2$ je klidová energie elektronu, resp. pozitronu, E_{e^-} a E_{e^+} jsou kinetické energie vzniklého elektronu a pozitronu.

Pozitron se zpomalí řadou ionizačních procesů, a poté anihiluje s některým elektronem látky. Tato interakce je doprovázena vznikem dvou fotonů o energii 0,511 MeV, vyslaných v opačném směru z místa vzdáleného o dosah pozitronu od místa primární interakce.

Největší pravděpodobnost vzniku e^- - e^+ páru je při vysokých energiích gamma záření a také v materiálech s vysokým atomovým číslem.

Oblasti, ve kterých převládají jednotlivé nejdůležitější procesy interakce fotonů s látkou, jsou znázorněny na obrázku (Obr. 5) jako funkce energie fotonu a protonového čísla materiálu, kterým foton proniká.



Obr. 5: Tři hlavní typy interakcí gamma záření [3].

1.5 Interakce neutronů

Interakce neutronů s látkou mají odlišný charakter než interakce nabitých částic a fotonů. Neutrony jsou elektricky neutrální, tedy elektromagnetická interakce se neuplatňuje a vzájemné působení neutronů s látkou je výsledkem jaderných sil. Neutrony není možné detekovat přímo, ale prostřednictvím sekundárních nabitých částic, které se uvolnily při interakci neutronu s atomovým jádrem terčíkového materiálu [6].

Jako zdroje neutronů se využívají radionuklidové zdroje (²⁵²Cf, AmBe), neutronové generátory na bázi urychlovačů částic a jaderný reaktor.

Základní interakční procesy neutronů s látkou jsou:

- pružný rozptyl (n,n)
- nepružný rozptyl (n, n´,γ)
- jaderné reakce s emisí nabitých částic, případně několika více neutronů (n,p), (n, α), (n, pn) a (n, 2n),..
- radiační záchyt (n, γ)
- štěpení jader (n, f).

Neutrony jsou prakticky detekovány prostřednictvím jaderných reakcí, při kterých vznikají nabité částice, především protony a α částice, dále prostřednictvím záchytu neutronů a štěpných reakcí.

Součástí neutronového detektoru je konverzní vrstva, ve které dochází k interakci neutronů a vzniku nabitých částic, které jsou následně detekovány (např. ⁶LiF).

Účinný průřez interakce neutronů v látce závisí na energii dopadajících neutronů.

1.5.1 Pružný rozptyl

Pružný rozptyl nastává především při interakci neutronů s lehkými atomovými jádry. Při pružné srážce neutronu s jádrem dojde k předání části kinetické energie a k rozptýlení neutronu v jiném směru s menší energií. Odražené jádro není excitované, ale zůstává v základním stavu. Celková kinetická energie neutronu a jádra se nemění. Při pružném rozptylu dochází k moderaci (zpomalování) neutronu. Děj poté pokračuje, dokud není neutron zpomalen natolik, že může být absorbován jádrem.

Pružný rozptyl je nejčastější proces využívaný ke zmenšení kinetické energie (zpomalování) neutronů. Největší předaná energie připadá jádru vodíku a postupně klesá s rostoucím nukleonovým číslem atomu.

1.5.2 Nepružný rozptyl

Proces vyskytující se na těžších jádrech prvků než je vodík. Neutron předá část své kinetické energie jádru a pokračuje dál s menší rychlostí. Odražené jádro je excitováno. Nepružný rozptyl je prahová reakce, kdy energie neutronu musí být větší než excitační energie jádra. Část energie může být vyzářena v podobě fotonu záření gamma.

1.5.3 Jaderné reakce

Reakce se vznikem protonů (n, p)

Reakce se vznikem protonů jsou nejčastější pro rychlé neutrony s energií v rozsahu 0,5 – 10 MeV. Protože emitovaný proton musí mít energii dostatečnou k překonání potenciální bariéry při výletu z jádra [2].

Klidová hmotnost protonu je menší než pro neutron, proto se zpravidla jedná o exoergické, příp. slabě endoergické reakce. Pro lehká jádra, která mají nízkou coulombovskou potenciální bariéru, je reakce možná i s tepelnými neutrony.

Příklad této reakce je:

$$^{32}S + n \rightarrow ^{32}P + p - 0.92MeV.$$

Reakce emitující α částice (n, α)

Neutron předá jádru dostatečnou energii k překonání potenciální bariéry, poté α částice opustí jádro. K těmto reakcím dochází většinou až s rychlými neutrony.

Existuje, ale i několik reakcí na lehkých jádrech, které mají vysoký účinný průřez i pro tepelné neutrony.

Tyto reakce se využívají na detekci a stínění tepelných neutronů:

$${}^{6}Li + n \rightarrow {}^{3}H + \alpha + 4{,}5MeV,$$

$${}^{10}Be + n \rightarrow {}^{7}Li + \alpha + 2{,}8MeV.$$

Reakce se vznikem dvou i více nukleonů

K této reakci dochází při dostatečné energii bombardujících neutronů (>10 MeV)

$$(n+{}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A-1}_{Z}X + 2n)$$
.

Excitační energie jádra musí být větší než vazebná energie nukleonů, jedná se tudíž o prahové reakce, např. [2]:

$$^{12}C + n \rightarrow ^{11}C + 2n$$
.

Typická reakce s nižší prahovou energií [2]:

$$^{9}Be + n \rightarrow 2^{4}He + 2n.$$

1.5.4 Radiační záchyt

Jedna z nejdůležitějších interakcí neutronů, především v oblasti nízkých energií. Při tomto ději je neutron pohlcen jádrem, kde zůstává vázaný a vznikne složené jádro v excitovaném stavu, které se deexcituje nejčastěji emisí jednoho nebo více fotonů. Výsledné jádro je často radioaktivní a nastává zde proměna β^{-} procesem, který se využívá k detekci neutronů a také na analytické účely, např. při aktivační analýze.

1.5.5 Štěpení jader

Při bombardování těžkých jader v oblasti thoria, uranu a transuranových prvků rychlými neutrony, může dojít k rozštěpení jádra na dva úlomky rozdílné hmotnosti (štěpné produkty) [2]. V některých případech nastane i štěpení pomocí tepelných neutronů (jádra ²³⁵U a ²³⁹Pu). Jádro se deformuje, protahuje, a poté se pomocí odpudivých elektrických sil kladná dceřiná jádra od sebe rozletí.

Kromě štěpných fragmentů, které mohou být radioaktivní, se při štěpení emituje několik neutronů a uvolňuje se značná energie (kolem 200 MeV). K detekci rychlých neutronů se využívají štěpné reakce uranu 235, 238 a plutonia. Obvykle se emituje foton záření gamma. V případě uvolnění více než jednoho neutronu, který je schopen štěpení, dochází k lavinovému efektu s exponenciálním nárůstem počtu interakcí.

Využití řetězové štěpné reakce dává základ pro jaderný reaktor.

2 Polovodičové křemíkové detektory

Polovodičové detektory se začaly v praxi používat začátkem 60 - tých let. Jejich vývoj byl umožněn rozsáhlým výzkumem a využitím polovodičových monokrystalických materiálů, zaměřen hlavně na aplikace polovodičových přechodů jako elektronických součástek.

Výhodou polovodičových detektorů oproti jiným látkovým detektorům je jejich vysoká účinnost detekce a velmi dobré spektrometrické rozlišení detektoru. Spektrometrické rozlišení souvisí s množstvím energie, jež je potřebné k vytvoření elektron - děrových párů, kdy při větší energii je pravděpodobnost vytvoření elektron - děrového páru vyšší. Polovodičové detektory vynikají vysokou hustotou materiálu, která souvisí s vyšší účinností detekce.

Polovodičové detektory mají taktéž nízkou mrtvou dobu a vysokou mechanickou pevnost oproti plynovým detektorům. Nespornou výhodou je možnost integrace s elektronikou. Detektory vyrobené z jednoho kusu monokrystalu lze segmentovat na jednotlivé detekční kanály. Je možné vytvořit kanály ve tvaru proužků (stripů) anebo menších elementů (pixelů), které můžou mít čtvercový, obdelníkový nebo hexagonální tvar. Mezi hlavní nevýhody polovodičových detektorů patří především tepelný šum, co platí především u detektorů vyrobených z germania.

Využití mají především pro spektrometrii (neutronová aktivační analýza, rentgenová fluorescenční analýza). Nejčastější materiály využívané pro výrobu polovodičových detektorů jsou především germanium a křemík. Germanium je díky svému vysokému protonovému číslu velmi vhodný materiál pro výrobu detektorů fotonového záření. Nevýhodou germaniových detektorů oproti křemíku je nutnost chlazení během provozu kvůli malé šířce zakázané oblasti. Křemíkové detektory se využívají především ke spektroskopii nabitých částic. Další materiály používané na výrobu polovodičových detektorů jsou např. diamant, Cd(Zn)Te a GaAs.

2.1 Vlastnosti polovodičů



Obr. 6: Valenční, vodivostní a zakázaný pás [3].

Polovodič je látka, u které je měrný odpor větší než u kovového vodiče avšak menší než u izolantu. Elektrická vodivost polovodiče je závislá na teplotě a osvětlení. [25]

Schematické znázornění valenčního, vodivostního a zakázaného pásu v izolantu a v polovodiči je na Obr. 6. Šířka zakázaného pásu pro polovodič je menší než u izolantu.

Křemík a germanium krystalizují v diamantové mřížce a elektrony ve vnější obalové slupce zprostředkují kovalentní vazby sousedních atomů. Je-li krystalová mřížka tvořena v uzlových bodech pouze z atomů germania anebo křemíku, pak se polovodič nazývá vlastní (intrinsický). Tento materiál je popsán pouze teoreticky, v praxi polovodič obsahuje minimálně zbytkové příměsi nečistot. Základní vlastnosti křemíku a germania jsou uvedeny v Tab. 1.

Cizí atomy v krystalické mřížce ovlivní elektrickou vodivost polovodičů. Příměsové atomy jsou zaváděny do mřížky umělou cestou k vytvoření materiálu s požadovanými elektrickými vlastnostmi. Popisovaný fyzikální děj, tzv. zavádění cizího prvku do polovodiče, je nazýván dopování. Přidávaná látka je poté označována jako dopant.

K dopování křemíku se využívají prvky z III. nebo V. skupiny periodické soustavy prvků. Podle použitého dopantu se jedná o extrinsický polovodič typu *p* nebo *n*.

Vlastní polovodič	Si	Ge
Protonové číslo Z	14	32
Hmotnostní číslo A	28.09	72.60
Hustota (při 300 K) [kg·m ⁻³]	2330	5320
Počet atomů v m ³	$4.96 \cdot 10^{28}$	$4.41 \cdot 10^{28}$
Relativní permitivita ε_r	12	16
Šířka zakázaného pásu E_g (300 K) [eV]	1.115	0.665
Šířka zakázaného pásu E_g (0 K) [eV]	1.165	0.746
Intrinsická (vlastní) objemová konstanta n_i (300K) [m ⁻³]	$1.5 \cdot 10^{16}$	$2.4 \cdot 10^{19}$
Intrinsický měrný odpor r_i (300 K) [Ω m]	$2.3 \cdot 10^3$	0.47
Mobilita elektronů μ_e (300 K) [m ² V ⁻¹ s ⁻¹]	0.135	0.39
Mobilita děr μ_d (300 K) [m ² V ⁻¹ s ⁻¹]	0.048	0.19
Mobilita elektronů μ_e (77K) [m ² V ⁻¹ s ⁻¹]	2.1	3.6
Mobilita děr μ_d (77 K) [m ² V ⁻¹ s ⁻¹]	1.1	4.2
Energie na pár elektron - díra w (300 K) [eV]	3.62	
Energie na pár elektron - díra w (77 K) [eV]	3.76	2.96
Fano faktor <i>F</i> (77 K)	0.084 - 0.143	0.058 - 0.129

Tabulka 1: Srovnání vlastností čistého křemíku a germania (hodnoty převzané z [3]).

Vzhledem k tomu, že se v praktické části práce používají křemíkové detektory, budeme další charakteristiky popisovat pro křemík. Germanium a další polovodičové materiály mají obdobné vlastnosti.

Když má krystal nenulovou teplotu, část tepelné energie je předána jeho elektronům. Tato energie může být dostatečná k tomu, aby valenční elektron překonal zakázaný pás a dostal se do vodivostního pásu. Ve valenčním pásu zůstane na místě elektronu kladná díra.

Pravděpodobnost tepelného vzniku elektron - děrového páru je dána rovnicí [3]:

$$p(T) = CT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right),\tag{10}$$

kde T je absolutní teplota, E_g je šířka zakázaného pásu, k je Boltzmannova konstanta a C je proporcionální konstanta daného materiálu.

V případě velké šířky zakázaného pásu je pravděpodobnost tepelné excitace malá. Pro šířku zakázaného pásu v řádu jednotek elektronvoltů vznikne tepelnou excitací dostatek elektron - děrových párů, takže materiál má dostatečnou vodivost a je klasifikován jako polovodič.

2.2 Polovodič typu n



Obr. 7: Polovodič typu n [3].

Mějme materiál složený pouze z atomů křemíku. Přidáním příměsi s 5 valenčními elektrony (prvky z V. skupiny periodické tabulky – donory), například fosforu (Obr. 7), do zmíněné struktury se zvýší počet elektronů. Čtyři elektrony zprostředkují kovalentní vazbu s okolními atomy polovodiče. Pátý elektron je jen slabě vázán a potřebuje jen málo energie

k tomu, aby se dostal do vodivostního pásu. Polovodič se stává díky příměsi vodivým a majoritním nosičem náboje jsou elektrony.

2.3 Polovodič typu p



Obr. 8: Polovodič typu p (příměs tvoří atomy boru) [3].

V dalším případě, když do krystalu přidáme prvek, který má 3 valenční elektrony (tzn. je z III. skupiny periodické tabulky prvků), například bor nebo indium (viz. Obr. 8), je tento prvek vázán na okolní atomy polovodiče pouze třemi vazbami a jedna kovalentní vazba zůstává nenasycena. Tato vakance představuje díru. Tento typ polovodiče má vodivost typu *p*, tedy majoritními nosiči náboje jsou díry.

2.4 Silně dopované polovodiče

Tenké vrstvy akceptorů nebo donorů dopovaných polovodičů o velké vodivosti značíme n^+ nebo p^+ . Tyto vrstvy se využívají hlavně při výrobě elektrických kontaktů pro polovodičové součástky k zamezení vzniku Schottkyho přechodů kov - polovodič.

2.5 Pohyb nosičů náboje v materiálu polovodiče

Nosiče náboje se v polovodiči mohou pohybovat vlivem externího elektrického pole (drift).

Na rozdíl od plynů, kde je mobilita volných elektronů mnohem větší než u kladných iontů, je mobilita elektronů a děr v materiálu polovodiče přibližně stejná (hodnoty pro křemík a germanium jsou uvedeny v Tab. 1).

S rostoucí intenzitou elektrického pole je nárůst pohyblivosti pomalejší a postupně je dosažena saturovaná driftová rychlost, nezávislá na dalším zvyšování intenzity elektrického pole. Elektrony a díry se po svém vzniku pohybují náhodným směrem a difundují od místa svého vzniku, což vede k rozšíření prostorového rozložení náboje v čase.

2.6 Záchyty na pastích a rekombinace

Některé typy nečistot, např. atomy zlata, kadmia nebo zinku, vytvoří energetické hladiny v okolí středu zakázaného pásu – tzv. pasti, které jsou příkladem hloubkových nečistot. Majoritní a také minoritní nosiče náboje jsou v těchto pastech zachyceny na poměrně dlouhou dobu a nemohou se pohybovat skrz krystal. Po nějakém čase tato past zachycený nosič náboje uvolní a ten se navrátí do původního pásu. Pro polovodičové detektory to má za následek zmenšení amplitudy signálu a také šum vzniklý opožděním emise nábojového nosiče. Pasti jsou také odpovědné za pomalý náběh impulzu, například u detektorů větších rozměrů.

Jiné typy hloubkových nečistot můžou působit jako rekombinační centra páru. Rekombinací rozumíme zánik páru elektron – díra, který je doprovázen emisí fotonu nebo fononu, jenž způsobí vibrace v krystalové mřížce.

Vzhledem k tomu, že rekombinační centra mají energetické hladiny kolem středu zakázaného pásu, je rekombinace přes tyto centra více pravděpodobná než rekombinace elektronů a děr přes celý zakázaný pás.

2.7 Polovodičový p-n přechod



Obr. 9: Polovodičový p-n přechod [24].

Polovodičový *p-n* přechod (znázorněný na Obr. 9) vznikne na jednom kusu monokrystalu změnou typu a koncentrace příměsí. Po přiložení napětí může být polovodičový přechod polarizován v propustném nebo závěrném směru. Při zapojení v propustném směru je na oblast *p* přiložené kladné napětí a na oblast *n* záporné napětí. Majoritní nosiče náboje driftují přes přechod účinkem elektrického pole a to způsobí protékání elektrického proudu. Polovodičový přechod zapojený v propustném směru nemůže být použit jako detektor, protože relativně malý počet elektron - děrových párů vytvořen zářením, by se ztratil v šumu protékajícího proudu.

Při zapojení přechodu v opačném (závěrném) směru se oblast kolem *p-n* přechodu úplně vyprázdní od majoritních nosičů náboje, teče přes ni jenom malý závěrný elektrický proud a je vhodná pro detekci záření. Při interakci záření zde dochází ke vzniku elektronů a děr, které migrují k elektrodám a vytvářejí signál.

Šířka vyprázdněné oblasti *d* reprezentuje citlivou oblast detektoru a je dána vztahem:

$$d = \left(2\varepsilon V\mu\rho_d\right)^{1/2},\tag{15}$$

kde ε je permitivita, V je napětí, μ je mobilita majoritních nosičů náboje a ρ_d je rezistivita polovodiče.

Přechod *p-n* lze vyrobit sléváním, difúzí a iontovou implantací nečistot.

2.8 Detektory se strukturou p-n

Základem je vždy křemíkový monokrystal s vysokým měrným odporem. Tento krystal je velmi málo dopován akceptorovou nebo donorovo příměsí [14].

2.8.1 Difúzní detektory

K výrobě difúzních detektorů se využívá vysokoteplotní difúze par vhodného dopantu. Fosfor se často používá jako donorová příměs. Pokud chceme získat menší hloubky difúze, využijeme arsen. K výrobě tenkých okének (k detekci protonů) využíváme iontovou implantaci. Tato technologie se už v současnosti méně používá, byla nahrazena iontovou implantací [14].

2.8.2 Detektory s povrchovou bariérou

Na výrobu těchto detektorů se využívá monokrystal křemíku, který má převážně vodivost typu *n*. Na jeho povrchu je oxidem vytvořena slabá vrstva vodivosti *p*. Tato vrstva je pokryta tenkou vrstvou zlata. Tímto získáme přechod kov - polovodič, nazývaný Schottkyho přechod. Výjimečně je možné se setkat také s detektory, které jsou vyrobeny z křemíku typu *p*, jež je pokryt hliníkem. Vstupním okénkem detektoru je tenká vrstvička zlata, která je vytvořena pomocí vakuového napařování. Cena detektoru poté narůstá s rozměry okénka a energetickou rozlišovací schopností detektoru.

Vlastnosti typické pro detektory s povrchovou bariérou:

- 1. Linearita odezvy je závislá na sběru elektronů a děr vzniklých interakcí částic.
- 2. Energetická rozlišovací schopnost závisí na dané ploše detektoru a typu částic.
- Tvar impulzu je dán trváním a průběhem proudového impulzu, jež odpovídá pohybu nosičů ve vyprázdněné oblasti.
- 4. Chlazení křemíkových bariérových detektorů na teplotu okolo 200 K vede ke snížení závěrného proudu detektoru a posléze k zmenšení jeho šumu. Výsledek je výrazné zlepšení rozlišovací schopnosti.

2.8.3 Detektory vyrobené iontovou implantací

Další způsob zavedení dopantů do polovodičového monokrystalu je iontová implantace. Dopovat lze akceptorové nebo donorové příměsi a to např. implantací fosforu nebo boru [14]. Tyto prvky jsou ve formě iontů pomocí urychlovače urychlené na dostatečné energie k průniku do požadované hloubky. Svazek poté ozáří implantovaný povrch. K dosažení rovnoměrné implantace je nutno svazek rozkmitat nebo pohybovat implantovaným objektem pod zmíněným svazkem. Vzniklé urychlené ionty mají v materiálu konečný dolet. Tento dolet je závislý na energii (urychlovacího napětí). Iontovou implantací jsme schopni vyrobit strmé přechody, v nichž se skokem mění typy vodivosti. Můžeme taktéž vyrobit ohraničené silné dopované kontaktní vrstvy vodivosti typu n^+ a p^+ .

K odstranění radiačního poškození vzniklého implantací je nutné provést annealing žíháním, při kterém se léčí strukturální poruchy krystalu. Pak nedochází ke zkrácení doby života nosičů náboje a snížení účinnosti sběru náboje.

Detektory vyrobené iontovou implantací se využívají ve spektrometrii nízkoenergetických fotonů v rozmezí od 50 do 100 keV a ve fyzice vysokých energií.

Ve srovnání s detektory s povrchovou bariérou jsou tyto detektory stabilnější a odolnější proti vlivům okolí. Tloušťka vstupního okénka je u detektorů vzniklých iontovou implantací mnohem menší.

2.8.4 Planární detektory

Planární způsob výroby křemíkových detektorů kombinuje techniku implantace iontů a fotolitografie. Tímto způsobem je možné vyrobit detektory s velmi malými svodovými proudy a výbornými operačními vlastnostmi [3].

Planární proces výroby detektorů (viz. Obr. 10) využívá vysoce čistý křemík s minimálním množstvím donorových nečistot, které vytvářejí polovodič typu n (a). Křemíková destička se nejdříve vyčistí a vyleští, a pak se na povrchu vytvoří pasivací při zvýšené teplotě vrstva oxidu (b). Vybrané oblasti v oxidu jsou pak fotolitograficky odstraněny (c). V těchto oblastech se poté pomocí urychlovače implantují akceptorové ionty (bor) a tím se vytvoří p-n přechod. Na zadní straně křemíkové destičky je implantací vytvořena silně dopovaná vrstva n^+ , která slouží jako elektrický kontakt (d). Při implantaci může dojít k radiačnímu poškození, které se kompenzuje zahříváním (e). Nakonec je na povrchu fotolitografickým

nanesením hliníku vytvořen elektrický kontakt (f, g). Jednotlivé detektory jsou posléze vyřezány z křemíkové destičky [23].



Obr. 10: Postup výroby pasivovaných planárních detektorů [3].



Obr. 11: Oboustranný stripový detektor [3].

2.9 Polohově citlivé detektory

Polohově citlivé detektory se skládají z více detekčních segmentů vyrobených na monokrystalu a disponují schopností měřit polohu interakce částice s detektorem, ale také absorbovanou energii.

2.9.1 Mikrostripové detektory

Mikrostripové detektory (viz. Obr. 11) mají sběrnou elektrodu rozdělenou na tenké pásky (stripy), na základě čehož lze určit polohu interakce částic. Pokud bychom chtěli získat obě souřadnice místa interakce, musí být sběrná elektroda na druhé straně detektoru a taktéž být rozdělena na pásky, které jsou orientovány kolmo na elektrody na přední straně.

K výrobě mikrostripových detektorů se využívá iontová implantace detektoru nebo fotolitografie.

Rozdělují se do stripů (o šířce řádově 0,1 mm). To umožní dobré prostorové rozlišení v jednom směru. Každý strip má vlastní vyčítací elektroniku, která určuje počet kanálů a jejich vzdálenost.

Křemíkové stripové detektory se využívají v experimentech urychlovačů (např. ATLAS SCT [10]).

2.9.2 Padové a pixelové detektory

Padové a pixelové křemíkové detektory se vyrábí podobným způsobem jako stripové detektory, ale sběrná elektroda je rozdělena na menší segmenty. Když je rozměr jednoho segmentu větší než typicky 1 mm, jedná se o padové detektory, v opačném případě se jedná o pixelové detektory [8]. Příkladem padového detektoru je CALICE ECAL [9].

Výhodou pixelových detektorů ve srovnání se stripovými detektory je díky menší detekční ploše výrazně menší šum, což vede k lepší energetické rozlišovací schopnosti. Malé rozměry elektrod vedou ke snížení kapacity senzoru a svodových proudů. Náročným úkolem je propojení senzoru s elektronikou. U menšího počtu detekčních segmentů větších rozměrů je možné propojení segmentu drátkem (wirebond) s okrajem vyčítacího čipu. Nejčastější způsob propojení pixelového senzoru s vyčítací elektronikou je nalisováním

kontaktů, např. z india nebo cínu (bump - bondy), které propojí každý pixel s příslušným vyčítacím segmentem.

Detektor, který je složený ze dvou samostatných částí – senzoru a vyčítacího čipu, se nazývá hybridní (Obr. 12). Typická tloušťka senzoru je řádově stovky μ m a tloušťka čipu je menší než 500 μ m.

Pixely hybridního detektoru mohou mít čtvercový nebo hexagonální tvar. Oba typy budou využity v praktické části této práce. Hybridní pixelové detektory se využívají ve fyzice vysokých energií, např. v experimentu ATLAS na urychlovači LHC [10].

Dalším typem pixelového detektoru je monolitický pixelový detektor (viz. Obr. 13), u kterého je senzor i vyčítací elektronika integrována na jednom kusu křemíku.

Velkou výhodou tohoto typu detektorů je odstranění problému s propojením senzoru a elektroniky pomocí bump - bondů, což je technicky a finančně náročné. Na druhou stranu vzniká problém s nekompatibilitou vysoce - rezistivního křemíku potřebnou pro výrobu senzorů a nízko - rezistivního křemíkového substrátu pro výrobu integrovaných obvodů. V některých případech, např. DEPFET [11], je senzor základem vývoje; v jiných, např. MAPS [13], se vychází z vývoje elektroniky. V současnosti se tato technologie dostává do popředí a existují pokusy o výrobu monolitických detektorů, které by byly schopny konkurovat hybridním detektorům.



Obr. 12: Průřez hybridního pixelového detektoru [13].



Obr 13: Průřez monolitického pixelového detektoru [13]. (Elektronika

se nachází na stejném waferu jako senzor)

2.9.3 Driftové detektory



Obr. 14: Lineární křemíkový driftový detektor [14].

U driftových detektorů (Obr. 14) lze měřit driftovací čas nosičů náboje od průletu částice detektorem až ke sběru náboje na sběrné elektrodě a na základě toho lze určit polohu interakce částice.

Driftové detektory mají sběrné elektrody stejného typu, nejčastěji na obou stranách křemíku a sběrné elektrody typu *n* jsou umístěny na okraji detektoru. Elektrony vytvořené

ionizací se pohybují přibližně stejnou rychlostí rovnoběžně k povrchu detektoru směrem ke sběrné elektrodě. Doba driftu elektronů je lineární funkcí vzdálenosti místa jejich interakce od sběrné elektrody.

Driftové detektory mají výhodu ve velikosti sběrné elektrody, která je velmi malá. Tím se snižuje kapacita detektoru a také jeho výsledný šum [24]. Rozlišovací schopnost se vyrovná stripovým detektorům [7]. Tyto detektory nepotřebují chlazení kapalným dusíkem. Detektor má sám o sobě malé rozměry a jeho tloušťka dosahuje řádově pouze několik set µm. To umožní využití driftových detektorů ve spektrometrii, dále k detekci nabitých částic a také při měření měkkého rentgenova záření. Detektory jsou schopny pracovat i při vysokých četnostech impulzů za sekundu.

2.9.4 CCD čipy



Obr. 15: Princip funkce CCD čipů [14].

CCD čipy (Charge Coupled Devices) se původně používaly v oblasti detekce viditelného světla. Tyto čipy nahradily film ve videokamerách a fotoaparátech. Uplatnění nacházejí také v detekci přímo a nepřímo ionizujícího záření.

Rozdělujeme je na čipy lineární a plošné.

Lineární CCD čip (viz. Obr. 15) je tvořen z obdélníkové křemíkové destičky, kde na zadní a přední straně je vrstva elektrod typu p^+ . Na zmíněné elektrody je přivedeno napětí a elektrony, vzniklé ozářením, poté zůstanou v potenciálových jamách. Následně se napětí na elektrodách postupně mění a elektrony zachycené v potenciálových jamách se přesouvají směrem ke sběrné elektrodě. Postupně se tak vyčítají všechny pixely v řadě. Počet elektronů, který byl zachycen v potenciálové jámě je úměrný ozáření pixelu.

Plošné CCD čipy jsou složeny ze struktury z několika lineárních čipů umístěných vedle sebe. Kolmo k CCD čipům je umístěn vyčítací lineární čip. V momentě, kdy nastane fáze vyčítání, se signál působením elektrického pole pohybuje z pixelu do pixelu, až doputuje na sběrnou elektrodu, kde se sériově vyčítá. Takto se budou vyčítat postupně všechny sloupce a také pixely. Doba vyčítání CCD čipu závisí na velikosti pixelové matice. CCD čipy jsou známy nízkým šumem a využívají se ve spektrometrii.

Je nezbytné, abychom zabránili ozařování těchto čipů ve fázi vyčítání. Nezabráníme-li ozařování, poté vzniklý signál je přiřazen špatným pixelům. Řešení je v prodloužení expozice anebo ve zrychlení fáze vyčítání.

Setkáváme se s nimi především v elektronice pro přenos a uchování náboje. Patří mezi ně například videokamery, vnitřní detektor na collideru SLD a *p-n* CCD kamera.

3 Aplikace polovodičových detektorů

K vývoji polovodičových detekčních systémů přispěl hlavně pokrok v oblasti výroby komerčních polovodičových čipů s CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor) technologie. Díky ní je možný vývoj segmentovaných detektorů, které mají vysoké prostorové rozlišení. Na vývoji těchto detektorů se také podílí kolaborace Medipix, založena v CERN [15].

Zaměřuje se na vývoj hybridních detektorů s vysokou citlivostí, malým šumem a velkým prostorovým rozlišením pro aplikace ve fyzice vysokých energií, průmyslové aplikace (difraktometrie za použití rengenovského záření) a medicíně (např. mamografie a dentální rentgeny). Později se využití těchto detektorů rozvíjelo, například jako detektor pro rentgenovou tomografii anebo v hadronové terapii pro monitorování svazku, v neposlední řadě po aplikaci konverzní vrstvě na křemíkový senzor jako detektor vhodný pro neutronovou tomografii.

Čip Medipix1 nebo taktéž nazýván PCC (Photon Counting Chip) je prvním vyvinutým CMOS zobrazovacím čipem v rámci kolaborace Medipix. Jeho historie má kořeny v experimentech oblasti fyziky vysokých energií z počátku 90. let. Medipix2 navazuje na Medipix1 různými vylepšeními a přešel dalším vývojem (Timepix, Medipix3).

V Tabulce (Tab. 2) je znázorněno porovnání základních charakteristik čipů Medipix1 a Medipix2.

Charakteristika	Medipix1	Medipix2	
Rozměry pixelu	170 μm x 170 μm	55 μm x 55 μm	
Velikost pixelové matice	64 x 64	256 x 256	
Aktivní plocha	$\sim 1.2 \text{ cm}^2$	1.982 cm^2	
Citlivost pixelů	Pozitivní náboj	Pozitivní i negativní náboj	
Velikost čítače	15 bitů	13 bitů	

Tabulka 2: Srovnání charakteristik čipů Medipix1 a Medipix2.

3.1 Medipix2

Čip Medipix2 a jeho varianta MXR byl navržen v roce 2005. Medipix2 ASIC (Application Specific Integrated Circuit), podobně jako jeho předchůdce, funguje v režimu počítání fotonů. Na čip Medipix2 mohou být nakontaktovány různé druhy polovodičových senzorů, které jsou poté schopny převádět studované záření do elektrických signálů vyčítaných čipem. Tato kombinace má využití v oblasti detekce rentgenového záření a také pro práci s tvrdším gamma - zářením [15].

Pixel detektoru Medipix2 má tvar čtverce o hraně dlouhé 55 μ m a detektor celkově tvoří 65536 pixelů uspořádaných v matici 256 × 256 o celkové ploše přibližně 2 cm².

V aplikacích je výhodou, když konverze rentgenových fotonů probíhá přímo v polovodičovém senzoru, což minimalizuje rozostření obrazu (jak se to děje v případě CCD kamer a scintilátorů). Čip byl navržen tak, aby byl schopen přijmout buď kladný anebo záporný náboj na vstupu, což umožní sbírat ze senzoru elektrony a také díry a což má také výhodu v možnosti používat široké spektrum senzorů.

U čipu Medipix2 existuje možnost zvolit si energetický rozsah deponované energie, která se počítá jako zásah částice. Horní a dolní práh se nastavuje pomocí konfiguračních registrů čipu. Na snížení odlišnosti v detekci mezi jednotlivými pixely je v každém kanálu možné nastavit individuálně 3 bity pro kompenzaci nastavení energetického okénka. Tato kompenzace výrazně zvyšuje kontrast a potlačuje šum. Nachází své uplatnění v zobrazování.

V každém kanálu se nachází 13 - bitový čítač, který počítá jednotlivé zásahy dopadajících částic. Pixely dokážou pracovat při frekvenci dopadajících částic až 100 kHz. Po skončení měření se provede vyčítání počtu zásahů z celého detektoru.

3.2 Timepix

Čip Timepix vznikl jako evoluce předchozího čipu Medipix2. Pixel detektoru Timepix má stejnou velikost jako u zmiňovaného Medipix2, má však větší funkcionalitu. U detektoru Timepix může být matice pixelů naprogramována tak, aby počítala počet zásahů stejně jako je tomu u detektoru Medipix2 nebo, aby měřil energii deponovanou do kanálu senzoru metodou time-over-threshold. Také je schopen změřit čas dopadu první částice od začátku

měření. (Vývoj čipu Timepix byl také motivován požadavky pro vyčítání plynových detektorů, jakými jsou TPC).

Na rozdíl od čipu MXR, Timepix má jenom jeden práh energie (spodní práh) a neumožňuje práci v režimu okénkové diskriminace energie. Získaná data se ukládají do 13-bitového čítače v každém pixelu. Na kompenzaci odezvy jednotlivých kanálů je v každém pixelu registr se 4-bity, který umožní ještě lepší homogenitu odezvy mezi pixely [15].

3.3 Vyčítací rozhraní pro čip Medipix2

Data získaná z pixelového detektoru jsou reprezentována binární hodnotou počtu zásahů v čítači kanálu. Na komunikaci mezi vyčítacím čipem Medipix2 a počítačem je potřebné další zařízení, které tuto komunikaci umožní. Za tímto účelem byla v rámci kolaborace Medipix2 postupně vyvinuta různá vyčítací rozhraní. Hlavní rozdíl mezi jednotlivými rozhraními představuje rychlost přenosu dat a také způsob propojení detektoru s počítačem [15].

3.3.1 Muros2

Vyčítací rozhraní Muros2 (Medipix2 Reusable Readout System version 2, viz Obr. 16) funguje jako rozhraní mezi vyčítacím čipem Medipix2 a speciální deskou DIO-653X od National Instruments, která slouží jako rozhraní pro komunikaci mezi počítačem a rozhraním Muros2.

Muros2 [16] byl vyvinut v Ústavu pro subatomovou fyziku v Nizozemsku (Nikhef) a vychází z vyčítacího rozhraní Muros1 pro Medipix1.

K tomu, aby mohl být Muros2 použit k vyčítání detektoru, je potřeba počítač a externí zdroj napětí, kterého se využívá jak k napájení detektoru, tak i vyčítacího rozhraní. Muros2 slouží k přenosu dat z počítače na detektor, ale také z detektoru do počítače. Umožňuje velkou rychlost vyčítání (přibližně 100 Mbit/s) a díky tomu je možné vykonávat s detektorem různá měření.

Podrobné informace o vyčítacím rozhraní Muros2 poskytuje uživatelská příručka [17].



Obr. 16: Muros [16].

3.3.2 USB 1.0

USB vyčítací rozhraní [18] bylo vyvinuto na ústavu technické a experimentální fyziky (UTEF) ČVUT s cílem navrhnout jednodušší způsob přenosu dat z vyčítacího čipu do počítače. Výhodou je nezávislost na externím zdroji napájení, USB kabel napájí detektor přímo z počítače a zmenšení rozměrů vyčítacího systému (rozměry USB rozhraní jsou 80×50×20 mm³). Rychlost vyčítání je nižší oproti rozhraní Muros2, přibližně 1 Mbit/s. Přenos signálu také závisí na kvalitě a délce vyčítacího USB kabelu. Znázorněno na Obr. 17.



Obr. 17: USB 1.0 [18].

3.3.3 Modul RelaxD

Jednou z vlastností, které omezují širší použití detektoru Medipix, je malá detekční plocha, což je částečně vyřešeno spojením několika detekčních segmentů do jednoho celku. Modul

RelaxD (High Resolution Large Area X-ray Detector) [19] umožní vytvořit matice 2×2 anebo 2×4 detektorů Medipix. Byl vyvinut v Nizozemsku (Nikhef) a je složený ze dvou vyčítacích desek, které jsou spojeny ve tvaru písmena T (viz. Obr. 18), což umožní poskládání většího počtu modulů do jednoho celku. Modul je připojený k počítači pomocí standardního ethernetového kabelu.



Obr. 18: *RelaxDAQ* [19].

3.4 Vyčítací software pro čip Medipix2

K zpracování naměřených dat slouží speciální software, který umožní vyčítání a přenos dat i jejich následné dekódování, zpracování a zobrazení.

3.4.1 Pixelman

Pixelman je softwarový balík, který podporuje všechny dostupné zařízení na bázi Medipix2, která jsou vyčítána pomocí libovolného dostupného rozhraní.

Dřívější verze Pixelman byly kompatibilní pouze s platformou Microsoft Windows, nebylo možné použít software na jiných operačních systémech. Proto bylo jádro Pixelmanu upraveno tak, aby bylo kompatibilní se systémy MacOS X a také Linux [20].

3.4.2 RelaxDAQ

RelaxDAQ byl vyvinut speciálně pro vyčítání modulu RelaxD. Je to program pro rychlé čtení, ukládání dat snímků a následné zobrazení snímků až pro 4 RelaxD moduly [19].

Program RelaxDAQ byl vyvinut pro potřebu extrémně rychlého snímání dat. Je navržen tak, aby se zabránilo zbytečně zdlouhavým operacím. Byl vyvinut v Nizozemsku (Nikhef) a je kompatibilní se softwarem Pixelman. Při správném nastavení je Pixelman schopný ovládat modul RelaxD, ale s omezenou rychlostí vyčítání. Aby byl program RelaxDAQ co nejjednodušší, byl navržen tak, že spolupracuje se softwarem Pixelman. Před začátkem měření se pomocí softwaru Pixelman nastaví potřebné parametry a rychlé vyčítání naměřených dat je pak umožněno programem RelaxDAQ [19].

3.4.3 Marpix

Vyčítací software Marpix (Modern Approach to Readout of PIXel detector) byl vyvinut na FJFI ČVUT jako softwarový balíček pro vyčítání detektorů typu Medipix2 [21], v současnosti je zaměřen na komunikaci s vyčítacím rozhraním RelaxD.

Marpix umožňuje ovládání modulu RelaxD, změnu nastavení vyčítání, zobrazování dat a kalibraci odezvy pixelového detektoru.

Vyčítací software je složený ze dvou částí, hardwarové knihovny RelaxD a aplikace Marpix s grafickým uživatelským rozhraním. Tento softwarový balíček byl navržen tak, aby byla hardwarová knihovna v budoucnosti lehce zaměnitelná, a tím se umožní použití vyčítacího softwaru i s jiným typem hardwaru. Kód je přizpůsoben k tomu, aby umožnil ovládání většího počtu zařízení s různou geometrií.

4 Popis experimentu

Klastr je seskupení pixelů, ve kterých se nachází signál při průletu jediné částice. Každá částice zanechává v detektoru stopu odpovídající druhu částice a její interakce. Typicky, alfa částice vytvářejí klastry ve tvaru kruhu, bodové zásahy reprezentují jednotlivé fotony a elektrony mají zakřivenou dráhu.

K měření velikosti klastrů byl použit detektor Medipix MXR s křemíkovým senzorem s hexagonálními pixely (Obr. 19 vpravo) a detektor Timepix se senzorem se čtvercovými pixely (Obr. 19 vlevo). Cílem bylo porovnat množství a velikost klastrů pro různé typy pixelů v závislosti na různém biasovacím napětí.

Měření bylo provedeno nejprve pomocí alfa - zářiče ²⁴¹Am pro různé vzdálenosti detektoru od zdroje záření a pro různá biasovací napětí, a poté s kusem smolince obsahujícím přírodní U a jeho dceřiné prvky z rozpadové řady. Zdroj ²⁴¹Am emituje kromě alfa částic také fotony, ty se však v detektoru projeví většinou jako jedno až dvou-pixelové zásahy. K vyčítání dat z detektoru bylo použito vyčítací rozhraní MUROS2 a ke sběru a zobrazení dat byl použit software Pixelman, který je popsán v kapitole 3. Po vyčítaní dat byla provedena analýza klastrů softwarem Marpix.



Obr. 19: Schéma použitých čtvercových (vlevo) a hexagonálních (vpravo) pixelů s roztečí 55 mikronů [22]. Tloušťka senzorů byla 300 μm pro čtvercové pixely a 525 μm pro hexagonální.



Obr. 20: Měřicí setup s detektorem Medipix MXR s hexagonálními pixely a zářičem ²⁴¹Am umístěným v kolimátoru (obdobný setup byl použit i pro měření s detektorem Timepix a uranovou rudou).

4.1 Cíl měření

Cílem měření je porozumění vlivu geometrie pixelů (hexagonální a čtvercová), tloušťky senzorů (300 a 525 μ m) a různých zdrojů záření na velikost klastrů. Hlavní důraz je kladen na detekci alfa částic emitovaných z americia. Z tohoto důvodu byla měření prováděna pro různé vzdálenosti detektoru od zdroje. Měnilo se taktéž biasovací napětí senzoru (V_{bias}), aby bylo možné pozorovat vliv šířky vyprázdněné oblasti na amplitudu signálu a sběr náboje. Za tímto účelem byly studovány velikosti klastrů (počet pixelů v klastru) a objem klastrů (energie deponovaná v jednotlivých pixelech klastru).



Obr. 21: Schéma radioaktivního rozpadu²⁴¹Am [28].

4.2 Úvod do problematiky

4.2.1 α a γ spektrum ²⁴¹Am zdroje

Na měření byl použit zdroj ²⁴¹Am s přibližnou aktivitou 35 kBq, což odpovídá hodnotě přibližně 1 µCi. Americium je silně radioaktivní kovový prvek, vytvořený v jaderných reaktorech ozařováním plutonia. V přírodě se přirozeně nevyskytuje. Je to uměle připravený prvek, tzv. transuran. Americium má poločas rozpadu 432,2 let a rozpadá se výhradně emisí alfa částice na ²³⁷₄₃*Np*. Nejdůležitější energie emitovaných alfa částic jsou 5,545 (13 %), 5,486 (85 %) a 5,443 (1 %) MeV. Vzniklé neptunium je v excitovaném stavu a deexcituje se emisí záření gamma s energií 59,54 keV (85 %). Existují zde další důležité spektrální čáry americia na energiích 17,8 (18 %) a 14,3 (13 %) keV. Izotop

Zdroj americia byl umístěn v kolimátoru, který umožňoval průlet alfa částic pouze v malém úhlu tak, aby se vyloučily částice, které se pohybovaly delší trajektorií ve vzduchu.

Americium se v praxi využívá v detektorech kouře a na kalibraci měřicích přístrojů. Spolu s beryliem se využívá jako zdroj neutronů (AmBe).



Obr. 22: Závislost zbytkové energie alfa částic na vzdálenosti od zdroje ve vzduchu [26]. Srovnání mezi experimentálními daty (3 měření) pro alfa energie z americia ²⁴¹Am ve vzduchu, jakož i výpočty z ICRU dat (přerušovaná čára) a SRIM dat (plná čára).

4.2.2 Geometrie detektoru

Na měření byly použity pixelové detektory, které byly detailněji popsány v 2. kapitole. Použité detektory jsou složeny ze dvou částí, křemíkového senzoru a vyčítacího čipu, které jsou propojeny pomocí bump – bondů.

Byly použity detektory se dvěma typy senzorů – sensor se čtvercovými a hexagonálními pixely. Oba sensory byly vyrobeny na substrátu typu n s vysokou rezistivitou a pixely byly tvořeny implanty typu p. Po aplikaci biasovacího napětí (V_{bias}) se začne objevovat vyprázdněná oblast v blízkosti n-p přechodu. S rostoucím biasovacím napětím (V_{bias}) vyprázdněná oblast expanduje směrem k zadní straně senzoru, na kterou dopadají částice emitované zdrojem.

Čip senzoru Timepix má tloušťku 300 μ m se čtvercovou pixelovou geometrií. Rozměr pixelu je 55 μ m. Senzor MXR má tloušťku 525 μ m s rezistivitou 5 Ω ·cm. Tvar pixelů je

hexagonální. Rozměr pixelu je také 55 μm. Napětí potřebné k úplnému vyprázdnění detektoru je přibližně 70 V pro oba detektory.

Čipy obou detektorů byly kalibrovány na šum a nastaveny na nejnižší práh THL nad šumem.

4.2.3 Dosah alfa částice ve vzduchu a v křemíku

Alfa částice ztrácí energii především ionizací a tyto energetické ztráty jsou popsány

Bethe – Blochovou rovnicí (viz. 1. kapitola). Zvětšením vzdálenosti zdroje a senzoru se energie alfa částic ve vzduchu snižuje přibližně o 1 MeV na cm. Závislost zbytkové energie alfa částic pro zdroj americia²⁴¹Am ve vzduchu je znázorněna na Obr. 22.

Závislost dosahu alfa částic v křemíku na energii je znázorněna na Obr. 23. Hustota křemíku je 2,32 g/cm³, což odpovídá podle Obr. 23 dosahu přibližně 18 mikronů pro alfa částici o energii 5 MeV. Na povrchu senzoru se nacházejí přibližně 2 μ m necitlivého materiálu, kterým alfa částice musí projít: pokovení zadní strany senzoru pro kontaktování a silně – dopovaná n^+ vrstva, která zabraňuje vytvoření Schottkyho kontaktu na zadní straně senzoru. Vzhledem k tomu, že částice alfa deponují velkou energii v malém objemu detektoru, velký počet vytvořených párů může rekombinovat před difundováním nebo driftem z místa jejich vzniku. Po separaci náboje elektrickým polem detektoru se díry pohybují směrem k *p-n* přechodu, kde jsou vyčteny, ale vzhledem k jejich velkému množství a identickému elektrickému náboji se vzájemně odpuzují a výsledkem je vytvoření klastrů.



.

Obr. 23: Dosah alfa částic v křemíku [27].

5 Výsledky měření

Byly vykonány 3 sady měření:

- Měření s detektorem Timepix a zdrojem ²⁴¹Am
- Měření s detektorem Medipix MXR a zdrojem ²⁴¹Am
- Měření s detektorem Timepix a smolincem.

Každá sada se skládá z měření různých vzdáleností od zdroje – 7 různých hodnot vzdáleností (7 mm, 12 mm, 17 mm, 22 mm, 27 mm, 32 mm a 37 mm), kdy pro každou vzdálenost bylo provedeno měření pro 6 různých biasovacích napětí (10, 20, 40, 60, 80 a 100 V). Každé měření se skládá ze 100 expozic dlouhých 500 ms.





(c) e⁻ dráhy (uranová ruda)

Obr. 24: *Odezva detektoru Timepix na záření α, β a nízkoenergetickém záření γ.*

5.1 Identifikace klastrů

K identifikaci klastrů byl vytvořený nový algoritmus, který prohledává soubor hitů a klastry určí na základě vzdálenosti jednotlivých hitů. Tento algoritmus pracuje v následujících krocích:

- Načtení dat v textové formě
- Vyhledání klastrů pomocí přednastavených kritérií (jako je např. prahová energie)
- Analýza klastrů, výpočet těžiště a odhad šířky klastru v ortonormálních detektorových souřadnicích.

Typické klastry pro částice α , β a γ jsou znázorněny na Obr. 24. V případě velkého počtu hitů jsou klastry blízko sebe a dochází k jejich překrytí, což je znázorněno na Obr. 25, kde je zobrazeno rozdělení velikostí klastrů alfa. Opakující se ekvidistantní vrcholy jsou výsledkem překrývání alfa klastrů.



Obr. 25: Rozdělení velikosti alfa klastrů. Měření bylo vykonáno pomocí detektoru Medipix MXR v nejbližší možné vzdálenosti od zdroje ²⁴¹Am (7 mm).

5.2 Měření se zdrojem ²⁴¹Am

Bylo provedeno několik měření pomocí detektorů TimePix a Medipix MXR, která jsou prezentována v následujících kapitolách.

5.2.1 Počítání hitů

Měření počítání hitů bylo vykonáno s použitím zdroje ²⁴¹*Am*. Výsledky z módu počítání hitů jsou znázorněny na Obr. 26. Výsledky ukazují, že dle očekávání velikost klastru klesá s rostoucí vzdáleností od zdroje. Velikost klastru závisí také na použitém biasovacím napětí. Pokud je hodnota použitého napětí menší než napětí úplného vyprázdnění senzoru, rozměry klastrů jsou velké. Je to způsobeno tím, že elektrické pole v senzoru je částečně stíněno oblakem elektronů a děr a kdy převládá difúze děr a následný drift oblaku náboje.

5.2.2 Měření energie ²⁴¹Am

K měření byl použit detektor s čipem Timepix pracující v módu měření energie (ToT). Energetické spektrum se měřilo jako součet energií jednotlivých pixelů v klastru a je znázorněno na Obr. 27. Použití logaritmických os umožňuje zobrazení ve velkém dynamickém rozsahu.

Energie alfa částic (měřena v módu ToT) byla převzata ze součtu hodnot ToT v celém klastru. Výsledek je znázorněn na Obr. 28 a jasně ukazuje závislost vzdálenosti na energii obdobně jako na Obr. 22. Nevykazuje silnou závislost na biasovacím napětí.

5.2.3 γ – měření ²⁴¹Am

Na základě měření bylo zjištěno, že velikost klastrů pro fotony s nízkou energií (14, 18 keV) je rovna jednomu pixelu. Je to způsobeno nízkou energií vzniklého fotoelektronu. Na druhé straně, fotony s energií 59,5 keV obvykle vytvoří dvoupixelové klastry. Píky nízkoenergetických fotonů byly nafitovány Gaussovým rozdělením a výsledky z fitu (střední hodnota, směrodatná odchylka a plocha pod křivkou) jsou znázorněny na Obr. 29 a 30. Zatímco první obrázek znázorňuje získané hodnoty pro první pík odpovídající nízkoenergetickým fotonům, druhý odpovídá fotonům s energií 59,5 keV.



a) MXR





*Obr. 26: Závislost velikosti klastrů na vzdálenosti od zdroje*²⁴¹*Am a použitém biasovacím napětí pro pixelový detektor Medipix MXR a Timepix.*



Obr. 27: Graf znázorňující energii klastrů změřenou pomocí detektoru Timepix v režimu ToT. Jsou zde zobrazeny píky z nízko - energetických fotonů, vrchol na 59,5 keV a alfa klastry.



Obr. 28: Závislost zbytkové energie alfa částic na vzdálenosti od zdroje ve vzduchu a na biasovacím napětí. Energie klastru se měří v jednotce ToT.



(a) střední hodnota



(b) směrodatná odchylka



Obr. 29: Parametry nafitovaného Gaussova rozdělení, které odpovídá prvnímu γ píku s energií přibližně 14 – 18 keV.



(b) směrodatná odchylka



Obr. 30: Parametry nafitovaného Gaussova rozdělení, které odpovídá hlavnímu y p**k**u s energií přibližně 59,5 keV.



(b) směrodatná odchylka



Obr. 31: Parametry nafitovaného píku alfa, který je znázorněn na Obr. 26. Parametry nafitovaného Gaussova rozdělení odpovídají píku alfa.

5.2.4 Alfa měření ²⁴¹Am – velikost klastru vs. energie klastru

Na Obr. 31 je znázorněn výsledek fitu energie alfa klastru v závislosti na biasovacím napětí a v závislosti na vzdálenosti zářiče ²⁴¹Am. Se vzrůstající vzdáleností klesá energie alfa, na druhou stranu závislost na biasovacím napětí je malá.

Závislost energie klastru na počtu hitů je znázorněna na Obr. 32. Některé typické příklady jsou prezentovány pro $V_{bias} = 10$, 40 a 100 V a vzdálenosti 7, 17 a 27 mm od zdroje. Na těchto grafech je viditelná charakteristická oblast typická pro částice alfa. Tato oblast má chvost tvořený částicemi alfa, které ztrácí různé množství energie při průletu pod větším úhlem od zdroje záření k detektoru. Tento vztah se jeví jako nelineární pro nízké biasovací napětí, což je pravděpodobně dáno kombinací prahového efektu a malé tloušťky vyprázdněné oblasti a nižší pravděpodobností toho, že díra dorazí k vyčítací straně senzoru.

Pří větších vzdálenostech nejsou alfa částice kolimovány a jejich délka letu se liší. Charakteristická oblast se transformuje na téměř lineární závislost mezi objemem a velikostí klastru.



(a) Napětí 10 V @ 7 mm



(b) Napětí 40 V @ 7 mm



(c) Napětí 100 V @ 7 mm



(d) Napětí 10 V @ 17 mm



(e) Napětí 40 V @ 17 mm



(f) Napětí 100 V @ 17 mm





(i) Napětí 100 V @ 27 mm

Obr. 32: Ploty energie klastru versus počtu pixelů v klastru pro různá biasovací napětí a vzdálenosti od zdroje americia.

5.2.5 Průměrná energie pixelu

Průměrná energie pixelu byla vypočítána jako celkový ToT klastru dělený počtem pixelů. Pomocí těchto grafů je možné identifikovat dvě odlišné oblasti. Oblast s nízkou hustotou energie odpovídá fotonům a Comptonovým elektronům, zatímco depozice velké energie částicemi alfa jasně dominuje v oblasti velkých hodnot.



Obr. 33: Tvary rozdělení pro průměrnou energii pixelu. 2 píky jsou jasně viditelné, jeden odpovídá záření okolo 50 ToT, další odpovídá alfa částicím okolo 300 ToT. Při větším biasovacím napětí se projevuje třetí pík, který pravděpodobně odpovídá energii fotonu 59,5 keV, na kterou není senzor křemíku příliš citlivý.

5.3 Měření pomocí smolince

Se vzorkem přírodní uranové rudy bylo provedeno podobné měření jako s $^{241}_{95}Am$. 2D vizualizace drah částic procházejících přes senzor je zobrazena na Obr. 34. Lze identifikovat několik druhů částic (α , β).

Obr. 35 dále vymezuje vztah mezi objemem klastru a velikostí klastru. Fotony a elektrony deponují v pixelech malou energii ve srovnání s alfa částicemi.



Obr. 34: Energie v pixelové matici částicemi vyzařovanými z přírodní uranové rudy. Kulaté klastry s velkou deponovanou energií jsou alfa částice, zatímco zakřivené trajektorie jsou elektrony rozptýlené na krystalové mřížce křemíku.



(a) energie klastru vs počet pixelů v klastru



(b) energie klastru pro pixel

Obr. 35: Vztah mezi velikostí klastru a počtem hitů. Obrázek na levé straně ukazuje 2 výrazné oblasti. Oblast rychlého nárůstu ukazuje vztah pro alfa částice, zatímco ta druhá je tvořena průchodem elektronů s nižší deponovanou energií. Obrázek vpravo zobrazuje poměr objemu a velikosti klastrů, ukazující opět alfa částice (okolo 480 ToT) a kontinuum elektronů s fotony.

6 Závěr

Cílem této práce bylo studium detekce záření pomocí pixelových křemíkových detektorů pro různé druhy záření, typy detektorů a biasovací napětí senzoru.

Měření byla provedena s detektorem s čipem Medipix MXR s hexagonální geometrií a detektorem na bázi čipu Timepix se čtvercovou geometrií pixelů.

Pomocí softwaru Marpix byla provedena identifikace a statistická analýza klastrů pro zářiče ²⁴¹Am a smolinec. Důraz byl kladen na detektor s čipem Timepix a na zářič ²⁴¹Am, který je zdrojem částic alfa o přibližné energii 5.4 MeV a fotonů o energii 14, 18 a 60 keV. Pro každou konfiguraci vzdálenosti a biasovacího napětí bylo vykonáno 100 měření s integrační dobou 500 ms. Byla provedena statistická analýza změřených dat a pro každý typ klastru bylo rozdělení nafitováno, a poté byly extrahovány hodnoty střední deponované energie, směrodatné odchylky a počtu zásahů pro píky rozdělení odpovídající částicím alfa a fotonům. Výsledky jsou prezentovány jako funkce vzdálenosti a biasovacího napětí senzoru.

Z naměřených dat je vidět rozdílná velikost klastrů pro detektory s odlišnými typy senzorů. Větší velikost klastrů byla pozorována pro detektor s čipem Timepix a obecně klesala s rostoucím biasovacím napětím. Pomocí detektoru Timepix v módu měření energie (ToT) bylo pozorováno kromě částic alfa charakteristické fotonové záření americia. Byla pozorována jasná závislost úbytku energie částic alfa s narůstající průletovou vzdáleností, což je kompatibilní s předpovědí.

Použité detektory se také lišily v povrchové úpravě a tloušťce pasivační vrstvy, což se mohlo projevit v strmosti křivky závislosti velikosti klastrů na vzdálenosti zdroje. Když alfa částice vznikají ve větší vzdálenosti od detektoru, tak při příletu k senzoru ztratí většinu své energie a jejich dosah je silně závislý na složení povrchových vrstev detektoru (metalizace povrchu a n^+ implant).

Při měření se smolincem byly pozorovány charakteristické klastry záření alfa a elektronů.

7 Reference

[1] Lilley, J.: Nuclear Physics: Principles and Applications, John Wiley & Sons, New York, 2001

[2] Musílek, L.: Dozimetrie neutronů, Vydavatelství ČVUT, 1998

[3] Knoll, G.F., *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley & Sons, New York, 2010

[4] Fyzika v moderním lékařství, available online: http://cz7asm.wz.cz/fyz/index.php? page=nepioza

[5] Techmania, available online: www.Techmania.cz

[6] Rinard, P., Neutron Interactions with Matter. In Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials, (ed. D. Reilly, N. Ensslin, and H. Smith Jr), Nuclear Regulatory Commission, NUREG/CR-5550. Pp. 357-377, 1991

[7] Doležal, Z., Polovodičové detektory v jaderné a subjaderné fyzice, 2007, text k přednášce, k dispozici na: http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/~dolezal/teach/semicon/

[8] Rossi, L., et al., Pixel Detectors: From Fundamentals to Applications, Springer, 2006

[9] Repond, J., et al., Design and Commissioning of the Physics Prototype of a SiW Electromagnetic Calorimeter for the International Linear Collider, JINST 3:P08001,2008, arxiv:0805.4833

[10] Gilchriese, M., et al., ATLAS pixel detector electronics and sensors, JINST 3:P07007,2008

[11] Ulrici, J., et al., *Imaging performance of a DEPFET pixel Bioscope system in Tritium autoradiography*, Nucl. Instrum. Methods A 547, 424-436 (2005)

[12] Claus, G., et al., *Particle tracking using CMOS monolithic active pixel sensor*, Nucl. Instrum. Methods A 465, 120-124 (2001)

[13] Hejtmánek, M., Development of Novel Particle Silicon Detectors, Diplomová práce,FJFI ČVUT 2010

[14] Gerndt. J, Průša P., Detektory ionizujícího záření, 2. vyd., Vydavatelství ČVUT, 2011

[15] Medipix Collaboration website, http://medipix.web.cern.ch/medipix/

[16] Nikhef Medipix website, www.nikhef.nl

[17] San Segundo Bello, D., Muros2 User's Manual, Nikhef, 2003

[18] USB vyčítací rozhraní, http://www.utef.cvut.cz/cz/index.php?Ns=103&id=1000019

[19] Boterenbrood, H., Hejtmánek, M., How to use RelaxD software tools, Nikhef, Amsterdam, 2011

[20] Tureček, D., et al, *Pixelman: a multi-platform data acquisition and processing software package for Medipix2, Timepix and Medipix3 detectors, 2011 JINST* **6** C01046

[21] Hejtmánek, M., *DAQ Software Package for Medipix2-based Detectors*, Technical Report, FJFI ČVUT, 2014

[22] Tomášek, L., et al, CAS Quads - Probing and Assembly at NIKHEF, Medipix Meeting, 2008

[23] Peisert, A., Silicon Microstrip Detectors, in Instrumentation in High Energy Physics, ch.1, pp. 1-79, 1992

[24] Spieler, H.: Semiconductor Detector Systems, Oxford University Press, 2005

[25] Elektřina, http://www.cez.cz/edee/content/microsites/elektrina/fyz9.htm

[26] Zu , K.N. et al., *Comparsison among alpha-particle energy losses in air obtained from data of* SRIM, ICRU *and experiments*. Applied Radiation and Isotopes 59 (2003) 363-366, July 2003

[27]Williamson, C. F., Boujot J.P., Picard J., Tables of range and stopping power of chemical elements for charged particles of energy 0.05 to 500MeV, report CEA – R 3042, 1966

[28] Handbook of Radioactivity Analysis (Third Edition), edited by Michael F. L'Annunziata, Academic Press, Amsterdam, 2013.