

# STŘEDOŠKOLSKÁ ODBORNÁ ČINNOST

Obor SOČ: 02 Fyzika

Dozimetrické aplikace polovodičového detektoru Medipix

Dosimetric applications of the semiconductor detector Medipix

**Autoři:**

**Tomáš Kremel**

Gymnázium Jakuba Škody, Přerov,  
Komenského 29, 750 11

**Kateřina Stodolová**

Gymnázium, Pardubice, Dašická 1083, 530 03

**Kraje:**

Pardubický kraj

**Konzultant:**

**Ing. Kamil Augsten**

**Praha 2015**

# Prohlášení

Prohlašujeme, že jsme svou práci SOČ vypracovali samostatně a použili jsme pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v seznamu vloženém v práci SOČ.

Prohlašujeme, že tištěná verze a elektronická verze soutěžní práce SOČ jsou shodné.

Nemáme závažný důvod proti zpřístupňování této práce v souladu se zákonem č.121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon) v platném znění.

V ..... dne .....

podpisy: .....

# Poděkování

Děkujeme *Ing. Kamilu Augstenovi* za obětavou pomoc, trpělivost s našimi dotazy, za kontrolu a podnětné připomínky, které nám během práce poskytoval. Bez něj by tato práce nevznikla.

## ANOTACE

Práce se soustředí na aplikace polovodičového detektoru Medipix v dozimetrii, radiografii, spektroskopii a rentgenfluorescenční analýze.

Teoretická část popisuje fyzikální principy a způsoby detekce ionizujícího záření. Velká část je věnována popisu fungování, nastavení a kalibrace detektoru Medipix.

Praktická část práce se věnuje detekci různých typů záření (např. alfa a gama záření) a zobrazovacím schopnostem detektoru v radiografických měřeních. Tato měření zahrnují zobrazování elektronických součástek a biologického materiálu pomocí rentgenové lampy. Velký prostor je zde věnován energetickým měřením s cílem určení prvkového složení.

V závěru jsou mimo jiné uvedeny možnosti zlepšení použitých metod a možná budoucnost tohoto detektoru v současných i plánovaných aplikacích.

Měření probíhala na Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské Českého vysokého učení technického v Praze (ČVUT) s detektorem založeným na druhé generaci detektorů Medipix.

Klíčová slova: Medipix, Timepix, polovodičové detektory, ionizující záření, rentgenová lampa, elektromagnetické spektrum.

## ANOTATION

This research project focuses on applications of the semiconductor detector Medipix in dosimetry, radiography, spectroscopy, and rentgen fluorescent analysis.

In the theoretical part of this work, physical description of ionizing radiation and of its detection is covered. The description is aimed on how the Medipix detector works, including its adjustment and calibration.

In the practical part, there is a section describing wide range of particles and radiation (e.g. alpha and gamma particles) and another section that covers imaging capabilities of the detector in radiographic measurements. It contains imaging of electronic components, but also of biological materials, with usage of the X-ray tube. A comprehensive part of this chapter is devoted to study energetic spectra of materials in order to conduct elemental analysis.

In the conclusion, there are mentioned possibilities of the used technique's and method's enhancements and also feasible future of this detector in current and planned applications.

The measurements took place at the Faculty of Nuclear Sciences and Physical Engineering of the Czech Technical University (CTU) in Prague with the detector based on the second generation of Medipix family detectors.

Key words: Medipix, Timepix, semiconductor detectors, ionizing radiation, X-ray tube, electromagnetic spectrum.

# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Teoretická část</b>	<b>8</b>
2.1	Ionizující záření . . . . .	8
2.2	Zdroje ionizujícího záření . . . . .	9
2.2.1	Rentgenová lampa . . . . .	9
2.3	Interakce ionizujícího záření s látkami . . . . .	10
2.4	Detekční metody . . . . .	12
2.5	Detektory . . . . .	12
2.5.1	Plynové detektory . . . . .	13
2.5.2	Scintilační detektory . . . . .	13
2.5.3	Polovodičové detektory . . . . .	13
2.6	Medipix/Timepix . . . . .	14
2.7	Principy fungování detektoru Medipix . . . . .	15
2.8	Ovládání Medipixu . . . . .	18
2.9	Kalibrace Medipixu . . . . .	20
<b>3</b>	<b>Metodika</b>	<b>22</b>
3.1	Používané zářiče . . . . .	22
3.2	Detekce radiačního pozadí . . . . .	23
3.3	Detekce alfa záření . . . . .	23
3.4	Radiografie . . . . .	23
3.5	Charakteristické záření . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Výsledky</b>	<b>25</b>
4.1	Detekce radiačního pozadí . . . . .	25
4.2	Detekce alfa záření . . . . .	27
4.3	Radiografie . . . . .	29
4.3.1	USB Bluetooth . . . . .	30
4.3.2	Paměť RAM . . . . .	30
4.3.3	Pokoutník domácí . . . . .	31
4.3.4	Slunéčko východní . . . . .	32
4.4	Charakteristické záření . . . . .	32

4.4.1	Záření samotného zářiče $^{241}\text{Am}$ . . . . .	33
4.4.2	Charakteristické záření $^{137}\text{Ba}$ . . . . .	34
4.4.3	Charakteristické záření práškového $^{108}\text{Ag}$ . . . . .	36
4.4.4	Neznámý vzorek 1 . . . . .	37
4.4.5	Neznámý vzorek 2 . . . . .	38
<b>5</b>	<b>Závěr práce a diskuze</b>	<b>40</b>
	<b>Literatura</b>	<b>43</b>

# Kapitola 1

## Úvod

Postupná miniaturizace v elektrotechnice zasáhla mnoho oborů lidského poznání včetně experimentální fyziky. Rychlý pokrok umožnil vývoj nové detekční techniky, jejímž výsledkem je i námi používaný polovodičový částicový detektor. Tento detektor vyvinuli vědci sdružení v komunitě *Medipix* pro urychlovač LHC v CERNu, kde slouží jako detektor ionizujícího záření. Detektor Medipix má však v současné vědě mnohem širší využití. Mezi jeho přednosti patří radiační odolnost, dlouhá životnost, spolehlivost a přesnost.

Jeho velikost z něj dělá výborný demonstrační prostředek v oblasti radiační fyziky. Umožňuje velmi jednoduchou manipulaci a propojení s počítačem. Ve spojení s různými polovodičovými senzory je schopný detekovat širokou část energetického spektra. Díky více módům měření je schopen provádět radiografická, energetická měření atd.

Tato práce si klade za cíl demonstrovat zmíněné vlastnosti a schopnosti detektoru pomocí mnoha experimentů. Dále jsme v ní nastínili základní rámec pokusů, které lze s detektorem provádět, a nakonec jsme propojili teoretické předpoklady s výsledky. Zároveň popisujeme fungování detektoru i jeho omezení a prezentujeme možné problémy s detekcí včetně jejich řešení.

V současnosti se Medipix v různých modifikacích používá na mnoha vědeckých pracovištích po celém světě. Ohledně jeho obsluhy bylo napsáno množství úzce specializovaných vědeckých článků. Jejich průřez se nachází v seznamu literatury.



# Kapitola 2

## Teoretická část

První část této kapitoly obsahuje informace týkající se problematiky ionizujícího záření. Jedná se o fyzikální popis záření, shrnutí zdrojů emitujících ionizující záření, základní a nejpravděpodobnější interakce ionizujícího záření s fyzickými objekty. Dále se zde nachází popis současných detekčních metod a detektorů.

Druhá část této kapitoly se věnuje skupině polovodičových detektorů z rodiny Medipix. Soustředí se především na popis fungování, nastavení a kalibrace námi používaného detektoru.

### 2.1 Ionizující záření

Pod pojmem *záření* neboli *radiací* rozumíme přenos energie okolím prostřednictvím vlnění (elektromagnetické, ultrazvuk, seizmické vlny...) nebo mikročástic (elektrony, protony, neutrony...). Radiace se šíří buď ve vakuu, nebo v látkách, kde dochází k mnoha fyzikálním jevům – absorpce, rozptyl atd.

*Ionizující záření* je takové záření, jehož energie je dostatečná k odtrhování elektronů z atomů a molekul. Toto záření je tedy schopné narušovat chemické vazby. Takových energií dosahují produkty radioaktivních přeměn: *alfa*  $\alpha$  (jádra helia), *beta* (elektrony  $\beta^-$  či pozitrony  $\beta^+$ ) nebo *gama*  $\gamma$  (fotony). Také další subatomární částice mívají dostatečnou energii – *neutrony*, *mezony* atd. V elektromagnetickém spektru se za ionizující záření považuje kromě gama záření i rentgenové záření (RTG). Toto záření vzniká dopadem urychlených elektronů na anodu rentgenky. Částice ionizuje i energetické záření na konci ultrafialové části elektromagnetického spektra.

Záření obecně přenáší množství informací o svém původu i o prostředí, kterým prošlo. Vlastnostmi ionizujícího záření se zabývá *dozimetrie*, která zkoumá proces vzniku, interakci s látkami a ochranu před zářením. Pro popis vlastností záření používáme jednotky energie *elektronvolty*. Jeden elektronvolt se rovná kinetické energii elektronu urychleného ve vakuu napětím jednoho voltu.

$$1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ J}$$

Právě energie záření je velmi důležitým zdrojem informací.

V případě interakce s látkami nás zajímají účinky především na organickou hmotu. Ionizace částic uvnitř buňky může vést k řadě neočekávaných chemických reakcí, nebo k narušení životně důležitých mechanismů buňky, která následně umírá. Stejně poškození může nastat i u buněčné DNA, což může vést ke genetickým mutacím, rakovině atd. Studium ionizujícího záření na druhou stranu může tyto nežádoucí účinky využít. Degenerativní změny tkáně vedoucí k jejímu odumírání mohou v lokálním měřítku pomáhat – tímto se zabývá *radioterapie*. Cílem léčby je ozáření nádorů, které po léčbě odumírají s minimálním poškozením zdravých buněk. V současné době se nejvíce používá léčba pomocí elektronů nebo fotonů. Nově se také používá protonová terapie, která dokáže účinněji ozařovat přímo nádory s menším poškozením ostatních buněk [16][17].

## 2.2 Zdroje ionizujícího záření

Zdroje ionizujícího záření (dále jen zářiče) dělíme podle mechanismu vzniku na:

- radioaktivní zářiče – přírodní nebo uměle vytvořené člověkem,
- záření vesmírného původu – vzniká při vysoce energetických procesech ve vesmíru<sup>1</sup>,
- elektrické výboje v atmosféře (blesk) – lokálně ionizují vzduch ve svém okolí,
- elektronické zářiče – rentgenové lampy a urychlovače částic [1].

První dva zdroje tvoří většinu radiačního pozadí, které je tvořeno rozpadem radionuklidů pod zemským povrchem a primárním i sekundárním kosmickým zářením<sup>2</sup>. Při našich experimentech pracujeme s radioaktivními zářiči<sup>3</sup> a s rentgenovou lampou.

### 2.2.1 Rentgenová lampa

Rentgenová lampa (dále jen rentgenka) je evakuovaná trubice obsahující žhavenou katodu jako zdroj elektronů a anodu, na niž elektrony dopadají. Katoda je obvykle zhotovena ze slitiny wolframu, má tvar spirály a po rozžhavení na teplotu větší než 2000°C uvolňuje termoemisí záporně nabitě elektrony. Pod vlivem vysokého napětí jsou elektrony urychlovány k anodě umístěné na opačné straně trubice. Anoda je většinou vyrobena ze slitiny wolframu nebo molybdenu. Při dopadu elektronů na anodu dochází k jejich zbrzdění a tvorbě *charakteristického rentgenového záření* a *brzděného záření*. Většina (až 99 %) kinetické energie elektronů se však přemění na teplo, anoda se přehřívá a musí se chladit. Chladí se vzduchem nebo olejem.

---

<sup>1</sup>Procesy uvnitř hvězd nebo rotujících galaxií, výbuch supernovy, pohlcování hmoty černou dírou. . .

<sup>2</sup>V primárním jsou nejvíce zastoupeny protony, dále jádra hélia a další prvky. Interakcí primárního záření s částicemi zemské atmosféry vzniká sekundární kosmické záření dopadající na zem (především elektrony, miony a fotony). Energie kosmického záření se pohybuje od 10<sup>9</sup> eV do 10<sup>20</sup> eV.

<sup>3</sup>Základní jednotkou, kterou je popsána aktivita radioaktivního zdroje, je *Becquerel* ([Bq] = s<sup>-1</sup>). Vyjadřuje počet radioaktivních rozpadů ve vzorku za jednu sekundu.

Tato základní konstrukce může být různě modifikována. Materiály elektrod jsou voleny tak, aby měly požadované vlastnosti pro termoemisi elektronů a tepelnou odolnost, tedy vysoký bod tání.

### Charakteristické rentgenové záření

Charakteristické RTG záření vzniká vyražením (ionizací) nebo excitací elektronu z *vnitřních*<sup>4</sup> slupek elektronového obalu atomu. Při excitaci se elektron vrací zpět do své původní vrstvy za vyzáření vysokoenergetického fotonu RTG. Při ionizaci je původní elektron nahrazen některým z vyšších vrstev, nebo úplně jiným, opět za vzniku fotonu RTG. Energie tohoto záření se rovná rozdílu energií elektronu na daných hladinách, čímž *je závislé na materiálu*, ze kterého se uvolňuje – v tomto případě materiálu anody [5][6]. RTG záření má kratší vlnové délky a vyšší frekvence než UV záření. Energie fotonů se nejčastěji pohybuje v rozmezí cca (1 – 200) keV.

### Brzdné záření

Rychle letící elektron se při dopadu na anodu dostane do elektrického pole jádra atomů anody. Dojde k elektromagnetické interakci, zakřivení dráhy a snížení rychlosti elektronu. Elektron při tomto zbrzdění ztratí část kinetické energie, která se vyzáří jako brzdné záření. Energie *nezávisí* jako u charakteristického RTG záření *na materiálu* anody, ale jen na rychlosti elektronů. Brzdné záření obsahuje různé vlnové délky.

## 2.3 Interakce ionizujícího záření s látkami

Existuje velké množství interakcí záření s látkou. Následuje popis těch, které nastávají s největší pravděpodobností.

Záření  $\alpha$  (jádra helia) při průchodu prostředím vytrhává elektrony z obalů atomů, dochází tedy k ionizaci. Dosah tohoto záření je velmi malý. V plynech je to řádově několik cm, ve tkáni  $\mu\text{m}$  až desítky  $\mu\text{m}$ . K odstínění  $\alpha$  záření stačí list papíru.

Částice  $\beta^-$  (elektrony) při průchodu prostředím ztrácejí svoji energii ionizací atomů a dále v důsledku brzdného záření. Jelikož elektrony jsou ve srovnání se zářením alfa malé a lehké, jsou rozptylovány s malými ztrátami energie a jejich dráha může být značně klikatá. Jejich dosah závisí na energii; záření beta s energií 2 MeV má dolet ve vzduchu přibližně 8 m, ve vodě 1 cm a v hliníku 4 mm.

Při průchodu  $\beta^+$  (pozitronů) prostředím dochází po ionizaci podél své dráhy a ztrátě energie k anihilaci s elektrony látky. Vznikají dva fotony záření gama s přesně danou

---

<sup>4</sup>U vnějších slupek má přeskupování elektronů za následek tvorbu viditelného světla, tj. fotonů s nižší energií danou nízkými energetickými rozdíly mezi elektronovými vrstvami. Odlišuje se tak od gama záření, které má původ v atomovém jádře.

energií 511 keV, které vyplývá ze zákona zachování hmoty-energie. Z místa anihilace odlétají opačnými směry, což je důsledkem zákona zachování hybnosti.

Interakce záření  $\gamma$  s hmotným prostředím se výrazně odlišuje od interakce elektricky nabitých částic. Fotony nejsou nabitě částice a při průchodu prostředím mohou dle své energie interagovat přímo s elektrony, případně mohou látkou jen proletět. Interakce fotonu s elektronem může mít za následek: uvolnění elektronu z atomového obalu, který pak dále ionizuje částice v okolí, nebo rozptýl fotonu.

Ionizační interakce gama záření s prostředím může probíhat *fotoefektem*, *Comptonovým rozptylem*, tvorbou *párů elektron – pozitron* nebo jaderným fotoefektem.

- Při fotoefektu předá foton veškerou svoji energii elektronu na některé z *vnitřních* slupek atomu. Tento elektron je z atomu uvolněn a jeho místo je zaplněno elektronem z vyšší slupky. Přebytek energie je vyzářen v podobě fotonu charakteristického RTG záření. Pravděpodobnost fotoefektu se zmenšuje s rostoucí energií fotonu a roste s atomovým číslem materiálu. Projevuje se tedy hlavně u fotonů s nižší energií a v látkách s vysokým atomovým číslem (např. v materiálu stínění Pb).
- Při Comptonově rozptylu se jedná o interakci fotonů se slabě vázanými elektrony na vnějších slupkách atomů nebo s volnými elektrony. Foton předá část své energie volnému elektronu a uvede jej do pohybu. Rozptýlený foton poté pokračuje v pohybu v odlišném směru. Comptonův rozptyl je převládajícím typem interakce fotonů středních energií s látkami o malém atomovém čísle (voda, tkáň aj.).
- Má-li foton  $\gamma$  větší energii než 1,02 MeV, může být zcela pohlcen elektrickým polem atomového jádra. Při této interakci vzniká elektron-pozitronový pár, který následně anihiluje. Tato interakce převládá u vysoce energetických fotonů (MeV, GeV, TeV).
- Pokud má foton dostatečnou energii a jeho trajektorie prochází přímo jádrem, může vyvolat v jádře jadernou reakci. Při této reakci je z jádra vyražen proton či neutron [1].

Při interakci neutronů s prostředím dochází nejčastěji k pružnému rozptylu a radiačnímu záchytu neutronu. Při pružném rozptylu se neutron vychýlí ze svého směru a zpomalí se. Část kinetické energie neutronu přechází na atomové jádro. Při radiačním záchytu je neutron absorbován jádrem a stává se jeho trvalou součástí. Z nově složeného jádra se vyzáří excitační energie ve formě fotonu  $\gamma$ . Vytvořený nuklid je velmi často radioaktivní. Mezi další možné interakce neutronů s hmotným prostředím se řadí nepružný rozptyl a štěpení jader [2].

## 2.4 Detekční metody

Dle vzájemné polohy zdroje záření, zkoumaného předmětu a detektoru rozlišujeme tři typy detekčních metod:

- Absorpční transmisní měření

Zářič, objekt i detektor se nachází v jedné přímce. Měření je založeno na množství RTG záření, které předmět absorbuje. Po prozáření předmětu detektor zachytí změnu intenzity záření v různých místech nebo změnu spektra záření. Tato metoda se používá v rentgenové diagnostice, v defektoskopii ke zjištění tloušťky a hustoty materiálu nebo ke zjištění přítomnosti kouře.

- Rozptylové měření

Ze zářiče vychází primární záření, které ze vzorku uvolní námi detekované sekundární záření (Comptonův rozptyl). Zářič a detektor leží v jedné polorovině tak, aby detektor měřil záření „odražené“ (přímo k jednoduchému odrazu zde nedochází, jedná se o ono sekundární záření) od roviny vzorku. Rozptylové měření se používá v rentgen-fluorescenční analýze.

- Emisní měření radiace

Zdrojem záření je samotný analyzovaný objekt. Radioaktivita je do vyšetřovaného objektu buď zavedena ve formě radioindikátoru (třeba kapalina obsahující radioaktivní částice) nebo je uvnitř objektu indukována ozařováním. Záření vycházející z objektu zachycuje detektor [7].

## 2.5 Detektory

Žádný detektor není schopen přesně změřit libovolné energie, ani měřit libovolným způsobem. Je schopen měřit pouze v určitém energetickém rozsahu. Proto dělíme detektory podle několika kritérií (viz [3]), dle kterých jsme schopni vybrat nejvhodnější detektor pro danou aplikaci.

Podle časového průběhu detekce je dělíme na *kumulativní* a *kontinuální*.

**Kumulativní** (integrální) detektory shromažďují data po celou dobu měření. Tato data zůstávají v detektoru i po skončení měření a při pokračování se k původní hodnotě přičítají další. Podle níže uvedeného třídění do této skupiny patří především detektory fotografické a materiálové (dle konstrukce i některé elektronické).

**Kontinuální** („real-time“) detektory poskytují prakticky okamžitou informaci o měřených datech (intenzita záření apod.) Přestane-li být detektor ozařován, signál na jeho výstupu poklesne na nulu či na hodnotu pozadí. Řadíme sem téměř výhradně elektronické detektory.

Podle fyzikálních principů detekce dělíme detektory na *materiálové* a *elektronické*.

**Materiálové** detektory využívají dlouhodobějších změn vlastností látek jako je složení, barva, objem atd. Patří sem např. dozimetry, ale i detektory založené na fotochemických účincích záření, jejichž nejjednodušším zástupcem je fotografický papír. Všechny tyto detektory pracují v integrálním režimu.

**Elektronické** detektory jsou založeny na konverzi energie záření na elektrické impulsy, které se dále zpracovávají. Díky svým vlastnostem jako je přesnost, citlivost, možnosti nastavení nebo režimy jsou nejdůležitější skupinou detektorů.

Dále se již věnujeme jen elektronickým detektorům, které se dělí na základě samotného mechanismu konverze na *plynové*, *scintilační* a *polovodičové*.

### 2.5.1 Plynové detektory

Plynové detektory jsou založeny na elektrických výbojích v plynech. Jedním z těchto detektorů je ionizační komora, které je vyplněna plynem a připojena k elektrodám s elektrickým napětím. Ionizující záření uvnitř komory vyvolává elektrický proud, který je měřen. Při průchodu silnějšího záření se elektrický proud zvětší. Ionizační komory se používají k měření úrovně záření. Využívají se v dozimetrii k měření expozice a dávek, v provozech, kde jsou vysoké teploty, a v spektrometrii těžkých nabitých částic (např. filtry ventilačních komínů).

K počítání jednotlivých částic se používá Geigerův-Müllerův počítač. Mezi válcovou katodou a anodou z tenkého drátu je zdroj vysokého napětí. Po průletu jedné ionizující částice trubicí vzniknou v plynu ionizované atomy a elektrony. Kladné ionty se pohybují ke katodě a elektrony k anodě. Vysoké napětí urychlí elektrony, které ionizují plyn a dochází k výboji mezi elektrodami, které počítač zaznamenává.

Nevýhodou plynových detektorů je nízká brzdná schopnost pro nabitě částice a malá účinnost pro velké objemy částic [14].

### 2.5.2 Scintilační detektory

Scintilační detektory využívají poznatku, že radiace v některých látkách (tzv. luminoforech) vzbuzuje světelné záblesky. Toto viditelné světlo se dále zpracovává pomocí fotonásobičů, které světlo převedou na elektrické impulsy.

### 2.5.3 Polovodičové detektory

Polovodičový detektor je dioda zapojená v elektrickém obvodu s vysokým napětím a s rezistorem. Na povrchu detektoru je citlivý polovodičový senzor. Po dopadu ionizujícího záření na senzor vznikají volné nosiče náboje – elektrony a díry. Elektrony putují ke kladné elektrodě, díry k záporné a vzniká elektrický impuls, který se zesiluje a měří. Polovodiče se nejčastěji vyrábí z křemíku, germania nebo případně super čistého germania (HPGe).

Detektory se dělí podle typu detekovaného záření, protože žádný detektor není citlivý na všechny druhy záření a celý rozsah energií (u polovodičů především rozsah záření gama). Speciálním druhem polovodičových detektorů jsou multidetektorové systémy, které dokáží miniaturizovat obraz do elementů (pixelů). Sem se řadí pixelové detektory, které registrují informace o energiích částic a zároveň o jejich místě dopadu. Pixelové detektory se využívají například v radiografii [4]. Polovodičové detektory mají oproti scintilačním detektorům nižší účinnost detekce pro záření gama [14][3]. Používají se v měřeních, kde je potřeba dobrá energetická rozlišovací schopnost – rentgenfluorescenční analýza, detekce radionuklidů atd.

## 2.6 Medipix/Timepix

Medipix je souhrnný název pro polovodičové pixelové detektory vyvíjené mezinárodní spoluprací vědeckých institucí v CERNu. Původním cílem bylo vyvinout polovodičový pixelový detektor vyhovující měřením prováděným zejména na experimentu ATLAS. Výzkum na čipu začal v 90. letech, kdy byl spoluprací čtyř institucí vyvinut v roce 1997 Medipix1, který předvedl novou technologii umožňující počítání jednotlivých fotonů bez zachycení okolního šumu. Jeho rozlišení bylo  $64 \times 64$  pixelů na ploše  $1,2 \text{ cm}^2$  [9].

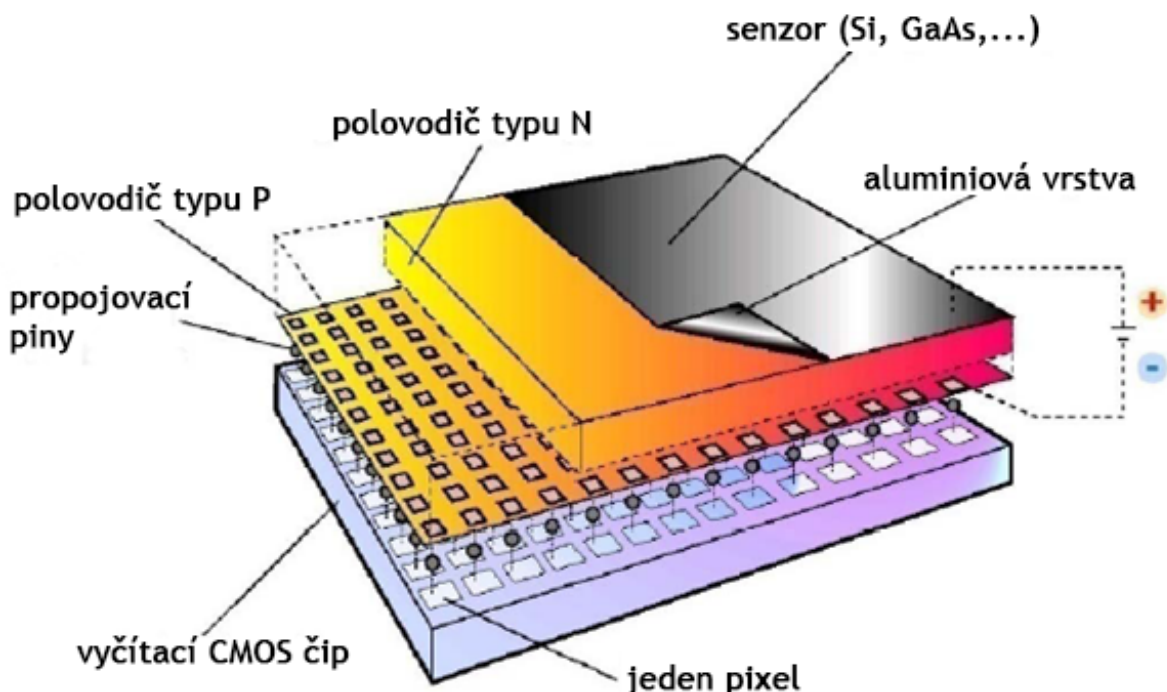
Na konci 90. let vědci začali pracovat na novém čipu Medipix2, který měl využít potenciálu submikronových CMOS čipů, aby bylo možno zmenšit velikost pixelu a zvýšit hustotu pixelů. Následovník Medipixu1 má větší rozlišení  $256 \times 256$  pixelů na ploše  $2 \text{ cm}^2$ . Rychlý pokrok v oblasti CMOS čipů dovolil zvýšit funkčnost a životnost každého pixelu a zároveň zmenšit velikost pixelů. Medipix2 pracuje ve dvou módech (mód Medipix a mód TimePix). V prvním módu detektor pouze počítá počet zásahů, ve druhém zaznamenává i čas, kdy k zásahu došlo [10].

Námi používaný detektor Timepix byl vyvinut z čipu Medipix2. Velikost i počet pixelů zůstává stejný, ale mění se funkčnost pixelů - do elektroniky čipu jsou přidány čítače. Kromě dvou předchozích módů je zde nový – „Time over Threshold“ (ToT) [11]. ToT měří dobu, po kterou byl signál generovaný zásahem nad mezí danou „thresholdem“ (viz další podkapitola). Tento čas je úměrný energii zásahu, a proto umožňuje energetická měření.

Během rozsáhlých testování čipu Medipix2 bylo zjištěno, že difuze nábojů mezi sousedními pixely na senzoru snižuje zobrazovací schopnosti čipu. S novým přístupem k pokročilejším submikronovým CMOS čipům je možné zmírnit dopady difuze nábojů. Navíc je možné ke každému pixelu integrovat dva čítače, z nichž jeden zachycuje částici, zatímco ten druhý přenáší informace o zásahu (čímž se výrazně zrychlí detekce). Tyto inovace jsou obsaženy v nejnovější generaci čipů Medipix3 [12].

## 2.7 Principy fungování detektoru Medipix

Medipix je vyčítací CMOS čip spojený se senzoricou polovodičovou pixelovanou deskou<sup>5</sup>. Připojení senzoricke vrstvy k čipu je provedeno kulovitými piny pro každý pixel čipu zvlášť (viz obr. 2.2).



Obrázek 2.1: Schéma detektoru – polovodičového senzoru s ochrannou aluminiovou vrstvou, pinového spojení i vyčítacího CMOS čipu. Samotný senzor je vyráběn dvouvrstvě kvůli lepší detekci. Zatímco vrchní křemíková vrstva (Si, GaAs,...) se používá k měření nízko-energetického RTG záření, spodní polovodičová vrstva tvořená slitinou telluru a kadmia se používá k měření vysoko-energetických fotonů.

Náš čip Timepix obsahuje  $256 \times 256$  čtvercových pixelů, každý o straně  $55 \mu\text{m}$ . V součtu se jedná o detektor s rozměry  $(1,4 \times 1,4)$  cm a plochou  $2 \text{ cm}^2$ . Každý pixel má samostatný vyčítací obvod, který zahrnuje zesilovač signálu, komparátor s nastavitelnou hodnotou tzv. thresholdu THL a digitální čítač signálu. Jeden pixel je tedy jeden samostatný detektor. Tento samostatný detektor je schopný detekovat záření od energie asi 3 keV. Energie viditelného světla, které jsou pod touto hodnotou, detektor neregistruje.

Na obr. 2.1 je popsáno základní schéma detektoru<sup>6</sup>. Když ionizující částice předá

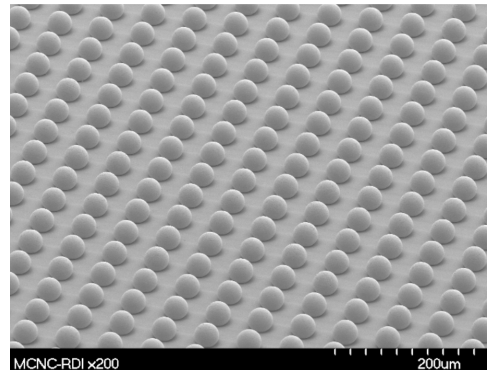
<sup>5</sup>Polovodičový senzor nemusí být pravidlem. Výhodou detektorů Medipix je, že stejný vyčítací čip může být připojen i např. k plynovému detektoru.

<sup>6</sup>Obrázek převzat a přeložen z adresy <http://knowledgetransfer.web.cern.ch/life-sciences/from-physics-to-medicine/medipix>.



svoji energii polovodičové vrstvě o tloušťce  $300\ \mu\text{m}$ , vytvoří v ní páry elektron-díra, které jsou sbírány napětím mezi polovodičovou vrstvou a čipem. Nasbíraný náboj je zesílen v zesilovači a porovnán s daným *thresholdem* v komparátoru. Pokud je úroveň signálu vyšší než *threshold*, je daná událost propuštěna do digitální části vyčítacího obvodu k dalšímu zpracování<sup>7</sup>. Díky přímé konverzi náboje na signál dochází v tomto detektoru k menšímu šumu elektroniky než v jiných detektorech.

Každý pixel může být pouze v jednom ze tří detekčních módů. Porovnání těchto tří módů v rámci generovaného digitálního signálu je popsáno na obr. 2.4. Není tedy možné zároveň získat informaci o čase dopadu a energii dopadající částice. Toto omezení se dá obejít pomocí tzv. mapy pixelů. Tento konfigurační soubor obsahuje nastavení všech pixelů jednotlivě a dá se nakonfigurovat tak, aby různé pixely byly v různých módech. Tímto můžeme získat časové i energetické informace o dopadajícím záření a obejít tak toto omezení. Pokud má daný pixel očividně špatnou odezvu, Pixelman umožňuje daný pixel zamaskovat. Signál z něj tedy bude zablokován *přímo* na úrovni vyčítacího obvodu pixelu, což urychluje celkové zpracování.



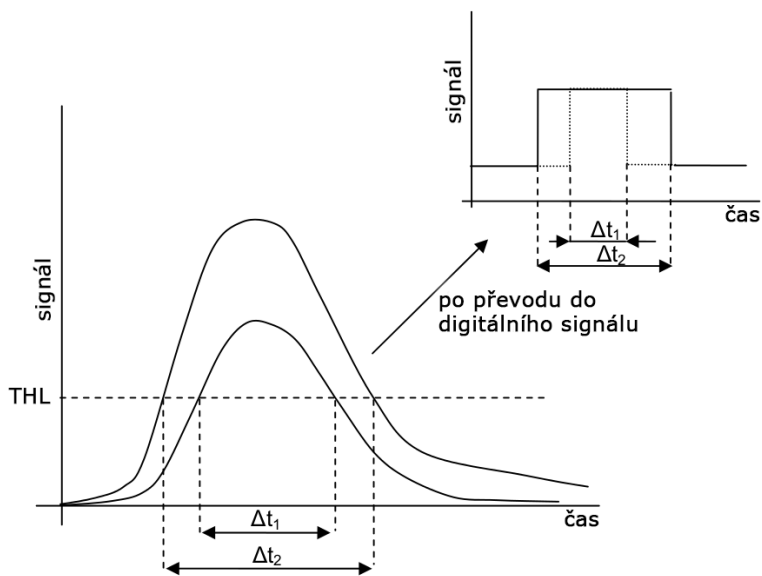
Obrázek 2.2: Detail spojení mezi sensorickou polovodičovou deskou a vyčítacím čipem detektoru. Převzato z [19].

**Medipix mód** funguje na principu „je/není signál“. Pokud je signál v pixelu nad úrovní *THL*, je započítán.

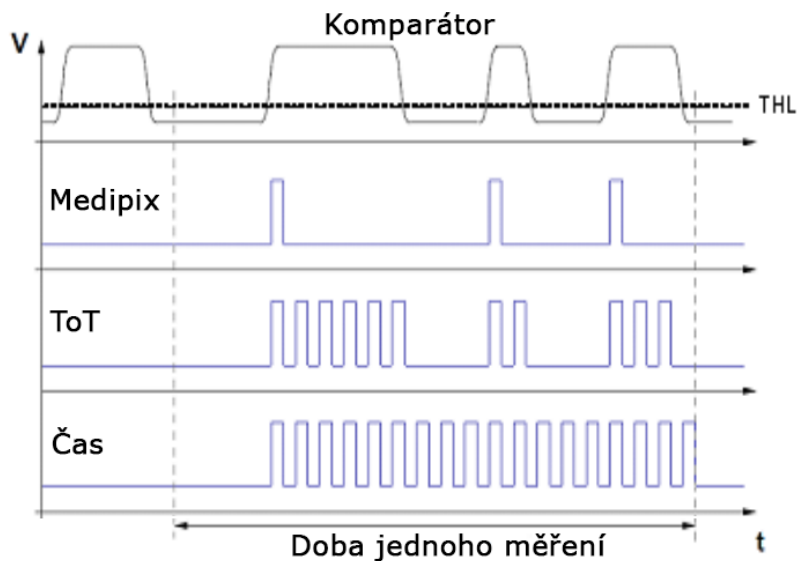
**Timepix mód** znamená, že se počítá od okamžiku detekce první částice až do konce jednoho měření (jsme tedy schopni určit čas příletu první částice od počátku jednoho měření).

**ToT mód** počítá po celou dobu, kdy je signál nad úrovní *tresholdu* v měřené době. Jelikož je tento čas úměrný energii částice, umožňuje energetická měření. Schéma módu *ToT* na obr. 2.3.

<sup>7</sup>Vyčítací obvod každého pixelu čipu *Timepix* obsahuje analogovou a digitální část. Analogová zajišťuje sběr, zesílení a porovnání signálu s *thresholdem*. V digitální části se nachází závěr, který propouští signál k čítači. Doba otevření závěru souvisí s nastavením „Acq. time“, tedy doby jednoho měření, v obslužném počítačovém programu detektoru [13]. Signál projde celým vyčítacím obvodem, jen pokud záření dopadne na detektor v době otevřeného závěru. Pokud dopadne záření mimo tento čas, je signál zastaven na konci analogové části.



Obrázek 2.3: Na detailním nákresu je vidět, jakým způsobem funguje mód ToT a jak funguje převod původního analogového signálu na digitální. Převzato a přeloženo z [12].



Obrázek 2.4: Porovnání generovaných digitálních signálů v různých módech měření. Osa V je signál, osa t čas. Signál v komparátoru je pro porovnání nad ostatními módy. Převzato a přeloženo z [13].

## 2.8 Ovládání Medipixu

Ovládání, nastavení a sběr dat z detektorů Medipix je prováděn skrze datové rozhraní připojené mezi samotný detektor a počítač. Obsluhu těchto detektorů provádí program Pixelman vyvinutý Ústavem technické a experimentální fyziky ČVUT, který je používán po celém světě.



Obrázek 2.5: Námi používaný detektor Timepix z rodiny Medipix spolu s rozhraním FITPix.

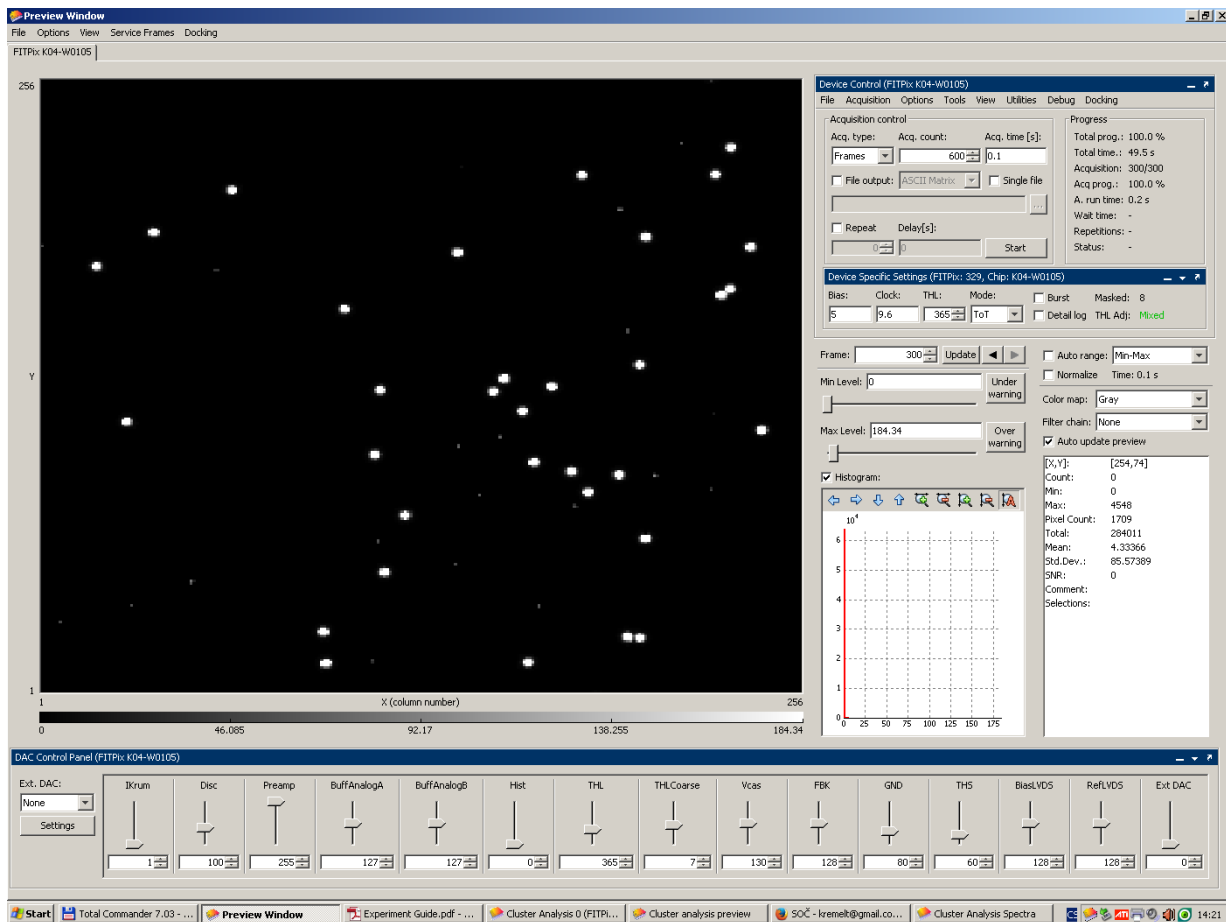
Rozhraní našeho čipu tvoří FITPix<sup>8</sup> (obr. 2.5). Předností tohoto rozhraní je jeho portabilita a konektivita. Celý detektor i s tímto rozhraním má rozměry (10 × 5 × 2) cm. FITPix je s počítačem propojen pomocí USB2.0, které stačí i k napájení detektoru. Nejnovější generace FITPixu je kompatibilní se všemi detektory s rozlišením (256 × 256) pixelů - Medipix2, Timepix, Medipix3 – a je schopen obsloužit i čítač pro mód ToT.

Program Pixelman umožňuje ovládat detektor na všech úrovních. Je schopný pracovat s jednotlivými pixely a jejich kalibracemi, testovat detektor pomocí testovacích pulzů (kalibrace THL), ovládat sběr dat (napětí na detektoru, čas měření, maskované pixely. . .), ale díky možnosti přidání mnoha modulů i přímo data z detektoru zpracovávat. Základem jeho schopností je také generování mnoha volitelných datových souborů, které je pak možné dále zpracovávat. Díky těmto souborům bylo možné vytvořit všechny grafy uvedené v této práci. Dále dokáže generovat i fotografie a grafické výstupy z detekovaných částic na detektoru. Umožňuje používat různé efekty pro zobrazení např. termální mapy, černobílé zobrazení. . . Možné je též nastavit kontrast a světlost obrázků.

Na obrázku 2.6 je vidět základní rozvržení Pixelmana. Největší část obrazovky zabírá plocha detektoru. Vidíme zde to, co detekuje Medipix. Pravou část zabírají základní ovládací prvky. Mezi nimi se nachází i možnost, která ovlivňuje sběr dat („Acq. type“). Integrovaní zobrazení skládá získané obrazy na sebe (využití v radiografických měřeních).

<sup>8</sup>Jedná se o alternativní řešení k druhému používanému rozhraní Muros2.

Režim „frames“ vždy zobrazuje jedno aktuální měření. Velmi důležitým nastavením je počet měření, ze kterého se následně provádí analýza („Acq. count“), čas jednoho měření („Acq. time“) a napětí („bias“). Je zde možnost změnit hodnotu globálního THL a mód detektoru. Graf obsahuje rychlý náhled na histogram měření. Ovládací prvky kolem něj mění vzhled histogramu. Ve spodní části obrazovky se nacházejí ovládací prvky rozhraní FITPix a některých nízkoúrovňových nastavení na detektoru. Pixelman nabízí mnoho možností nastavení také v dalších záložkách. Pro většinu měření však stačí tato úvodní obrazovka.



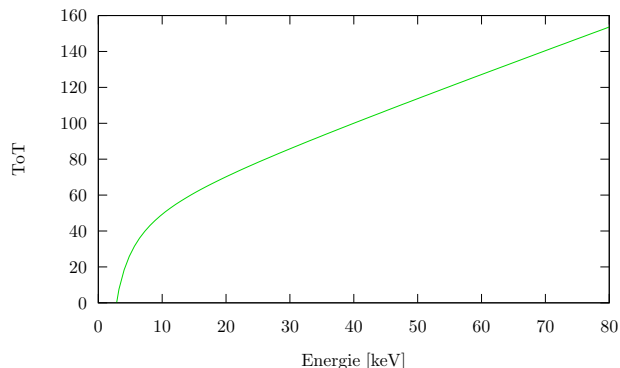
Obrázek 2.6: Ukázka z grafického rozhraní programu Pixelman z průběhu jednoho měření.

## 2.9 Kalibrace Medipixu

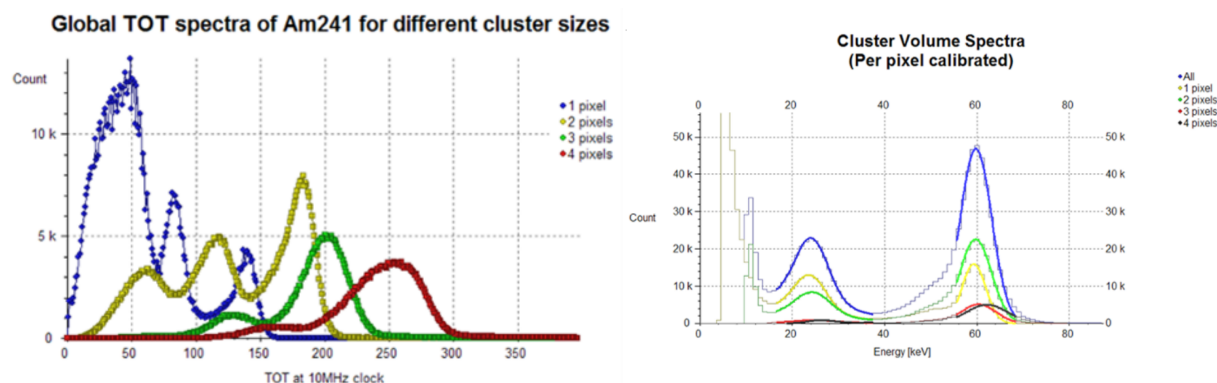
Každý pixel detektoru funguje díky svému vlastnímu vyčítacímu obvodu jako samostatný detektor. Aby všechny pixely dohromady dávaly relevantní výsledky, musí se každý pixel kalibrovat zvlášť a s ohledem na ostatní.

Kalibrování tohoto detektoru má dvě hlavní fáze. První fází je kalibrace Thresholdu. Ten by měl ideálně pokrýt šum elektroniky a nízkoenergetické pozadí. Veškerá data jsou tohoto šumu zbavena už ve chvíli, kdy jsou odesílána do počítače. Kalibrace THL se provádí za pomoci programu Pixelman, který posílá do čipu testovací pulzy. Z odezvy určí hodnotu THL pro všechny pixely a následně tuto hodnotu každému pixelu uloží do vyčítacího obvodu.

Energetická kalibrace je nezbytná pro měření v módu ToT. Abychom dostali relevantní energetické výsledky, musíme najít správný přepočítání mezi vnitřní jednotkou detektoru a energií v jednotkách SI, potažmo eV. Vnitřní jednotka detektoru, v níž „měří“ energii částice, souvisí s časem získaným měřením v módu ToT. Tuto kalibraci musíme navíc provést až po kalibraci THL, neboť vzhledem k faktu, že ToT mód



Obrázek 2.7: Křivka  $f(x)$  pro přepočítání na energii v keV pro pixel [1;1].

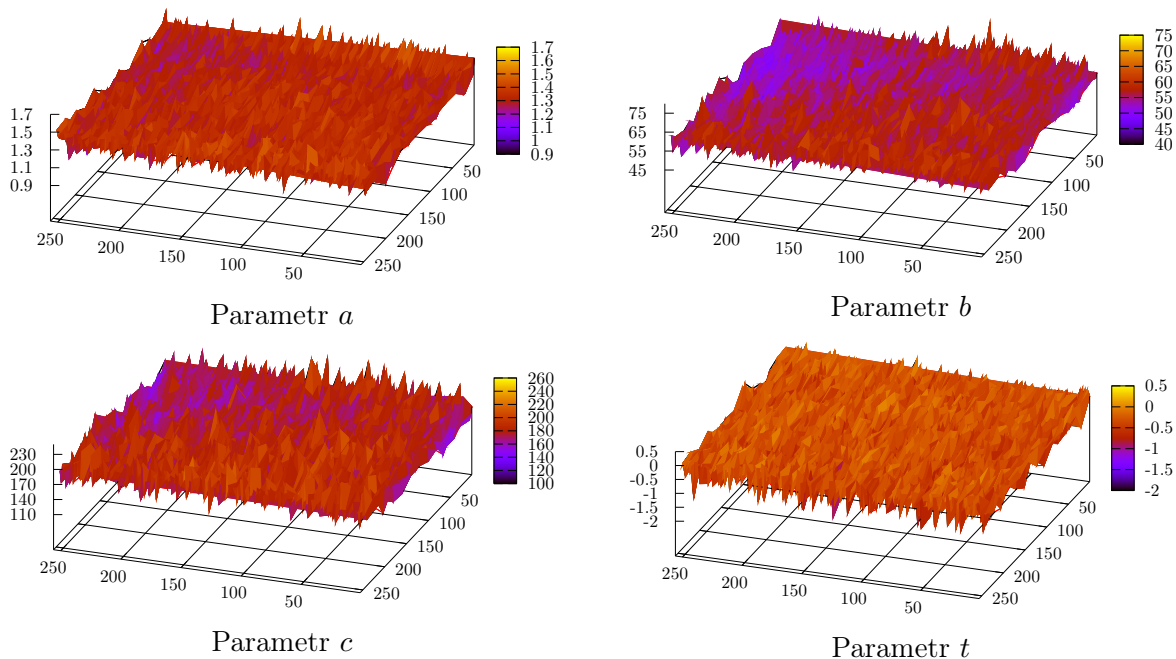


Obrázek 2.8: Nalevo je spektrum záření zdroje  $^{241}\text{Am}$  před provedením energetické kalibrace, napravo po kalibraci. Osa Count je analogická s osou N v našich dalších grafem a vyjadřuje počet zásahů detektoru na dané energii. Můžeme vidět, jak se peaky pro události o různém počtu pixelů srovnaly pod sebe, což je výsledek, který očekáváme. Převzato z [19].

měří časy, po které je signál nad tímto prahem, by se špatnou hodnotou THL vycházely zcela špatné výsledky odpovídající zcela jiným energiím a tedy i částicím. Funkce tohoto

přepočtu není lineární, závisí na čtyřech parametrech  $a, b, c, t$ , které jsou pro každý jednotlivý pixel různé (způsobeno už výrobním procesem, který není dokonalý). Rovnice, pro níž musíme parametry učít, má tvar (2.1).

$$f(x) = ax + b - \frac{c}{x - t} \quad (2.1)$$



Obrázek 2.9: Tyto grafy zobrazují, jak se mění hodnoty parametrů energetické kalibrace napříč čipem. Tyto hodnoty se napříč čipem výrazně mění pro jednotlivé pixely. Osy  $x$  a  $y$  reprezentují celou matici čipu  $256 \times 256$ , osa  $z$  pak hodnotu parametru.

K určení těchto parametrů se používají radioaktivní zdroje gama záření ( $^{55}\text{Fe}$ : 5,9 keV;  $^{241}\text{Am}$ : 59,5 keV) a charakteristické RTG záření emitované fluorescentními materiály ( $^{26}\text{Fe}$ : 6,4 keV;  $^{29}\text{Cu}$ : 8,0 keV). Jak vypadá spektrum známého vzorku před a po kalibraci, nalezneme v 2.8. V 2.9 je vykresleno, jak výrazně se hodnoty těchto parametrů mění napříč čipem.

# Kapitola 3

## Metodika

V této kratší kapitole se nachází popisy všech zářičů, které jsme k měření používali, ať se jednalo o umělé radionuklidy, nebo rentgenovou lampu. Používali jsme tři – alfa zářič, gama zářič a rentgenovou lampu.

Dále se zde nachází popis pracovních postupů a metod aplikovaných při experimentech, jejichž výsledky se nacházejí v následující kapitole. Nalezneme zde i základní popis nastavení detektoru pro dané experimenty, případně popis požadovaných výsledků měření.

### 3.1 Používané zářiče

#### $^{241}\text{Am} + ^{239}\text{Pu}$

Pracovali jsme se standardizovaným alfa zářičem  $^{241}\text{Am} + ^{239}\text{Pu}$  typu EA 14 dodaným ČMI (Český metrologický institut;  $A = 1,4$  kBq). Jedná se o duralminiový válec s průměrem 25 mm a výškou 5 mm. Na jeho svrchní části je aktivní centrovaná oblast zářiče o průměru 6 mm (prostorový úhel  $2\pi$ ).

#### $^{241}\text{Am}$

Používaný gama zářič je  $^{241}\text{Am}$ . Alfa záření bylo odstíněno plastovou fólií. Jedná se o prstencový typ zářiče LA 3532 z roku 1980 od ÚVVVR s původní aktivitou 370 MBq (dnes 350 MBq).

### Rentgenová lampa

Námi použitá rentgenová lampa je vyrobena firmou KEVEX typ PXS5-925EA pro vědecké účely. Jedná se o mikrofokus rentgenku s průměrem svazku  $7\ \mu\text{m}$  a s operativním rozpětím 20 kV až 90 kV. Rentgenová lampa je chlazená vzduchem, váží 3,6 kg a její rozměry jsou  $(27,7 \times 7,0 \times 9,9)$  cm [18].

## 3.2 Detekce radiačního pozadí

Při měření radiačního pozadí můžeme demonstrovat detekční schopnosti Medipixu. Každá částice má odlišné vlastnosti, které určují, jak bude vypadat její stopa na detektoru. Díky tomu jsme u většiny takových stop rozhodnout, jaká částice ji vytvořila.

Měření probíhá v módu Medipix, nebo ToT. Detektor stačí položit na okno (bez stínění) a spustit měření v integrálním režimu. Při vhodné kombinaci času jednoho měření a počtu měření získáme demonstrativní obrázek kosmického záření.

## 3.3 Detekce alfa záření

Při tomto měření je prvotním cílem nalézt nejlepší nastavení detektoru, aby byly výsledky co nejprůkaznější. Jedná se o nastavení doby jednoho měření a napětí na detektoru. Částice na detektoru se nesmí překrývat, aby byl generovaný signál správně detekován.

Následně pro nalezený případ (tedy aktivitu zářiče či jeho vzdálenost od detektoru, nastavení doby trvání jednoho měření) určujeme napětí, kdy je velikost detekované alfa částice na detektoru (velikost tzv. „clusteru“) co největší. Tato velikost souvisí s detekovatelností vysokoenergetických částic, kterými alfa částice jsou, viz kapitola 4.1.

Geometrie experimentu je přímá. Co nejbližší k detektoru je umístěn alfa zářič  $^{241}\text{Am} + ^{239}\text{Pu}$ . Jeho vzdálenost se již nemění. Poté se na detektoru nastavuje různé napětí a naměřené hodnoty velikosti clusterů se zanáší do grafu.

## 3.4 Radiografie

Radiografie se zabývá prozařováním objektů rentgenovým zářením a vytvářením snímků těchto objektů. Část záření se dle tloušťky a atomového čísla materiálu objektu absorbuje. Zbylá část projde skrz předmět na detektor, který měří různé intenzity RTG záření na různých místech. Nakonec se vytvoří obraz prozařovaného objektu.

Živé tkáně mají mnohem menší schopnost absorbovat záření než neorganické předměty. Proto je třeba vhodně volit intenzitu původního svazku tak, abychom byli schopni biologický materiál vidět.

Tímto se řídíme i při zobrazení pokoutníka a sluněčka. Napětí rentgenky, které určuje energii a tedy pronikavost záření, je co nejnižší (tedy 20 keV). Proud v žhavicí elektrodě je volen tak, aby výsledné fotografie měly co nejlepší hloubku ostrosti.

U elektronických součástí je hustota zobrazovaných objektů značně vyšší. Tomu musí odpovídat energie a intenzita svazku (50 kV, proud opět různý).

Geometrie experimentu je přímá (jedná se o absorpční transmisní měření). Experiment probíhá v přímce, na níž za sebou leží rentgenka, zkoumaný objekt a detektor. Protože má detektor plochu jen 2 cm<sup>2</sup>, je třeba najít takový poměr vzdáleností, aby byl objekt na detektoru RTG zářením vhodně zvětšen. U větších objektů (RAM, USB) se musí geometrie obměňovat tak, aby po provedení několika měření byla nafocena celá plocha objektu.



## 3.5 Charakteristické záření

Zde poprvé provádíme energetická měření, proto jako první provedeme kontrolu kalibrace na známém zářiči. V našem případě se jedná o gama zářič  $^{241}\text{Am}$ . Zářič pouze položíme do blízkosti detektoru a necháme sbírat data.

V následující části zkoumáme charakteristické záření  $^{137}\text{Ba}$ . K vybuzení použijeme předchozí zářič s jednoduchou geometrií – na okénko detektoru položíme vzorek a na něj zářič. Pro porovnání použijeme k vybuzení i rentgenku v pravoúhlé geometrii se vzorkem a detektorem. RTG záření dopadá na vzorek pod úhlem  $45^\circ$  a dle zákona lomu a odrazu pokračuje většina odraženého záření kolimátorem<sup>1</sup> (jedná se o rozptylové měření) na detektor.

V měření s rentgenkou, která poskytuje mnohem intenzivnější svazek, je nutné detektor vždy co nejlépe odstínit pomocí olověných plechů.

Pokus se vzorkem těžšího kovu reprezentuje práškové stříbro. Měření je analogické s měřením s rentgenkou v předchozím odstavci.

Poslední dvě měření s rentgenkou používají již osvědčenou geometrii a zkoumají vzorky o neznámém složení. První je kondenzátor z neznámého materiálu původem z radiografických měření, druhý neznámý vzorek je pravděpodobně mosazná destička.

---



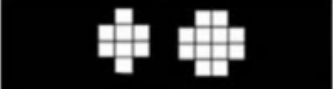



<sup>1</sup>Kolimátor je zařízení schopné fokusovat záření a zároveň v daném směru propouštět jen požadované záření. V našem případě se jedná o olověný plech s dírou o 1,5 mm průměru. Pro zlepšení jsme dali vyrobit i dokonalejší tzv. „pinhole“ kolimátor, který má podobu dvou dutých kuželů vrcholově spojených dírou o stejném průměru (proto „pinhole“). Více o něm v závěru a diskuzi práce.

# Kapitola 4

## Výsledky

### 4.1 Detekce radiačního pozadí

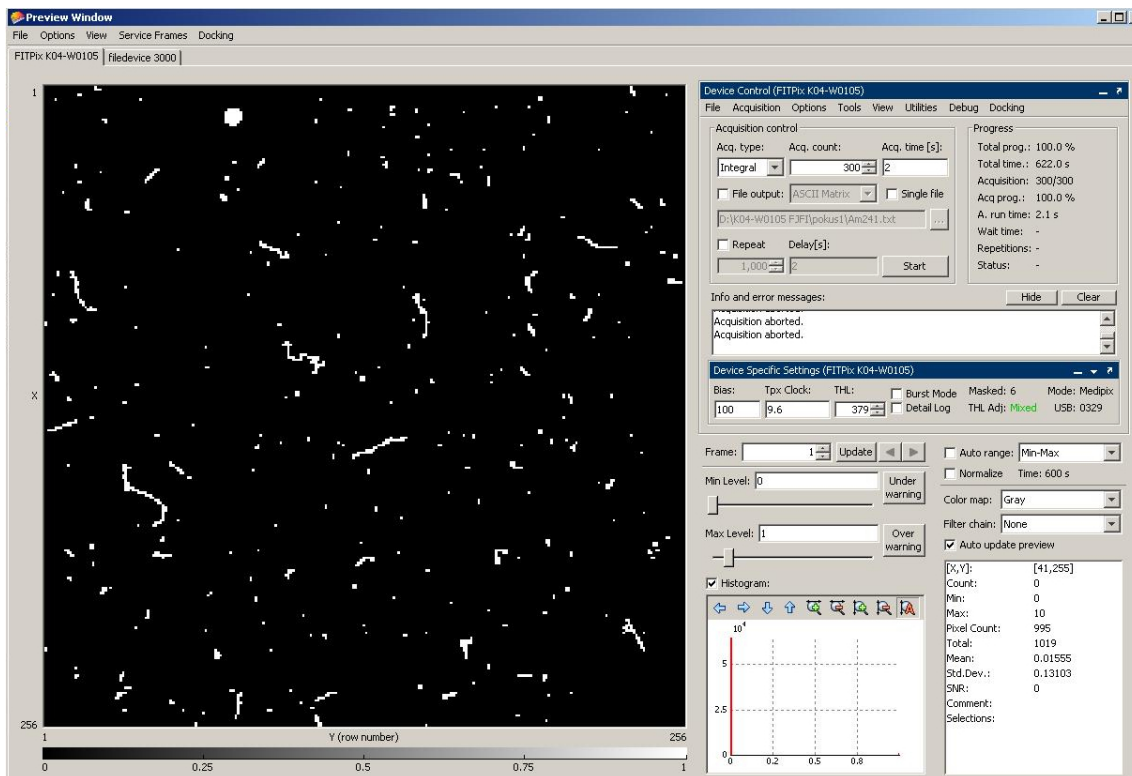
Základní detekce částic probíhá v módu Medipix. Detekované částice jsou tvořeny hlavně kosmickým zářením (primárním i sekundárním) a zářením původem z rozpadu radioaktivních prvků v nitru Země. Na obr. 4.2 nalezneme tabulku shrnující, jak se rozdílné vlastnosti různých částic projeví při samotné detekci polovodičovým detektorem Medipix.

Jednotlivé, dvojité, trojité nebo čtverné zásahy		Fotony a elektrony
Dlouhá gamma		Fotony a elektrony
Velký shluk		Těžce nabitě částice
Shluk se stopou		Těžce nabitě částice - dopad pod úhlem menším než 90°
Přímé stopy		Miony z kosmického záření
Zakřivené stopy		Energetické elektrony

Obrázek 4.1: Tabulka obsahuje základní legendu k interpretaci dat získaných z detekce radiačního pozadí, ale i všech ostatních částicových měření. Převzato a přeloženo z [12].

*Gama fotony* jsou velmi malé částice, které se na detektoru projeví nejčastěji jako 1 px událost. Jsou to relativně vysoce energetické částice na jeden pixel - řád obvykle keV. Pokud

má foton ještě vyšší energii, může se stát, že bude detekován na více pixelech z důvodu difuze náboje, dopadu na rozhraní dvou pixelů apod. Tímto způsobem může jeden foton pokrýt plochu až čtyř pixelů.



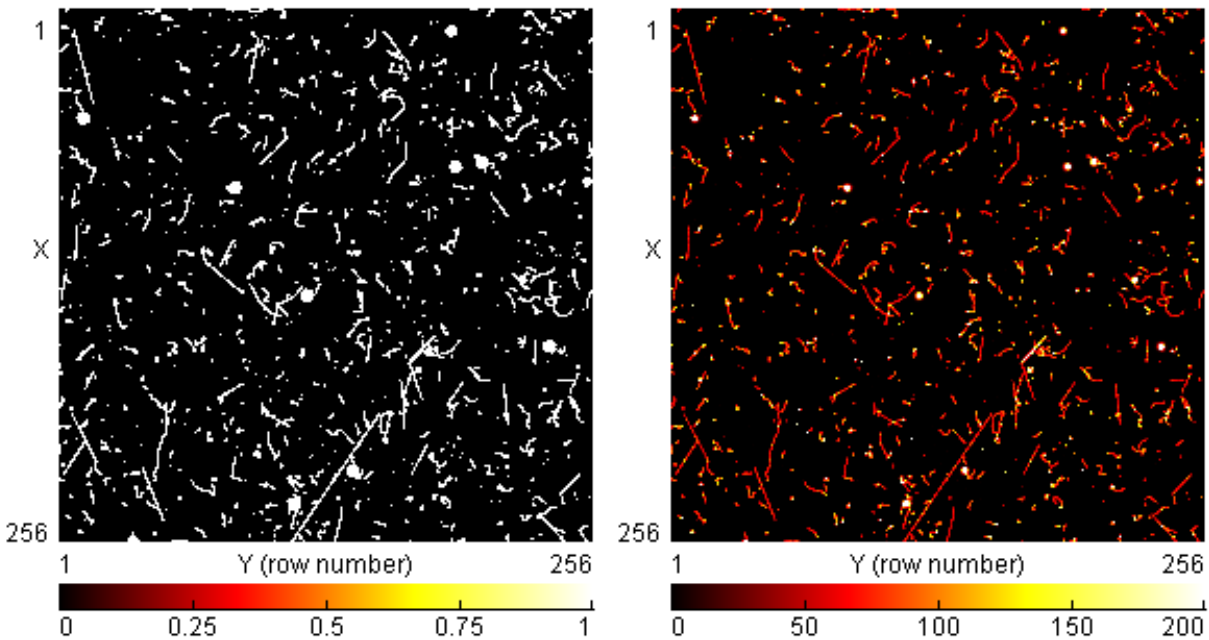
Obrázek 4.2: Výřez z programu Pixelman zobrazující nastavení a výsledný obraz měření radiačního pozadí v módu Medipix.

Gama foton může být občas zaměněn s *elektronem*, nebo *pozitronem*. Méně energetické elektrony a pozitrony mohou vytvořit podobný cluster, nebo kratší čáru. Vysokoenergetické elektrony a pozitrony jsou charakteristické velmi chaotickou stopou. Jsou to lehké částice, které se v atomové mřížce senzoru několikrát odrazí a tvoří „pokroucené“ stopy.

Velké clustery jsou těžce nabitě částice, nejčastěji se jedná o částice alfa záření. U těchto částic se velkou měrou uplatňuje difuze náboje mezi sousedními pixely. Proto mají jejich clustery velké rozměry. Podle úhlu dopadu se také odpovídajícím způsobem změní dopadová stopa.

Výraznými částicemi jsou miony z kosmického záření, které mají dostatečnou energii a hmotnost, aby zanechaly velmi dlouhou a přímou stopu na ploše detektoru (viz dlouhé stopy obr. 4.3).

Měření v módu Medipix jsme schopni nalézt jen obrázek 4.2. Jako vhodné nastavení měření se jeví delší čas (1 s a více) a několika set až tisíc opakování. Rozdíl mezi detekcemi v různých módech je zobrazen na obr. 4.3. Největší výhodou módu ToT je zobrazování těžce nabitých částic. Protože většinu detekovaného záření tvoří fotony a elektrony, je bias



Obrázek 4.3: Porovnání zobrazení v módu Medipix s termálním zobrazením energií částic z módu ToT. Bílá je nejvyšší energie. Medipix mód zobrazí jednoduše jen pixely, které zaregistrovaly jakýkoli (byť malý) signál. Proto jsou částice větší než v případě ToT, kde jsou okraje špatně viditelné z důvodu malého signálu z těchto pixelů. Na druhou stranu ale vidíme právě rozdíly v energiích mezi částicemi které nám mohou pomoci s interpretací dat.

nastaven na jejich měření (tzn. na co nejvyšší hodnotu, prakticky 100 V). Velkou hodnotu napětí volíme z důvodu rychlosti sběru energie na senzoru. Tento bias také používáme při detekci rentgenového záření v radiografii i charakteristického a gama záření záření v měřeních zářiče  $^{241}\text{Am}$ ). Tento bias ale není vhodný k detekci těžce nabitých částic (viz následující podkapitola). Mód ToT tuto nevýhodu zlepšuje tím, že v termálním zobrazení jsme schopni velmi jednoduše tyto energetické částice rozlišit. Nejsme schopni přesně určit jejich energii, ale jsme schopni určit, že daná částice je opravdu vysokoenergetická.

## 4.2 Detekce alfa záření

Při detekci je pro nás důležité získat o dané částici co nejvíce informací, které jsou na ploše detektoru reprezentovány velikostí clusteru vzniklého po průletu částice. Tuto velikost můžeme ovlivnit napětím mezi polovodičovým detektorem a vyčítací deskou Medipixu.

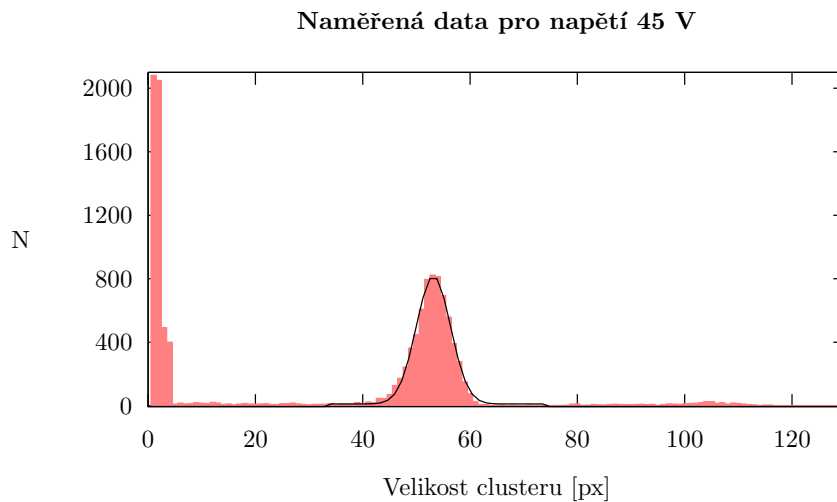
Toto napětí, resp. „Bias Voltage“ (dále jen „bias“), ovlivňuje rychlost sběru náboje z polovodičového detektoru na vyčítací desku detektoru. Při detekci záření alfa musí být bias nastaven tak, aby se doba sběru náboje na vyčítací desku detektoru vešla do nastave-

ného času měření („Acq. time“, závěr) a elektronika stihla zachytit veškerý náboj.

Největší clustery mohou zabírat plochu okolo 60 px, což odpovídá reálnému poloměru asi 0,2 mm. Tak velké jádro hélia není. Tento nepoměr je způsobený tzv. difuzí náboje do pixelů okolo místa dopadu a je pro nás výhodný, neboť Medipix neměří dobře vysoké energie (cca nad 800 keV na jeden pixel). Proto je při detekci záření alfa, které má energii v řádech MeV, důležité náboj rozprostřít po co nejvíce pixelech, abychom zabránili přehlcení a správně určili celkovou energii částice <sup>1</sup>.

Měření závislosti velikosti clusteru na sběrném napětí jsme prováděli se standardizovaným zářičem <sup>241</sup>Am + <sup>239</sup>Pu.

Náš detektor umožňuje nastavit bias v rozmezí 5 V až 100 V<sup>2</sup>. Provedli jsme dvacet měření s krokem 5 V v celém dovoleném rozmezí, pro každé napětí 600 snímků, každý po dobu 0,1 s, v módu ToT. Z každého jsme získali, pomocí programu Pixelman, graf podobný grafu 4.4.



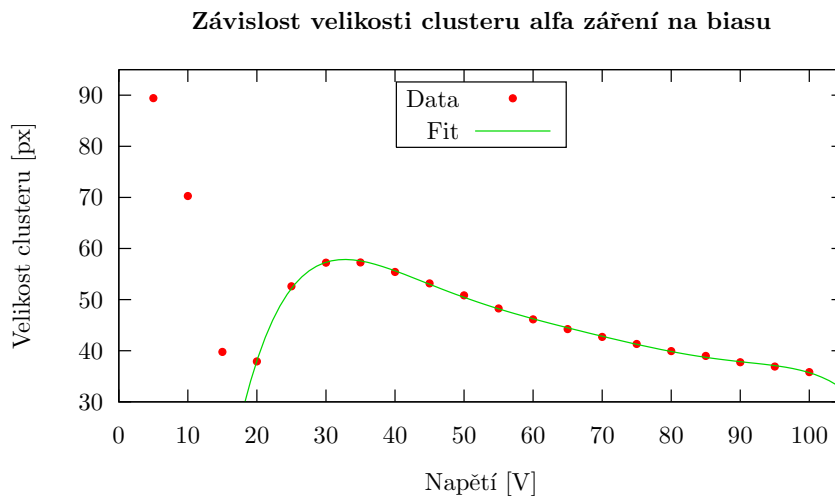
Obrázek 4.4: Rozložení velikosti clusterů/shluků pixelů pro napětí 45 V – červený histogram. Proložení normálním Gaussovým rozdělením – černá linie.

Pravá část grafu 4.4 je charakterizována vysokým výskytem detekce několika málo pixelových událostí. Jedná se o záření gama. Středový peak jsou právě jádra helia alfa záření. Maximum se nachází přibližně okolo hodnoty 50 px. Další, méně patrné lokální maximum se nachází okolo hodnoty 100 px. Jedná se o události, kdy na plochu detektoru dopadnou dvě alfa částice vedle sebe v krátký okamžik a detektor je započítá jako jednu částici o přibližně dvojnásobné ploše na povrchu detektoru. Zbytek detekovaných událostí je tvořen hlavně alfa částicemi, které dopadly na okraj detektoru a nebyl detekován celý

<sup>1</sup>Celkově je detekce záření alfa problematická, protože její dosah ve vzduchu je jen několik cm a je velmi jednoduché ho odstínit třeba fólií. Jelikož konstrukce našeho detektoru nedovoluje maximální přiblížení zdroje k detektoru a zároveň je ještě detektor chráněn velmi tenkou aluminiovou vrstvou, nejsme nikdy schopni zachytit perfektně energii tohoto záření.

<sup>2</sup>Obecně zvládají detektory Medipix napětí 0 V až 100 V. Náš má však toto nastavení buď hardwarově, nebo softwarově omezené od 5 V.

jejich náboj. Maximum hlavního peaku jsme určili pomocí proložení bodů peaku Gaussovou křivkou. Výsledná závislost je v grafu 4.5. Pro napětí menší než 20 V není napětí mezi



Obrázek 4.5: Finální závislost velikosti clusteru na biasu pro čas 0,1 s. Napětí pod 20 V jsou pro měření příliš nízká, maximum 33 V nalezneme proložením polynorem 7. stupně.

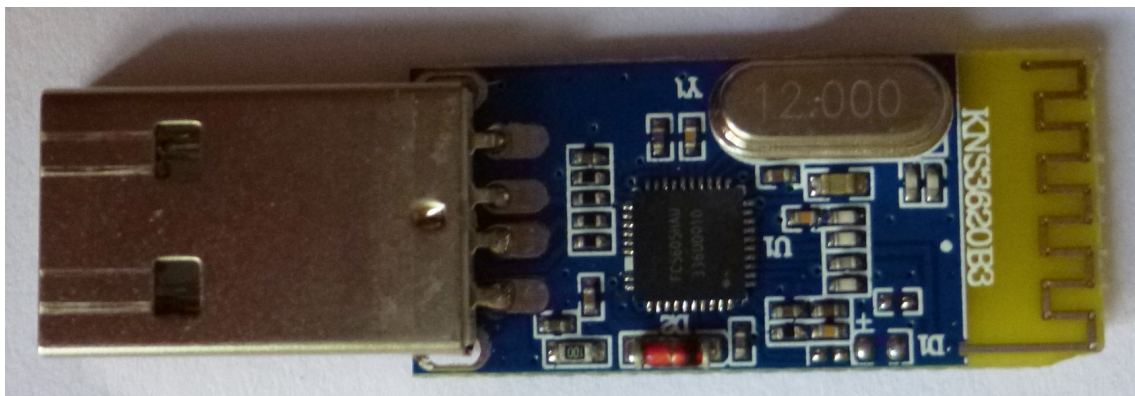
polovodičovým detektorem a vyčítací deskou Medipixu dostatečné na detekci náboje a výsledky takového měření jsou neprůkazné. V oblasti mezi 20 V a 100 V získaná funkce závislosti velikosti clusteru na napětí nabývá maxima. Po proložení polynorem sedmého stupně získáme maximum dané funkce vztažené k času měření 0,1 s a k dané aktivitě zářiče v dané vzdálenosti od detektoru jako 33 V.

### 4.3 Radiografie

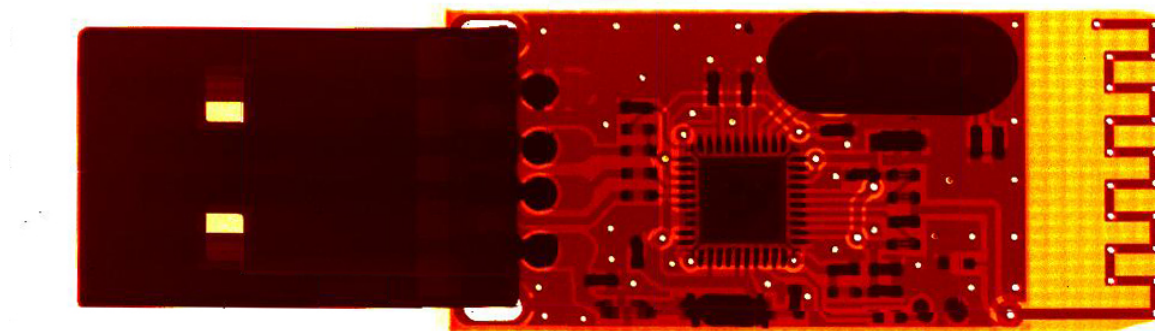
V radiografických aplikacích detektoru jsme se zabývali prozařováním organických i neorganických předmětů, abychom demonstrovali zobrazovací schopnosti detektoru, který je schopen generovat obrázky s rozlišením přibližně 460 ppi. Prozařovali jsme USB Bluetooth a paměť RAM. V dalších pokusech jsme se zaměřili na prozařování pokoutníka domácího a animaci obrazu sluníčka východního.

### 4.3.1 USB Bluetooth

Finální obraz Bluetooth byl složen z devíti měření. Součástka byla postavena mezi rentgenku a detektor. Po skončení měření jsme komponent vždy posunuli. Napětí na rentgence bylo nastaveno na 50 kV a proud na 30 mA. V Pixelmanu jsme nastavili bias na 100 V. Integrální zobrazení bylo nastaveno na 1 000 opakování po 0,03 s v módu Medipix pro 1 měření.



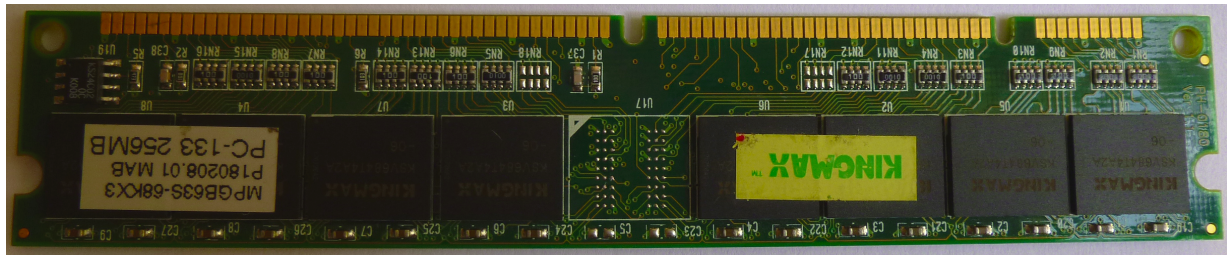
Obrázek 4.6: Fotografie částečně rozebraného USB Bluetooth s viditelnou obvodovou deskou.



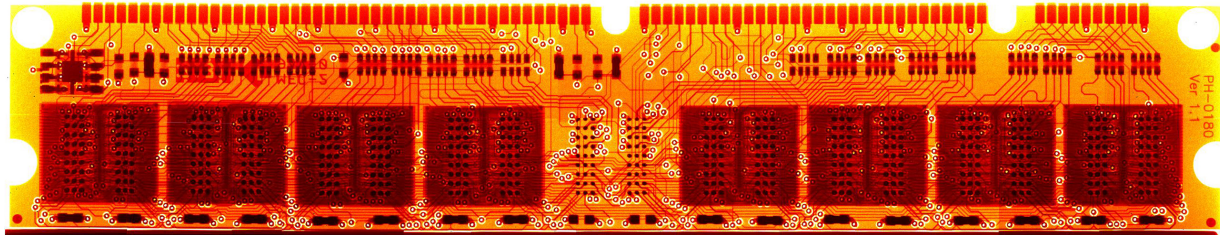
Obrázek 4.7: Fotografie USB Bluetooth v rentgenovém světle získaná detektorem Medipix.

### 4.3.2 Paměť RAM

Kvůli velkým rozměrům paměti RAM byl finální obraz složen z 26 měření. Na rentgence bylo nastaveno napětí 50 kV a proud 40 mA (paměť má vyšší hustotu elektronických prvků na obvodové desce). Bias byl 100 V. Integrální zobrazení bylo nastaveno na 2 000 opakování po 0,05 s v módu Medipix pro jedno měření.



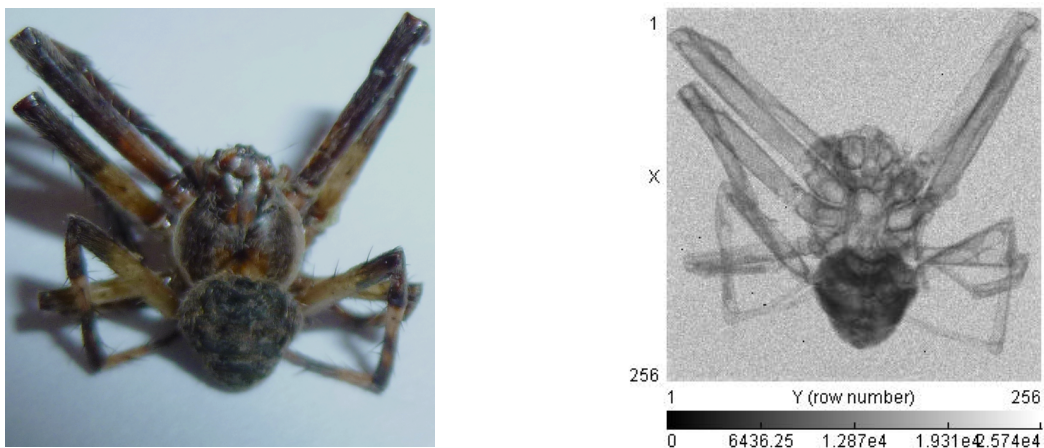
Obrázek 4.8: Fotografie paměti RAM.



Obrázek 4.9: Fotografie paměti RAM v rentgenovém světle získaná detektorem Medipix.

### 4.3.3 Pokoutník domácí

Náš původní záměr vytvořit 3D obraz pavouka se nezdařil kvůli nepřesnému a splývavému zobrazení všech končetin. Při prozařování biologického materiálu je třeba nastavit na rentgence menší napětí i proud. V tomto případě to bylo napětí 20 kV a proud 20 mA, bias byl nastaven na 100 V. Integrální zobrazení bylo nastaveno na 1 000 opakování po 0,1 s v módu Medipix pro jedno měření. Výsledek je na obr. 4.10.

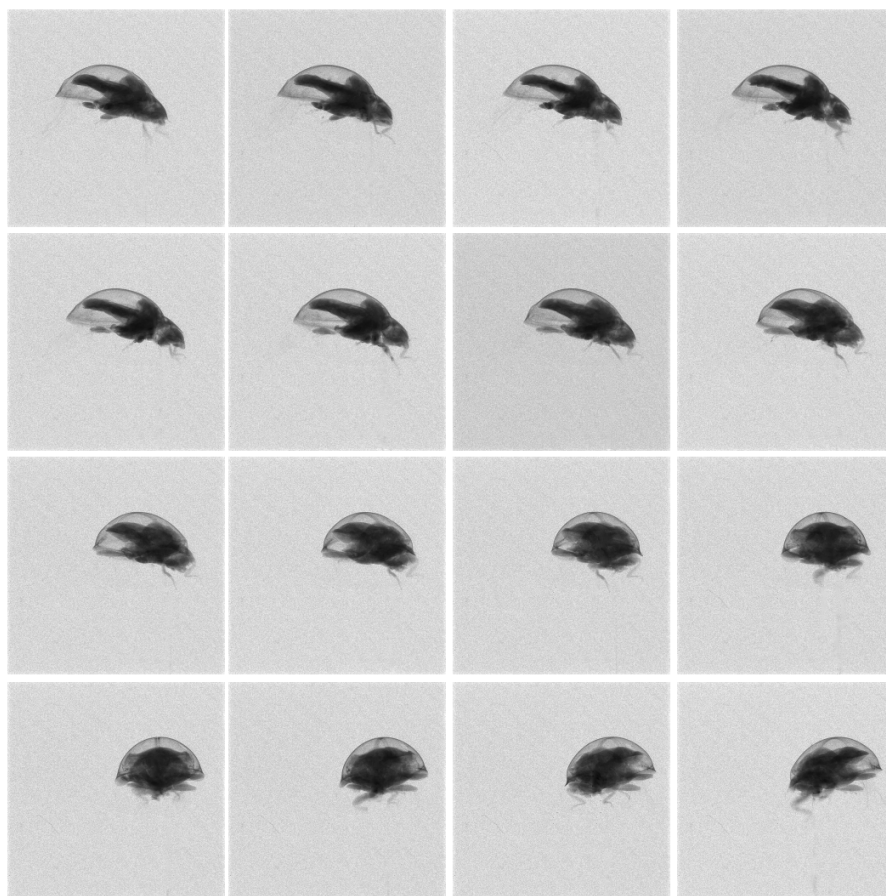


Obrázek 4.10: Nalevo je vyfocen pavouk klasickým fotoaparátem, napravo je pak zobrazení v RTG pomocí Medipixu.



#### 4.3.4 Slunéčko východní

Slunéčko jsme umístili na elektrickou otočnou plošinu, kterou jsme otáčeli vždy po  $10^\circ$  a získali tak 36 obrazů slunéčka, které jsme následně spojili v animaci otáčení slunéčka. Na fotografiích byla vymazána jehla, na níž byl brouk uchycen. Integrální zobrazení bylo nastaveno na 300 opakování po 0,15 s v módu Medipix pro jedno měření. Bias byl 100 V, napětí na rentgence 20 kV a proud 5 mA.



Obrázek 4.11: Několik obrázků slunéčka s krokem  $10^\circ$ .

#### 4.4 Charakteristické záření

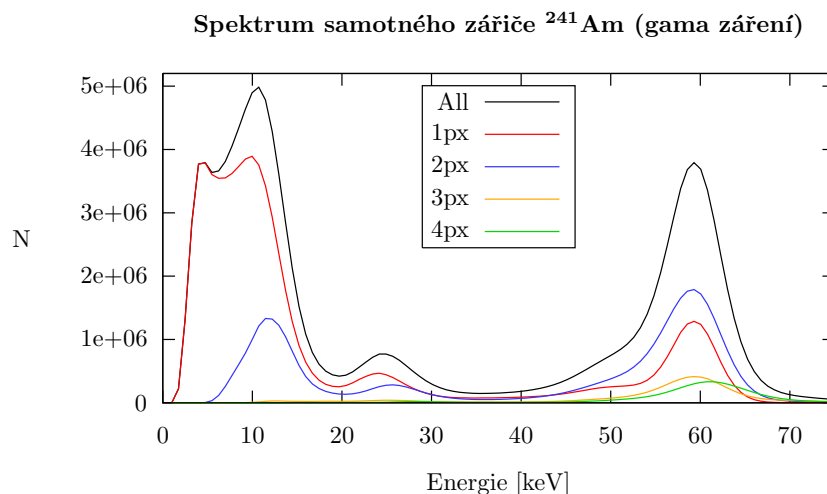
K vybuzení zkoumaného vzorku používáme buď zářič  $^{241}\text{Am}$ , nebo rentgenku Kevex PXS5-925EA. Všechna měření byla provedena v módu ToT.

#### 4.4.1 Záření samotného zářiče $^{241}\text{Am}$

Tento zářič emituje  $\alpha$  i  $\gamma$  radiaci. Měření spektra čistě pro gama záření je v grafu 4.12, v němž jsou zaneseny závislosti 1,2,3 a 4 pixelových událostí včetně všeobecného shrnutí všech. Výsledky měření záření gama shrnují tabulky 4.1. Měření trvalo 49 000 s v módu ToT, bias 100 V, jedno měření trvalo 0,15 s v režimu „frames“.

	Max 1 [keV]	Max 2 [keV]	Max 3 [keV]	Maximum [keV]	Zastoupení [%]	Zdroj
All	10,4	24,6	59,2	59,5	35,9	$^{241}\text{Am}$ $\gamma$
1 px	9,5	24,0	59,2	26,3	2,4	$^{241}\text{Am}$ $\gamma$
2 px	11,9	25,6	59,0	13,9	9,6	$^{237}\text{Np}$ $K_{\alpha 1}$
3 px			59,2			

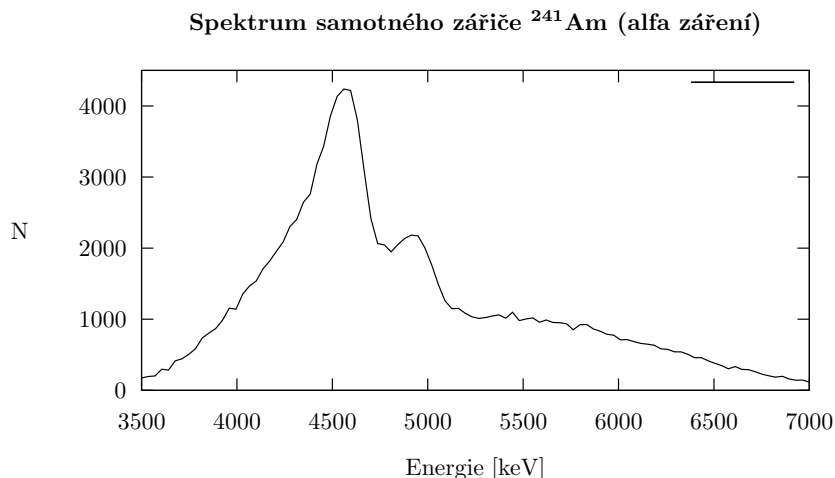
Tabulka 4.1: Levá tabulka obsahuje lokální maxima pro rozlišitelné peaky záření  $^{241}\text{Am}$  jednotlivých událostí získaná proložení Gaussovým rozdělením. Pravá tabulka obsahuje reálné hodnoty pro nejpravděpodobnější  $\gamma$  záření emitované rozpadem  $^{241}\text{Am}$  a charakteristické záření jeho rozpadového produktu  $^{237}\text{Np}$ .



Obrázek 4.12: Graf počtu zásahů na dané energii pro všechny události (nebere se v potaz počet pixelů, jen celková energie) a také pro 1,2,3 a 4 pixelové události pro samotný zářič  $^{241}\text{Am}$  na energiích gama záření.

Reálná hodnota energie  $^{241}\text{Am}$  je 59,5 keV, přičemž naše měření dává výsledek  $(59 \pm 3)$  keV;  $\delta_E = 5 \%$ . Výsledky pro další maxima dávají energie  $(10 \pm 3)$  keV;  $\delta_E = 30 \%$  a  $(25 \pm 3)$  keV;  $\delta_E = 12 \%$ . Výsledky jsou uvedeny pro všechny pixely. Absolutní odchylka je určena z parametrů Gaussovského rozložení. Maximum na hraně detekovatelnosti detektoru

na hodnotě přibližně 5 keV je charakteristické záření kovu pouzdra detektoru, případně i rentgenky.



Obrázek 4.13: Graf počtu zásahů na dané energii pro všechny události pro samotný zářič  $^{241}\text{Am}$  na energiích  $\alpha$  záření.

Měření  $\alpha$  záření je shrnuto v grafu 4.13. Měření trvalo 9 800 s, čas jednoho měření byl 0,1 s, bias nastaven na 33 V. Reálné hodnoty pro alfa záření generované zářičem  $^{241}\text{Am}$  jsou 5,4 MeV a 5,5 MeV. Kvůli pouzdru detektoru se zářič nemůže úplně přiblížit k senzoru. Z důvodu této vzdálenosti alfa částice ztrácí energii. Další část energie ztratí v aluminiové ochranné vrstvě přímo na povrchu detektoru. Celkově je tento úbytek dle grafu 4.13 asi 1 MeV.

#### 4.4.2 Charakteristické záření $^{137}\text{Ba}$

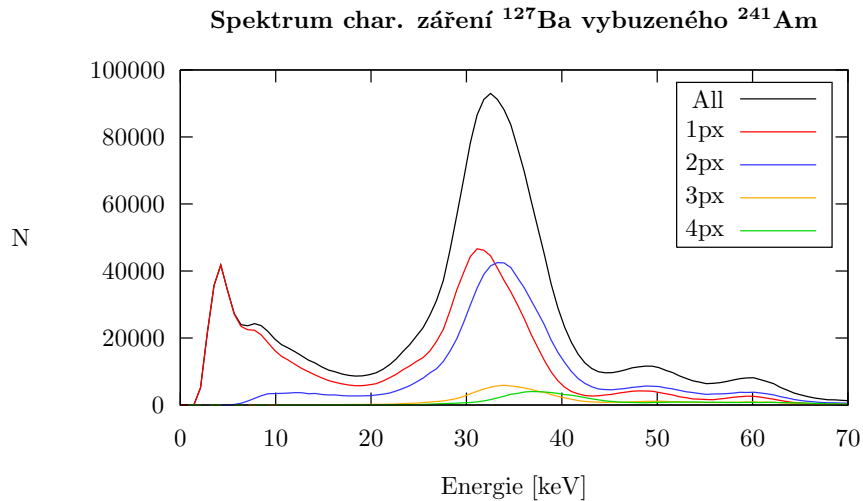
K tomuto experimentu jsme využili práškovou sloučeninu barya a ozářili jsme ji zářičem  $^{241}\text{Am}$  a rentgenkou. S americiem probíhalo měření 57 000 s (s jedním měřením 0,15 s), k měření s rentgenkou byl využit kolimátor a pravoúhlá geometrie experimentu. Toto mě-

	Max 1 [keV]	Max 2 [keV]	Max 3 [keV]	Max 4 [keV]	Maximum [keV]	Zastoupení [%]	Zdroj
All	4,2	33,0	48,7	59,5	32,2	47,6	$^{127}\text{Ba } K_{\alpha 1}$
1 px	4,2	31,7	48,3	59,5	26,3	25,8	$^{127}\text{Ba } K_{\alpha 2}$
2 px		33,6	48,9	59,4	4,5	4,1	$^{127}\text{Ba } L_{\alpha 1}$

Tabulka 4.2: Lokální maxima pro rozlišitelné peaky charakteristického záření barya vybuzeného zářičem  $^{241}\text{Am}$  získaná proložení Gaussovým rozdělením jsou v levé tabulce. Pravá tabulka obsahuje reálné hodnoty.

ření trvalo 1 200 s (s jedním měřením 0,05 s). Obě měření měla bias nastaven na 100 V,

režim „frames“. Spektrum barya vybuzeného zářičem  $^{241}\text{Am}$  je v grafu 4.14, spektrum barya vybuzeného rentgenkou je v grafu 4.15. Výsledky fitů Gaussovým rozložením jsou



Obrázek 4.14: Graf počtu zásahů na dané energii pro všechny události (nebere se v potaz počet pixelů, jen celková energie) a také pro 1,2,3 a 4 pixelové události charakteristického záření barya vybuzeného zářičem  $^{241}\text{Am}$ . Část záření americia prošlo skrz vzorek a detekovali jsme jej i v tomto grafu.

pro  $^{241}\text{Am}$  v tabulkách 4.2. Výsledky pro rentgenku a stejný vzorek jsou prezentovány v tabulkách 4.3.

V obou případech přímo nesedí peaky v grafech 4.14 a 4.15. Tato nepřesnost je vysvětlena v pravých tabulkách 4.2 a 4.3. Charakteristické záření barya má totiž dvě maxima s dostatečně vysokou pravděpodobností emise blízko u sebe. Vzhledem k rozlišovací schopnosti Medipixu to znamená, že místo dvou peaků uvidíme jeden ne tak přesný (resp. ne tak přesný v  $n$ -pixelových událostech, což je právě tento případ).

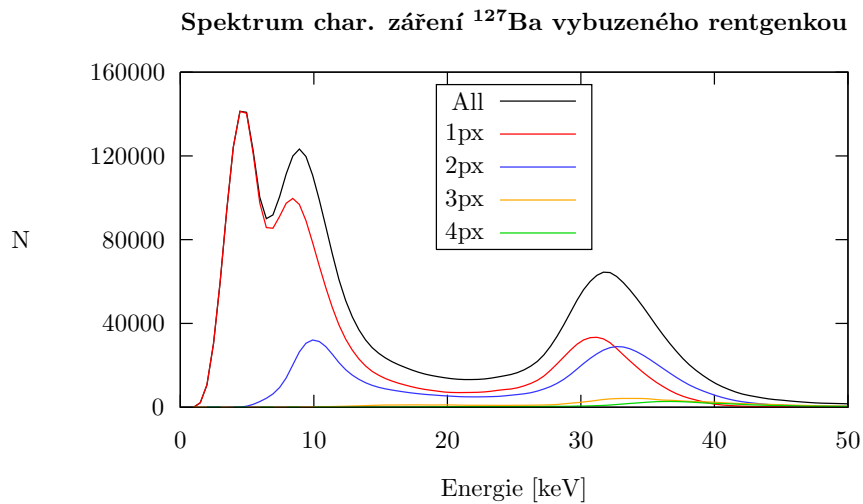
Výsledky pro všechny pixely a  $^{241}\text{Am}$  jsou  $(4,2 \pm 0,7)$  keV;  $\delta_E = 17\%$ , dále pak  $(33 \pm 4)$  keV;  $\delta_E = 12\%$  a  $(60 \pm 3)$  keV;  $\delta_E = 5\%$ . Nalezli jsme tedy hledané charakteristické záření spolu se zářením americia, které prošlo skrz vzorek.

Výsledky pro všechny pixely u rentgenky jsou  $(4,6 \pm 0,7)$  keV;  $\delta_E = 15\%$ ,  $(32 \pm 3)$  keV;  $\delta_E = 9\%$ .

Interpretace zbylých peaků může být dost složitá. Může se jednat o více složených záření u sebe (k jejich rozlišení slouží matematická metoda dekonvoluce) nebo o odražené záření.

	Max 1 [keV]	Max 2 [keV]	Max 3 [keV]	Maximum [keV]	Zastoupení [%]	Zdroj
All	4,6	8,8	32,1	32,2	47,6	$^{127}\text{Ba } K_{\alpha 1}$
1 px	4,6	8,3	31,0	26,3	25,8	$^{127}\text{Ba } K_{\alpha 2}$
2 px		10,3	32,9	4,5	4,1	$^{127}\text{Ba } L_{\alpha 1}$

Tabulka 4.3: Lokální maxima pro rozlišitelné peaky charakteristického záření barya vybuze-  
 zeného rentgenkou získaná proložení Gaussovým rozdělením jsou v levé tabulce. Pravá  
 tabulka obsahuje reálné hodnoty (shodná s pravou tabulkou 4.2).



Obrázek 4.15: Graf počtu zásahů na dané energii pro všechny události (nebere se v potaz  
 počet pixelů, jen celková energie) a také pro 1,2,3 a 4 pixelové události charakteristického  
 záření barya vybuzeného rentgenkou.

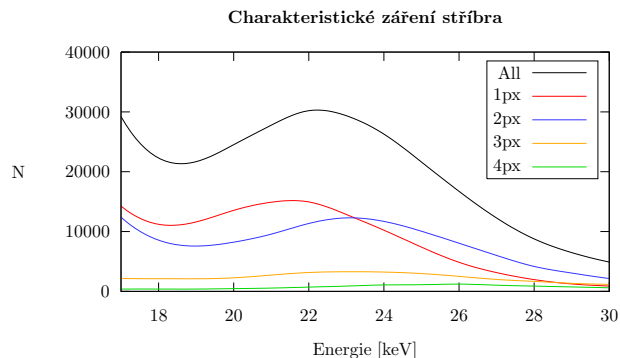
#### 4.4.3 Charakteristické záření práškového $^{108}\text{Ag}$

Geometrie experimentu je shodná s předcházejícím měřením s pomocí kolimátoru. Mě-  
 řen byl známý vzorek práškového stříbra po dobu 2340 s (s jedním měřením 0,05 s,  
 bias 100 V, režim „frames“, mód ToT), u něhož očekáváme  $K_{\alpha}$  čáru stříbra na ener-  
 gii 22,2 keV. Experiment byl prováděn s pravoúhloú geometrií. Výsledky měření nalezneme  
 v 4.16.

Vychází nám nalezený peak na energii  $(22 \pm 3)$  keV;  $\delta_E = 14$  %. Opět spadá reálná  
 hodnota do naměřených dat.

V naměřeném spektru je vidět rozdíl v maximech událostí o různé velikosti, ačkoliv by  
 měla být maxima přibližně na stejné hodnotě. Tato nepřesnost je pravděpodobně způsobena  
 tím, že vzorek je ve formě prášku. Lepší spektrum by bylo možno získat měřením stříbrné  
 destičky, dokonalejším odstíněním detektoru a dlouhodobým měřením.

	Max 1 [keV]
All	22,1
1 px	21,3
2 px	23,0

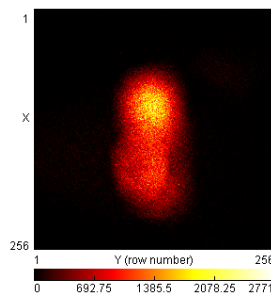


Obrázek 4.16: Levá tabulka obsahuje lokální maxima pro rozlišitelné peaky charakteristického záření práškového stříbra vybuzeného rentgenkou získané ze spektra pomocí proložení Gaussovým rozložením. Napravo je naměřené spektrum s očekávanými peaky v oblasti 21 keV.

#### 4.4.4 Neznámý vzorek 1

První neznámý vzorek, který jsme měřili, je kondenzátor z USB Bluetooth z části věnující se radiografii. Použita byla rentgenka, čas měření 600 s, čas jednoho měření 0,02 s, bias 100 V, režim „frames“, mód ToT. Geometrie experimentu je pravoúhlá. Výsledné spektrum je v grafu 4.18. Nalezené peaky jsou v tabulce 4.17.

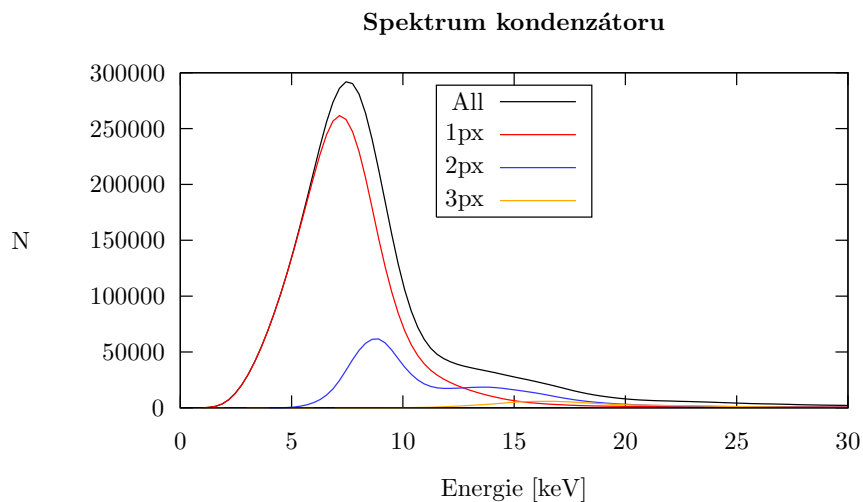
	Max 1 [keV]
All	7,4
1 px	7,1
2 px	8,8



Obrázek 4.17: Levá tabulka obsahuje lokální maxima pro rozlišitelné peaky charakteristického záření zkoumaného kondenzátoru vybuzeného rentgenkou získaná ze spektra pomocí proložení Gaussovým rozložením. Napravo je obrázek zkoumaného kondenzátoru získaný zobrazením prostorového rozložení vyzařovaných energií v integrálním zobrazení po 1000 měřeních s časem 0,02 s.

Chceme-li určit materiál neznámého vzorku, předpokládáme, že vidíme jen  $K_{\alpha}$  čáru. Maxima jednotlivých  $n$ -pixelových událostí se značně liší, což by šlo zlepšit lepší konstrukcí kolimátoru a delší dobou měření. Vzhledem k naměřeným energiím však můžeme u těchto měření brát za nejprůkaznější 1 px události, které dávají výsledek  $(7 \pm 2)$  keV. Tento nepřesný výsledek odpovídá Ni, Cu nebo Zn.

Z pohledu na fotografii 4.6 můžeme vyloučit měď, neboť barva tohoto kondenzátoru nesouhlasí s barvou mědi. Jako nejpravděpodobnější materiál kondenzátoru bude nikl nebo

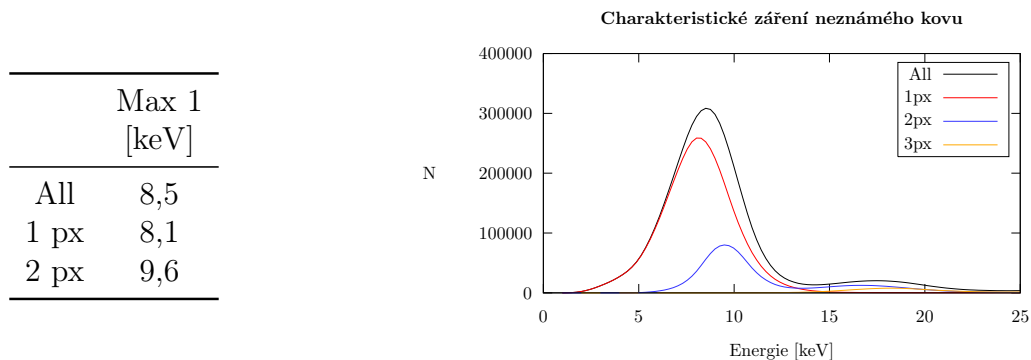


Obrázek 4.18: Spektrum charakteristického záření kondenzátoru získané pomocí rentgenky.

jeho slitina. Vnitřek kondenzátoru bude pravděpodobně keramický nebo elektrolytický. Ani jeden z těchto materiálů však nejsme schopni detekovat.

#### 4.4.5 Neznámý vzorek 2

Tento neznámý kovový vzorek byl měřen po ozáření rentgenky po dobu 360 s s jedním měřením délky 0,01 s. Bias 100 V, režim „frames“, mód ToT. Výsledný graf a spektrum nalezneme v obr. 4.19.



Obrázek 4.19: Pravý graf zobrazuje spektrum charakteristického záření neznámého kovu, či slitiny, získané pomocí rentgenky. Levá tabulka pak nalezená maxima pro rozlišitelné peaky charakteristického záření neznámého vzorku vybuzeného rentgenkou získaná proložení Gaussovým rozdělením.

U vzorku očekáváme, že se jedná o mosaz (směs mědi a zinku), čemuž napovídá barva zkoumaného kovu i námi naměřená data. Pokud se jedná o mosaz, jsme jednoduše a jednoznačně schopni určit poměr mědi a zinku tak, aby jejich charakteristické záření odpovídalo naměřené energii 1 px událostí ( $8 \pm 2$ ) keV;  $\delta_E = 25$  %. Naměřené energii odpovídá mosaz s obsahem 92 % mědi a 8 % zinku (charakteristické záření  $K_\alpha$  čáry zinku má energii 8,64 keV a mědi 8,05 keV). Nejběžnější mosaz má 65 % mědi a 35 % zinku.



# Kapitola 5

## Závěr práce a diskuze

Objektem našeho zájmu byl především polovodičový detektor Medipix. Zajímaly nás principy jeho fungování, ovládání detektoru pomocí obslužného programu Pixelman a způsoby jeho kalibrace. Provedli jsme velké množství měření různými metodami a s různými vzorky.

Při měření radiačního pozadí je třeba vždy vyzkoušet, jak dlouhé měření bude dávat žádoucí výsledky. Radiační pozadí se lokálně může hodně měnit, a to jak s místem, tak s nadmořskou výškou. Ve vyšších nadmořských výškách zachytíme mnohem více kosmického záření, než je úbytek zemského radiačního pozadí. Pro nás bylo nutné měřit poměrně dlouho v integrálním módu, abychom zachytili dostatek částic. Pro přesný popis se ukázalo nejlepší měřit pozadí módem ToT a měnit vlastnosti zobrazení. Tímto způsobem jsme schopni rozpoznat dané částice jak podle tvaru na detektoru, tak podle energie, kterou podél své trasy zanechají.

Měření radiačního pozadí je nejjednodušším testem detektoru. Shodná měření pozadí se nacházejí v mnoha našich zdrojích (např. [19], [12] a [21]). V porovnání s obrázky v těchto článcích se nám podařilo získat ještě lepší ukázky detekovaného pozadí, což je dáno námi velmi dobrým nastavením detektoru.

Při detekci alfa záření jsme demonstrovali, že na rozdíl od měření záření gama a beta je třeba u těchto vysokoenergetických částic nastavit bias mnohem menší. Tím jsme také ukázali nevýhodu tohoto detektoru – bohužel není schopen detekovat tak vysoké energie na jeden pixel.

Pro průkazná měření alfa záření je vždy vhodné proměřit závislost velikosti clusteru na biasu, která se mění pro aktivitu zářiče, jeho vzdálenost od detektoru a také pro čas jednoho měření. Závislost se mění s aktivitou zářiče, jeho vzdálenosti od detektoru a také s časem jednoho měření.

Nastavení našeho experimentu tuto závislost velmi přesně postihlo, také nastavení času jednoho měření vzhledem k aktivitě zářiče bylo velmi vhodné, protože docházelo jen k velmi málo překryvům clusterů dvou dopadajících jader hélia, které by také zkreslovaly energetické výsledky.

Shodný experiment jsme později objevili i v [19]. Ukázalo se, že námi získaná křivka na měřeném intervalu souhlasí s tvarem křivky v tomto zdroji (s jinými hodnotami danými jiným zářičem a nastavením detektoru). Ovšem vzhledem k omezení našeho detektoru na měření s biasem od 5 V jsme nemohli proměřit tyto hodnoty, které však v [19] jsou.

Radiografických měření je Medipix schopný na vynikající úrovni z pohledu pozorovatelných detailů. Fotografie získané v rentgenovém světle jsou ve velmi vysokém rozlišení. Při jejich získávání se jako velmi důležité ukazuje nastavení rentgenky. Proud a napětí na ní musí odpovídat danému vzorku. Čím hlubší objekt s vyšší hustotou, tím větší hodnoty musíme nastavit. U biologických materiálů je však hustota malá a u měřeného brouka a pavouka není třeba řešit ani prozařovanou hloubku (v obou případech byla do 1 cm). Kromě fotografie pavouka jsme vytvořili i animaci sluněčka.

Nevýhodou takového zobrazování je schopnost pokrývat široký rozsah hustot a hloubek. Je-li totiž vzorek nehomogenní, budou některé části fotografie příliš světlé na rozeznání detailů lidským okem a jiné zase příliš tmavé.

Zobrazováním se zabývá celý článek [21] a velmi okrajově [12]. V této oblasti vidíme velký potenciál, neboť existuje prostor pro použití matematických metod pro vylepšení obrazu, díky kterým lze zmíněnou nevýhodu částečně odstranit a získat z naměřených dat skutečně maximum.

Měření spekter jsme začali kontrolou energetické kalibrace pomocí měření známých vzorků. Spektrum gama záření emitovaného zářičem  $^{241}\text{Am}$  vyšlo dostatečně přesně, naše výsledky souhlasí s hodnotami naměřenými na mnohem přesnějších detektorech s mnohem větší statistikou (v rámci absolutní chyby). Navíc navzájem odpovídající peaky mají maxima velmi blízko sebe.

Spektrum alfa záření přesné není. Z grafu pro všechny pixely (u clusterů o velikosti 60 px se jedná o nejpřesnější ukazatel) je zřejmé, že námi naměřená maxima jsou zcela mimo reálné hodnoty. Ačkoliv jsme měřili na hodnotách získaných v jednom z předchozích experimentů, výsledky jsou neprůkazné, protože jsme neměli vzorek přímo u detektoru (v předchozím měření alfa záření nám nešlo o jeho přesnou energii). Tímto měřením jsme potvrdili, jak rychle toto záření ztrácí energii. Pro toto měření by pro alfa záření byla pravděpodobně potřeba speciální energetická kalibrace přímo pro danou geometrii.

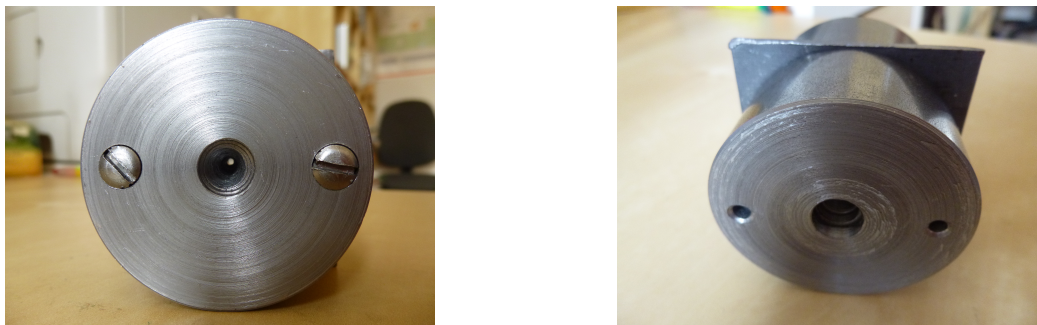
U měření spektra barya jsme po vybuzení americiem ukázali, že skutečně ne všechno záření gama interaguje s látkou. Stejně jako jsme ukázali, že záření alfa nemá velký dosah, zde jsme ukázali opak, což je očekávaný výsledek potvrzující teorii. Měření s americiem i rentgenkou našla charakteristické záření.

U detekce stříbra by byly získány lepší výsledky s jednolitým kusem než s práškem. I tak jsme ale došli k výsledku.

U neznámých vzorků očekáváme, že nalezneme  $K_\alpha$  peaky. Pokud víme alespoň něco o zkoumaných vzorcích, jsme schopni určit jejich pravděpodobné složení, ačkoliv poměrně nepřesně z pohledu naměřených dat. Jelikož se ale jedná o poměrně nízké energie, dají se větší nepřesnosti očekávat.

Ke zlepšení těchto měření jsme navrhli kolimátor přímo určený pro náš detektor.

Bohužel nebyl vyroben včas. Je vyfocený na obr. 5.1. Umožnil by zlepšení geometrie experimentu, lepší odstínění detektoru. Ačkoliv jsme již nestihli kolimátor využít do této práce,



Obrázek 5.1: Námi navržený a vyrobený kolimátor určený pro přesnější energetická měření. Prostřední díl s „pin-hole“ dírou o 1,5 mm je z olova a okraje s kónickým otvorem (z vnějšíku průměr 10 mm) jsou z oceli kvůli výrobnímu postupu.

bude využíván na další měření s detektorem Medipix na FJFI ČVUT.

Další možnost vylepšení při určování prvkového složení je použití vhodného programu na složitější analýzu naměřených spekter, např. AXIL. Takový program by měl být schopen přímo rozeznat jednotlivé peaky na základě vnitřní databáze, případně využít dekonvoluční metodu atd.

Další energetická měření by byla možná se speciální povrchovou úpravou detektoru, která by umožnila pomocí konverze detekovat i netrony. Neutronovým zářením se dají detekovat plasty a zcela nový okruh materiálů. Neutronovému zobrazování se věnuje [22]. Klasickému zobrazování pak [21].

Shrnuli jsme výsledky našich měření, propojili je se současným výzkumem a navrhli další možnosti směřování této práce, zlepšení metod a provedení experimentů. Ukázali jsme, že detektory Medipix mají velmi širokou upotřebitelnost napříč mnoha obory částicová fyziky.

V současné době existuje nespočet dalších využití tohoto detektoru včetně výzkumů, které jsou součástí jaderných programů v CERNu (ALICE, STAR,...). V současné době se řeší vylepšení detektoru Medipix pro využití na dalším LHC detektoru, při vylepšení LHCb VELO detektoru.

Detektor nalezne uplatnění i při výuce na středních a vysokých školách. Především kvůli demonstračním funkcím, přenositelnosti a jednoduchosti použití těchto polovodičových detektorů. Díky firmě Jablotron se tak již na několika školách v České republice děje.

# Literatura

- [1] ULLMANN V. *Jaderná a radiační fyzika*. Dostupné z URL:  
<http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika6.htm>
- [2] HUŠÁK V. *Zdroje ionizujícího záření*. Dostupné z URL:  
[http://eamos.pf.jcu.cz/amos/kra/externi/kra\\_7169/ch01.htm](http://eamos.pf.jcu.cz/amos/kra/externi/kra_7169/ch01.htm)
- [3] ULLMANN V. *Detekce a spektrometrie ionizujícího záření*. Dostupné z URL:  
<http://astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm>
- [4] UTEF ČVUT *Polovodičové detektory*. Dostupné z URL:  
<http://www.utef.cvut.cz/cz/index.php?Ns=103&id=1000043>
- [5] WIKISKRIPTA *Mechanismus vzniku rentgenového záření*. Dostupné z URL:  
[http://www.wikiskripta.eu/index.php/Rtg\\_záření\\_-\\_mechanismus\\_vzniku](http://www.wikiskripta.eu/index.php/Rtg_záření_-_mechanismus_vzniku)
- [6] WIKISKRIPTA *Rentgenové záření*. Dostupné z URL:  
[http://www.wikiskripta.eu/index.php/Rentgenové\\_záření](http://www.wikiskripta.eu/index.php/Rentgenové_záření)
- [7] ULLMANN V. *Aplikace ionizujícího záření*. Dostupné z URL:  
<http://astronuklfyzika.cz/JadRadMetody.htm>
- [8] PROJEKT AUGER *Kosmické záření*. Dostupné z URL:  
<http://www-hep2.fzu.cz/Auger/cz/kosmzar.html>
- [9] CERN *The Medipix1 Chip (PCC)*. Dostupné z URL:  
<http://medipix.web.cern.ch/medipix/pages/medipix1.php>
- [10] CERN *The Timepix Chip*. Dostupné z URL:  
<http://medipix.web.cern.ch/medipix/pages/medipix2/timepix.php>
- [11] JAKŮBEK J. *Pixel device TimePix*. Dostupné z URL:  
<http://aladdin.utef.cvut.cz/ofat/others/Timepix/index.htm>
- [12] SARAJLIC M. *Medipix calibration experiments and theory*. Dostupné z URL:  
<http://photon-science.desy.de/e62/e190204/e190208/e190245/e190273/MedipixcalibrationexperimentsandtheoryMSarajlic.pdf>

- [13] RADION U. *Calibration of the Timepix pixel chip for the readout of gaseous particle detectors*. Dostupné z URL:  
[http://pi.physik.uni-bonn.de/pi\\_plone/lhc-ilc/documents/t00000012.pdf?c=t&id=12](http://pi.physik.uni-bonn.de/pi_plone/lhc-ilc/documents/t00000012.pdf?c=t&id=12)
- [14] ŠTOLL I *Fyzika pro gymnázia: fyzika mikrosvěta*. 4. vyd. Praha: Prometheus, 2012, 196 s. ISBN 9788071963868.
- [15] GASCHA, PFLANZ *Kompendium fyziky: vzorce, zákony a pravidla, úlohy, příklady a jejich řešení, podrobná slovníková část*. Vyd. 1. Praha: Universum, 2008, 488 s. ISBN 9788024220130.
- [16] WIKIPEDIA *Ionizing radiation*. Dostupné z URL:  
[http://en.wikipedia.org/wiki/Ionizing\\_radiation](http://en.wikipedia.org/wiki/Ionizing_radiation)
- [17] WIKIPEDIA *Radiation*. Dostupné z URL: <http://en.wikipedia.org/wiki/Radiation>
- [18] [http://www.globalspec.com/FeaturedProducts/Detail/ThermoCheckweighing/PXS5925EA\\_90\\_kV\\_MicroFocus\\_XRay\\_Source/22281/0](http://www.globalspec.com/FeaturedProducts/Detail/ThermoCheckweighing/PXS5925EA_90_kV_MicroFocus_XRay_Source/22281/0)
- [19] PINSKY L. *Medipix: Status Update For An Active Real-time Space Radiation Dosimeter*. Dostupné z URL: <http://www.wrmiss.org/workshops/twelfth/Pinsky.pdf>
- [20] Veerle H. *Timepix a pixel detector for the future*. Dostupné z URL:  
<http://www.amsterdammasterofphysics.nl/talks/2010/5-VeerleHeijne.pdf>
- [21] JAKŮBEK J. *Data processing and image reconstruction methods for pixel detectors*. Dostupné z URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207002380>
- [22] JAKŮBEK J. *Semiconductor Pixel detectors and their applications in life sciences*. Dostupné z URL: <http://iopscience.iop.org/1748-0221/4/03/P03013>
- [23] JAKŮBEK J. *Precise energy calibration of pixel detector working in time-over-threshold mode*. Dostupné z URL:  
<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210013732>