

Diplomová práce



České  
vysoké  
učení technické  
v Praze

**F4**

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská  
Katedra fyziky

## Comptonova kamera pro detekci tvrdého rentgenového záření produkovaného na tokamaku Golem

**Bc. Štěpán Malec**

Vedoucí: Ing. Vladimír Linhart, Ph.D.  
Obor: Fyzika a technika termojaderné fúze  
Studijní program: Aplikace přírodních věd  
Leden 2023





Katedra: fyziky

Akademický rok: 2021/2022

## ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

*Student:* Bc. Štěpán Malec

*Studijní program:* Aplikace přírodních věd

*Obor:* Fyzika a technika termojaderné fúze

*Název práce:* Comptonova kamera pro detekci tvrdého rentgenového záření  
(česky) produkovaného na tokamaku Golem

*Název práce:* Compton camera for detection of hard X-rays produced on the Golem  
(anglicky) tokamak

### *Pokyny pro vypracování:*

- 1) Využijte všech znalostí získaných v předchozích samostatných pracích (tj. Bakalářská práce a Výzkumný úkol) a zprovozněte z předložených detekčních modulů Comptonovu kameru schopnou registrovat tvrdé záření X produkované na tokamaku Golem.
- 2) Pro zlepšení určení z-ové komponenty místa interakce fotonu se senzorem prozkoumejte vliv jevu zvaný „timewalk“ a stanovte na tento jev opravný faktor.
- 3) Nejprve se věnujte jednočipové Comptonově kameře. Její funkčnost prokažte laboratorními testy s etalony záření gama. V případě úspěšných laboratorních testů ji vyzkoušejte na tokamaku Golem.
- 4) V případě, že se podaří úspěšně laboratorně otestovat jednočipovou Comptonovu kameru, pokuste se o sestavení a zprovoznění vícečipové verze. I tuto Comptonovu kameru nejprve otestujte v laboratoři pomocí etalonů záření gama a teprve poté na tokamaku Golem.
- 5) Provedené testy popište v diplomové práci. Zjištěné poznatky a závěry diskutujte s odborníky a případně prezentujte v mezinárodních vědeckých recenzovaných časopisech.

*Doporučená literatura:*

- [1] J. Wesson: Tokamaks, Oxford University Press, 2011  
[2] G. F. Knoll: Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, Inc., 2000

*Jméno a pracoviště vedoucího diplomové práce:*

Ing. Vladimír Linhart, Ph.D., Katedra dozimetrie a aplikace ionizujícího záření, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská ČVUT v Praze

*Datum zadání diplomové práce:* 20.10.2021

*Termín odevzdání diplomové práce:* 02.05.2022

*Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.*

.....  
garant oboru

.....  
vedoucí katedry

.....  
děkan



*V Praze dne 20.10.2021*



## PROHLÁŠENÍ

Já, níže podepsaný

*Jméno a příjmení studenta:* Štěpán Malec

*Osobní číslo:* 468800

*Název studijního programu (oboru):* Fyzika a technika termojaderné fúze

prohlašuji, že jsem diplomovou práci s názvem:

**Comptonova kamera pro detekci tvrdého rentgenového záření produkovaného na tokamaku Golem**

vypracoval samostatně a uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

V Praze dne 5.1. 2023

.....  
podpis



## Poděkování

Největší poděkování patří mému školi-  
teli Ing. Vladimírovi Linhartovi, Ph.D.  
zejména za jeho cenné rady a odborné  
komentáře, ale také za jeho trpělivost a  
nadhled. Poděkování patří také Ing. Vojtě-  
chovi Svobodovi, CSc. za jeho podporu a  
pomoc při realizaci experimentů na toka-  
maku Golem. Dále bych chtěl poděkovat  
svým rodičům, kteří mi byli oporou při  
psaní této práce. Můj dík patří také Ing.  
Petrovi Máchovi, který mi pomáhal při  
přípravě experimentů na tokamaku Go-  
lem.

## Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vy-  
pracoval samostatně, a že jsem uvedl veš-  
kerou použitou literaturu.

V Praze, 5. ledna 2023

## Abstrakt

Tato diplomová práce se zabývá vytvořením Comptonovy kamery pro detekci tvrdého rentgenového záření na tokamaku Golem. Nejprve jsou představeny jednoduché simulace demonstrující funkčnost jednosenzorové a dvousenzorové Comptonovy kamery. Práce dále popisuje korekci předložených detektorů AdvaPix Timepix3 na jev zvaný timewalk a kalibraci pro určení hloubky interakcí v senzorech. V závěru je demonstrována funkčnost Comptonovy kamery. Hlavním výsledkem je, že jednosenzorová Comptonova kamera s CdTe senzorem tloušťky 2 mm vykazuje nejlepší výsledky.

**Klíčová slova:** Comptonova kamera, Timepix3, Timewalk, Tokamak

**Vedoucí:** Ing. Vladimír Linhart, Ph.D.  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská  
ČVUT v Praze,  
Břehová 7,  
Praha 1

## Abstract

This master's thesis deals with the creation of a Compton camera to detect hard X-rays on the Golem tokamak. First, simple simulations demonstrating the functionality of a single- and two-sensor Compton camera are introduced. The thesis further describes the correction of submitted AdvaPix Timepix3 detectors to a phenomenon called timewalk and to calibration to determine the depth of interactions in sensors. The main result is that a single-sensor Compton camera with a CdTe 2 mm thick sensor shows the best results.

**Keywords:** Compton camera, Timepix3, Timewalk, Tokamak

**Title translation:** Compton camera for detection of hard X-rays produced on the Golem tokamak



## Obsah

<b>Úvod</b>	<b>1</b>	<b>2 Detektory a jejich kalibrace</b>	<b>29</b>
<b>1 Teoretický úvod</b>	<b>5</b>	2.1 Detekční modul AdvaPix Timepix3 .....	30
1.1 Ubíhající elektrony .....	5	2.1.1 Zpracování signálu v jednotlivých pixelech .....	31
1.2 Brzdné záření .....	6	2.2 Tvorba klastrů a rozšířených klastrů .....	33
1.3 Rentgenové záření .....	7	2.3 Timewalk .....	35
1.4 Interakce rentgenového a gama záření .....	8	2.3.1 Korekce jevu timewalk pro detektor s CdTe senzorem tloušťky 2 mm .....	36
1.4.1 (Vnitřní) Fotoelektrický jev ..	8	2.3.2 Korekce jevu timewalk pro detektor s Si senzorem tloušťky 1 mm .....	37
1.4.2 Comptonův rozptyl .....	9	2.4 Doba driftu a rekonstrukce hloubky interakce v senzoru .....	38
1.4.3 Produkce páru .....	12	2.4.1 CdTe detektor se senzorem tloušťky 2 mm .....	39
1.5 Comptonova kamera .....	13	2.4.2 Si detektor se senzorem tloušťky 1 mm .....	43
1.5.1 Dvouinterakční Comptonova kamera .....	13	<b>3 Konstrukce Comptonovy kamery</b>	<b>45</b>
1.5.2 Rekonstrukce interakcí pro dvouinterakční Comptonovu kameru .....	14	3.1 Jednosenzorová Comptonova kamera .....	45
1.6 Simulace .....	16	3.1.1 Selektce událostí a rekonstrukce	46
1.6.1 Bez rozmazání .....	17		

3.1.2	Funkce bodového rozšíření a dekonvoluce obrazu .....	47
3.1.3	Měření vzorků radionuklidů jednosenzorovou Comptonovou kamerou.....	48
3.1.4	Měření se vzorky $^{131}\text{I}$ .....	53
3.1.5	Jednosenzorová Comptonova kamera na tokamaku Golem ....	58
3.1.6	Závěr - jednosenzorová Comptonova kamera .....	61
3.2	Dvousenzorová Comptonova kamera .....	62
3.2.1	Selekce událostí a rekonstrukce	63
3.2.2	Laboratorní test dvousenzorové Comptonovy kamery .....	63
3.2.3	Dvousenzorová Comptonova kamera na Tokamaku Golem ....	65
3.2.4	Závěr - Dvousenzorová Comptonova kamera .....	67
	<b>Závěr</b>	<b>69</b>
	<b>Literatura</b>	<b>73</b>



## Úvod

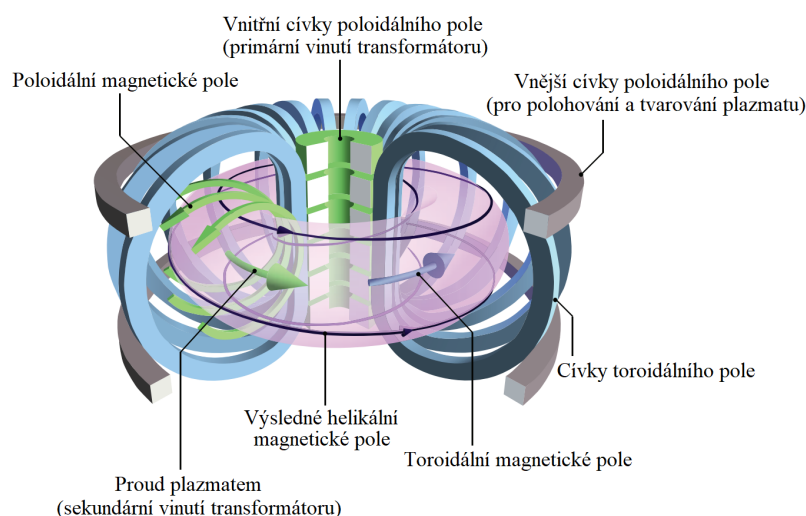
Lidé již od nepaměti vzhlíží ke hvězdám, ve kterých hledají inspiraci a odpovědi na nejrůznější otázky. Ke hvězdám vzhlížel i Arthur Eddington, který předpovídal, že zdroj energie v nitrech hvězd je právě jaderná fúze. Výzkum jaderné fúze se tedy začal rozvíjet ve dvacátých letech 20. století.

V současné době stále roste poptávka po elektrické energii, zároveň je kladen čím dál vyšší důraz na její udržitelnou výrobu a energie získávaná z jaderné fúze představuje jedinečnou příležitost.

Pro realizaci této myšlenky je třeba dostatečně dlouhá doba udržení horkého plazmatu, během které se částice s dostatečně vysokou hybností mohou srážet a nastartovat tak fúzní reakce. Jedna z nejslibnějších metod, jak toho dosáhnout, je magnetické udržení (MCF - magnetic confinement fusion).

Tokamak je typ fúzního zařízení založený na magnetickém udržení. Hlavními součástmi tokamaku je vakuová komora, ve které je udržováno plazma, a kolem komory jsou cívky generující silné magnetické pole. Výsledkem je helikální magnetické pole vznikající superpozicí toroidálního a poloidálního magnetického pole uvnitř komory, jak je ukázáno na Obr. 1. Dnes je největším provozovaným zařízením tokamak JET (Joint European Torus) a ve výstavbě je tokamak ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), jehož první zažehnutí plazmatu je plánováno na rok 2025. Ačkoli je tokamak ve výstavbě, nejsou zatím plně vyřešeny veškeré výzvy týkající se udržení plazmatu, jelikož během výboje může v plazmatu docházet k různým nestabilitám. Jednou z nich může být například disrupce, která je charakterizována náhlou ztrátou udržení. To může způsobit prudké urychlení elektronů, jejichž energie mohou dosáhnout až relativistických hodnot. Takové elektrony jsou známé jako ubíhající elektrony (RE – runaway electrons), které v případě opuštění plazmatu mohou představovat nebezpečí pro komponenty přiléhající k plazmatu a diagnostiku uvnitř komory. Jejich studiu je tedy věnováno značné vědecké úsilí a jedním ze způsobů, jak mohou být zkoumány, je detekce brzděného záření, které je vygenerováno při jejich nárazu na pevnou látku. Tato práce se zabývá konstrukcí Comptonovy kamery pro použití k detekci rentgenového záření na tokamaku Golem, v budoucnu by kamera mohla hrát roli právě při studiu ubíhajících elektronů.

Tokamak Golem je malý tokamak nacházející se na Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské Českého vysokého učení technického v Praze a je to



**Obrázek 1:** Ilustrace tokamaku [1]. Toroidální magnetické pole je generováno cívkami toroidálního pole (označené modrou barvou). Poloidální magnetické pole převážně generuje proud plazmatem. Proud plazmatem je generován magnetickým tokem z centrálního solenoidu. Superpozicí toroidálního a poloidálního magnetického pole vzniká helikální pole udržující plazma ve vakuové komoře.

jeden z nejstarších stále provozovaných tokamaků. Byl sestaven v Sovětském svazu v Kurčatově institutu jako TM-1 (tokamak malýj – 1). V roce 1976 byl přemístěn do Prahy na Ústav fyziky plazmatu akademie věd ČR, kde byl modernizován a po dobu 30 let provozován pod názvem CASTOR (Czech Academy of Sciences TORus). Jeho provoz byl ukončen v roce 2007 a byl darován Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské, kde od roku 2009 funguje pod názvem Golem. Slouží zejména k výukovým účelům a může být ovládán vzdáleně přes webové rozhraní [2].

Golem je tokamak se železným transformátorovým jádrem, molybdenovým limiterem a kruhovým průřezem vakuové komory. Toroidální pole je generováno 28 měděnými cívkami. Hlavní parametry jsou shrnuty v Tab. 1.

Hlavní poloměr	$R_0 = 0,4 \text{ m}$
Poloměr komory	$r_0 = 0,1 \text{ m}$
Poloměr limiteru	$a = 0,085 \text{ m}$
Toroidální magnetické pole	$B_t < 0,5 \text{ T}$
Proud plazmatem	$I_p < 8 \text{ kA}$
Délka výboje	$\tau < 20 \text{ ms}$
Hustota plazmatu	$n_e(0) \approx 0,5 - 3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$
Teplota plazmatu	$T_e(0) \approx 100 - 300 \text{ eV}$

**Tabulka 1:** Hlavní parametry tokamaku Golem. [3]

Tato práce začíná představením základních interakcí ionizujícího záření s hmotou s podrobnějším představením Comptonova rozptylu. Poté následuje popis funkce Comptonovy kamery a je provedeno několik jednoduchých

---

simulací demonstrujících vliv různých nepřesností při detekci interakcí na výslednou kvalitu rekonstruovaného obrazu.

Druhá kapitola je věnována polohově citlivým polovodičovým pixelovým detektorům Advapix Timepix3, zejména jejich korekci na jev zvaný timewalk. Díky této korekci je možné provádět rekonstrukci hloubky interakce v senzoru, což využíváme při konstrukci Comptonovy kamery, které je věnována třetí kapitola.

Třetí kapitola je věnována konstrukci Comptonovy kamery, jejímu testování na etalonech záření gama, měřením s radiofarmakou  $^{131}\text{I}$  a na závěr jejímu testu na tokamaku Golem. O možnostech využití Comptonovy kamery u tokamaků je pojednáno v bakalářské práci [4] z jejíž rešerše vyplynulo, že pro detekci tvrdého rentgenového záření na tokamacích mohou být pixelové detektory vhodným nástrojem díky vysoké rozlišovací schopnosti jednotlivých událostí a že nejčastěji používané detektory pro detekci tvrdého rentgenového záření na tokamacích jsou scintilační detektory, zejména NaI(Tl).



# Kapitola 1

## Teoretický úvod

Tato kapitola je věnována úvodu do problematiky konstrukce Comptonovy kamery. Cílem je tuto kameru provozovat na tokamaku Golem, který je zdrojem intenzivního rentgenového záření. Nejprve je stručně popsán princip, jak vzniká brzdné záření v rentgenovém spektru na tokamacích způsobené ubíhajícími elektrony, které narážejí na stěnu tokamaku. Pevnou látku komponentů tokamaku, do které narážejí urychlené elektrony, tedy můžeme připodobnit k anodě rentgenky a jednotlivé komponenty se tak stávají zdroji rentgenového záření. Je popsáno brzdné a rentgenové záření následované popisem tří základních interakcí rentgenového a gama záření v látce. Největší pozornost je věnována Comptonovu rozptylu, který je esenciální (spolu s vnitřním fotoelektrickým jevem) pro vytvoření Comptonovy kamery. Stručně je uvedena také interakce produkce páru. Následně se dostáváme k popisu samotné Comptonovy kamery, jejím variantám a způsobu rekonstrukce událostí Comptonova rozptylu a absorpce. V závěru této kapitoly jsou uvedeny simulace ověřující princip Comptonovy kamery.

### 1.1 Ubíhající elektrony

V tokamaku je udržení plazmatu dosaženo pomocí proudu, který protéká sloupcem plazmatu, ten je generován indukovaným elektrickým polem ve směru toroidálního magnetického pole (viz Obr. 1). Přítomnost tohoto elektrického pole může vést ke vzniku ubíhajících elektronů [5]. Srážky mezi nabitými částicemi v plazmatu se řídí Coulombovskou interakcí. Tato interakce se vyznačuje rychlým snížením přenosu hybnosti se zvyšující se energií částic. U elektronů, které mají dostatečně vysokou energii, třecí síla způsobená srážkami s částicemi plazmatu nekompenzuje externě indukovanou elektrickou sílu a tyto elektrony jsou nepřetržitě urychlovány a ubíhají [6].

Ubíhající elektrony se kolizně oddělují od zbytku plazmatu kvůli vysokým relativním rychlostem a s tím souvisejícím malým účinným průřezem. I přes tuto malou srážkovou interakci stále existuje propojení mezi unikajícími a termálními elektrony. Vzájemné působení mezi uniklými elektrony a kolektivním chováním plazmatu může vyvolat nestability.

Ubíhající elektrony (runaway electrons - RE) lze považovat za ideálně bezsrážkové, což z nich dělá vhodný nástroj pro zkoumání bezsrážkového

transportu v tokamaku. Také mohou ovlivnit chování plazmatu, protože mohou nést podstatnou část proudu plazmatem. Ztráta (Únik) vysokoenergetických elektronů může způsobit poškození tokamaků. Může dojít k závažnému poškození při disrupci (náhlá ztráta udržení plazmatu), kdy mohou být ubíhající elektrony urychleny na velmi vysoké energie.

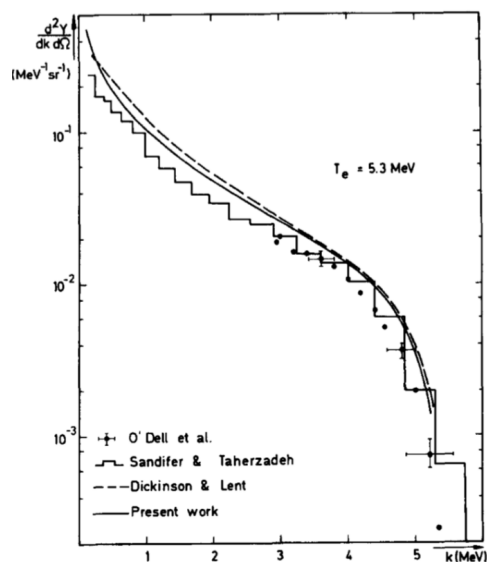
Díky těmto vlastnostem ubíhajících elektronů je jejich výzkum velmi důležitý. Ten je realizován prostřednictvím detekce a měření jejich synchrotronového záření, dále záření vznikajícího při nárazu elektronů do stěny tokamaku a také brzděného záření, které je generováno kolizemi ubíhajících elektronů s nečistotami. V této práci se pozornost bude upínat k detekci brzděného záření zejména v rentgenovém spektru.

## 1.2 Brzděné záření

Při interakci rychlých elektronů s hmotou se část jejich energie přemění na elektromagnetické záření, které se nazývá brzděné záření (Bremsstrahlung). Část energie, která je přeměněna na brzděné záření se zvyšuje se zvyšující se energií rychlých elektronů a je největší při pohlcování elektronů materiály, které mají vysoké atomové číslo. Tento proces je dominantní při tvorbě rentgenových fotonů v konvenčních rentgenkách.

Spektrum brzděného záření monoenergetických elektronů, které se v daném materiálu zpomalí nebo zastaví, je spojitě a maximální energie vzniklých fotonů může dosáhnout energie dopadajících elektronů. Valná většina energie dopadajících elektronů je však přeměněna na teplo. Rentgenové záření tvoří neviditelné záření nebezpečné pro obsluhu toka-

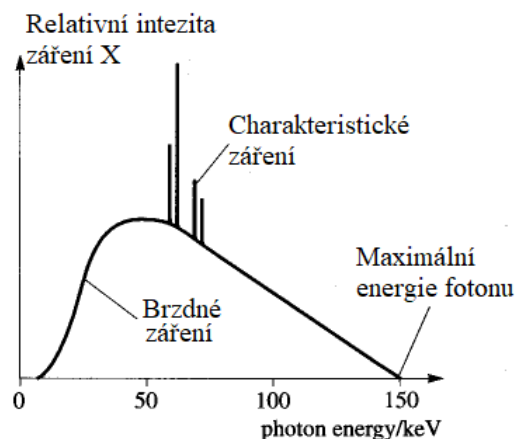
maků a musí tak být odstíněno. Vzniklá tepelná energie může představovat problém pro zasažené komponenty tokamaku. Tvar typického spektra produkovaného monoenergetickými elektrony je znázorněn na Obr. 1.1. Spojité spektrum brzděného záření může být narušeno píky charakteristického rentgenového záření pro daný materiál, ve kterém dochází ke zpomalování elektronů. Nalétávající elektron totiž může vyrazit elektron ze slupky blízké jádru atomu. Toto volné místo je rychle vyplněno elektronem z vyšší slupky a zároveň je vyzářen charakteristický rentgenový foton. Schématické zobrazení spektra brzděného záření je na Obr. 1.2. Emise fotonů s nízkou energií převažují a prů-



**Obrázek 1.1:** Energetické spektrum brzděného záření vygenerované elektrony o energii 5,3 MeV dopadajícími na Au - W terč. Byl použit hliníkový filtr 7,72 g/cm<sup>2</sup>. [7]



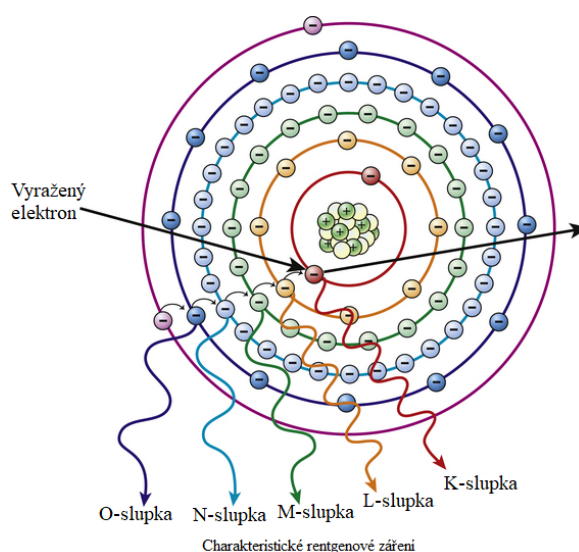
měrná energie fotonů je malý zlomek energie dopadajících elektronů. Může být produkováno i jinými zdroji rychlých elektronů, například při radioaktivním rozpadu jako záření beta.



**Obrázek 1.2:** Schématické znázornění spektra brzděného záření s píky charakteristického rentgenového záření. [8]

### 1.3 Rentgenové záření

Pokud jsou v atomu nějakým excitačním procesem vybuzeny elektrony ze základní konfigurace, atom se dostane do excitovaného stavu. Atom má tendenci se vrátit do základního stavu nebo do stavu s nejnižší energií, proto v excitovaném stavu vydrží pouze krátkou dobu. Tento čas je v pevných látkách typicky nanosekunda nebo méně. Energie uvolněná při přechodu z excitovaného do základního stavu je energie charakteristického rentgenového (X-ray) fotonu a jeho energie je dána rozdílem energií excitovaného a základního stavu (viz Obr. 1.3). Vzniklý foton se také nazývá fluorescenční. V případě některých polohově citlivých detektorů (například se senzorem z telluridu kadmia)



**Obrázek 1.3:** Vznik charakteristického rentgenového záření. Prázdné místo na nejnižší slupce je zaplněno elektronem sestupujícím ze slupky vyšší. Rozdíl energie elektronu mezi slupkami je vyzařen ve formě charakteristického rentgenového záření. [9]

je únik fluorescenčních fotonů charakteristického rentgenového záření jevem, který nelze zanedbat a je třeba ho při zpracování dat brát v úvahu (jak bude ukázáno dále).

## 1.4 Interakce rentgenového a gama záření

Průchod rentgenového nebo gama záření látkou může způsobovat interakce fotonů s jádry a jejich elektronovými obaly. Ačkoli je známo mnoho mechanismů interakcí, pouze tři hrají nejdůležitější roli při radiačních měřeních [7]. Je to fotoelektrický jev, Comptonův rozptyl a tvorba páru. Tyto interakce vedou k částečnému nebo úplnému přenosu energie z interagujícího fotonu na energii elektronu. Foton náhle buď zcela zmizí nebo je rozptýlen pod úhlem vůči jeho původnímu směru pohybu. To je značný rozdíl oproti interakci nabitě částice s hmotou, která se postupně zpomaluje vlivem mnoha interakcí s atomy látky.

### 1.4.1 (Vnitřní) Fotoelektrický jev

Při interakci fotonu s elektronem pevně vázaném v dané slupce elektronového obalu atomu je foton zcela pohlcen a dojde k vyražení fotoelektronu. V Comptonově kameře se fotoelektrický jev uplatňuje při absorpci fotonu rozptýleného při Comptonově rozptylu.

Pro záření s dostatečně vysokou energií je nejpravděpodobnějším místem absorpce fotonu, tedy vzniku fotoelektronu, nejsilněji vázaný elektron vyskytující se v  $K$  slupce atomu. V případě, že energie fotonu  $h\nu$  překročí vazebnou energii elektronu v atomu  $E_b$ , má emitovaný elektron energii

$$E = h\nu - E_b, \quad (1.1)$$

kde  $h$  je Planckova konstanta a  $\nu$  představuje frekvenci dopadajícího záření. Pro dopadající fotony o energiích vyšších než několik stovek keV odnáší vyražený fotoelektron většinu energie dopadajícího fotonu [7].

Fotoelektrickým jevem vzniká ionizovaný atom s volným místem po emitovaném elektronu. Toto místo (díra) je rychle zaplněno přeuspořádáním elektronů v atomovém obalu a/nebo záchytem volného elektronu [7]. Díky tomu může být také vytvořen jeden nebo více charakteristických rentgenových fotonů, ale ty jsou většinou reabsorbovány v blízkosti místa, kde vznikly. Vzniklé charakteristické rentgenové fotony většinou interagují se slaběji vázaným elektronem, opět fotoelektrickou absorpcí. Ve zlomku případů může dojít i k emisi Augerova elektronu, kterým je nahrazena emise fotonu charakteristického rentgenového záření. Augerův elektron je elektron vyražený z vnější slupky elektronového obalu, kterému byla předána excitační energie atomu ve formě kinetické energie.

Fotoelektrická absorpce je převládající interakce pro záření s relativně nízkou energií. Pravděpodobnost této interakce roste se zvyšujícím se atomovým číslem  $Z$  materiálu, na který záření dopadá [7]. Zatím neexistuje jednotný

analytický výraz platný pro pravděpodobnost interakce fotoelektrickou absorpcí na atom pro všechna atomová čísla  $Z$  a energie záření  $E$  [7], ale zhruba platí aproximace

$$\tau \approx \textit{konstanta} \times \frac{Z^n}{E^{3,5}}, [7] \quad (1.2)$$

kde exponent  $n$  se pohybuje mezi 4 a 5.

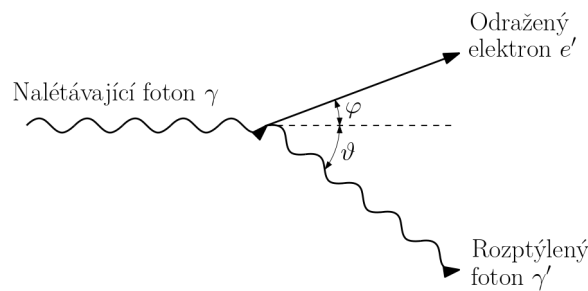
### 1.4.2 Comptonův rozptyl

Comptonův rozptyl je interakce fotonu rentgenového nebo gama záření s volným elektronem. Při interakci je elektron odražen a foton rozptýlen do určitého úhlu vůči původnímu směru šíření (viz. Obr. 1.4). Tento interakční mechanismus převládá pro energie gama záření typické pro radioizotopové zdroje [7]. Interval energií, kde dominuje Comptonův rozptyl je zobrazen na Obr. 1.7.

Jak již bylo řečeno, Comptonův rozptyl je nejdůležitější interakcí pro konstrukci Comptonovy kamery, proto mu je věnován detailní popis včetně některých odvození. Je provedeno také odvození rozptylu na pohybujícím se elektronu a jeho efekt je zkoumán v simulaci dále v této kapitole. Rozptyl na pohybujícím se elektronu totiž může ovlivnit kvalitu rekonstruovaného obrazu Comptonovou kamerou. Na závěr je uvedení vztahu, poprvé odvozeného Kleinem a Nishinou, který je zohledněn jak v provedených simulacích, tak při vyhodnocování naměřených dat.

### Klasický Comptonův rozptyl

Comptonovým rozptylem je dopadající foton rentgenového nebo gama záření odkloněn o úhel  $\vartheta$  vzhledem k jeho původnímu směru, nedochází k pohlcení fotonu. Foton předá pouze část své energie elektronu. Znázornění Comptonova rozptylu je na Obr. 1.4. Kinematika rozptylu je popsána pomocí zákonů



**Obrázek 1.4:** Schéma Comptonova rozptylu.

zachování energie (1.3) a hybnosti (1.4).

$$E_\gamma + E_e = E_{\gamma'} + E_{e'} \quad (1.3)$$

$$\vec{p}_\gamma + \vec{p}_e = \vec{p}_{\gamma'} + \vec{p}_{e'} \quad (1.4)$$

Elektron je před rozptylem v klidu ( $\vec{p}_e = \vec{0}$ ) a má klidovou energii  $E_e = m_0c^2$ , kde  $m_0$  je klidová hmotnost elektronu. Po rozptylu má elektron určitou kinetickou energii a hybnost. Celková energie elektronu po rozptylu tedy je

$$E_{e'} = m_0c^2 + T_e, \quad (1.5)$$

kde  $T_e$  je kinetická energie rozptýleného elektronu. Energie fotonu před rozptylem je  $E_\gamma = p_\gamma c$  a po rozptylu  $E_{\gamma'} = p_{\gamma'} c$ . Ze zákonů zachování obvykle bývá odvozen vztah mezi vstupní a výstupní energií fotonu z důvodu, že odražený elektron obvykle není schopen opustit materiál, ve kterém došlo k Comptonovu rozptylu. Vyjádříme tedy hybnost odraženého elektronu z rovnice (1.4). Jelikož je  $\vec{p}_e = \vec{0}$ , platí

$$\vec{p}_{e'} = \vec{p}_\gamma - \vec{p}_{\gamma'}. \quad (1.6)$$

Abychom mohli použít (1.3), vyjádříme čtverec hybnosti  $\vec{p}_{e'}$  pomocí kosinové věty

$$p_{e'}^2 = p_\gamma^2 - p_{\gamma'}^2 - 2p_\gamma p_{\gamma'} \cos \vartheta, \quad (1.7)$$

kde  $\vartheta$  je úhel rozptylu fotonu. Rovnici (1.7) vynásobíme  $c^2$  a získáme vhodný tvar pro užití rovnic  $E_\gamma = p_\gamma c$  a  $E_{\gamma'} = p_{\gamma'} c$ , hodnotu  $p_{e'}^2 c^2$  získáme ze vztahu  $E_{e'}^2 = \vec{p}_{e'}^2 c^2 + m_0^2 c^4$ , kam za  $E_{e'}$  dosadíme  $E_{e'} = E_\gamma + m_0c^2 - E_{\gamma'}$  získané z (1.3). Z rovnice (1.7) tedy získáme

$$E_\gamma^2 + E_{\gamma'}^2 + 2E_\gamma m_0c^2 - 2E_\gamma E_{\gamma'} - 2E_{\gamma'} m_0c^2 = E_\gamma^2 + E_{\gamma'}^2 - 2E_\gamma E_{\gamma'} \cos \vartheta.$$

Po úpravách a vyjádření  $E_{\gamma'}$  získáme vzorec

$$E_{\gamma'} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0c^2}(1 - \cos \vartheta)} = P(E_\gamma, \vartheta) E_\gamma. \quad (1.8)$$

## Comptonův rozptyl na pohybujícím se elektronu

Jelikož v simulacích dále budeme zkoumat efekt Comptonova rozptylu na pohybujících se elektronech a jeho vliv na kvalitu rekonstrukce obrazu pro Si a CdTe senzor, pojďme odvodit vztah pro energii rozptýleného fotonu právě na elektronu jehož kinetická energie není nulová.

Nyní uvažujme případ, kdy foton interaguje Comptonovým rozptylem s elektronem, který není v klidu. Opět máme rovnice 1.3 a 1.4, v 1.4 není hybnost elektronu před rozptylem nulová, tedy  $\vec{p}_e \neq \vec{0}$ . Pro energii elektronu před rozptylem platí

$$E_e^2 = p_e^2 c^2 + m_0^2 c^4 = \sqrt{m_0c^2 + T_e}, \quad (1.9)$$

kde  $T_e$  je kinetická energie elektronu před interakcí. Obdobně pro elektron po rozptylu

$$E_{e'}^2 = p_{e'}^2 c^2 + m_0^2 c^4. \quad (1.10)$$

Pro energii fotonu před rozptylem opět platí  $E_\gamma = p_\gamma c$  a po rozptylu  $E_{\gamma'} = p_{\gamma'} c$ . Situace Comptonova rozptylu na pohybujícím se elektronu je znázorněna Obr.

1.5. Odvození provedeme obdobným způsobem jako v případě Comptonova rozptylu na elektronu v klidu.

Z rovnice 1.4 vyjádříme  $\vec{p}_{e'}$ , celý vztah vynásobíme  $c$  a umocníme, získáme vztah

$$p_{e'}^2 c^2 = E_{\gamma}^2 + E_e^2 - m_e^2 c^4 + E_{\gamma'}^2 - 2E_{\gamma'} E_{\gamma} \cos \vartheta + 2E_{\gamma} \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} \cos \phi - 2E_{\gamma'} \sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4} \cos \phi', \quad (1.11)$$

kde  $\phi$  a  $\phi'$  je úhel mezi fotonem a elektronem před rozptylem a po rozptylem (viz Obr. 1.5). Nyní dosadíme  $E_{e'} = E_{\gamma} + E_e - E_{\gamma'}$  do  $E_{e'}^2 = p_{e'}^2 c^2 + m_e^2 c^4$  a opět vyjádříme  $\vec{p}_{e'}$ , získáváme

$$p_{e'}^2 c^2 = E_{\gamma}^2 + E_e^2 + E_{\gamma'}^2 + 2E_{\gamma} E_e - 2E_{\gamma} E_{\gamma'} - 2E_e E_{\gamma'} - m_e^2 c^4. \quad (1.12)$$

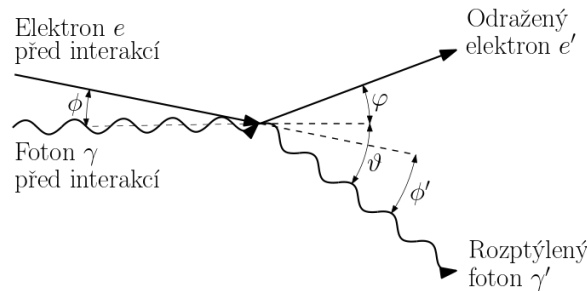
Do vztahu 1.11 dosadíme  $p_{e'}^2 c^2$  z 1.11 a vyjádříme  $E_{\gamma'}$ ,

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma} \left( 1 - \frac{\sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4}}{E_e} \cos \phi \right)}{1 + \frac{E_{\gamma}}{E_e} (1 - \cos \vartheta) - \frac{\sqrt{E_e^2 - m_e^2 c^4}}{E_e} \cos \phi'}. \quad (1.13)$$

V limitě  $E_e \rightarrow m_0 c^2$  přechází vztah 1.13 na 1.8. Na závěr do 1.13 dosadíme  $E_e = m_e c^2 + T_e$  a získáme rovnici pro výpočet energie rozptýleného fotonu  $E_{\gamma'}$  na pohybujícím se elektronu,

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{T_e}{m_0 c^2}\right)^2}} \cos \phi \right)}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2 + T_e} (1 - \cos \vartheta) - \sqrt{1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{T_e}{m_e c^2}\right)^2}} \cos \phi'}, \quad (1.14)$$

kde úhel  $\phi$  svírá směr pohybu elektronu a fotonu před interakcí,  $\phi'$  je úhel mezi původním směrem pohybu elektronu a odraženým elektronem po interakci (znázorněno na Obr. 1.5).



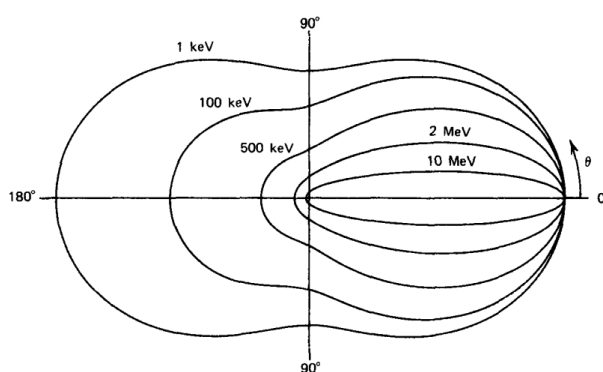
**Obrázek 1.5:** Schematické znázornění situace Comptonova rozptylu na pohybujícím se elektronu.

## Klein Nishina

Pravděpodobnost Comptonova rozptylu vztahovaná na jeden atom látky absorbující záření závisí na počtu elektronů, které jsou dostupné jako rozptylové terče, a proto roste lineárně se  $Z$  [7]. Úhlovou distribuci pro diferenciální účinný průřez rozptylu  $d\sigma/d\Omega$  rozptýlených fotonů popisuje vztah, poprvé odvozený Kleinem a Nishinou [10], který má tvar

$$d\sigma/d\Omega = Zr_0^2 P(E_\gamma, \vartheta)^2 \left( \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{2} \right) \left( 1 + \frac{(\frac{h\nu}{m_0c^2})^2 (1 - \cos \vartheta)^2 P(E_\gamma, \vartheta)}{(1 + \cos^2 \vartheta)} \right), \quad (1.15)$$

kde  $P(E_\gamma, \vartheta) = \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_0c^2}(1 - \cos \vartheta)}$  je substituce zavedená v 1.8. Distribuce je znázorněna graficky na Obr. 1.6. Vidíme, že čím vyšší energie záření je, tím je pravděpodobnost rozptylu do dopředného směru větší (malý úhel rozptylu).



**Obrázek 1.6:** Polární graf pravděpodobnosti rozptylu nalétávajícího fotonu o dané energii (nalétávajícího zleva) do úhlu  $\vartheta$ . Jednotlivé křivky udávají rozdělení pravděpodobnosti rozptylu do daného úhlu  $\vartheta$  pro konstantní energie nalétávajících fotonů. [7]

### 1.4.3 Produkce páru

Proces produkce elektron-pozitronového páru je možný, pokud energie fotonu překročí dvojnásobek klidové energie elektronu ( $h\nu > 1,022 \text{ MeV}$ ). Pravděpodobnost této interakce je velmi nízká, dokud energie fotonu není několik MeV, proto je produkce elektron-pozitronových párů omezena převážně na vysokoenergetické fotony. Interakce probíhá v blízkosti jádra (kvůli zákonu zachování hybnosti), v dosahu Coulombického pole jádra, kde foton zmizí a je nahrazen elektron-pozitronovým párem. Přebytková energie, přenášená fotonem nad  $1,022 \text{ MeV}$  potřebná k vytvoření páru, je distribuována do kinetické energie elektronu a pozitronu. Pozitron po chvíli anihiluje s nějakým elektronem absorbujícího materiálu a vzniknou dva fotony gama záření.

Každá z těchto tří interakcí je dominantní v určitém intervalu energií nalétávajících fotonů v závislosti na atomovém čísle látky  $Z$ , na kterou

záření dopadá. Situace je ilustrována na 1.7. Křivka vlevo je funkcí energie fotonu, při které fotoelektrický jev a Comptonův rozptyl nastávají se stejnou pravděpodobností pro různá atomová čísla látky, na kterou záření dopadá. Křivka vpravo představuje energii, při které je stejně pravděpodobný Comptonův rozptyl a tvorba páru. Tyto křivky tedy vytváří tři oblasti, kde v každé dominuje jedna z interakcí. Pro nízké energie fotonů dominuje fotoelektrický jev a pro nejvyšší energie fotonů převládá produkce párů. Mezi tím je oblast, kde nečastěji dochází k Comptonovu rozptylu.

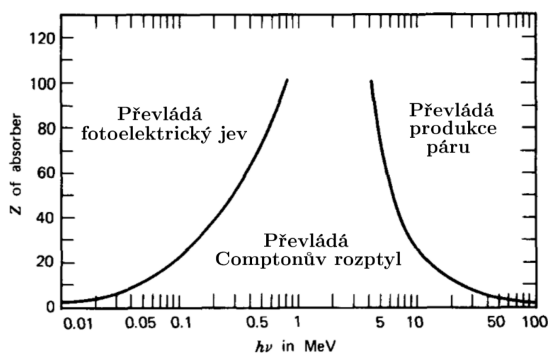
## 1.5 Comptonova kamera

Koncept Comptonovy kamery je založen na rekonstrukci dráhy fotonu, který v detektoru změní směr prostřednictvím Comptonova rozptylu a poté je rozptýlený foton pohlcen. Jsou zaznamenány polohy a energie interakce při rozptylu a absorpci. Poté je možné určit úhly rozptylu a odhadnout směry, odkud původní foton přilétl (polohu potenciálního zdroje). Množina směrů pro jeden foton je dána jako povrch pláště kužele (viz Obr. 1.8 a 1.9). Při rekonstrukci mnoha fotonů, které interagovaly Comptonovým rozptylem, lze zobrazit umístění a tvar zdroje záření.

Rozptýlený foton nemusí být po Comptonově rozptylu pohlcen, ale v principu může nastat kaskáda Comptonových rozptylů. To závisí na energii původního fotonu. Nabízí se několik technických řešení Comptonovy kamery. Ke konstrukci může být použito mnoho senzorů, ve kterých nastávají rozptyly a absorpce fotonů. Jejich následnou rekonstrukcí lze získat polohu a tvar zdroje záření. Tato práce je věnována dvouinterakční Comptonově kameře, jelikož při případném použití tříinterakční kamery u tokamaku by bylo například velmi obtížné správně separovat interakce, které skutečně patří k tříinterakční události a taková kamera by byla náchylná na vznik nežádoucích artefaktů při rekonstrukci obrazu. Je tedy představen princip dvouinterakční Comptonovy kamery. V případě zájmu může čtenář nahlédnout například do bakalářské práce [4], kde je představen i princip tří-interakční Comptonovy kamery.

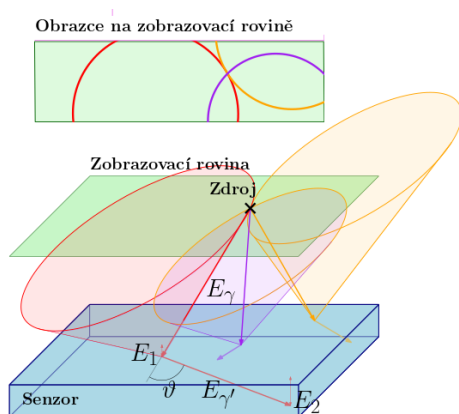
### 1.5.1 Dvouinterakční Comptonova kamera

Technické provedení dvouinterakční Comptonovy kamery může být jak v jednosenzorové verzi, tak ve verzi vícesenzorové. Na Obr. 1.8 je zobrazeno

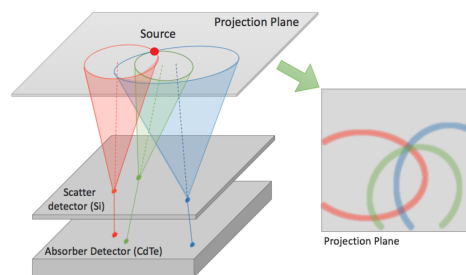


**Obrázek 1.7:** Typy interakcí gama záření v závislosti na atomovém čísle. Křivka nalevo představuje hranici, kdy je stejně pravděpodobný fotoelektrický jev a Comptonův rozptyl a křivka napravo hranici mezi Comptonovým rozptylem a produkcí páru. [7]

schéma rekonstrukce polohy zdroje záření pomocí jednosenzorové dvouinterakční Comptonovy kamery a na Obr. 1.9 je zobrazeno schéma rekonstrukce polohy zdroje záření pomocí jednosenzorové dvouinterakční Comptonovy kamery.



**Obrázek 1.8:** Schéma rekonstrukce pozice zdroje záření pomocí jednosenzorové dvouinterakční Comptonovy kamery. Rekonstruované události tvořící pláště kuželů se protínají v jednom bodě, čímž se zobrazuje poloha zdroje záření na zobrazovací rovině.



**Obrázek 1.9:** Schéma rekonstrukce tvaru a umístění zdroje záření pomocí dvousenzorové dvouinterakční Comptonovy kamery. [12]

Analýzu dvouinterakční události lze provést díky znalosti poloh interakcí Comptonova rozptylu a absorpce rozptýleného fotonu. V místě deponované energie  $E_1$  na Obr. 1.8, kde dochází k rozptylu fotonu  $\gamma$ , je zaznamenána poloha první interakce. V poloze registrované energie  $E_2$  dochází k absorpci rozptýleného fotonu  $\gamma'$  s energií  $E_{\gamma'}$ . Pro energii původního fotonu  $E_\gamma$  a rozptýleného fotonu  $E_{\gamma'}$  tedy platí

$$E_\gamma = E_1 + E_2 \quad \text{a} \quad E_{\gamma'} = E_2. \quad (1.16)$$

Nyní můžeme určit úhel rozptylu  $\vartheta$  vyjádřením z rovnice 1.8:

$$\vartheta = \arccos \left( 1 - \frac{mc^2}{E_{\gamma'}} + \frac{mc^2}{E_\gamma} \right). \quad (1.17)$$

Nyní známe úhel rozptylu, můžeme provést rekonstrukci a získat množinu bodů na zobrazovací rovině, které mohou být místem, odkud vylétl původní foton. Po rekonstrukci mnoha Comptonových rozptylů získáme mnoho kuželoseček a zdrojem záření je společný bod, ve kterém se všechny kuželosečky protínají.

### 1.5.2 Rekonstrukce interakcí pro dvouinterakční Comptonovu kameru

Ve chvíli, kdy máme určené úhly rozptylu pro jednotlivé fotony, můžeme přejít k rekonstrukci polohy zdroje, odkud tyto fotony přiletly.



Začneme vytvořením zobrazovací roviny. Zobrazovací rovina je myšlená plocha rozdělená na čtverce (pixely) o libovolné velikosti. Je umístěna ve stejné vzdálenosti jako zdroj záření od senzoru a cílem je určit polohu zdroje záření na zobrazovací rovině. Vzdálenost zdroje od senzoru je známá. Na zobrazovací rovinu jsou promítány všechny možné polohy zdroje záření vypočítané pro každý Comptonův rozptyl. Rekonstrukce každé jednotlivé interakce Comptonova rozptylu a následné absorpce vytvoří na zobrazovací rovině množinu možných zdrojů záření ve tvaru kuželosečky, jelikož množina možných směrů, odkud foton přilétl, pokrývá plášť kužele (znázorněno na Obr. 1.8 a 1.9). V případě, že je zobrazovací rovina umístěna v jiné vzdálenosti než je ve skutečnosti zdroj záření, tak poloha zdroje získaná rekonstrukcí bude tím více rozostřena, čím více se bude lišit skutečná vzdálenost zdroje záření od senzoru a vzdálenost zobrazovací roviny od senzoru. Rekonstruované kuželosečky na zobrazovací rovině již nebudou mít jeden společný průnik.

Přejdeme k samotné rekonstrukci. Nejprve je zvolen počátek souřadnicové soustavy. V této práci je za počátek zvolen roh na svrchní straně senzoru detektoru. Situace je znázorněná na Obr. 1.10. Počátek zobrazovací roviny je posunut do vzdálenosti  $h$  nad počátek soustavy souřadnic. Vzdálenost od počátku souřadnic k poloze první a druhé interakce je označena  $\vec{r}_1$  a  $\vec{r}_2$ . Vzdálenost mezi pozicí první a druhé interakce je označena vektorem  $\vec{r}_{21}$ ,  $\vec{r}_{1p}$  označuje vzdálenost od zdroje záření k místu první interakce. A na závěr,  $\vec{r}_p$  je vzdálenost od počátku zobrazovací roviny k poloze pixelu, který je testován, zda se v něm může nacházet zdroj záření. Platí tedy

$$\vec{r}_1 = \begin{pmatrix} r_{1x} \\ r_{1y} \\ -z_1 \end{pmatrix}, \quad \vec{r}_2 = \begin{pmatrix} r_{2x} \\ r_{2y} \\ -z_2 \end{pmatrix}, \quad \vec{r}_p = \begin{pmatrix} r_{px} \\ r_{py} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \vec{h} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ h \end{pmatrix}. \quad (1.18)$$

Pomocí vektorů 1.18 vyjádříme  $\vec{r}_{1p}$  a  $\vec{r}_{21}$ , tedy

$$\vec{r}_{1p} = \vec{r}_1 - \vec{h} - \vec{r}_p \quad (1.19)$$

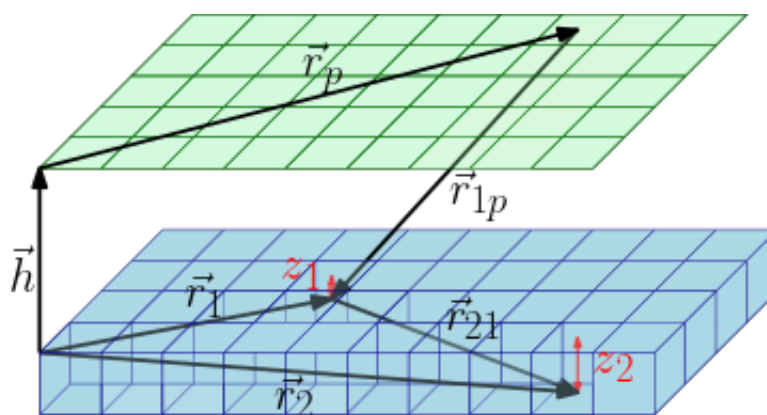
a

$$\vec{r}_{21} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1. \quad (1.20)$$

Nyní bude zkoumán každý pixel zobrazovací roviny, zda se v jeho poloze může nacházet zdroj fotonu pro který byl detekován rozptyl a následná absorpce. Nejprve nalezneme odpovídající úhel rozptylu  $\vartheta$  pro energie dvou detekovaných interakcí pomocí vztahů 1.16 a 1.17. Následujícím krokem je pro každý pixel zobrazovací roviny určit  $\vec{r}_p$  a  $\vec{r}_{1p}$ . Poté je vypočten úhel

$$\vartheta_r = \arccos \frac{\vec{r}_{1p} \vec{r}_{21}}{\|\vec{r}_{1p}\| \|\vec{r}_{21}\|}, \quad (1.21)$$

kterému by byl roven úhel rozptylu, kdyby se zdroj záření nacházel právě ve zkoumaném pixelu. Nakonec je porovnán úhel  $\vartheta_r$  pro rozptyl z daného pixelu a skutečný úhel rozptylu  $\vartheta$  vypočtený pomocí rovnice pro Comptonův



**Obrázek 1.10:** Geometrické znázornění jednotlivých vektorů při výpočtech úhlů rozptylu pro jednotlivé pixely zobrazovací roviny.

rozptyl 1.17. V případě, že jsou si úhly  $\vartheta_r$  a  $\vartheta$  rovny, nebo se liší maximálně o  $\delta\vartheta_r$  (tedy  $\vartheta - \delta\vartheta \leq \vartheta_r \leq \vartheta + \delta\vartheta$ ), tak se v daném pixelu zobrazovací roviny může nacházet zdroj záření. Pro rozptyl přijetí úhlu  $\vartheta_r$  může platit například  $\delta\vartheta_r = \arctg \frac{\sqrt{2a^2}}{l}$ , kde  $\sqrt{2a^2}$  je úhlopříčka pixelu zobrazovací roviny o straně  $a$  a  $l$  je kolmá vzdálenost senzoru od zobrazovací roviny.  $\delta\vartheta_r$  je tedy maximální možný úhel, který svírají dvě úsečky vedoucí ze společného bodu na senzoru k dvěma bodům na zobrazovací rovině vzdálených  $\sqrt{2a^2}$ .

Je-li zpětnou rekonstrukcí polohy zdroje fotonu (pro daný pár interakce Comptonova rozptylu a následné absorpce rozptýleného fotonu) prozkoumán každý pixel zobrazovací roviny a jsou-li nalezeny pixely, ve kterých je možné, aby se zdroj záření nacházel, získáme množinu pixelů, která má při zobrazení tvar kuželoščky, jak již bylo dříve řečeno. Po takovéto rekonstrukci a následném zobrazení získaných kuželošček na zobrazovací rovině, všech detekovaných párů Comptonova rozptylu a následné absorpce, je zvýrazněn skutečný zdroj záření v bodě, kde se veškeré kuželoščky protínají.

V následujícím textu bude představena jednoduchá simulace Comptonovy kamery pro získání představy o tom, jak by zařízení mohlo prakticky fungovat a jaké vlivy by mohly mít značný význam na kvalitu rekonstrukce.

## 1.6 Simulace

V této sekci je pozornost zaměřena na vytvoření jednoduchých simulací funkce Comptonovy kamery ozařované z bodového zdroje záření. Simulace jsou provedeny pro jednosenzorovou a dvousenzorovou Comptonovu kameru. Cílem těchto simulací je získání představy o vlivu různých efektů nejistoty určení poloh nebo energií interakcí na kvalitu rekonstruovaného obrazu.

Použitá velikost senzoru je stejná jako v detekčním modulu Advapix Timepix3, tedy  $256 \times 256$  pixelů, každý o velikosti  $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$ . Je porovnáván efekt různých nepřesností určení polohy nebo energie jednotlivých interakcí vůči přesným hodnotám. Například je zkoumán vliv neurčitosti hloubky interakce v senzoru na kvalitu rekonstrukce obrazu. Pro simulaci je použit zdroj

záření o energii 511 keV, což odpovídá píku  $^{22}\text{Na}$ . V simulacích je zohledněna pravděpodobnost rozptylů do daných úhlů podle vzorce 1.15.

Simulace jednosenzorové a dvousenzorové Comptonovy kamery jsou v principu stejné. V případě dvousenzorové kamery je Comptonův rozptyl generován v detektoru s Si senzorem tloušťky 1 mm a poloha absorpce v detektoru s CdTe senzorem tloušťky 2 mm. Uvažujeme, že vzdálenost od svrchní strany senzoru CdTe a spodní strany Si senzoru je 10 mm, pokud není uvedeno jinak. V simulacích jednosenzorové kamery jsou obě interakce generovány v detektoru s CdTe senzorem tloušťky 2 mm.

Bodový zdroj záření je umístěn nad senzor v poloze  $\langle 127, 5; 127, 5 \rangle$  pixelu a do vzdálenosti 1 cm nad svrchní stranu detektoru. To je 14,26 mm od senzoru v případě detektoru s Si senzorem, nebo 13,26 mm v případě detektoru s CdTe senzorem (senzory jsou chráněné krytem a při praktických měřeních je třeba ke vzdálenosti vzorku od detektoru ještě přičíst vzdálenost od senzoru k vnější straně krytu). Simulace jsou provedené pro 10000 událostí Comptonův rozptyl - absorpce.

### 1.6.1 Bez rozmazání

V první simulaci není uvažováno žádné rozmazání vlivem nejistoty určení polohy interakce ani žádného dalšího efektu.

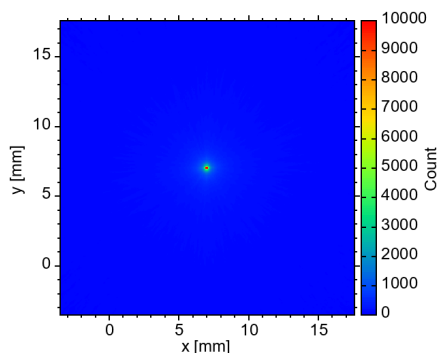
Nejprve je vygenerována poloha první a druhé interakce na senzoru pomocí generátoru pseudonáhodných čísel v rovnoměrném rozdělení. Pro každou interakci jsou generována dvě čísla v rozsahu  $\langle 0; 255 \rangle$ , tedy souřadnice pixelu, ve kterém interakce nastává. Je nastavena podmínka, že vzdálenost dvou interakcí je minimálně 2 pixely (v případě jednosenzorové kamery). Tato podmínka vychází z nastavení vyčítání jednotlivých interakcí v senzoru CdTe, kde může docházet k sekundární emisi fotonu, který je opět pohlcen nedaleko místa svého vzniku (detilněji popsáno v sekci 2.2). Velikost pixelu je  $55 \times 55 \mu\text{m}$ . Interakce je umístěna vždy do středu pixelu.

Pro případ jednosenzorové Comptonovy kamery je hloubka obou interakcí v senzoru vygenerována v rovnoměrném rozdělení  $\langle 0; 2 \rangle$  mm a následně je vypočten úhel  $\vartheta_r$  (viz vztah 1.21), který je roven úhlu rozptylu  $\vartheta$  a podle vzorce 1.8 je určena energie rozptýleného fotonu  $E_{\gamma'}$ , přičemž původní energie fotonu  $E_{\gamma}$  je 511 keV. Následně je provedena rekonstrukce polohy zdroje záření těchto vygenerovaných interakcí tak, jak je popsáno v sekci 1.5.2.

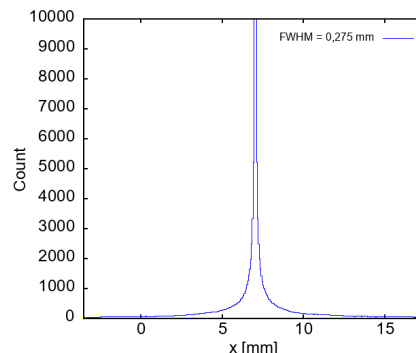
V případě dvousenzorové kamery je postup totožný, pouze interakce jsou vygenerované v odlišných senzorech. Hloubka Comptonova rozptylu v Si senzoru je vygenerována v rovnoměrném rozdělení  $\langle 0; 1 \rangle$  mm a absorpce rozptýleného fotonu v CdTe senzoru v rovnoměrném rozdělení  $\langle 0; 2 \rangle$  mm. Musíme mít na paměti také vzdálenost mezi senzory, která je nastavena 10 mm.

Obraz získaný rekonstrukcí všech vygenerovaných událostí pro jednosenzorovou kameru je na Obr. 1.11, je to 2D histogram, který udává, kolikrát byl daný pixel na zobrazovací rovině vyhodnocen jako možný zdroj záření. Obr. 1.12 ukazuje profil řezu vedeném středem Obr. 1.11. Na řezu bylo určeno  $\text{FWHM} = 0,275 \text{ mm}$ .

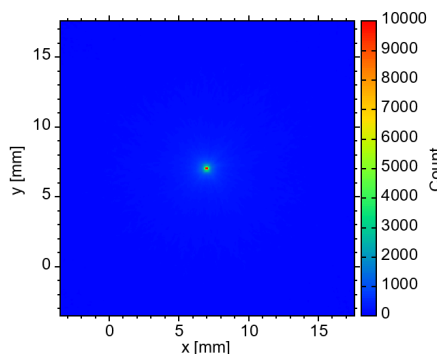
Výsledky simulace dvousenzorové kamery jsou na Obr. 1.13 a 1.14. Na řezu bylo určeno  $\text{FWHM} = 0,275 \text{ mm}$ .



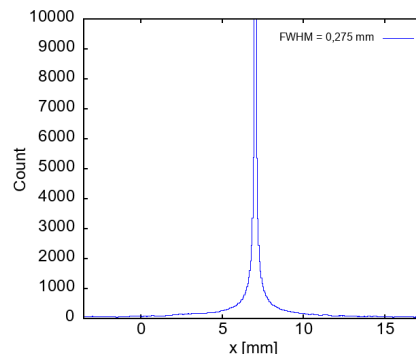
**Obrázek 1.11:** Bodový graf rekonstrukcí možných poloh zdroje záření na zobrazovací rovině jednosenzorovou kamerou pro případ, kdy neuvažujeme žádné rozmazání. Velikost jednoho pixelu na zobrazovací rovině je  $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$ .



**Obrázek 1.12:** Řez vedený středem Obr. 1.11,  $\text{FWHM} = 0,275 \text{ mm}$ . Šířka jednoho binu je  $55 \mu\text{m}$ .



**Obrázek 1.13:** Bodový graf rekonstrukcí možných poloh zdroje záření na zobrazovací rovině dvousenzorovou kamerou pro případ, kdy neuvažujeme žádné rozmazání. Velikost jednoho pixelu na zobrazovací rovině je  $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$ .



**Obrázek 1.14:** Řez vedený středem Obr. 1.13,  $\text{FWHM} = 0,275 \text{ mm}$ . Šířka jednoho binu je  $55 \mu\text{m}$ .

### ■ Vliv neurčitosti polohy interakce v rámci pixelu

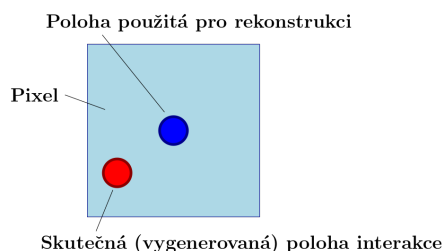
Ve druhé simulaci je, oproti té první, provedena změna v generování polohy první a druhé interakce. Pro každou interakci jsou generována dvě čísla z rovnoměrného rozdělení v intervalu  $\langle 0; 14080 \rangle$ , číslo 14080 je velikost strany senzoru v  $\mu\text{m}$ .

Další změna je v rekonstrukci polohy zdroje záření, a sice ta, že do výpočtů

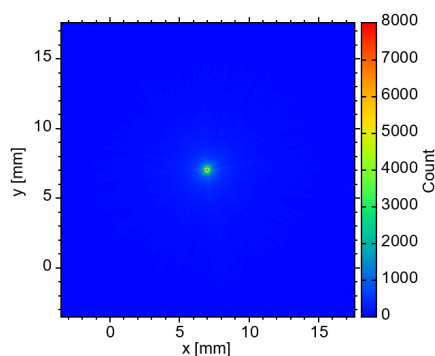
pro rekonstrukci (viz sekce 1.5.2) není dosazena přesná poloha interakcí. Je nejprve určeno do kterého pixelu senzoru daná interakce náleží a rekonstrukce je poté provedena pro polohu odpovídající středu pixelu. Situace je zobrazena na Obr. 1.15.

Tímto způsobem můžeme získat představu o tom, jakou roli hraje neurčitost polohy interakce v rámci jednoho pixelu. Rekonstrukcí simulace jednosenzorové kamery získáme 2D histogram zobrazený na Obr. 1.16, řez středem tohoto obrázku je zobrazen na Obr. 1.17 a  $\text{FWHM} = 0,275 \text{ mm}$ . Výsledky simulace dvousenzorové kamery jsou uvedeny na Obr. 1.18 a 1.19.  $\text{FWHM}$  bylo určeno na  $\text{FWHM} = 0,275 \text{ mm}$ .

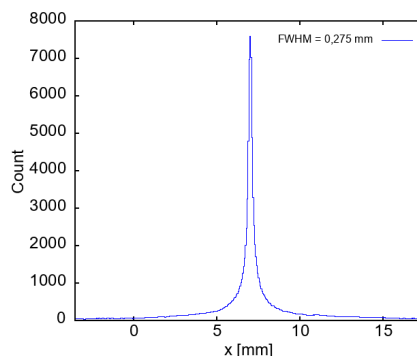
Vidíme, že vliv neurčitosti polohy interakcí v rámci pixelů má na kvalitu obrazu pouze velmi malý vliv. Toho je docíleno díky jemné segmentaci senzorů detektorů Advapix Timepix3.



**Obrázek 1.15:** Znázornění vytvoření neurčitosti polohy interakce v rámci jednoho pixelu na senzoru.



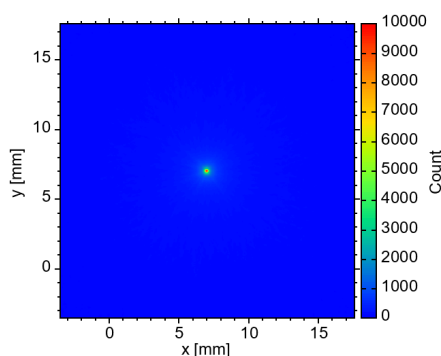
**Obrázek 1.16:** Bodový graf rekonstrukcí možných poloh zdroje záření na zobrazovací rovině jednosenzorovou kamerou pro případ, kdy uvažujeme rozmazání obrazu způsobené neurčitostí polohy interakce v rámci pixelu. Velikost jednoho pixelu na zobrazovací rovině je  $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$ .



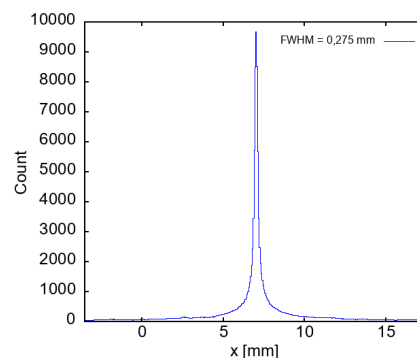
**Obrázek 1.17:** Řez vedený středem Obr. 1.16,  $\text{FWHM} = 0,275 \text{ mm}$ . Šířka jednoho binu je  $55 \mu\text{m}$ .

### ■ Vliv neurčitosti hloubky interakcí

V rámci třetí simulace je provedeno obdobné zkreslení, jako v simulaci druhé, ale zkreslení je provedeno pro neurčitost hloubky jednotlivých interakcí. Nyní je vhodné říci, že prakticky nelze určit hloubku samostatné interakce v senzoru,



**Obrázek 1.18:** Bodový graf rekonstrukcí možných poloh zdroje záření na zobrazovací rovině dvousenzorovou kamerou pro případ, kdy uvažujeme rozmazání obrazu způsobené neurčitostí polohy interakce v rámci pixelu. Velikost jednoho pixelu na zobrazovací rovině je  $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$ .

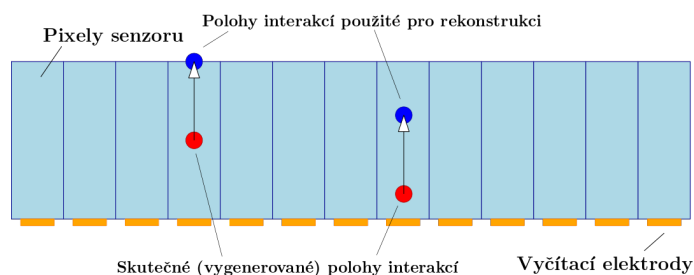


**Obrázek 1.19:** Řez vedený středem Obr. 1.18,  $\text{FWHM} = 0,275 \text{ mm}$ . Šířka jednoho binu je  $55 \mu\text{m}$ .

ale je možné zjistit rozdíl hloubky v případě alespoň dvou interakcí, podrobně je to popsáno v sekci 2.4.

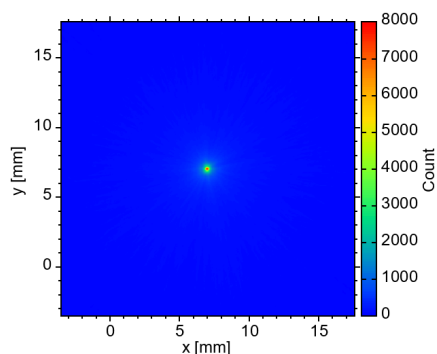
Opět vycházíme z první simulace. Máme tedy vygenerované hloubky interakcí v senzoru a, jako v první simulaci, je vypočten úhel rozptylu a energie fotonů, které náleží vygenerovaným polohám daných interakcí. Změna opět nastává při provádění rekonstrukce. Rekonstrukce není počítána pro skutečné (vygenerované) hloubky jednotlivých interakcí, ale obě interakce jsou pro rekonstrukci posunuty.

Pro jednosenzorovou kameru interakce posuneme tak, aby se první interakce nacházela na svrchní straně senzoru, vzájemná poloha interakcí se nezmění. Situace posunutí interakcí pro rekonstrukci z jednosenzorové kamery je zobrazena na Obr. 1.20. Rekonstrukcí získáme 2D histogram zobrazený na Obr. 1.21, řez středem s  $\text{FWHM} = 0,375 \text{ mm}$  je na Obr. 1.22.

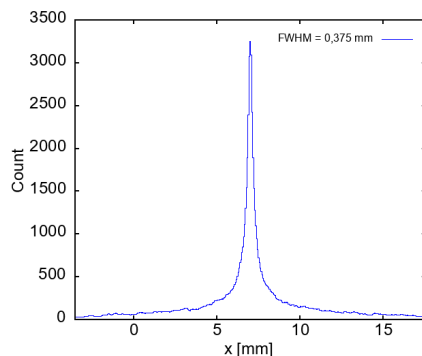


**Obrázek 1.20:** Znázornění vytvoření neurčitosti polohy interakce jednosenzorové kamery v hloubce senzoru.

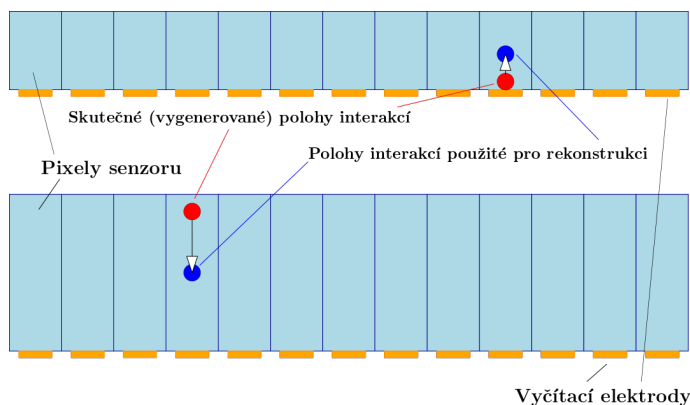
V případě dvousenzorové kamery je hloubka interakcí posunuta na střed tloušťky daného senzoru. Situace je zobrazena na Obr. 1.23. Jak již bylo



**Obrázek 1.21:** Bodový graf rekonstrukcí možných poloh zdroje záření na zobrazovací rovině jednosenzorovou kamerou pro případ, kdy uvažujeme rozmazání obrazu způsobené neurčitostí polohy interakce v hloubce senzoru. Velikost jednoho pixelu na zobrazovací rovině je  $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$ .

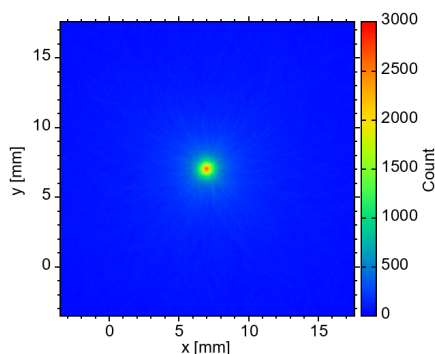


**Obrázek 1.22:** Řez vedený středem Obr. 1.21,  $\text{FWHM} = 0,375 \text{ mm}$ . Šířka jednoho binu je  $55 \mu\text{m}$ .

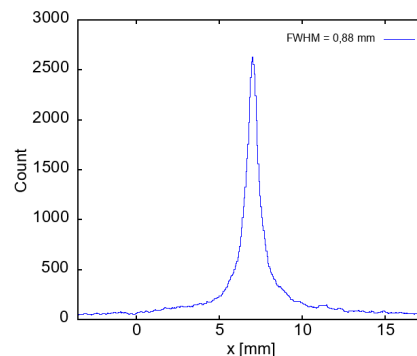


**Obrázek 1.23:** Znázornění vytvoření neurčitosti poloh interakcí v hloubkách senzorů.

řeno, prakticky nelze určit hloubku samostatné interakce v senzoru a jelikož je nyní použit jeden senzor pro detekci rozptylu a druhý senzor pro detekci absorpce rozptýleného fotonu, bude při praktickém testování dvousenzorové Comptonovy použit předpoklad (pro rekonstrukci), že interakce nastávají vždy v polovině tloušťky senzorů. To do rekonstrukce obrazu samozřejmě vnáší jisté zkreslení. Toto zkreslení bude tím menší, čím větší bude vzdálenost mezi jednotlivými senzory, jelikož se zvětšující se vzdáleností senzorů bude klesat relativní chyba určení vzdálenosti mezi jednotlivými interakcemi. Abychom získali představu, jaký vliv má rekonstrukce interakcí (které pro rekonstrukci vždy posuneme na střed tloušťky daného senzoru) na kvalitu obrazu při různých vzdálenostech senzorů, je provedeno několik simulací. Očekáváme, že kvalita obrazu se bude zlepšovat při zvětšování vzdálenosti mezi senzory. Nyní

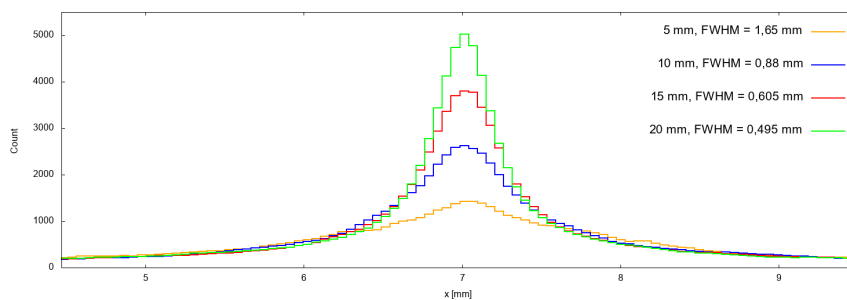


**Obrázek 1.24:** Bodový graf rekonstrukcí možných poloh zdroje záření na zobrazovací rovině dvousenzorovou kamerou pro případ, kdy uvažujeme rozmazání obrazu způsobené neurčitostí polohy interakce v hloubce senzoru. Velikost jednoho pixelu na zobrazovací rovině je  $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$ .



**Obrázek 1.25:** Řez vedený středem Obr. 1.24, FWHM = 0,88 mm. Šířka jednoho binu je  $55 \mu\text{m}$ .

se o tom přesvědčme. Na Obr. 1.24 je zobrazen obraz pro vzdálenost senzorů 10 mm a na Obr. 1.26 jsou zobrazeny řezy obrazy pro různé vzdálenosti senzorů. Při praktickém použití dvousenzorové Comptonovy kamery by tedy bylo vhodné, kdyby senzory mohly být co nejdále od sebe. Bohužel to s sebou přináší úskalí, že čím dále od sebe senzory budou, tím obtížnější bude párování správných interakcí rozptylů a následných absorpcí.



**Obrázek 1.26:** Řezy vedené středem obrazů pro různé vzdálenosti senzorů. FWHM pro jednotlivé vzdálenosti senzorů jsou uvedeny v obrázku.

Touto simulací bylo představeno zobrazení rekonstrukce polohy zdroje záření vlivem neurčitosti v hloubce interakce. Vidíme, že v případě jednosenzorové Comptonovy kamery je toto zobrazení velmi malé, zatímco u dvousenzorové kamery silně závisí na vzdálenosti senzorů. Zhoršená schopnost určení vzdálenosti interakcí ve dvousenzorové kameře je dána tím, že není možné přesně určit hloubku interakcí v rámci jednotlivých senzorů.

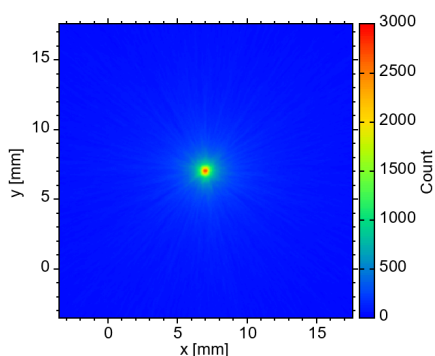


### ■ Vliv neurčitosti polohy interakce v rámci stopy interakce

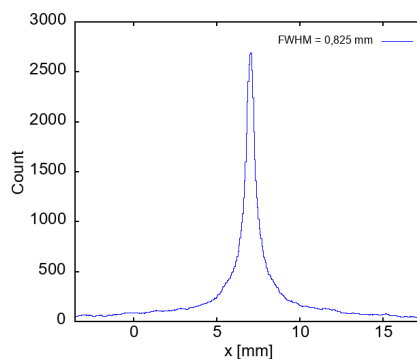
Ve čtvrtém případě je samotná simulace totožná s první simulací (generování poloh interakcí, výpočet úhlu rozptylu a výpočet energií, které náleží jednotlivým interakcím). Rozdíl nastává při rekonstrukci polohy zdroje záření. Nyní je simulováno, jak se změní kvalita rekonstrukce polohy zdroje záření předpokládá-li se, že velikost stopy interakce nemá velikost jen jednoho pixelu senzoru, ale má velikost několika pixelů a není možné určit polohu pixelu, pro který by měly být provedeny rekonstrukce.

Je však nutné určit, jak velké stopy interakcí při měření  $^{22}\text{Na}$ . Po provedení měření s  $^{22}\text{Na}$  je z detekovaných stop interakcí určena průměrná velikost stopy, která je v senzoru vytvořena jednou interakcí. Bylo zjištěno, že průměrná velikost stopy interakce je  $3,430 \pm 0,005$  pixelu.

Pro každou vygenerovanou interakci (velikost jednoho pixelu) je tedy ještě dodatečně vygenerována neurčitost velikosti stopy interakce tak, že je poloha interakce náhodně posunuta v rámci velikosti stopy interakce. Výsledkem rekonstrukce simulace jednosenzorové kamery je 2D histogram na Obr. 1.27 a řez jeho středem s  $\text{FWHM} = 0,825$  mm na Obr. 1.28. Pro dvousenzorovou kameru jsou výsledky na Obr. 1.29 a 1.30 s  $\text{FWHM} = 0,825$  mm .



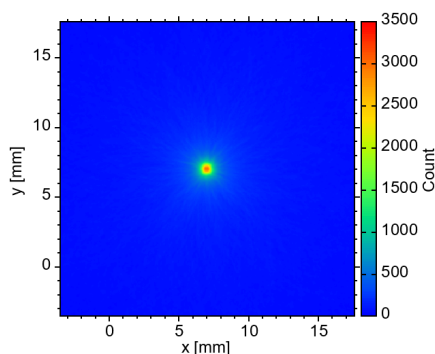
**Obrázek 1.27:** Bodový graf rekonstrukcí možných poloh zdroje záření na zobrazovací rovině jednosenzorovou kamerou pro případ, kdy uvažujeme rozmazání obrazu způsobené neurčitostí polohy interakce v rámci stopy, kterou na senzoru daná interakce vytvořila. Velikost jednoho pixelu na zobrazovací rovině je  $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$ .



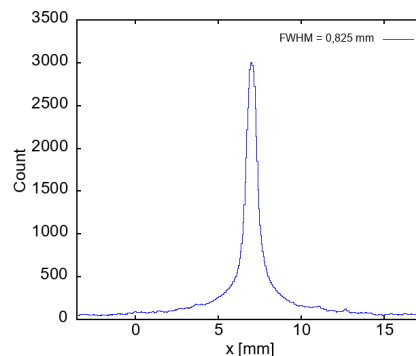
**Obrázek 1.28:** Řez vedený středem Obr. 1.27,  $\text{FWHM} = 0,825$  mm. Šířka jednoho binu je  $55 \mu\text{m}$ .

### ■ Vliv neurčitosti způsobený spektrickým rozlišením

V následující, páté, simulaci je zkoumán vliv spektrického rozlišení na kvalitu rekonstruovaného obrazu. Generování poloh interakcí, výpočet úhlu rozptylu a výpočet energií, které náleží jednotlivým interakcím, je opět

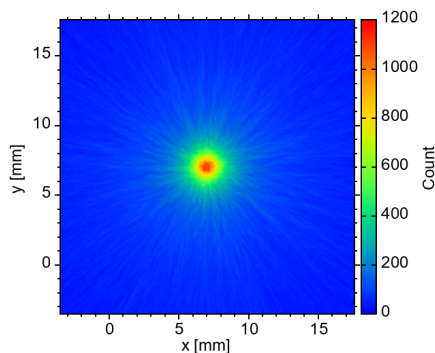


**Obrázek 1.29:** Bodový graf rekonstrukcí možných poloh zdroje záření na zobrazovací rovině dvousenzorovou kamerou pro případ, kdy uvažujeme rozmazání obrazu způsobené neurčitostí polohy interakce v rámci stopy, kterou na senzoru daná interakce vytvořila. Velikost jednoho pixelu na zobrazovací rovině je  $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$ .

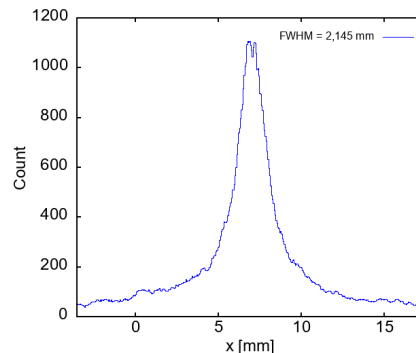


**Obrázek 1.30:** Řez vedený středem Obr. 1.29,  $\text{FWHM} = 0,825 \text{ mm}$ . Šířka jednoho binu je  $55 \mu\text{m}$ .

totožné, jako v případě první simulace.



**Obrázek 1.31:** Bodový graf rekonstrukcí možných poloh zdroje záření na zobrazovací rovině jednosenzorovou kamerou pro případ, kdy uvažujeme rozmazání obrazu způsobené spektrometrickým rozlišením. Velikost jednoho pixelu na zobrazovací rovině je  $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$ .

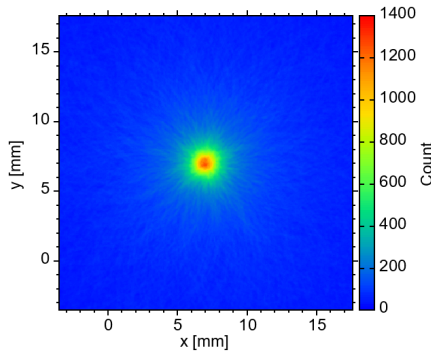


**Obrázek 1.32:** Řez vedený středem Obr. 1.31,  $\text{FWHM} = 2,145 \text{ mm}$ . Šířka jednoho binu je  $55 \mu\text{m}$ .

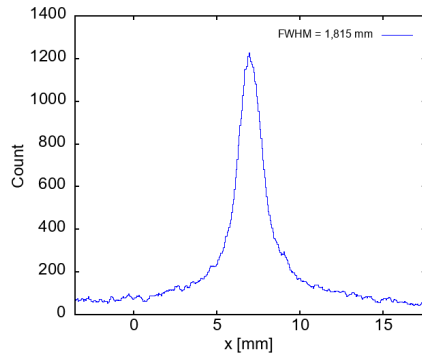
Změna nastává až při rekonstrukci. Je náhodně vygenerovaná nová hodnota energie z normálního rozdělení  $N(E, \sigma^2)$ , kde  $E$  je hodnota původní energie.  $\sigma$  získáme ze vztahu  $\text{FWHM} = 2,355 \cdot \sigma$ , kde FWHM je spektrometrické rozlišení šířky v polovině výšky píku. FWHM pro jednotlivé energie interakcí

určíme pomocí vztahu  $\text{FWHM} = 0,00004 \cdot E^2 + 0,01439 \cdot E + 12,9772$ , který byl získán proložení FWHM píků několika etalonů záření kvadratickou funkcí metodou nejmenších čtverců.

Výsledkem rekonstrukce simulace jednosenzorové kamery je 2D histogram na Obr. 1.31, kde je zobrazeno kolikrát byl konkrétní pixel zobrazovací roviny určen jako možný zdroj záření. Na Obr. 1.31 je zobrazen řez středem Obr. 1.31 a je určeno  $\text{FWHM} = 2,145$  mm. V případě dvousenzorové kamery jsou výsledky zobrazeny na Obr. 1.33 a na Obr. 1.34 a FWHM je určeno na 1,815 mm.



**Obrázek 1.33:** Bodový graf rekonstrukcí možných poloh zdroje záření na zobrazovací rovině dvousenzorovou kamerou pro případ, kdy uvažujeme rozmazání obrazu způsobené spektrometrickým rozlišením. Velikost jednoho pixelu na zobrazovací rovině je  $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$ .



**Obrázek 1.34:** Řez vedený středem Obr. 1.33,  $\text{FWHM} = 1,815$  mm. Šířka jednoho binu je  $55 \mu\text{m}$ .

### ■ Vliv neurčitosti detekce energie vlivem rozptylu fotonu na pohybujícím se elektronu

Nyní prozkoumejme vliv Comptonova rozptylu na elektronu, který není v klidu (jako tomu bylo doposud), ale má určitou kinetickou energii. Jako kinetické energie elektronů před rozptylem jsou použity kinetické energie elektronů v jednotlivých slupkách atomů telluru a kadmia (pro jednosenzorovou kameru) nebo atomů křemíku v případě simulace dvousenzorové kamery.

Generování poloh interakcí a výpočet úhlu rozptylu je totožné jako v první simulaci (viz 1.6.1). Nyní je ještě navíc náhodně vygenerován vektor směru pohybu elektronu  $\vec{r}_e$ , na němž je foton rozptýlen. Schématické znázornění Comptonova rozptylu na pohybujícím se elektronu je zobrazeno na Obr. 1.35. Úhel svírající pohybující se elektron a na něj dopadající foton  $\phi$  je vypočten pomocí vztahu

$$\phi = \arccos \frac{\vec{r}_{1p} \vec{r}_e}{\|\vec{r}_{1p}\| \|\vec{r}_e\|}, \quad (1.22)$$

kde  $\vec{r}_{1p}$  je vektor směru pohybu fotonu od zdroje k poloze interakce s elektronem. Také je vypočten úhel  $\phi'$  mezi vektorem směru pohybu elektronu před interakcí  $\vec{r}_e$  a vektorem směru pohybu rozptýleného fotonu  $\vec{r}_{21}$ ,

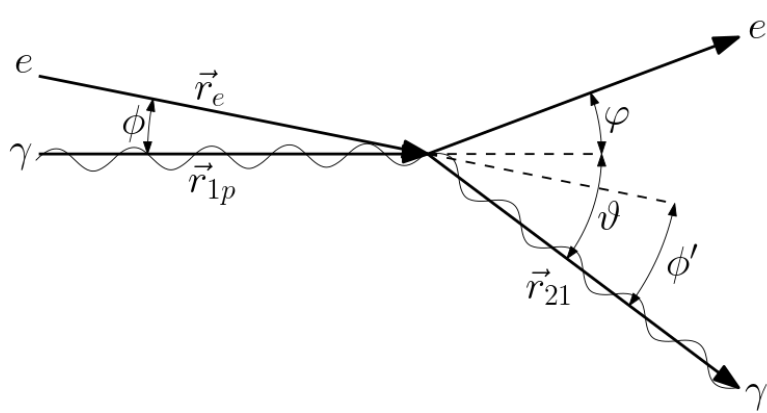
$$\phi' = \arccos \frac{\vec{r}_{21} \vec{r}_e}{\|\vec{r}_{21}\| \|\vec{r}_e\|}. \quad (1.23)$$

Ještě než bude možné určit energii fotonu po rozptylu na pohybujícím se elektronu, je třeba znát hodnotu kinetické energie elektronu  $T_e$ . V simulaci uvažujeme, že účinný průřez pro Comptonův rozptyl pro energie fotonů od několika set keV po několik MeV je přímo úměrný počtu elektronů v dané slupce atomového obalu, to vyplývá z [14]. V publikaci [45] jsou nalezeny počty elektronů v daných slupkách a jejich kinetické energie.

Dále je do simulace zahrnuto rozmazání hybnosti elektronů na jednotlivých slupkách. K tomu byl použit odhad distribucí daných řešením Schrodingerovy rovnice pro vodíkupodobné atomy a jejich analytický tvar je odvozen v článku [15].

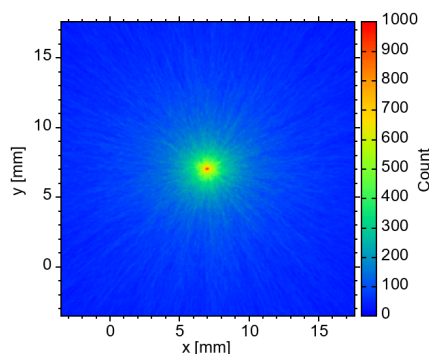
Nyní je vypočtena energie rozptýleného fotonu na pohybujícím se elektronu  $E_{\gamma'}$  pomocí vztahu 1.14. Následuje provedení rekonstrukce polohy zdroje záření tak, jak je popsáno v sekci 1.5.2.

Výsledkem simulací jsou 2D histogramy zobrazené na Obr. 1.36 a Obr. 1.38 pro jedno- a dvousenzorovou Comptonovu kameru. Na Obr. 1.37 Obr. 1.39 jsou zobrazeny řezy středem předchozích dvou rekonstrukčních obrazů.

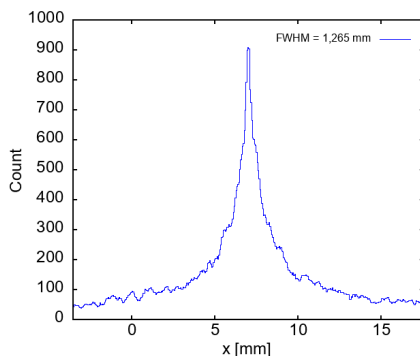


**Obrázek 1.35:** Schématické znázornění Comptonova rozptylu na pohybujícím se elektronu. Vektor směru letu fotonu  $\gamma$  od zdroje záření k poloze interakce s elektronem  $e$  je  $\vec{r}_{1p}$ . Náhodně vygenerovaný vektor směru pohybu elektronu  $\vec{r}_e$  svírá s  $\vec{r}_{1p}$  úhel  $\phi$ . Vektor směru pohybu fotonu  $\gamma'$  po rozptylu  $\vec{r}_{21}$  svírá s  $\vec{r}_e$  úhel  $\phi'$ .

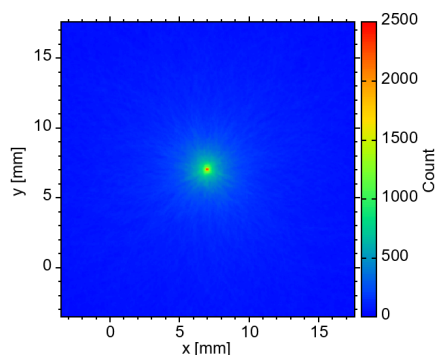
Ze simulací jednosenzorové Comptonovy kamery je patrné, že největší vliv na přesnost rekonstrukce polohy zdroje záření má spektrometrické rozlišení a Comptonův rozptyl na pohybujícím se elektronu. Řezy jednotlivými obrazy pro všechny simulace jednosenzorové kamery jsou uvedeny na Obr. 1.40 včetně FWHM jednotlivých řezů. Efekt Comptonova rozptylu na pohybujícím se elektronu lze potlačit pouze nižší kinetickou energií elektronů, na kterých



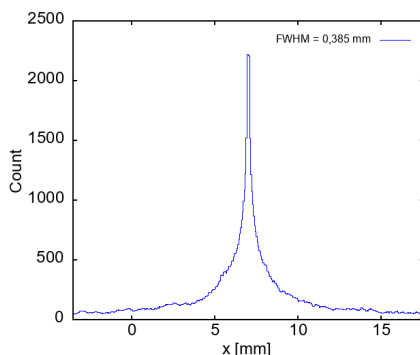
**Obrázek 1.36:** Bodový graf rekonstrukcí možných poloh zdroje záření na zobrazovací rovině jednosenzorovou kamerou pro případ, kdy uvažujeme rozmazání obrazu způsobené rozptylem na pohybujícím se elektronu. Velikost jednoho pixelu na zobrazovací rovině je  $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$ .



**Obrázek 1.37:** Řez vedený středem Obr. 1.36,  $\text{FWHM} = 1,265 \text{ mm}$ . Šířka jednoho binu je  $55 \mu\text{m}$ .



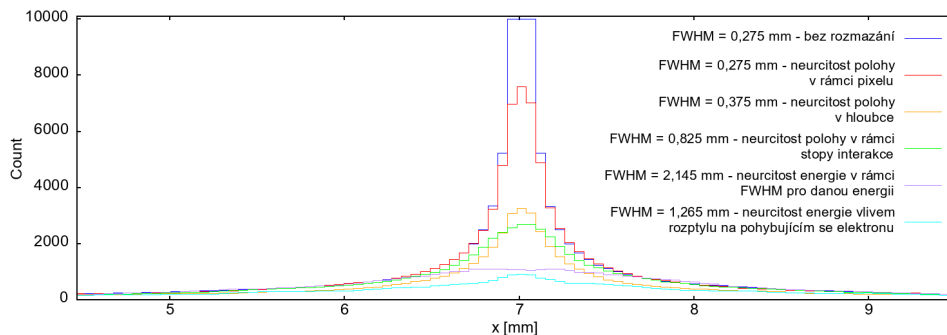
**Obrázek 1.38:** Bodový graf rekonstrukcí možných poloh zdroje záření na zobrazovací rovině dvousenzorovou kamerou pro případ, kdy uvažujeme rozmazání obrazu způsobené rozptylem na pohybujícím se elektronu. Velikost jednoho pixelu na zobrazovací rovině je  $55 \mu\text{m} \times 55 \mu\text{m}$ .



**Obrázek 1.39:** Řez vedený středem Obr. 1.38,  $\text{FWHM} = 0,385 \text{ mm}$ . Šířka jednoho binu je  $55 \mu\text{m}$ .

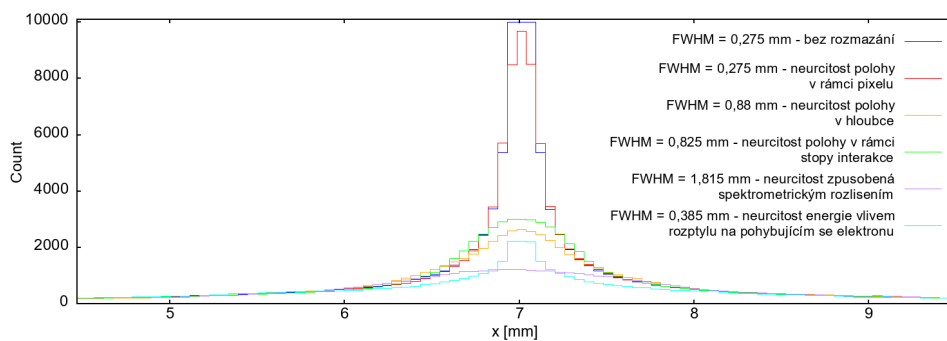
k rozptylu dochází (použitím rozptylového materiálu s nižším  $Z$ ). Vlivy neurčitosti polohy interakce v rámci stopy interakce a nejistota určení hloubky interakcí nemají na kvalitu rekonstruovaného obrazu příliš velký vliv. Nejmenší zhoršení kvality obrazu způsobuje neurčitost polohy interakce v rámci pixelu,

toho je dosaženo jemnou segmentací senzoru na jednotlivé pixely.



**Obrázek 1.40:** Řezy obrazů jednotlivých simulací jednosenzorové Comptonovy kamery.

Simulace dvousenzorové kamery ukázaly, že v případě Comptonova rozptylu na pohybujícím se elektronu v atomu křímíku je získán lepší obraz než v případě, kdy k rozptylu dochází v CdTe senzoru, obdobně je tomu i v případě rozmazání vlivem spektrometrického rozlišení. Avšak simulace neurčitosti polohy v hloubce a v rámci stopy interakce ukazují, že tyto efekty mají na kvalitu obrazu dvousenzorové kamery větší vliv než v případě kamery jednosenzorové. Velkou roli hraje vzdálenost senzorů, která nejvíce ovlivňuje kvalitu rekonstruovaných obrazů při nejistotě určení hloubky interakcí v senzorech (viz Obr. 1.25). Řezy jednotlivými obrazy pro všechny simulace dvousenzorové kamery se vzdáleností senzorů 10 mm jsou uvedeny na Obr. 1.41 včetně FWHM jednotlivých řezů.



**Obrázek 1.41:** Řezy obrazů jednotlivých simulací dvousenzorové Comptonovy kamery.

## Kapitola 2

### Detektory a jejich kalibrace

Na cestě k funkčnímu prototypu (jednosenzorové) Comptonovy kamery je nutné znát nejen 2D polohy interakcí, které lze určit díky rozdělení senzoru detektoru na matici pixelů, ale také hloubku interakcí v senzoru. Toto určení hloubky interakcí je možné provést pouze na základě znalosti časů interakcí, které jsou získány při měření. Přesnost určení času interakce je tedy esenciální pro stanovení hloubky interakce a tedy i pro rekonstrukci Comptonova rozptylu.

V této kapitole jsou nejprve představeny detektory AdvaPix Timepix3, které jsou použity pro konstrukci představené Comptonovy kamery. Dále je popsán způsob, jakým jsou ze senzorů detektorů získávány informace o jednotlivých interakcích. Při interakci ionizujícího záření v senzoru vzniká stopa, která může mít velikost mnoha pixelů. Shluky pixelů tvořících stopy nazýváme tzv. klastry nebo rozšířenými klastry a jejich tvorba je popsána v sekci 2.2. Dalším tématem, kterým se zabývá tato kapitola, je popis a korekce takzvaného jevu timewalk, jenž je zodpovědný za zkreslování času vyčtení interakcí s nízkou energií z jednotlivých pixelů. Efekt timewalk je tím silnější, čím se energie detekovaná v jednom pixelu blíží prahové hodnotě detekovatelné energie, obvykle se tato energie pohybuje kolem 5 keV. Po vytvoření korekce na jev timewalk je provedena kalibrace pro určení hloubky interakcí v senzoru detektoru. Kalibrování hloubky proběhlo pomocí stop detekovaných mionů. V poslední části této kapitoly popisujeme vyčítání stop jednotlivých interakcí, tedy tvorbu takzvaných klastrů a rozšířených klastrů.



**Obrázek 2.1:** Detekční modul AdvaPix Timepix3. [16]





V této práci je při měřeních využíván typ "pixel"s režimem ToA + ToT, který jako jediný umožňuje určení polohy, energie a času každé interakce.

### 2.1.1 Zpracování signálu v jednotlivých pixelech

Při interakci v pixelu je indukován proud, který je převeden na napěťový impuls a zesílen. Analogová elektronika pixelu obsahuje předzesilovač se zpětnovazebním obvodem pro kompenzaci svodového proudu (leakage current) a komparátor, kde je zesílený signál porovnán s globálně nastavenou prahovou úrovní (threshold - THL) pro celý detektor. Schématické znázornění pixelové elektroniky Timepix3 je na Obr. 2.2.

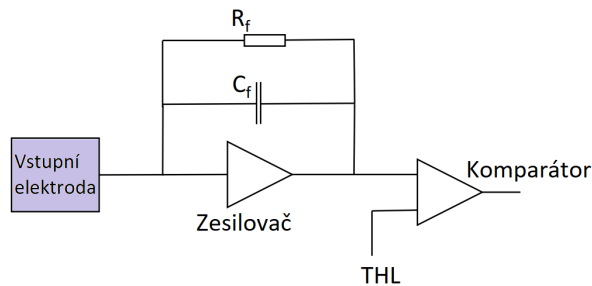
Následuje digitální zpracování signálu. Princip činnosti zpracování signálu při současném použití režimu ToA a ToT je znázorněn na Obr. 2.3. V případě, že pulz překročí prahovou hodnotu (threshold), na výstupu komparátoru se objeví signál s jehož náběžnou hranou jsou spuštěny hodiny s frekvencí 640 MHz.

Tyto hodiny se zastaví s nejbližší náběžnou hranou kontinuálně běžícího hodinového signálu s frekvencí 40 MHz. S první náběžnou hranou 40 MHz hodinového signálu je vytvořena hrubá časová značka ToA a od tohoto okamžiku se počítá doba trvání měření ToT. Díky použití dodatečného hodinového signálu o frekvenci 640 MHz, kterým je navzorkována oblast k nejbližší náběžné hraně základního hodinového signálu, je dosaženo časového rozlišení 1,5625 ns.

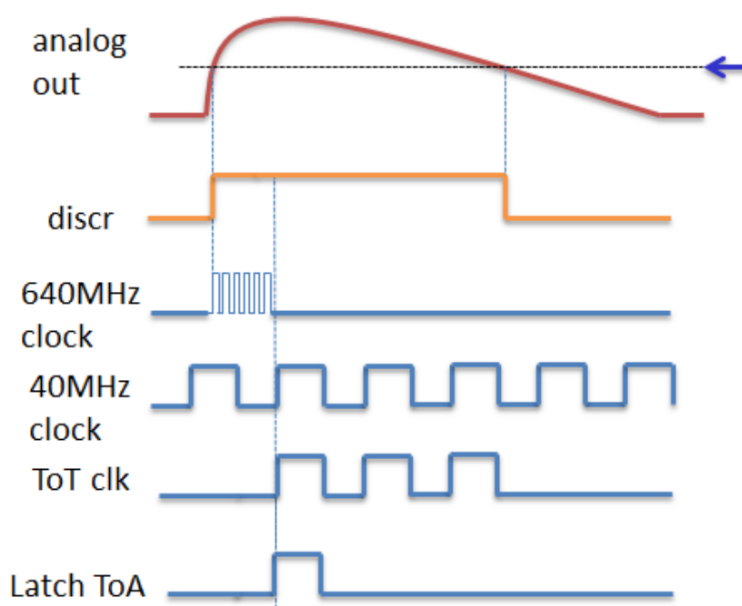
Obr. 2.4 ilustruje schématické rozdělení doby mezi skutečným časem interakce a časem detekce.  $t_{drift}$  je čas driftu nosičů náboje (vzniklých při interakci) na sběrné elektrody. Impulz v zesilovači citlivém na náboj začíná být formován ještě dříve, než nosiče náboje fyzicky dorazí ke sběrným elektrodám jednotlivých pixelů.  $t_{indukce}$  tedy označujeme jako čas, kdy začíná tvarování pulzu. V práci [19] je  $t_{indukce}$  teoreticky spočítán pro interakce o různých energiích v různých hloubkách senzoru, ale při experimentální práci je pokládáno  $t_{drift} = t_{indukce}$ , tím spíše, pokud je při měření použita vysoká hodnota *bias* (napětí aplikované na senzor). Experimentálnímu určení  $t_{drift}$  je věnována sekce 2.4. Doba trvání od začátku formování pulzu do vyčtení události je aproximována časem  $t_{offset}$  a v případě detekce nízké energie je tato hodnota prodloužena ještě o čas  $t_{timewalk}$ . Čas  $t_{indukce}$  ( $t_{drift}$ ) je dán fyzikou transportu náboje v senzoru z daného polovodiče. Naproti tomu  $t_{offset}$  a  $t_{timewalk}$  závisí na odezvě analogového elektronického obvodu pixelu [19].

Obr. 2.2 ilustruje schématické rozdělení doby mezi skutečným časem interakce a časem detekce.  $t_{drift}$  je čas driftu nosičů náboje (vzniklých při interakci) na sběrné elektrody. Impulz v zesilovači citlivém na náboj začíná být formován ještě dříve, než nosiče náboje fyzicky dorazí ke sběrným elektrodám jednotlivých pixelů.  $t_{indukce}$  tedy označujeme jako čas, kdy začíná tvarování pulzu. V práci [19] je  $t_{indukce}$  teoreticky spočítán pro interakce o různých energiích v různých hloubkách senzoru, ale při experimentální práci je pokládáno  $t_{drift} = t_{indukce}$ , tím spíše, pokud je při měření použita vysoká hodnota *bias* (napětí aplikované na senzor). Experimentálnímu určení  $t_{drift}$  je věnována sekce 2.4. Doba trvání od začátku formování pulzu do vyčtení události je aproximována časem  $t_{offset}$  a v případě detekce nízké energie je tato hodnota prodloužena ještě o čas  $t_{timewalk}$ . Čas  $t_{indukce}$  ( $t_{drift}$ ) je dán fyzikou transportu náboje v senzoru z daného polovodiče. Naproti tomu  $t_{offset}$  a  $t_{timewalk}$  závisí na odezvě analogového elektronického obvodu pixelu [19].

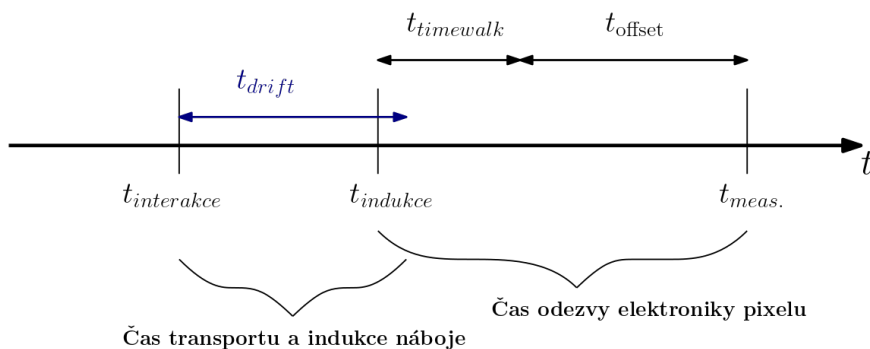
V této práci a v pracích [19], [20] je učiněn předpoklad, že  $t_{offset}$  je konstantní zpoždění, stejné pro každý pixel, je to doba zpoždění samotného vyčítání události. Vzhledem k tomu, že určování hloubky interakce a rekonstrukce



**Obrázek 2.2:** Schématické znázornění pixelové elektroniky Timepix3. [19]



**Obrázek 2.3:** Princip činnosti zpracování signálu Timepix3. Čára na kterou ukazuje modrá šipka představuje globálně nastavenou prahovou úroveň amplitudy signálu [17]

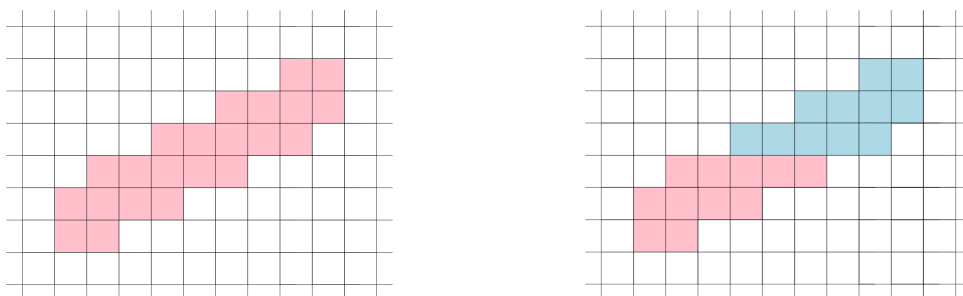


**Obrázek 2.4:** Ilustrace časových intervalů mezi časem interakce a změřeným časem. Interakce, která nastala v  $t_{interakce}$  je změřena se zpožděním až v  $t_{meas}$  díky driftu nosiče náboje a chování elektroniky pixelu.

stopy interagujících částic jsou procedury založené na měření časových rozdílů daných událostí, je  $t_{offset}$  jednotlivých pixelů vzájemně odečten a při rekonstrukci nehraje žádnou roli. Času  $t_{timewalk}$  a takzvanému jevu timewalk je věnována samostatná sekce 2.3, kde je popsáno, jak je možné tento nežádoucí jev redukovat.

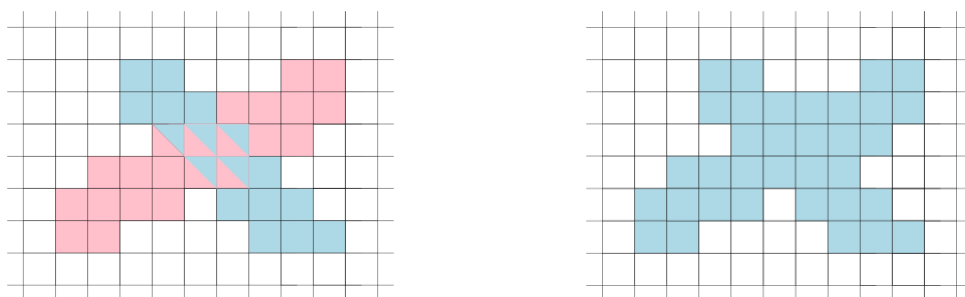
## 2.2 Tvorba klastrů a rozšířených klastrů

V této sekci věnujme pozornost vyčítání stop interakcí ze senzoru. Vyčítáním stop interakcí ze senzoru, respektive vyčtením každého pixelu, ve kterém byl zaznamenán signál, který překročil prahovou hodnotu energie v určitém čase od začátku měření, získáváme neuspořádaný seznam pixelů s detekovanou energií a časem interakce. Naším cílem je tyto pixely rozřídít a "rekonstruovat" z nich jednotlivé stopy interakcí, které v senzoru nastaly. Tyto stopy mohou mít velikost stovek pixelů. Jednotlivé pixely mohou být uspořádány do klastrů (shluků pixelů) nebo do rozšířených klastrů. Nejprve se podívejme na tvorbu klastrů.



**Obrázek 2.5:** Vlevo je zobrazen příklad stopy interakce (tak, jak by měl vypadat klaster). Vpravo je ukázán případ, kdy je jedna interakce vyhodnocena jako větší počet interakcí, jelikož velikost časového okna pro sestavování klastrů je nastavena na kratší čas než je doba driftu náboje k elektrodám pixelu, kde byla prahová hodnota energie překročena jako první, a posledního pixelu dané stopy interakce, ve kterém byla překročena prahová hodnota energie (v případě na obrázku je to celá skupina pixelů). Jednoduše řečeno: Čas vyčtení stopy jedné interakce je delší než nastavená velikost časového okna pro tvorbu klastrů

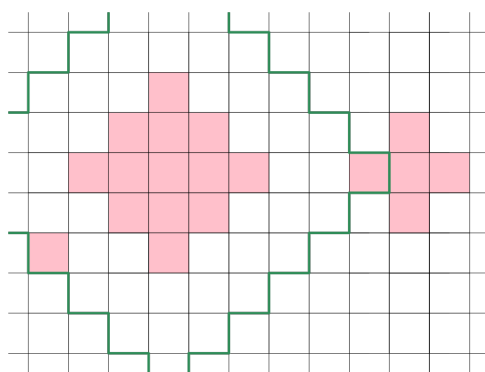
klastry jsou shluky sousedících pixelů, ve kterých došlo k překročení prahové hodnoty energie (thresholdu) v daném časovém okně. Toto časové okno je nastaveno s ohledem na dobu driftu nosičů náboje ke sběrným elektrodám v závislosti na aplikovaném *bias*. *Bias* je napětí přivedené na senzor a je jím určena rychlost driftu nábojů ke sběrným elektrodám. V detektoru Timepix3 s CdTe senzorem lze nastavit hodnotu *bias* v rozsahu 0 až  $-500$  V, v případě detektoru s Si senzorem je rozsah *bias* 0 až 450 V. Dobu driftu náboje ke sběrným elektrodám lze odhadnout pomocí modelů elektrického pole pro daný materiál senzoru, pro Si senzor uveden například v [20] a pro CdTe senzor v [19]. Při vytváření klastrů je nastaveno časové okno právě na dobu rovnou době driftu nábojů k elektrodám v senzoru o dané tloušťce. V případě nastavení příliš krátkého času pro vytvoření klastrů by nemusela být vyčtena stopa celé interakce, ale mohla by být rozdělena na více menších klastrů, které by byly považovány za jednotlivé interakce, což by mohlo způsobovat zkreslení například při měření energetických spekter. Případ je načrtnut na Obr. 2.5. V případě nastavení příliš dlouhého časového okna pro vytváření klastrů by se naopak mohlo stát, že vyčtené stopy z více interakcí budou považovány za jednu interakci a opět dojde ke zkreslení měřeného spektra.



**Obrázek 2.6:** Vlevo je zobrazen příklad stop dvou interakcí (tak, jak by měly vypadat klastry). Stopy interakcí se sice kříží, ale v případě, že jejich čas detekce se liší více než o dobu driftu nábojů k vyčítacím elektrodám v daném senzoru, je možné tyto stopy interakcí správně rozlišit (v případě, že je správně nastaveno časové okno pro tvorbu klastrů). Vpravo je ukázán případ, kdy pixely ze dvou (nebo více) stop interakcí jsou zahrnuty do jednoho klastru a jeden klastr je považován za jednu stopu interakce. Tento případ může nastat v momentě, kdy je nastavené příliš velké časové okno pro tvorbu jednoho klastru (mnohem větší, než je doba driftu náboje od svrchní strany senzoru k vyčítacím elektrodám) a během této doby nastanou alespoň dvě interakce, které mají společné některé pixely, nebo spolu alespoň těsně sousedí.

Případ je načrtnut na Obr. 2.6.

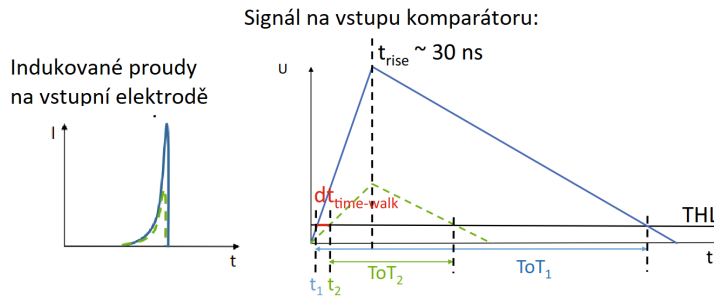
Interakce v materiálu CdTe může vyvolat sekundární emisi fotonu, který je opět pohlcen nedaleko místa interakce. Při zpracování dat naměřených detektorem s CdTe senzorem tedy vytváříme takzvané rozšířené klastry, které považujeme za jednu interakci. Tvorba rozšířených klastrů vychází z vytvořených klastrů. Po vytvoření klastru je zkoumáno jeho okolí, zda se zde nachází nějaký pixel nebo klastr, který spadá do stejného časového okna jako klastr v jehož okolí hledáme (hledáme interakce oněch sekundárních fotonů). Pokud ano, je vytvořen rozšířený klastr. Velikost okolí, které prozkoumáváme je nastaveno na 3 pixely. Tvorba rozšířeného klastru je znázorněna na Obr. 2.7.



**Obrázek 2.7:** Demonstrace tvorby rozšířeného klastru. Vzdálenost, do které hledáme přidružené klastry k klastru ve středu obrázku je znázorněna zelenou hranicí. Klastry zobrazené na obrázku tvoří dohromady jeden rozšířený klastr.

## 2.3 Timewalk

Takzvaný jev timewalk způsobuje zpožděnou detekci pulzů s nízkou amplitudou (nízkou energií) ve srovnání s pulzy, které mají vyšší amplitudu a nastaly současně [19]. Schématické znázornění vzniku efektu timewalk je na Obr. 2.8.

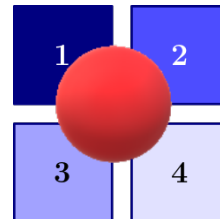


**Obrázek 2.8:** Konstantní doba náběhu signálů na výstupu zesilovače vede k rozdílnému času dosažení prahové hodnoty v případě, že amplituda signálů je rozdílná. Rozdíl času dvou signálů, kdy je překročena prahová hodnota, je nazýván timewalk. Schéma elektroniky pixelu je na Obr. 2.2.

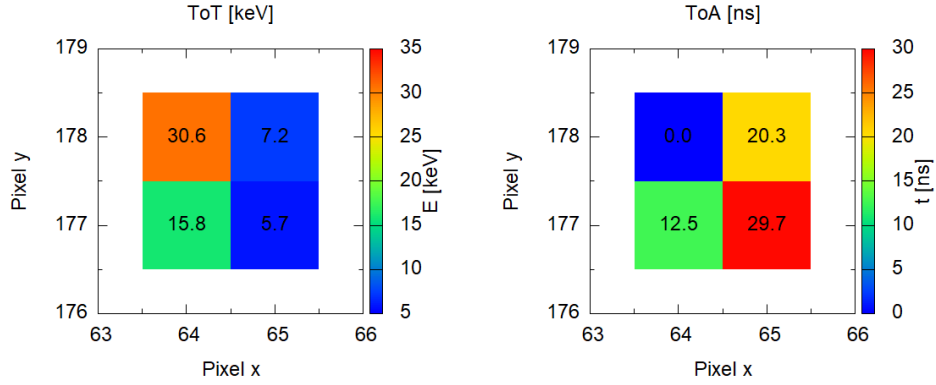
Efekt je způsoben konstantní dobou náběhu napěťového pulzu za zesilovačem. Jelikož je doba náběhu pulzů konstantní, ale amplitudy pulzů se liší, mají tedy náběžné hrany odlišný sklon a jednotlivé pulzy dosáhnou globální prahové hodnoty v rozdílných časech. Rozdíl mezi těmito časy (zpoždění pulzů s nižší amplitudou) se nazývá timewalk efekt.

V této práci je pro korekci využita experimentální metoda, stejně jako v [19], [20], [21], [11]. Korekci je možné provést také testovacími pulzy, to je představeno v [22].

Senzor je ozařován gama zářením jehož zdrojem je vzorek  $^{241}\text{Am}$ . Je to obdobný přístup jako v [19], [20], [21], [11]. Z naměřených dat byly vybrány pouze interakce při kterých byly zasaženy čtyři pixely shlukující se do klastru v nichž je celková deponovaná energie v rozmezí 58,5–60,5 keV. Znázornění takové interakce je na Obr.2.9, z těchto čtyřpixelových interakcí následně vybereme pouze ty, které mají v některém ze zasažených pixelů deponovanou energii 30 - 32 keV a čas detekce tohoto pixelu vůči ostatním třem pixelům pokládáme za referenční časový údaj  $t_{ref}$ . Předpokládáme, že v tomto pixelu je časové zpoždění (timewalk) rovno nule. Pro další tři pixely spočítáme časové zpoždění způsobené jevem timewalk pomocí  $t_{i,timewalk} = t_i - t_{ref}$ ,  $i$  je index jednoho ze zbývajících tří pixelů. Konkrétní příklad takové typické čtyřpixelové interakce je na Obr. 2.10.



**Obrázek 2.9:** Čtyři pixely, které zaznamenají náboje vygenerované jedním fotonem. Toto je typická čtyřpixelová interakce použitá ke korekci na timewalk.



**Obrázek 2.10:** Typický čtyřpixelový klastř, vzniklý při ozařování senzoru  $^{241}\text{Am}$ , použitý pro korekci na timewalk. Referenční pixel se nachází v levém horním rohu zobrazené čtyřpixelové interakce. Na obrázku vlevo je zobrazená deponovaná energie v jednotlivých pixelech. Obrázek vpravo zobrazuje časy zpoždění vůči referenčnímu pixelu.

### 2.3.1 Korekce jevu timewalk pro detektor s CdTe senzorem tloušťky 2 mm

V této sekci je provedena korekce výše popsaného jevu timewalk pro detektor s CdTe senzorem tloušťky 2 mm. Na sensor bylo aplikováno  $\text{bias} = -450\text{ V}$ . Proč aplikujeme právě  $\text{bias} = -450\text{ V}$  je detailněji popsáno v sekci 2.4.

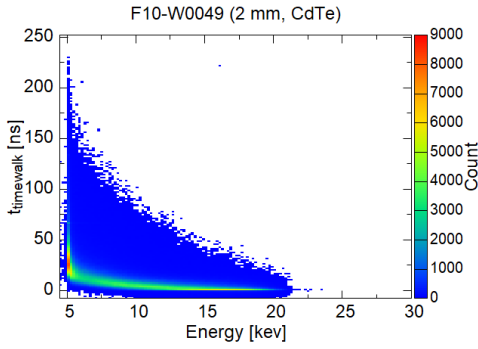
Na Obr. 2.11 jsou zobrazeny energie  $E_i$  jednotlivých pixelů a jejich časové zpoždění  $t_{i,\text{timewalk}}$  vůči referenčnímu času  $t_{\text{ref}}$  pro daný čtyřpixelový klastř, jsou zde zobrazeny údaje ze 1732800 čtyřpixelových stop interakcí o energii 58,5 – 60,5 keV, kde v jednom ze čtyř pixelů byla deponována energie 30 – 31 keV. Šířka rozložení časového zpoždění v jednotlivých pixelech se rozšiřuje tím více, čím je energie blíže globální prahové hodnotě. Je to způsobeno tím, že globální prahová hodnota fluktuuje [19], [20], [21] a tyto fluktuace mají větší vliv na signály s nízkou amplitudou (depozice malé energie blízké prahové hodnotě) jejichž náběžná hrana má malý sklon (viz Obr. 2.2 – porovnání dvou signálů s rozdílnou amplitudou).

Nyní je třeba získat funkci pro korekci na timewalk. To je provedeno tak, že energetická šklála 5 – 31 keV je rozdělena do kanálů po 0,2 keV a v každém kanálu je vypočítán medián časového zpoždění. Tyto hodnoty časového zpoždění jsou proloženy funkcí 2.1 [19], [20], [11], pomocí metody nejmenších čtverců,

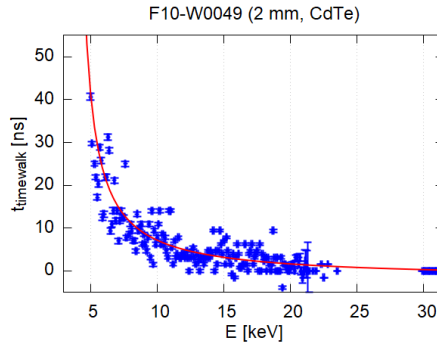
$$t_{\text{timewalk}}(E) = \frac{a}{E - b} + c, \text{ kde } 5,02 \text{ keV} < E < 30 \text{ keV}, \quad (2.1)$$

čímž získáme parametry  $a = (64,0 \pm 15,0) \text{ ns} \cdot \text{keV}$ ,  $b = (2,86 \pm 0,58) \text{ keV}$  a  $c = (-1,9 \pm 1,2) \text{ ns}$  (viz Obr. 2.12). Díky získaným parametrům můžeme provádět korekci na časové zpoždění pixelů s nízkou deponovanou energií (timewalk) podle rovnice

$$t_{i,\text{corr.}} = t_i - t_{\text{timewalk}}(E_i), \text{ pro } E_i < 30 \text{ keV}. \quad (2.2)$$



**Obrázek 2.11:** Bodový graf energie  $E_i$  jednotlivých pixelů a jejich časové zpoždění  $t_{i,timewalk}$  vůči referenčnímu času  $t_{ref}$  pro daný čtyřpixelový klastr



**Obrázek 2.12:** Rozdělení energetické škály do binů po 0,2 keV a pro každý bin je určen medián časového zpoždění. Následně jsou data proložena funkcí 2.1 metodou nejmenších čtverců a jsou získány parametry  $a = (64,0 \pm 15,0)$  ns · keV,  $b = (2,86 \pm 0,58)$  keV a  $c = (-1,9 \pm 1,2)$  ns.

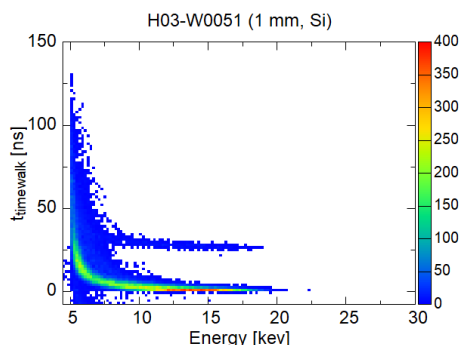
### 2.3.2 Korekce jevu timewalk pro detektor s Si senzorem tloušťky 1 mm

Zde je provedena korekce jevu timewalk pro detektor s Si senzorem tloušťky 1 mm. Na sensor bylo aplikováno  $bias = 450$  V. Postupujeme identicky jako v případě detektoru s CdTe senzorem.

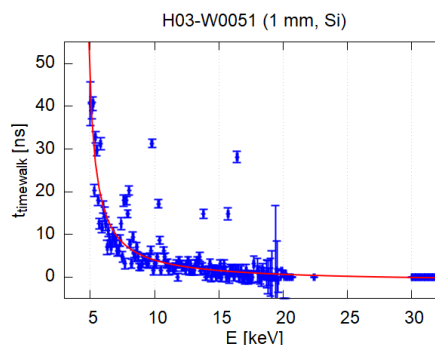
Na Obr. 2.13 jsou zobrazeny energie  $E_i$  jednotlivých pixelů a jejich časové zpoždění  $t_{i,timewalk}$  vůči referenčnímu času  $t_{ref}$  pro daný čtyřpixelový klastr. Jsou zde zobrazeny údaje z 15038 čtyřpixelových stop interakcí o energii 58,5 – 60,5 keV, kde v jednom ze čtyř pixelů byla deponována energie 30 - 32 keV. Na Obr. 2.13 také bohužel vidíme dvě vzájemně posunutě linky (oblasti)  $t_{i,timewalk}$  v závislosti na energii  $E_i$ . Během konzultace této problematiky bylo řečeno, že u detektoru s Si senzorem tloušťky 1 mm nedochází k úplnému vyprázdnění celé tloušťky senzoru, jelikož maximální aplikovatelné napětí  $bias$  na sensor je příliš nízké. Maximální  $bias$  je 450 V tedy hodnota, kterou používáme. Linka je tedy pravděpodobně způsobena nesprávným sestavením klastru obsahujícím 4 pixely. Například tak, že k vzniklé třípixelové interakci je nesprávně přiřazen pixel, kde interakce nastala v jiném (dřívějším) čase než ve zbylých třech pixelech, ale díky tomu, že interakce vznikla v nevyprázdněné oblasti, vzniklé nosiče náboje dodriftovali k vyčítacím elektrodám ve stejném časovém okně jako zbylé 3 pixely a tudíž byla splněna podmínka pro přijetí pouze 4 pixelové interakce. Tento efekt s nevyprázdněnou oblastí tedy bohužel nelze redukovat a velmi pravděpodobně bude znemožňovat rekonstrukci hloubky interakce a správné přiřazování jednotlivých dvojic událostí Comptonova rozptylu k interakcím absorpce při konstrukci dvousenzorové Comptonovy kamery. I přes to se pokusme proložit naměřená data funkcí

$$t_{timewalk}(E) = \frac{a}{E - b} + c, \text{ kde } 5,015 \text{ keV} < E < 30 \text{ keV}. \quad (2.3)$$

Data rozdělíme do kanálů po 0,1 keV a v každém kanálu je vypočítán medián časového zpoždění. Tyto hodnoty poté proložíme funkcí 2.3 (viz Obr. 2.14) metodou nejmenších čtverců, a získáme parametry  $a = (30 \pm 5) \text{ ns} \cdot \text{keV}$ ,  $b = (4,3 \pm 0,1) \text{ keV}$  a  $c = (-1,2 \pm 0,7) \text{ ns}$ . Korekci na timewalk opět provádíme pomocí rovnice 2.2, pouze s parametry získanými pro detektor s Si senzorem tloušťky 1 mm. Nyní, když jsme schopni redu-



**Obrázek 2.13:** Bodový graf energie  $E_i$  jednotlivých pixelů a jejich časové zpoždění  $t_{i, \text{timewalk}}$  vůči referenčnímu času  $t_{ref}$  pro daný čtyřpixelový klastr.

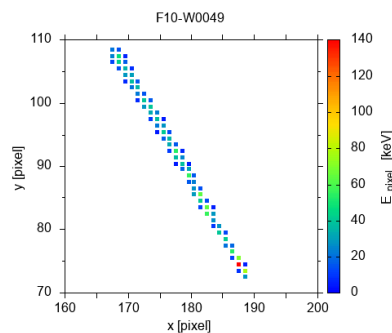


**Obrázek 2.14:** Rozdělení energetické škály do binů po 0,1 keV pro každý bin je určen medián časového zpoždění. Následně jsou data proložená funkcí 2.3 metodou nejmenších čtverců a jsou získány parametry  $a = (30 \pm 5) \text{ ns} \cdot \text{keV}$ ,  $b = (4,3 \pm 0,1) \text{ keV}$  a  $c = (-1,2 \pm 0,7) \text{ ns}$ .

kovat nežádoucí jev timewalk, můžeme přejít k měření hloubky interakcí v senzoru pomocí rozdílů časů detekovaných událostí.

## 2.4 Doba driftu a rekonstrukce hloubky interakce v senzoru

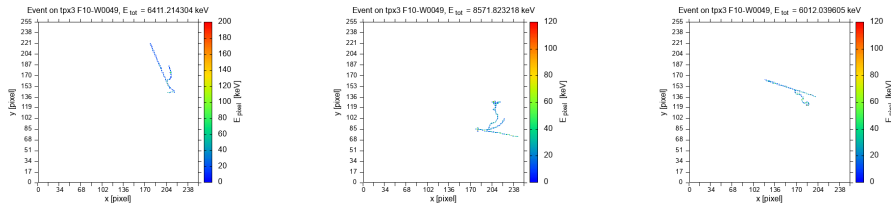
V této sekci je řešena kalibrace hloubky interakce z v závislosti na době driftování nosičů náboje  $t_{drift}$  ke sběrným elektrodám. Za účelem kalibrace je provedeno měření zaměřené na detekci mionů vznikajících při interakcích kosmického záření s horními vrstvami atmosféry. Ukázka stopy jednoho detekovaného mionu je na Obr. 2.15. Důvodem detekce mionů je jejich trajektorie, která je přímá. Miony tedy prolétají přímo i skrz senzor detektoru. Toho můžeme využít pro kalibraci



**Obrázek 2.15:** Ukázka stopy interakce jednoho z detekovaných mionů modulem Advapix Timepix3 s CdTe senzorem tloušťky 2 mm. Stopa se zužuje od místa vniku mionu do senzoru až k poloze, kde mion senzor opět opustil (pixel s nejvyšší deponovanou energií). Zužující se stopa je důsledkem difúze nosičů nábojů napříč pixely a šířka stopy je závislá na hloubce interakce mionu v dané poloze.



hloubky interakce v senzoru v závislosti na době driftu nosičů nábojů, jelikož geometricky můžeme určit dráhu letu mionu skrz senzor. Pixely, ve kterých miony interagují, jsou známé a zároveň víme, že mion proletěl celou tloušťkou senzoru. Z toho důvodu nejsou do kalibrace zahrnuty miony, jejichž stopa končí nebo začíná na některém z okrajů senzoru, jelikož není známo, zda mion obsolvoval cestu napříč celou tloušťkou senzoru. Také jsou vyloučeny miony, ke kterým je přidružená stopa ještě další interakce. Důvodem vyloučení mionů s přidruženými interakcemi je, že separace samotných mionů by byla obtížná, a také by se do kalibrace  $z(t)$  mohly dostat pixely, které náleží k přidružené interakci. To by mohlo mít za následek vnášení chyb do kalibrace. Příklad takových stop interakcí je zobrazen na Obr. 2.16. Kalibrace hloubky interakce pomocí kosmických mionů byla provedena i v [11], v [19] a [20] byla kalibrace prováděna obdobně, ale pomocí detekce pionů generovaných umělým zdrojem.



Obrázek 2.16: Ukázky stop mionů s přidruženými interakcemi

### 2.4.1 CdTe detektor se senzorem tloušťky 2 mm

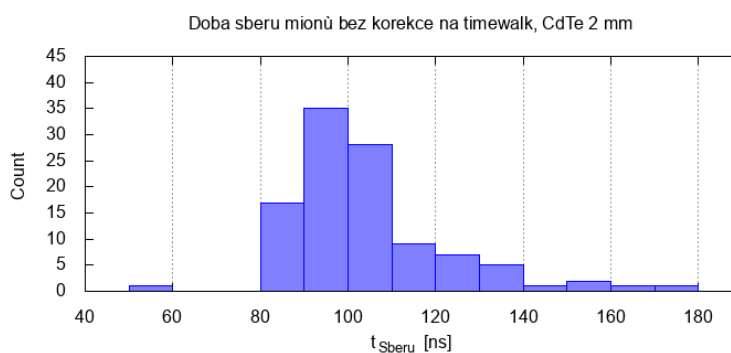
Pomocí detekovaných mionů nejprve provedme kalibraci hloubky interakce pro detekční modul s CdTe senzorem.

V [19] je ukázáno, jak se doba driftu  $t_{drift}$  v senzoru CdTe tloušťky 2 mm mění pro různé hodnoty  $bias$ , se vzrůstajícím  $bias$  klesá  $t_{drift}$  a zlepšuje se energetické rozlišení. Cílem této práce je sestrojení Comptonovy kamery pro aplikaci na tokamaku Golem, který je zdrojem intenzivního rentgenového záření a během doby výboje je zaznamenán vysoký počet událostí. Pro rekonstrukci Comptonových rozptylů je vhodné, když v senzoru nastanou (v ideálním případě) pouze dvě interakce ve sledovaném časovém okně (podrobně v 3). Tomuto ideálnímu stavu můžeme jít naproti tím, že zkracujeme časová okna ve kterých dvě (současné) interakce rozptylu a absorpce hledáme. Nejmenším časovým oknem, které je možné použít je právě doba driftu nosičů nábojů v senzoru. Z tohoto důvodu je v této práci při kalibracích a měřeních používáno  $bias = -450$  V, protože čím vyšší napětí je aplikováno tím rychleji náboje driftují k vyčítacím elektrodám. V pracích [19], [20] je kalibrace hloubky interakce v závislosti na době driftu provedena pomocí použití modelů elektrického pole. Nízké hodnoty  $bias$  jsou pro rekonstrukci hloubek interakcí vhodnější, jelikož pro nízké  $bias$  je dosahováno lepšího hloubkového rozlišení, ale zhoršuje se rozlišení energetické [19]. V článku [11] je kalibrace provedena proložení lineární funkcí hloubky interakce v závislosti na době driftu a kalibrace je provedena pro  $bias = -100$  V. V

této práci je využit obdobný postup lineární kalibrace hloubky interakce, ale je použito  $bias = -450$  V. Přejdeme tedy k samotné analýze detekovaných mionů.

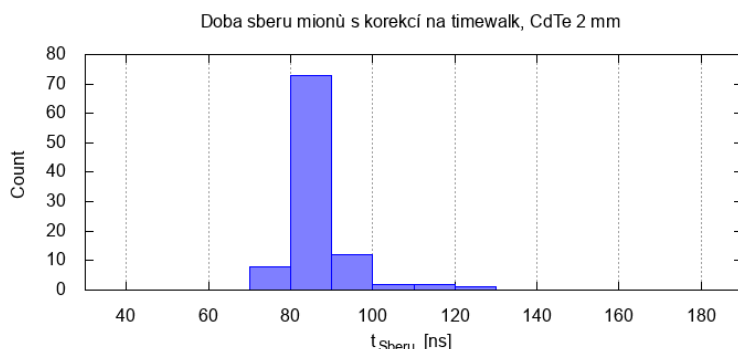
### ■ Analýza detekovaných mionů

Nejprve je provedena korekce na jev zvaný timewalk a jsou vyloučeny všechny miony jejichž stopa končí nebo začíná na okraji senzoru. Také jsou vybrány pouze miony, které interagovaly alespoň v 50 pixelech senzoru. Po výběru a vyloučení mionů z okraje senzoru je kalibrace hloubky interakce prováděna na základě 98 detekovaných mionů. Na Obr. 2.17 jsou vyneseny doby sběru nosičů náboje vygenerovaných interakcemi (doby vyčtení interakcí) jednotlivých mionů před korekcí na timewalk. Na Obr. 2.18 jsou tytéž interakce, ale po

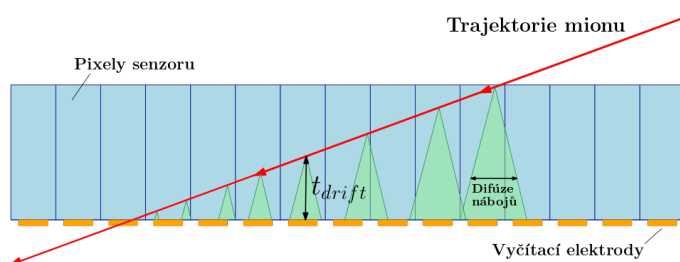


**Obrázek 2.17:** Zobrazení doby vyčtení jednotlivých stop detekovaných mionů před provedením korekce na timewalk.

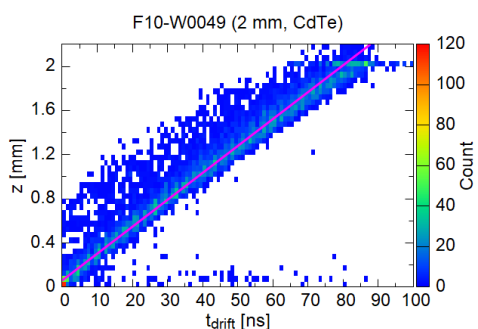
provedení opravy na timewalk. Miony se pohybují rychlostí blízké rychlosti světla a doba, po kterou prolétají senzorem, je zanedbatelná vůči době driftujících nosičů nábojů ke sběrným elektrodám, které byly vygenerovány při interakci mionu se senzorem. Předpokládáme-li, že miony dopadají na svrchní stranu senzoru, tedy poloha kde mion vstoupil do senzoru, je označena nejpozdějším časem z celé stopy interakce daného mionu. Tato situace je načrtnuta na Obr. 2.19. Je to způsobeno právě výrazně menší rychlostí driftujících nosičů náboje oproti rychlosti mionu. Nosiče náboje mohou na své cestě ke sběrným elektrodám difundovat i napříč mezi pixely (viz Obr. 2.19), tedy kolmo k elektrickému poli. To může způsobit, že stopa detekovaných mionů se zužuje s tím, jak se mion blíží ke straně senzoru se sběrnými elektrodami. Taková stopa mionu je ukázána na Obr. 2.15, kde vidíme zužující se stopu až k místu, kde mion sensor opustil - pixel s nejvyšší deponovanou energií. Poloha pixelu, kde mion opustil sensor je v praxi provedena výběrem pixelu s nejvyšší deponovanou energií z prvních pěti pixelů ve kterých byla překročena globálně nastavená prahová hodnota energie (threshold) z dané stopy. Za polohu vniku mionu do senzoru je považován pixel, ve kterém byla překročena globálně nastavená prahová hodnota energie jako poslední z dané stopy. Nyní máme k dispozici doby driftů nosičů nábojů v jednotlivých



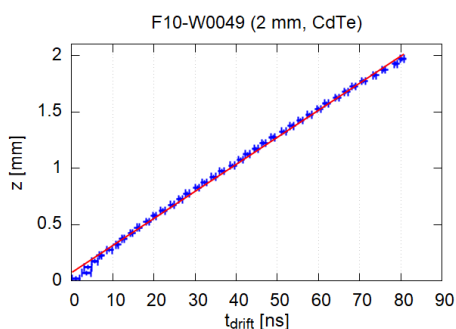
**Obrázek 2.18:** Zobrazení doby vyčtení jednotlivých stop detekovaných mionů po provedení korekce na timewalk.



**Obrázek 2.19:** Schématické znázornění průletu mionu CdTe senzorem.



**Obrázek 2.20:** Bodový graf doby driftu v závislosti na geometricky vypočtené hloubce interakce. Do grafu je také vložena funkce  $z(t_{drift}) = 0,0243 \cdot t_{drift} + 0,06$



**Obrázek 2.21:** Hloubka interakce  $z$  v závislosti na  $t_{drift}$  a získaná lineární funkce  $z(t_{drift}) = (0,0243 \pm 0,0002)t_{drift} + (0,060 \pm 0,008)$ .

pixelech stop detekovaných očištěné od nežádoucího jevu timewalk, který je způsoben elektronikou a nyní přistoupíme ke kalibraci hloubky interakce v závislosti na čase. Ze znalosti polohy místa vniku mionu do senzoru a polohy, kde mion sensor opustil je vypočítána geometrická trajektorie mionu letícího senzorem. Právě na základě znalosti geometrické dráhy letu mionu senzorem můžeme jednotlivým pixelům, ve kterých mion interagoval, přiřadit hloubku v senzoru, ve které k interakci došlo, v závislosti na době driftu nosičů náboje pro daný pixel. Geometricky vypočítaná hloubka interakce v jednotlivých

pixelech v závislosti na době driftu  $t_{drift}$  pro daný pixel je zobrazena na Obr. 2.20. Tloušťka senzoru je rozdělena na 40 stejných úseků a je určena průměrná doba driftu náboje ke sběrným elektrodám z každého úseku. Tyto úseky jsou posléze proloženy lineární funkcí

$$z(t_{drift}) = at_{drift} + b, \quad (2.4)$$

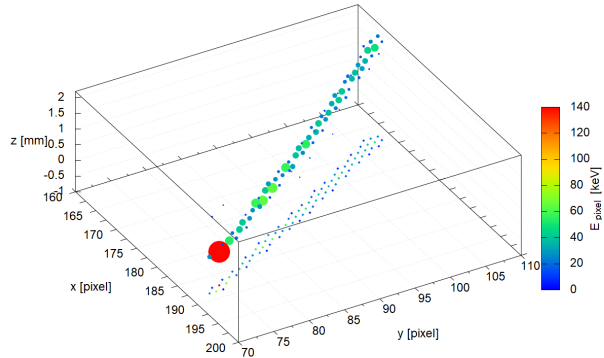
metodou nejmenších čtverců a jsou získány parametry  $a = (0,0243 \pm 0,0002)$  mm/ns,  $b = (0,060 \pm 0,008)$  mm. Průměrné hodnoty  $t_{drift}$  proložené lineární funkcí jsou na Obr. 2.21, obdobně je kalibrace provedena v [11]. Pomocí lineární funkce 2.4 bude dále v této práci rekonstruována hloubka interakce z naměřené doby driftu  $t_{drift}$ .

### 3D Rekonstrukce stop některých detekovaných interakcí

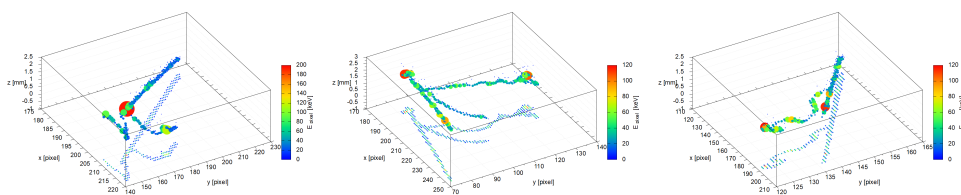
V této sekci je ukázáno několik stop některých detekovaných interakcí. Nejprve je provedena korekce na timewalk popsaná výše a následně je hloubka interakce v daném pixelu získána dosazením doby sběru nosičů náboje  $t_{drift}$  do rovnice 2.4. U rekonstruovaných stop je použit předpoklad, že daná interakce nastala současně ve všech pixelech, ve kterých byl překročen globálně nastavený práh energie 5,02 keV.

Na Obr. 2.22 je zobrazena rekonstrukce stopy jednoho z detekovaných mionů, které byly použity pro kalibraci hloubky interakce z v závislosti na  $t_{drift}$ . Konkrétně se jedná o mion, jehož stopa je ukázána ve 2D na Obr. 2.15.

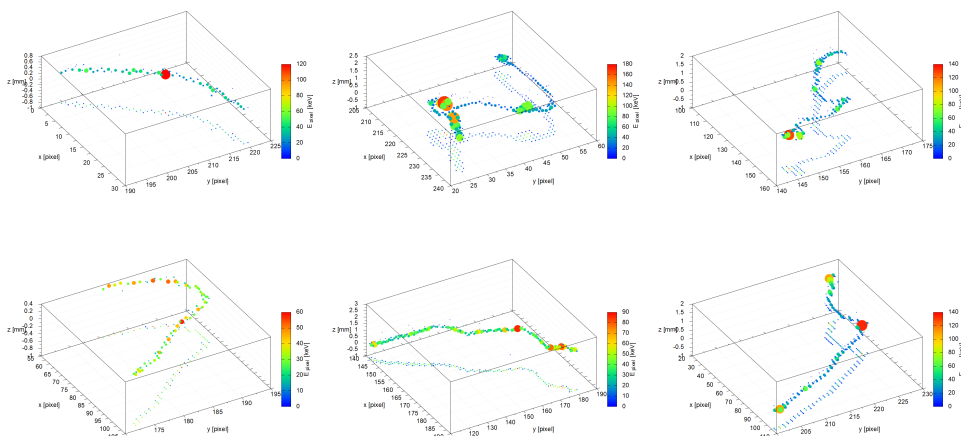
Na Obr. 2.23 jsou ukázány rekonstruované 3D stopy mionů s přidruženými interakcemi, jejichž 2D stopy jsou zobrazené na Obr. 2.16. Na Obr. 2.24 jsou zobrazeny 3D rekonstrukce stop některých dalších interakcí. Všimněme si, že vždy alespoň jeden pixel z těchto interakčních stop se nachází v  $z = 0$  mm. Je to dáno tím, že hloubka interakce, jejíž stopa není napříč celou tloušťkou detektoru, lze určit pouze relativně. To znamená, že lze určit rozměr interakce na ose  $z$ , ale nelze určit, v jaké hloubce senzoru k interakci došlo a pixel, ve kterém došlo k překročení globálně nastavené prahové hodnoty energie (treshold) jako první, je umístěn do  $z = 0$  mm.



**Obrázek 2.22:** Rekonstruovaná stopa jednoho z detekovaných mionů, který byl zařazen do statistiky pro kalibraci hloubky interakce v závislosti na  $t_{drift}$ . Jedná se o tutéž stopu mionu jako na Obr. 2.15.



Obrázek 2.23: Rekonstrukce stop interakcí mionů s přidruženou interakcí.



Obrázek 2.24: Rekonstrukce stop některých dalších detekovaných interakcí.

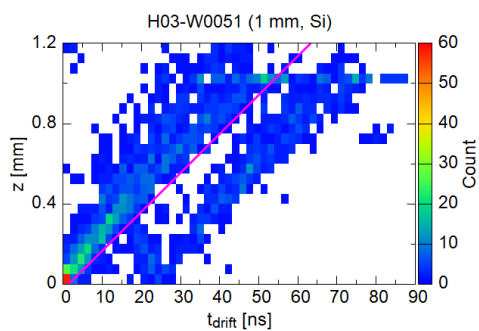
## 2.4.2 Si detektor se senzorem tloušťky 1 mm

Nyní se pokusme provést kalibraci hloubky interakce pro modul s Si senzorem. Postup je totožný jako pro detektor s CdTe senzorem (viz 2.4.1), proto pouze uvedme dílčí výsledky.

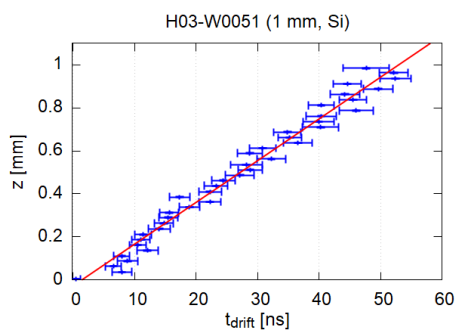
Během měření byl detektor stabilizován na teplotě 20 °C a bylo aplikováno  $bias = 450$  V. Opět je nejprve provedena korekce na jev timewalk a jsou vyloučeny všechny miony jejichž stopa končí nebo začíná na okraji senzoru. Také jsou vybrány pouze miony, které interagovaly alespoň v 30 pixelech senzoru. Kalibrace je provedena na základě vzorku 45 mionů.

Geometricky vypočítaná hloubka interakce v jednotlivých pixelech v závislosti na době driftu  $t_{drift}$  pro daný pixel je zobrazena na Obr. 2.25. Tloušťka senzoru je rozdělena na 40 stejných úseků a je určena průměrná doba driftu náboje ke sběrným elektrodám z každého úseku. Tyto úseky jsou posléze proloženy metodou nejmenších čtverců lineární funkcí 2.4, čímž získáme parametry  $a = (0,0194 \pm 0,0004)$  mm/ns,  $b = (-0,03 \pm 0,01)$  mm. Průměrné hodnoty  $t_{drift}$  proložené lineární funkcí jsou na Obr. 2.26.

Jak již bylo řečeno v 2.3.2, na senzor je pravděpodobně aplikováno příliš nízké napětí, což způsobuje zpožděné (a nepravidelné) vyčtení interakcí zejména z horních vrstev senzoru. Do kalibrace jsou tedy zaneseny nežádoucí artefakty zpožděného vyčítání některých pixelů z dané interakce, které vidíme na Obr. 2.25.



**Obrázek 2.25:** Bodový graf doby driftu v závislosti na geometricky vypočtené hloubce interakce.



**Obrázek 2.26:** Hloubka interakce  $z$  v závislosti na  $t_{drift}$  a získaná lineární funkce  $z(t_{drift}) = (0,0194 \pm 0,0004)t_{drift} - (0,03 \pm 0,01)$ .

## Kapitola 3

### Konstrukce Comptonovy kamery

Comptonova kamera je zobrazovací zařízení vyvíjené pro aplikaci v různých oblastech lidského poznání. Například pro astronomii [23]-[28], lékařské zobrazování [29]-[34] a monitorování radiace v prostředí [35]-[37]. Aplikace Comptonovy kamery v nukleární medicíně byla poprvé navržena Toddem et al. [38], protože nevyžaduje mechanický kolimátor a je možné současné zobrazení radionuklidů v širokém zorném poli a v širokém energetickém rozsahu (několik desítek keV až několik MeV) [34]. Tato kamera dokáže na základě kinematiky Comptonova rozptylu detekovat směr gama záření emitovaného radioizotopy. Comptonova kamera je založena na principu detekce energie a polohy Comptonova rozptylu a následné absorpce rozptýleného fotonu, to je popsáno v sekci 1.5. Pro jednotlivé fotony v kameře dochází k Comptonovu rozptylu a fotoabsorpci.

Použitím polovodičových pixelových detektorů lze dosáhnout vysokého energetického a polohového rozlišení jednotlivých interakcí, díky tomu lze dosáhnout i vysokého úhlového rozlišení. Již byly představené Comptonovy kamery založené na detektorech s vyčítacím čipem Timepix3. Jednosenzorové kameře s čipem Timepix3 jsou věnovány práce [13], [39], [11], dvousenzorová kamera byla představena v [12].

V následujícím textu se věnujeme konstrukci Comptonovy kamery s jedním a dvěma senzory sestavené právě z detekčních modulů AdvaPix Timepix3, které byly představeny v sekci 2.1. Nejprve jsou kamery otestované pomocí známých zdrojů záření a na závěr je provedeno měření na tokamaku Golem.

#### 3.1 Jednosenzorová Comptonova kamera

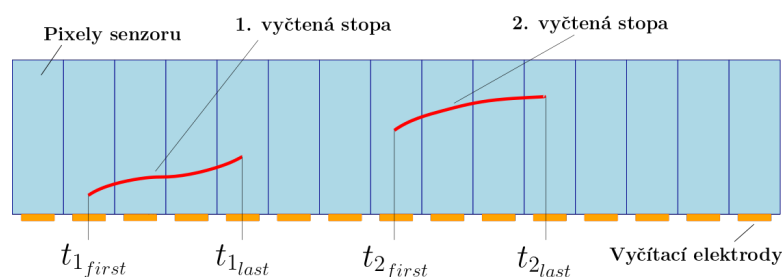
Jednosenzorová Comptonova kamera je vytvořena z jednoho detekčního modulu AdvaPix Timepix3 se senzorem z teluridu kadmia (CdTe) o tloušťce 2 mm. Aplikované *bias* ovlivňuje účinnost sběru náboje. S poklesem absolutní hodnoty předpětí klesá účinnost sběru náboje, to vede k degradaci energetického rozlišení a klesá driftová rychlost nosiče náboje, což vede k lepšímu hloubkovému rozlišení [19]. Cílem je provozovat kameru u tokamaku Golem, který je zdrojem intenzivního rentgenového záření a senzor detektoru bude v těchto podmínkách vystaven vysokému toku fotonů za krátký časový úsek. Interakce detekované v senzoru potřebujeme vyčítat co možná nejrychleji.

Proto je detektor provozován při  $bias = -450$  V na úkor hloubkového rozlišení interakcí, ale zlepšení možnosti zachytit pouze dvě interakce během doby odpovídající  $t_{drift}$ . Vyšší absolutní hodnotou aplikovaného  $bias$  je však zlepšeno energetické rozlišení a simulace ukázaly, že na kvalitu rekonstruovaného obrazu jednosenzorové kamery má větší negativní vliv právě energetické rozlišení než neurčitost hloubky interakce v senzoru. Při provozování detekčního modulu jako Comptonovy kamery je tedy vhodné použití vyšší absolutní hodnoty  $bias$ . Detekční modul byl při každém měření stabilizován na teplotě  $20$  °C a provozován v režimu ToA + ToT.

### 3.1.1 Selektce událostí a rekonstrukce

Pro naměřená data jsou nejprve vytvořeny rozšířené klastry (popsány v sekci 2.2) a je provedena korekce na timewalk (viz sekce 2.3). Následně jsou hledány páry Comptonova rozptylu a fotoabsorpce. Na tyto páry je kladena podmínka, že součet energie z jednotlivých interakcí náleží do intervalu z energetického spektra, pro který je vytvářena rekonstrukce. Další podmínkou je, že čas detekce těchto interakcí se nemůže lišit více než je doba driftu nosičů náboje ze svrchní strany senzoru k vyčítacím elektrodám. Samozřejmě je možné, aby během nastaveného časového okna nastalo i více než 2 interakce. Takovéto případy jsou vyloučeny a dále nejsou zpracovávány.

Dobu driftu v ns získáme vyjádřením  $t_{drift}$  ze vztahu 2.4 a pro CdTe senzor tloušťky 2 mm s aplikovaným  $bias = -450$  V získáme  $t_{drift} = 82$  ns. Záření dopadá na svrchní stranu senzoru. Jelikož stopy interakcí mají obvykle velikost několika pixelů, které nejsou vyčtené ve stejném čase, do podmínky pro koincidenci jednotlivých interakcí tuto skutečnost zahrneme tak, že zkoumáme zda čas nejpozději vyčteného pixelu první vyčtené interakce  $t_{1_{last}}$  a čas prvního vyčteného pixelu druhé vyčtené interakce  $t_{2_{first}}$  se neliší o více než  $t_{drift} = 82$  ns. Časy vyčtení stop jednotlivých interakcí jsou znázorněny na Obr. 3.1. Následujícím krokem je z každé interakce určit pixel, který



**Obrázek 3.1:** Znázornění časů vyčtení dvou stop ze senzoru.

bude považován za referenční pro danou interakci. Jeho souřadnice budou považovány za polohy, kde došlo k rozptylu nebo absorpci. Časy, kdy došlo k vyčtení těchto referenčních pixelů, budou použité pro výpočet rozdílu hloubky interakcí. Za takový pixel považujeme ten, ve kterém byla deponována nejvyšší energie z celé stopy interakce.

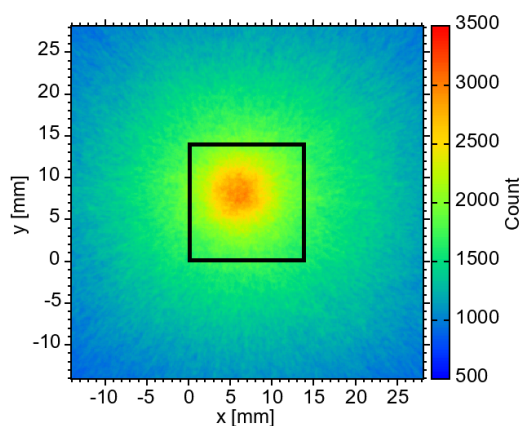


Po určení referenčních pixelů vypočteme jejich rozdíl hloubky, ve které v senzoru interagovaly. Lze určit pouze vzájemnou polohu těchto dvou interakcí, jelikož předpokládáme, že ani jedna z interakcí neinteragovala napříč celou tloušťkou senzoru, což by bylo třeba pro určení absolutní hloubky interakce v daném pixelu senzoru. Rozdíl hloubky interakcí určíme pomocí vzorce 2.4, tedy  $\Delta z = a|\Delta t|$ .

Nyní určíme, která ze dvou interakcí je Comptonův rozptyl a která absorpce. Lze předpokládat, že stopa, která byla vyčtena jako druhá v pořadí, se nachází blíže svrchní straně senzoru a patří interakci Comptonova rozptylu. Druhá stopa by automaticky patřila interakci absorpce. Nemusí to však platit vždy a proto o finálním pořadí interakcí rozhodneme použitím vztahu odvozeného Kleinem a Nishinou 1.15. Nejprve jsou provedeny dva výpočty úhlu Comptonova rozptylu 1.17 tak, že pro každý výpočet je prohozeno pořadí interakcí, tedy energií pro rozptyl a absorpci. Poté jsou obě varianty pořadí energie interakcí a úhlu rozptylu dosazeny do Klein-Nishinova vztahu 1.15 a ta varianta pořadí interakcí, pro kterou je vyšší pravděpodobnost, že nastane rozptyl do vypočteného úhlu rozptylu, je přijata.

Interakce vyhodnocená jako Comptonův rozptyl je umístěna na svrchní stranu senzoru a vůči ní je do patřičné hloubky umístěna interakce absorpce (viz Obr. 1.20). Na závěr je pro dané uspořádání provedena rekonstrukce popsaná v sekci 1.5.2.

Senzor je vždy vůči zobrazovací rovině umístěn tak, že roh senzoru je v poloze  $\langle 0; 0 \rangle$  a střed senzoru se nachází ve středu zobrazovací roviny. Pro lepší představu je poloha senzoru zakreslena do obrazu rekonstrukcí na Obr. 3.2.



**Obrázek 3.2:** Umístění senzoru vůči zobrazovací rovině.

### 3.1.2 Funkce bodového rozšíření a dekonvoluce obrazu

Kvalitu rekonstruovaného obrazu lze zlepšit použitím 2D dekonvolučního filtru [40]. Pro dekonvoluci obrazu je třeba znát odezvu detektoru na ideální bodový zdroj, rekonstrukcí ideálního bodového zdroje získáme obraz funkce bodového rozšíření (Point Spread Function - PSF). Obraz takové funkce byl získán rekonstrukcí simulovaných událostí popsaných v sekci 1.6 a to simulací se zahrnutím všech popisovaných jevů. Do simulací byl ještě navíc zahrnut předpoklad, že ve 20 % případů dojde k chybnému určení pořadí interakcí, kdy je rozptyl zaměněn za absorpci a naopak. Simulace je vždy vytvořena pro 100 000 událostí rozptylu a absorpce. Funkce bodového rozšíření je vytvořena

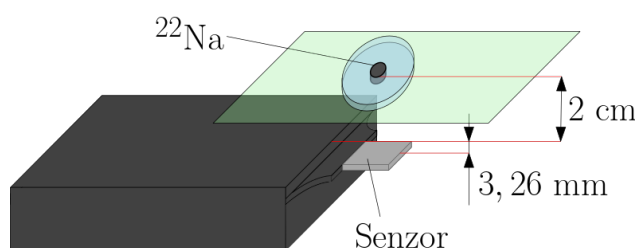
rekonstrukcí na zobrazovací rovinu o stejné velikosti jako má zobrazovací rovina použitá pro rekonstrukci naměřených dat. Před provedením samotné dekonvoluce je možné odečíst pozadí z rekonstruovaného obrazu, čímž může být více zvýrazněna oblast polohy zdroje záření. Použitý dekonvoluční iterační algoritmus Richardson-Lucy je k nalezení v [41].

### 3.1.3 Měření vzorků radionuklidů jednosenzorovou Comptonovou kamerou

Pro ověření funkčnosti bylo provedeno několik měření s různými zdroji záření ( $^{22}\text{Na}$ ,  $^{131}\text{I}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ) umístěnými v různých polohách a vzdálenostech vůči senzoru. Cílem těchto měření je ověřit funkčnost jednosenzorové Comptonovy kamery z detekčního modulu AdvaPix Timepix3 s CdTe senzorem tloušťky 2 mm.

#### Měření s $^{22}\text{Na}$ - vzorek pod senzorem

První měření bylo provedeno se zdrojem  $^{22}\text{Na}$ . Vzorek byl umístěn do vzdálenosti 2 cm od horní strany detektoru. Naměřená data byla zpracována a obraz byl zrekonstruován na zobrazovací rovinu umístěnou do vzdálenosti 2 cm od horní strany detektoru. Schématické zobrazení experimentálního uspořádání je na Obr. 3.3. Fotografie experimentálního uspořádání je na Obr. 3.4.

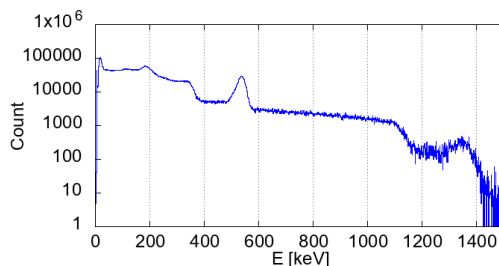


**Obrázek 3.3:** Schématické znázornění uspořádání experimentu.



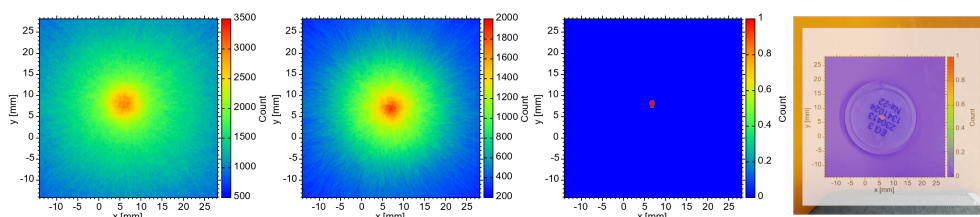
**Obrázek 3.4:** Fotografie uspořádání experimentu.

**Výsledky.** Do provedené rekonstrukce jsou zahrnuty páry interakcí jejichž součet energií náleží do intervalu  $500 \text{ keV} \leq E \leq 560 \text{ keV}$ , na Obr. 3.5 je zobrazeno naměřené energetické spektrum. Po zpracování naměřených dat a provedení rekonstrukce je získán obraz zdroje záření na zobrazovací rovině umístěné 2 cm od svrchní strany detektoru, obraz je zobrazen na Obr. 3.6. Strana jednoho pixelu zobrazovací roviny je 110  $\mu\text{m}$ .



**Obrázek 3.5:** Naměřené energetické spektrum  $^{22}\text{Na}$ .

Nyní provedeme dekonvoluci zrekonstruovaného obrazu zdroje záření. Jako funkce bodového rozšíření (PSF) byl použit obraz simulace ideálního bodového zdroje s energií 511 keV umístěného 2 cm nad detektorem (stejná vzdálenost jako v experimentálním uspořádání), obraz je zobrazen na Obr. 3.7. Po dekonvoluci se kvalita zrekonstruovaného obrazu zdroje záření výrazně zlepšila. Dekonvoluovaný obraz je na Obr. 3.8. Na Obr. 3.9 je porovnán dekonvoluovaný obraz s fotografií měřeného vzorku. Velikost plastového pouzdra vzorku na fotografii je s dekonvoluovaným obrazem v měřítku 1:1.



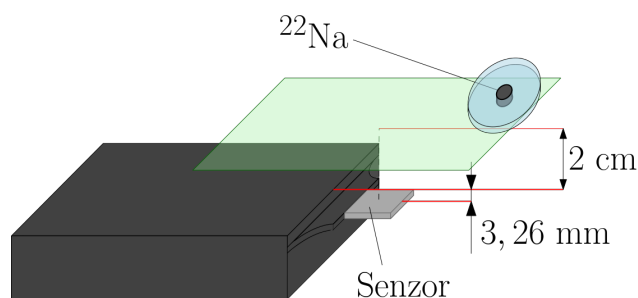
**Obrázek 3.6:** Obraz zdroje záření  $^{22}\text{Na}$  rekonstruovaný na zobrazovací rovinu umístěnou 2 cm nad svrchní stranou detektoru. Rekonstrukce je provedena pro 500 – 560 keV.

**Obrázek 3.7:** Vygenerovaný obraz bodového zdroje  $^{22}\text{Na}$  umístěného 2 cm nad detektorem použitý jako funkce bodového rozšíření (PSF).

**Obrázek 3.8:** Dekonvoluovaný obraz rekonstruovaného etalonu záření  $^{22}\text{Na}$  vzdáleného 2 cm od svrchní strany detektoru.

**Obrázek 3.9:** Porovnání dekonvoluovaného obrazu a fotografie měřeného vzorku. Dekonvoluovaný obraz a vzorek na fotografii jsou v měřítku 1:1.

Tímto měřením byla získána představa o reálném fungování jednosenzorové Comptonovy kamery. V následujících měření podrobíme kameru testům funkčnosti pro případy použití více zdrojů záření nebo posunutí vzorku tak, aby se nenacházel přímo pod senzorem.



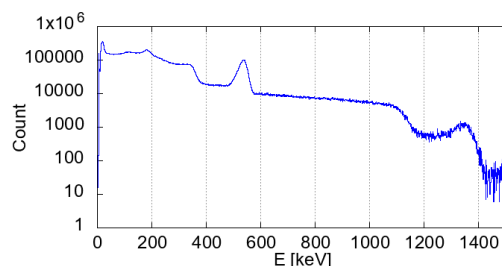
**Obrázek 3.10:** Schématické znázornění uspořádání experimentu.



**Obrázek 3.11:** Fotografie uspořádání experimentu.

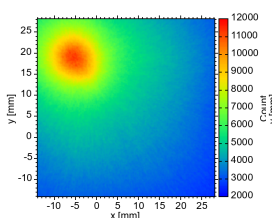
### ■ Měření s $^{22}\text{Na}$ - Posunutí vzorku vůči senzoru

Měření bylo opět provedeno se vzorkem  $^{22}\text{Na}$  umístěným 2 cm od svrchní strany detektoru. Vzorek byl posunut tak, aby se nenacházel přímo pod senzorem, schématické zobrazení experimentálního uspořádání je na Obr. 3.10. Záření tedy na senzor dopadá pod určitým úhlem a nyní budeme zkoumat, zda je možné rekonstruovat polohu tohoto zdroje představenou Comptonovou kamerou. Fotografie experimentálního uspořádání je na Obr. 3.11. Byl použit stejný vzorek  $^{22}\text{Na}$  jako v předchozím měření.

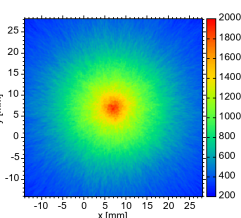


**Obrázek 3.12:** Naměřené energetické spektrum  $^{22}\text{Na}$ .

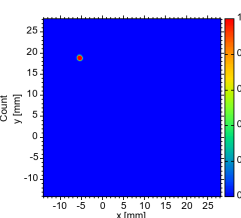
**Výsledky.** Naměřené energetické spektrum z tohoto měření je na Obr. 3.12. Rekonstrukce je opět provedená z párů interakcí jejichž součet energií náleží do intervalu energetického spektra 500 – 560 keV. Zobrazovací rovina je opět umístěna do vzdálenosti zdroje záření od senzoru, tedy 2 cm od svrchní strany detektoru. Na zrekonstruovaný obraz, zobrazený na Obr. 3.13, byl použit stejný dokonvoluční obraz jako v předchozím případě (viz Obr. 3.7) a výsledný obraz po dekonvoluci je zobrazen na Obr. 3.15. Tímto měřením byla prokázána funkčnost kamery i v případě, kdy vzorek není umístěn přímo pod senzorem.



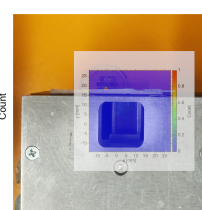
**Obrázek 3.13:** Obraz zdroje záření  $^{22}\text{Na}$  rekonstruovaný na zobrazovací rovinu umístěnou 2 cm nad svrchní stranou detektoru. Rekonstrukce je provedena pro 500 – 560 keV.



**Obrázek 3.14:** Vygenerovaný obraz bodového zdroje  $^{22}\text{Na}$  umístěného 2 cm nad detektorem použitý jako funkce bodového rozšíření (PSF).



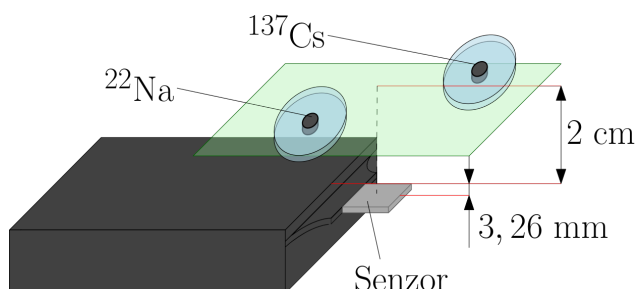
**Obrázek 3.15:** Dekonvoluovaný obraz rekonstruovaného etalonu záření  $^{22}\text{Na}$  vzdáleného 2 cm od svrchní strany detektoru.



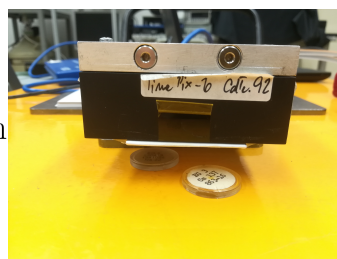
**Obrázek 3.16:** Porovnání dekonvoluovaného obrazu a fotografie měřeného vzorku. Dekonvoluovaný obraz a vzorek na fotografii jsou v měřítku 1:1.

### ■ Současné měření s $^{22}\text{Na}$ a $^{137}\text{Cs}$

V tomto měření overíme schopnost rekonstrukce více zdrojů záření, které ozařovaly senzor současně. Senzor byl ozařován vzorkem  $^{22}\text{Na}$  a  $^{137}\text{Cs}$ . Vzorky byly umístěné 35 mm od sebe a vzdálenost od svrchní strany byla opět 2 cm. Schématické zobrazení experimentálního uspořádání je na Obr. 3.17, fotografie je na Obr. 3.18.

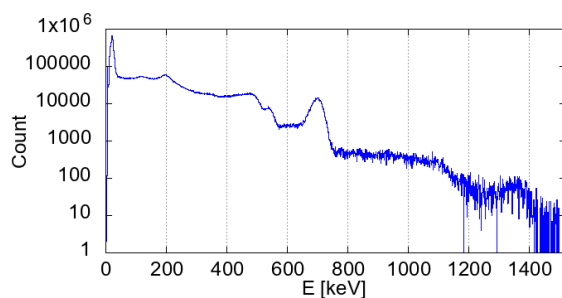


**Obrázek 3.17:** Schématické znázornění uspořádání experimentu současněho měření vzorků  $^{22}\text{Na}$  a  $^{137}\text{Cs}$ .

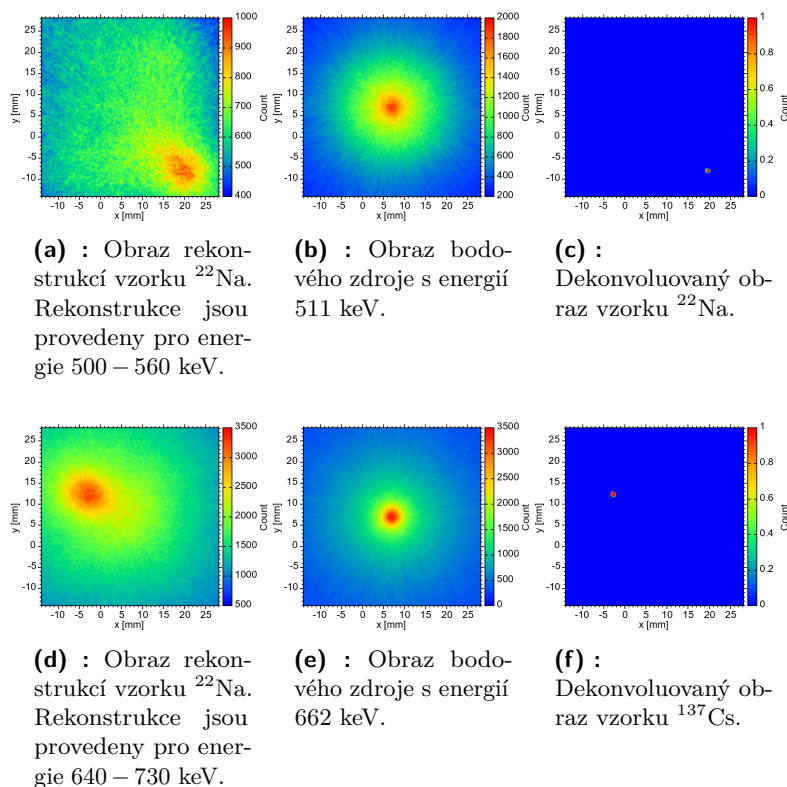


**Obrázek 3.18:** Fotografie uspořádání experimentu současněho měření vzorků  $^{22}\text{Na}$  a  $^{137}\text{Cs}$ .

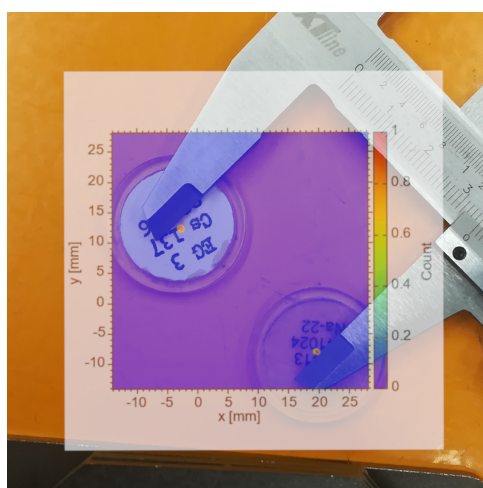
**Výsledky  $^{22}\text{Na}$  a  $^{137}\text{Cs}$ .** Z energetického spektra zobrazeného na Obr. 3.19 jsou určeny intervaly pro energie párů interakcí. Pro  $^{22}\text{Na}$  vybíráme dvojice interakcí, jejichž součet energie je 500 – 560 keV a pro  $^{137}\text{Cs}$  vybíráme páry, jejichž energie je 640 – 730 keV. Provedené rekonstrukce z vybraných interakcí pro  $^{22}\text{Na}$  jsou na Obr. 3.20a pro  $^{22}\text{Na}$  a na Obr. 3.20d jsou zrekonstruované páry interakcí rozptylu a absorpce pro  $^{137}\text{Cs}$ . Pro provedení dekonvoluce obrazu pro  $^{22}\text{Na}$  byl opět použit již vygenerovaný obraz funkce bodového rozšíření z předchozího měření. Stejným způsobem byl vytvořen i obraz bodového zdroje s energií 662 keV použitý jako obraz funkce bodového rozšíření pro dekonvoluci obrazu vzorku  $^{137}\text{Cs}$ . Výsledné obrazy po dekonvoluci obrazů rekonstrukcí jsou zobrazeny na Obr. 3.20f pro  $^{22}\text{Na}$  a na Obr. 3.20f pro  $^{137}\text{Cs}$ . Na Obr. 3.21 jsou porovnány dekonvoluované obrazy s fotografií měřených vzorků, dekonvoluované obrazy a velikosti pouzder zářičů jsou v měřítku 1:1.



**Obrázek 3.19:** Naměřené energetické spektrum  $^{22}\text{Na}$  +  $^{137}\text{Cs}$ .



**Obrázek 3.20:** Na obrázcích vlevo jsou zobrazené obrazy rekonstrukcí pro dané vzorky. Na obrázcích vprostřed jsou zobrazené obrazy získané rekonstrukcí vygenerovaných událostí pro fotony s danou energií před rozptylem. Tyto obrazy jsou použité jako obrazy funkce bodového rozšíření (PSF) pro dekonvoluci obrazu na obrázku vlevo. Na obrázcích vpravo jsou dekonvoluované obrazy pro daný vzorek. Zobrazovací rovina je umístěná 2 cm nad svrchní stranou detektoru a velikost strany jednoho pixelu je 0,11 mm.



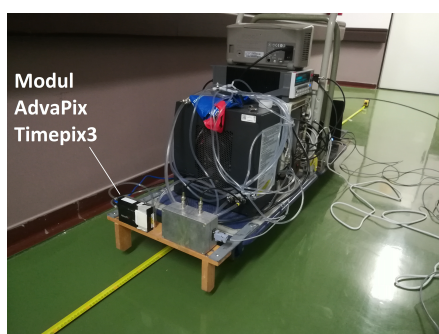
**Obrázek 3.21:** Porovnání dekonvoluovaných obrazů a fotografie vzorků. Dekonvoluovaný obraz a vzorky na fotografii jsou v měřítku 1:1.

### 3.1.4 Měření se vzorky $^{131}\text{I}$

Po úspěšném laboratorním otestování Comptonovy kamery na etalonech záření gama bylo v Nemocnici Motol provedeno měření se vzorky radiofarmak  $^{131}\text{I}$ . Cílem těchto měření je ověření funkce Comptonovy kamery (a detektoru samotného) při vystavení senzoru vysokému toku fotonů, jehož zdrojem jsou právě vzorky  $^{131}\text{I}$ . Měření jsou realizována pro různé vzdálenosti detektoru od vzorků. Vysokým tokem fotonů na senzor simulujeme případ umístění detektoru u tokamaku, který je intenzivním zdrojem rentgenového záření. Rozdílem však je, že intenzita tokamakem produkovaného záření je prakticky nahodilá a krátkodobá. Jedním z intenzivních zdrojů jsou zdroje používané v lékařství, například použitý  $^{131}\text{I}$ .

#### Experimentální uspořádání a průběh experimentu

Jak již bylo řečeno, zdrojem záření byly vzorky  $^{131}\text{I}$ , konkrétně tři válcové ampule o aktivitách 946 MBq, 352 MBq a 863 MBq při pohledu zleva doprava na Obr. 3.23. Důvod pro současné použití tří vzorků je kvůli vytvoření co nejvyššího toku fotonů na senzor detektoru. Detektor byl opět provozován v režimu ToA + ToT a stabilizován na teplotě 20 °C. Detekční modul



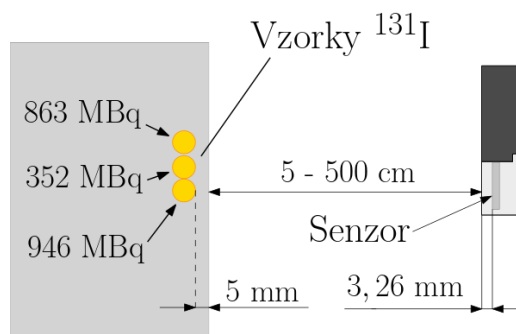
**Obrázek 3.22:** Umístění detekčního modulu na vozíku.



**Obrázek 3.23:** Vzorky  $^{131}\text{I}$  o aktivitách 946 MBq, 352 MBq a 863 MBq při pohledu zleva doprava.

spolu s chladícím zařízením byl umístěn na vozíku, aby bylo možné detektor volně nastavovat do požadovaných vzdáleností od zdroje záření. Aparatura umístěná na vozíku je zobrazena na Obr. 3.22. Při rekonstrukci Comptonovou kamerou je nutné znát vzdálenost zářiče od senzoru. Je tedy změřena vzdálenost vzorků od hrany krabice, na které jsou umístěny a v datasheetu detektoru [16] je nalezena vzdálenost senzoru od vnějšího krytu detektoru. Obě tyto vzdálenosti je nutné přičíst ke vzdálenosti odečtené na pásovém měřidle viditelném na Obr. 3.22 a Obr. 3.23. Vzdálenost vzorků od hrany krabice byla 5 mm. Vzdálenost svrchní strany senzoru od vnější strany krytu detektoru je pro detektor s 2 mm CdTe senzorem 3,26 mm. Schématické znázornění experimentálního uspořádání je na Obr. 3.24. Měření byla provedena pro různé vzdálenosti detektoru od vzorků a jsou shrnuta v Tab. 3.1.

V naměřených spektrech by měl být jasně zřetelný pík kolem energie 364,5 keV. Záření o této energii tvoří 81,7 % gama spektra  $^{131}\text{I}$  [42]. Viditelný pík (pokud se neztratí v kontinuu) by mohl být také kolem energie 284,3 keV, která je ve spektru zastoupena z 81,7 %. Ještě by se nám mohly zobrazit píky kolem energie 637 keV a 723 keV, tyto energie jsou ve spektru zastoupeny ze 7,17 % a 1,77 %, nicméně neočekáváme, že budou příliš statisticky významné, jelikož detekční účinnost detektoru při těchto energiích je zhruba poloviční oproti detekční účinnosti prvních dvou uvedených píků [16].



**Obrázek 3.24:** Schématické znázornění experimentálního uspořádání vzorků a detektoru.

### ■ Analýza dat a výsledky

V Tab. 3.1 jsou uvedeny vzdálenosti pro jednotlivá měření a také průměrný počet zasažených pixelů za 1 s.

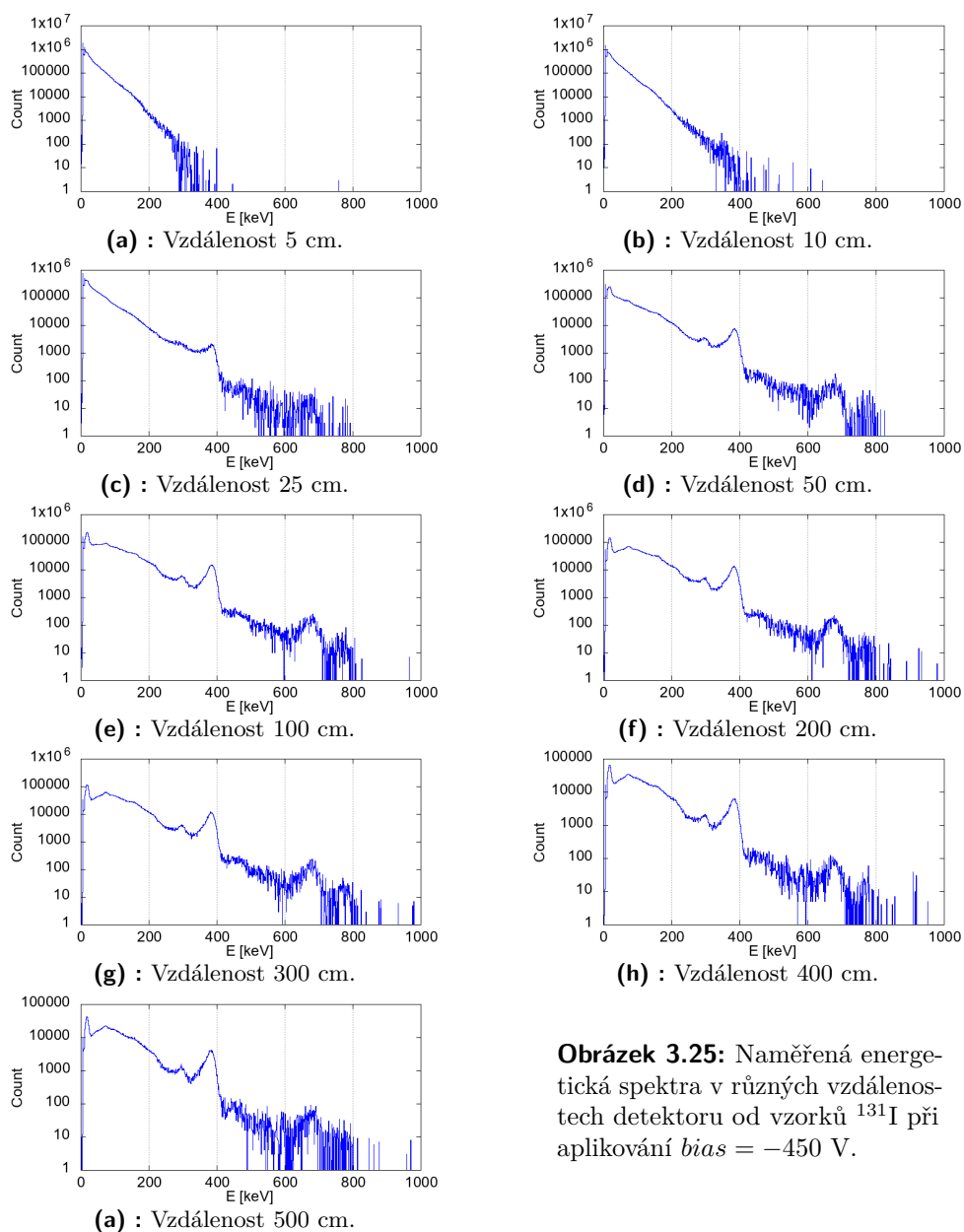
Vzdálenost detektoru od krabice se vzorky $^{131}\text{I}$ [m]	Doba jednoho měření [s]	Počet měření	Celková doba měření [s]	Průměrný počet zasažených pixelů za 1 s ( $N_p$ )	Průměrný počet rozšířených klastrů za 1 s ( $N_c$ )	$\frac{N_p}{N_c}$
0,05	0,008	598	4,784	7136348	6133911,162	1,163
0,1	0,015	600	9	3830374	3017096,222	1,270
0,25	0,05	600	30	1140186	651186,467	1,751
0,5	0,13	600	78	397428	153700,051	2,586
1	0,4	850	340	121184	33712,703	3,595
2	1,6	600	960	33537	8023,519	4,180
3	3	600	1800	15519	3558,159	4,361
4	5	350	1750	8943	2004,352	4,462
5	8	221	1768	5808	1275,209	4,555

**Tabulka 3.1:** Shrnutí jednotlivých měření pro  $bias = -450$  V při různých vzdálenostech detektoru od krabice se vzorky  $^{131}\text{I}$ . Je uveden také průměrný počet zasažených pixelů za 1 s, průměrný počet vytvořených rozšířených klastrů (počet stop interakcí) za 1 s a poměr průměrného počtu zasažených pixelů a vytvořených rozšířených klastrů za 1 s.

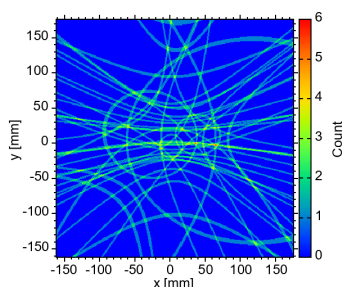
Vytvořme nyní z naměřených dat energetická spektra zobrazená na Obr. 3.25a - 3.26a. Vidíme, že pro vzdálenosti 5 a 10 cm není ve spektrech viditelný žádný z píků, který bychom očekávali. Jelikož detekční účinnost exponenciálně klesá s lineárně se zvyšující energií, je pravděpodobné, že během doby měření ve vzdálenosti 5 a 10 cm nebylo detekováno dostatečné množství událostí s vyššími energiemi. Tuto myšlenku podporuje i fakt, že poměr počtu zasažených



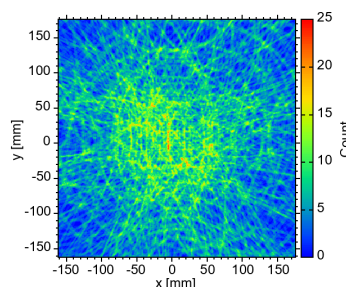
pixelů a počtu vytvořených rozšířených klastrů (stop interakcí) za 1 s je blízký jedné (viz Tab. 3.1) - je to vlastně průměrný počet pixelů, který obsahuje stopa jedné interakce. To znamená, že v senzoru interagovaly převážně fotony s nízkou energií (nemají dostatek energie pro vytvoření větší stopy). Tím, že jsou stopy interakcí malé, můžeme vyloučit i vznik pile-upů, které by mohly vznikat při vyšších tocích fotonů na senzor díky snížené schopnosti od sebe odlišovat jednotlivé stopy interakcí a to se něděje. Ve spektrech měřených při vzdálenostech od 25 cm jsou již zřetelné píky typické pro  $^{131}\text{I}$ . Lze předpokládat, že se Comptonovou kamerou nepodaří rekonstruovat obraz pro vzdálenosti 5 a 10 cm.



**Obrázek 3.25:** Naměřená energetická spektra v různých vzdálenostech detektoru od vzorků  $^{131}\text{I}$  při aplikování  $bias = -450$  V.



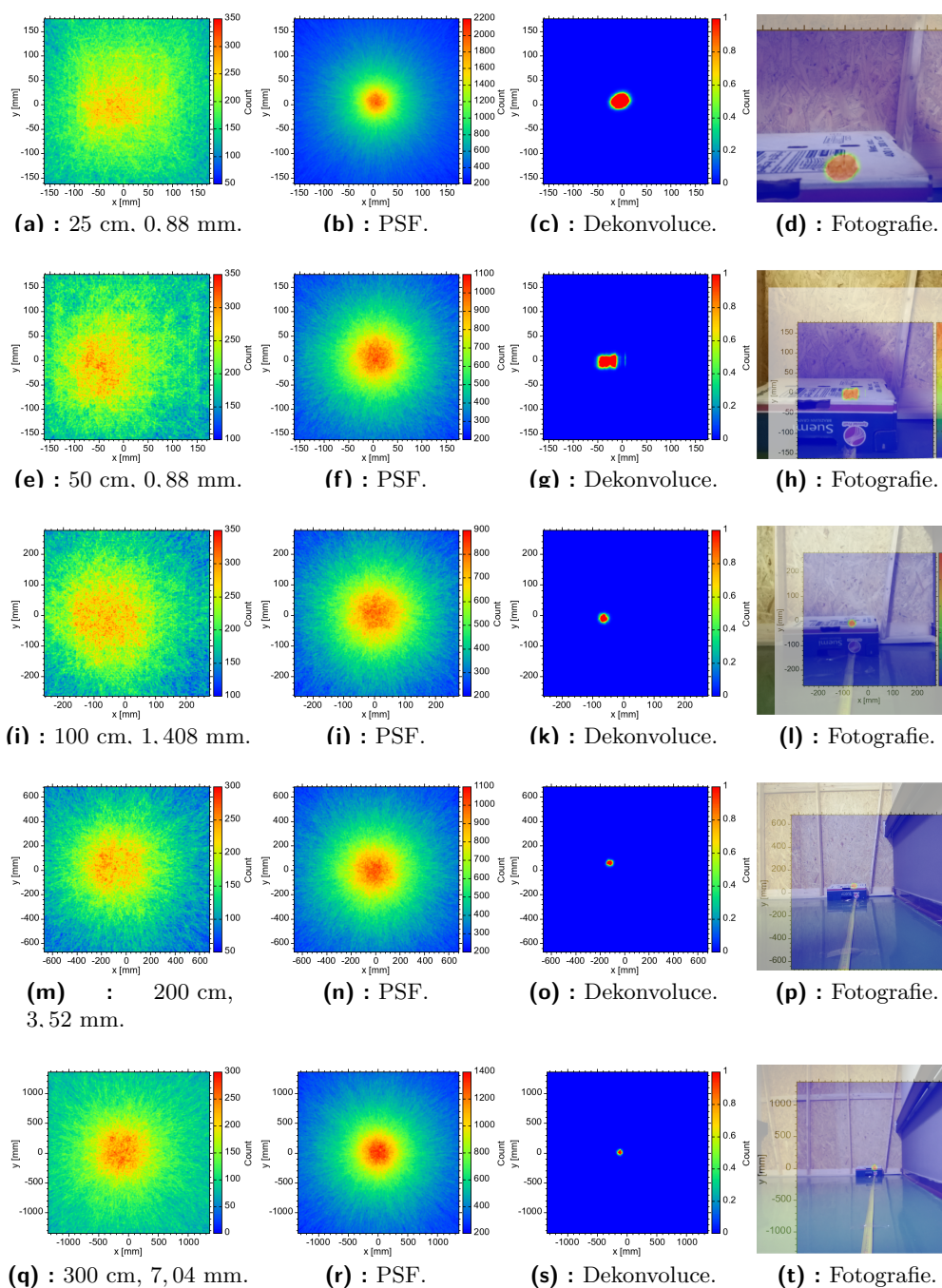
**Obrázek 3.27:** Obraz rekonstrukcí získaný z měření při vzdálenosti 5 cm detektoru vzorků. Jeden pixel na zobrazovací rovině je 0,88 mm.



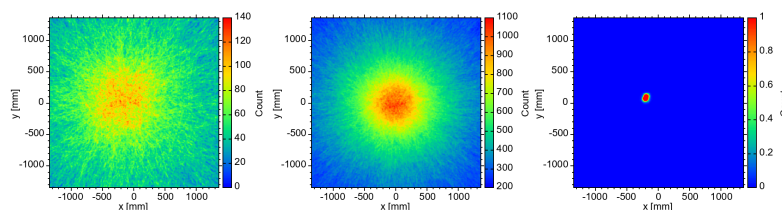
**Obrázek 3.28:** Obraz rekonstrukcí získaný z měření při vzdálenosti 10 cm detektoru vzorků. Jeden pixel na zobrazovací rovině je 0,88 mm.

Pokusme se tedy vytvořit obrazy rekonstrukcí z jednotlivých měření. Rekonstrukce jsou provedeny pro páry interakcí, jejichž součet je 350 – 395 keV (tj. energie fotonu před rozptylem). Výsledky jsou uvedeny na Obr. 3.29a až 3.35. Na řádku jsou vždy čtyři obrázky. Na prvním obrázku je zobrazen obraz získaný rekonstrukcí, na druhém je obraz použitý jako funkce bodového rozšíření pro danou vzdálenost vzorku od detektoru a danou velikost pixelu zobrazovací roviny. Obraz funkce bodového rozšíření byl opět získán rekonstrukcí simulovaných dat na dané zobrazovací roviny, tentokrát pro bodový zářič s energií 365 keV v příslušných vzdálenostech. Na třetím obrázku je vždy umístěn dekonvoluovaný obraz a na posledním obrázku je porovnán dekonvoluovaný obraz s fotografií vzorků pořízené z pozice detektoru. Velikost vzorků a přiložený dekonvoluovaný obraz jsou vždy v měřítku 1:1. Čtvrtý obrázek na řádku chybí pokud nebyla pořízena fotografie z pohledu detektoru. Pro rekonstrukce vzorků ve vzdálenosti 5 a 10 cm od detektoru nebyla dekonvoluce prováděna jelikož se nepodařilo vytvořit obrazy s dostatečným množstvím událostí (viz Obr. 3.27 a Obr. 3.28). Nejlepšího výsledku bylo dosaženo při měření ve vzdálenosti 50 cm. V tomto případě se podařila zrekonstruovat nejen poloha umístění vzorků, ale jsou patrné dokonce i obrysy jednotlivých vzorků.

Současnými měřeními tří vzorků  $^{131}\text{I}$  o aktivitách 946 MBq, 352 MBq a 863 MBq v různých vzdálenostech od detektoru se podařilo prokázat schopnost Comptonovy kamery rekonstruovat polohy vzorků i při vzdálenostech několika metrů. Rekonstruovaný obraz polohy vzorků se nepodařilo vytvořit pro vzdálenost vzorků 5 a 10 cm, pravděpodobně proto, že na senzor dopadalo příliš mnoho fotonů s nízkou energií (řádově desítky keV), které jsou detekovány s mnohem vyšší účinností, než fotony s energií řádově několik stovek keV. Z tohoto důvodu pravděpodobně nebylo detekováno (nebo se nepodařilo separovat) dostatečné množství párů rozptylu a absorpce, ze kterých by bylo možné vytvořit dostatečné obrazy rekonstrukcí, na jejichž základě by se dala usuzovat poloha a případně tvar použitých vzorků.



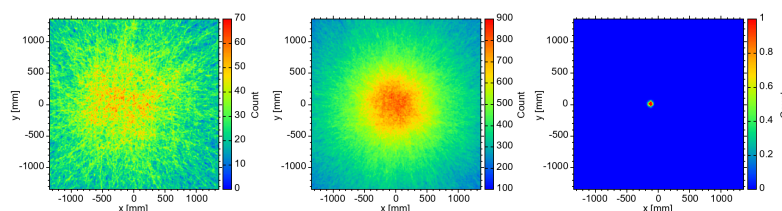
**Obrázek 3.29:** Na obrázcích vlevo jsou zobrazené obrazy rekonstrukcí pro vzorky  $^{131}\text{I}$  v dané vzdálenosti od detektoru (1. hodnota), rekonstrukce jsou provedeny na zobrazovací rovinu umístěnou ve stejné vzdálenosti jako vzorky. Velikost strany jednoho pixelu zobrazovací roviny je uvedena u obrázku (2. hodnota). Stejná zobrazovací rovina je použita i pro rekonstrukci simulovaných událostí jejichž obraz je použit jako funkce bodového rozšíření (PSF) pro provedení dekonvoluce (druhý obrázek zleva). Na třetím obrázku zleva je zobrazen dekonvoluovaný obraz rekonstrukcí pro danou vzdálenost vzorku. Na čtvrtém obrázku zleva je porovnán dekonvoluovaný obraz s fotografií vzorků pořízenou z pozice detektoru. Velikost vzorů na fotografii a škála přiloženého obrazu jsou v měřítku 1:1. Stejný popis je platný i pro Obr. 3.30 - 3.35.



**Obrázek 3.30:** 400 cm, 7,04 mm.

**Obrázek 3.31:** PSF.

**Obrázek 3.32:** De-konvoluce.



**Obrázek 3.33:** 500 cm, 7,04 mm.

**Obrázek 3.34:** PSF.

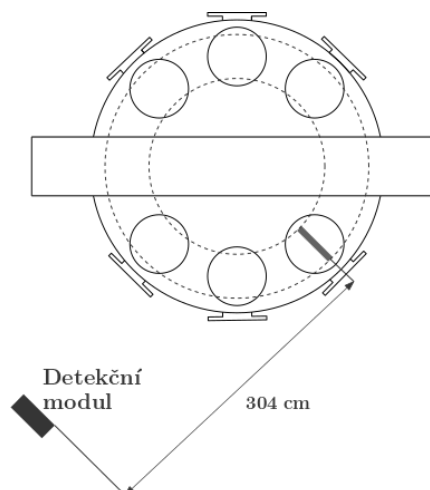
**Obrázek 3.35:** De-konvoluce.

### 3.1.5 Jednosenzorová Comptonova kamera na tokamaku Golem

Vyvrcholením konstrukce jednosenzorové Comptonovy kamery je ověření její funkčnosti při použití na tokamaku Golem.

Detektor byl umístěn v ekvatoriální rovině (equatorial plane) ve vzdálenosti zhruba 304 cm od limiteru tokamaku. Schématické znázornění umístění detektoru vůči tokamaku je zobrazeno na Obr. 3.36. Na Obr. 3.37 je vyfotografováno umístění detektoru a na fotografii 3.38 je pohled z pozice detektoru na tokamak Golem. Na cívky toroidálního magnetického pole bylo aplikováno napětí  $U_{B_t} = 800$  V a na primární vinutí bylo přivedeno napětí  $U_{cd} = 450$  V. Pro všechny zkoumané výboje byl tokamak provozován ve

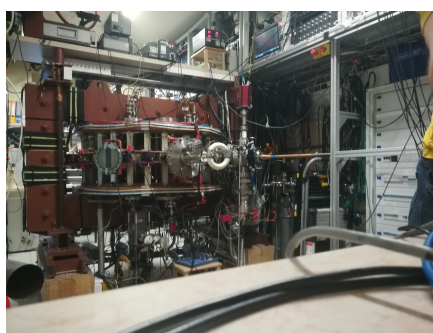
stejném režimu. Detailní nastavení veškerých parametrů tokamaku Golem je možné dohledat na stránkách jednotlivých výbojů, například výboj #39048 [43].



**Obrázek 3.36:** Schématické znázornění umístění detektoru v laboratoři tokamaku Golem. [clanek ieee]



**Obrázek 3.37:** Fotografie umístění detektoru AdvaPix Timepix3 v laboratoři tokamaku Golem.

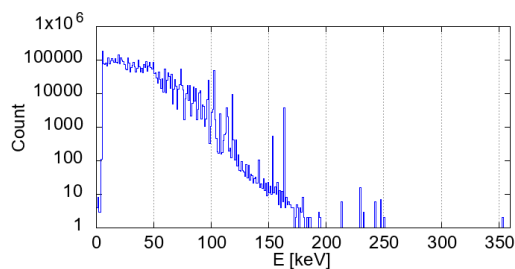


**Obrázek 3.38:** Pohled z pozice detektoru na tokamak Golem.

### Měření a analýza dat

Bylo zanalyzováno celkem 50 výbojů (#39048 až #39097) pro které je vytvořeno souhrnné energetické spektrum zobrazené na Obr. 3.39.

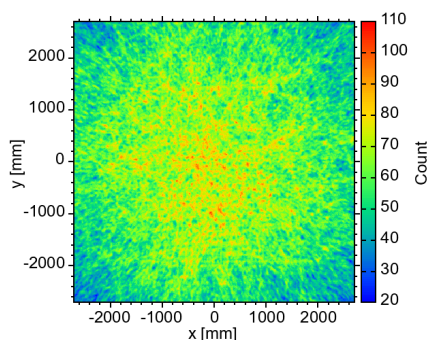
Na Obr. 3.39 vidíme, že naměřené spektrum se jeví jako kontinuum, které nemá žádné píky jako spektra získaná měřením vzorků zářičů. Ve spektru se vyskytují pouze úzké píky s šířkou maximálně několik binů, které vyčnívají nad okolní spektrum. Tato nestandardní spektra budou předmětem dalšího zkoumání. Jelikož je



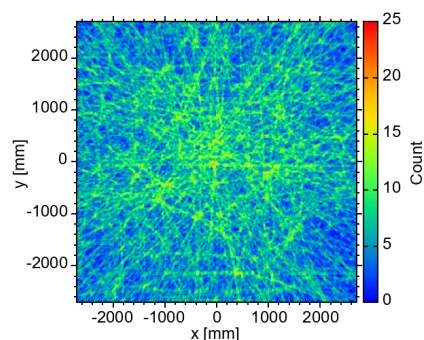
**Obrázek 3.39:** Energetické spektrum pro výboje #39048 až #39097.

spektrum kontinuální (až na vysoké úzké píky), výběr párů interakcí rozptylu a následné absorpce to komplikuje, jelikož nemáme žádnou energii pro kterou by bylo příhodné vytvořit rekonstrukci zdroje záření. Pokusme se tedy postupně projít několik intervalů energií ve kterých hledáme a rekonstruujeme páry rozptylů a následné absorpce. Ovšem lze také očekávat, že bude rekonstruováno mnoho chybně zpárovaných interakcí, nebo fotonů odražených od částí tokamaku a předmětů umístěných v laboratoři, to s sebou nese zhoršení kvality rekonstruovaného obrazu. Pokusme se tedy provést rekonstrukci na zobrazovací rovinu vzdálenou 304 cm páry interakcí, jejichž energie je 100 – 150 keV, 150 – 200 keV, 200 – 300 keV a 300 – 400 keV. Obrazy získané rekonstrukcemi jsou zobrazeny na Obr. 3.40 - 3.43.

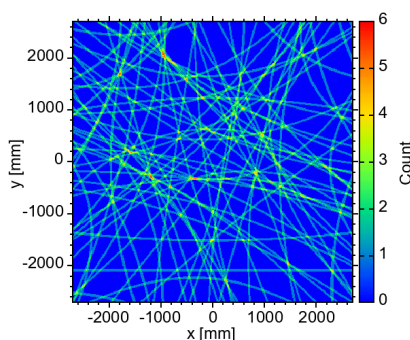
Z Obr. 3.42 a 3.43 je patrné, že párů interakcí s energií nad 200 keV je velmi malé množství. Nejvyšší počet rekonstruovaných stop na zobrazovací rovině získáme pro energii 100 až 150 keV (viz Obr. 3.40), pracujme tedy dále s tímto obrazem. Bohužel se zřetelně nezobrazil zdroj rekonstruovaných událostí, jako tomu bylo při laboratorních testech s etalony záření. Jelikož je tokamak Golem zdrojem intenzivního rentgenového záření, a je vyroben



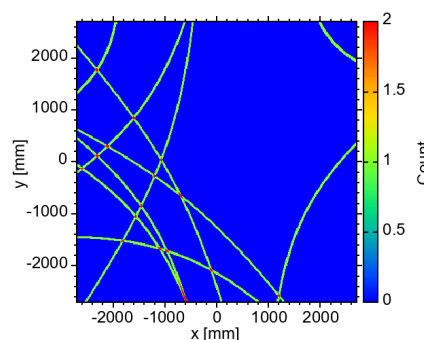
**Obrázek 3.40:** Obraz získaný rekonstrukcí párů interakcí s energií  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$ .



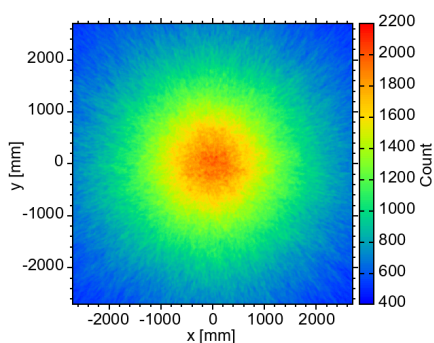
**Obrázek 3.41:** Obraz získaný rekonstrukcí párů interakcí s energií  $150 \text{ keV} \leq E \leq 200 \text{ keV}$ .



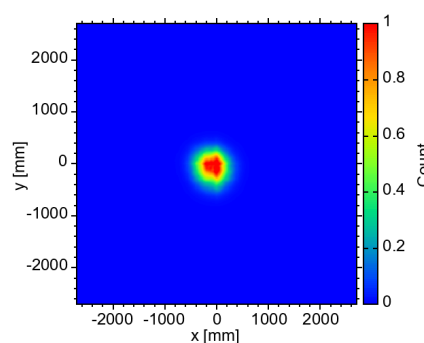
**Obrázek 3.42:** Obraz získaný rekonstrukcí párů interakcí s energií  $200 \text{ keV} \leq E \leq 300 \text{ keV}$ .



**Obrázek 3.43:** Obraz získaný rekonstrukcí párů interakcí s energií  $300 \text{ keV} \leq E \leq 400 \text{ keV}$ .



**Obrázek 3.44:** Vygenerovaný obraz bodového zdroje s energií  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$  umístěného 304 cm od detektoru použitý jako funkce bodového rozšíření (PSF).

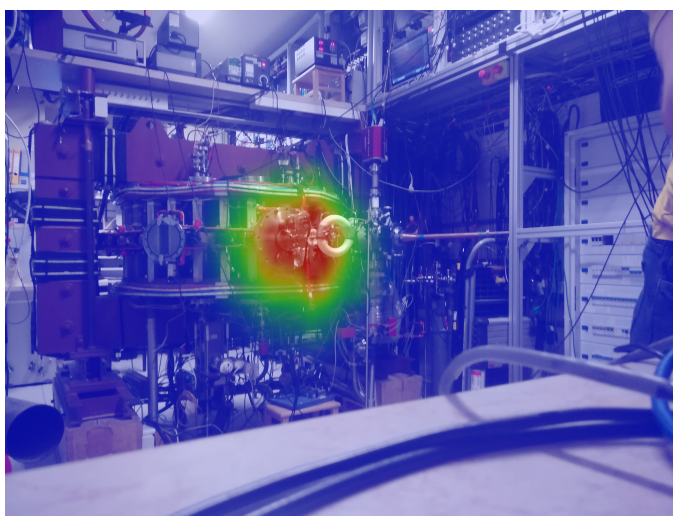


**Obrázek 3.45:** Dekonvoluovaný obraz rekonstrukcí detekovaných událostí s energií  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$  (viz Obr. 3.40).

převážně ze železných slitin, pravděpodobně na těchto komponentech dochází k rozptylům a odrazům fotonů, případně ke vzniku samotného brzděného záření (k rozptylům samozřejmě může docházet i na jiném vybavení laboratoře). Tyto události mohou být detekované a chybně vyhodnocené jako rozptyl a absorpce. Jejich rekonstrukce pak vytvoří na zobrazovací rovině kuželosečku, která nemusí protínat žádný skutečný zdroj záření. Mohli bychom se tedy pokusit z obrazu rekonstrukcí odečíst toto pozadí a následně provést dekonvoluci.

Jako funkci bodového rozšíření (PSF) použijeme obraz zrekonstruovaných simulovaných událostí, kde jsou zahrnuty jevy zhoršující kvalitu obrazu popsané v sekci 1.6. Do simulací byl ještě navíc zahrnut předpoklad, že ve 20 % případů dojde k chybnému určení pořadí interakcí, kdy je rozptyl zaměněn za absorpci a naopak. Energie bodového zdroje záření byla generována v rovnoměrném rozdělení v intervalu  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$ . Simulace je vytvořena pro 200 000 událostí rozptylu a absorpce. Na Obr. 3.44 je zobrazen obraz použitý jako funkce bodového rozšíření pro dekonvoluci obrazu rekonstrukcí z měření pro energie  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$  (viz Obr. 3.40). Výsledný dekonvoluovaný obraz je zobrazen na Obr. 3.45.

Nyní dekonvoluovaný obraz (pro  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$ ) překryjme s fotografií pořízenou z pohledu detektoru (viz Obr. 3.38), výsledek je zobrazen na Obr. 3.46. Na obrázku vidíme oblast s nejčetnějším výskytem událostí o energii  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$ . Oblast zhruba odpovídá poloze limiteru a jeho okolí.



**Obrázek 3.46:** Překrytí fotografie z pohledu detektoru (Obr. 3.38) a dekonvoluovaného obrazu rekonstruovaných událostí pro energie  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$ .

### 3.1.6 Závěr - jednosenzorová Comptonova kamera

Bylo provedeno několik měření s jednosenzorovou Comptonovou kamerou. Od úvodních měření s etalony záření, přes měření se vzorky radiofarmak  $^{131}\text{I}$ , jsme se dostali k měření na tokamaku Golem.

Nejprve tedy byla funkčnost kamery otestována měřením se vzorky  $^{22}\text{Na}$  a  $^{137}\text{Cs}$ . Samotná rekonstrukce párů rozptylů a absorpcí přinesla pouze hrubý, ale zřetelný, odhad umístění vzorků na zobrazovací rovině (viz Obr. 3.6, 3.13, 3.20a, 3.20d). Následně byly pomocí rekonstrukcí simulovaných dat vytvořeny obrazy funkce bodového rozšíření pro  $^{22}\text{Na}$  a  $^{137}\text{Cs}$  umístěné 2 cm nad detektorem, ty byly použity pro dekonvoluci zrekonstruovaných obrazů. Po provedení dekonvoluce se zvýraznila nejen poloha, ale také tvar zrekonstruovaného zdroje záření. Pro názornou ukázkou jsou dekonvoluovanými obrazy vzorků překryty fotografie, vždy v měřítku 1:1 (viz Obr. 3.9, 3.16, 3.21).

Měření s  $^{131}\text{I}$  probíhalo při různých vzdálenostech detektoru od vzorků, nejmenší vzdálenost byla 5 cm a největší 5 m, provedená měření jsou shrnuta v Tab. 3.1. Rekonstrukce párů rozptylů a absorpcí přinesla opět pouze hrubý odhad umístění vzorků. Pro jednotlivé vzdálenosti a velikosti zobrazovací roviny byly pomocí simulací vytvořené obrazy funkce bodového rozšíření, které byly použité pro dekonvoluci jednotlivých obrazů získaných rekonstrukcí naměřených dat. S narůstající vzdáleností klesá rozlišení, jelikož je vždy použita zobrazovací rovina o velikosti  $384 \times 384$  pixelů (mění se pouze velikost pixelů). Vždy se podařilo zobrazit polohu na zobrazovací rovině, kde byly vzorky umístěné. Nejlepšího výsledku bylo dosaženo při vzdálenosti 50 cm. V tomto případě jsou na dekonvoluovaném obrazu patrné dokonce obrysy jednotlivých vzorků (viz Obr. 3.29g a Obr. 3.29h).

Jako poslední bylo provedeno měření na tokamaku Golem. Detektor byl umístěn do vzdálenosti zhruba 304 cm od limiteru. Nejvíce zrekonstruovaných událostí je pro energie  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$  (viz Obr. 3.40). Dekonvolucí tohoto obrazu byla získána oblast s nejčastějším výskytem událostí o energii  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$ . Oblast zhruba odpovídá poloze limiteru a jeho okolí (viz Obr. 3.46). Lze předpokládat, že s narůstajícím počtem provedených výbojů by se obraz oblasti zdroje záření o energii  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$  vylepšoval a pravděpodobně by bylo možné vytvořit obdobný obraz i pro další intervaly energií.

## 3.2 Dvousenzorová Comptonova kamera

Dvousenzorová kamera je vytvořena ze dvou detekčních modulů AdvaPix Timepix3. První modul, jehož senzor je uvažován jako místo, kde dochází k rozptylům je s křemíkovým senzorem tloušťky 1 mm. Druhý modul, se senzorem z telluridu kadmia tloušťky 2 mm, je určený pro detekci rozptýlených fotonů v prvním senzoru. Vzdálenost senzorů sestavené kamery je 8 mm. Stejně jako v případě jednosenzorové kamery je modul s CdTe senzorem provozován při  $bias = -450 \text{ V}$ . Modul s Si senzorem je provozován při  $bias = 450 \text{ V}$ . Detektory jsou během měření stabilizované na teplotě  $20 \text{ }^\circ\text{C}$  a provozovány v režimu ToA + ToT.



### 3.2.1 Selektce událostí a rekonstrukce

Obdobně jako v případě jednosenzorové Comptonovy kamery jsou nejprve vytvořené klastry (detektor s Si senzorem), rozšířené klastry (detektor s CdTe senzorem) a je provedena korekce na timewalk.

Dalším krokem je nalezení interakcí rozptylu z křemíkového senzoru a k nim příslušící absorpce z CdTe senzoru pro příslušnou energii původního fotonu. Tyto interakce by měly nastat téměř současně, tedy časy jejich detekce by se měly lišit nejvíce o součet maximální doby driftu nosiče náboje pro Si a CdTe senzor. Pro porovnání času detekce jednotlivých stop interakcí je vždy použit čas prvního detekovaného pixelu z dané stopy.

Z každé stopy interakce je poté nalezen pixel ve kterém byla deponována nejvyšší energie z celé stopy interakce. Takový pixel považujeme za referenční a jeho poloha je považována za místo, kde došlo k rozptylu nebo absorpci.

Jelikož nelze určit hloubku jedné interakce v senzoru, předpokládáme, že každá interakce nastává v polovině tloušťky daného senzoru. Tomuto posunutí je věnován Obr. 1.23 v sekci 1.6.1.

Poté, co máme k dispozici páry Comptonových rozptylů a následných absorpcí, provádíme rekonstrukci na zobrazovací rovinu podle postupu popsaného v sekci 1.5.2. Obrazy získané rekonstrukcí párů rozptylů a absorpcí se pokusíme vylepšit dekonvolucí. Jako funkce bodového rozšíření (PSF) je použit obraz získaný rekonstrukcí simulece, kde jsou zahrnuty všechny jevy popisované v sekci 1.6

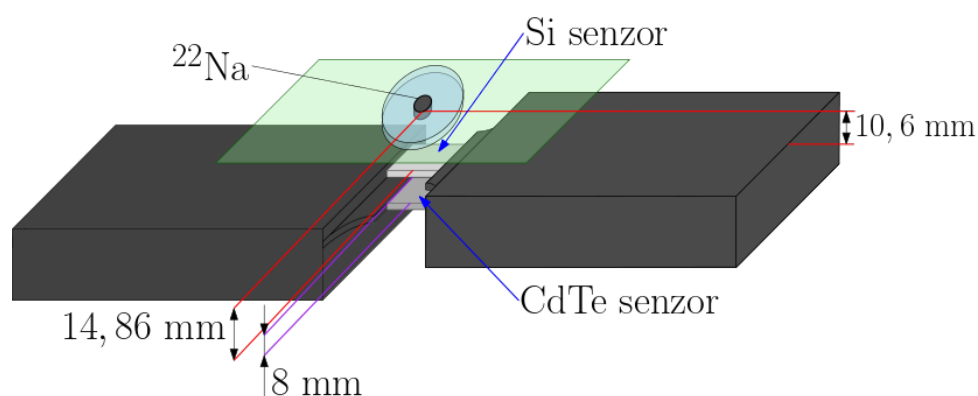
### 3.2.2 Laboratorní test dvousenzorové Comptonovy kamery

Nyní bude představeno měření, které ověří funkčnost sestavené dvousenzorové Comptonovy kamery. Lze předpokládat, že s touto kamerou nebudou získány obrazy rekonstrukcí dosahující takové polohové citlivosti jako v případě jednosenzorové Comptonovy kamery, jelikož již při korekci na jev timewalk detektoru s Si senzorem bylo zjištěno, že tento modul pravděpodobně nepracuje zcela správně a maximální aplikovatelné  $bias = 450$  V nedostačuje k úplnému vyprázdnění napříč celou tloušťkou senzoru. To může způsobovat náhodné driftování nosičů nábojů z nevyprázdněné oblasti, což může vést ke zkreslování měření s tímto modulem. Přejděme k samotnému experimentu.

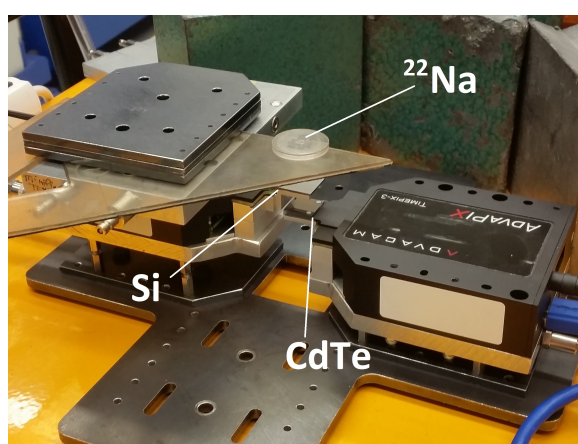
Měření bylo provedeno se vzorkem  $^{22}\text{Na}$  umístěným ve vzdálenosti 14,86 mm od Si senzoru. Na Obr. 3.47 je schématické zobrazení uspořádání experimentu a na Obr. 3.48 je zobrazena fotografie experimentálního uspořádání.

### Výsledky

Na Obr. 3.49 je zobrazeno naměřené energetické spektrum. Červená čára znázorňuje spektrum naměřené modulem s Si senzorem a modrá čára představuje spektrum změřené detektorem s CdTe senzorem. Rekonstrukce jsou provedeny pro páry interakcí jejichž součet energie je v intervalu  $480 \text{ keV} \leq E \leq 560 \text{ keV}$  a jsou provedeny na zobrazovací rovinu s velikostí jednoho pixelu  $0,44 \text{ mm} \times 0,44 \text{ mm}$ . Obraz rekonstrukce je zobrazen na Obr. 3.50.



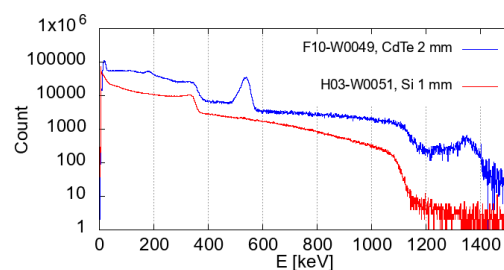
**Obrázek 3.47:** Schématické znázornění uspořádání experimentu



**Obrázek 3.48:** Experimentální uspořádání se vzorkem  $^{22}\text{Na}$  umístěným ve vzdálenosti 14,86 mm od senzoru.

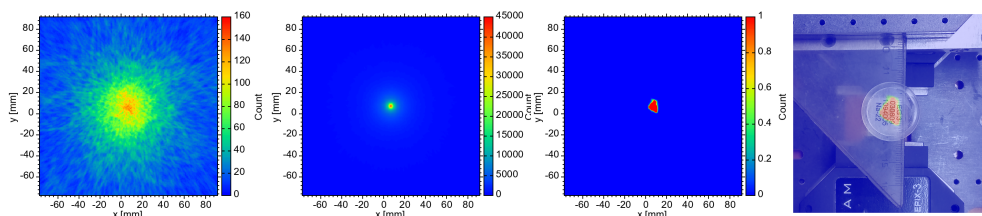
Tento obraz se opět pokusme dekonvoluovat pomocí vygenerovaného obrazu funkce bodového rozšíření. Obraz funkce bodového rozšíření je zobrazen na Obr. 3.51 a byl vytvořen rekonstrukcí 100 000 simulovaných párů Comptonova rozptylu a absorpce, jejichž součet energie je 511 keV. Do simulace byly zahrnuty všechny jevy popisované v 1.6. Dekonvoluovaný obraz je zobrazen na Obr. 3.52. Na Obr. 3.53 je zobrazena fotografie vzorku  $^{22}\text{Na}$  překrytá dekonvoluovaným obrazem, obraz a fotografie jsou v měřítku 1:1.

Dekonvoluovaný obraz je výrazně větší než skutečná velikost vzorku. Při separaci párů Comptonova rozptylu a absorpce pravděpodobně často dochází



**Obrázek 3.49:** Naměřené energetické spektrum  $^{22}\text{Na}$ . Červená čára znázorňuje měření detektorem s Si senzorem a modrá čára představuje měření s CdTe senzorem.

k chybnému určení interakcí, které ve skutečnosti nejsou rozptylem a absorpcí. Za to by mohl být zodpovědný jev, který během korekce na timewalk Si detektoru způsoboval nesprávné vytváření čtyřpixelových klastrů (viz sekce 2.3.2).



**Obrázek 3.50:** Obraz zdroje záření  $^{22}\text{Na}$  rekonstruovaný na zobrazovací rovinu umístěnou 14,86 mm nad Si senzorem. Rekonstrukce je provedena pro  $480 \text{ keV} \leq E \leq 560 \text{ keV}$ .

**Obrázek 3.51:** Vygenerovaný obraz bodového zdroje s energií 511 keV umístěného 14,86 mm nad Si senzorem a použitý jako funkce bodového rozšíření (PSF).

**Obrázek 3.52:** Dekonvoluovaný obraz rekonstruovaného etalonu záření  $^{22}\text{Na}$  vzdáleného 14,86 mm nad Si senzorem.

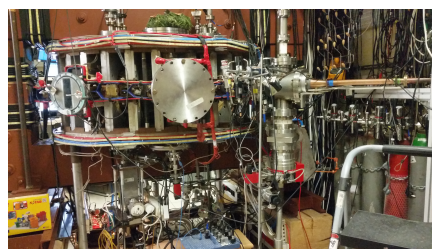
**Obrázek 3.53:** Porovnání dekonvoluovaného obrazu a fotografie měřeného vzorku. Dekonvoluovaný obraz a vzorek na fotografii jsou v měřítku 1:1.

### 3.2.3 Dvousenzorová Comptonova kamera na Tokamaku Golem

Nyní otestujme funkčnost dvousenzorové kamery na tokamaku Golem.



**Obrázek 3.54:** Fotografie umístění detektoru AdvaPix Timepix3 v laboratoři tokamaku Golem.



**Obrázek 3.55:** Pohled z pozice kamery na tokamak Golem.

Kamera byla umístěna v ekvatoriální rovině tokamaku ve vzdálenosti zhruba 227 cm od limiteru. Fotografie umístění kamery vůči tokamaku je na Obr. 3.54. Pohled z pozice kamery na tokamak je zobrazen na Obr. 3.55. Tokamak Golem byl provozován ve stejném režimu jako v případě měření jednosenzorovou kamerou, tedy na cívky toroidálního magnetického pole bylo aplikováno  $U_{B_t} = 800 \text{ V}$  a na primární vinutí bylo přivedeno napětí

$U_{cd} = 450$  V. Detailní nastavení veškerých parametrů tokamaku lze dohledat na webových stránkách jednoptlivých výbojů, například výboj #40227 [44].

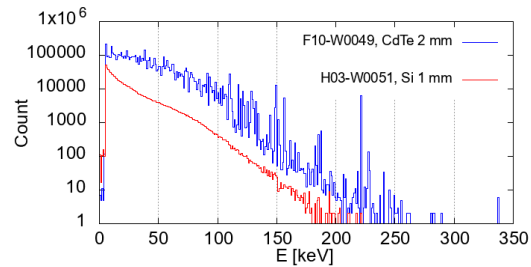
### Měření a analýza dat

Byly zanalyzovány výboje #40227 - #40260. Během některých výbojů nebylo vytvořeno plazma (tyto výboje byly z analýzy vyloučeny). Rekonstrukce je tedy vytvořena na základě 29 výbojů. Souhrnné energetické spektrum naměřené jednotlivými detektory pro tyto výboje je zobrazeno na Obr. 3.56.

Detektorem s CdTe senzorem bylo naměřeno obdobné spektrum jako v případě měření jednosenzorovou kamerou (viz Obr. 3.39). Ve spektru se opět nachází úzké vysoké píky, kterým bude věnováno další zkoumání. Na Obr. 3.57 je zobrazen časový vývoj počtu interakcí během jednoho z výbojů pro oba použité detektory. Na obrázku vidíme, že detektorem s CdTe senzorem je registrováno více událostí než detektorem s Si senzorem. Je to proto, že detekční účinnost CdTe senzoru je vyšší, než Si senzoru.

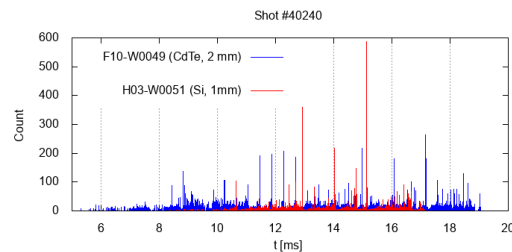
Obdobně jako v případě jednosenzorové Comptonovy kamery provedeme rekonstrukci na zobrazovací rovinu, která je umístěna ve stejné vzdálenosti, ve které se nachází limiter, nyní tedy 227 cm od kamery. Rekonstrukce obrazů provedeme pro páry interakcí, jejichž součet energie je 100 – 150 keV, 150–200 keV, 200–300 keV a 300 – 400 keV. Obrazy získané rekonstrukcí pro dané energie jsou zobrazeny na Obr. 3.58 až 3.61.

Opět se pokusíme provést dekonvoluci obrazu rekonstrukcí pro energie  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$ . Jako dekonvoluční jádro je použit obraz funkce bodového rozšíření (PSF), který je získán rekonstrukcí 100 000 simulovaných událostí rozptylu a absorpce v dvousenzorové Comptonově kameře pro energie  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$  (viz Obr. 3.62). Dekonvolucí je získán obraz zobrazený na Obr. 3.63.

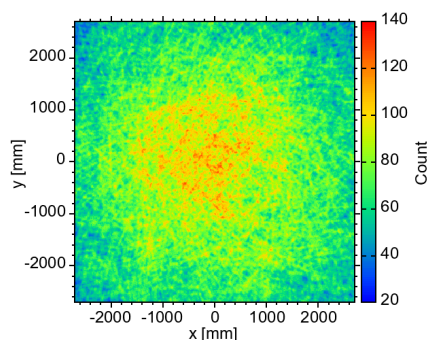


**Obrázek 3.56:** Energetické spektrum 29 výbojů. Modře je vyznačeno spektrum naměřené modulem s CdTe senzorem a červenou barvou je spektrum naměřené detektorem s Si senzorem.

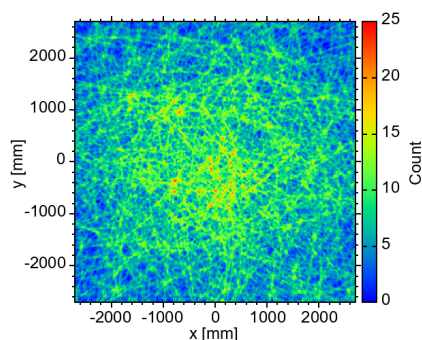
Je to proto, že detekční účinnost CdTe senzoru je vyšší, než Si senzoru.



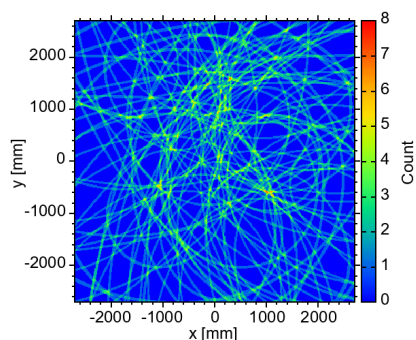
**Obrázek 3.57:** Příklad vývoje detekovaného počtu událostí během výboje #40240. Šířka jednoho binu je 100 ns. Modře vyznačená data jsou pro detektor s CdTe senzorem a červeně vyznačená data jsou pro detektor s Si senzorem.



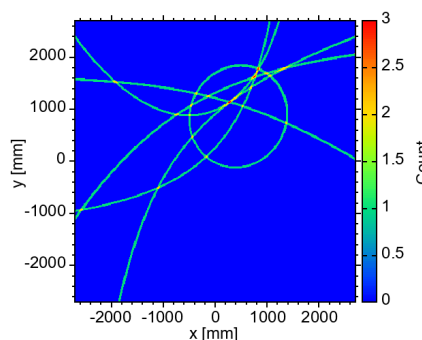
**Obrázek 3.58:** Obraz získaný rekonstrukcí událostí ze dvousenzorové Comptonovy kamery. Součet energií rekonstruovaných událostí je  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$ .



**Obrázek 3.59:** Obraz získaný rekonstrukcí událostí ze dvousenzorové Comptonovy kamery. Součet energií rekonstruovaných událostí je  $150 \text{ keV} \leq E \leq 200 \text{ keV}$ .



**Obrázek 3.60:** Obraz získaný rekonstrukcí událostí ze dvousenzorové Comptonovy kamery. Součet energií rekonstruovaných událostí je  $200 \text{ keV} \leq E \leq 300 \text{ keV}$ .



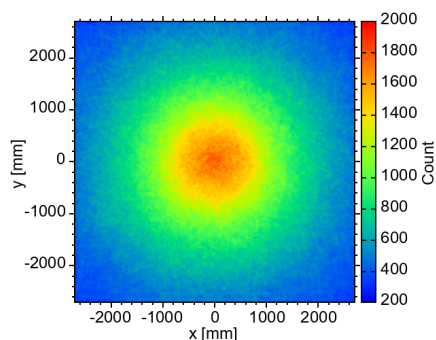
**Obrázek 3.61:** Obraz získaný rekonstrukcí událostí ze dvousenzorové Comptonovy kamery. Součet energií rekonstruovaných událostí je  $300 \text{ keV} \leq E \leq 400 \text{ keV}$ .

Na závěr dekonvoluovaný obraz překryjme s fotografií pořízenou z pohledu kamery, to je zobrazeno na Obr. 3.64.

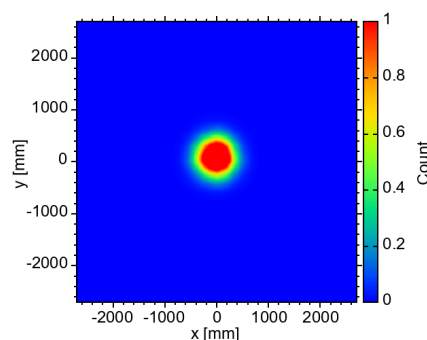
Jako v případě testu dvousenzorové kamery při měření vzorku  $^{22}\text{Na}$  bylo zjištěno, že rekonstrukce zdroje rentgenového záření na tokamaku Golem sice zhruba odpovídá umístění limiteru, ale přesnější lokalizace zdroje záření docíleno nebylo. U tokamaku navíc může hrát velkou roli vysoký tok dopadajících fotonů na senzory, což může způsobovat chybnou separaci interakcí, které jsou skutečně rozptylem v Si senzoru a následnou absorpcí v CdTe senzoru.

### 3.2.4 Závěr - Dvousenzorová Comptonova kamera

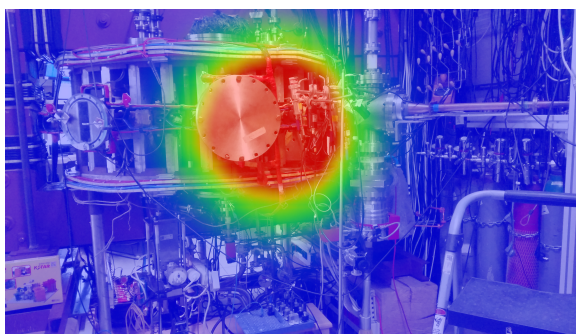
Provedli jsme měření s dvousenzorovou Comptonovou kamerou. Kamera byla nejprve testována měřením se vzorkem  $^{22}\text{Na}$  a poté byla umístěna k tokamaku Golem. Již při měření s  $^{22}\text{Na}$  se ukázalo, že zrekonstruovaný obraz je



**Obrázek 3.62:** Vygenerovaný obraz bodového zdroje pro dvousenzorovou Comptonovu kameru s energií  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$  umístěného 227 cm od kamery použitý jako funkce bodového rozšíření (PSF).



**Obrázek 3.63:** Dekonvoluovaný obraz rekonstrukcí detekovaných událostí dvousenzorovou kamerou. Součet energií párů interakcí je  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$ .



**Obrázek 3.64:** Překrytí fotografie z pohledu detektoru (Obr. 3.38) a dekonvoluovaného obrazu rekonstruovaných událostí pro energie  $100 \text{ keV} \leq E \leq 150 \text{ keV}$  pomocí dvousenzorové Comptonovy kamery.

velmi rozmazaný oproti provedené simulaci (obrazy získané rekonstrukcí z jednosenzorové kamery byly velmi podobné obrazům získaných rekonstrukcí simulovaných událostí) i oproti obdobnému měření s jednosenzorovou kamerou. Po provedení dekonvoluce se obraz výrazně zlepšil, ale při překrytí dekonvoluovaného obrazu s fotografií vzorku  $^{22}\text{Na}$  (viz Obr. 3.53) v měřítku 1:1 vidíme, že dekonvoluovaný obraz je stále mnohem rozsáhlejší než je skutečná velikost vzorku zapouzdřeného v plastovém obalu.

Dekonvolucí obrazu získaného rekonstrukcí událostí získaných z měření na tokamaku Golem byl získán obraz, jehož umístění je zhruba v poloze limiteru tokamaku Golem, ale jeho velikost velmi přesahuje velikost vakuové komory a dokonce i cívek toroidálního magnetického pole. Při zpracování dat z měření u tokamaku pravděpodobně často dochází k nesprávnému vyhodnocení páru rozptylu a následné absorpce. To může způsobovat vytváření šumu v rekonstruovaném obrazu. Vliv na kvalitu obrazu má jistě také jev, který byl zjištěn při korekci na timewalk detektoru s Si senzorem (podrobněji popsáno v sekci 2.3.2).

## Závěr

V této práci je představena konstrukce jednosenzorové a dvousenzorové Comptonovy kamery pro detekci tvrdého rentgenového záření na tokamaku Golem.

V první části práce jsou stručně popsány ubíhající elektrony, které při interakci s limiterem tokamaku Golem generují brzděné záření v rentgenovém spektru. Dále jsou popsány interakce rentgenového a gama záření. Největší pozornost je věnována Comptonovu rozptylu, který je esenciální pro konstrukci Comptonovy kamery. Je provedeno odvození rozptylu jak na elektronu v klidu, tak na pohybujícím se elektronu. Na závěr je představen vztah poprvé odvozený Kleinem a Nishinou popisující pravděpodobnost rozptylu do určitého úhlu při dané energii rozptylovaného fotonu. Na základě tohoto vzorce rozhodujeme o pořadí dvou současných interakcí, které nastaly v jednosenzorové kameře.

Následuje popis fungování Comptonovy kamery, princip rekonstrukce Comptonova rozptylu a absorpce na zobrazovací rovinu. Na závěr první části jsou představeny jednoduché simulace jednosenzorové a dvousenzorové Comptonovy kamery. Provedením simulací bylo zjištěno, že největší vliv na kvalitu rekonstrukce obrazu jednosenzorové kamery při ozařování senzoru bodovým zdrojem záření má rozptyl fotonu na pohybujícím se elektronu a spektrometrické rozlišení. V případě dvousenzorové kamery má na kvalitu rekonstruovaného obrazu největší vliv spektrometrické rozlišení a neurčitost hloubky interakce v jednotlivých senzorech, Ta ovšem velmi závisí na vzájemné vzdálenosti senzorů a čím je vzdálenost senzorů větší, tím menší je relativní chyba hloubky interakce.

Druhá kapitola této práce je věnována použitým detekčním modulům AdvaPix Timepix3. Nejprve jsou tyto detektory představeny a je popsán princip vyčítání interakcí ze senzoru. Také popisujeme jakým způsobem vytváříme tzv. klasty a rozšířené klustry. Následuje popis nežádoucího jevu timewalk a provedení jeho korekce pro jednotlivé detektory. U detektoru s Si senzorem bylo zjištěno, že během detekce referenčních čtyřpixelových událostí jsou některé detekované klustry zatížené pixelem, který byl detekován o zhruba 40 ns později než se pro detekovanou energii tohoto pixelu očekávalo. To do kalibrace vnáší artefakt, který samotnou kalibraci zkresluje a činí tak komplikace při konstrukci dvousenzorové Comptonovy kamery, kde je

detektor s Si senzorem použit. Druhá kapitola končí kalibrací pro hloubku interakce v senzorech jednotlivých detektorů. Kalibrace je provedena pomocí analýzy detekovaných mionů, které na jednotlivých senzorech zanechávají rovnou stopu interakce. Pokud stopa není přerušena okrajem senzoru víme, že daný mion proletěl tloušťkou celého senzoru. Toho můžeme využít právě pro kalibraci hloubky interakce. V úplném závěru druhé kapitoly je pro zajímavost ukázána 3D rekonstrukce stop některých detekovaných částic pomocí modulu s CdTe senzorem.

Poslední kapitola je věnována samotné konstrukci a testování Comptonovy kamery. Nejprve se zabýváme testováním jednosenzorové kamery vytvořené z detektoru s CdTe senzorem. Jako první jsou provedena měření se vzorky záření gama  $^{22}\text{Na}$  a  $^{137}\text{Cs}$ . Těmito měřeními jsou získány obrazy rekonstrukcí, kde je zobrazeno umístění jednotlivých vzorků. Dále je na získané obrazy aplikován 2D dekonvoluční filtr. Jako funkce bodového rozšíření pro provedení dekonvoluce je použit obraz rekonstrukcí simulovaných událostí bodového zdroje záření o dané energii a vzdálenosti od detektoru. Na výsledném dekonvoluovaném obrazu jsou zaostřené polohy jednotlivých vzorků. Následuje měření se vzorky radiofarmak  $^{131}\text{I}$  v různých vzdálenostech od detektoru. Postup vyhodnocení naměřených dat je stejný jako v případě měření s etalony záření. Tato měření prokazují schopnost jednosenzorové kamery rekonstruovat obraz i při vyšších tocích fotonů dopadajících na senzor a také schopnost rekonstrukce polohy zdroje záření při jeho vzdálenějším umístění od detektoru (měřeno až ve vzdálenosti 5 m). Poslední měření jednosenzorovou kamerou bylo provedeno na tokamaku Golem. Rekonstrukce je provedena pro několik intervalů energií, ale pouze pro energie 100 – 150 keV je provedena dekonvoluce, jelikož pouze v tomto rozsahu bylo rekonstruováno dostatečné množství událostí. Po provedení dekonvoluce je získána oblast, která je zdrojem největšího počtu fotonů o energii 100 – 150 keV. Tato oblast zhruba odpovídá umístění limiteru v tokamaku Golem. Tímto byla úspěšně ověřena možnost použití jednosenzorové kamery u tokamaku Golem.

Druhá část poslední kapitoly je věnována konstrukci dvousenzorové Comptonovy kamery. Nejprve je představeno měření s etalonem záření  $^{22}\text{Na}$  a poté je kamera otestována na tokamaku Golem. Postup zpracování měření je stejný jako v případě jednosenzorové kamery (vytvoření obrazů rekonstrukcí, vytvoření obrazů pro dekonvoluci a dekonvoluce), ale výsledky získané dvousenzorovou kamerou nejsou tak dobré jako výsledky z jednosenzorové kamery. Důvodem může být jev odhalený při korekci na timewalk detektoru s Si senzorem.

Námětem pro budoucí práci je vylepšení obrazů rekonstrukcí. Například v [11] je ukázáno vylepšení určení polohy interakcí v CdTe senzoru díky trasování stop elektronů vygenerovaných jednotlivými interakcemi. Pro to je třeba dobré hloubkové rozlišení, které roste s klesajícím *bias* a naopak se zhoršuje rozlišení energetické. Jak bylo ukázáno v simulacích, neurčitost hloubky interakcí a neurčitost polohy interakcí v rámci stop interakcí nemá na zhoršování kvality obrazu rekonstrukcí jednosenzorové kamery takový vliv jako rozmazání způsobené spektrometrickým rozlišením. V budoucnu by tedy



bylo výhodnější se zabývat vylepšením energetického rozlišení (pokud to bude možné). V případě dvousenzorové kamery by mohla být rekonstrukce hloubky interakcí kalibrována pro oba senzory současně již v konfiguraci Comptonovy kamery, tím by se mohlo vylepšit rozlišení hloubky interakcí ve dvousenzorové kameře. Mohlo by to být provedeno pomocí detekce mionů, které by prolétly oběma senzory.





## Literatura

- [1] LI, S., H. JIANG, Z. REN a C. XU. Optimal Tracking for a Divergent-Type Parabolic PDE System in Current Profile Control. *Abstract and Applied Analysis* [online]. 2014, **2014**, 1-8 [cit. 2023-01-02]. ISSN 1085-3375. Dostupné z: doi:10.1155/2014/940965
- [2] SVOBODA, V., B. HUANG, J. MLYNÁŘ, G.I. POKOL, J. STÖCKEL a G. VONDRÁŠEK. Multi-mode remote participation on the GOLEM tokamak. *Fusion Engineering and Design*. 2011, **86**(6-8), 1310-1314. ISSN 09203796. Dostupné z: doi:10.1016/j.fusengdes.2011.02.069
- [3] Tokamak GOLEM wiki. [Http://golem.fjfi.cvut.cz/](http://golem.fjfi.cvut.cz/) [online]. Praha [cit. 2023-01-02]. Dostupné z: <http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/>
- [4] *Bakalarska\_prace\_stepan\_malec* [online]. Praha, 2020 [cit. 2023-01-02]. Dostupné z: [http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Staff/UndergradStudents/StepanMalec/BT/bakalarska\\_prace\\_stepan](http://golem.fjfi.cvut.cz/wiki/Staff/UndergradStudents/StepanMalec/BT/bakalarska_prace_stepan)  
Bakalářská práce. České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská Katedra fyziky.
- [5] DREICER, H. Electron and Ion Runaway in a Fully Ionized Gas. I. *Physical Review*. 1959, **115**(2), 238-249. ISSN 0031-899X. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRev.115.238
- [6] JASPERS, Roger Jozef Elisabeth. *Relativistic runaway electrons in tokamak plasmas*. Netherlands: Technische Univ. Eindhoven, 1995. ISBN 90-386-0474-2.
- [7] KNOLL, Glenn F. *Radiation detection and measurement*. 4th ed. Hoboken, N.J.: John Wiley, c2010. ISBN 978-0-470-13148-0.
- [8] Bremsstrahlung-radiation. In: *Physicsopenlab.org* [online]. 2017 [cit. 2023-01-02]. Dostupné z: <https://physicsopenlab.org/2017/08/02/bremsstrahlung-radiation/>
- [9] Characteristic X-ray. In: *Radiologykey.com* [online]. 2016 [cit. 2023-01-02]. Dostupné z: [https://radiologykey.com/wp-content/uploads/2016/02/B9780323069748100062\\_f06-02-9780323069748.jpg](https://radiologykey.com/wp-content/uploads/2016/02/B9780323069748100062_f06-02-9780323069748.jpg)

- [10] KLEIN, O. a Y. NISHINA. The Scattering of Light by Free Electrons according to Dirac's New Relativistic Dynamics. *Nature*. 1928, **122**(3072), 398-399. ISSN 0028-0836. Dostupné z: doi:10.1038/122398b0
- [11] WEN, Jiaxing, Xutao ZHENG, Huaizhong GAO, et al. Optimization of Timepix3-based conventional Compton camera using electron track algorithm. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2022, **1021**. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2021.165954
- [12] TURECEK, D., J. JAKUBEK, E. TROJANOVA a L. SEFC. Compton camera based on Timepix3 technology. *Journal of Instrumentation*. 2018, **13**(11), C11022-C11022. ISSN 1748-0221. Dostupné z: doi:10.1088/1748-0221/13/11/C11022
- [13] TURECEK, D., J. JAKUBEK, E. TROJANOVA a L. SEFC. Single layer Compton camera based on Timepix3 technology. *Journal of Instrumentation*. 2020, **15**(01), C01014-C01014. ISSN 1748-0221. Dostupné z: doi:10.1088/1748-0221/15/01/C01014
- [14] RAO, D.V., S.M. SELTZER a P.M. BERGSTROM. Compton scattering cross-sections for individual subshells for a few elements of biological interest in the energy region 5keV—10MeV. *Radiation Physics and Chemistry*. 2004, **70**(4-5), 479-489. ISSN 0969806X. Dostupné z: doi:10.1016/j.radphyschem.2003.12.026
- [15] PODOLSKY, Boris a Linus PAULING. The Momentum Distribution in Hydrogen-Like Atoms. *Physical Review*. 1929, **34**(1), 109-116. ISSN 0031-899X. Dostupné z: doi:10.1103/PhysRev.34.109
- [16] APXT3M-Xxx200128-AdvaPIX-TPX3-Datasheet-2020-05-26. *Lasphotonics* [online]. 2020 [cit. 2023-01-02]. Dostupné z: <https://lasphotonics.com/wp-content/uploads/2020/10/APXT3M-Xxx200128-AdvaPIX-TPX3-Datasheet-2020-05-26.pdf>
- [17] POIKELA, T, J PLOSILA, T WESTERLUND, et al. Timepix3: a 65K channel hybrid pixel readout chip with simultaneous ToA/ToT and sparse readout. *Journal of Instrumentation*. 2014, **9**(05), C05013-C05013. ISSN 1748-0221. Dostupné z: doi:10.1088/1748-0221/9/05/C05013
- [18] Timepix3. *Medipix.web.cern.ch* [online]. Geneva [cit. 2023-01-02]. Dostupné z: <https://medipix.web.cern.ch/taxonomy/term/257>
- [19] BERGMANN, Benedikt, Petr BURIAN, Petr MANEK a Stanislav POSPISIL. 3D reconstruction of particle tracks in a 2 mm thick CdTe hybrid pixel detector. *The European Physical Journal C*. 2019, **79**(2). ISSN 1434-6044. Dostupné z: doi:10.1140/epjc/s10052-019-6673-z
- [20] BERGMANN, Benedikt, Martin PICHOTKA, Stanislav POSPISIL, Jiri VYCPALEK, Petr BURIAN, Pavel BROULIM a Jan JAKUBEK. 3D

- track reconstruction capability of a silicon hybrid active pixel detector. *The European Physical Journal C*. 2017, **77**(6). ISSN 1434-6044. Dostupné z: doi:10.1140/epjc/s10052-017-4993-4
- [21] TURECEK, D., J. JAKUBEK a P. SOUKUP. USB 3.0 readout and time-walk correction method for Timepix3 detector. *Journal of Instrumentation*. 2016, **11**(12), C12065-C12065. ISSN 1748-0221. Dostupné z: doi:10.1088/1748-0221/11/12/C12065
- [22] FROJDH, E, M CAMPBELL, M De GASPARI, S KULIS, X LLOPART, T POIKELA a L TLUSTOS. Timepix3: first measurements and characterization of a hybrid-pixel detector working in event driven mode. *Journal of Instrumentation*. 2015, **10**(01), C01039-C01039. ISSN 1748-0221. Dostupné z: doi:10.1088/1748-0221/10/01/C01039
- [23] TAJIMA, H., T. KAMAE, G. MADEJSKI, et al. Design and performance of soft gamma-ray detector for NeXT mission. *IEEE Symposium Conference Record Nuclear Science 2004*. IEEE, 2004, 314-321. ISBN 0-7803-8700-7. Dostupné z: doi:10.1109/NSSMIC.2004.1462204
- [24] TAKAHASHI, Tadayuki, Motohide KOKUBUN, Kazuhisa MITSUDA, et al. *Hitomi (ASTRO-H) X-ray Astronomy Satellite*. Dostupné z: doi:10.1117/1.JATIS.4.2.021402
- [25] SCHOENFELDER, V., H. AARTS, K. BENNETT, et al. Instrument description and performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory. *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 1993, **86**. ISSN 0067-0049. Dostupné z: doi:10.1086/191794
- [26] MIZUMOTO, T., Y. MATSUOKA, Y. MIZUMURA, et al. New readout and data-acquisition system in an electron-tracking Compton camera for MeV gamma-ray astronomy (SMILE-II). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2015, **800**, 40-50. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2015.08.004
- [27] WATANABE, Shin, Hiroyasu TAJIMA, Yasushi FUKAZAWA, et al. The Si/CdTe semiconductor Compton camera of the ASTRO-H Soft Gamma-ray Detector (SGD). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2014, **765**, 192-201. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2014.05.127
- [28] BERNARD, Denis. Time projection chambers for gamma-ray astronomy. *Astro-ph.IM*. 2022. Dostupné z: doi:10.48550/arXiv.2206.08676
- [29] PARAJULI, Raj Kumar, Makoto SAKAI, Wataru KADA, Kota TORIKAI, Mikiko KIKUCHI, Kazuo ARAKAWA, Masami TORIKOSHI a Takashi NAKANO. *Annihilation gamma imaging for carbon ion beam*

- range monitoring using Si/CdTe Compton camera*. 2019, **64**(5). ISSN 1361-6560. Dostupné z: doi:10.1088/1361-6560/ab00b2
- [30] TASHIMA, Hideaki a Taiga YAMAYA. Compton imaging for medical applications. *Radiological Physics and Technology*. 2022, **15**(3), 187-205. ISSN 1865-0333. Dostupné z: doi:10.1007/s12194-022-00666-2
- [31] VERNEKOHL, Don, Moiz AHMAD, Garry CHINN a Lei XING. Feasibility study of Compton cameras for x-ray fluorescence computed tomography with humans. *Physics in Medicine and Biology*. 2016, **61**(24), 8521-8540. ISSN 0031-9155. Dostupné z: doi:10.1088/0031-9155/61/24/8521
- [32] VIEGAS, R., J. ROSER, L. BARRIENTOS, et al. Characterization of a Compton camera based on the TOFPET2 ASIC. *Radiation Physics and Chemistry*. 2023, **202**. ISSN 0969806X. Dostupné z: doi:10.1016/j.radphyschem.2022.110507
- [33] ZHU, Y., S. ACOUNIS, N. BEAUPÈRE, et al. Studies and optimization of scintillation light measurements for the development of the 3-gamma medical imaging XEMIS2 liquid xenon Compton camera. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2023, **1047**. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2022.167794
- [34] SAKAI, Makoto, Yoshiki KUBOTA, Raj Kumar PARAJULI, Mikiko KIKUCHI, Kazuo ARAKAWA a Takashi NAKANO. Compton imaging with <sup>99m</sup>Tc for human imaging. *Scientific Reports*. 2019, **9**(1). ISSN 2045-2322. Dostupné z: doi:10.1038/s41598-019-49130-z
- [35] JIANG, Jianyong, Kenji SHIMAZOE, Yasuaki NAKAMURA, et al. A prototype of aerial radiation monitoring system using an unmanned helicopter mounting a GAGG scintillator Compton camera. *Journal of Nuclear Science and Technology*. 2015, **53**(7), 1067-1075. ISSN 0022-3131. Dostupné z: doi:10.1080/00223131.2015.1089796
- [36] WATANABE, Takara, Ryoji ENOMOTO, Hiroshi MURAIISHI, et al. Development of an omnidirectional gamma-ray imaging Compton camera for low-radiation-level environmental monitoring. *Japanese Journal of Applied Physics*. 2018, **57**(2). ISSN 0021-4922. Dostupné z: doi:10.7567/JJAP.57.026401
- [37] LE BRETON, R., O. LIMOUSIN, G. DANIEL, et al. The Spid-X gamma camera: A miniature gamma ray integral field spectrometer for nuclear industry applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2023, **1047**. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2022.167722
- [38] TODD, R. W., J. M. NIGHTINGALE a D. B. EVERETT. A proposed (gamma) camera. *Nature*. 1974, **251**(5471), 132-134. ISSN 0028-0836. Dostupné z: doi:10.1038/251132a0

- [39] AMOYAL, G., V. SCHOEPFF, F. CARREL, M. MICHEL, N. BLANC DE LANAUTE a J.C. ANGÉLIQUE. Development of a hybrid gamma camera based on Timepix3 for nuclear industry applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. 2021, **987**. ISSN 01689002. Dostupné z: doi:10.1016/j.nima.2020.164838
- [40] *3D Medical Ultrasound Deconvolution Project* [online]. Cambridge [cit. 2023-01-02]. Dostupné z: [http://mi.eng.cam.ac.uk/research/projects/Deconvolution\\_Of\\_3D\\_Ultrasound/research.html](http://mi.eng.cam.ac.uk/research/projects/Deconvolution_Of_3D_Ultrasound/research.html)
- [41] Deconvolution. *Rosettacode* [online]. [cit. 2023-01-02]. Dostupné z: <https://rosettacode.org/wiki/Deconvolution/2D%2B>
- [42] Table of Radioactive Isotopes. *Nucleardata* [online]. [cit. 2023-01-03]. Dostupné z: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nuclide.asp?iZA=530131>
- [43] <http://golem.fjfi.cvut.cz/shots/39048/>
- [44] <http://golem.fjfi.cvut.cz/shots/40227/>
- [45] Perkins, S.T., Cullen, D.E., Chen, M.H., Hubbell, J.H., Rathkopf, J., & Scofield, J. (1994). EADL: Evaluated Atomic Data Library of the Lawrence Livermore National Laboratory, USA Summary documentation (IAEA-NDS-156). Lemmel, H.D. (Ed.). International Atomic Energy Agency (IAEA)