

České Vysoké Učení Technické v Praze
Fakulta Jaderná a Fyzikálně Inženýrská
Katedra fyziky



Simulace odezvy polovodičových pixelových detektorů

Bakalářská práce

Matěj Vaculčík

Vedoucí práce: Ing. Michal Marčíšovský, Ph.D.
Konzultant: Ing. Peter Švihra

Praha, 2018

Originální zadání BP

Prohlášení

Tímto prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil pouze uvedené podklady.

Nemám závažný důvod nesouhlasit s použitím této školní práce ve smyslu §60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze, 2018

.....

Matěj Vaculčiak

Poděkování

Chtěl bych poděkovat Ing. Michalu Marčišovskému, Ph.D. za vedení práce a vstřícný přístup. Za řadu rad, podnětů a připomínek, patří velký dík rovněž Ing. Petrovi Švihrovi, konzultantovi této práce, a Ing. Márii Marčišovské, vedoucí týmu podílejícího se na vývoji detekčního čipu SpacePix.

Matej Vaculčiak

Název práce:

**Simulace odezvy polovodičových
pixelových detektorů**

Autor: Matěj Vaculčiak

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Ing. Michal Marčišovský, Ph.D.

Konzultant: Ing. Peter Švihra

Abstrakt:

Předmětem práce je simulace detektoru kosmického ionizujícího záření SXRM a v něm použitého detekčního čipu SpacePix s následnou analýzou získaných dat a návrhy optimalizace detekčního uspořádání komponent. Primární oblastí nasazení detektoru je polární kruhová orbita ve výšce 400 km, pročež je v práci diskutována tematika kosmického záření vyskytujícího se v této oblasti. Analýza modelů orbity ukazuje druhy částic a energetická spektra, která je zapotřebí zahrnout v simulaci. Obecně je v předložené práci rovněž rozebrána problematika interakcí záření s materiélem a principů fungování polovodičových detektorů. K vytvoření modelů SXRM a SpacePix a simulaci jejich reakce na průchod kosmického záření byly v práci použity programy Geant4 a AllpixSquared a analýza takto generovaných dat byla provedena v programu ROOT.

Klíčová slova: kosmické záření, polovodičové pixelové detektory,
simulace průchodu částic látkou, Geant4, AllpixSquared

Title:

Simulation of semiconductor pixel detector response

Author: Matěj Vaculčiak

Field of study: Experimental Nuclear and Particle Physics

Thesis type: Bachelor Thesis

Supervisor: Ing. Michal Marčíšovský, Ph.D.

Consultant: Ing. Peter Švihra

Abstract:

The subject of this thesis is simulation of SXRM, a cosmic radiation detector, and its detection component, the SpacePix ASIC, with subsequent data analysis resulting in optimization suggestions. The intended application area of the SXRM detector is at polar circular Earth orbit at 400 km altitude. Therefore, this thesis describes the composition and properties of cosmic radiation occurring in the aforementioned orbit. The analysis of the orbital model discloses the energy spectra to be included in the particle-detector interaction simulation. Being crucial for the understanding the simulation process, the problematics of particle-matter interaction is discussed broadly as well as the physics of semiconductor detector working principles. Simulation packages Geant4 and AllpixSquared were used in order to create models of SXRM and SpacePix family ASIC and simulation of interaction of several particle species has been performed. The ROOT package was used for resulting data analysis.

Keywords: cosmic radiation, semiconductor pixel detectors,
particle-through-matter passage simulation, Geant4, AllpixSquared

Obsah

1 Kosmické záření	3
1.1 Úvod	3
1.2 Van Allenovy pásy	5
1.3 Galaktické kosmické záření	6
1.4 Solar particle events	10
1.5 Zkoumané spektrum částic a energií	10
2 Interakce záření s látkou	13
2.1 Úvod	13
2.2 Nabité částice	15
2.2.1 Těžké nabité částice	15
2.2.2 Lehké nabité částice	19
2.3 Neutrální částice	22
2.3.1 Lehké neutrální částice	23
2.3.2 Těžké neutrální částice	25
3 Polovodičové detektory	27
3.1 Úvod	27
3.2 Polovodiče	28
3.3 Struktura pixelových detektorů	30
4 Simulační a analytické softwarové nástroje pro vývoj detektorů	35
4.1 Úvod	35
4.2 Geant4	36
4.3 AllpixSquared	38
4.4 ROOT	39
5 Modelování odezvy pixelových detektorů	41
5.1 SpacePix	41
5.2 SXRM	45

6 Analýza a optimalizace detekčních systémů	49
6.1 SpacePix	49
6.2 SXRM	50

Seznam obrázků

1.1	Integrální tok elektronů nad zemským povrchem na polární orbitě.	4
1.2	Integrální tok protonů nad zemským povrchem na polární orbitě.	4
1.3	Ilustrace Van Allanových pásů.	6
1.4	Energetická spektra elektronů a protonů ve vnitřním Van Allenově páse.	7
1.5	Energetická spektra protonů, iontů ${}_2^4\text{He}$ a ${}_{26}^{56}\text{Fe}$ pocházejících z galaktického kosmického záření.	9
1.6	Energetická spektra protonů a iontů ${}_2^4\text{He}$ ze solar particle events.	11
2.1	Schema částic ve standardním modelu.	14
2.2	Brzdná síla antimionu v mědi v závislosti na rychlosti, respektive na hybnosti.	17
2.3	Ionizační stopy těžkých nabitých částic.	18
2.4	Braggův peak	20
2.5	Stopping power elektronu v křemíku.	21
2.6	Podíl brzdné sily a energie částice v závislosti na její energii.	22
2.7	Celkový účinný průřez interakce fotonu v materiálu v závislosti na energii.	24
3.1	Grafické znázornění závislosti tvaru energetického spektra elektronů v křemíku na vzdálenosti atomů.	28
3.2	Grafické znázornění pásové struktury izolantu, polovodiče a vodiče.	29
3.3	Schema mřížky dopovaného křemíku.	30
3.4	Vyprázdněná oblast polovodičů.	31
3.5	Grafické znázornění váhovacího pole pixelu detekčního čipu SpacePix.	32
3.6	Časový vývoj sběru signálu v modelu části pixelu čipu SpacePix.	33
4.1	Ukázka grafického rozhraní Geant4.	36
4.2	Ukázka grafického výstupu AllpixSquared.	39
4.3	Ukázka výstupu analýzy v ROOTu.	40
5.1	Model geometrie detektoru SpacePix.	42

5.2	Model elektrického potenciálu generovaného v programu TCAD.	43
5.3	Řez modelem elektrického pole v matici 3×3 pixelů čipu SpacePix.	44
5.4	Průřezy elektrickým polem pixelu v modelu čipu SpacePix.	44
5.5	Grafické znázornění trajektorií elektronů v pixelu čipu SpacePix.	45
5.6	Simulace energetické diskriminace fotonů měděnými absorbátory.	46
5.7	Model geometrie detektoru SXRM.	47
5.8	Testování úhlového rozdělení svazků propouštěných do detektoru SXRM.	47
6.1	Závislost energie deponované v detekčním čipu SpacePix na počáteční energii.	50
6.2	Počáteční poloha a zásahy úhlově distribuovaných protonů ve vrstvách detekčních čipů SpacePix.	51
6.3	Závislost počtu primárních protonů v kolimovaném svazku zasáhnuvších prvních i vrstev čipů SpacePix na jejich počáteční energii.	52
6.4	Integrální deponovaná energie svazku úhlově distribuovaných protonů.	53
6.5	Grafické znázornění zpracování dat o počtu zásahů způsobeném svazkem protonů.	55
6	Ukázka animace propagace elektronů v pixelu čipu SpacePix.	59
7	Časový vývoj sběru signálu α částice v modelu části pixelu čipu SpacePix.	60
8	Počáteční poloha a zásahy úhlově distribuovaných elektronů ve vrstvách detekčních čipů SpacePix.	61
9	Počáteční poloha a zásahy kolimovaných protonů ve vrstvách detekčních čipů SpacePix.	62
10	Počáteční poloha a zásahy úhlově distribuovaných α částic ve vrstvách detekčních čipů SpacePix.	63
11	Počáteční poloha a zásahy kolimovaných ^{56}Fe ve vrstvách detekčních čipů SpacePix.	64
12	Závislost počtu primárních elektronů v úhlově distribuovaném svazku zasáhnuvších prvních i vrstev čipů SpacePix na jejich počáteční energii.	65
13	Závislost počtu primárních protonů v úhlově distribuovaném svazku zasáhnuvších prvních i vrstev čipů SpacePix na jejich počáteční energii.	66
14	Závislost počtu primárních α částic v úhlově distribuovaném svazku zasáhnuvších prvních i vrstev čipů SpacePix na jejich počáteční energii.	67

15	Závislost počtu primárních iontů $^{56}_{26}\text{Fe}$ v úhlově distribuovaném svazku zasáhnuvších prvních <i>i</i> vrstev čipů SpacePix na jejich počáteční energii.	68
16	Integrální deponovaná energie svazku úhlově distribuovaných elektronů.	69
17	Integrální deponovaná energie svazku úhlově distribuovaných protonů.	70
18	Integrální deponovaná energie svazku úhlově distribuovaných α částic.	71
19	Integrální deponovaná energie svazku úhlově distribuovaných iontů $^{56}_{26}\text{Fe}$	72
20	Grafické znázornění zpracování dat o počtu zásahů způsobeném svazkem elektronů.	73
21	Grafické znázornění zpracování dat o počtu zásahů způsobeném svazkem α částic.	73
22	Grafické znázornění zpracování dat o počtu zásahů způsobeném svazkem iontu $^{56}_{26}\text{Fe}$	74

Seznam tabulek

1	Částice s maximálními integrálními toky v energetických spektrech dominantních na orbitě.	2
1.1	Maximální toky protonů a elektronů ve van Allenových pásech ve výšce 400 km.	8
1.2	Částice s energetickými spektry v cílové oblasti působení SXRM.	10
2.1	Kategorizace zkoumaných částic podle hmotnosti a způsobu interakce.	15
5.1	Energetická spektra a velikosti svazků simulovaných částic.	48
6.1	Prahové energie částic detekovatelných SXRM.	53
6.2	Maxima energetických spekter částic detekovatelných SXRM.	54

Úvod

V této bakalářské práci je popsána část vývoje detektoru nabitých částic pro kosmické aplikace SXRM¹ a v něm použitého detekčního čipu z rodiny SpacePix probíhajícího v rámci výzkumného centra FJFI ČVUT v Praze, na které jsem se měl možnost podílet. Práce zahrnuje především simulaci průchodu částic detektory a vlastními detekčními čipy v programech Geant4 a AllpixSquared a následnou analýzu generovaných dat za účelem nalezení optimálních parametrů čipu SpacePix a detektoru SXRM. Mezi tyto patří například návrh geometrie, tedy rozměrů detektoru a rozložení vnitřních detekčních komponent, stínění a elektroniky. Dalšími charakteristikami zvolenými na základě simulací jsou například použité materiály (výběr mezi měděným a wolframovým absorbátorem) nebo samotný počet detekčních vrstev čipů SpacePix uvnitř SXRM.

Cílová oblast působení detektoru SXRM je primárně v nízké orbitě planety Země², ve výšce okolo 400 km, s možností využití v dalších oblastech kosmického výzkumu jako je například cesta výzkumné sondy k Jupiterovu měsíci Europa v rámci projektu INPPS³. Kruhová zemská orbita je vhodná zejména pro testovací provoz navrženého detektoru na palubě malé družice. První kapitola této práce je proto věnována popisu zdrojů záření zejména v oblasti uvažované obory. Jak se ukáže, stěžejní část kosmického záření zde tvoří protony, elektrony, alfa částice a z vysoce ionizujících částic hlavně ionty železa, přičemž poslední jmenované pocházejí téměř výhradně z galaktického kosmického záření. Uvažované částice i s maximálními toky a rozsahem energetických spekter, ve kterých se na orbitě převážně vyskytují, jsou shrnutы v Tab. 1.

Když tyto částice prolétají materiélem, ztrácí energii a mění směr svého letu prostřednictvím rozličných interakcí, které jsou závislé nejen na druhu částice, ale také jejich aktuální energii. Tato problematika je blíže popsána v kapitole 2.

¹SpacePix Radiation Monitor

²Jde o orbitu s apogeem do 2000 km.

³International Nuclear Power and Propulsion System, více na https://cordis.europa.eu/result/rcn/161150_en.html

Kapitola 3 je věnována principům fungování polovodičových pixelových detektorů, polovodičům jako takovým a způsobům, kterými jsou využity pro detekci častic. Tím je zároveň uzavřen popis fyzikálního pozadí tématu detektorů a přechází se k metodám simulace a analýzy dat a seznámení s nástroji, které jsou k tomu využívány.

Po obecném seznámení s použitým softwarem je v kapitolách 5 a 6 popsána samotná práce, kterou jsem k návrhu SXRM sám přispěl, tedy příprava a provedení simulací spolu s následnou analýzou výsledků a nástinem cest, kterou se vývoj SXRM může dále ubírat.

elektrony	protony	alfa částice	ionty $^{55}_{26}\text{Fe}$
(0 - 10) MeV $10^6 \text{ cm}^2/\text{s}$	(0 - 250) MeV $10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$	(0 - 1) GeV 100 cm^2/s	(0 - 10) GeV 0,1 cm^2/s

Tab. 1: Částice a jejich maximální uvažované integrální toky v energetických spektrech dominantních na orbitě, data z [1]. Energetická spektra elektronů a protonů jsou k nahlédnutí na Obr. 1.1 a Obr. 1.2, jejich maximální toky lze nalézt v Tab. 1.1. Energetická spektra iontů pak lze vyčíst z grafů na Obr. 1.5.

Kapitola 1

Kosmické záření

1.1 Úvod

Detektor SXRM je primárně určen k detekci nabitých částic na orbitě Země. Pro účely této práce byla uvažována polární kruhová orbita ve výšce přibližně 400 km.

Motivace

Znalost kosmických událostí na zemských orbitách je důležitá jak pro běžný život, tak pro výzkumné činnosti ve Vesmíru.

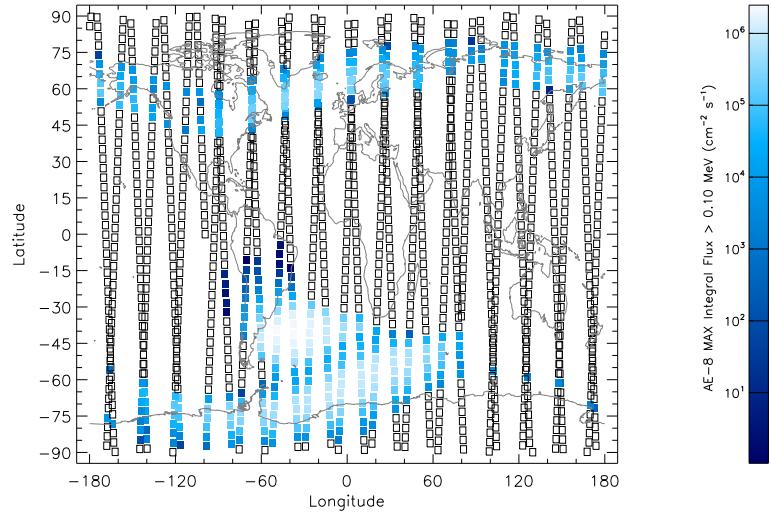
Technologie, které jsou v současnosti považovány za samozřejmou součást každodenního života, jako telekomunikace nebo navigace, mohou být silně ovlivněny mimořádnými radiačními událostmi na orbitě a pro jejich fungování je nutné tyto události monitorovat a případě předpovídат.

S expanzí kosmického výzkumu a plánovanou cestou na Mars je v současnosti znalost vesmírného počasí ještě důležitější, neboť radiační poškození mohou být kritická jak pro posádku, tak pro elektronické vybavení, přičemž ke obzvláště důležitým a velmi těžko předvídatelným zdrojům silné radiace patří částice z energetických událostí na Slunci.

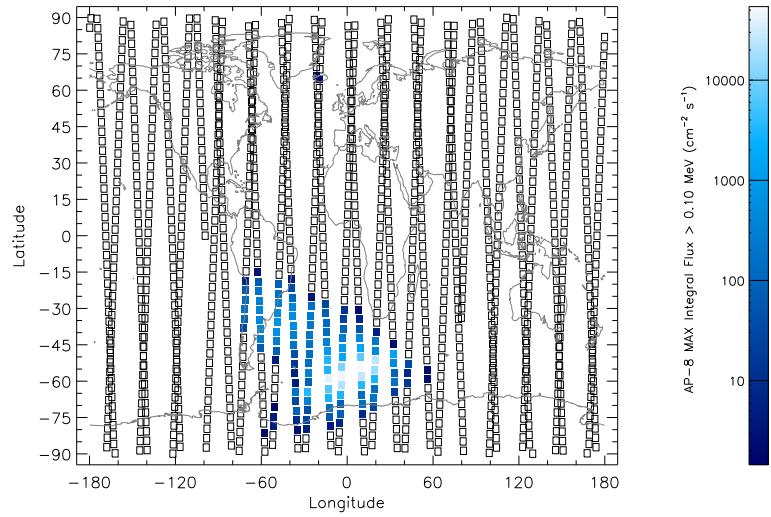
Přehled zdrojů částic

Částice, které se v cílové oblasti působení detektoru SXRM vyskytují (převážně elektrony, protony a těžší ionty), pocházejí ze 3 hlavních zdrojů:

- Van Allenovy pásy
- Galaktické kosmické záření
- Solar particle events



Obr. 1.1: Integrální tok elektronů s energií větší, než 100 keV, na polární orbitě s inklinací 90° ve výšce 400 km [1]. Linie tvořené obdélníky nad zemským povrchem značí zamýšlenou dráhu družice nesoucí SXRM za jeden den. Nejvýraznější toky se nacházejí v oblasti jihoatlantické anomálie a v místech, kam zasahují vrcholy vnějšího Van Allenova pásu, tzv. outer belt horns.



Obr. 1.2: Integrální tok protonů s energií větší, než 100 keV, na polární orbitě s inklinací 90° ve výšce 400 km [1]. Linie tvořené obdélníky nad zemským povrchem značí zamýšlenou dráhu družice s SXRM za jeden den. Nejvýraznější toky se nacházejí v oblasti jihoatlantické anomálie.

Elektrony a protony jsou zejména obsaženy ve Van Allenových pásech, zdrojem vysokoenergetických těžkých nabitých jader je galaktické kosmické záření, které pochází z míst mimo sluneční soustavu. Posledním zdrojem částic v námi uvažované oblasti jsou tzv. solar particle events, tedy události na Slunci, při nichž jsou do meziplanetárního prostoru emitovány vysokoenergetické částice, převážně elektrony, protony a ionty helia.

Pro účely návrhu detektoru SXRM byl použit nástroj Spenvis [1], kterým byla vygenerována¹ energetická spektra a toky částic ve výšce 400 km, viz Obr. 1.1, Obr. 1.2, Obr. 1.4, Obr. 1.5, Obr. 1.6. Polární orbita byla zvolena kvůli rotaci Země, díky které bylo možné sebrat data nad celým jejím povrchem. To by při volbě rovníkové orbity možné nebylo.

1.2 Van Allenovy pásy

Van Allenovy pásy jsou dvě² toroidálně tvarované oblasti (viz Obr. 1.3) výskytu radiačních polí zformované okolo Země její magnetosférou. Jsou v nich zachyceny převážně částice (jde zejména o protony a elektrony) pocházející ze slunečních bouří, galaktického kosmického záření, nebo β^- rozpadu albedo neutronů³. Z energetických spekter těchto částic, graficky znázorněných na Obr. 1.4, lze vycítit, že SXRM se bude potýkat s elektronami o energiích do 10 MeV a protony dosahujícími energií až 300 MeV. Toky těchto částic jsou maximální pro nízké energie okolo 100 keV a v této oblasti dosahují toků pro elektrony až řádově $10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, pro protony pak $10^3 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Analýza simulací ukázala, že titanová folie na povrchu kuželu akceptance efektivně stíní elektrony s energiemi do přibližně 0,1 MeV, protony až do 1,8 MeV, což v kombinaci s grafy na Obr. 1.4 umožňuje určit spodní limit energetických spekter detekovatelných částic uvažovaných při návrhu detektoru SXRM i detekčního čipu SpacePix.

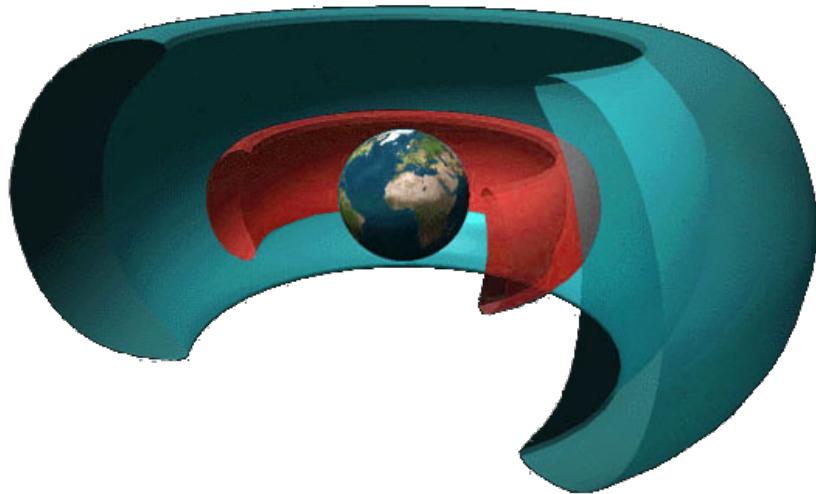
Vzhledem k posunutí zemské rotační osy vůči ose magnetického pole existuje oblast, ve které vnitřní Van Allenův pás zasahuje do prostoru blíže k zemskému povrchu. Tato tzv. jihoatlantická anomálie je dobře viditelná na Obr. 1.1 a Obr. 1.2, kde je v oblasti mezi Jižní Amerikou, Antarktidou a Afrikou výrazný integrální⁴ tok jak protonů, tak elektronů.

¹K vytvoření grafů byly použity modely AP8 pro protony, AE8 pro elektrony, CREME-96 pro solar particle events a ISO 15390 pro galaktické kosmické záření

²Van Allenovy pásy jsou většinou dva, vlivem sluneční aktivity se však mění jejich tvar, šířka a dočasně může dojít i ke vzniku dalších pásov.

³Albedo neutrony vznikají interakcí primárního kosmického záření se zemskou atmosférou.

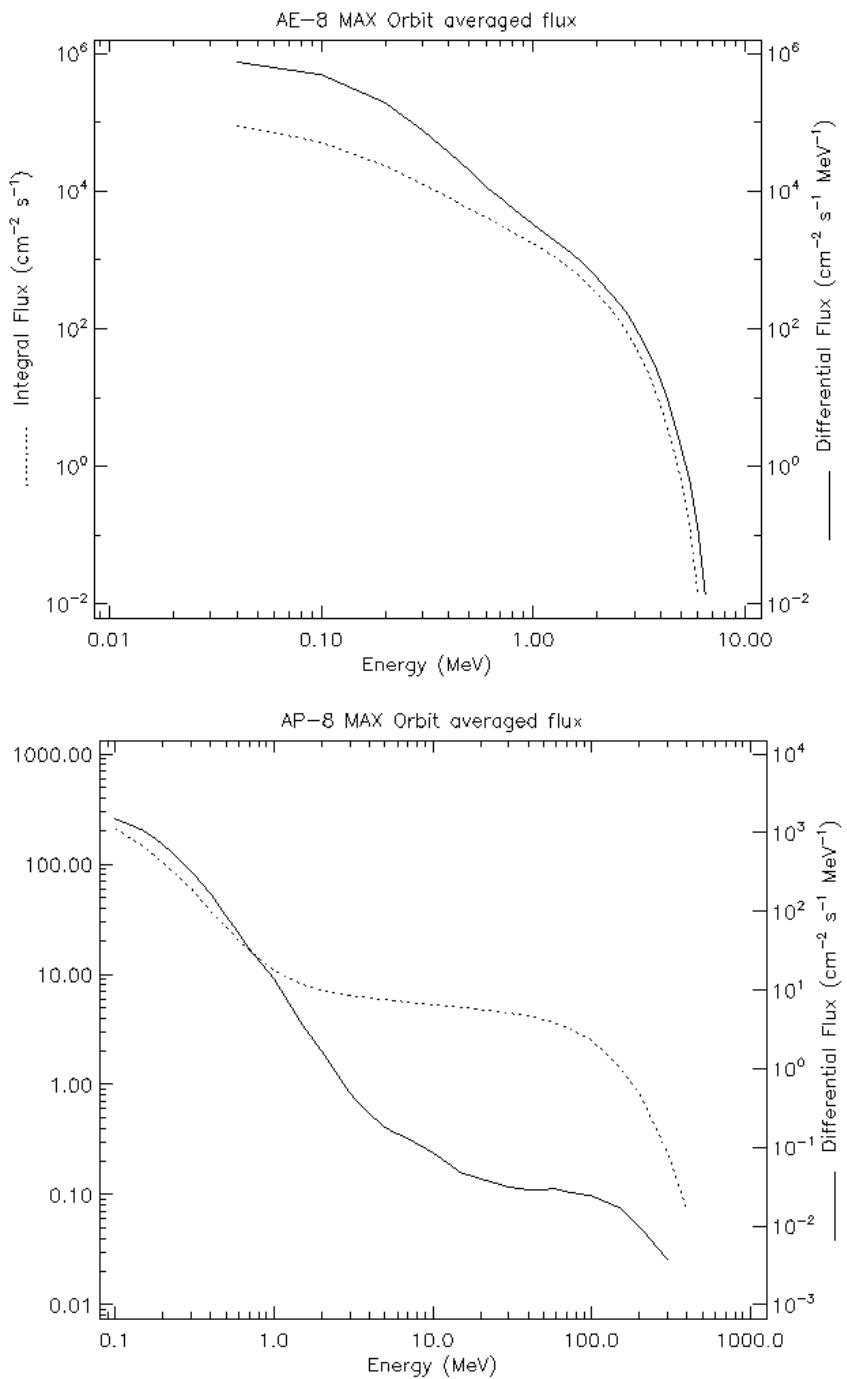
⁴Je zde integrováno přes energetické spektrum.



Obr. 1.3: Ilustrace Van Allanových pásů převzatá z [2].

1.3 Galaktické kosmické záření

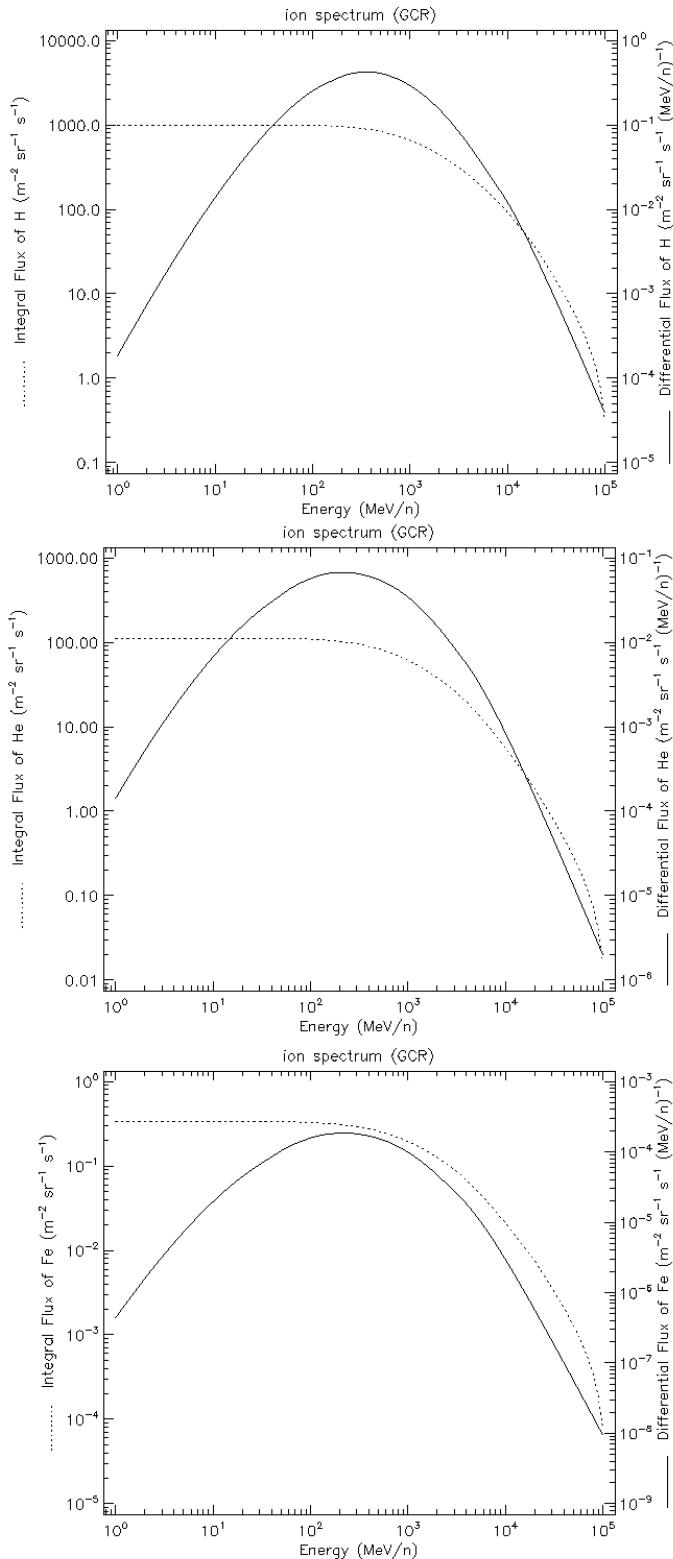
Částice pocházející z oblastí mimo sluneční soustavu jsou označovány jako galaktické kosmické záření (GCR - galactic cosmic radiation) a zahrnuje především ionty ve spektru od samostatných protonů až po jádra uranu. Vzhledem k tomu, že částice GCR dosahují relativistických energií a často mají vysoká protonová čísla, dochází při jejich kontaktu s materiélem k velkým ionizačním ztrátám, případně ke vzniku hadronových spršek. Z velké části (zejména méně energetická část spektra) jsou stíněny magnetickým polem nejen Země, ale primárně také celé sluneční soustavy. Pokud částice projdou až do atmosféry, tvoří spršky, ve kterých dochází ke vzniku albedo neutronů. V oblasti zemských pólů, kde se magnetické siločáry otevřírají, mohou do atmosféry proniknout i méně energetické částice a to nejen kosmického záření, ale i například ze slunečních erupcí. Ionizace a následná deexcitace atomů v atmosféře má pak za efekt vznik fenoménu polární záře. Spektra nejvýznamnějších iontů, α částic a ^{55}Fe , jsou zobrazena na Obr. 1.5. Ionty železa jsou zvoleny jakožto významný zástupce silně ionizujících těžkých iontů, neboť tvoří peak v iontovém spektru galaktického kosmického záření z astrofyzikálních zdrojů.



Obr. 1.4: Energetická spektra elektronů (vlevo) a protonů (vpravo) ve vnitřním Van Allenově páse, konkrétně ve výšce okolo 400 km [1].

Protony			Elektrony		
E [MeV]	F_{\max} [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	F_{24h} [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	E[MeV]	F_{\max} [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]	F_{24h} [$\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$]
0.20	$2.3143 \cdot 10^4$	$3.2438 \cdot 10^9$	0.20	$9.5606 \cdot 10^5$	$7.3929 \cdot 10^{11}$
0.30	$1.3415 \cdot 10^4$	$1.9101 \cdot 10^9$	0.30	$3.7814 \cdot 10^5$	$4.0167 \cdot 10^{11}$
0.40	$7.7764 \cdot 10^3$	$1.1860 \cdot 10^9$	0.40	$2.7309 \cdot 10^5$	$2.5617 \cdot 10^{11}$
0.50	$4.8661 \cdot 10^3$	$8.5430 \cdot 10^8$	0.50	$1.9723 \cdot 10^5$	$1.7148 \cdot 10^{11}$
0.60	$3.0450 \cdot 10^3$	$6.3927 \cdot 10^8$	0.60	$1.5607 \cdot 10^5$	$1.3040 \cdot 10^{11}$
0.70	$2.0637 \cdot 10^3$	$5.1980 \cdot 10^8$	0.70	$1.2350 \cdot 10^5$	$1.0016 \cdot 10^{11}$
1.00	$7.5907 \cdot 10^2$	$3.3884 \cdot 10^8$	0.80	$1.0066 \cdot 10^5$	$7.9927 \cdot 10^{10}$
1.50	$6.8685 \cdot 10^2$	$2.5673 \cdot 10^8$	1.00	$7.0935 \cdot 10^4$	$5.4580 \cdot 10^{10}$
2.00	$6.8268 \cdot 10^2$	$2.2251 \cdot 10^8$	1.25	$4.9088 \cdot 10^4$	$3.5889 \cdot 10^{10}$
3.00	$6.7786 \cdot 10^2$	$2.0237 \cdot 10^8$	1.50	$3.4619 \cdot 10^4$	$2.3774 \cdot 10^{10}$
4.00	$6.7308 \cdot 10^2$	$1.9172 \cdot 10^8$	1.75	$2.3770 \cdot 10^4$	$1.5581 \cdot 10^{10}$
5.00	$6.6579 \cdot 10^2$	$1.8550 \cdot 10^8$	2.00	$1.6320 \cdot 10^4$	$1.0246 \cdot 10^{10}$
6.00	$6.5857 \cdot 10^2$	$1.8044 \cdot 10^8$	2.25	$1.1593 \cdot 10^4$	$6.8579 \cdot 10^9$
7.00	$6.4771 \cdot 10^2$	$1.7615 \cdot 10^8$	2.50	$8.2352 \cdot 10^3$	$4.6071 \cdot 10^9$
10.00	$6.2104 \cdot 10^2$	$1.6609 \cdot 10^8$	2.75	$5.1750 \cdot 10^3$	$2.9038 \cdot 10^9$
15.00	$6.0480 \cdot 10^2$	$1.5785 \cdot 10^8$	3.00	$3.2519 \cdot 10^3$	$1.8396 \cdot 10^9$
20.00	$5.7953 \cdot 10^2$	$1.5100 \cdot 10^8$	3.25	$2.0018 \cdot 10^3$	$1.1441 \cdot 10^9$
30.00	$5.5111 \cdot 10^2$	$1.4072 \cdot 10^8$	3.50	$1.2494 \cdot 10^3$	$7.1422 \cdot 10^8$
40.00	$5.1799 \cdot 10^2$	$1.3125 \cdot 10^8$	3.75	$7.3889 \cdot 10^2$	$4.1526 \cdot 10^8$
50.00	$4.8686 \cdot 10^2$	$1.2253 \cdot 10^8$	4.00	$4.4827 \cdot 10^2$	$2.4246 \cdot 10^8$
60.00	$4.4727 \cdot 10^2$	$1.1275 \cdot 10^8$	4.25	$2.6657 \cdot 10^2$	$1.3207 \cdot 10^8$
70.00	$4.1194 \cdot 10^2$	$1.0394 \cdot 10^8$	4.50	$1.5852 \cdot 10^2$	$7.1887 \cdot 10^7$
100.00	$3.1106 \cdot 10^2$	$7.9985 \cdot 10^7$	4.75	$9.5807 \cdot 10^1$	$3.7776 \cdot 10^7$
150.00	$1.6944 \cdot 10^2$	$4.4982 \cdot 10^7$	5.00	$5.9828 \cdot 10^1$	$1.9502 \cdot 10^7$
200.00	$9.4937 \cdot 10^1$	$2.6185 \cdot 10^7$	5.50	$1.5409 \cdot 10^1$	$3.9029 \cdot 10^6$
300.00	$3.3781 \cdot 10^1$	$7.6904 \cdot 10^6$	6.00	$3.5488 \cdot 10^0$	$4.3425 \cdot 10^5$
400.00	$1.2020 \cdot 10^1$	$2.2963 \cdot 10^6$	6.50	$< 1 \cdot 10^0$	$0.0000 \cdot 10^0$

Tab. 1.1: Maximální F_{\max} a integrální F_{24h} (za 24 hodin) toky protonů a elektronů pro energie E ve van Allenových pásech, konkrétně ve výšce 400 km. Hodnoty byly generované pomocí modelů AE8 (elektrony) a AP8 (protony) v nástroji Spenvis [1].



Obr. 1.5: Energetická spektra protonů (nahoře), iontů ${}^4_2\text{He}$ (uprostřed) a ${}^{56}_{26}\text{Fe}$ (dole) pocházejících z galaktického kosmického záření ve vnitřním Van Allenově páse, konkrétně ve výšce okolo 400 km [1].

1.4 Solar particle events

Posledním z významných zdrojů ionizujícího záření v oblastech působení SXRM jsou silně nedeterministické solar particle events, ke kterým dochází v obdobích slunečního maxima⁵. První z příčin jejich vzniku jsou krátkodobé sluneční erupce, které trvají řádově hodiny, a jsou při nich emitovány zejména vysokoenergetické fotony. Druhou příčinou, vznikající při rekombinaci magnetických polí Slunce, jsou výrony koronální hmoty, při kterých je do meziplanetárního prostoru v průběhu až několika dní uvolňováno velké množství vysokoenergetických částic od fotonů a elektronů přes protony až po těžké ionty [2]. Energetické spektrum takto vzniklých protonů, α částic a iontů $^{56}_{26}\text{Fe}$ je na Obr. 1.6. Koronální hmota je uvolňována ve formě obrovského množství plazmatu, a částice v něm urychlené mohou zejména pro detektory znamenat nebezpečí radiačního poškození formou efektů popsaných v kapitole 2.

Největší zaznamenanou sluneční bouří byla událost v roce 1859 tzv. Carrington event, při které došlo k výronu koronální hmoty, který zasáhl zemskou magnetosféru. Vzhledem ke své vysoké energii prošly částice až do atmosféry, kde byly pozorovány jevy podobné polární záři po celé Zemi. Zároveň došlo k silné geomagnetické bouři, která by v dnešní době znamenala obrovské problémy nejen pro satelity, ale pro elektronická zařízení všude na světě.

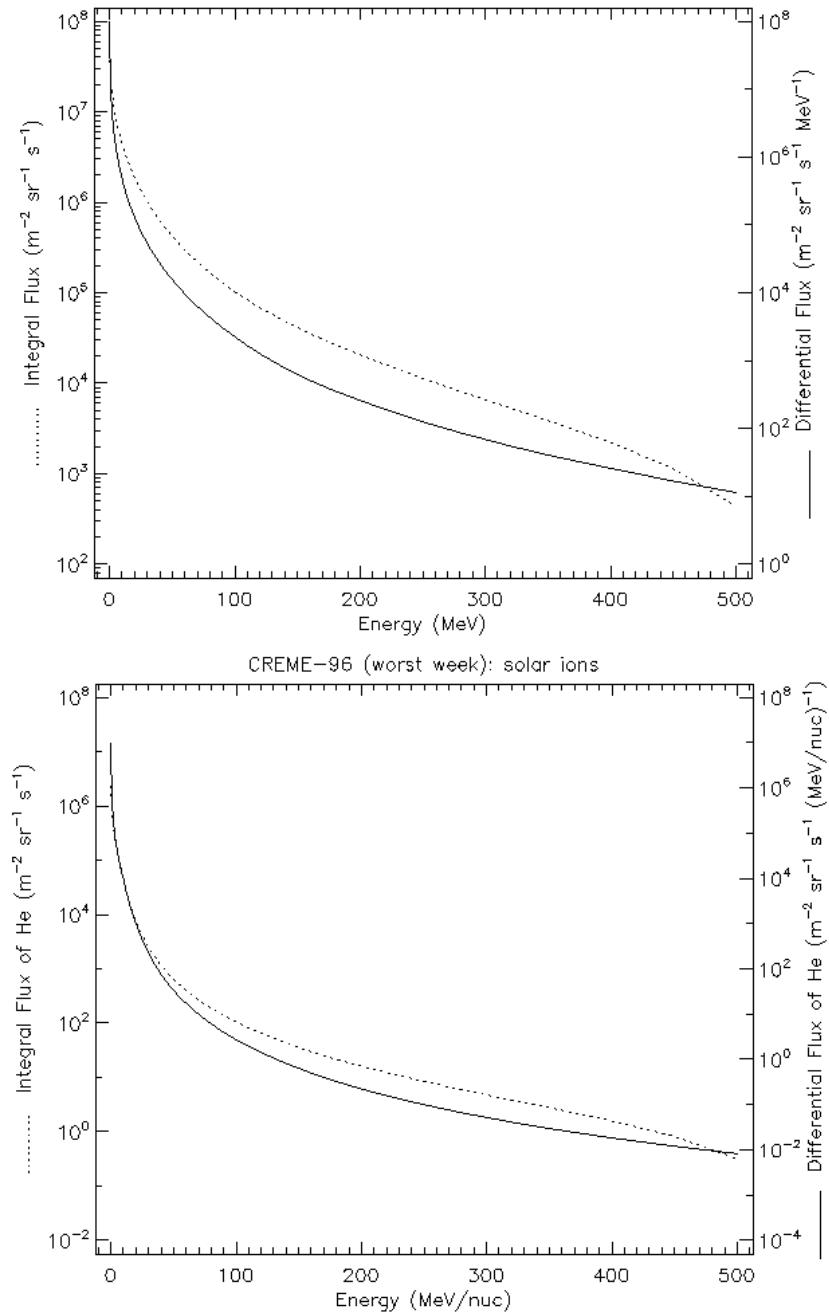
1.5 Zkoumané spektrum částic a energií

Jak plyne z grafických znázornění energetických spekter částic přítomných v cílové oblasti působení detektoru SXRM a dalších nároků (rozměrových, hmotnostních nebo finančních), je v simulacích nutné zaměřit se zejména na částice se spektry uvedené v Tab. 1.2.

částice	energetické spektrum	
elektrony	0 - 10	MeV
protony	0 - 250	MeV
ionty $^4_{\text{He}}$	0 - 1	GeV
ionty $^{56}_{26}\text{Fe}$	0 - 10	GeV

Tab. 1.2: Částice vyskytující se v cílové oblasti působení detektoru SXRM s energetickými spektry. Spodní limit intervalů je nastaven na 0, aby byla v simulacích brána v potaz i funkce stínění šasi detektoru.

⁵Sluneční aktivita se mění v jedenáctiletých cyklech, z nichž 4 zahrnují solární minimum a 7 solární maximum.



Obr. 1.6: Energetická spektra protonů (nahoře) iontů $_{\frac{1}{2}}^4 \text{He}$ (dole) pocházejících ze solar particle events na nízké orbitě, konkrétně ve výšce okolo 400 km [1].

Kapitola 2

Interakce záření s látkou

2.1 Úvod

Chceme-li použít detektor k efektivnímu sběru informací o částicích, které jím prolétají, musíme v první řadě rozumět způsobu, jakým spolu tyto dva objekty (tedy částice a materiál senzoru) interagují. Pakliže budeme vědět, jaké chování máme v konkrétním materiálu očekávat od dané částice, budeme schopni konstruovat optimalizované detektory schopné s vysokou měrou přesnosti určit nejen druh zaznamenané částice, ale i další její vlastnosti jako elektrický náboj, hybnost nebo energii. Zmíněné chování je tvořeno řadou dílčích efektů závislých na tom, jaké konkrétní objekty spolu interagují (pro příklad uvedeme Čerenkovo záření, které můžeme pozorovat u elektronů nebo produkci elektron-pozitronových párů charakteristickou pro vysokoenergetické fotony). Druhým krokem k efektivní detekci a identifikaci častic bude tedy nalezení těch nejvýznamnějších jevů a jejich použití k approximaci celé interakce. To znamená vhodně vybrat efekty dominující v konkrétní energetické oblasti a těmi minoritními se nadále nezabývat. Tato kapitola si nedává za úkol zabývat se zmíněnou problematikou v celé její šíři, tedy korektně popisovat veškerá přiblížení a vysvětlovat, proč k nim bylo možné přistoupit, nýbrž co možná nejpřehledněji shrnout, které interakce jsou pro konkrétní druhy častic rozhodující při simulaci jejich průchodu materiálem detektoru.

Přehled známých elementárních častic obsažených ve standardním modelu je vyobrazen na Obr. 2.1. S kvarky, které se nemohou vyskytovat samostatně, se budeme setkávat ve formě vázaných stavů - hadronů, tedy dvou- až tří-částicových systémů. Kvark-antikvarkové páry se nazývají mezonu, shluky tří kvarků pak baryony. V souvislosti s detekcí kosmického záření jsou nejvýznamnějšími zástupci leptonů elektrony, případně jejich antičástice - pozitrony. Pro potřeby simulací (kalibrace, validace) budou rovněž užitečné těžší leptony - miony. S nejtěžšími τ -leptony se pak vzhledem k jejich krátké době existence téměř nesetkáme. Cílem detekce rovněž nebudou velmi spora-

dicky interagující neutrina, těžké bosony W^\pm , Z^0 a H ani nosiče silné interakce - gluony. Fotony - kvanta elektromagnetické interakce - budou zmíněny jakožto zástupci lehkých nenabitých částic.

	mass $\approx 2.2 \text{ MeV}/c^2$ charge 2/3 spin 1/2	mass $\approx 1.28 \text{ GeV}/c^2$ charge 2/3 spin 1/2	mass $\approx 173.1 \text{ GeV}/c^2$ charge 2/3 spin 1/2	mass 0 charge 0 spin 1	mass $\approx 125.09 \text{ GeV}/c^2$ charge 0 spin 0
QUARKS	u up	c charm	t top	g gluon	H Higgs
	mass $\approx 4.7 \text{ MeV}/c^2$ charge -1/3 spin 1/2	mass $\approx 96 \text{ MeV}/c^2$ charge -1/3 spin 1/2	mass $\approx 4.18 \text{ GeV}/c^2$ charge -1/3 spin 1/2	mass 0 charge 0 spin 1	mass 0 charge 0 spin 0
	d down	s strange	b bottom	γ photon	
LEPTONS	e electron	μ muon	τ tau	Z Z boson	
	mass $\approx 0.511 \text{ MeV}/c^2$ charge -1 spin 1/2	mass $\approx 105.66 \text{ MeV}/c^2$ charge -1 spin 1/2	mass $\approx 1.7768 \text{ GeV}/c^2$ charge -1 spin 1/2	mass $\approx 91.19 \text{ GeV}/c^2$ charge 0 spin 1	
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W W boson	
GAUGE BOSONS					

Obr. 2.1: Schema částic ve standardním modelu. První tři sloupce oddělují generace kvarků a leptonů. Částice z obou těchto kategorií mají poločíselný spin, jedná se tedy o fermiony. Ve čtvrtém sloupci jsou červeně vyznačeny bosony - částice s nulovým spinem zprostředkovávající interakce. Samostatně stojí žlutě vyznačený Higgsův boson - jediný skalární boson. V tabulce jsou uvedeny také klidové hmotnosti částic a jejich elektrický náboj. Data z [3].

Protože interakce s látkou se budou různit podle druhu a fyzikálních vlastností částice, rozdělíme je (po vzoru [4]) na elektricky nabité a neutrální, každou z těchto skupin pak dále na těžké a lehké. Výsledkem rozdělení jsou 4 kategorie částic (viz Tab. 2.1), jejichž interakcí s látkou se budeme v následujících sekčních podrobněji zabývat.

Než tak učiníme, zmiňme ještě důvod, proč jsme při rozdělování vybrali jako faktor právě přítomnost elektrického náboje. Moderní detekční techniky jsou schopny detektovat primárně ionizaci v materiálu, kterou způsobují právě elektricky nabité částice. Pokud navíc uvážíme principy, na nichž je založena současná elektronika, je zřejmá snaha převádět veškeré informace o deteko-

	elektricky nabité	elektricky neutrální
lehké	elektrony, pozitrony	fotony, neutrina
těžké	těžké leptony, ionty, nabité hadrony a bosony	neutrální hadrony a bosony

Tab. 2.1: Kategorizace zkoumaných částic podle [4].

vaných částicích na elektrické signály, které je možné dále zpracovávat. Elektromagnetické interakce je proto v jistém smyslu privilegovaná a přítomnost jejího náboje bude hrát při detekci částic významnou roli. Rozdělení na lehké a těžké částice pak plyne z approximací, k nimž se uchylujeme při odvozování matematického popisu studovaných zákonitostí.

Prestože pro detektory SpacePix i SXRM jsou důležité primárně ionizační ztráty nabitéch částic, které jsou také rozebrány detailněji, je obecná problematika interakce záření s látkou rozebrána do větší šíře.

2.2 Nabité částice

Částice přímo interagující s materiélem elektromagneticky rozdělíme podle hmotnosti na lehké, konkrétně elektrony a pozitrony, a těžké, přičemž tato kategorie pro potřeby vývoje detektoru SXRM zahrnuje primárně protony a těžké ionty, konkrétně ^4_2He a $^{56}_{26}\text{Fe}$, jejichž izotopické zastoupení činí v přírodě 91,75 %. Na tomto místě je vhodné poznamenat, že hovoříme-li o těžkých nabitéch částicích, máme v souvislosti s tímto rozdělením na mysli jejich poměr ke hmotnosti elektronů, které jsou, vzhledem k hustotě výskytu v materiálu, hlavním přispěvatelem coulombické interakce. Prostřednictvím ionizačních ztrát je v současných detektorech možné přímo detektovat pouze elektrony, miony, protony a těžké ionty, ve sprškách kaony a piony, ty všechny nezávisle na jejich elektrickém náboji. Ostatní nabité částice mají příliš krátkou dobu života, než aby je bylo možné přímo detektovat.

2.2.1 Těžké nabité částice

Hmotnost částic spadajících do této skupiny je velká vzhledem ke hmotnosti elektronů, přičemž pro nejlehčí z nich, miony a π -mezony, činí tento poměr přibližně 200¹.

Ionizační ztráty

Při elektromagnetické interakci těžkých nabitéch částic s látkou proto můžeme předpokládat, že se těžká nabité částice během průletu materiélem nerozpty-

¹Poměr hmotnosti elektronů a mionů je přibližně 207, elektronů a pionů přibližně 264.

luje, jak to ostatně udělal při odvození své formule Niels Bohr [5]. Uvažoval elektrostatickou sílu působící mezi částicí a elektronem vázaným v materiálu a ze změny příčné hybnosti letící částice určil změnu celkové energie na jednotku dráhy

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{mv^2} N_e \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}, \quad (2.1)$$

kde z je bezrozměrný násobek náboje elektronu, e je náboj elektronu, m a v jsou hmotnost a rychlosť nalétávající částice, N_e je hustota elektronů, a proměnné b označují minimální a maximální impact parametr² srážky částice s elektronem.

Roku 1932 zdokonalil Bohrovu formulí za použití znalostí, které nově nabídla kvantová mechanika, Hans Bethe. S přispěním Felixe Blocha³ vznikla výsledná formule⁴

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{K}{2} \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_0 c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right], \quad (2.2)$$

která se pro výpočet stopping power⁵ těžké nabité částice využívá dodnes.

Oproti Bohrově vzorci vyjadřuje Bethe-Blochova formule pouze střední hodnotu brzdné síly. Z přibývších proměnných značí A a Z nukleonové a protónové číslo materiálu, T_{\max} odpovídá maximální energii, kterou je možné přenést při jedné srážce, I je střední excitační energie, m_0 klidová hmotnost elektronu a $K \equiv 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$ je tabulková hodnota⁶ dohledatelná v [3]. Faktory β a γ jsou nám známy z relativistického formalismu pro práci s rychlostí v , konkrétně $\beta \equiv \frac{v}{c}$ a $\gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Funkce $\delta(\beta\gamma)$ je korekce hustoty elektronů v materiálu (tzv. density correction) a odpovídá efektu, při němž letící částice polarizuje prostředí a sama tak modifikuje elektrické pole, které na ni působí. Korekce efektivně znamená zahrnutí faktu, že elektrony v materiálu nezůstávají během interakce s letící částicí nehybné. Jak je vidět na Obr. 2.2, density correction má v daném případě na výsledný tvar funkce vliv od energií v rádu stovek MeV.

Rovnice (2.2) popisuje část křivky vyjadřující ztrátu energie těžké nabité částice v materiálu ionizací. Na Obr. 2.2 je na příkladu prostupu antimionu mědí znázorněna závislost jeho stopping power ($-\frac{dE}{dx}$) na rychlosti, potažmo hybnosti. Pro vyznačenou oblast hybností mezi přibližně 10 MeV a 100 GeV

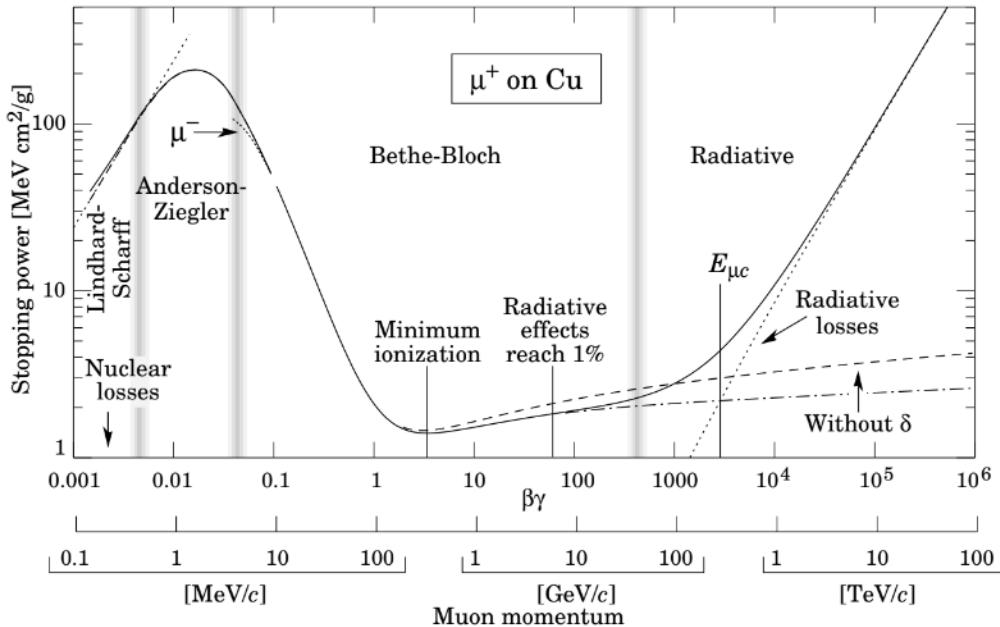
²Jde o kolmou odchylku od směru přímé srážky.

³Bloch nalezl například approximaci střední excitační energie, jediného člena, který v (2.2) popisuje materiálové vlastnosti.

⁴Vzorec je vyjádřen ve formě, kterou lze nalézt v [3].

⁵Stopping power vyjadřuje střední přenesenou energie na jednotku vzdálenosti.

⁶Zde jsou N_A Avogadrova konstanta, r_e poloměr elektronu a $m_e c^2 \sim$ energie elektronu.



Obr. 2.2: Ztráta energie antimionu v mědi na jednotku uražené vzdálenosti v závislosti na rychlosti $[\beta\gamma]$, respektive na hybnosti [3]. Část popsaná Bethe-Blochovou formulí je v oblasti vyznačené pruhy u hybností cca 10 MeV a 100 GeV.

dominuje efekt popsaný právě Bethe-Blochovou formulí. Pro hybnosti dosahující vyšších hodnot začnou převládat efekty vyzařování, tedy radiační ztráty. Hodnota energie, pro kterou se oba efekty vyrovnají je na Obr. 2.2 označená jako $E_{\mu c}$, tedy kritická energie.

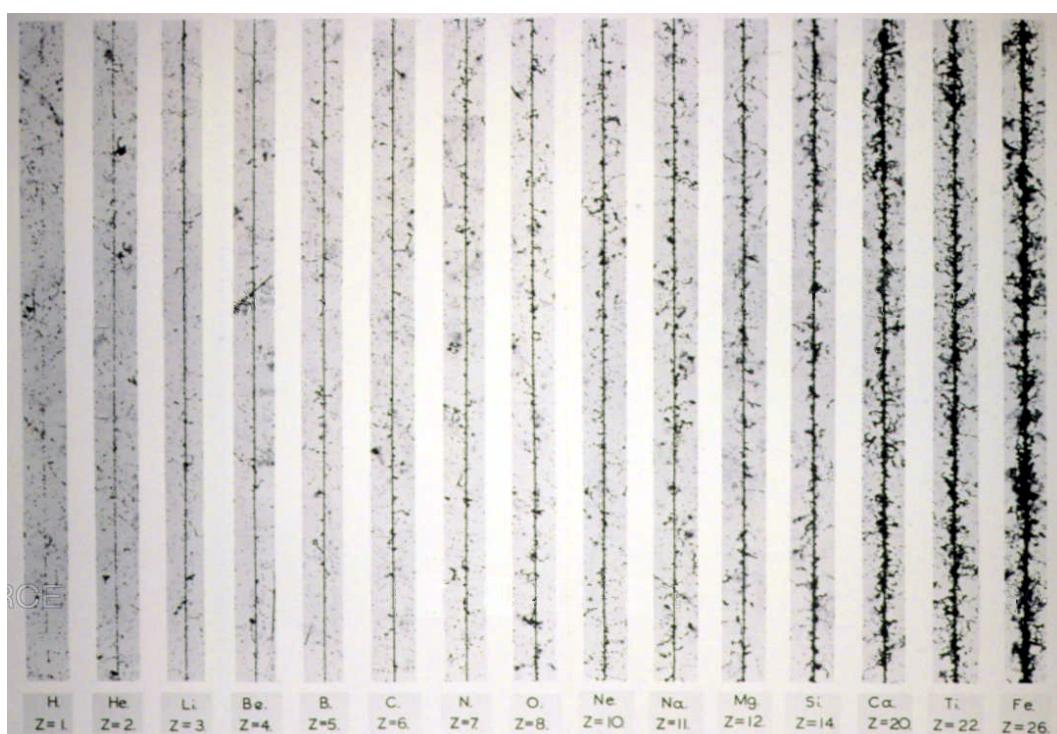
Poznamenejme, že pro potřeby formalismu částicové fyziky, zejména zjednodušení a zpřehlednění výpočtů, je řada konstant pokládána rovnou jedné. Jednou z takových konstant je například rychlosť světla, což má za následek mimo jiné sjednocení veličin energie a hybnosti. Bud' tato poslední argumentace ospravedlněním použití výrazu *kritická energie* pro hodnotu nacházející se formálně na ose vyjadřující *hybnost*. Mějme ji také na paměti, kdykoliv v textu uvedeme hodnoty energie nebo hmotnosti v násobcích jednotky eV.

Zamyslíme-li se nad tím, jaké jevy popsané formulí (2.2) nastávají při průchodu těžké nabité částice z pohledu materiálu, nabídnou se dvě hlavní eventuality. Může dojít k excitaci atomů, tedy vybuzení vázaných elektronů na vyšší energetické hladiny, nebo přímo ionizaci - vyražení elektronů z atomového obalu. Druhá zmíněná možnost je pro detekci částic velmi důležitá, neboť v polovodičovém materiálu (např. křemík) dochází při ionizaci atomů ke vzniku elektron-děrových párů. Tyto volné nosiče pak v přítomnosti

elektrického pole driftují materiálem senzoru ke sběrným elektrodám a při dostatečném počtu mohou být registrovány jako signál.

Delta elektrony

Při průchodu vysokoenergetické těžké nabité částice materiálem může dojít ke vzniku tzv. delta elektronů. Dojde k němu tedy, je-li elektronu předána dostatečná energie k tomu, aby byl uvolněn z mateřského atomu a sám dále prostupoval materiálem, přičemž ionizuje další atomy a přispívá tak ke vzniku clusterů doprovázejících primární ionizaci těžké nabité částice.



Obr. 2.3: Ionizační stopy těžkých nabitých částic ve spektru od H po Fe s efektem produkce delta elektronů [6].

Radiační poškození

Kromě ionizačních ztrát popsaných Bethe-Blochovou formulí může dojít ke ztrátě energie těžké nabité částice také přímou interakcí s jádrem, což může mít za následek poškození detektoru. Obecně se rozlišují dva druhy radiačního poškození: tranzientní a kumulativní. První zmíněné nastává při tzv. single event efektech, tedy když silně ionizující částice vytvoří v izolantu vodivou cestu, což může vést ke zkratu a poškození elektroniky.

Kumulativní poruchy se dále dělí na objemové a ionizační. Objemové spočívají ve vyražení atomu z krystalové mřížky, označovaného jako Frenkelova porucha. Takovýto atom v intersticiální poloze může materiálem dále difundovat, případně vyrazit z mřížky další atomy, čímž vznikne tzv. cluster defekt. Při tom dochází ke vzniku nových energetických hladin uvnitř zakázaného pásu, které slouží jako rekombinační centra a snižují tak efektivitu sběru signálu. K ionizačním kumulativním poruchám může dojít například v detekčním čipu SpacePix a to ve vrstvách SiO₂, které plní funkci izolantu. Pokud v nich dojde ke vzniku elektron-děrových páru, uniknou elektrony, které zde mají mobilitu až 10⁶krát větší, než díry, z materiálu rychle pryč, zatímco díry se zde zachytí v tzv. pastích. Tím v detektoru dochází ke kumulaci kladného náboje, která má za následek efektivní snížení biasovacího napětí.

Braggův peak

Charakter energetických ztrát těžkých nabitých částic se projevuje vznikem fenoménu tzv. Braggova peaku znázorněného na Obr. 2.4. Jde o výrazný vrchol na grafu znázorňujícím deponovanou energii na jednotku vzdálenosti v závislosti na vzdálenosti uražené v materiálu, tzv. Braggově křivce. To, že k největším ztrátám energie dochází až v koncové oblasti dráhy částice, nalézá široké využití například v protonové terapii. V případě vývoje detektorů se sledováním polohy Braggova peaku dá efektivně ověřit kvalita simulace porovnáním s laboratorním měřením.

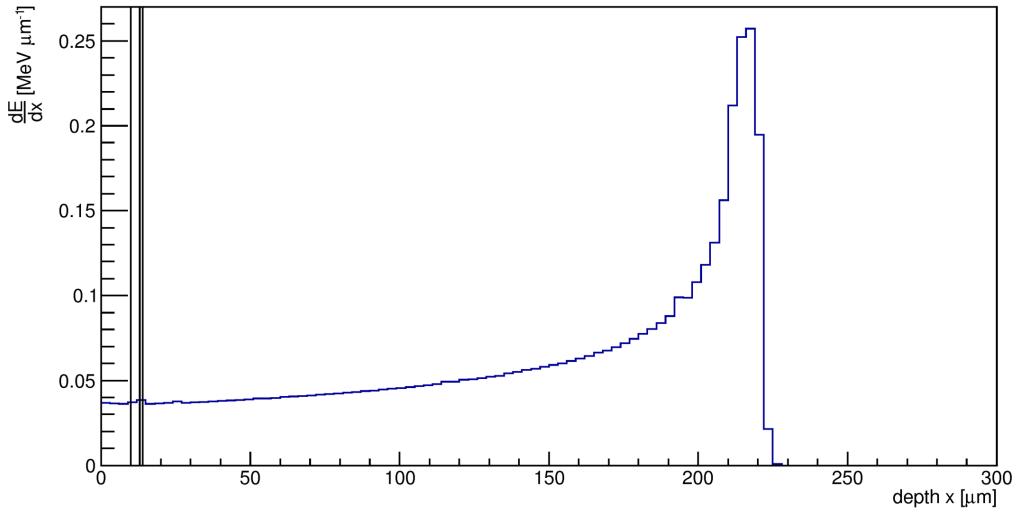
2.2.2 Lehké nabité částice

Jak již bylo zmíněno, kategorie lehkých nabitých částic zahrnuje pouze elektron a jeho kladně nabité protějšek - pozitron. Ty právě vzhledem ke své malé hmotnosti deponují energii nejen kolizemi, nýbrž také různými druhy záření, mezi něž se řadí například brzdné, přechodové nebo Čerenkovo. Poslední dva druhy záření jsou z hlediska velikosti ztráty energie zanedbatelné, významné je však záření brzdné⁷, které je pro energetickou depozici částic s energií nad 10 MeV v případě průchodu olovem na Obr. 2.6 rozhodujícím faktorem.

Ionizační ztráty

Pro energetické spektrum, které nás pro vývoj detektoru k měření kosmického záření na orbitě zajímá (elektrony v oblasti 100 keV - 10 MeV) jsou nejvýznamnější ztráty ionizační, protože, jak je vidět na Obr. 2.5, kritická energie elektronů v křemíku je až okolo 40 MeV. Ty jsou, podobně jako ztráty popsané Bethe-Blochovou formulí pro těžké elektricky nabité částice,

⁷Brzdné záření bývá v literatuře označováno jako bremsstrahlung, z němčiny: bremsen - brzdit, Strahlung - záření.

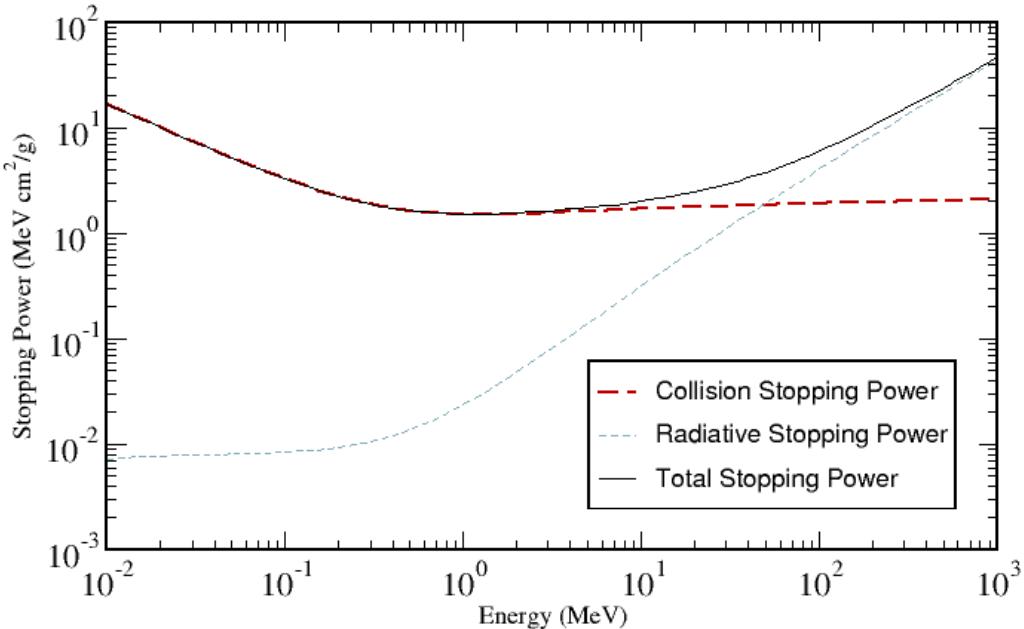


Obr. 2.4: Braggův peak získaný analýzou dat ze simulace průchodu svazku 10^4 protonů o energii 5 MeV modelem čipu SpacePix. Energetická depozice je přepočtena na jeden proton. Svislými linkami jsou znázorněny hranice mezi svrchními vrstvami čipu SpacePix, x-ová osa depth pokrývá celou hloubku čipu.

zprostředkovány spojitou depozicí kinetické energie formou elektromagnetické interakce s vázanými elektrony a ve zbytku textu o nich bude, stejně jako dříve v tomto odstavci, referováno jako o kolizích.

Pokud budeme chtít pro elektrony a pozitrony odvodit obdobu Bethe-Blochovy formule, budeme muset mít na paměti, ke kterým approximacím jsme v případě těžkých nabitého částic přistoupili. Konkrétně například to, že pro interakci částic podobných hmotností už nemůžeme předpokládat, že směr letící částice zůstává nezměněn nebo, na první pohled možná ne zcela intuitivní nerozlišitelnost elektronů, která se však ve výsledném vzorci rovněž odrazí. Výsledkem (který opět odvodil Hans Bethe, [4]) je vztah pro brzdnou sílu způsobenou kolizemi

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_c = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_0 v^2} \left(\ln \frac{m_0 v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (\ln 2)(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 \right). \quad (2.3)$$



Obr. 2.5: Stopping power elektronu v křemíku vztažená na $\text{cm}^2 \cdot \text{g}$. Kritická energie je zde okolo 40 MeV. Graf byl generován v nástroji ESTAR, <http://physics.nist.gov/Star>.

Pro radiační ztráty elektronu lze rovněž najít matematické vyjádření, a to rovnici

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_0^2c^4} \left(4 \ln \frac{2E}{m_0c^2} - \frac{4}{3}\right), \quad (2.4)$$

kde N je hustota počtu částic, viz [4].

Vztah pro celkovou přenesenou energii na jednotku vzdálenosti lehké nabité částice je dán součtem jednotlivých komponent (radiační a kolizní), tedy

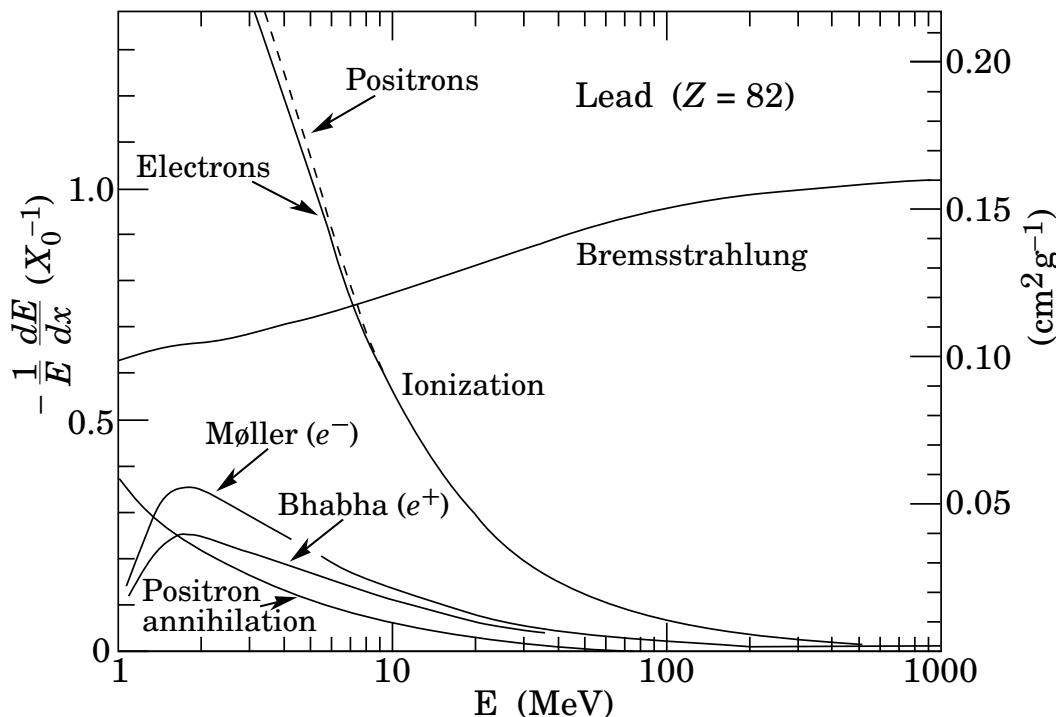
$$\frac{dE}{dx} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_c + \left(\frac{dE}{dx}\right)_r. \quad (2.5)$$

Kritická energie, tedy energie, pro niž se radiační ztráty vyrovnají kolizním, se u olova nachází v oblasti okolo 10 MeV, tedy až na okraji námi studovaného spektra, jak je vidět na Obr. 2.6. Obecněji může být kritická energie approximována vztahem

$$E_c[\text{MeV}] = \frac{610\text{MeV}}{Z+1,24}, \quad (2.6)$$

kde Z je protonové číslo iontu [3] a pro křemík, který je použitý v detekčním čipu SpacePix je tedy kritická energie $E_c = 40$ MeV, což odpovídá hodnotě v grafu na Obr. 2.5.

Pro nízké energie je hlavní příčinou ztrát ionizace, které se pro kritickou energii vyrovná produkce brzdného záření. To je pro vyšší energie zcela dominantním faktorem. Méně výrazné příspěvky, jako rozptyly (pro elektrony Møller, pro pozitrony Bhabha) nebo anihilace pozitronů s vázanými elektronami, vymizí pro energie od 100 MeV téměř úplně.



Obr. 2.6: Podíl deponované energie lehké nabité částice v olovu na radiační délku ($-\frac{dE}{dx}$) a její energie v závislosti na její energii E [3]. Ionizační ztráty jsou odlišeny čárkovanou křivkou v oblasti, kde se různí pro elektrony a pozitrony. Křivka označená jako Bremsstrahlung označuje ztráty brzdným zářením. Energetické ztráty způsobené rozptyly jsou pro elektrony Møller, pro pozitrony Bhabha. Positron annihilation označuje jev, kdy nízkoenergetické pozitrony anihilují s elektronami za vzniku fotonů.

2.3 Neutrální částice

Jak název napovídá, v této skupině částic najdeme takové, které nenesou elektrický náboj. Přestože formálně budou opět rozděleny na těžké a lehké, reálně se bude jednat pouze o fotony a neutrony. Ostatními neutrálními hadrony se nezabýváme vzhledem k jejich krátké době života a ve stejné situaci jsou elek-

tricky neutrální bosony Z^0 a Higgsův. Neutrina jsou sice stabilní⁸, uvážíme-li však jejich malý účinný průřez ve většině reakcí, je zřejmé, že pro vývoj polovodičových pixelových detektorů mohou být rovněž zanedbána.

2.3.1 Lehké neutrální částice

Kategorie lehkých neutrálních částic efektivně odpovídá kategorii fotonů. Ty při průletu materiélem ztrácí energii formou několika výrazných jevů, jmenovitě fotoefektem, Rayleighovým a Comptonovým rozptylem nebo produkcí elektron-pozitronových párů. Výsledný účinný průřez vzniknuvší kombinací výše jmenovaných efektů je v závislosti na energii fotonu znázorněn na Obr. 2.7. Na tom je také dobře vidět, jak výrazně se jednotlivé efekty na výsledku podílejí pro různé hodnoty energie částice.

Fotoelektrický efekt

Pro fotony s energiemi do 100 keV v křemíku (Obr. 2.7) zcela jasně dominuje fotoefekt a celkový účinný průřez zde také nabývá nejvyšších hodnot. Samotný fotoefekt, za nějž byla mimo další příspěvky teoretické fyzice Alberta Einsteini roku 1921 udělena Nobelova cena, spočívá v úplné absorpci nalétávajícího fotonu elektronem, který je následně uvolněn z atomu.

Rozptyly

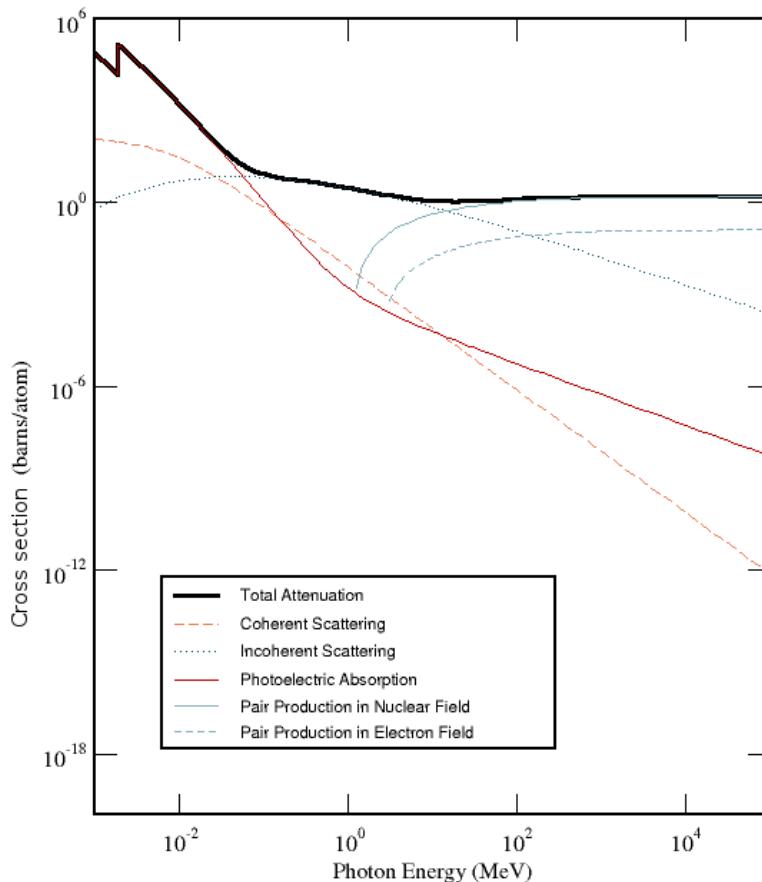
Další jev vedoucí ke ztrátě energie fotonů v materiu - Comptonův rozptyl - popisuje podobnou situaci, ale na rozdíl od fotoefektu předává nalétávající foton elektronu ne celou, ale jen část své energie, načež je vychýlen ze své původní trajektorie. Mezi úhlem rozptylu a přenesenou energií existuje vztah (2.7), který můžeme najít v [4]. Proměnná $h\nu'$ značí energii fotonu před srážkou, tatáž proměnná nečárkovaná pak energii po rozptylu. Pro energie kolem 1 MeV, kde se pravděpodobnost vzniku fotoefektu velmi rychle ubírá k nule, zároveň však foton ještě nemá dostatek energie k výraznější produkci elektron-pozitronových párů, je to právě Comptonův rozptyl, který je rozhodující komponentou pro celkový účinný průřez (viz Obr. 2.7).

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (2.7)$$

Zmiňme se ještě o Rayleighově rozptylu, který sice na výsledný účinný průřez nemá výrazný vliv (všimněme si logaritmické škály na Obr. 2.7), ale má na svědomí jev, jehož vysvětlení podněcovalo zájem vědců v samých počátcích

⁸Oscilace nepovažujeme za nestabilitu, neboť k přeměně dochází pouze mezi generacemi samotných neutrín.

⁹Graf byl vytvořen v programu XCOM, <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.



Obr. 2.7: Celkový účinný průřez interakce fotonu v křemíku v závislosti na energii⁹.

Total Attenuation	celkové ztráty
Photoelectric Absorption	fotoelektrický jev (absorpce fotonu elektronem)
Coherent Scattering	Rayleighův rozptyl
Incoherent Scattering	Comptonův rozptyl
Pair Production in Nuclear Field	produkce elektron-pozitronových párů v poli jádra
Pair Production in Electron Field	produkce elektron-pozitronových párů v poli elektronu

fyzikálního zkoumání světla - modrou oblohu. Jak zjistil na konci 19. století laureát Nobelovy ceny za fyziku Lord Rayleigh [7], rozptyluje-li se světlo na částicích podstatně menších, než je jeho vlnová délka, klesá s její čtvrtou mocninou intenzita a modré světlo se tak rozprostírá po celé obloze, zatímco zbylé barvy směrem k červené zůstávají věrnější své původní trajektorii a žlutavou barvou zobrazují, při pohledu z vesmíru přirozeně bílé, Slunce.

Párová produkce

Uvažujeme-li fotony s energií větší než 10 MeV, stává se hlavní příčinou ztráty jejich energie jev, při kterém je celá energie fotonu spotřebována na vznik hmoty, konkrétně elektron-pozitronového páru. K tomuto fenoménu nemůže docházet bez přítomnosti další částice, protože by byl narušen zákon zachování čtyřhybnosti. Na tento jev má vliv také typ částice, proto jsou na Obr. 2.7 odděleně křivky vývoje účinného průřezu pro fotony v poli jádra κ_{nuc} a v poli jiných elektronů κ_e .

2.3.2 Těžké neutrální částice

Jak bylo zmíněno na začátku této sekce, množinou těžkých neutrálních částic rozumíme pouze neutrony. Ty, jsouce elektricky neutrální, mohou bez jakékoliv interakce s materiélem urazit vzdálenosti v řádu centimetrů a pro mnoho detektorů tak mohou být zcela nepozorovatelné. Z toho důvodu je nutné hledat efekty mimo elektromagnetickou interakci, které nám umožní neutrony zaregistrovat.

Pakliže mají neutrony s materiélem interagovat, je to s jádry atomů a interakce může vyústit ve dvě možnosti. Neutron může být zcela pohlcen za vzniku sekundárních častic (těžkých nabitých, případně fotonů¹⁰), nebo dojde k elastické srážce, při níž se energie neutronu sníží a dojde k jeho rozptylu¹¹.

Jako příklad detekce neutronů pomocí pixelových detektorů uved'me metodu, kdy je na povrch senzoru umístěna vrstva polyethylenu. Když neutron prolétá povrchovou vrstvou, vyráží protony, které jsou pak jakožto nabité částice snadno detekovatelné v senzoru. Problém této metody spočívá zejména v navržení správné šírky povrchové vrstvy - nalezení optimálního vyvážení stavů, kdy pro tenkou vrstvu klesá pravděpodobnost vyražení protonu a pro širší vrstvu roste pravděpodobnost jeho zpětného pohlcení, neboť nízkoenergetické protony deponují energii na velmi malých vzdálenostech¹².

¹⁰K emisi fotonů dochází například v boru nebo kadmiu. Materiály s touto vlastností jsou pak využívány jako neutronové scintilátory.

¹¹K rozptylu dochází typicky v materiálech s jádry podobně těžkými, jako samotné neutrony, tedy s nízkými nukleonovými čísly (vodík, deuterium, helium)

¹²viz Braggův peak

Kapitola 3

Polovodičové detektory

3.1 Úvod

Vývoj technologií detekce ionizujících částic začal u ionizačních komor, tedy v principu kondenzátorů naplněných směsí plynů. Po průletu částice citlivou oblastí vznikají elektron-iontové páry, které následně driftují k elektrodám. Vzniklý tok indukuje proudový puls, který je následně detekován jako signál. Nedostatky této technologie jako malá citlivost se řešily kontrolovanými příměsemi nečistot nebo zesilováním elektrického pole, lepší výsledky však přineslo nahrazení plynu v kondenzátoru nejprve kapalinou¹, následně pak pevnou látkou. Přes tyto změny zůstal základní princip detekce, tedy sběr driftujících produktů ionizace, stejný.

Oproti dříve používaným technologiím přineslo použití pevných látek řadu zlepšení. Energie potřebná k vytvoření elektron-děrového páru je v křemíku 3,6 eV, zatímco ke vzniku elektron-iontového páru byla v plynech i kapalinách zapotřebí energie v řádu desítek eV [4]. V pevné látce je navíc vyšší atomární koncentrace, címž se dále zvyšuje pravděpodobnost ionizace proléta jící nabité částic. Oproti kapalným čítačům mohou navíc polovodičové detektory pracovat za širokého teplotního rozpětí, zatímco kapaliny používané k detekci částic operují při nízkých teplotách (např. pro tekutý argon je operační teplota 85 K [8]) a vytvárávají technologický problém chlazení.

V polovodičových detektorech je vzhledem ke krystalové struktuře pevné látky role elektron-iontových páru nahrazena elektron-děrovými a detekce probíhá v tzv. vyprázdněných oblastech vytvořených v okolí PN přechodu. Vzniklé páry jimi driftují k opačně polarizovaným sběrným elektrodám, kde vytvářejí měřitelný elektrický signál, címž je zprostředkována přímá detekce.

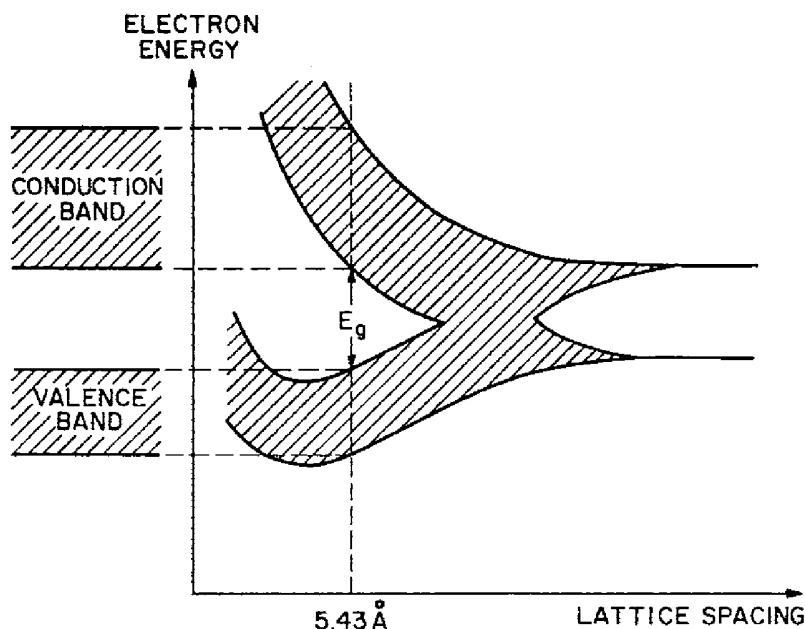
¹Mezi nejčastěji používané kapaliny patří tekutý argon nebo xenon.

3.2 Polovodiče

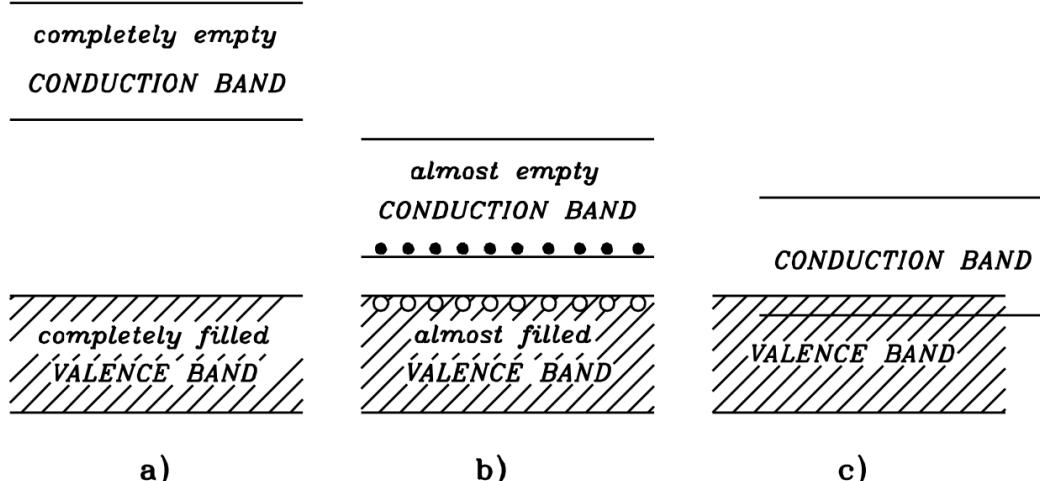
Elektrony v atomovém obalu mají vazebnou energii, po jejímž dodání se mohou z atomu uvolnit. V jejich energetickém spektru tedy existuje mezera, která odděluje hladiny vázaného a volného stavu a na velké vzdálenosti tak mají atomy stejného prvku stejná spektra.

Pásová struktura

V krystalických látkách jsou atomy umístěny v uzlech mřížky, tedy blízko u sebe a atomární energetické spektrum je tak degenerované úměrně počtu atomů. Po jeho rozštěpení dojde ke vzniku oblastí hustě pokrytých energetickými hladinami (viz Obr. 3.1) a v limitě pro počet částic jdoucí do nekonečna hovoříme o tzv. energetických pásech. Rozlišují se pás valenční, ve kterém se nacházejí elektrony vázané v atomech, vodivostní, v němž jsou elektrony volné a v rámci mřížky samy schopné vést elektrický proud a tzv. zakázaný. Šířka zakázaného pásu odpovídá energii, kterou musí elektron absorbovat, aby mohl mezi přeskočit mezi pásem valenčním a vodivostním. Jde o důležitou charakteristiku, podle níž mohou být materiály klasifikovány jako izolanty, polovodiče, nebo vodiče (viz Obr. 3.2).



Obr. 3.1: Grafické znázornění závislosti tvaru energetického spektra elektronů v křemíku na vzdálenosti atomů [9]. Pro velké vzdálenosti se pásy transformují na dvě diskrétní energetické hodnoty vázaného a volného elektronu. Vyznačená vzdálenost odpovídá křemíkové mřížkové konstantě.



Obr. 3.2: Grafické znázornění pásové struktury a) izolantu, b) polovodiče a c) vodiče [9]. Izolanty a polovodiče se liší výrazným rozdílem šířky zakázaného pásu. Ve schematu polovodiče jsou ve vodivostním páse naznačeny volné elektrony, ve valenčním pak jimi uvolněné díry. Pro vodiče se valenční a vodivostní pás překrývá, elektrony se tak mohou podílet na vedení proudu přirozeně, bez nutnosti překonávat bariéru zakázaného pásu.

Anorganické polovodiče jsou krystalické² látky se šírkou zakázaného pásu obecně menší než 3 eV. Tím se liší od izolantů, u kterých je výrazně širší, a od vodičů, u kterých naopak žádný zakázaný pás de facto neexistuje. Když v polovodiči dojde k uvolnění elektronu do vodivostního pásu, zůstane po něm ve valenčním páse vakance, tzv. díra, která se efektivně rovněž stává volným nosičem náboje, tentokrát však opačného.

Křemíkové polovodiče

V oblasti nejen detektorů záření, ale obecně i elektronických obvodů, je jedním z nejpoužívanějších polovodičů křemík³. Stejně jako u diamantu jsou jeho atomy uspořádány do kubické krystalové mřížky s mřížkovou konstantou $a_0 = 5,4307 \text{ \AA}$ (viz [10]). Právě pro tuto hodnotu je jeho pásová struktura vyznačena na Obr. 3.1, přičemž šířka zakázaného pásu je při pokojové teplotě 1,124 eV (viz [10]). Jako další materiálové vlastnosti je třeba zmínit mobilitu, která je pro elektrony 3krát větší⁴, než pro díry. Tento rozdíl je důležitý pro volbu metody sběru signálu, obzvláště polaritu a materiál substrátu, na kterém je detektor vyroben.

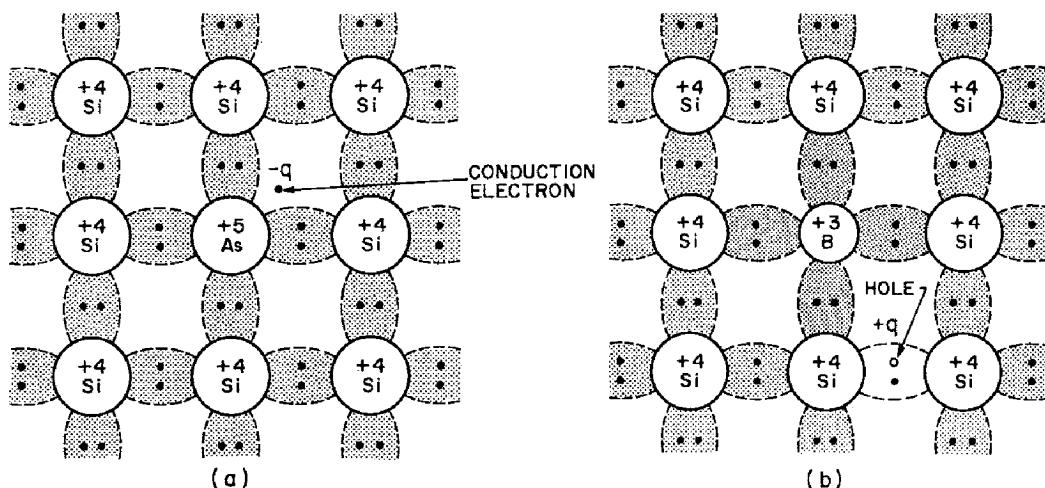
²Polvodiče mohou být i amorfní, jsou ale mimo oblast zájmu studia detektorů.

³Kromě křemíku se často používají např. Ge, CdZnTe nebo GaAs.

⁴Mobilita elektronů v křemíku je $\mu_e = 1350 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$, mobilita dér $\mu_d = 450 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$ [10].

Materiálové vlastnosti čistého křemíku se dají dále měnit přidáním jistého množství nečistot, tzv. dopací. Jako dopanty se zpravidla používají prvky z blízkých skupin periodické tabulky. Vzhledem k odlišnému protonovému číslu mají neutrální atomy prvků i odlišný počet elektronů a po jejich přimísení pak v krystalové mřížce (Obr. 3.3) vznikne přebytek nebo nedostatek elektronů, efektivně volný elektron (vznikne polovodič typu N), nebo díra (vznikne polovodič typu P).

Pro křemík se jako příměsi v praxi nejvíce využívají arsen a fosfor, které vedou ke vzniku křemíku typu N, nebo bor, při jehož použití vznikne křemík typu P, který je také použit v substrátu čipu SpacePix.



Obr. 3.3: Schema mřížky křemíku dopovaného a) arsenem a b) borem [9]. Černými tečkami jsou znázorněny elektrony. Pokud jsou v šedě vyznačených oblastech, podílí se na vazbě atomů. Prázdným kruhem je označena díra. Dopravování borem se třemi valenčními elektrony vede ke vzniku polovodiče typu P, doprování arsenem s pěti valenčními elektrony pak ke vzniku polovodiče typu N.

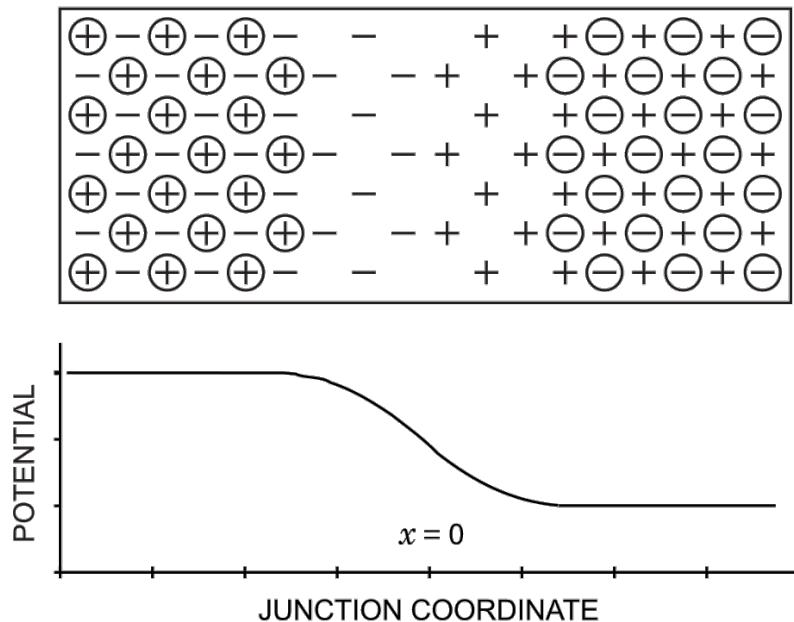
3.3 Struktura pixelových detektorů

Vyprázdněná oblast

V mřížce dopovaného polovodiče jsou přítomné ionty⁵ a když se polovodiče opačných typů spojí, budou volné nosiče náboje od jejich přechodu odpuzovány, viz Obr. 3.4. Toto místo na hranici různých typů polovodičů se označuje jako vyprázdněná oblast a hráje klíčovou roli při detekci ionizujícího záření. Vzniklé nehomogenní rozdělení náboje má za následek vznik elektrického pole,

⁵V typu N jsou přítomné anionty, v typu P kationty.

jak je znázorněno ve spodní části Obr. 3.4. Přivedením napětí z externího zdroje⁶ lze intenzitu tohoto pole zvětšit a zároveň tím manipulovat šířkou vyprázdněné oblasti, což je při vývoji detektorů důležité pro vytvoření dostatečně velké citlivé oblasti.



Obr. 3.4: Přechod mezi P (nalevo) a N (napravo) polovodiči [11]. Znaménka v kroužku jsou volné nosiče náboje, které jsou v přítomnosti pole odpuzeny. Nezakroužkovaná znaménka značí ionty ve vrcholech krystalické mřížky. Graf pod obrázkem zobrazuje průběh odpovídajícího potenciálu.

Generace signálu

Pokud vyprázdněnou oblastí proletí ionizující částice, dojde ke vzniku elektron-děrových párů⁷. Ty v přítomnosti elektrického pole driftují ke sběrným elektrodám a svým pohybem na nich indukují elektrické pole, a následně elektrický proud v souladu se Shockley-Ramovým teorémem [12], [13]. Ten se dá zapsat ve tvaru

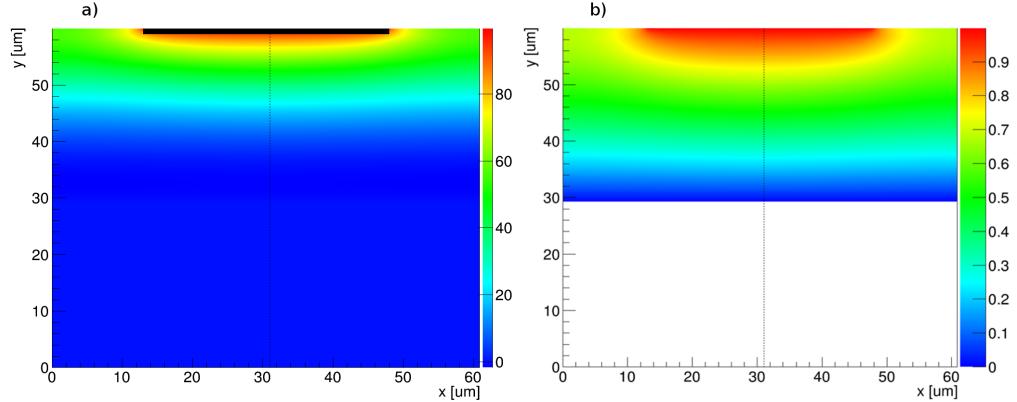
$$i = qvE_v = qE_v \left(\sum_j v_{j,e} + \sum_j v_{j,d} \right), \quad (3.1)$$

kde q je náboj, E_v je váhovací pole (rozměr m^{-1}) a $v_{j,e/d}$ je rychlosť j-tého elektronu/díry. Vzhledem k tomu, že se ve vyprázdněné oblasti pohybují kladně

⁶Jde o tzv. bias voltage, biasovací napětí.

⁷V křemíku vznikne jeden elektron-děrový pár na ~ 3.6 eV deponované energie.

nabité díry opačným směrem, než elektrony, podílejí se na zesílení indukovaného proudu s efektivitou určenou právě zmíněným váhovacím polem E , které je pro pixel detekčního čipu SpacePix znázorněno na Obr. 3.5.



Obr. 3.5: Grafické znázornění elektrického a) a váhovacího b) pole generovaného čtvercovým implantem $35 \times 35 \times 1 \mu\text{m}^3$ (černá oblast na a)) umístěného ve svrchních $60 \mu\text{m}$ výřezu pixelu detekčního čipu SpacePix. Tento přibližný model byl vytvořen v programu Weightfield2 [14]. Tvar váhovacího pole b) ukazuje, že nejvýrazněji se na tvorbě signálu podílejí volné nosiče náboje v oblasti okolo implantu, zatímco elektrony ani díry mimo vyprázdněnou oblast $30 \mu\text{m}$ už signál nijak neovlivní (váhovací pole má hodnotu 0). Tenká linka vedená středem pixelu znázorňuje trajektorii prolétajícího mionu. Časový vývoj signálu, který je jím generován je na Obr. 3.6.

Driftová rychlosť elektronu v_e , potažmo díry v_d , je v materiálu určena jeho mobilitou μ a intenzitou elektrického pole E , kterým je daný nosič náboje urychlován, konkrétně vzorcem

$$v_e = -\mu_e E, \quad (3.2)$$

$$v_d = \mu_d E, \quad (3.3)$$

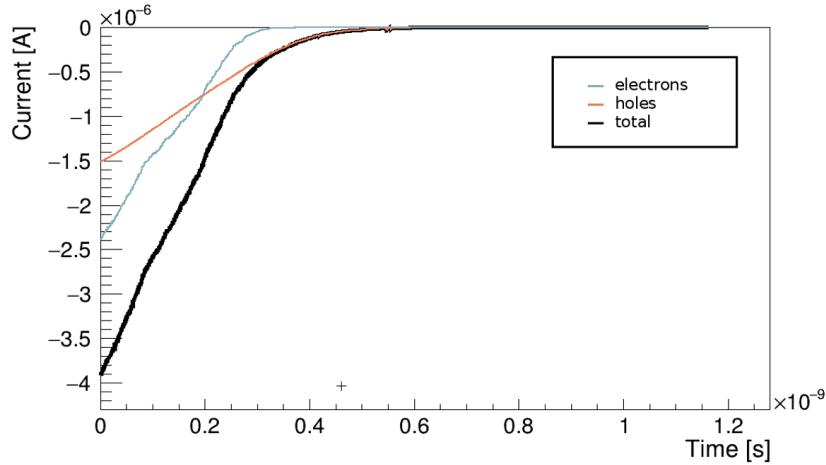
který lze nalézt v [9].

I bez přítomnosti elektrického pole se budou volné nosiče náboje materiélem pohybovat. Pokud jich bude materiál obsahovat více, budou se navzájem nutit k pohybu, tzv. difuzi, která povede k nastolení rovnovážného stavu hustoty rozdělení a nechá se matematicky popsat difuzní rovnicí

$$F_e = -D_e \nabla C_e, \quad (3.4)$$

$$F_d = -D_d \nabla C_d, \quad (3.5)$$

kde F jsou toky částic, D difuzní konstanty a ∇C gradienty koncentrace elektronů, respektive dér [9].



Obr. 3.6: Časový vývoj sběru signálu generovaného mionem o energii 1 GeV v modelu části pixelu čipu SpacePix (viz Obr. 3.5) v programu Weightfield2 [14]. Oranžová křivka značí proud indukovaný pohybem děr, modrá pohybem elektronů a černá celkový.

Pakliže dojde k silné ionizaci a vytvoření mnoha elektron-děrových párů, může takto vzniklý oblak odstínit vnější elektrické pole. Tomuto jevu se říká plazma efekt a je v oblasti detekce nežádoucí, neboť modifikuje signál a způsobuje prodlevy v jeho sběru.

Kapitola 4

Simulační a analytické softwarové nástroje pro vývoj detektorů

4.1 Úvod

Při simulaci detektorů je rozhodující znalost jejich interakce s látkou jakožto celkem, jak je ostatně zřejmé z předchozí kapitoly. Na jejím základě mohly být vytvořeny modely chování konkrétních částic (v terminologii simulačních programů tzv. physics listy), které pak umožňují simulovat děje probíhající v materiálech. Díky následné analýze těchto dějů lze vytvořit návrh detektoru tak, aby co možná nejlépe splňoval svůj účel - v případě této práce detekci častic ve zvoleném rozsahu toků a energií ve sluneční soustavě se zaměřením na nízkou zemskou orbitu.

Z široké palety nástrojů simulujících chování častic vynescháme programy jako Pythia, určené zejména na částice-částicové interakce a zaměříme se na ty, které modelují průchod časticí hmotou. Mezi těmi nejpoužívanějšími jako MCNP [15] nebo FLUKA [16] pak vybereme programy Geant4 [17] a AllpixSquared [18], kterých bylo v této práci využíváno.

Pro zpracování velkých objemů dat¹ získaných simulacemi byl využit software ROOT [19]. Tento program byl (stejně jako Geant4 a AllpixSquared) využit v rámci CERNské² kolaborace a svou stavbou je určen právě k analýze velkých množství dat jako například těch z experimentů na LHC³.

¹Simulace jednoho typu částice s příslušným energetickým rozdelením byla prováděna na svazku 10^7 častic, přičemž každá částice v detektoru interaguje a vytváří tak další události/ROOT je stavěn na práci se soubory o velikosti v řádu petabytů [19].

²Evropská organizace pro jaderný výzkum, se sídlem v Ženevě, z francouzského Conseil Européen pour la recherche nucléaire

³velký hadronový urychlovač, z anglického Large Hadron Collider

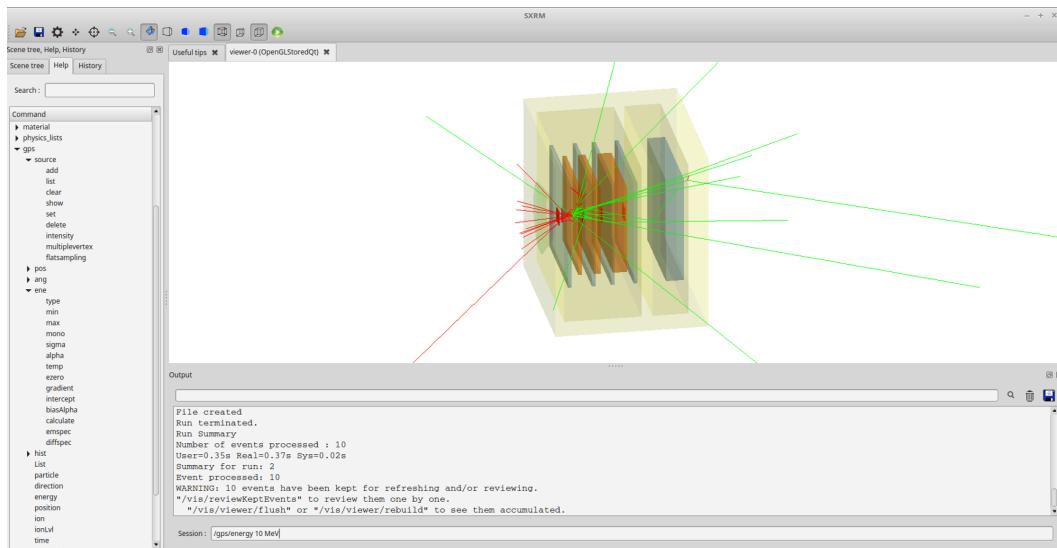
4.2 Geant4

Geant4 představuje sadu knihoven založených na programovacím jazyce C++ využívající metodu Monte Carlo k modelování chování částic při průchodu materiálem. Starší verze Geant3 byla ve velké míře využita například při vývoji detektorů ATLAS a ALICE na velkém hadronovém urychlovači v CERNu.

Historie a využití

Jako projekt rozšiřující možnosti právě Geant3 byla roku 1993 v CERNu vytvořena mezinárodní kolaborace RD44 zaštiťující více než 10 velkých experimentů z Evropy, Ruska, USA, Kanady nebo Japonska [20]. Mimo jiné změny bylo rozhodnuto o přepsání programu do objektově orientovaného programovacího jazyka C++, což zaručilo zefektivnění uživatelského rozhraní. Roku 1999 pak vznikla přímo kolaborace GEANT4 v rámci níž byl nový software vytvořen.

Spektrum využití Geant4 zahrnuje oblasti jaderné, čisticové i medicínské fyziky, návrh designu urychlovačů a detektorů nebo vesmírné inženýrství. Jako výstup lze získat informace o sekundárních čisticích, tedy těch, které vzniknou jako výsledek interakce primární částice se senzorem. Energie simulovaných častic se pohybuje v rozmezí eV až po jednotky v řádu TeV [20]. Jako příklad možného výstupu uvedeme informace o trajektorii částice nebo o velikosti a poloze její energetické depozice.



Obr. 4.1: Ukázka grafického rozhraní Geant4 se svazkem 10-ti elektronů o energii 10 MeV nalétávajících na model SXRM detektoru. V příkazové řádce je ukázka pokynu nastavení energie primárních častic na 10 MeV.

Struktura kódu

Program pro Geant4 je psán v jazyce C++ a musí kromě souboru main nutně obsahovat i několik základních zdrojových (plus příslušných hlavičkových) souborů - tříd.

Prvním je DetectorConstruction. Jak název napovídá jde o místo v kódu, kde je definováno prostředí simulace a samotný detektor, to vše od geometrie, přes polohu až po materiál, který bylo nutné při tvorbě modelu jak SXRM, tak čipu SpacePix definovat. V nastavení těchto parametrů nabízí Geant4 velkou volnost a je to jedním z důvodů, proč je celkově velmi efektivním nástrojem a byl zvolen pro vytvoření modelu netriviální geometrie detektoru SXRM. V rámci této třídy (konkrétně ve virtuální metodě ConstructSDandField) se rovněž definují místa, v nichž bude materiál senzitivní (budou se v něm zaznamenávat informace o prolétávajících čisticích) a jaká v něm budou přítomná elektrická pole. Veškerá nastavení provedená v této části zůstávají po kompliaci programu neměnná a v průběhu simulace už do nich nelze zasahovat (na rozdíl od např. parametrů primárních častic jako energie, směr a dalších).

V další třídě, již musí program obsahovat - PrimaryGeneratorAction - je definován typ zdroje primárních častic. Mezi nejpoužívanější patří ParticleGun a jeho obecnější ekvivalent GPS, tedy GeneralParticleSource. Vlastnosti těchto objektů určují polohu, směr a další parametry primárních častic a je možné je nastavit přímo v kódu, nebo, v případě použití grafického rozhraní, v průběhu simulace (viz Obr. 4.1). Pro simulace je také velmi užitečná možnost nastavení náhodného rozmístění zdroje, efektivně tedy šířku svazu, díky čemuž bude simulace více odpovídat realitě. Před vytvořením každé nové primární částice je v tomto případě zdroj umístěn do nového místa v předem stanoveném radiu. Při modelování detektoru SXRM byly všechny počáteční podmínky simulace definovány ve zvláštní třídě Analysis, kde byly rovněž připraveny metody ukládání dat v kompaktní formě vektorů.

Poslední nezbytnou třídou, kterou zmíníme, je PhysicsList. Zde jsou implementovány fyzikální modely interakcí častic, které budou při simulaci brány v potaz. Možnost vybrání jen relevantních modelů je velmi výhodná z hlediska rychlosti simulace, protože efektivně snižuje počet nutných výpočtů díky tomu, že víme, jaké interakce můžeme od konkrétních častic očekávat, respektive které jsou v danou chvíli nejdůležitější. Kromě možnosti definice vlastního PhysicsListu existuje řada kvalitních předdefinovaných⁴, které je možné v simulaci použít.

Po přeložení a kompliaci kódu nelze dále měnit některé parametry jako geometrii nebo použité materiály, je však možné modifikovat např. zdroj častic a tím jejich typ, energii nebo směr, vnitřními příkazy programu Geant4. Tyto příkazy je také možné zapsat do tzv. makra, souboru, který je možné předat

⁴Ty jsou k dohledání na http://geant4.cern.ch/support/proc_mod_catalog/physics_lists/.

kódu, aniž by byly příkazy vypisovány ručně. Výhoda této metody je významná zejména při provádění simulace, která probíhá v řádu hodin a není efektivní v jejím průběhu definovat počáteční podmínky simulací průletu různých částic odděleně. Pro tyto účely byla vytvořena makra, která vše provedla automaticky.

Výstupy simulací lze ukládat ve formě stromů (TTree), tedy struktur, které využívá program ROOT. Ten byl také v rámci této práce využíván k analýze a zpracování dat.

4.3 AllpixSquared

V době psaní této práce byl v rámci CERNské kolaborace vyvíjen program AllpixSquared zaměřený přímo na simulaci pixelových detektorů a zdál se tedy vhodným kandidátem pro využití k simulaci čipu SpacePix. Program do velké míry využívá již zmíněný Geant4⁵, který zde zprostředkovává simulaci interakce jako takové, navíc ale umožňuje sledovat další jevy potřebné při návrhu detektoru. Mezi ty patří například možnost modelovat časový vývoj propagace elektron - děrových párů produkovaných při průletu ionizujících částic senzorem a zjistit tak potenciálně důležité informace jako dobu a průběh sběru signálu. AllpixSquared navíc sám obsahuje balíčky umožňující konverzi modelu elektromagnetického pole vytvořeného v programu TCAD⁶, nebo funkci produkující animaci časového vývoje elektron děrových párů, což bylo při návrhu tvaru biasovacího pole velmi užitečné. Příklad doprovodného 3D grafu je na Obr. 4.2.

Sám AllpixSquared má velmi dobře zpracovanou dokumentaci [18] díky čemuž je dobrým simulačním nástrojem i přesto, že jeho příkazy nejsou psány ve standardním programovacím jazyce.

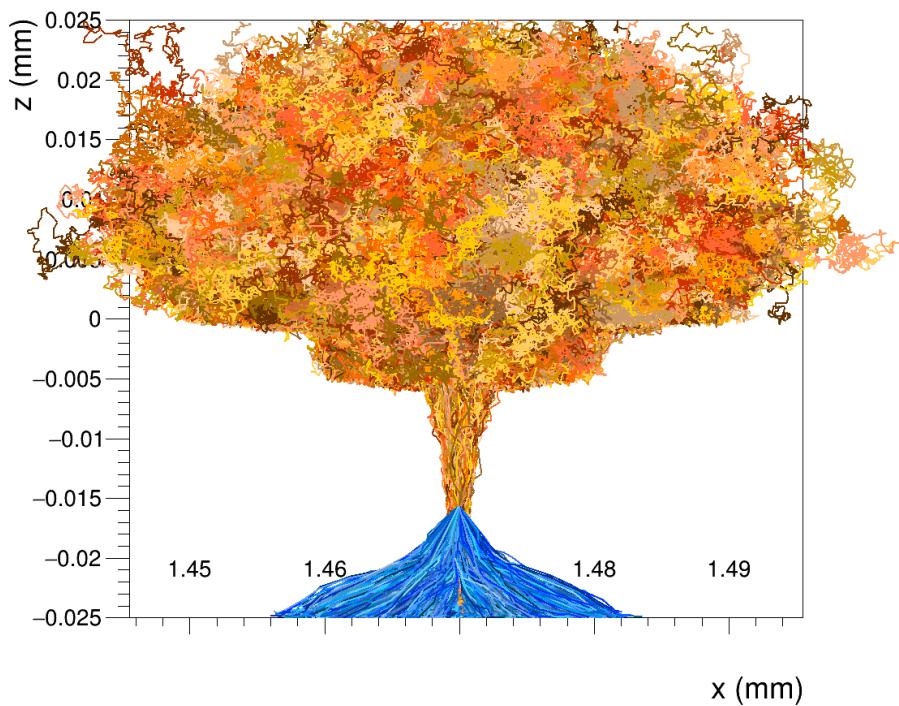
Struktura kódu

Pro spuštění simulace musí být připraveny dva konfigurační soubory. V prvním z nich jsou, kromě několika základních informací (jako je počet primárních produkovaných svazků), definované jednotlivé moduly, které AllpixSquared využívá, v druhém pak rozložení dílčích detektorů.

Z nejdůležitějších modulů zmiňme GeometryBuilderGeant4 obsahující definici prostředí, ve kterém se celá simulace odehrává. V modulu DepositionGeant4 jsou definovány informace o primárním zdroji častic, použitých PhysicsListech nebo délce kroku simulace. Konfiguraci a propojení elektrického pole

⁵Geant4 je využíván například pro spuštění grafického rozhraní nebo předávání příkazů formou maker.

⁶Technology Computer Aided Design, <https://www.synopsys.com/silicon/tcad.html>



Obr. 4.2: Ukázka doprovodného grafu produkováno v AllpixSquared spolu s animací časového vývoje elektron-děrových párů v senzoru. Na obrázku jsou trajektorie elektronů (modře) a děr (oranžově) v projekci do roviny xz vzniklé průletem nabité ionizující částice ve směru osy z (zespodu). V přítomnosti elektrického pole čtvercového implantu ve spodní části čipu driftují elektrony k jeho hranám, zatímco díry jsou odpuzovány. Poté, co dojdou mimo dosah pole, volně difundují materiélem. Sběrné elektrody jsou na horní a spodní straně pixelu (pro představu nad a pod obrázkem).

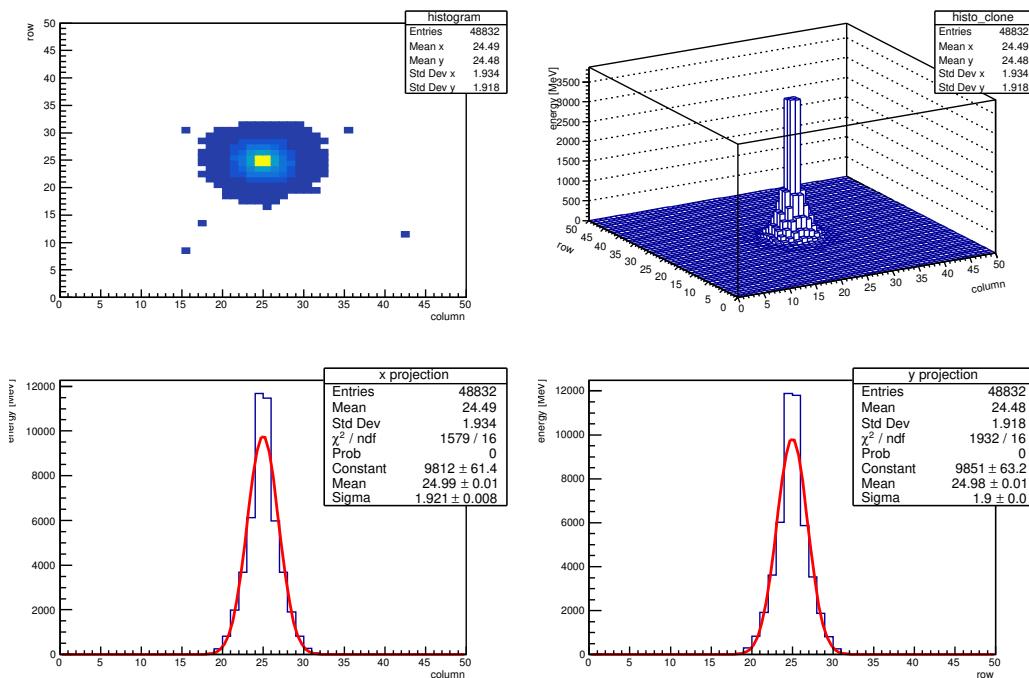
s modelem detektoru zprostředkovává ElectricFieldReader. Vlastnosti propagace nosíče náboje a výstup výše zmíněných animací jsou pak konfigurovány GenericPropagation. Posledním modulem, který zde zmíníme je Visualization-Geant4, který umožňuje předávat programu AllpixSquared makra pro Geant4.

Ve druhém konfiguračním souboru obsahujícím rozložení detektorů se odkazuje na konkrétní model detektoru. Zde má uživatel na výběr několik předdefinovaných modelů jako jsou Timepix [21] nebo Medipix2 [22], může si ale také vytvořit vlastní model, což je v případě této práce SpacePix.

4.4 ROOT

ROOT je objektově orientovaný framework založený na jazyce C++ určený svou strukturou primárně k analýze velkých objemů dat. Ta jsou ukládána v

co možná nejkomprimovanějším formátu - stromech zprostředkovaných třídou TTree [23]. Větve těchto stromů jsou vždy spojeny s konkrétní pozorovanou veličinou a při vyčítání dat se přistupuje ke všem větvím zároveň. Takto může uživatel získat všechny potřebné informace o konkrétní události. Standardní kód, ve kterém jsou programy pro analýzu psány⁷, je rozšířen o knihovny, které ROOT nabízí. Jejich spektrum zahrnuje nástroje pro výpočty, tvorbu histogramů, grafů funkcí, jejich analýzu jako například nástroje pro fitování a mnoho dalších. Grafické výstupy analýzy pak mohou být ukládány ve vysoké kvalitě ve velkém množství formátů (pdf, png, ...). Příkladem analýzy v ROOTu je analýza simulace modelu detektoru X-CHIP02 [24] v programu Geant4 na Obr. 4.3, která byla zaměřena na studium pohybu primárního elektronu, konkrétně velikost oblasti, do které je elektron rozptýlen v příčném směru. Analýza byla využita k návrhu velikosti pixelů vzhledem k možnosti dosažení subpixelového rozlišení.



Obr. 4.3: Ukázka výstupu analýzy v ROOTu. Všechny histogramy znázorňují cluster vytvořený přesně kolimovaným svazkem elektronů o kinetické energii 170 keV mířeným na střed (mezi čtyři pixely) modelu pixelového detektoru X-CHIP02 s pitchem modifikovaným na 20 μm . Spodní 1D histogramy znázorňují řezy jednotlivými osami, červená křivka je fit Gaussovou křivkou.

⁷Může být použit např. programovací jazyk C++.

Kapitola 5

Modelování odezvy pixelových detektorů

Simulace čipu SpacePix i detektoru SXRM byly prováděny jak v programu Geant4, tak v AllpixSquared. Důvodem je, že každý z nich nabízí odlišné možnosti (materiálové, geometrické) sestrojení modelu a různé formy výstupních informací, jak bylo ostatně rozebráno v předešlé kapitole.

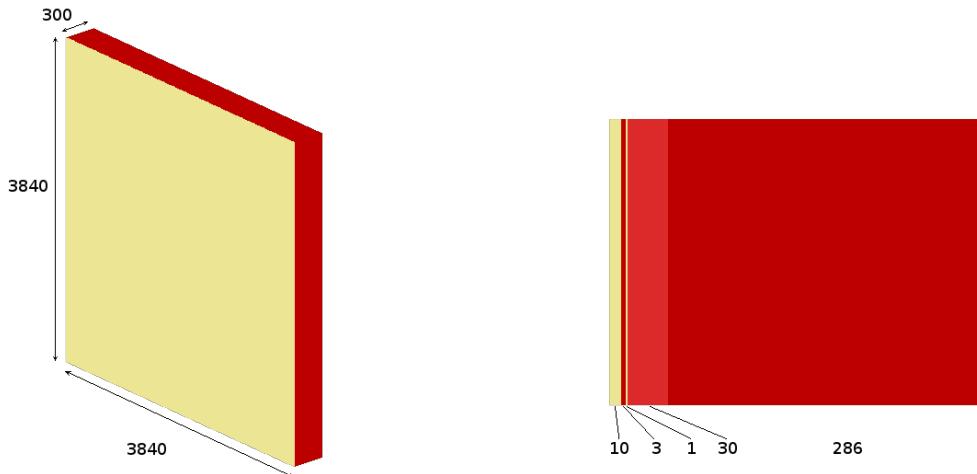
5.1 SpacePix

SpacePix je monolitický¹ pixelový detekční čip s maticí 64×64 aktivních čtvercových křemíkových pixelů, přičemž každý z nich má rozměry $60 \times 60 \times 286 \mu\text{m}^3$. Biasovacím napětím přivedeným na detekční pole je vždy ve svrchních $30 \mu\text{m}$ objemu pixelu vytvořena vyprázdněná oblast citlivá na prolétající částice (viz kapitola 3). Nad maticí pixelů (na straně blíže vyprázdněné oblasti, viz Obr. 5.1) jsou umístěny 3 povrchové vrstvy (o šířce materiálu postupně od povrchu $10 \mu\text{m}$ SiO_2 , $3 \mu\text{m}$ Si, $1 \mu\text{m}$ SiO_2) a dohromady je tedy hloubka celého detektoru $300 \mu\text{m}$ (viz Obr. 5.1). Architektura čipu SpacePix je založena na dříve navrženém křemíkovém pixelovém detektoru X-CHIP03 [25], jehož model byl v této práci použit v rámci přípravy simulací.

Energetická depozice

Model detekčního čipu Spacepix byl nejprve vytvořen v programu Geant4, který umožňuje definovat materiálové vlastnosti čipu v souladu s reálným návrhem, tedy křemíkové pixely a vrstvy $1 \mu\text{m}$ SiO_2 , $3 \mu\text{m}$ Si a $10 \mu\text{m}$ SiO_2 .

¹Výraz monolitický značí technologii detektoru, ve kterém jsou senzor i vyčítací elektronika vyrobeny z jednoho celistvého kusu materiálu.



Obr. 5.1: Model geometrie detektoru SpacePix, rozměry v μm . Žlutě vyznačené jsou vrstvy SiO_2 , odstíny červené pak vrstvy Si. V průřezu (obrázek napravo) je světlejší červenou barvou vyznačena vyprázdněná oblast.

Následně byl využit k simulaci průchodu svazků 10^4 částic² (elektronů, protonů a iontů ${}_2^4\text{He}$ a ${}_{26}^{56}\text{Fe}$) za účelem zjištění velikosti energetické depozice v závislosti na původní energii částice. Diskrétní rozdělení pokrytí energetického spektra simulovaných částic bylo voleno vzhledem k logaritmické škále, viz Obr. 6.1.

Elektrické pole

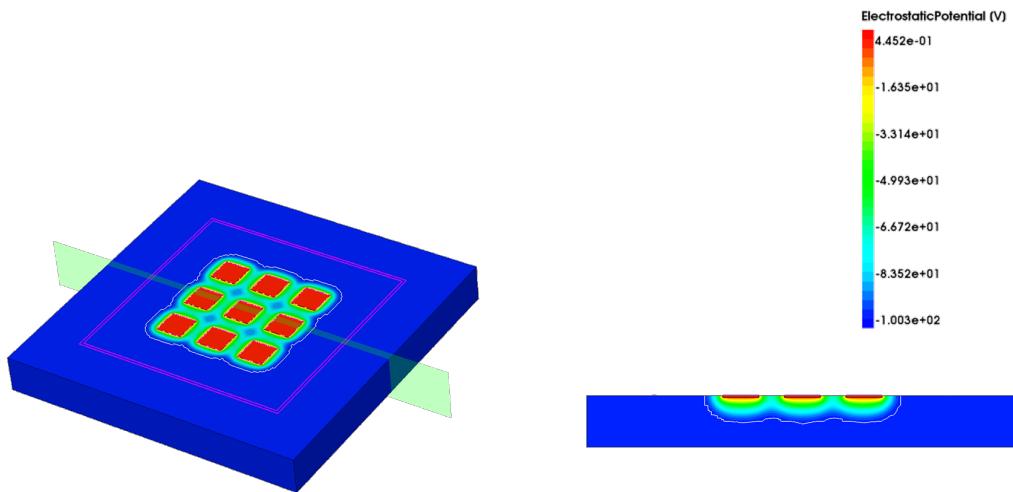
Přestože AllpixSquared nenabízel možnost definice vlastního materiálu a vrstvy SiO_2 musely být v modelu approximovány čistým Si, byl zbytek simulací detektoru SpacePix proveden v tomto programu. Hlavním důvodem je schopnost programu AllpixSquared implementovat do modelu detektoru elektrické pole a simulovat pohyb nosičů náboje vzniklých ionizací v senzitivní oblasti.

Pro tento účel byl v programu TCAD vytvořen model elektrického pole generovaného čtvercovými implanty o hraně 35 μm a hloubce 2 μm ve svrchní vrstvě pixelu. Protože pole uvnitř pixelu bude modifikováno nejen implantem v pixelu samotném, ale i pixely sousedními, byl model vytvořen na matici 3×3 pixely čipu SpacePix, jak je vidět na Obr. 5.2.

Z dat získaných z TCADu v textové formě byl za použití bash³ skriptu extrahován tvar pole středního pixelu, který není deformován hranovými efekty.

²Pro každou z energií v simulovaném spektru bylo generováno 10^4 částic.

³Bourne Again SHell, textové rozhraní příkazového řádku v Unix-like operačních systémech



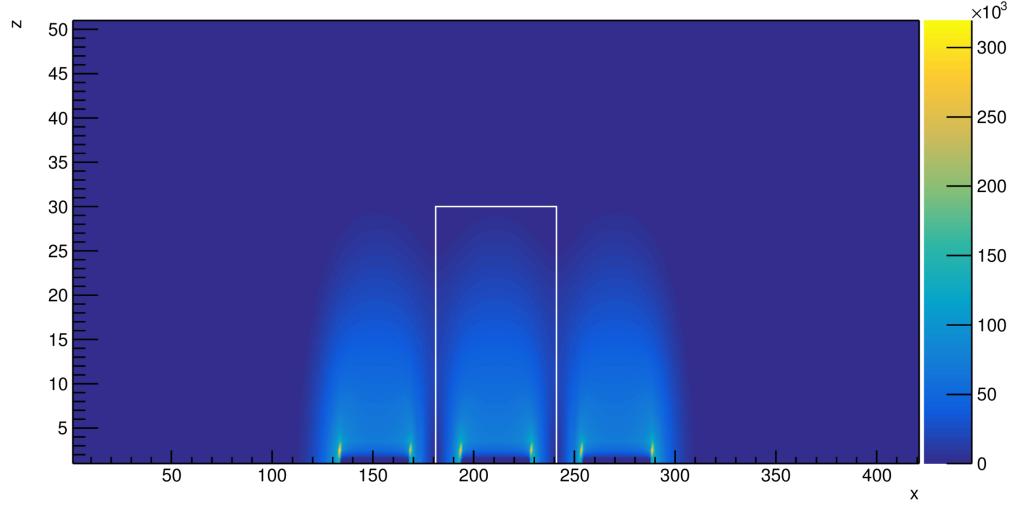
Obr. 5.2: Model elektrického potenciálu generovaného čtvercovými implanty ($35 \times 35 \times 2 \mu\text{m}^3$, na obrázku červeně) v povrchové vrstvě pixelů čipu Space-Pix uspořádaných do matice 3×3 vytvořeného v programu TCAD.

Za pomoci nástroje `tcad_dfise_converter`⁴ byl následně převeden do formátu použitelného přímo v programu AllpixSquared. Tvar elektrického pole celé matice je znázorněn na Obr. 5.3, několik řezů polem samostatného pixelu je pak na Obr. 5.4. Na těchto obrázcích je dobře vidět, že intenzita elektrického pole je největší v rozích, protože náboj se v objemu nerozprostře rovnoměrně. V řezu středem pixelu (Obr. 5.4) je jasný rozdíl mezi intenzitou na hraně a uvnitř implantu.

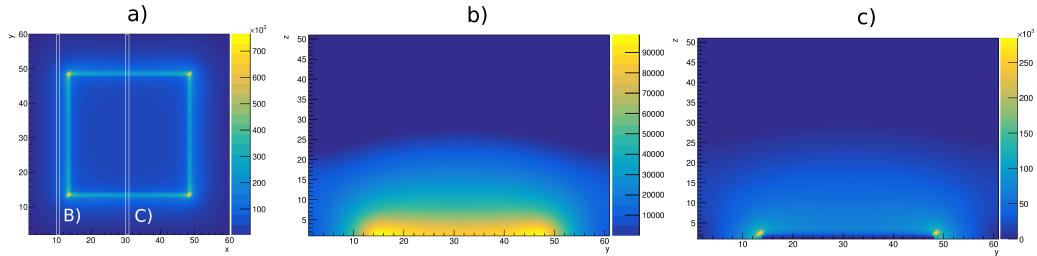
Propagace náboje

Získané elektrické pole bylo v programu AllpixSquared implementováno jednotlivým pixelům čipu SpacePix a byl simulován průlet mionu o energii 1 GeV, při které jsou jeho ionizační ztráty minimální. Získaná data o propagaci vzniklých elektron děrových párů jsou ve formě několika snímků animace zobrazena na Obr. 6, trajektorie částic pak v grafu na Obr. 5.5.

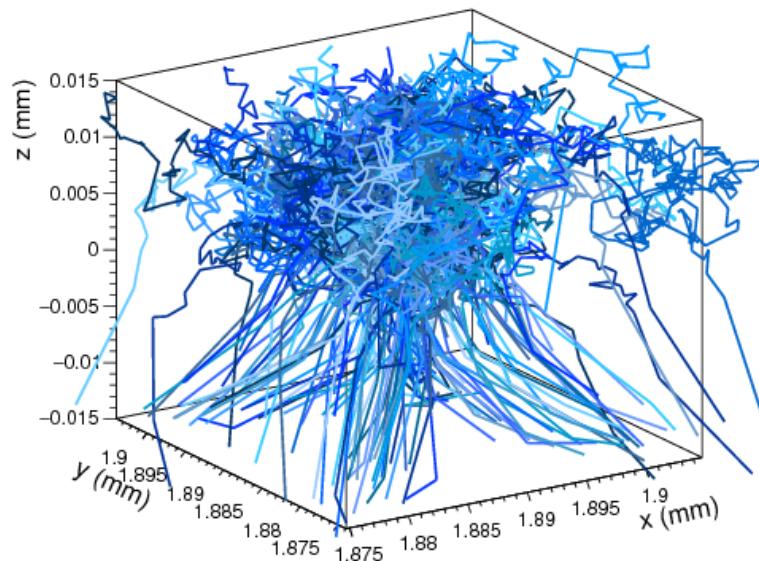
⁴Tcad_dfise_converter je nástroj určený pro konverzi elektrických polí generovaných v TCADu a je součástí distribuce AllpixSquared.



Obr. 5.3: Řez středem modelu elektrického pole v matici 3×3 pixelů čipu SpacePix, tedy s pitchem $60 \mu\text{m}$. Osa z značí hloubku pixelu (modelovaná je jen část horních $50 \mu\text{m}$), osa x značí hranu pixelu SpacePix, rozdělenou na 420 rozlišovacích pixelů pole. V bílém rámečku je vyznačena vyprázdněná oblast středního pixelu, která byla z modelu extrahována. Intenzita elektrického pole je v jednotkách $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$.



Obr. 5.4: Průřezy modelem elektrického pole generovaného implantem $3,5 \times 3,5 \times 2 \mu\text{m}^3$ ve svrchní vrstvě pixelu čipu SpacePix. Osy odpovídají rozměrům modelu v jednotkách μm , zachycují tedy svrchních $50 \mu\text{m}$ pixelu detektoru SpacePix. Obrázek a) je řez ve výšce $2 \mu\text{m}$, tedy na povrchu implantu. Protože rozdělení náboje v objemu není rovnoměrné, je v rozích a na hranách intenzita pole největší. Obrázky b) a c) jsou řezy kolmé na první zmíněný, konkrétně vrstvami označenými na a) postupně jako B) a C). Intenzita elektrického pole je v jednotkách $\text{V} \cdot \text{m}^{-1}$.



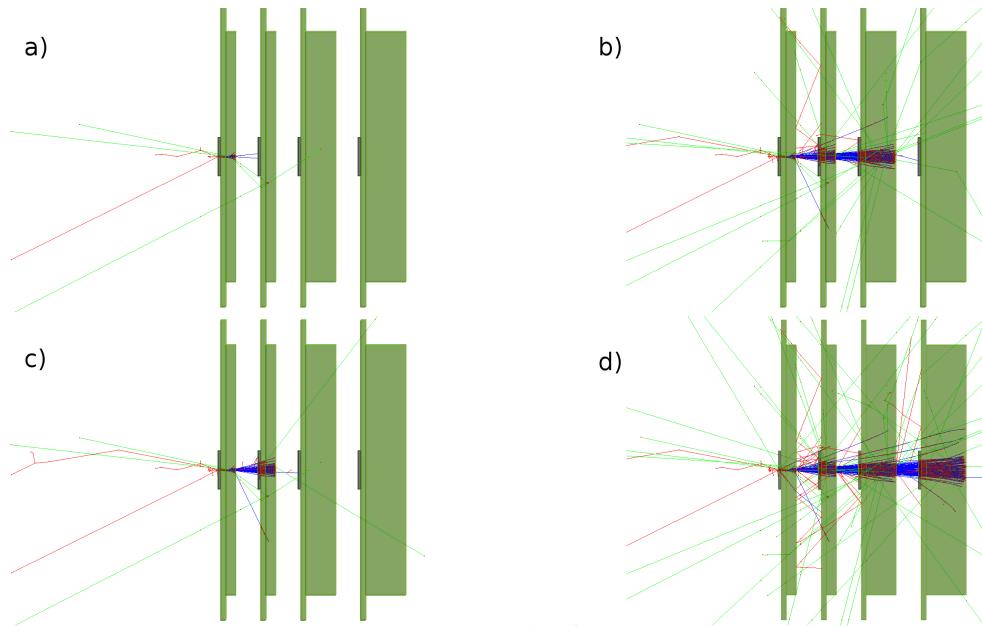
Obr. 5.5: 3D grafické znázornění trajektorií elektronů generovaných průchodem mionu o energii 1 GeV v pixelu čipu SpacePix. V grafu je názorně vidět, že elektrony driftují k rohům implantu, kde je elektrické pole nejsilnější.

5.2 SXRM

SXRM je návrh vícevrstvého detektoru, který mezi vrstvami vyčítací elektroniky a absorbátorů obsahuje 5 detekčních čipů SpacePix. Tloušťka stínících vrstev se postupně zvětšuje (viz Obr. 5.7) za účelem dosažení efektivní energetické diskriminace. Většina záření přítomného na orbitě je odstíněna 3 mm tlustým hliníkovým šasi, takže do detektoru jsou vpouštěny částice hlavně kuželovitým otvorem na povrchu (Obr. 5.7), který je navíc překryt tenkou vrstvou titanu. Ta má za účel odstínit viditelné fotony, na které je detekční čip také citlivý. Vstupní kužel tedy definuje úhlovou akceptanci detektoru tak, aby částice dopadající pod maximálním úhlem zasáhly první 2 vrstvy detektorů SpacePix.

AllpixSquared

Zjednodušený model detektoru SXRM byl za použití připravených modelů čipů SpacePix nejprve vytvořen v AllpixSquared. Skládal se z vrstev měděného stínění, elektroniky a čipů SpacePix a měl za účel ukázat nástin energetické diskriminace svazků, jak je vidět na Obr. 5.6.



Obr. 5.6: Simulace energetické diskriminace fotonů měděnými absorbátory o hloubce postupně 1 mm, 1 mm, 3 mm a 4 mm. Na starší model SXRM se čtyřmi detekčními čipy dopadá svazek 100 protonů s energiemi: a) 25 MeV, b) 37 MeV, c) 60 MeV, d) 83 MeV.

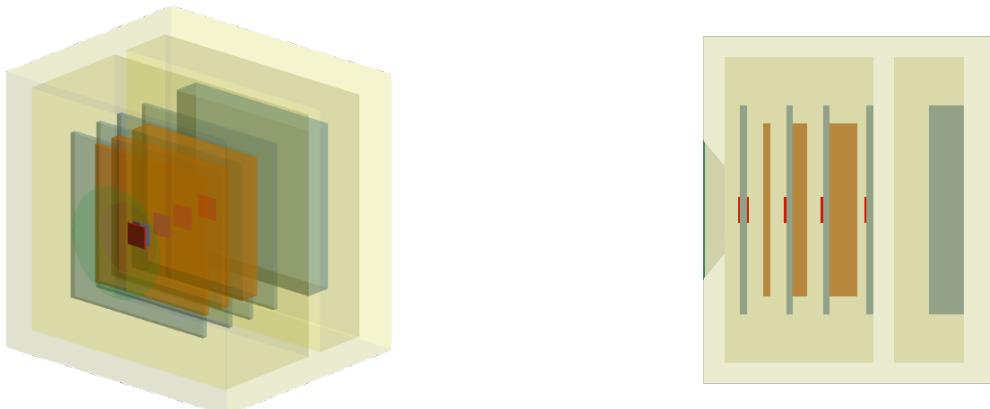
Hodnoty energie jsou maximální (s přesností na 1 MeV), pro které zůstanou částice bezpečně zachyceny v příslušných vrstvách absorbátoru. Odlišné barvy trajektorií častic značí jejich různé elektrické náboje. Zeleně vyznačené jsou neutrální, ostatní jsou nabité, červené záporně a modré kladně.

Geant4

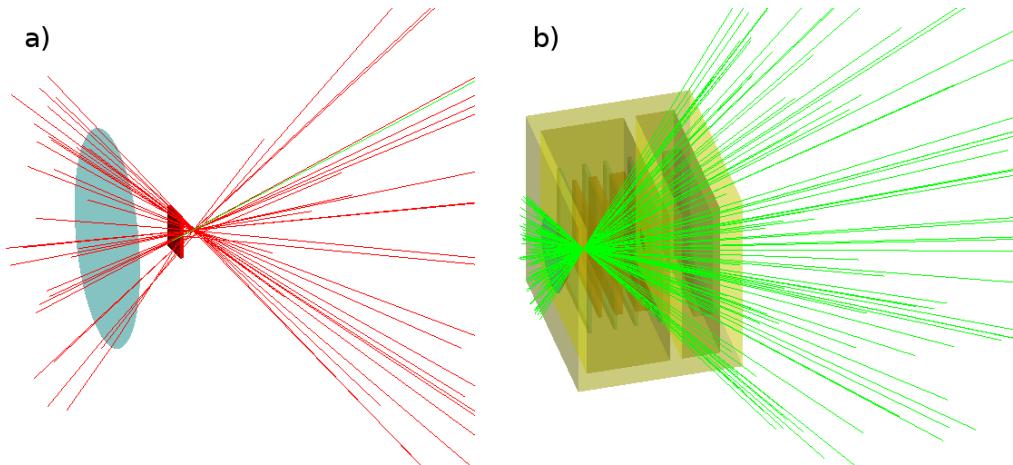
Vzhledem k tomu, že AllpixSquared nenabízí tak pokročilé možnosti modelování geometrie, ani definice materiálů, byl pro zbytek simulací vytvořen model v Geant4. Zde už mohl být detektor SXRM vytvořen včetně šasi, otvoru pro energetickou diskriminaci vstupujících častic i vrstvy titanového stínění, které nebylo v AllpixSquared možné vytvořit.

Kuželovitý otvor byl navržen k omezení vstupní úhlové distribuce záření tak, aby částice dopadající pod největším úhlem ($\sim 51^\circ$) stále zasáhly druhý detekční čip SpacePix. Testování tohoto rozdělení je na Obr. 5.8.

Model byl nakonec využit k simulaci a následné analýze průchodu svazků častic s úhlovým rozdělením odpovídajícím tvaru otvoru v šasi (viz Obr. 5.8). Počáteční poloha častic byla rozdělena v kruhové ploše odpovídající podstavě kuželu tvorícího otvor v SXRM. Rozdělení bylo rovnoměrné jak v poloměru, tak v úhlu v rámci zmíněné kruhové plochy. Druh častic, které byly předmětem



Obr. 5.7: Model geometrie detektoru SXRM. V první dutině žlutého hliníkového krytu jsou umístěny červené čipy SpacePix, modré vrstvy elektroniky (PCB) o tloušťce 1 mm a oranžové stínící vrstvy wolframu o tloušťkách postupně 1, 2 a 4 mm. Kuželový otvor je kryt vrstvou 20 μm titanu. Druhá dutina obsahuje pouze 5 mm tlustou vrstvu PCB. Čelní profil všech komponent je čtvercový s hranami: PCB ~ 30 mm a měděné stínění ~ 25 mm. Mezera mezi dvěma objekty je vždy 2 mm. Rozměr celého šasi je $50 \times 50 \times 42,5$ mm³.



Obr. 5.8: Testování úhlového rozdělení svazků propouštěných do detektoru SXRM.

Na obrázku a) je vykreslena je vrstva titanového stínění a v pořadí druhý detekční čip SpacePix, vzhledem k němuž bylo úhlové rozdělení navrhováno. Dopadající červeně znázorněné částice jsou elektrony.

Na obrázku b) je vykreslen celý model detektoru SXRM, na který dopadají zeleně znázorněné testovací částice programu Geant4, tzv. geantina, která nikak neinteragují a používají se právě k ověřování modelů geometrie.

simulace spolu s jejich energetickými spektry (opět rovnoměrně pokrytými) a celkovým počtem je uveden v Tab. 5.1.

částice	energetické spektrum	počet častic
elektrony	0 - 10 MeV	10^7
protoны	0 - 250 MeV	10^7
ionty ${}_2^4\text{He}$	0 - 1 GeV	10^7
ionty ${}_{26}^{56}\text{Fe}$	0 - 10 GeV	10^5

Tab. 5.1: Energetická spektra a velikosti svazků simulovaných častic. Vzhledem k silným ionizačním efektům iontů železa, které vede k větší náročnosti simulace, byla celková velikost svazku těchto častic menší.

Kapitola 6

Analýza a optimalizace detekčních systémů

6.1 SpacePix

Geant4

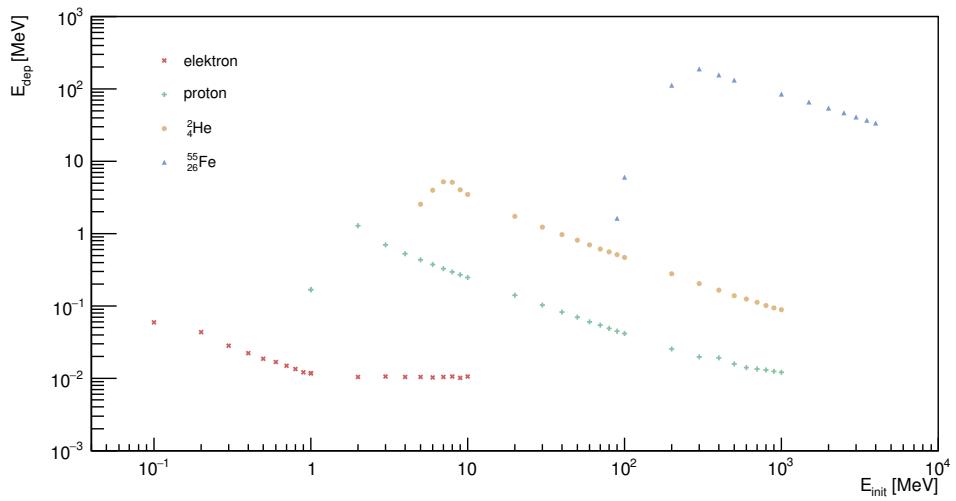
Z dat nasimulovaných za použití modelu čipu SpacePix byla získaná závislost energie deponované v jednotlivých detekčních vrstvách na energii primární částice. Tato informace je důležitá pro návrh vycítací elektroniky detektoru, zejména vstupního zesilovače. Simulace byla provedena pro elektrony, protony a ionty ${}^4_2\text{He}$ a ${}^{56}_{26}\text{Fe}$, jak je popsáno v kapitole 5. Ze svazků o 10^4 částicích byla určena průměrná hodnota energetické depozice na jednu částici a výsledná závislost zpracována v logaritmické škále v grafu na Obr. 6.1.

Výsledné hodnoty jsou extrémně důležité pro návrh detekčního čipu SpacePix, neboť ukazují, že pro efektivní detekci simulovaných častic v citlivé oblasti $30 \mu\text{m}$ je zapotřebí vstupní nábojově-citlivý zesilovač s dynamickým rozsahem $10 \text{ keV} - 100 \text{ MeV}$, čili signálové úrovně řádově $10^4 - 10^8$ generovaných elektron-děrových párů, tedy citlivost v rozsahu $\sim 1 : 10^4$. Do čipů z rodiny SpacePix byl takový zesilovač implementován v logaritmické podobě v čipu SpacePix a v pseudologaritmické podobě v budoucím čipu LORDS.

AllpixSquared

Jako výstup simulace čipu SpacePix v AllpixSquared byly získané zejména amplitudové a časové závislosti sběru signálu zmíněné na Obr. 6 a Obr. 5.5 v kapitole 5, u kterých nebyla další analýza nutná.

Z analýzy tvaru elektrického pole implementovaného do pixelů modelu SpacePix v AllpixSquared na Obr. 5.4 byl vidět do té doby opomíjený efekt zesílené intenzity elektrického pole v rozích implantu, k čemuž bude přihlédnuto v



Obr. 6.1: Závislost energie deponované v detekčním čipu SpacePix na počáteční energii svazku 10^4 elektronů, protonů a iontů ${}^4\text{He}$ a ${}^{56}\text{Fe}$. Pro větší přehlednost je závislost vykreslena v logaritmické škále. Energetická spektra jsou zvolena v souladu s Tab. 1.2.

dalších návrzích detekčního čipu, kde bude minimalizován počet rohů návrhem nové, hexagonální nebo oktagonální geometrie implantu detekční diody.

6.2 SXRM

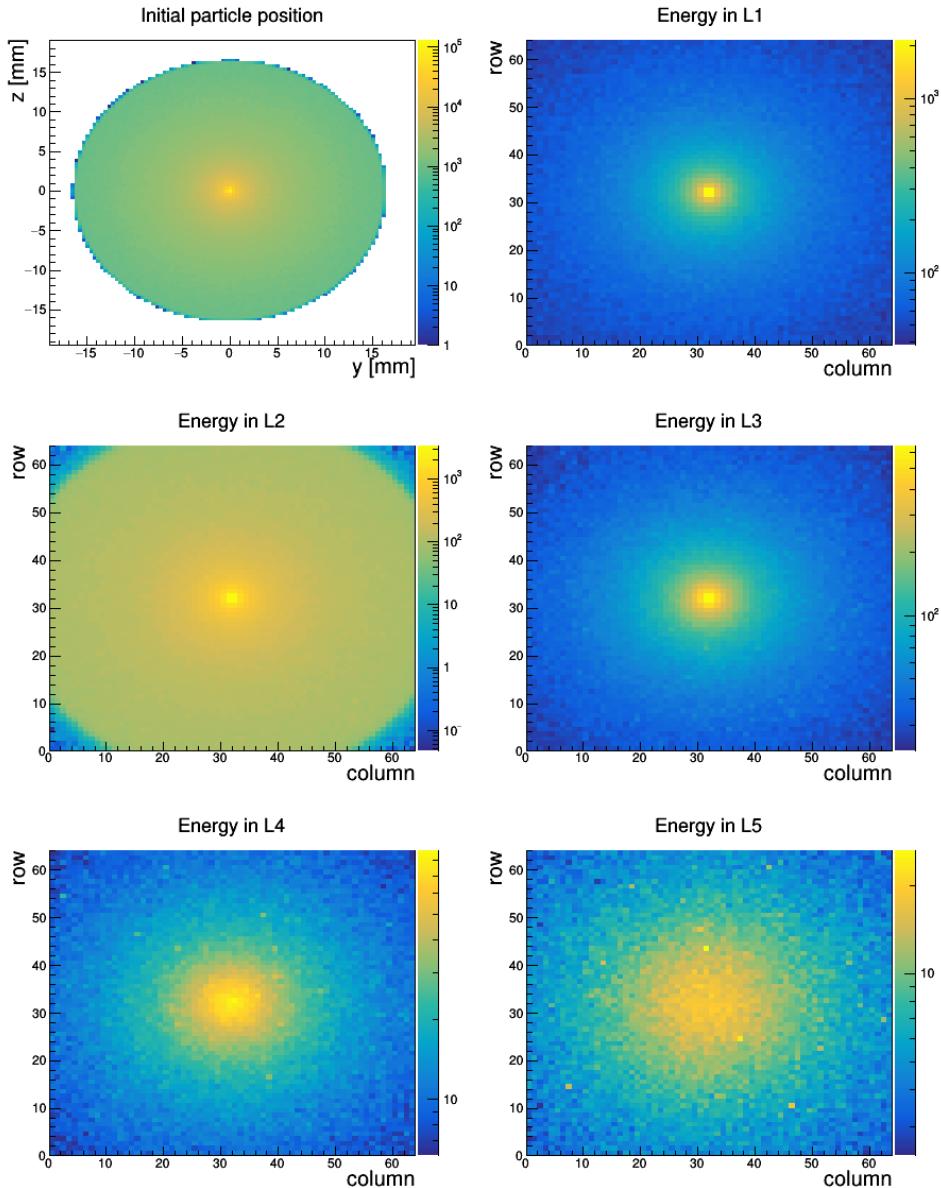
V případě simulace detektoru SXRM sloužil AllpixSquared pouze pro získání nástinu o funkci absorbátoru (Obr. 5.6) a nebyla z něj analyzována žádná další data. K provedení stejné části simulací analyzovaných v rámci této práce sloužil model detektoru SXRM v programu Geant4.

Geometrie svazků

Za účelem nalezení energetického detekčního thresholdu, tedy minimální a maximální energie pro každou ze zkoumaných částic, které je SXRM schopen registrat a rozeznat, bylo vytvořeno několik histogramů, přičemž v textu bude odkázáno na analýzu dat získaných z interakce svazku 10^8 protonů distribuovaných v úhlovém rozdělení odpovídajícím kuželu akceptance (viz Obr. 5.8) nebo nalétávajících kolmo na čelní stranu detektoru SXRM. Analýza dat ze simulace elektronů, α částic a iontů ${}^{56}\text{Fe}$ je k nahlédnutí v přílohách.

Představu o prostorovém chování svazků lze získat z Obr. 6.2, kde jsou zaznamenány energetické depozice v jednotlivých vrstvách modelu SXRM pro

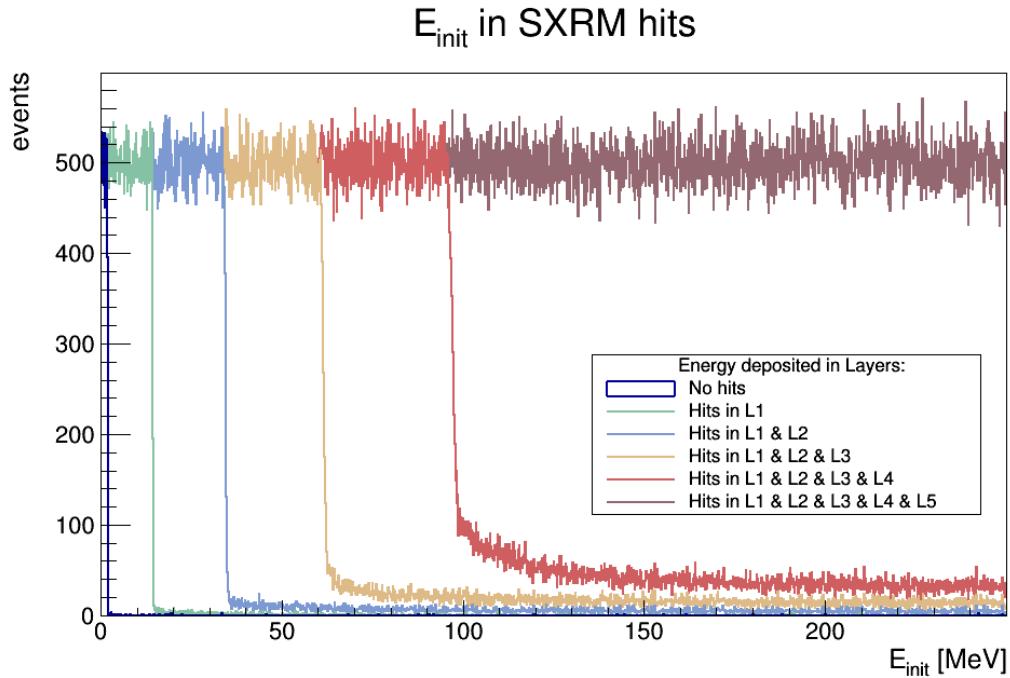
úhlově distribuované svazky, případně z Obr. 9, kde jsou analyzována data z kolimovaných kolmo dopadajících svazků. V obou případech jde o protony.



Obr. 6.2: Počáteční poloha a zásahy úhlově distribuovaných protonů ve vrstvách detekčních čipů SpacePix. Histogram initial particle position znázorňuje rozdělení počáteční polohy primárních částic v rovině rovnoběžné s čelní stranou detektoru SXRM. Zbylé histogramy ukazují rozdělení zásahů v rámci jednotlivých vrstev L_i , $i \in \{1, \dots, 5\}$ a jsou rozděleny podle pixelů čipu, přičemž hrana aktivní části čipu měří 3,84 mm.

Minimální threshold

Na Obr. 6.3 je znázorněna závislost počtu primárních částic zasáhnuvších prvních i detekčních vrstev SpacePix v modelu detektoru SXRM na jejich počáteční energii. Z grafů lze vyčíst hodnotu minimální energie, kterou musí mít protony, aby prošly do konkrétní vrstvy skrz vrstvy předchozí. Při zaměření na první vrstvu, která určuje energetický threshold, to efektivně znamená dostatečnou energii k prostoupení vrstvy titanového absorbátoru. Pro protony činí tato energie přibližně 1,8 MeV, hodnoty thresholdů zbývajících zkoumaných častic jsou pak zaneseny v Tab. 6.1. Doprovodné grafy¹, ze kterých se v analýze vycházelo jsou k nahlédnutí v přílohách na Obr. 12, Obr. 14 a Obr. 15 spolu se znázorněním separovaných závislostí zásahů v i prvních vrstvách.



Obr. 6.3: Závislost počtu primárních protonů v kolimovaném svazku zasáhnuvších prvních i vrstev čipů SpacePix na jejich počáteční energii. Do grafu hits in L_i , kde L odpovídá i -té vrstvě (z anglického layer), $i \in \{1, \dots, 5\}$ spadají protony, které deponují energii větší než 2 keV v i prvních vrstvách.

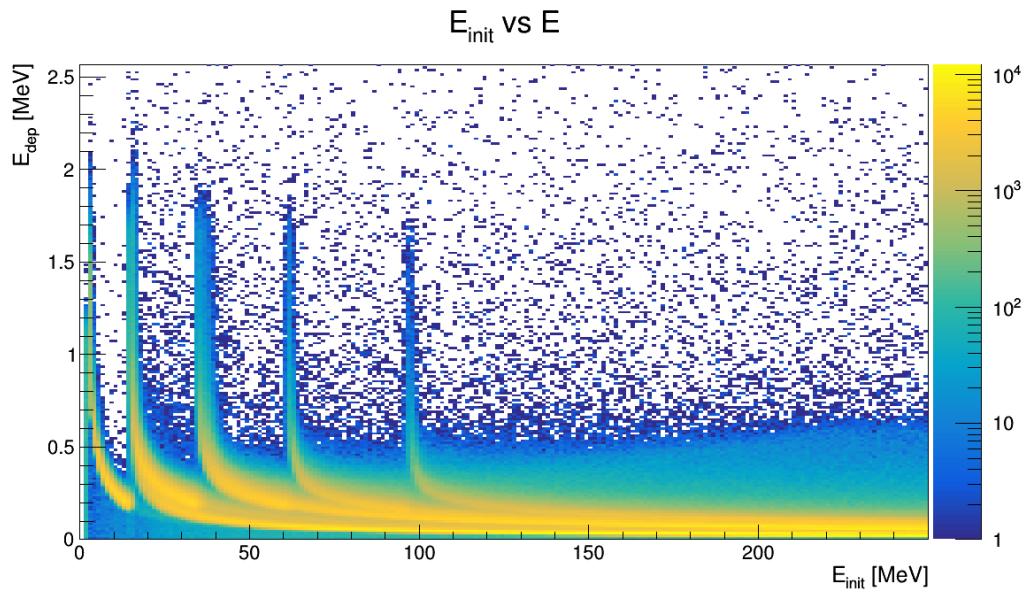
¹Data jsou v grafech zpracována pro elektrony, α částice a ionty $^{56}_{26}\text{Fe}$ pochází z úhlových distribucí.

částice	elektrony	protony	α částice	$^{56}_{26}\text{Fe}$
E_{\min} [MeV]	0,1	1,8	7,8	325

Tab. 6.1: Prahové energie částic detekovatelných SXRM, získané ze simulací, jejichž výsledky jsou vyobrazeny v přílohách na Obr. 6.3, Obr. 12, Obr. 14 a Obr. 15.

Maximální měřitelná energie částic

K získání informace o horní hranici energetického spektra detekovatelných částic byly využity histogramy znázorňující integrální hodnotu deponované energie, přičemž intenzita v histogramu odpovídá počtu zásahů s příslušnou depozicí částice o dané počáteční energii. Z kumulativního histogramu na Obr. 6.4 lze dobře rozeznat energie, při kterých částice výrazně deponují energii v pěti vrstvách detekčních čipů SpacePix. Hodnoty maximálních energií detekovatelných částic je možné získat podrobnější analýzou histogramů na Obr. 16, Obr. 17, Obr. 18 a Obr. 19 v přílohách, ve kterých jsou odděleny energetické depozice v jednotlivých vrstvách a lze tak lépe určit maximální energii detekovatelné částice. Tyto energie jsou zaneseny v Tab. 6.1. Z analýzy vyplývá, že pro elektrony, a α částice a ionty $^{56}_{26}\text{Fe}$ se podaří pokrýt celé požadované energetické spektrum. Pro pokrytí energetického spektra protonů bude zapotřebí zvětšit tloušťku wolframových absorbátorů, nebo přidat další detekční vrstvu.



Obr. 6.4: Integrální²deponovaná energie svazku úhlově distribuovaných protonů. Intenzita histogramu odpovídá počtu příslušných energetických depozic protonu o dané počáteční energii.

částice	elektrony	protony	α částice	$^{56}_{26}\text{Fe}$
E_{\max} [MeV]	10	100	400	40000

Tab. 6.2: Maxima energetických spekter častic detekovatelných SXRM, získaná ze simulací, jejichž výsledky jsou vyobrazeny v přílohách na Obr. 16, Obr. 17, Obr. 18 a Obr. 19. Maxima byla získána za pomoci kvantovacích úrovní ADC převodníku z elektronických simulací návrhu čipu LORDS.

Registrace signálu

Vzhledem ke způsobu sběru signálu existuje hodnota minimální energie, kterou musí částice deponovat, aby mohla být v detektoru registrována. Ke vzniku elektron-děrového páru je v křemíku třeba 3,6 eV, ke vzniku měřitelného signálu formou popsanou Shockley-Ramovým teorémem je třeba přibližně 800 párů, přičemž tato hodnota je dána designem konkrétního čipu. Z těchto hodnot plyne požadavek na energeticky threshold zásahu 3 keV.

Pro tento threshold byly na Obr. 6.5 zpracovány celkové počty zásahů vzniklé průletem svazku protonů³ skrz model detektoru SXRM. Z nich je zřejmé, že naprostá většina zásahů je zapříčiněna česticemi s malým úhlovým rozptylem a že nejčastějším počtem zásahů jsou 2 a to pro protony s energiemi mezi 15 a 35 MeV. Z 2D histogramu na Obr. 6.5 plyne že protony s energií přesahující přibližně 100 MeV projdou všemi vrstvami detekčních čipů, aniž by byly pohlceny.

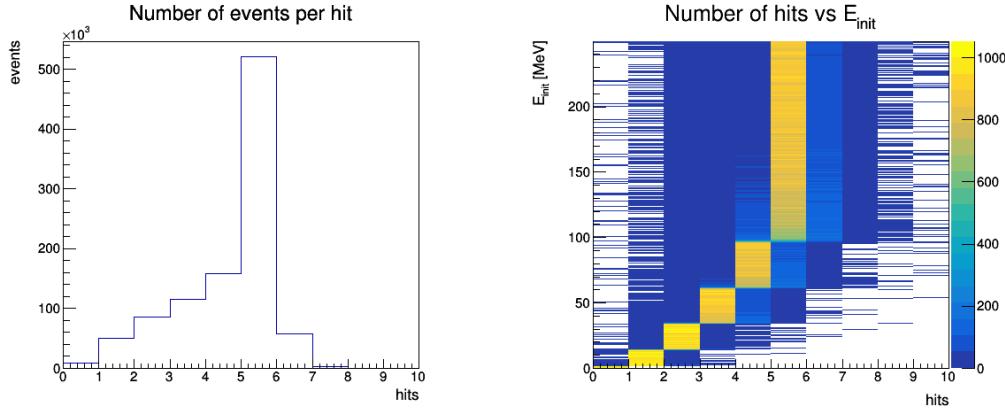
Návrhy dalšího vývoje

Výsledky této analýzy budou využity jako podklad pro vývoj reálného *engineering a flight* modelu detektorů z rodiny SpacePix. Po získání prvních reálných verzí čipů SpacePix a LORDS a změření jejich charakteristik bude možné vytvořit nové, přesnější modely a získat přesnější data z analýzy jejich výstupů spolu s dalšími návrhy na optimalizaci nových verzí těchto čipů. Mezi návrhy na optimalizaci patří například přidání dalších detekčních vrstev, což by zvětšilo energetický rozsah detekovatelných častic nebo nahrazení hliníkového šasi detektoru SXRM materiélem Inconel600, který by pomohl lépe odstínit částice přicházející z oblastí mimo kužel akceptance, jehož krycí titanová vrstva by mohla být ztenčena, čímž by se zvýšila citlivost detektoru na nízkoenergetické protony.

Grafy E_{mean} vs E na Obr. 17, Obr. 18 a Obr. 19 v přílohách slouží jako důležitá výstupní informace dále využitelná k trénování neuronových sítí a

²Jde o součet deponované energie ve všech vrstvách detekčních čipů.

³Data z této analýzy zbylých zkoumaných častic jsou v přílohách na Obr. 20, Obr. 21 a Obr. 22.



Obr. 6.5: Grafické znázornění zpracování dat o počtu zásahů pixelů v detekčních vrstvách způsobeném kolimovaným svazkem 10^6 protonů s energiemi rovnoměrně rozdělenými ve spektru 0 - 250 MeV. Histogram Number of events per hit ukazuje počet událostí, v nichž došlo k příslušnému počtu zásahů. V histogramu Number of hits vs E_{init} je informace rozšířena o závislost na počáteční energii primární částice, v histogramu Number of hits vs radius pak o závislost na vzdálenosti od středu úhlového rozdělení částic a tím na velikosti celkového úhlu odchylky.

dalšího využití metod strojového učení, což je směr, kterým by se mohl ubírat vývoj způsobu zpracování a analýzy vstupních dat získaných při reálném nasazení detektoru.

Závěr

V rámci této práce byla provedena simulace a následná analýza takto získaných dat o detektoru kosmického ionizujícího záření SXRM a v něm použitého pixelového křemíkového detekčního čipu z rodiny SpacePix aktuálně vyvíjených v rámci výzkumného centra FJFI ČVUT v Praze.

Vzhledem k zamýšlenému použití detektoru pro monitorování radiačního pole v meziplanetárním prostoru byla studována problematika kosmického záření a to zejména v oblasti nízkých zemských orbit. Výstupem analýzy částicových a energetických spekter kosmického záření v cílové oblasti nasazení detektoru SXRM je Tab. 1.2, která podchycuje nejvýznamnější zdroje ionizačních ztrát, které je třeba v rámci simulací zkoumat.

Následně byla popsána oblast fyziky interakcí záření s hmotou kruciální pro principy detekce. Ty byly rovněž rozehrány a to se zaměřením na polovodičové pixelové detektory, jakými jsou právě čipy z rodiny SpacePix a jejich předchůdce X-CHIP03.

Dále byly popsány nástroje Geant4 a AllpixSquared, kterých bylo využito k vytvoření modelů a simulaci průchodu částic jak detektorem SXRM, tak čipy SpacePix. Okrajově byl představen i analytický nástroj ROOT, v němž byla zpracována data získaná simulací.

Na modelech detektorů sestrojených v Geant4 a AllpixSquared byly simulovány fyzikální procesy, ke kterým dochází při průchodu částic v definovaných energetických spektrech navržených na základě dříve zmíněné analýzy kosmického záření v uvažovaném prostředí.

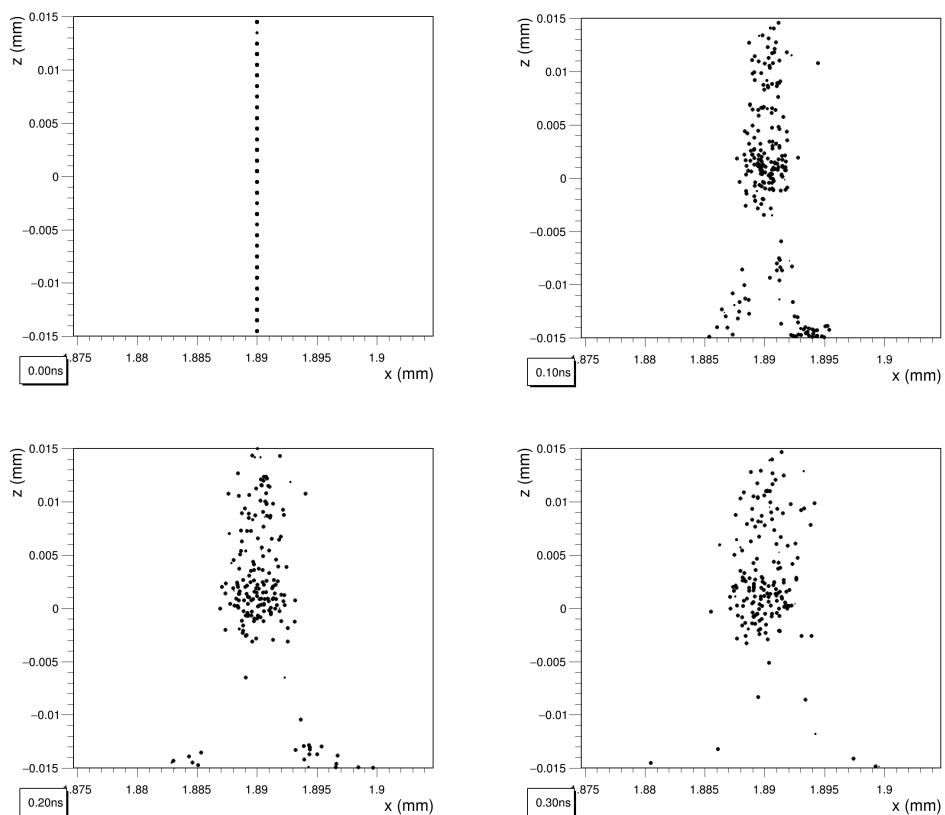
Za použití výsledků analýzy získaných dat byly zjištěny informace důležité pro další směřování návrhu detektoru SXRM i detekčního čipu SpacePix. Mezi těmito údaji byla zjištěna fyzikální omezení energetického rozsahu možností detekce SXRM reprezentovaná údaji v Tab. 6.1 a Tab. 6.2. Tyto údaje budou využity ke zlepšení návrhu metod zesilování vstupního signálu.

Dále bylo poukázáno na způsob pohybu volných nosičů náboje vzniklých ionizací detekovanými částicemi v elektrickém poli senzitivní oblasti, což má za následek návrh změny geometrie implantů generujících tato elektrická pole v pixelech detekčního čipu SpacePix, což pravděpodobně umožní zvýšení biasovacího napětí a rozšíření vyprázdněné oblasti a senzoroví části čipu.

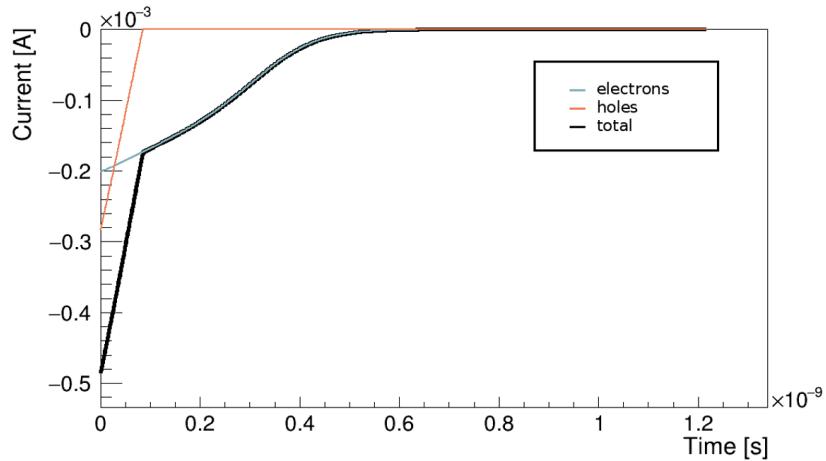
Při analýze výsledků bylo rovněž poukázáno na možnost využití neuronových sítí a dalších metod strojového učení k analýze dat získaných během nasazení detektoru, primárně určení typu a rekonstrukci energie primární částice. Tímto směrem se také bude ubírat další směrování práce na vývoji SXRM i detekčního čipu SpacePix.

Výsledky této práce budou využity jako podklad pro vývoj reálného *engineering a flight* modelu detektorů z rodiny SpacePix a po získání prvních reálných verzí čipů SpacePix a LORDS a změření jejich charakteristik bude možné vytvořit nové, přesnější modely, provést simulace a najít tak nové možnosti optimalizace těchto detektorů.

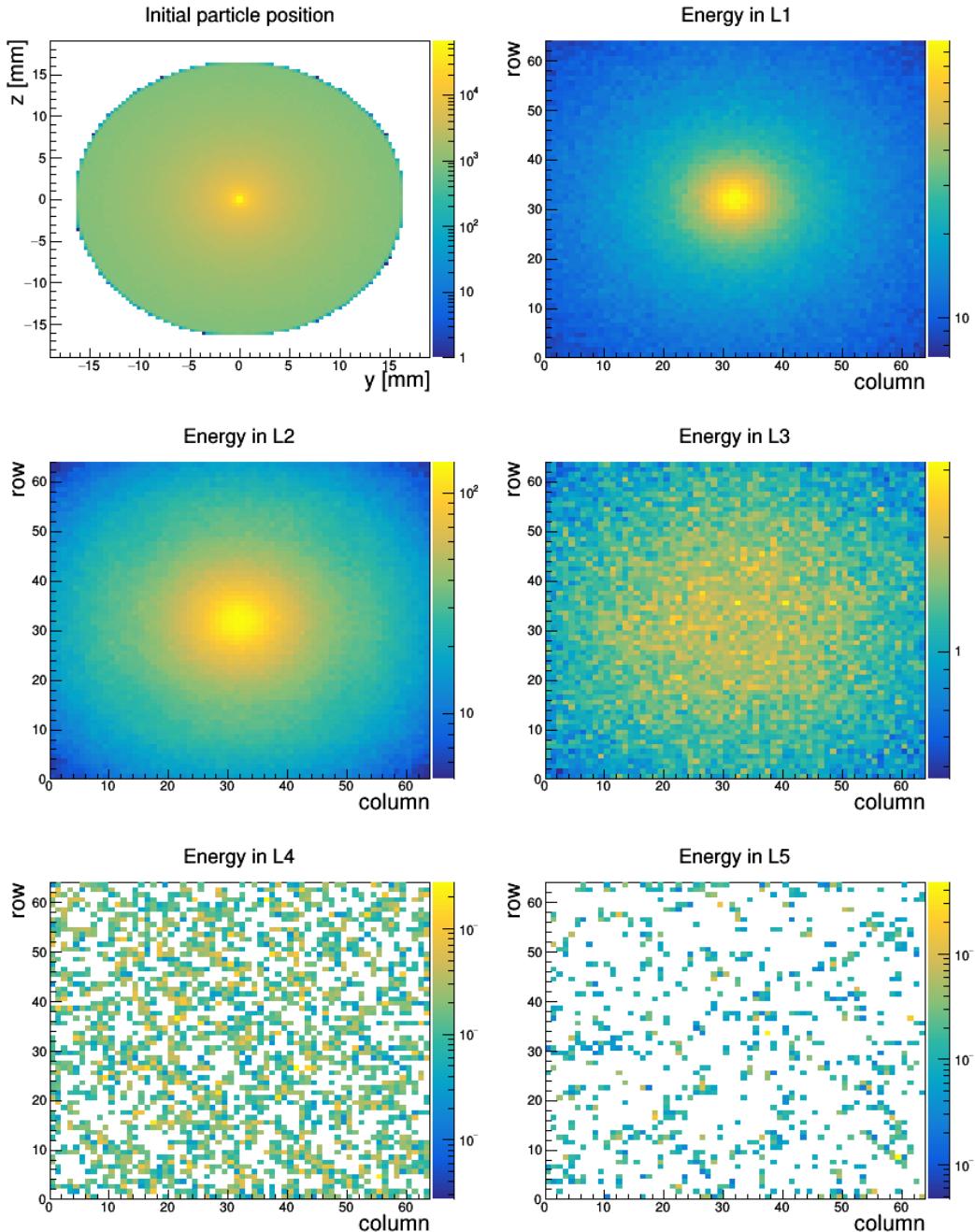
Přílohy



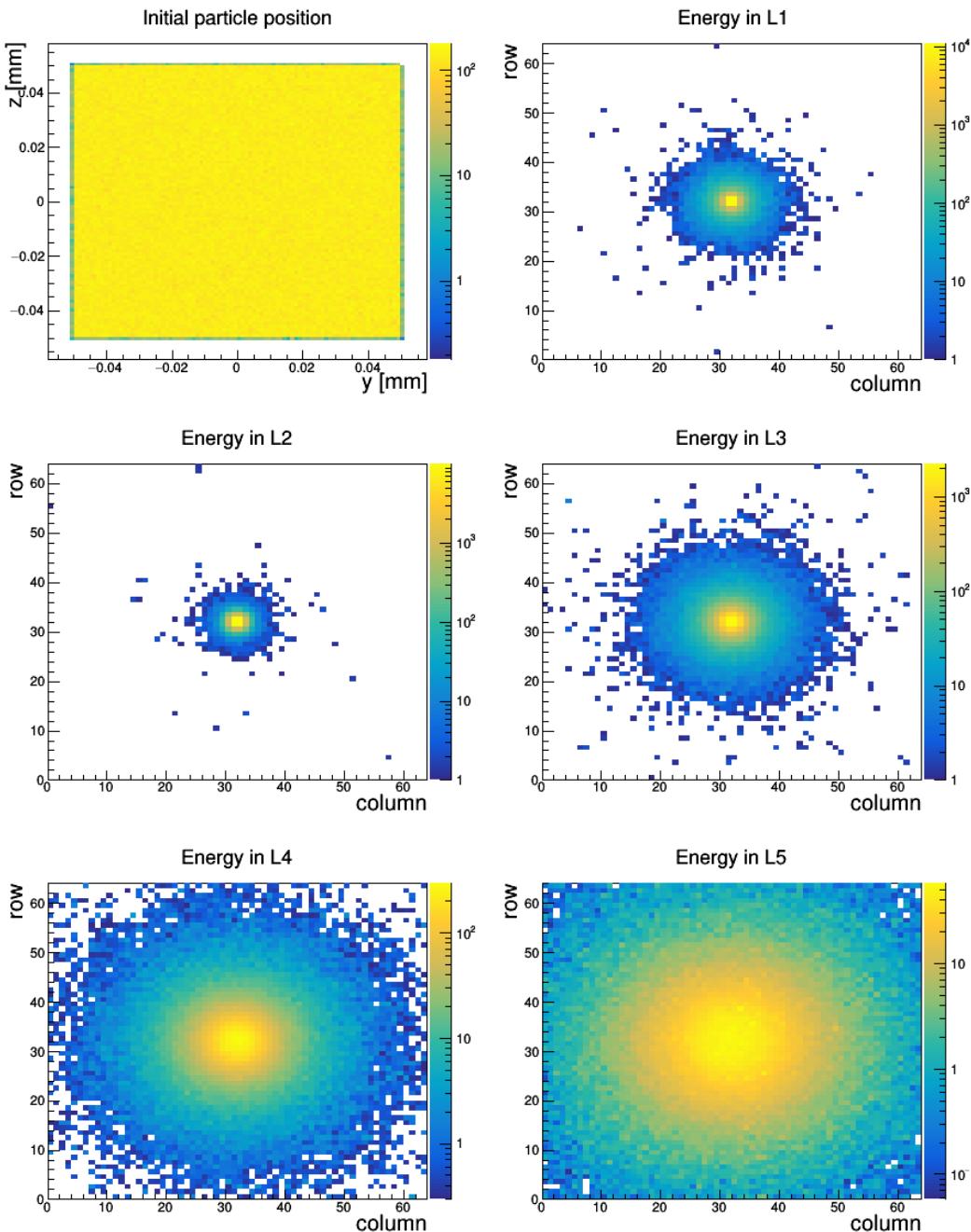
Obr. 6: První 3 snímky animace propagace elektronů (pohyb děr v této simulaci modelován nebyl) v pixelu čipu SpacePix vytvořené v programu AllpixSquare. V čase $t = 0$ jsou mionem o energii 1 GeV vytvořeny elektron-děrové páry, které pod vlivem elektrického pole (znázorněno na Obr. 5.4) driftují k implantu, konkrétně k jeho krajům a rohům, kde je pole nejsilnější. Hlavní část signálu je generována v rámci první nanosekundy, celý proces od vzniku po zánik posledního elektronu trval 10 ns, přičemž ale většinu času elektrony pouze difundovaly v oblasti mimo dosah elektrického pole, než došlo k jejich rekombinaci.



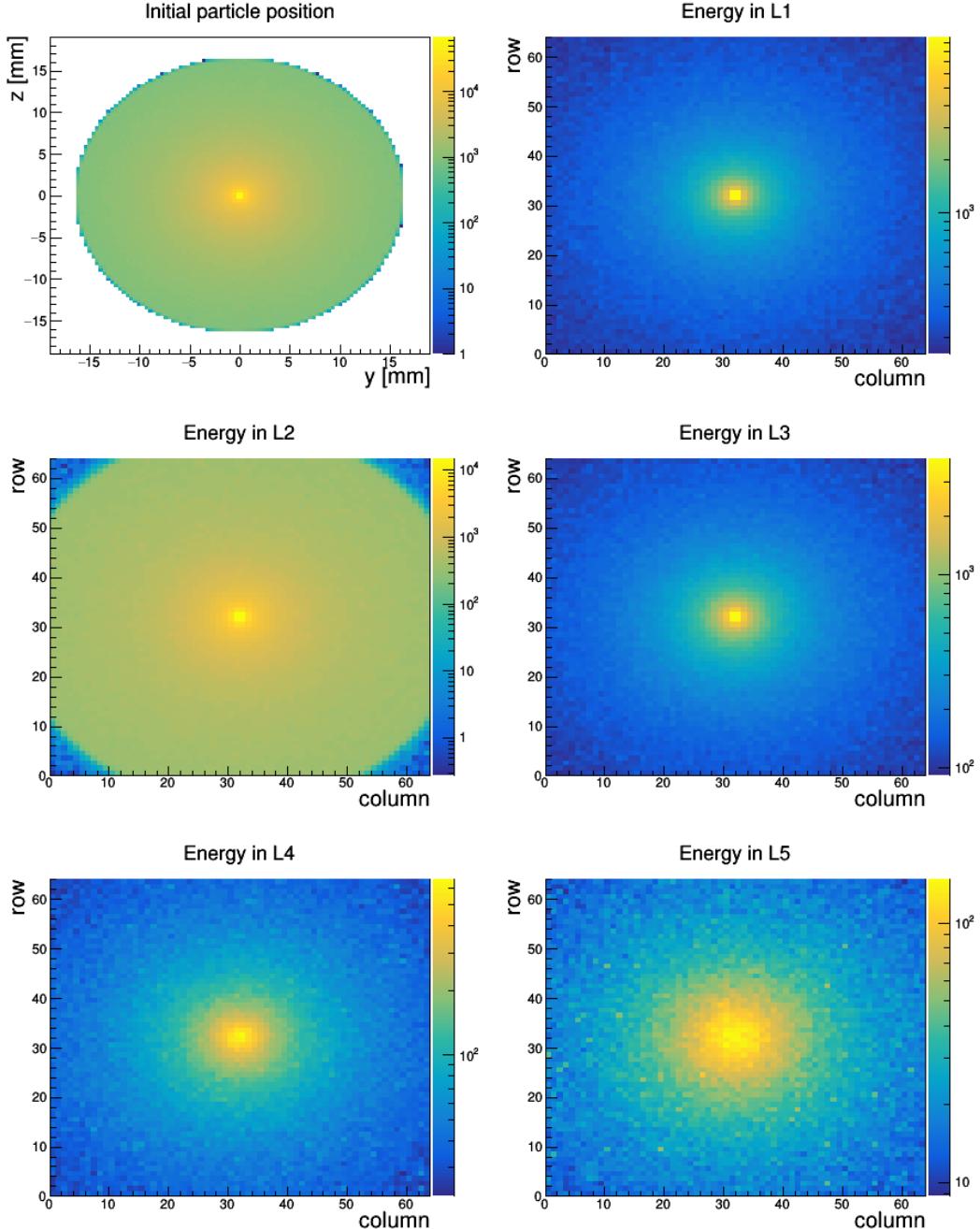
Obr. 7: Časový vývoj sběru signálu generovaného α částicí o energii 5 MeV při dopadu shora na senzorovou část v modelu části pixelu čipu SpacePix (viz Obr. 3.5) v programu Weightfield2 [14]. Oranžová křivka značí proud indukovaný pohybem dér, modrá pohybem elektronů a černá celkový. Vzhledem k tvaru váhovacího pole je signál v porovnání s Obr. 3.6 až 8krát menší. Protože částice deponovala veškerou svou energii na velmi malé vzdálenosti (19 μm), dorazily vzniklé elektrony téměř okamžitě ke sběrné elektrodě, zatímco díry driftovaly přes celou šířku modelu a zapříčinili pomalu narůstající tendenci křivky proudového impulsu.



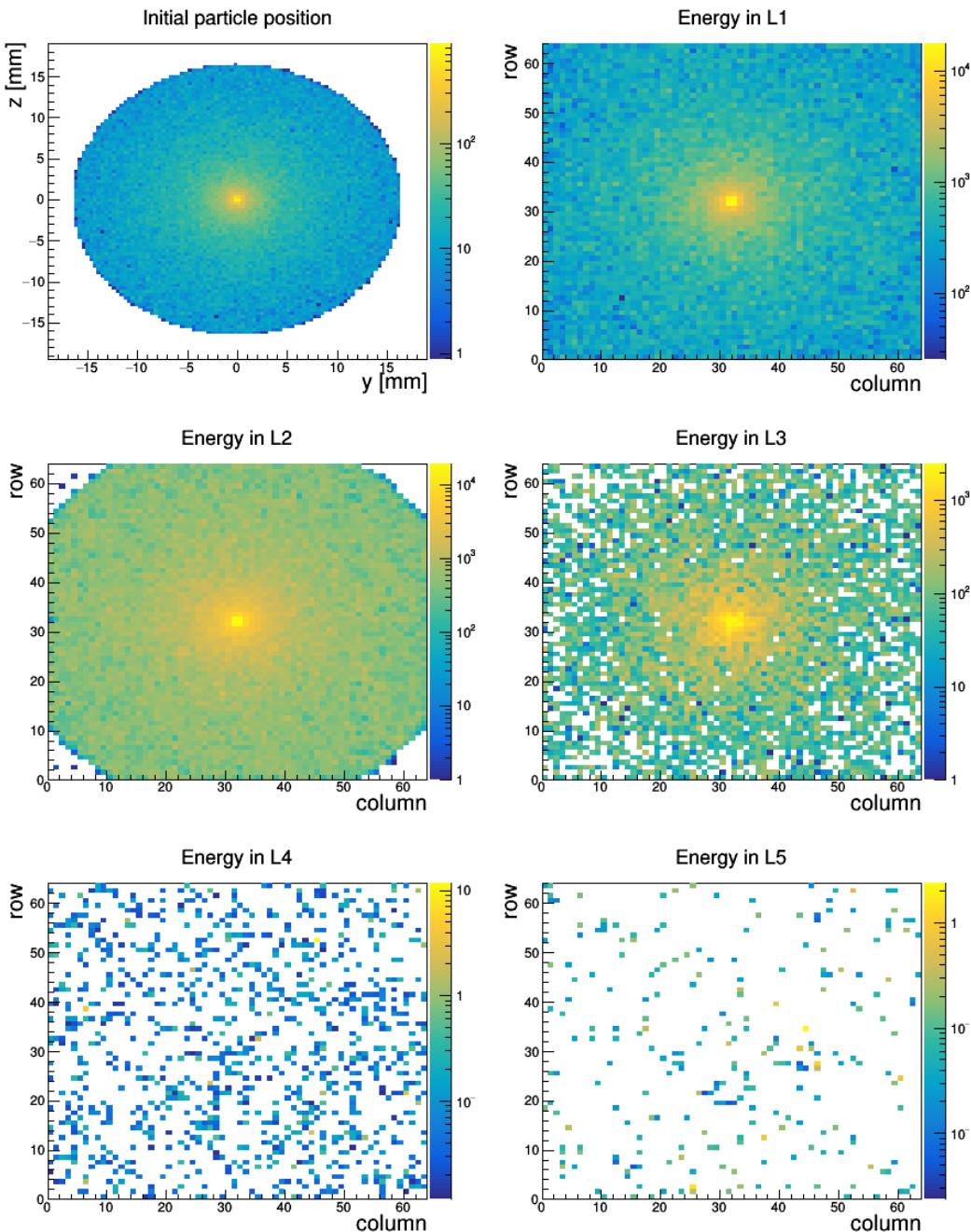
Obr. 8: Počáteční poloha a zásahy úhlově distribuovaných elektronů ve vrstvách detekčních čipů SpacePix. Histogram initial particle position znázorňuje rozdělení počáteční polohy primárních částic v rovině rovnoběžné s čelní stranou detektoru SXRM. Zbylé histogramy ukazují rozdělení zásahů v rámci jednotlivých vrstev L_i , $i \in \{1, \dots, 5\}$ a jsou rozděleny podle pixelů čipu, přičemž hrana celého čipu měří 3,84 mm.



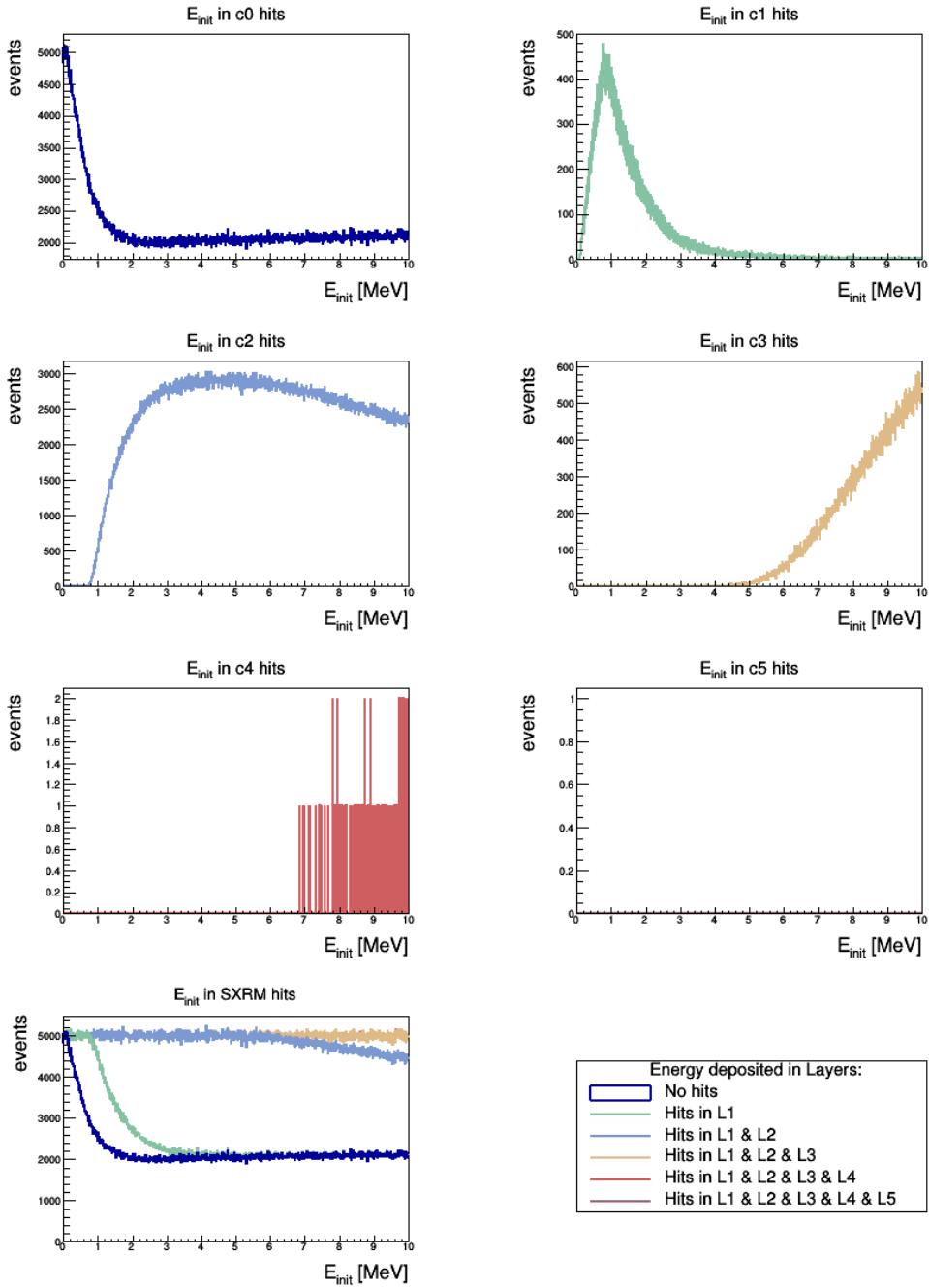
Obr. 9: Počáteční poloha a zásahy kolimovaných protonů ve vrstvách detekčních čipů SpacePix. Histogram initial particle position znázorňuje rozdělení počáteční polohy primárních částic v rovině rovnoběžné s čelní stranou detektoru SXRM. Zbylé histogramy ukazují rozdělení zásahů v rámci jednotlivých vrstev L_i , $i \in \{1, \dots, 5\}$ a jsou rozděleny podle pixelů čipu, přičemž hrana celého čipu měří 3,84 mm.



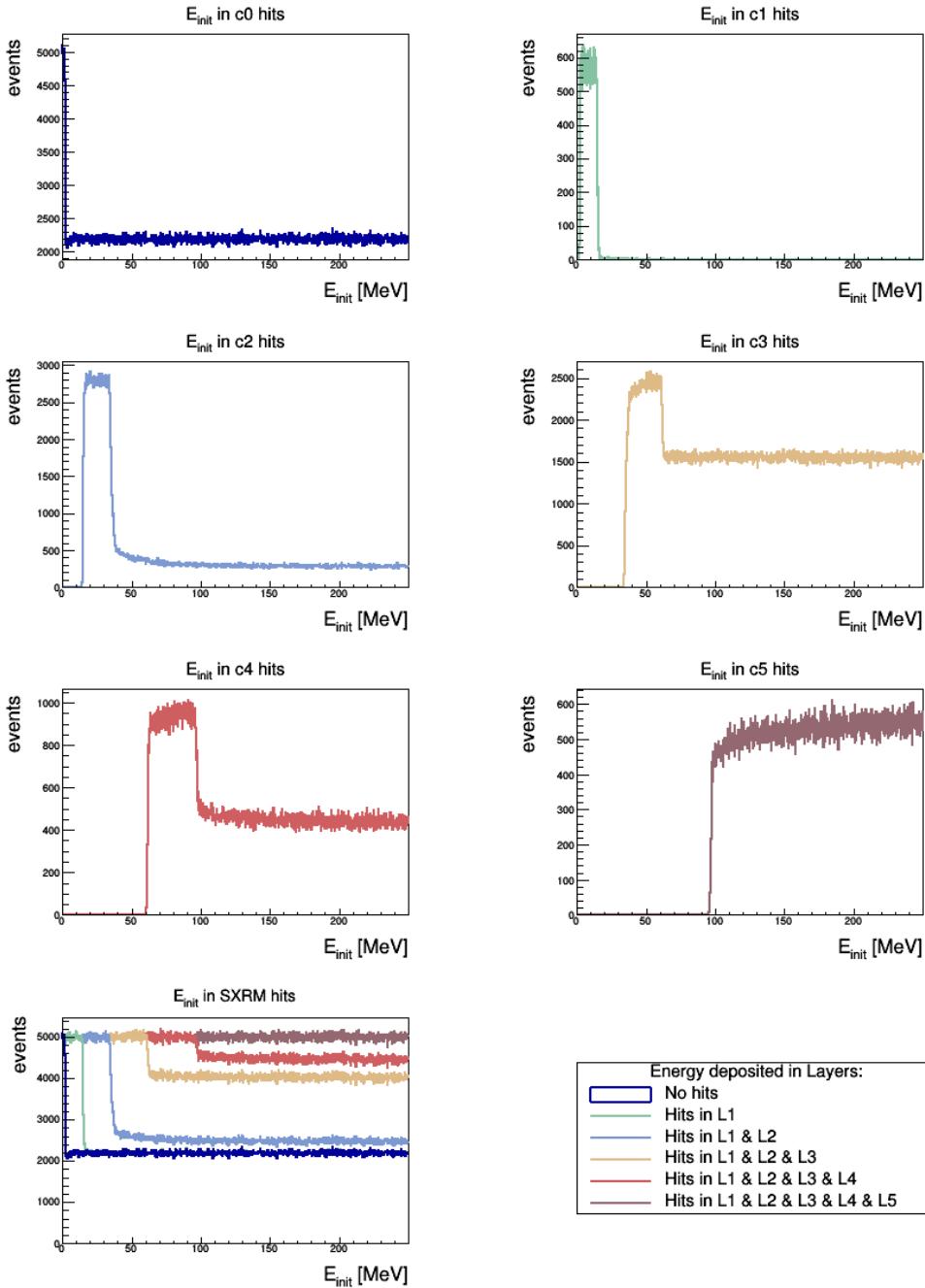
Obr. 10: Počáteční poloha a zásahy úhlově distribuovaných α částic ve vrstvách detekčních čipů SpacePix. Histogram initial particle position znázorňuje rozdělení počáteční polohy primárních částic v rovině rovnoběžné s čelní stranou detektoru SXRM. Zbylé histogramy ukazují rozdělení zásahů v rámci jednotlivých vrstev L_i , $i \in \{1, \dots, 5\}$ a jsou rozděleny podle pixelů čipu, přičemž hrana celého čipu měří 3,84 mm.



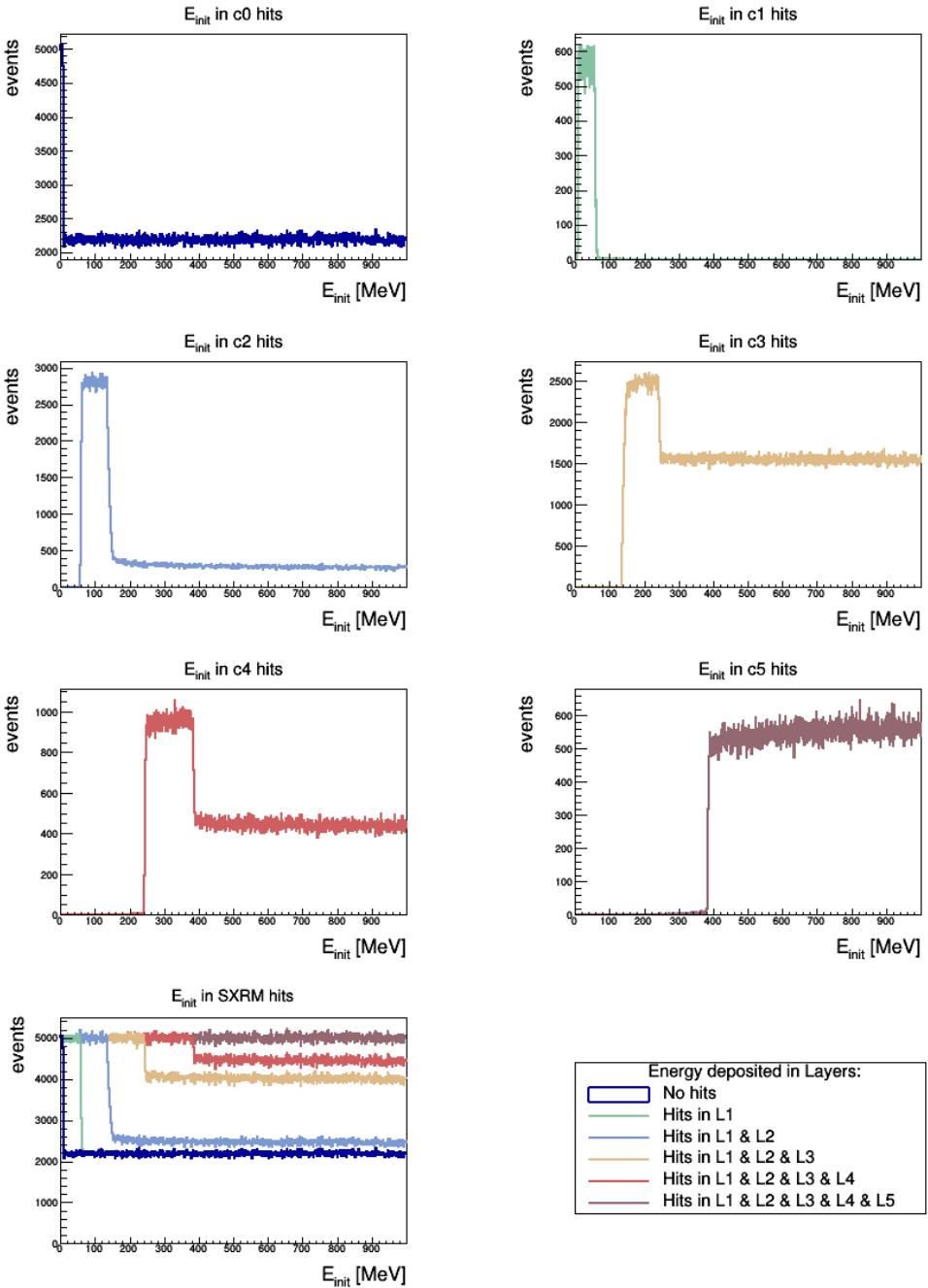
Obr. 11: Počáteční poloha a zásahy kolimovaných ^{56}Fe ve vrstvách detekčních čipů SpacePix. Histogram initial particle position znázorňuje rozdělení počáteční polohy primárních částic v rovině rovnoběžné s čelní stranou detektoru SXRM. Zbylé histogramy ukazují rozdělení zásahů v rámci jednotlivých vrstev L_i , $i \in \{1, \dots, 5\}$ a jsou rozděleny podle pixelů čipu, přičemž hrana celého čipu měří 3,84 mm.



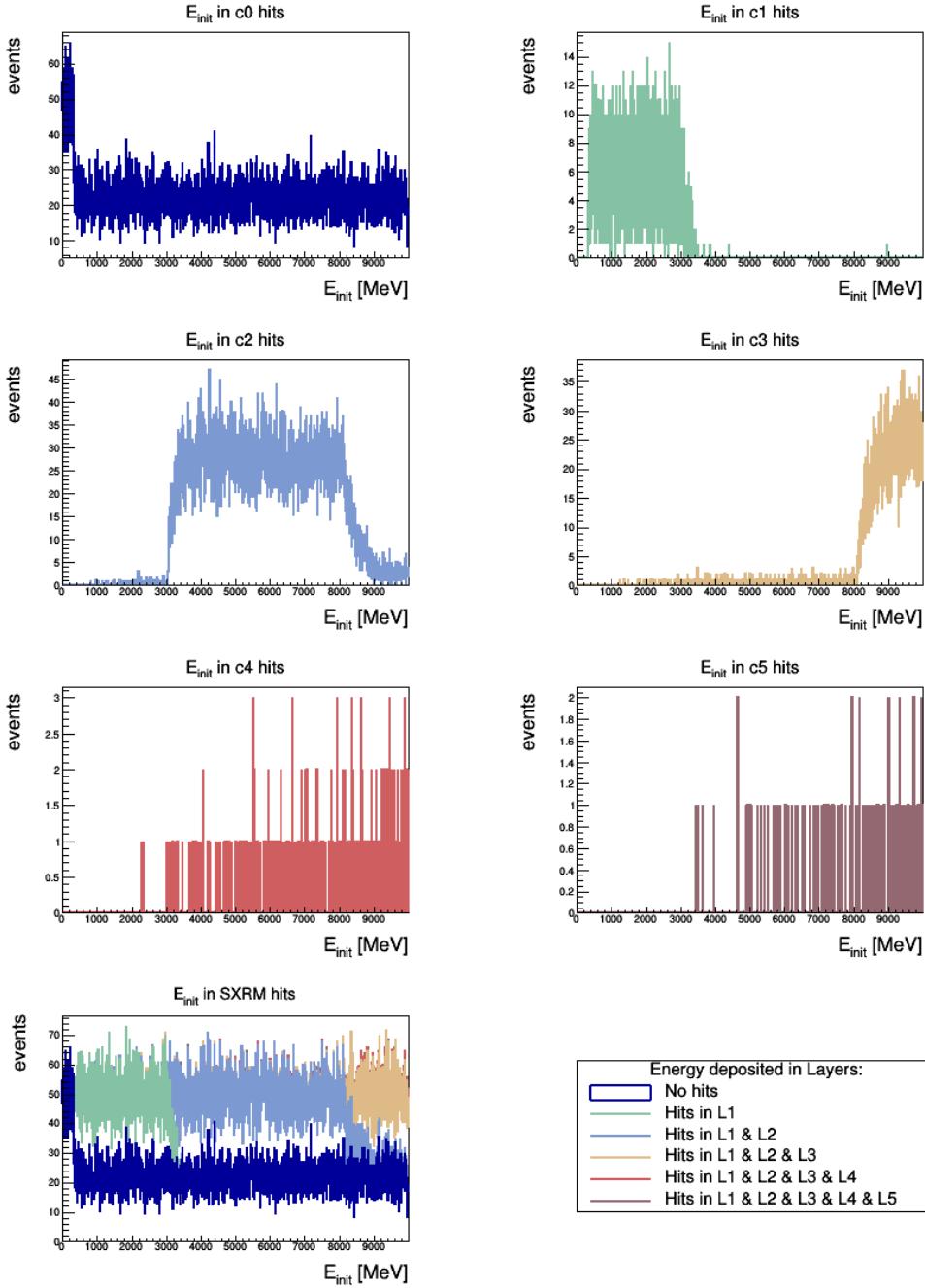
Obr. 12: Závislost počtu primárních elektronů v úhlově distribuovaném svazku zasáhnuvších prvních i vrstev čipů SpacePix na jejich počáteční energii. Do grafu hits in L_i , kde L odpovídá i -té vrstvě (z anglického layer), $i \in \{1, \dots, 5\}$ spadají elektrony, které deponují energii větší než 3 keV v i prvních vrstvách.



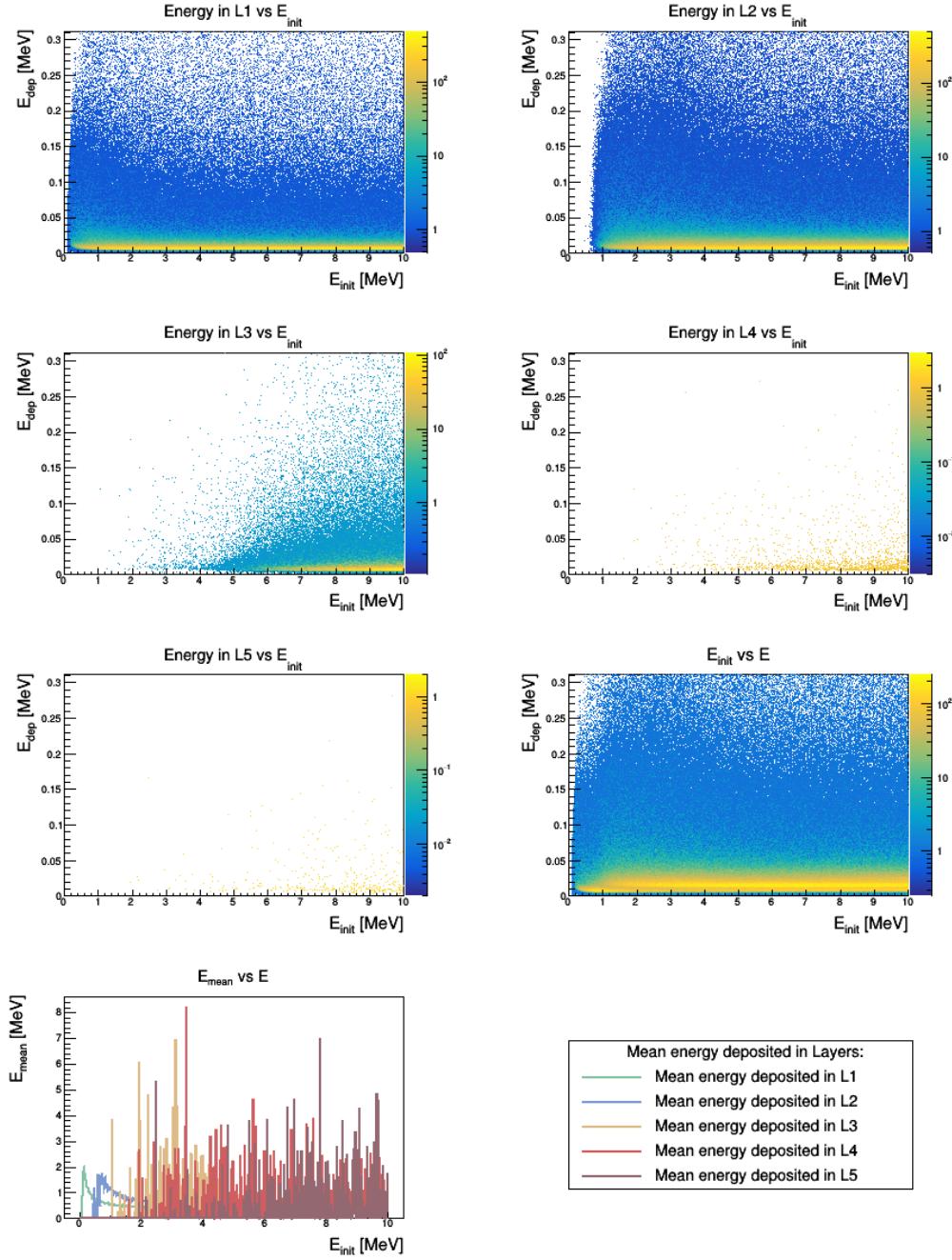
Obr. 13: Závislost počtu primárních protonů v úhlově distribuovaném svazku zasáhnuvších prvních i vrstev čipů SpacePix na jejich počáteční energii. Do grafu hits in L_i , kde L odpovídá i-té vrstvě (z anglického layer), $i \in \{1, \dots, 5\}$ spadají protony, které deponují energii větší než 3 keV v i prvních vrstvách.



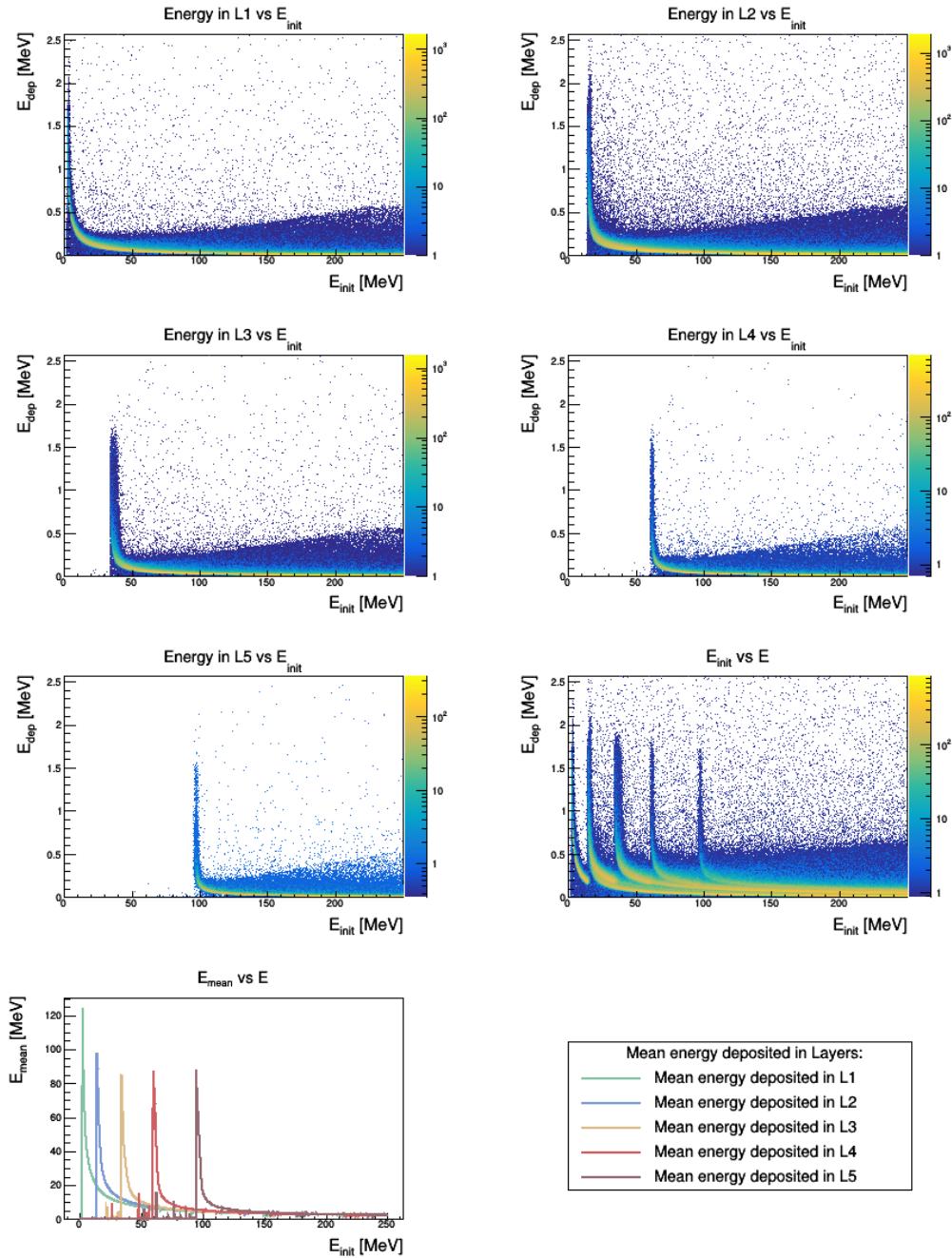
Obr. 14: Závislost počtu primárních α částic v úhlově distribuovaném svazku zasáhnuvších prvních i vrstev čipů SpacePix na jejich počáteční energii. Do grafu hits in L_i , kde L odpovídá i -té vrstvě (z anglického layer), $i \in \{1, \dots, 5\}$ spadají α částice, které deponují energii větší než 3 keV v i prvních vrstvách.



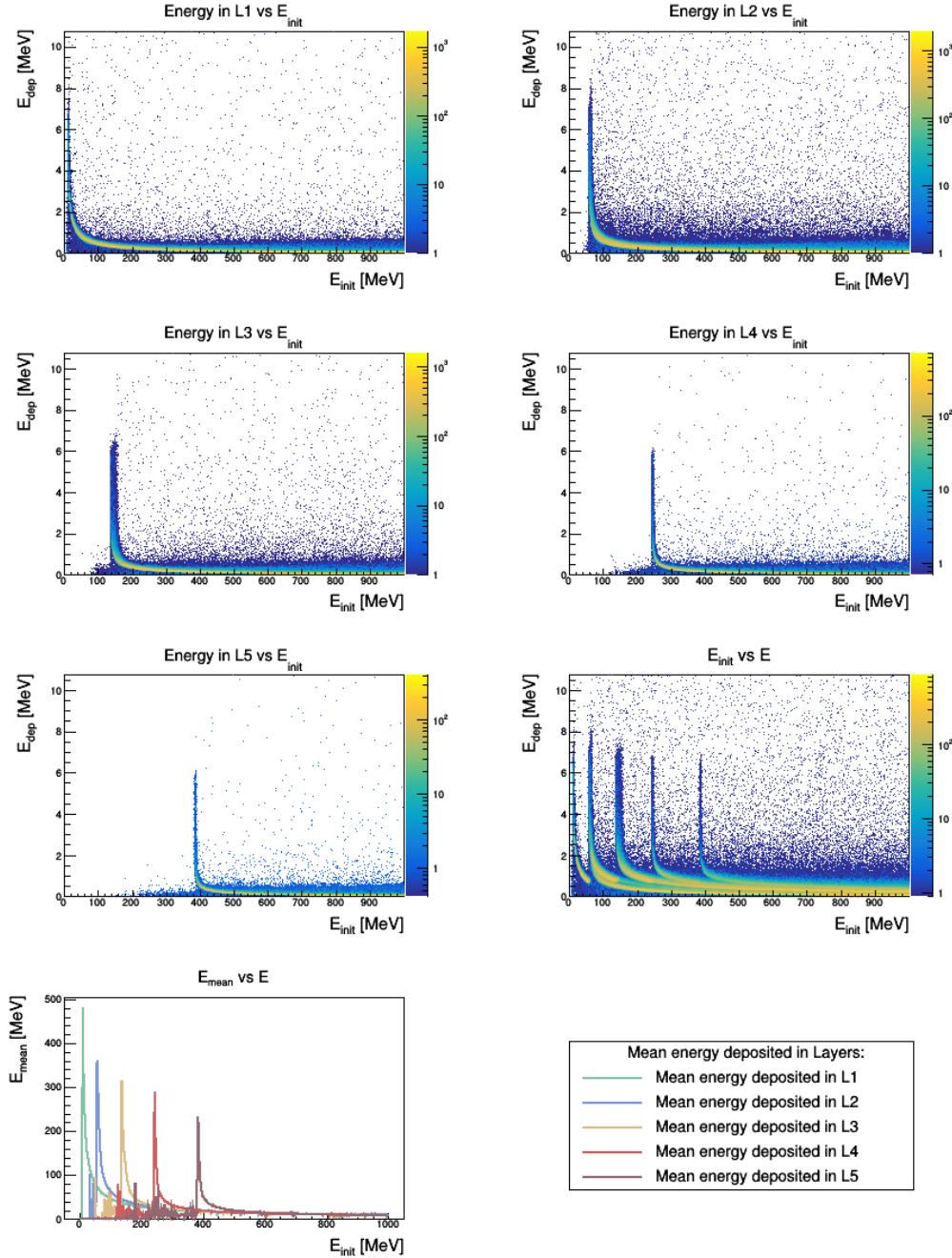
Obr. 15: Závislost počtu primárních iontů ^{56}Fe v úhlově distribuovaném svazku zasáhnuvších prvních i vrstev čipů SpacePix na jejich počáteční energii. Do grafu hits in L_i , kde L odpovídá i-té vrstvě (z anglického layer), $i \in \{1, \dots, 5\}$ spadají ionty ^{56}Fe , které deponují energii větší než 3 keV v i prvních vrstvách.



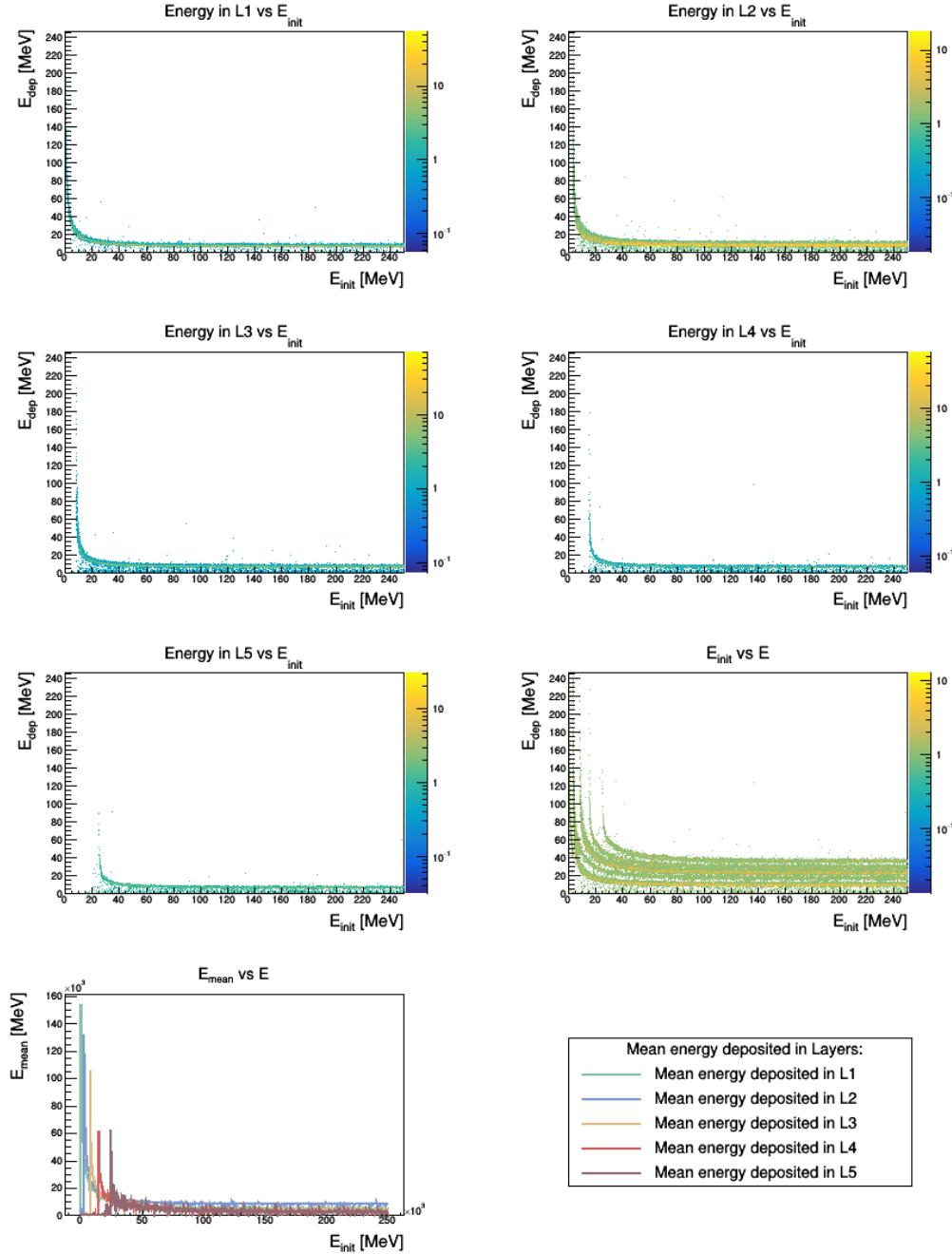
Obr. 16: Integrální deponovaná energie svazku úhlově distribuovaných elektronů. Intenzity histogramů odpovídají počtu příslušných energetických depozic elektronu o dané počáteční energii. Na histograzech Energy in L_i vs E_{init}, $i \in \{1, \dots, 5\}$, jsou znázorněny tytéž hodnoty, tentokrát rozlišené podle i-té vrstvy detekčního čipu, ve které k depozici došlo. Grafy na E_{mean} vs E jsou sestrojeny ze středních hodnot řezů sloupců příslušných histogramů výše.



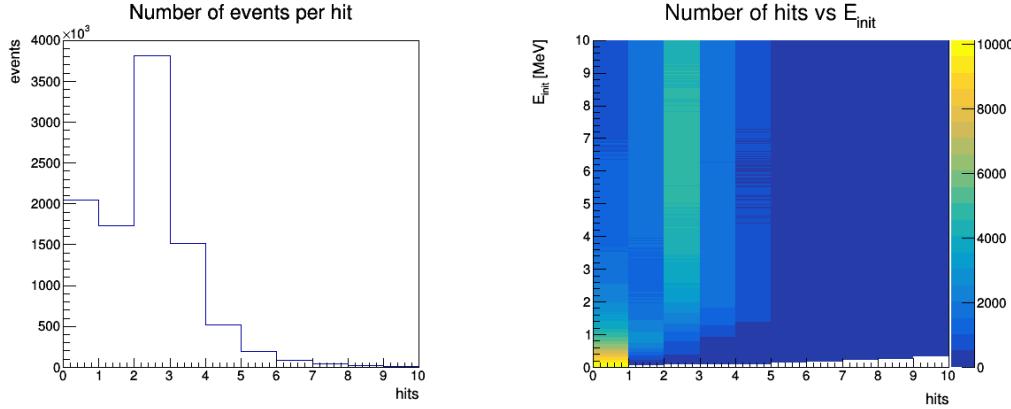
Obr. 17: Integrální deponovaná energie svazku úhlově distribuovaných protonů. Intenzity histogramů odpovídají počtu příslušných energetických depozic protonu o dané počáteční energii. Na histogramech Energy in L*i* vs E_{init}, $i \in \{1, \dots, 5\}$, jsou znázorněny tytéž hodnoty, tentokrát rozlišené podle i-té vrstvy detekčního čipu, ve které k depozici došlo. Grafy na E_{mean} vs E jsou sestrojeny ze středních hodnot řezů sloupců příslušných histogramů výše.



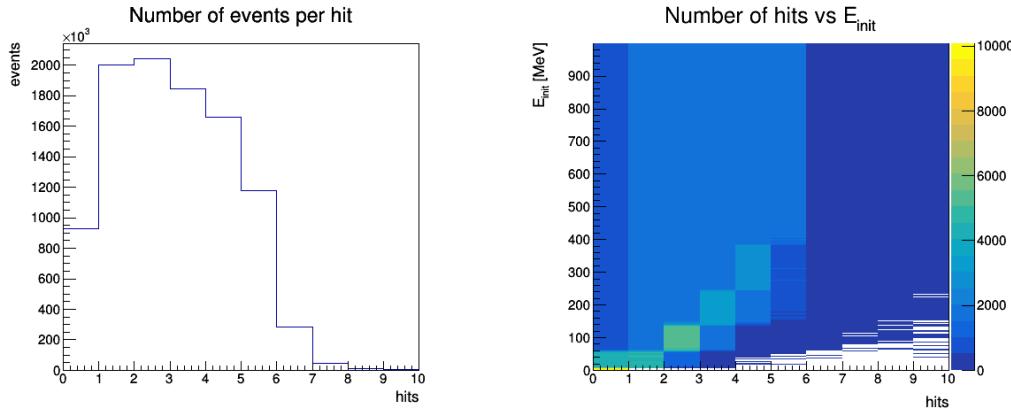
Obr. 18: Integrální deponovaná energie svazku úhlově distribuovaných α částic. Intenzity histogramů odpovídají počtu příslušných energetických depozic α částice o dané počáteční energii. Na histograzech Energy in L_i vs E_{init}, $i \in \{1, \dots, 5\}$, jsou znázorněny tytéž hodnoty, tentokrát rozlišené podle i-té vrstvy detekčního čipu, ve které k depozici došlo. Grafy na E_{mean} vs E jsou sestrojeny ze středních hodnot řezů sloupců příslušných histogramů výše.



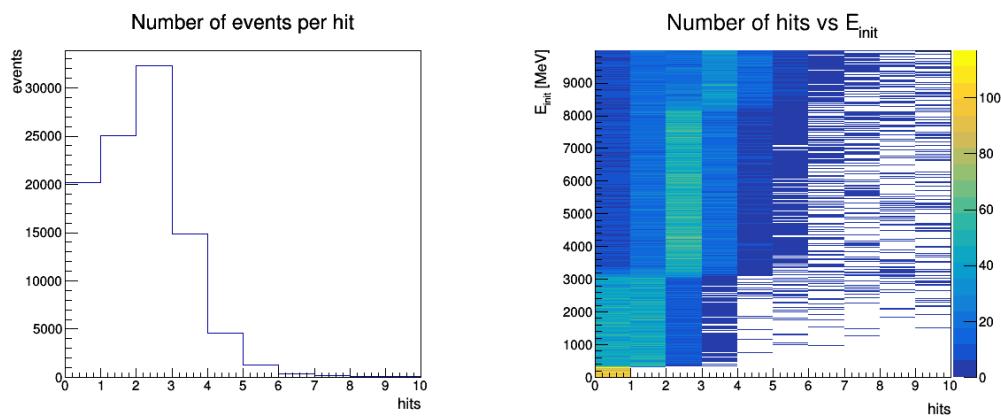
Obr. 19: Integrální deponovaná energie svazku úhlově distribuovaných iontů $^{56}_{26}\text{Fe}$. Intenzity histogramů odpovídají počtu příslušných energetických depozic iontu $^{56}_{26}\text{Fe}$ o dané počáteční energii. Na histograzech Energy in L_i vs E_{init} , $i \in \{1, \dots, 5\}$, jsou znázorněny tytéž hodnoty, tentokrát rozlišené podle i-té vrstvy detekčního čipu, ve které k depozici došlo. Grafy na E_{mean} vs E jsou sestrojeny ze středních hodnot řezů sloupců příslušných histogramů výše.



Obr. 20: Grafické znázornění zpracování dat o počtu zásahů pixelů v detekčních vrstvách způsobeném svazkem 10^7 elektronů s energiemi rovnoměrně rozdělenými ve spektru 0 - 10 MeV. Histogram Number of events per hit ukazuje počet událostí, v nichž došlo k příslušnému počtu zásahů. V histogramu Number of hits vs E_{init} je informace rozšířena o závislost na počáteční energii primární částice, v histogramu Number of hits vs radius pak o závislost na vzdálenosti od středu úhlového rozdělení částic a tím na velikosti celkového úhlu odchylky.



Obr. 21: Grafické znázornění zpracování dat o počtu zásahů pixelů v detekčních vrstvách způsobeném svazkem 10^7 α částic s energiemi rovnoměrně rozdělenými ve spektru 0 - 1 GeV. Histogram Number of events per hit ukazuje počet událostí, v nichž došlo k příslušnému počtu zásahů. V histogramu Number of hits vs E_{init} je informace rozšířena o závislost na počáteční energii primární částice, v histogramu Number of hits vs radius pak o závislost na vzdálenosti od středu úhlového rozdělení částic a tím na velikosti celkového úhlu odchylky.



Obr. 22: Grafické znázornění zpracování dat o počtu zásahů pixelů v detekčních vrstvách způsobeném svazkem 10^5 iontů ^{56}Fe s energiemi rovnoměrně rozdělenými ve spektru 0 - 10 GeV. Histogram Number of events per hit ukazuje počet událostí, v nichž došlo k příslušnému počtu zásahů. V histogramu Number of hits vs E_{init} je informace rozšířena o závislost na počáteční energii primární částice, v histogramu Number of hits vs radius pak o závislost na vzdálenosti od středu úhlového rozdělení částic a tím na velikosti celkového úhlu odchylky.

Bibliografie

- [1] Heynderickx D. et al. “New radiation environment and effects models in the European Space Agency’s Space Environment Information System (SPENVIS)”. In: *Space Weather* 2.10 (). DOI: 10.1029/2004SW000073. eprint: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2004SW000073>. URL: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2004SW000073>.
- [2] Johnson Space Center Space Radiation Analysis Group. *What is space radiation*. 2016. URL: <https://srag.jsc.nasa.gov/spaceradiation/What/What.cfm>.
- [3] C. Patrignani et al. “Review of Particle Physics”. In: *Chin. Phys.* C40.10 (2016), s. 100001. DOI: 10.1088/1674-1137/40/10/100001.
- [4] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, 2010. ISBN: 9780470131480. URL: <https://books.google.cz/books?id=4vTJ7UDel5IC>.
- [5] Peter Sigmund. “Low-speed limit of Bohr’s stopping-power formula”. In: 54 (lis. 1996).
- [6] Francis A Cucinotta a Marco Durante. “Cancer risk from exposure to galactic cosmic rays: implications for space exploration by human beings”. In: *The Lancet Oncology* 7.5 (2006), s. 431–435. ISSN: 1470-2045. DOI: 10.1016/S1470-2045(06)70695-7. URL: [http://dx.doi.org/10.1016/S1470-2045\(06\)70695-7](http://dx.doi.org/10.1016/S1470-2045(06)70695-7).
- [7] Andrew T. Young. “Rayleigh scattering”. In: *Physics Today* 35.1 (1998), s. 42–48. DOI: 10.1063/1.2890003. URL: <https://doi.org/10.1063/1.2890003>.
- [8] Claus Grupen a Boris A. Shwartz. *Particle detectors*. 2nd ed. Sv. Cambridge monographs on particle physics, nuclear physics and cosmology. Cambridge University Press, 2011.

- [9] Gerhard Lutz. *Semiconductor Radiation Detectors: Device Physics*. Springer, 2007. ISBN: 3540716785. URL: <https://www.amazon.com/Semiconductor-Radiation-Detectors-Device-Physics/dp/3540716785?SubscriptionId=0JYN1NVW651KCA56C102&tag=techkie-20&linkCode=xm2&camp=2025&creative=165953&creativeASIN=3540716785>.
- [10] Frank Hartmann. *Evolution of Silicon Sensor Technology in Particle Physics*. Sv. 231. Berlin Heidelberg: Springer, 2009. ISBN: 9783540447740. DOI: 10.1007/b13586.
- [11] Helmuth Spieler. *Semiconductor Detector Systems (Series on Semiconductor Science and Technology)*. Oxford University Press, 2005. ISBN: 0198527845. URL: <https://www.amazon.com/Semiconductor-Detector-Systems-Science-Technology/dp/0198527845?SubscriptionId=0JYN1NVW651KCA56C102&tag=techkie-20&linkCode=xm2&camp=2025&creative=165953&creativeASIN=0198527845>.
- [12] S. Ramo. “Currents Induced by Electron Motion”. In: *Proceedings of the IRE* 27.9 (1939), s. 584–585. ISSN: 0096-8390. DOI: 10.1109/JRPROC.1939.228757.
- [13] W. Shockley. “Currents to conductors induced by a moving point charge”. In: *J. Appl. Phys.* 9 (1938), s. 635.
- [14] Francesca Cenna et al. “Weightfield2: A fast simulator for silicon and diamond solid state detector”. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 796 (2015). Proceedings of the 10th International Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials Detectors and Devices, s. 149 –153. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2015.04.015>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900215004842>.
- [15] X-5 MONTE CARLO TEAM. *MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5*. Tech. zpr. LA-UR-03-1987. Los Alamos National Laboratory, 2008.
- [16] A Ferrari et al. *FLUKA: A multi-particle transport code (program version 2005)*. CERN Yellow Reports: Monographs. Geneva: CERN, 2005. URL: <https://cds.cern.ch/record/898301>.
- [17] Sea Agostinelli et al. “GEANT4—a simulation toolkit”. In: *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), s. 250–303.

- [18] Daniel Hynds Koen Wolters Simon Spannagel. "Allpix2 User Manual". In: (2018). URL: <https://project-allpix-squared.web.cern.ch/project-allpix-squared/usermanual/allpix-manual.pdf>.
- [19] I. Antcheva et al. "ROOT — A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization". In: *Computer Physics Communications* 180.12 (2009). 40 YEARS OF CPC: A celebratory issue focused on quality software for high performance, grid and novel computing architectures, s. 2499 –2512. ISSN: 0010-4655. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.cpc.2009.08.005>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465509002550>.
- [20] S. Agostinelli et al. "Geant4—a simulation toolkit". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 506.3 (2003), s. 250 –303. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203013688>.
- [21] X. Llopart et al. "Timepix, a 65k programmable pixel readout chip for arrival time, energy and/or photon counting measurements". In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 581.1 (2007). VCI 2007, s. 485 –494. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2007.08.079>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900207017020>.
- [22] *Nuclear Science & Medical Imaging Including Nuclear Power Systems, 2001 Symposium*. IEEE, 2002. ISBN: 0780373243. URL: <https://www.amazon.com/Nuclear-Science-Medical-Including-Symposium/dp/0780373243?SubscriptionId=0JYN1NVW651KCA56C102&tag=techkie-20&linkCode=xm2&camp=2025&creative=165953&creativeASIN=0780373243>.
- [23] Team ROOT. "ROOT User's Guide May 2018". In: May (2018). URL: <https://root.cern.ch/root/html/doc/guides/users-guide/ROOTUsersGuideA4.pdf>.
- [24] M. Havranek et al. "MAPS sensor for radiation imaging designed in 180 nm SOI CMOS technology". In: *JINST* 13 (červ. 2018), s. C06004–C06004.
- [25] M. Havranek et al. "X-CHIP-03 – SoI MAPS sensor with hit counting and ADC mode". In: *manuscript in preparation* ().