

České vysoké učení technické v Praze  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



# Studium radiční odolnosti monolitických křemíkových detektorů

## A study of radiation tolerance of the monolithic silicon detectors

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Václav Trličík  
Vedoucí práce: Ing. Michal Marčíšovský, Ph.D.  
Rok: 2020





*Katedra:* fyziky

*Akademický rok:* 2018/2019

## ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

*Student:* Václav Trličík

*Studijní program:* Aplikace přírodních věd

*Obor:* Experimentální jaderná a částicová fyzika

*Název práce:* Studium radiační odolnosti monolitických křemíkových detektorů  
(česky)

*Název práce:* A study of radiation tolerance of the monolithic silicon detectors  
(anglicky)

*Pokyny pro vypracování:*

1. Charakterizace ionizujícího záření v kosmickém prostředí
2. Polovodičové detektory záření
3. Vlivy záření na polovodičové struktury
4. Experimentální měření radiační odolnosti monolitických křemíkových detektorů

*Doporučená literatura:*

G. F. Knoll: Radiation Detection and Measurement, Wiley, 2010 2.

G. Lutz: Semiconductor Radiation Detectors, Springer, 1999 3.

K. Iniewski: Radiation Effects in Semiconductors, CRC Press, 2011 4.

H. Spieler: Semiconductor detector systems, Oxford university press, 2011

*Jméno a pracoviště vedoucího bakalářské práce:*

Ing. Michal Marčíšovský, PhD

FJFI ČVUT

*Datum zadání bakalářské práce:* 22.10.2018

*Termín odevzdání bakalářské práce:* 08.07.2019

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

.....  
*garant oboru*

.....  
*vedoucí katedry*

.....  
*děkan*

*V Praze dne* 22.10.2018

## Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti užití tohoto školního díla ve smyslu §60 Zákona č.121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne .....

.....

Václav Trličík

## Poděkování

Chtěl bych poděkovat vedoucímu mé práce Ing. Michalu Marčíšovskému, Ph.D. za odbornou pomoc při psaní a spoustu jeho času, který se mnou strávil při vysvětlování různých fyzikálních fenoménů.

Dále bych chtěl poděkovat svým rodičům Jaroslavovi a Marcelce za to, že mě vždy podporovali v mých zálibách, které nakonec vyústily i v tuto práci.

Na závěr bych rád poděkoval oběma svým sestrám a babičce, všem svým přátelům a kamarádům a našim dvěma psům za to, že nade mnou nezanevřeli i přesto, že by občas mohli.

Václav Trličík

*Název práce:*

## **Studium radiační odolnosti monolitických křemíkových detektorů**

*Autor:* Václav Trličík

*Studijní program:* Aplikace přírodních věd

*Obor:* Experimentální jaderná a částicová fyzika

*Druh práce:* Bakalářská práce

*Vedoucí práce:* Ing. Michal Marčíšovský, Ph.D.

Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská  
České vysoké učení technické v Praze

*Abstrakt:* Podrobná znalost radiačního prostředí na orbitě Země je dnes, vlivem rapidního růstu počtu satelitů, více žádoucí než kdy dřív. Jedním z nejlepších nástrojů pro zmapování tohoto prostředí a sledování dynamických procesů v něm jsou segmentované polovodičové detektory. Jejich výhodou oproti jiným typům detektorů jsou jejich unikátní vlastnosti, mezi které patří například kompaktní rozměry, spolehlivost, schopnost téměř okamžité detekce nabitých částic, malá spotřeba a velký dynamický rozsah.

Cílem této práce je změřit radiační odolnost dvou monolitických pixelových detektorů vyvinutých ve 180 nm SoI technologii na FJFI, ČVUT, ozařovaných zdrojem gama fotonů  $^{60}\text{Co}$  s celkovou absorbovanou dávkou záření 38,2 kGy. Proměřoval se vliv absorbované dávky na voltampérovou charakteristiku tranzistorových testovacích struktur, velikost temného proudu, velikost prahového napětí a celkovou energetickou spotřebu detektorů.

*Klíčová slova:* radiační odolnost,  $^{60}\text{Co}$ , monolitický pixelový detektor

*Title:*

## **A study of radiation tolerance of the monolithic silicon detectors**

*Author:* Václav Trličík

*Abstract:* Detailed knowledge of the space radiation environment in Earth orbit is nowadays more desirable than ever before, due to increase in number of satellite launches and expansion of cosmic activities. Currently the best tools for radiation mapping and for monitoring of dynamic processes in this environment are segmented semiconductor detectors because of their unique properties such as small dimensions, reliability, almost instantaneous detection of ionizing particles, low energy consumption and large dynamic range.

Goal of this thesis is to measure the radiation tolerance of two monolithic pixel detectors developed with 180 nm SoI technology in FNSPE, CTU. Both were irradiated by gamma photons using  $^{60}\text{Co}$  source with total dose of 38,2 kGy. Measured properties were IV characteristics of transistor test structures, dark current, threshold voltage and power consumption, all as a function of total ionizing dose.

*Key words:* radiation tolerance,  $^{60}\text{Co}$ , monolithic pixel detector





# Obsah

Úvod	1
<b>1 Zdroje kosmického záření</b>	<b>3</b>
1.1 Magnetické pole Země	3
1.1.1 Ionosféra	3
1.1.2 Magnetosféra	4
1.1.3 Van Allenovy pásy	5
1.2 Sluneční záření	6
1.2.1 Sluneční erupce	7
1.2.2 Výron koronální hmoty	8
1.2.3 Energetické sluneční částice	9
1.3 Galaktické kosmické záření	10
1.3.1 Princip urychlování	11
1.3.2 Složení	13
1.3.3 Albedo neutrony	13
<b>2 Polovodičové detektory záření</b>	<b>15</b>
2.1 Vlastnosti polovodičových detektorů	15
2.1.1 PN přechod	17
2.1.2 Formování signálu	19
2.1.3 Shockley-Ramův teorém	20
2.2 Typy detektorů	22
2.2.1 Hybridní detektory	22
2.2.2 Diody	23
2.2.3 Monolitické detektory	25
2.2.4 MOSFET tranzistory	25
2.3 X-CHIP-02	27
2.4 X-CHIP-03	29
<b>3 Interakce ionizujícího záření s hmotou</b>	<b>31</b>
3.1 Těžké ionty	31
3.2 Elektrony	33
3.3 Fotony	35
3.3.1 Fotoelektrická absorpce	36
3.3.2 Comptonův rozptyl	37
3.3.3 Produkce $e^+ - e^-$ párů	38

<b>4</b>	<b>Vlivy záření na polovodičové struktury</b>	<b>39</b>
4.1	Ionizační poškození . . . . .	39
4.2	Neionizační poškození . . . . .	41
<b>5</b>	<b>Experimentální měření radiační odolnosti monolitických křemíkových detektorů</b>	<b>43</b>
5.1	Experimentální setup . . . . .	43
5.2	Analýza dat . . . . .	45
5.2.1	Prahové napětí tranzistorů . . . . .	45
5.3	Voltampérová charakteristika . . . . .	46
5.3.1	Měření temného proudu . . . . .	47
5.4	Energetická spotřeba X-CHIP-02 a X-CHIP-03 . . . . .	52
	<b>Závěr</b>	<b>57</b>
	<b>Literatura</b>	<b>59</b>
	<b>Přílohy</b>	<b>66</b>
	<b>A IV charakteristika</b>	<b>67</b>

# Úvod

Rozvoj kosmického průmyslu a přidružených aktivit je nezbytným krokem ve vývoji naší civilizace jako celku. Ať už se jedná o primární užitek z vynálezů, které dnes pokládáme za samozřejmost nebo pocit osobní hrdosti milovníka science fiction, který sleduje překotný technologický rozvoj lidstva. Nutnost pokroku v kosmickém průmyslu, konkrétně ve vývoji detekčních metod pro kosmické aplikace, je však důležitá i z mnohem pragmatičtějších důvodů. Jedním z nich je například včasná identifikace hrozby dopadu velkého asteroidu nebo silné sluneční erupce schopné poškodit rozvodné sítě na Zemi. Takovou sluneční erupcí byla například roku 1859 tzv. Carringtonova událost. Při této události selhávaly telegrafní systémy po celé Evropě a Severní Americe. Odhaduje se, že by v dnešní době měla taková událost za následek škody 0,6 - 2,6 bilionu dolarů jen v severní Americe [1]. Pravděpodobnost takto silné sluneční erupce je odhadována na 0.46% - 1.88% za deset let [2]. V případě včasného varování před podobnou událostí lze velkému množství škod zabránit.

Jednou z oblastí, která přispívá k rozvoji kosmického průmyslu jsou polovodičové detektory záření. V posledních desetiletích zažily překotný rozvoj díky svým unikátním vlastnostem, jako je například nízká spotřeba energie a vysoká spolehlivost. Díky možnosti jejich miniaturizace jsou poté téměř ideálním typem detektoru určeného pro dozimetrické aplikace ve vesmíru.

Cílem této práce je otestovat některé monolitické polovodičové detektory vyvinuté na FJFI ČVUT na odolnost vůči radiačnímu poškození. Konkrétně se jedná o proměření voltampérové charakteristiky testovacích struktur vytvořených na křemíku pomocí 180 nm SoI technologie v závislosti na absorbované dávce záření a vliv annealingu, změření prahového napětí na různých MOSFET tranzistorech během ozařování a vzájemné porovnání energetické spotřeby dvou detekčních čipů, X-CHIP-02 a X-CHIP-03. Oba detektory byly ozařovány gama zářením z  $^{60}\text{Co}$  s energiemi 1,17 a 1,33 MeV a dávkovým příkonem  $16,2 \text{ Gy}\cdot\text{min}^{-1}$  v ekvilibriu nabítených částic.

Výsledky těchto měření se zohlednily při designu nového kompaktního polovodičového detektoru SpacePix2, který bude umístěn na množství družic a sond pro zlepšení sledování kosmického počasí. Proto je třeba podrobně porozumět vlivu záření na monolitické detektory, jednak na úrovni tranzistorů, ale také na úrovni detektoru jako celku.



# Kapitola 1

## Zdroje kosmického záření

Zdroje primárního kosmického záření můžeme rozdělit do tří skupin. Sluneční, mající původ na povrchu našeho Slunce, galaktické vznikající u energetických procesů v naší Galaxii jako jsou výbuchy supernov a extragalaktické, které pocházejí ze zdrojů mimo naši Galaxii jako například z aktivních galaktických jader. V této kapitole se budeme zabývat pouze zdroji slunečními a galaktickými. Částice kosmického záření jsou poté soustředěny ve Van Allenových pásech, vysoce energetických oblastech nad atmosférou Země, ze kterých mohou pronikat do atmosféry.

### 1.1 Magnetické pole Země

Existence magnetického pole Země je nutnou podmínkou vzniku inteligentního života na ní. Chrání Zemi před elektricky nabitými částicemi přicházejícími ze Slunce i z jiných zdrojů mimo naši Sluneční soustavu. Tyto částice jsou sváděny podél magnetických siločar směrem k pólům, kde jsou zachyceny nebo deflektovány a putují zpět k opačnému pólu.

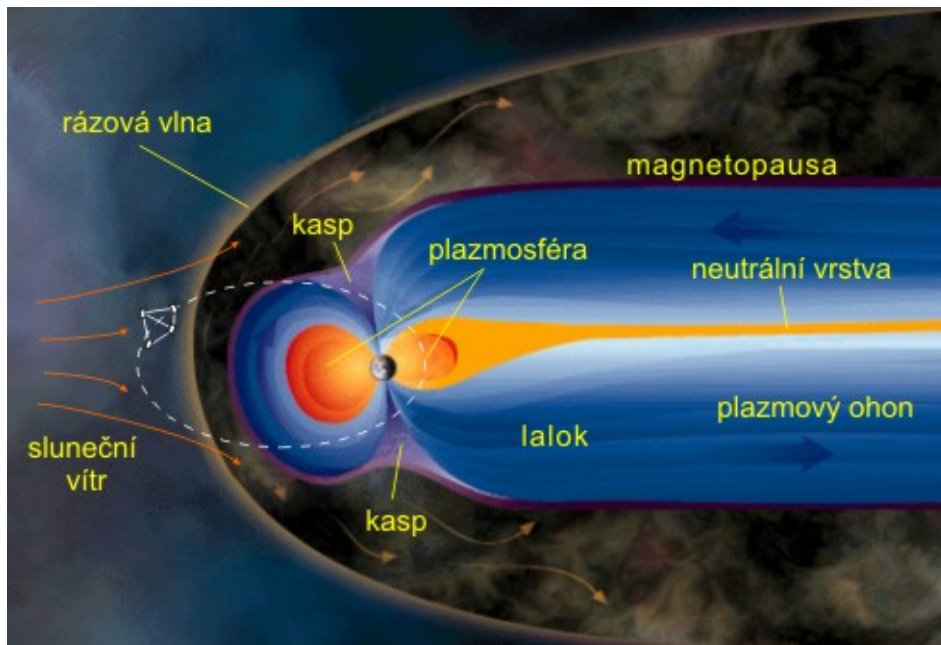
#### 1.1.1 Ionosféra

Ionosféra je definována jako prostor, v němž je množství nabitých částic natolik velké, aby významně ovlivnilo propagaci rádiových vln. Tato oblast v zemské atmosféře začíná přibližně 50 kilometrů nad povrchem a dosahuje výšky několika stovek kilometrů [3]. Většina nabitých částic obsažených v ionosféře je vytvořena fotony o vysokých energiích, které jsou absorbovány plyny v atmosféře. Ve výškách od 160 kilometrů je převážná většina částic tvořena volnými elektrony. V nižších vrstvách ionosféry dochází k výrazné rekombinaci volných elektronů s ionty (nejčastěji  $O_2^+$  a  $NO^+$ ) za vzniku vysoce energetických nestabilních neutrálních molekul. Tyto molekuly mohou při rozpadu excitovat některý z produktů. Ten při deexcitaci vyzáří viditelný foton, způsobující jev známý jako "airglow" nebo světelné záření atmosféry.

## 1.1.2 Magnetosféra

Magnetosféra Země je oblast, v níž jsou nabitě částice ovlivňovány magnetickým polem Země. Magnetosféra je způsobena interakcí slunečního větru s magnetickým polem Země. To znamená, že její tvar není sférický, jak by mohl název napovídat. Na přivrácené straně Země je magnetosféra stlačená, zatímco na odvrácené straně má velmi protáhlý tvar, vytvářející dlouhý ohon dosahující až stovek tisíc kilometrů. Na Obr. 1.1 vidíme schéma zemské magnetosféry. Magnetické pole, jež má přibližně dipólový charakter, je vytvářeno elektrickým proudem, vznikajícím pohybem tekutých kovů (převážně železa a niklu) v jádru Země [5].

Na přivrácené straně sluneční vítr stlačuje magnetické pole až do výšky 65 000 kilometrů. Oblast, kde je tlak způsobený magnetickým polem vyrovnaný s tlakem slunečního větru, se nazývá magnetopausa. Spodní hranice magnetosféry leží několik set kilometrů nad povrchem Země.



Obrázek 1.1: Magnetosféra Země. Obrázek převzat z [4].

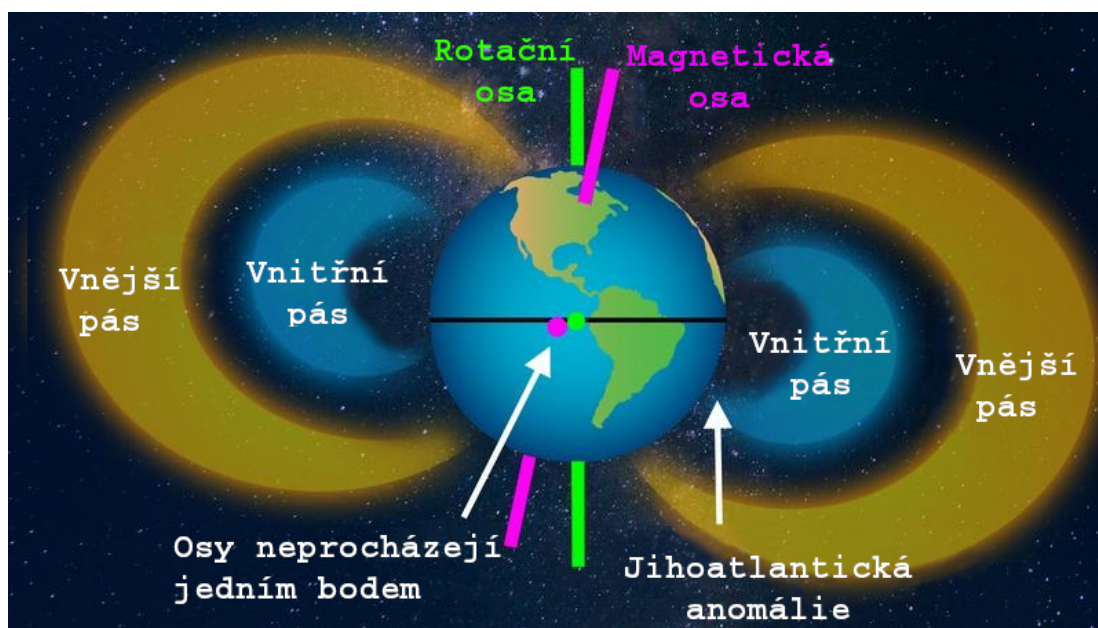
Oblasti nad póly, kde se setkávají magnetické siločáry z přivrácené a odvrácené strany, se nazývají polární kasp. Ve vysokých výškách zde může docházet k turbulentnímu přechodu částic slunečního větru skrz magnetopausu do magnetosféry. Další možnost přechodu je na odvrácené straně Země, kde je magnetické pole relativně slabé. Tyto částice, elektrony a protony, mohou projít až do vrchních oblastí ionosféry (okolo 100 kilometrů), kde interagují s částicemi atmosféry. Díky svojí vysoké energii mohou ionizovat nebo excitovat okolní atomy, které následně vyzařují viditelné fotony, jež pozorujeme jako polární záři.

### 1.1.3 Van Allenovy pásy

Van Allenovy pásy jsou zóny v magnetosféře, ve kterých je velké množství vysoce energetických, nabitých částic. V praxi se dělí na dva, vnitřní a vnější, ačkoliv někdy existuje i třetí, vzdálenější, závisající na sluneční aktivitě.

Vnitřní pás obsahuje převážně protony o energiích přesahujících 30 MeV [6]. Tyto protony jsou pravděpodobně vytvořeny rozpadem albedo neutronů v horních vrstvách atmosféry. Nachází se ve výšce přibližně 1000 až 13000 kilometrů, ale v případě zvýšené sluneční aktivity může dolní hranice klesnout až na 500 kilometrů [7]. Oba pásy mají přibližně toroidální tvar obepínající rovník (viz Obr. 1.2). Částice zachycené v tomto pásu mají tendenci přelétávat od jednoho pólu ke druhému podél magnetických siločar.

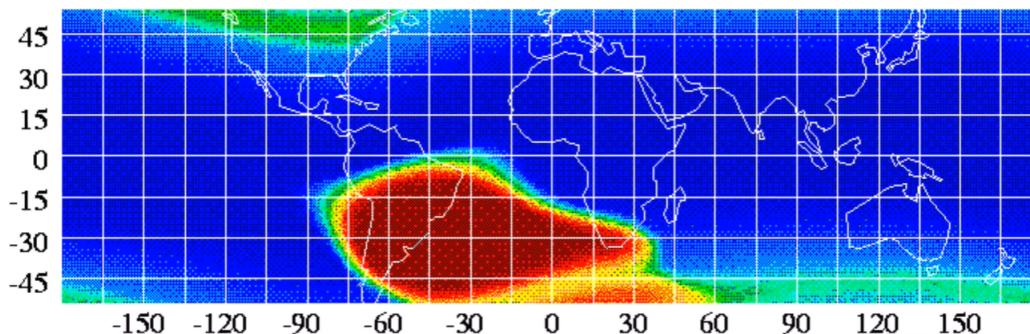
Vnější Van Allenův pás se skládá hlavně z volných elektronů o energiích 0,1 až 10 MeV zachycených ve vyšších vrstvách magnetosféry. Začíná přibližně ve výšce 13000 kilometrů a může dosáhnout až do 60000 kilometrů nad povrchem. Tyto hodnoty jsou však pouze orientační, jelikož díky slabšímu magnetickému poli Země v těchto výškách je vnější pás silně ovlivňován aktivitou Slunce.



Obrázek 1.2: Ilustrační obrázek tvaru a umístění Van Allenových pásů. Převzato z [8], upraveno.

Protože magnetická osa a rotační osa Země nejsou totožné, je i vnitřní pás kopírující magnetické siločáry na svém jižním konci lehce vychýlený blíž k zemi. Tato oblast se nazývá Jihoatlantická anomálie. Jak je z názvu patrné, jedná se o oblast v jižním Atlantickém oceánu zasahující do větší části Jižní Ameriky. Její umístění je ukázané na Obr. 1.3. Vnitřní protonový pás zde klesá až do výšky 200 kilometrů nad povrchem. V této oblasti se vyskytují vysoce energetické elektrony (přes 2,6 MeV) a protony (přes 29 MeV) [10]. Jedná se o část Van Allenova pásu, která zasahuje do nízké oběžné dráhy satelitů a mezinárodní vesmírné stanice (ISS), a proto je

velmi důležité její přesné zmapování a analýza poškození, které může záření způsobit elektronice i lidem. Z 27letého pozorování vyplývá, že se Jihoatlantická anomálie v průměru ročně posouvá o  $0,28^\circ$  západně a o  $0,064^\circ$  severně [10].



Obrázek 1.3: Lokace Jihoatlantické anomálie, která je způsobená zeslabením magnetického pole nad danou oblastí. V červeně vyznačené oblasti se nacházejí výrazně energetičtější protony a elektrony v porovnání se stejnou výškou v ostatních částech Země. Převzato z [9].

## 1.2 Sluneční záření

Sluneční záření je vyjádřené jako výkon na jednotku plochy způsobený elektromagnetickými vlnami přicházejícími ze Slunce. Spektrum tohoto záření je podobné spektru absolutně černého tělesa o teplotě 5800 K. Průběh tohoto spektra vidíme na Obr.1.4.

Základním procesem, který probíhá v jádru Slunce je fúze dvou protonů,



s energií reakce  $Q = 1,44$  MeV. Tato reakce je díky extrémně malému účinnému průřezu nejpomalejší a lze spočítat, že trvá v průměru  $2 \cdot 10^{17}$  sekund (6,341 miliard let) než k ní dojde [12]. Ostatní kroky oproti prvnímu nastávají téměř okamžitě.

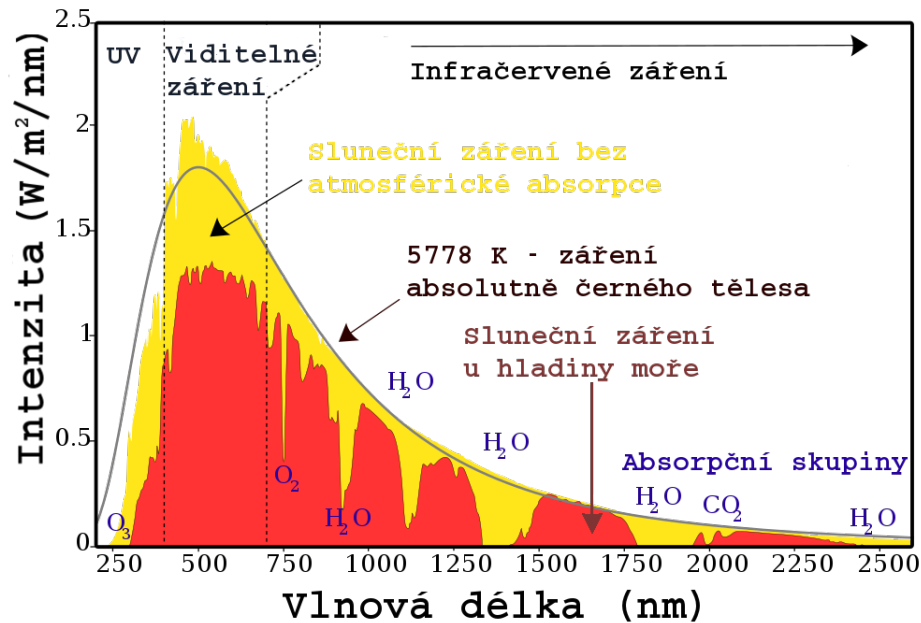


${}^4\text{He}$  poté prochází celou řadou dalších reakcí, při kterých dochází k fúzi stále těžších prvků, pro potřeby této kapitoly se jimi však není třeba zabývat.

Z reakcí je patrné, že fotony, které při nich vznikají, jsou v gama spektru. Tyto fotony však neunikají ze Slunce přímo, nýbrž se díky obrovské hustotě okolních částic rozptylují a ztrácejí část své energie, čímž ohřívají vnější oblasti Slunce. Průměrná difuzní rychlost fotonů vzniklých v jádře Slunce je  $0,97 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$  [13]. Přenásobením této rychlosti vzdáleností mezi jádrem a vnitřním okrajem konvektivní zóny (přibližně 0,75 poloměru Slunce), dostáváme čas výletu fotonu  $t = 1,7 \cdot 10^5$  let. V těžších hvězdách poté dominují například tzv. CNO cykly a v konečných fázích života hvězdy dominuje  $3\alpha$  cyklus.



## Spektrum slunečního záření (Země)



Obrázek 1.4: Naměřené sluneční světelné spektrum v porovnání se spektrem absolutně černého tělesa. Žluté hodnoty představují spektrum před vstupem do atmosféry, červené hodnoty potom spektrum po průchodu atmosférou u hladiny moře. Převzato z [11], upraveno.

### 1.2.1 Sluneční erupce

Sluneční erupce jsou náhlé energetické události na povrchu Slunce, obvykle v blízkosti slunečních skvrn. Mohou být také doprovázeny výrony koronální hmoty. Při této události dochází také k vyzáření fotonů napříč celým spektrem, od radiových vln až po gama záření.

Sluneční skvrny jsou tmavší oblasti na Slunci, ve kterých je magnetické pole obzvláště silné, čímž zamezí části energie aby z vnitřku prošla na povrch. V jejich bezprostřední blízkosti mohou magnetické siločáry tvořit smyčky, náhle měnit svůj tvar, trhat se a spojovat se, čímž dochází k uvolnění hmoty a energie, která byla dosud uvězněna pod nimi. Tohle náhlé uvolnění se nazývá sluneční erupce. Přesný mechanismus jejího vzniku je stále předmětem zkoumání a žádný model v současné době nedokáže uspokojivě vysvětlit všechny aspekty tohoto fenoménu [14].

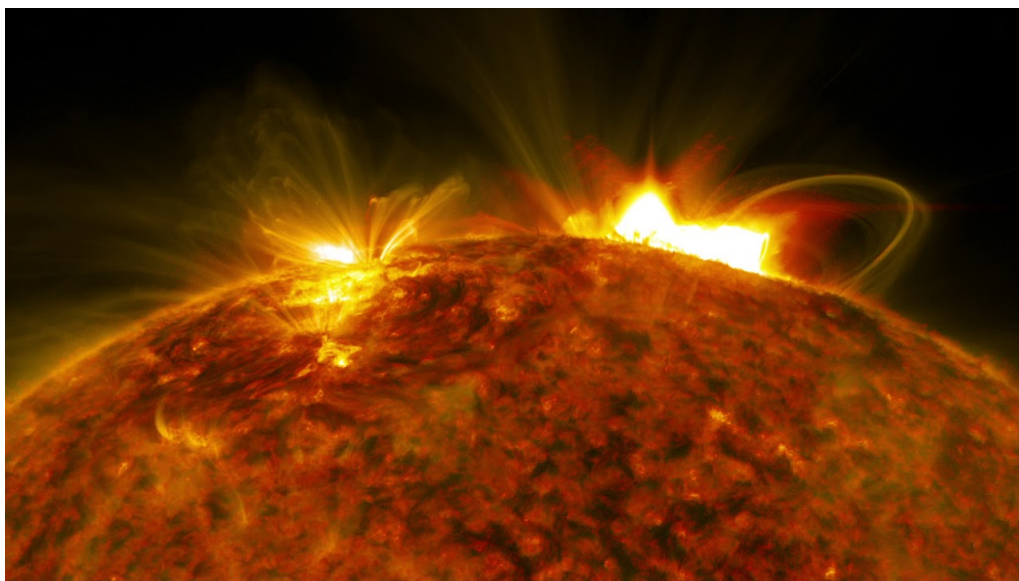
Při sluneční erupci dochází k velkému urychlování nabitých částic, elektronů, protonů i těžších iontů. Pokud jsou navíc doprovázeny výronem koronální hmoty (viz kapitola 1.2.2), mohou tyto částice způsobit geomagnetické bouře. Souhrnný název pro částice a plazma letící ze Slunce je sluneční vítr a může dosahovat rychlostí od přibližně 500 km/s až po více než 2000 km/s [17]. K těmto bouřím dochází, pokud magnetické pole doprovázející sluneční vítr narazí na zemskou magnetosféru a naruší ji.

Na rozdíl od slunečního větru mohou některé částice přímo zastoupené ve slu-

neční erupci dosahovat mnohem vyšších rychlostí, a tedy na včasné varování před dopadem těchto částic můžeme mít jen desítky minut. Příkladem extrémně energetické sluneční bouře je ta z 20.1.2005. Protony v této bouři přesahovaly energii 1 GeV [15]. Takto energetické protony mohou zkratovat obvody v družicích, restartovat počítače nebo dokonce způsobovat zdravotní komplikace astronautům na oběžné dráze a způsobovat rozšíření oblasti, ve které lze vidět polární záři, až do regionů v blízkosti rovníku.

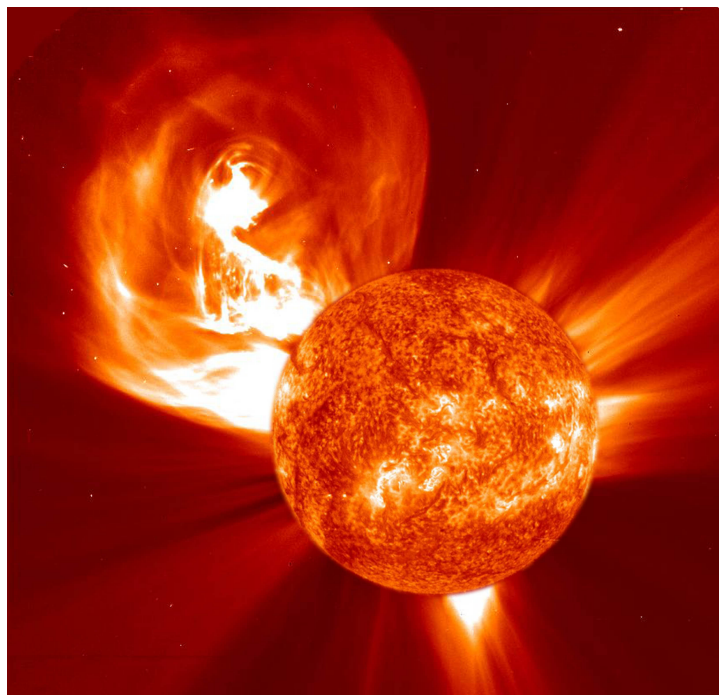
## 1.2.2 Výron koronální hmoty

Jedná se o výron zmagnetizovaného plynu ze sluneční koróny, ke kterému může docházet po dobu až několika hodin. Je přitom vyvrženo asi  $10^{14}$  až  $10^{16}$  g hmoty s celkovou kinetickou energií  $10^{38}$  až  $10^{43}$  eV [23]. Obvykle se objevuje v aktivních místech na povrchu hvězdy jako jsou například sluneční skvrny. Vyvržený materiál se pohybuje skrz jinak konstantní proud slunečního větru a způsobuje další urychlování nabitých částic v něm. Při kolizi se Zemí dochází ke stejným jevům jako v případě sluneční erupce. Obvykle trvá 3 až 4 dny než částice koronální hmoty dorazí k Zemi [24].



Obrázek 1.5: Sluneční erupce 10.9.2017 v ultrafialovém spektru, pozorovaná satelitem Solar Dynamics Observatory (SDO). Na snímku je patrné zakřivení plazmatu podél slunečních magnetických siločar. Převzato z [18].

Hlavním rozdílem oproti sluneční erupci je velikost události. To můžeme vidět, porovnáme-li Obr. 1.5 a Obr. 1.6. Sluneční bouře je jev lokální, zatímco výron koronální hmoty může svou velikostí přesáhnout velikost celého Slunce. Tyto události se obvykle vyskytují pospolu, nicméně mohou existovat i nezávisle jedna na druhé.



Obrázek 1.6: Výron koronální hmoty ze dne 4.12.2002, focený družicí Solar and Heliospheric Observatory (SOHO). Takto energetická událost může svou velikostí přesáhnout velikost celého Slunce. Zdroj [19].

### 1.2.3 Energetické sluneční částice

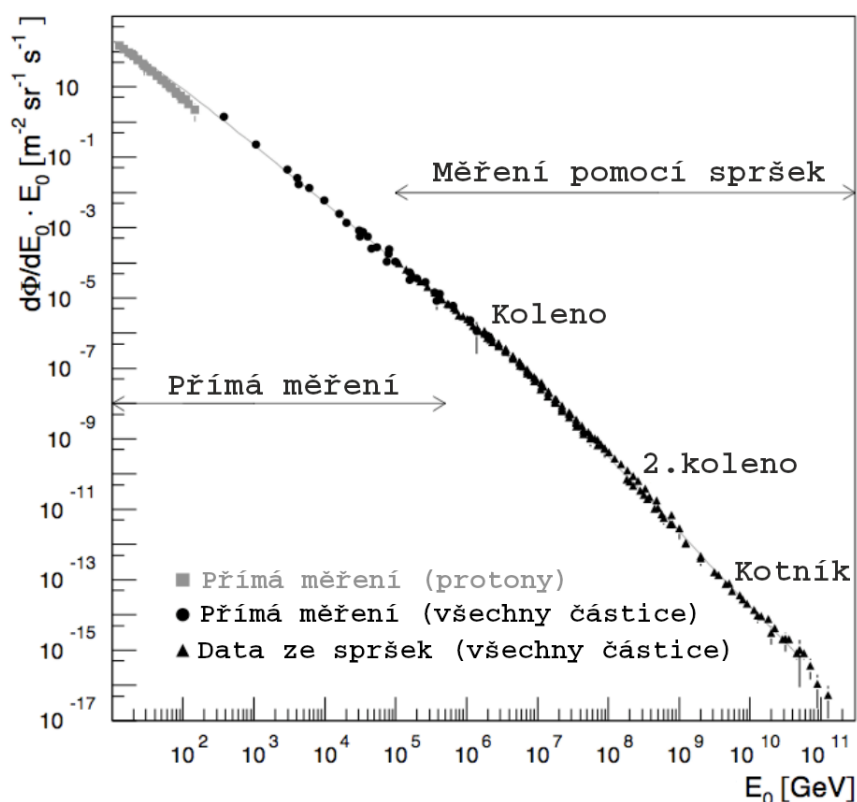
Jedná se o vysokoenergetické částice dosahující relativistických rychlostí. Díky tomu dokážou uletět vzdálenost ze Slunce k Zemi v řádu několika desítek minut [20].

Obvykle se rozdělují do dvou skupin podle události, při které byli urychleny na graduální a impulzivní. Impulzivní jsou urychleny při rekonekci magnetických siločar ve slunečních skvrnách a dochází k nim při slunečních erupcích. Graduální zase vznikají rázovou vlnou při výronu koronální hmoty [23]. Vzájemně se liší v několika charakteristických vlastnostech. Pro impulzivní události jsou typické kratším trváním události, velkým poměr mezi elektrony a protony, stejně jako mezi  $^3\text{He}$  a  $^4\text{He}$ . Vysoká míra ionizace poté naznačuje, že oblast jejich urychlení má teplotu okolo  $3 \cdot 10^7$  K. Graduální události jsou naopak spojovány s delšími časovými škálami, velkým množstvím energetických protonů a nábojovým stavem vylétajících částic, což naznačuje zdroj o teplotě  $3 \cdot 10^6$  K. Svou částicovou kompozicí jsou podobné sluneční koróně nebo slunečnímu větru [21].

Takové dělení se ukázalo být užitečné, ovšem většinu naměřených událostí bychom mohli zařadit do obou skupin a proto je v praxi obvykle obtížné jednoznačně určit událost, při které byly změřené částice urychleny. Kromě toho byly zaznamenány částice, které není možné zařadit ani do jedné z výše zmíněných skupin. To naznačuje, že model s pouze dvěma typy událostí je příliš zjednodušený a je třeba ho doplnit o třetí typ události zvaný hybridní. Do této kategorie náleží částice urychlené při solární erupci a výronu koronální hmoty současně [22].

### 1.3 Galaktické kosmické záření

Galaktické kosmické záření je proud vysokoenergetických částic, jež mají původ mimo naši sluneční soustavu. Přímá měření těchto částic jsou možná přibližně do  $E_0 \approx 10^{14}$  eV. Při vyšších energiích je již tok částic natolik nízký, že je možné pouze nepřímé měření pomocí spršek, které částice vytvoří při interakci s atmosférou [25]. Na energetickém spektru na Obr. 1.7 je patrná lineární závislost toku částic na jejich energii až do 5 PeV, kdy dochází k první výrazné změně sklonu křivky  $z \propto E_0^{-2,7}$  na  $\propto E_0^{-3,1}$ . Tento bod se označuje jako první koleno a kromě změny sklonu křivky je doprovázen také změnou složení přilétajících částic směrem k těžším prvkům. Důvod existence prvního kolene je stále předmětem debat, nicméně data naznačují, že jej lze vysvětlit jako maximální energii, kterou mohou protony, urychlené v naší Galaxii nabývat [27]. V oblasti okolo 400 PeV se nachází tzv. druhé koleno. Okolo 3000 PeV je oblast mírného vyrovnání spektra označovaná jako kotník, která je pravděpodobně způsobená větším výskytem částic kosmického záření extragalaktického původu [26].



Obrázek 1.7: Naměřené diferenciální spektrum energií kosmického záření.  $E_0$  je energie přilétající částice a  $d\Phi/dE \cdot E_0$  je tok přilétajících částic. Převzato z [25], upraveno.

### 1.3.1 Princip urychlování

Abychom vysvětlili původ energetického kosmického záření, je třeba přijít s mechanismem jeho urychlování. Nejčastěji přijímaným mechanismem urychlování je tzv. difúzní urychlování (diffusive shock acceleration), známé také jako Fermiho urychlování prvního řádu.

Shluk nabitých částic letí vesmírem spolu s rázovou magnetickou vlnou, která opakovaně mění směr jejich letu. Důležitým předpokladem je, že rázová vlna je bezkolizní což znamená, že přenos energie a hybnosti má výhradně částicově-vlnový charakter. Při každém cyklu překročení přední a zadní části této vlny získá částice množství energie úměrné  $(\Delta E/E) \propto (v/c)$ , kde  $E$  je energie urychlované částice a  $v$  je rychlost rázové vlny [27]. V případě vysoce energetické rázové vlny nabývá částicové spektrum obecný tvar

$$N(p) \propto \exp^{-\gamma_p}, \quad (1.4)$$

kde  $N(p)$  je počet částic s danou hybností a

$$\gamma_p = \frac{3R_T}{R_T - 1}, \quad (1.5)$$

kde  $R_T = u_1/u_2$  je kompresní poměr v rázové vlně,  $u_1$  je rychlost částic vstupujících do přední části vlny,  $u_2$  rychlost částic vystupujících ze zadní části vlny. Pomocí Rankine-Hugoniotových vztahů lze vyjádřit kompresní poměr jako

$$R_T = \frac{4M_S^2}{3 + M_S^2}. \quad (1.6)$$

$M_S$  je tzv. Machovo číslo  $M_S = u_1/c_{s1}$ , kde  $c_{s1} \approx 10\sqrt{T_4}$  km/s je rychlost zvuku v mezihvězdném médiu, jehož teplota  $T_4$  je v jednotkách  $10^4$  K. Pro vysoce energetické rázové vlny s  $M_S \gg 1$  je tento poměr  $R_T \approx 4$  a tedy  $\gamma_p = 4$ . Bereme-li v potaz pouze relativistické částice, můžeme ze vztahu

$$E^{-\gamma_e} dE = 4\pi p^2 p^{-\gamma_p} dp \quad (1.7)$$

vypočítat energetický spektrální index  $\gamma_e = 2$ . Proto, abychom vysvětlili energetické spektrum před kolenem, musíme vzít do úvahy i další propagační efekty, které povedou ke zvýšení spektrálního indexu  $\gamma_e$  přibližně o 0,7 [27].

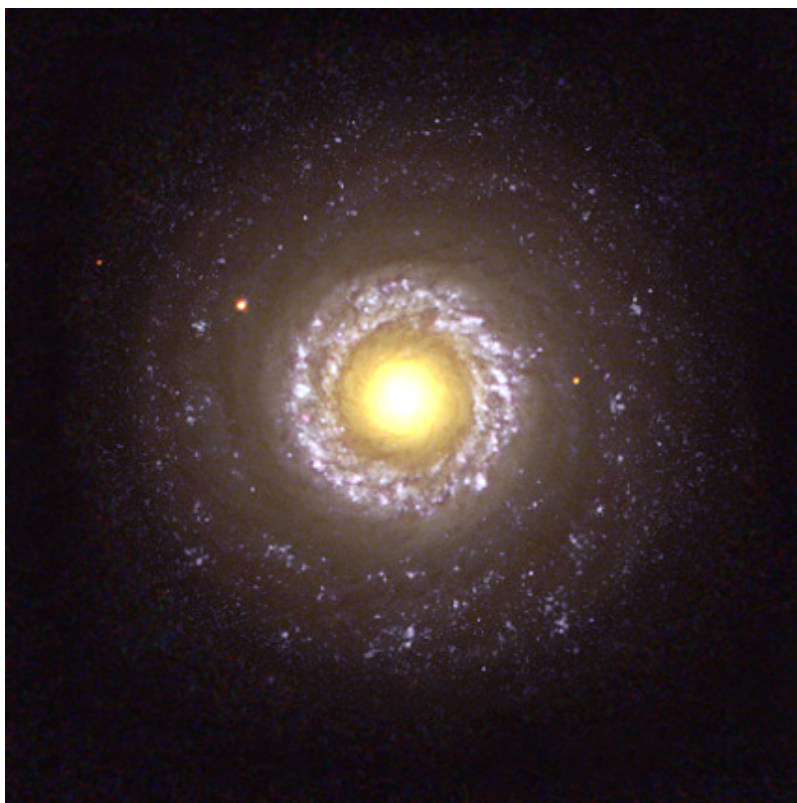
Mezi propagační efekty urychlovaných částic, které by mohly vysvětlit energetické spektrum kosmického záření až do kolene (přibližně 5 PeV), patří například dynamický efekt tlaku částic kosmického záření na rázovou vlnu a zesilování magnetického pole vlny urychlovanými částicemi.

Obecně platí, že energetičtější částice mají v rázové vlně delší střední volnou dráhu a předtím, než jsou magnetickým polem strženy zpátky, se mohou dostat dál od přední části vlny. Při velkém množství urychlovaných částic to má za přirozený důsledek vytvoření "tlaku", který se s rostoucí vzdáleností od předku vlny blíží k nule. Díky tomu se vysoce energetické částice letící z velké vzdálenosti rychlostí  $u_0$  směrem k přední části vlny nejprve zpomalí "tlakem" méně energetických částic v



blízkosti vlny a teprve poté vstupují do samotné magnetické rázové vlny. Celkový kompresní poměr  $R_T = u_0/u_2$ , popsáný v rovnici (1.5), může tedy být podstatně větší než 4. To má za následek ztrátu linearitu při popisu energetického spektra urychlovaných částic, kdy mají méně energetické částice kompresní poměr  $R_T < 4$  a  $\gamma_p > 4$  a více energetické  $R_T > 4$  a  $\gamma_p < 4$  [27].

Celá předchozí úvaha o urychlování částic je závislá na existenci velmi energetických rázových vln ve vesmíru. Takové vlny mohou být vytvořeny například při výbuchu supernovy. V takovém případě je nejméně 10-20% kinetické energie uvolněné při výbuchu předáno kosmickému záření [28].



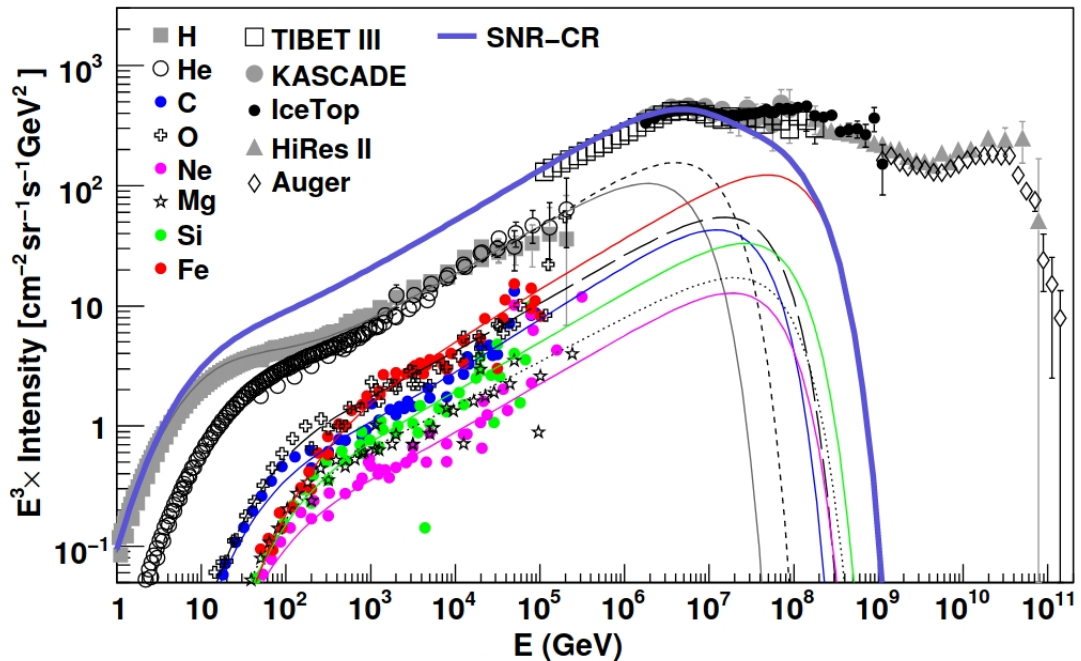
Obrázek 1.8: Seyferova spirální galaxie NGC 7742 v souhvězdí Pegasus s aktivním galaktickým jádrem (žlutý kruhový objekt uprostřed obrázku) ve vzdálenosti přibližně 70 milionů světelných let. Foceno Hubbleovým vesmírným teleskopem v roce 1998 [32].

Takto energetické rázové vlny potřebné k Fermiho urychlování mohou pravděpodobně vznikat i v aktivních galaktických jádrech. Aktivní galaktické jádro je oblast v centru galaxie, která emituje extrémní množství energie ve formě elektromagnetického záření. Na Obr. 1.8 vidíme příklad galaxie s aktivním galaktickým jádrem. Předpokládá se, že se jedná o oblast okolo masivní černé díry s hmotností řádově  $10^6$  -  $10^9$  hmotností Slunce [29]. V okolí aktivních galaktických jader jsou možné i jiné procesy urychlování částic, jako například přímým elektrostatickým polem rotující černé díry. Otázka způsobu urychlení částic na nejvyšší námi změřenou energii ( $3,2 \pm 0,9 \cdot 10^{20}$  eV [31]) je však stále otevřená [30].

### 1.3.2 Složení

Částice kosmického záření mají energii zaujímající více než 11 řádů. Od několika GeV až po více než  $10^{20}$  eV. Až po několik 100 TeV je možné přímé pozorování pomocí stratosférických balónů a satelitů. Tyto měření mají výhodu v tom, že dokáží přesně odlišit jednotlivé prvky přilétajícího kosmického záření podle jejich náboje. Nad tuto hodnotu jsou možné už jen nepřímá pozorování sekundárních spršek, vznikajících při kolizi částice kosmického záření s atmosférou Země. Rozlišení částic na základě náboje tímto způsobem není možné a hmotnost původní částice je zastíněna stochastickými fluktuacemi při vývoji spršky. Proto na těchto energiích je znám pouze celkový tok částic a konkrétní složení je předmětem teoretických modelů.

Až do energie přibližně  $10^5$  GeV víme, že je kosmické záření složeno přibližně z 89% z protonů, 10% jader hélia (alfa částic) a zbylé 1% tvoří těžší prvky a elektrony. Na Obr. 1.9 vidíme podrobné rozdělení naměřeného kosmického záření. Je patrné, že přímá satelitní měření končí přibližně u energií  $10^5$  GeV, dále už se jedná jen o předpokládané projekce (barevné tenké křivky).

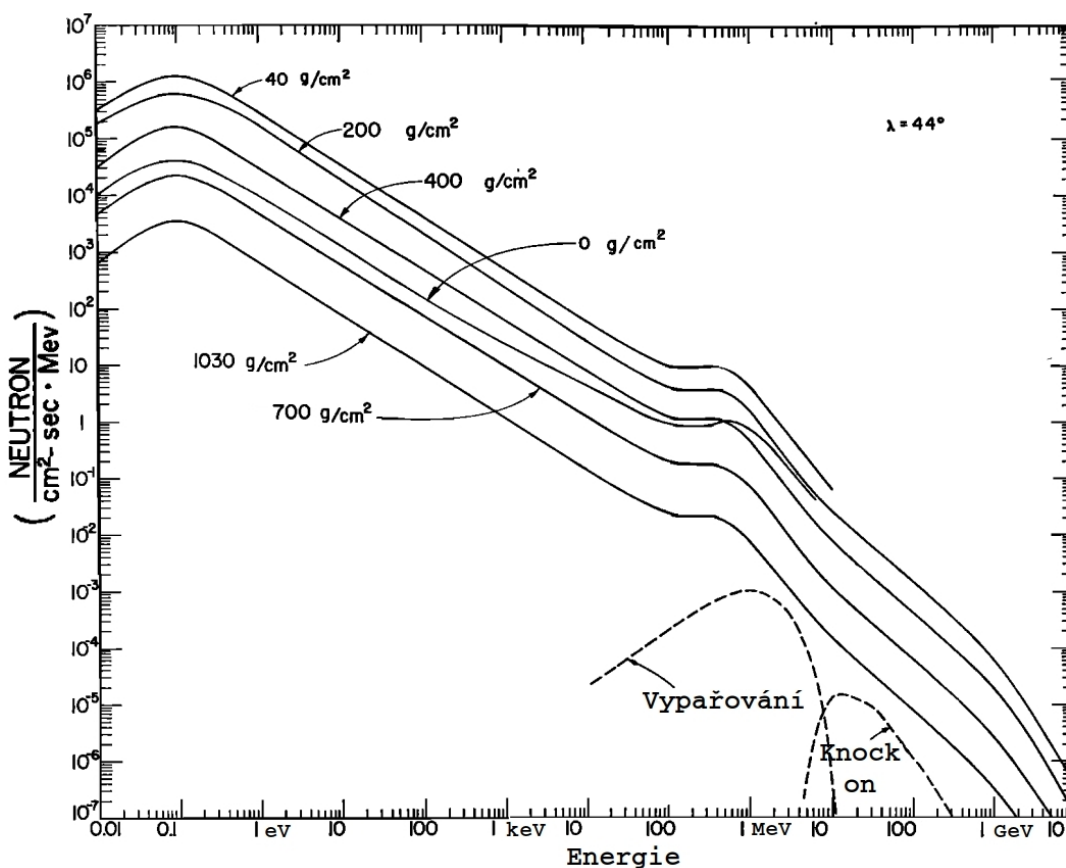


Obrázek 1.9: Složení kosmického záření v závislosti na kinetické energii  $E$ . Barevné body jsou experimentálně zjištěné prvky, tenké čáry jsou modelové predikce prvkového zastoupení při výbuchu supernovy. Tlustější modrá čára, označená jako SNR-CR, je celkový příspěvek z výbuchů supernov. Převzato z [34], upraveno.

### 1.3.3 Albedo neutrony

Albedo neutrony jsou neutrony vzniklé interakcí záření přicházejícího z vesmíru s atmosférou nebo povrchem Země, jejichž směr výletu míří ven ze zemské atmosféry. Například částice, jež uniknou z vnitřního Van Allenova radiačního pásu směrem

k Zemi, při vstupu do atmosféry vytvářejí množství sekundárních neutronů. Tyto neutrony mají izotropní směry výletu, proto pouze ty, jež vyletí směrem ven z atmosféry, lze pokládat za albedo neutrony přispívající k celkové dávce, kterou dostanou astronauti na nízké oběžné dráze Země [35]. Širší, ale obecně také přijímaná definice zahrnuje pod pojem "albedo neutrony" všechny neutrony vzniklé interakcí primárního záření s atmosférou, nezávisle na směru jejich výletu.



Obrázek 1.10: Tok neutronů v atmosféře v závislosti na jejich energii. Jednotlivé křivky představují různou hloubku v atmosféře. Všechna měření proběhla na zemské magnetické šířce 44°. Přerušovanou čarou jsou vyznačeny přírůstky albedo neutronů vzniklé vypařováním nebo "knock-on" procesem. Převzato z [36], upraveno.

Neutrony vzniklé interakcí kosmického záření s atmosférou se dělí do dvou skupin podle energie, kterou při vzniku nabudou a zároveň podle procesu, při kterém vznikly. Rychlé neutrony (nazývané také "knock-on" neutrony) jsou vytvořené přímou interakcí vysoce energetického kosmického záření s atmosférou. Jejich energie se pohybuje přibližně od 1 MeV až po více než GeV. Druhou skupinou neutronů jsou takové, které byly vytvořeny tzv. vypařováním. Jedná se o proces, při kterém částice kosmického záření excituje kyslík a dusík v atmosféře na energii nad 8 MeV a ty následně s nejvyšší pravděpodobností deexcitují vyzářením neutronu. Tyto neutrony mají kinetickou energii do 1 MeV a vznikají přibližně 4 krát častěji, než rychlé neutrony [36].

Na Obr. 1.10 vidíme změřený tok neutronů v různých výškách v atmosféře v magnetické šířce 44°.



# Kapitola 2

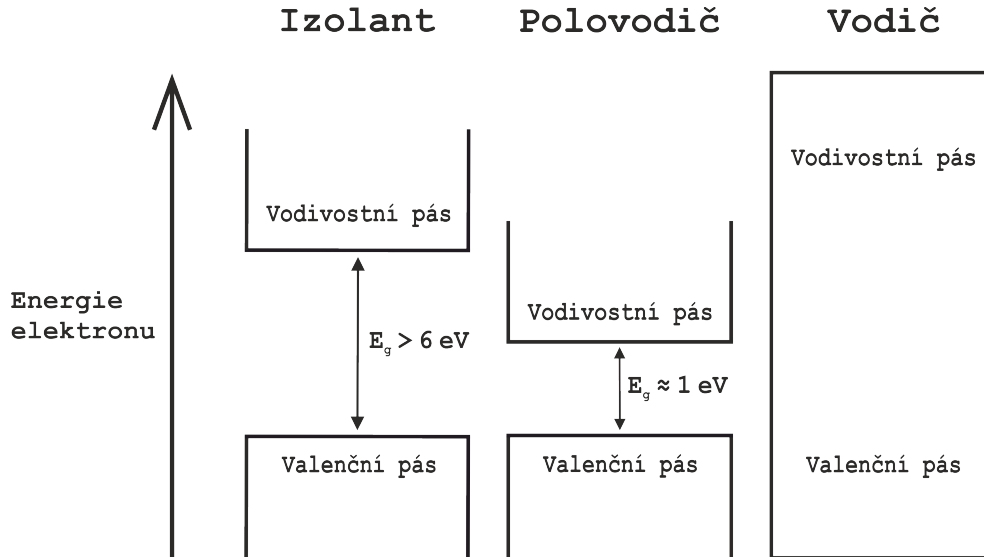
## Polovodičové detektory záření

Polovodiče jsou skupina látek, které se mohou chovat jako elektrické vodiče nebo izolanty v závislosti na vnějších podmínkách jako je teplota a vnější elektrické pole. Jedná se o pevné látky (nejčastěji se používají křemík či germanium, ale existují i sloučeniny jako GaAs, GaN nebo InP) s atomy drženými pohromadě kovalentními vazbami. Polovodičové detektory mají oproti jiným typům detektorů částic jako jsou plynové či kapalinové tu výhodu, že díky jejich mnohem vyšší hustotě hmoty je množství vytvořených elektron-děrových párů při průletu nabitě částice mnohem vyšší. Zároveň energie potřebná na vytvoření jednoho elektron-děrového párů je nižší. Díky tomu mohou být mnohem kompaktnější při zachování stejné účinnosti detekce. Toho lze s úspěchem využívat například pro měření radiačního prostředí ve vesmíru či v pixelových detektorech ve fyzice vysokých energií. Mezi další velké výhody patří dobré energetické rozlišení a velmi krátká mrtvá doba. Nevýhodou oproti plynovým nebo kapalinovým detektorům potom je vyšší radiační opotřebení, se kterým je třeba počítat. Naštěstí lze v dnešní době již radiační poškození eliminovat do té míry, že lze polovodičové detektory roky používat i v tak nehostinných prostředích, jako jsou urychlovače částic nebo zemská orbita.

### 2.1 Vlastnosti polovodičových detektorů

Z kvantové teorie plyne, že elektrony v orbitalech mohou nabývat pouze diskrétních hodnot energií. Díky kovalentním vazbám mezi atomy polovodičů lze toto chování generalizovat na celou látku, nikoliv pouze na jediný atom. Energetické stavy elektronů poté můžeme rozdělit do dvou skupin, valenční a vodivostní. Tyto skupiny představují oblasti velmi blízkých ( $\sim 10^{-22}$  eV) energetických stavů. Hodnoty povolené energie ve valenčním pásu jsou nižší než ve vodivostním a elektrony v něm jsou poměrně pevně svázány se svými atomy. Ve vodivostním pásu naproti tomu jsou elektrony v podstatě volné a mohou přispívat k celkové vodivosti materiálu. Tyto dvě vrstvy jsou odděleny tzv. zakázaným pásem, ve kterém, v případě ideálního (intrinsického) polovodiče, nejsou žádné povolené energetické stavy. V praxi ovšem díky nečistotám v materiálu (ať už chtěným či nechtěným) a defektům na krystalové mřížce existují energetické stavy i v zakázaném pásu [38].

Proto, abychom dostali elektron z valenčního do vodivostního pásu musíme mu dodat energii (např. ve formě tepla či záření). U polovodičů je hodnota této energie velmi malá ( $\approx 1 \text{ eV}$ ), tudíž i malá termální excitace může dodat dostatek energie pro rozbití vazeb a přeskok některých elektronů do vodivostního pásu. Na Obr. 2.1 můžeme vidět rozdíly mezi jednotlivými typy látek z hlediska jejich elektrické vodivosti. Klasické vodiče mají vodivostní a valenční pás v podstatě propojený a tedy proto, aby byly vodivé, nemusíme dodat žádnou energii. Na druhou stranu i látky, které se za normálních okolností chovají jako izolanty, se mohou stát vodivými, pokud jim dodáme dostatek energie.



Obrázek 2.1: Schéma jednotlivých pásů pro různé typy látek.  $E_g$  je energie, kterou je nutno dodat proto, aby elektrony přeskočily z valenčního do vodivostního pásu.

Ve chvíli, kdy elektron přeskóčí z valenčního do vodivostního pásu, zanechá za sebou díru s kladným nábojem, která přispívá k celkové vodivosti látky. Ačkoliv na ni do jisté míry můžeme pohlížet jako na kladně nabitou kvazičástici, jedná se ve skutečnosti pouze o absenci elektronu a o volnou vazbu, na kterou se může navázat sousední elektron. Z toho plyne, že díry se v elektrickém poli budou vždy pohybovat opačným směrem než elektrony. Pravděpodobnost vytvoření elektron-děrového páru pomocí termální excitace za jednotku času je dán vztahem

$$P(T) = CT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right), \quad (2.1)$$

kde  $C$  je materiálová konstanta,  $T$  je absolutní teplota,  $E_g$  je šířkou zakázaného pásu a  $k$  je Boltzmannova konstanta. Vidíme zde silnou závislost na teplotě a na poměru mezi velikostí zakázaného pásu a teplotou. Energetické hladiny, kterých mohou volné elektrony nabývat se dají dobře popsat pomocí Boltzmannova rozdělení

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B T}\right)}, \quad (2.2)$$

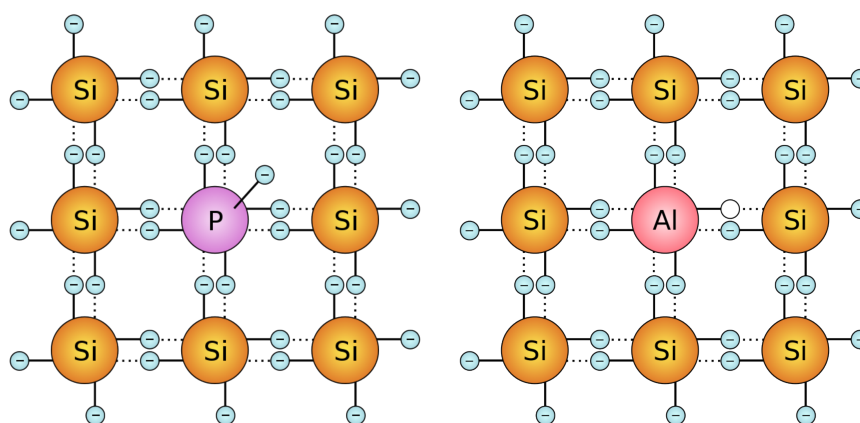
kde  $f(E)$  je rozdělení pravděpodobnosti, že hladina energie o velikosti  $E$  bude obsahovat elektron.  $E_F$  je Fermiho hladina energie, ve které se elektron bude nacházet

s pravděpodobností přesně  $1/2$ . Jinak se dá Fermiho energie chápat také jako nejvyšší energetický stav, který budou elektrony v látce zaujímat při teplotě 0 K. V případě ideálního polovodiče leží hodnota Fermiho energie přesně uprostřed zakázaného pásu.

### 2.1.1 PN přechod

Jak již bylo zmíněno výše, v zakázaném pásu vždy existují energetické hladiny. To je způsobeno defekty krystalové mřížky a cizími prvky zanesenými do polovodiče, což velmi významně mění jeho vodivostní vlastnosti. V praxi se tomuto zanášení říká dopování a lze ho rozdělit na dva typy podle vkládaného prvku. Následující kapitoly budou popisovat křemík, jakožto nejvyužívanější polovodič, ačkoliv by podobné principy bylo možno aplikovat na jakýkoliv jiný polovodič.

Nahradíme-li jeden atom křemíku prvkem se třemi valenčními elektrony (akceptor) automaticky vznikne volná, kladně nabitá díra. Tím nám v zakázaném pásu vznikne možný energetický stav (velmi blízko valenčního pásu, přibližně 0,045 eV [38]) a Fermiho energie se přiblíží k valenčnímu pásu. Takto vzniklý polovodič se označuje jako typ P. Nejčastěji používanými prvky pro dotování typu P jsou bor a hliník. Naopak, vložíme-li do krystalové mřížky prvek s pěti valenčními elektrony objeví se volný elektron a v zakázaném pásu (poblíž vodivostního) vznikne možná energetická hladina elektronu. Tím se k vodivostnímu pásu přiblíží také Fermiho energie. Tento polovodič se označuje jako typ N. Nejčastěji používanými prvky pro dotování typu N jsou fosfor a arsen. Schématicky můžeme tyto jevy vidět na Obr. 2.2. Jelikož se dotováním velmi rapidně mění vodivost polovodiče, stačí i velmi malá koncentrace (pro polovodičové senzory je poměr dotovaných prvků vůči křemíkovým atomům řádově  $10^{-10}$ ) přidaných prvků pro dosažení požadovaných vlastností.



Obrázek 2.2: Schéma krystalové struktury polovodiče typu N (vlevo) a typu P (vpravo). Převzato z [42].

Propojíme-li dohromady polovodič typu P a typu N, volné elektrony z polovodiče typu N začnou rekombinovat s děrami z polovodiče typu P až do doby, kdy se Fermiho energie obou polovodičů vyrovnají. Na rozhraní obou typů vznikne vyprázdněná oblast bez volných nábojů, čímž vznikne elektrostatický potenciál zabráňující

další rekombinaci volných nábojů. Šířku vyprázdněné oblasti lze snadno spočítat pomocí vzorce

$$d = \left[ \frac{2\epsilon V}{e} \left( \frac{1}{N_A} + \frac{1}{N_D} \right) \right]^{1/2}, \quad (2.3)$$

$$V = V_0 + V_{ext},$$

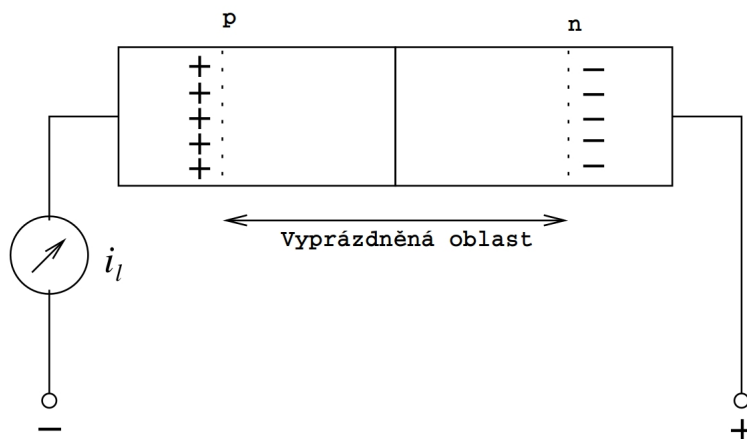
kde  $\epsilon$  je permitivita daného materiálu,  $e$  je elementární náboj,  $N_A$  resp.  $N_D$  je koncentrace dotovaných atomů akceptoru resp. donoru,  $V_{ext}$  odpovídá připojenému napětí a  $V_0$  je napětí na rozhraní vzniklé difúzí nábojů. Za předpokladu, že součin  $P_0N_0$  nezávisí na Fermiho energii, můžeme napětí na rozhraní spočítat jako

$$V_0 = \frac{kT}{e} \log \left( \frac{N_A N_D}{P_0 N_0} \right), \quad (2.4)$$

kde  $P_0$  je koncentrace kladně nabitých děr a  $N_0$  je koncentrace elektronů v rovnovážném stavu.

Takto vzniklý PN přechod můžeme připojit ke zdroji napětí, čímž se změní velikost elektrostatického pole vyprázdněné oblasti. Pokud připojíme kladný pól zdroje na polovodič typu P a záporný pól na polovodič typu N, elektrické pole na rozhraní se zeslabí nebo úplně zruší a umožní elektronům volně procházet. Takové zapojení se nazývá propustný směr. Zapojíme-li zdroj opačně, vyprázdněná oblast se rozšíří a dojde k zesílení elektrického pole na rozhraní, což zabrání volným nábojům procházet. Tento směr zapojení se nazývá závěrný. Schéma takového zapojení můžeme vidět na Obr. 2.3. V polovodičových detektorech je vždy detektor zapojený v závěrném směru.

Ve skutečnosti však není vyprázdněná oblast nikdy zcela bez volných nábojů. Ať už vlivem nečistot materiálu, radiačního poškození nebo termální excitací elektronů se v ní malé množství volných nábojů nachází vždy. Proud vzniklý těmito náboji se nazývá temný proud a přispívá ke zvýšení šumu při měření, což může výrazně ovlivnit výsledky.

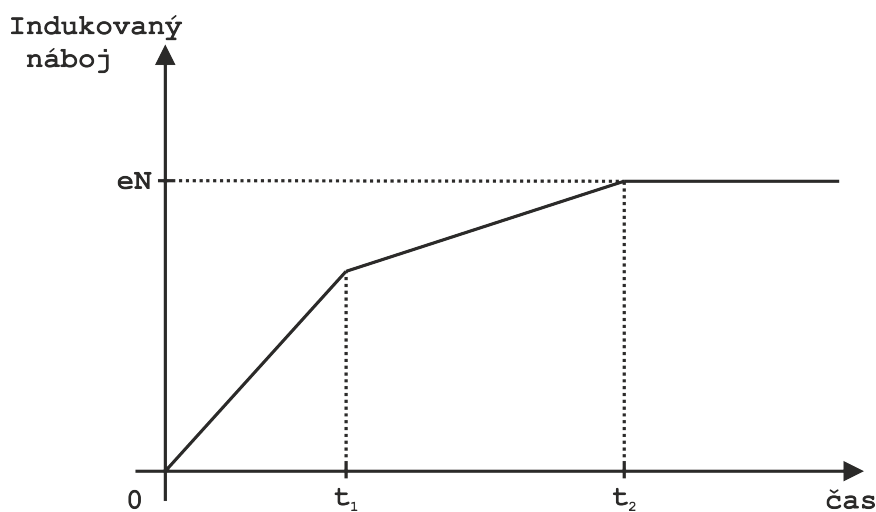


Obrázek 2.3: Schéma zapojení PN přechodu v závěrném směru. Převzato z [38], upraveno.

## 2.1.2 Formování signálu

Pro změření indukovaného náboje je potřeba, aby byl polovodičový detektor připojen do obvodu s detekčním zařízením. Pokud bychom však použili obyčejný ohmický kontakt připojený na obě strany polovodiče, svodový proud by byl i za použití materiálu s vysokou rezistivitou příliš velký. Je-li na jednom ohmickém kontaktu zachycen nosič náboje, stejný nosič je uvolněn i na druhé straně přechodu, čímž je docílena konstantní koncentrace nosičů nábojů v polovodiči. Proto se místo toho používají tzv. blokovací kontakty, které automaticky neuvolňují sebrané nosiče náboje. Proto se po aplikaci elektrického pole a za použití blokovacích elektrod celková koncentrace nosičů nábojů v polovodiči snižuje. Tím je možné výrazně snížit taky svodový proud protékající polovodičem, což usnadní detekci prolétajících nabitých částic. Jako blokovací kontakt se v praxi využívá PN přechod a vyprázdňená oblast jako detekční médium.

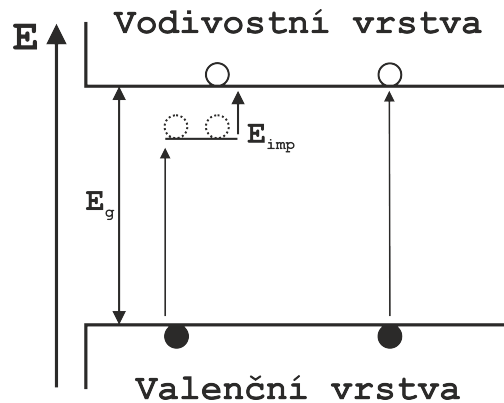
Po průletu nabitě částice vyprázdňenou oblastí PN přechodu se vytvoří množství elektron-děrových párů, které mohou být změřeny jako elektrický puls, jehož velikost (při udržování vhodných podmínek, zejména teploty) je úměrná energii, jež předá prolétající částice materiálu. Jelikož je mobilita děr oproti elektronům asi 3 krát nižší (v závislosti na materiálu polovodiče), příspěvek děr k velikosti signálu nelze zanedbat (na rozdíl od plynových detektorů) a je tedy třeba zachytit všechny uvolněné náboje. Na Obr. 2.4 vidíme vývoj sběru náboje po průletu nabitě částice. U popisu tohoto grafu předpokládáme, že nabitá částice proletěla středem detektoru, a tedy elektrony i díry musejí urazit stejnou vzdálenost ke sběrným elektrodám na okrajích. Jelikož formování signálu závisí na pohybu nosičů nábojů, nikoli pouze na náboji, který nosiče náboje předaly elektrodám na okrajích, měříme narůstající signál okamžitě po průletu nabitě částice a ne až po doputování prvních nosičů na sběrné elektrody. V čase  $t=0$  až  $t=t_1$  sesbíráme veškerý náboj nesený elektrony a část náboje neseného děrami a v čase  $t=t_1$  až  $t=t_2$  zbytek náboje neseného pomalejšími děrami.



Obrázek 2.4: Schématický graf náboje sebraného za čas  $t_1$ ,  $t_2$  po průletu nabitě částice.  $e$  je elementární náboj a  $N$  je celkový počet uvolněných nosičů náboje.

Procesu, při kterém v polovodičích dojde vlivem prolétající nabitě částice k předání dostatečného množství energie pro překonání určité mezní energie (závislé na materiálu) a k přeskoku elektronu z valenční do vodivostní vrstvy, se říká ionizace. Tato mezní energie je vyšší než je šířka zakázaného pásu daného polovodiče, neboť část energie se spotřebuje na excitaci krystalu. Pro křemík je hodnota mezní energie  $E_t = 3,62$  eV [38]. Oproti plynovým detektorům je tato hodnota 4 až 8 krát nižší, a tedy průletem stejně energetické částice dojde u křemíkového detektoru k vytvoření mnohem většího počtu elektron-děrových párů. To z něj dělá velmi vhodný materiál pro detektory částic.

Na Obr. 2.5 vidíme proces, který nastane po průletu nabitě částice příměsovým polovodičem.  $E_{imp}$  je energetická hladina, vzniklá přidáním příměsi. Pokud elektron z valenční vrstvy nemá dostatek energie k přeskoku až do vodivostní vrstvy, může využít energetickou hladinu  $E_{imp}$  a nějaký čas v ní setrvat. Elektron na této energetické hladině se nazývá uvězněný. Poté může buď vlivem další prolétající částice nebo termální excitací skočit do vodivostní vrstvy nebo se vrátit zpět do valenční vrstvy a rekombinovat s dírou. Ačkoliv tento mechanismus zvyšuje množství vytvořených elektron-děrových párů, není příliš žádoucí, neboť zanáší nelinearitu do změřeného signálu.



Obrázek 2.5: Produkce elektron-děrových párů v příměsových polovodičích. Černá kulička značí díru, bílá elektron.  $E_g$  je energie potřebná k překonání vyprázdněné oblasti,  $E_{imp}$  je energetická hladina vzniklá přidáním příměsi do polovodiče.

### 2.1.3 Shockley-Ramův teorém

Časový vývoj signálu po průletu nabitě částice patří mezi nejdůležitější znalosti, které je potřeba mít nejen pro správnou interpretaci signálu, ale také pro správný odhad změn v materiálu způsobených radiačním poškozením. Ty, pod vlivem externího elektrického pole, poletí směrem k příslušným elektrodám na okrajích detektoru. Sesbíráním těchto nosičů nábojů dostaneme elektrický puls, ze kterého dokážeme odhadnout energii původní prolétající částice. Pro výpočet náboje indukovaného na elektrodách detektoru můžeme využít Shockley-Ramův teorém. Ten říká, že okamžitý proud  $i$  indukovaný na elektrodě, způsobený pohybem nosičů náboje v

detektoru je roven

$$i = qvE_w = qv \frac{dV_w}{dx}, \quad (2.5)$$

kde  $q$  je náboj nosičů náboje,  $v$  je jejich rychlost,  $E_w$  je tzv. vážené elektrické pole,  $x$  je poloha daného nosiče a  $V_w$  je tzv. vážený potenciál. Za vážený potenciál na dané elektrodě dosadíme 1 a za potenciál na všech ostatních elektrodách dosadíme 0 a dále předpokládáme, že veškeré náboje uvězněné v objemu detektoru můžeme ve výpočtu zanedbat. Dále potřebujeme znát driftovou rychlost nosičů. Předpokládáme-li, že vnější elektrické pole není příliš silné, lze driftovou rychlost definovat pomocí lineárního vztahu

$$v = \mu E = \mu \frac{V_0}{d}, \quad (2.6)$$

kde  $E$  je aplikované vnější elektrické pole,  $V_0$  je elektrický potenciál vyprázdněné oblasti v závěrném stavu a  $d$  je šířka vyprázdněné oblasti. Dosazením váženého potenciálu dostaneme vztah pro vážené pole

$$E_w = \frac{1}{d}. \quad (2.7)$$

Dosazením rovnic (2.6) a (2.7) do (2.5) dostáváme výsledný vzorec pro výpočet okamžitého proudu na dané elektrodě

$$i = q\mu \frac{V_0}{d^2}. \quad (2.8)$$

Pokud bychom znali celkový čas sběru nábojů, dokázali bychom zjistit i celkový náboj indukovaný na elektrodě. Za předpokladu lineární závislosti driftové rychlosti na vnějším elektrickém poli, můžeme dobu pohybu  $t_e$  elektronu od místa vzniku ve vzdálenosti  $x$  od sběrné elektrody vypočítat pomocí rovnice (2.6) jako

$$t_e = \frac{x}{v_e} = \frac{xd}{\mu_e V_0}, \quad (2.9)$$

kde  $v_e$  je driftová rychlost elektronu a  $\mu_e$  je mobilita elektronu. Podobně můžeme spočítat dobu pohybu děr, letících k opačné elektrodě. Jelikož díra vznikne na stejném místě jako daný elektron je vzdálenost, kterou musí urazit  $d - x$  a tedy doba pohybu díry  $t_d$  je

$$t_d = \frac{d - x}{v_d} = \frac{(d - x)d}{\mu_d V_0}, \quad (2.10)$$

kde  $v_d$  je driftová rychlost díry a  $\mu_d$  je mobilita díry. Díky znalosti dob pohybu nosičů nábojů i okamžitého proudu lze snadno vypočítat indukovaný náboj na elektrodách. Pro sběrnou elektrodu elektronů použijeme vztahy (2.8) a (2.9) a dostaneme vztah

$$Q_e = i_e t_e = q \frac{x}{d}. \quad (2.11)$$

Podobně dostaneme ze vztahů (2.8) a (2.10) náboj indukovaný dírou

$$Q_d = i_d t_d = q \left(1 - \frac{x}{d}\right). \quad (2.12)$$

Mobilita elektronů v křemíku je  $\mu_e = 1350 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  a mobilita děr je  $\mu_d = 480 \text{ cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$  [38]. V případě průletu nabitě částice středem vyprázdněné oblasti  $x = \frac{d}{2}$  vychází

$$\begin{aligned} t_e &= \frac{d^2}{2700 \cdot V_0}, \\ t_d &= \frac{d^2}{960 \cdot V_0} \approx 3t_e, \end{aligned} \quad (2.13)$$

a tedy doba sběru děr asi třikrát delší než doba pohybu elektronů. Pro znalost náboje indukovaného na jednotlivých elektrodách za dobu  $t_e$  dosadíme tento výsledek do rovnic (2.12) a (2.11) a dostaneme

$$\begin{aligned} Q_e(t = t_e) &= i_e t_e = \frac{q}{2}, \\ Q_d(t = t_e) &= i_d t_e = q \mu_d \frac{V_0}{d^2} \frac{d^2}{2\mu_e V_0} \approx \frac{q}{6}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

To znamená, že za dobu pohybu elektronů je celkový indukovaný náboj

$$Q(t = t_e) = Q_e(t = t_e) + Q_d(t = t_e) = q \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{6} \right) = \frac{2}{3}q. \quad (2.15)$$

což odpovídá grafu 2.4 v čase  $t_1 = t_e$ .

## 2.2 Typy detektorů

V následujících sekcích budou popisovány jednotlivé typy polovodičových detektorů záření. Zjednodušený model takového detektoru by sestával z aktivního objemu a sběrného mechanismu. Nabitá částice, která proletí aktivním objemem v něm vytvoří množství elektron-děrových párů, které se poté pomocí sběrného mechanismu (obvykle elektrického pole) rozletí na opačné strany a jsou zachyceny na okrajích detekčního objemu, kde zformují elektrický signál.

### 2.2.1 Hybridní detektory

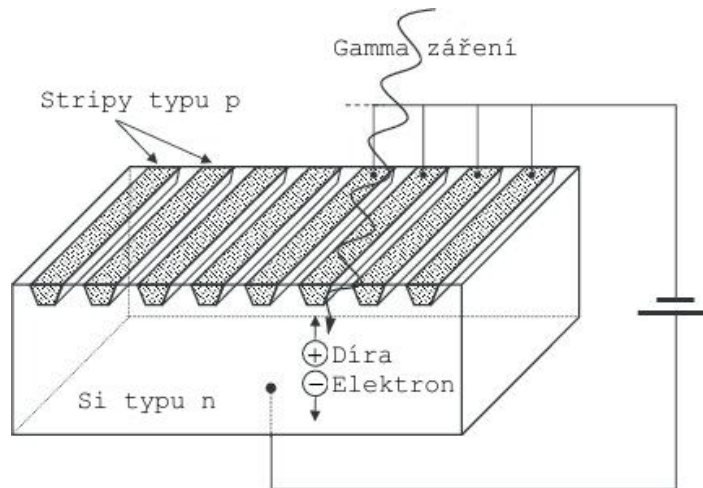
Hybridní detektory sestávají ze dvou hlavních částí, detekčního média a vyčítací elektroniky. Úkolem tohoto typu detektoru je zaznamenat jak energii, tak polohu prolétající nabitě částice. V praxi jsou polovodičové hybridní detektory díky svým kompaktním rozměrům preferované oproti plynovým detektorům.

#### 2.2.1.1 Stripové detektory

Jedna z možností, jak vytvořit polovodičový detektor citlivý na polohu prolétající částice, je rozdělit jednu z elektrod na několik oddělených nezávislých částí, tzv. stripů. Prolétající částice vytvoří výrazný signál pouze v příslušném stripu (nebo v blízkém okolí) a je tedy možné určit její přibližnou polohu. Stripový detektor sestává



z velkého množství úzkých, rovnoběžných pásů, umístěných na povrchu detektoru. Jelikož je indukovaný proud úměrný množství vytvořených elektron-děrových párů, můžeme jeho změřením získat informaci o energii zanechané prolétající částicí v každém stripu detektoru. Pro relativně dobré prostorové rozlišení lze použít stripy o šířce řádově 10  $\mu\text{m}$  [39]. Aby se zabránilo několikanásobnému přečtení stejného signálu, je potřeba, aby byl signál z každého stripu změřený nezávisle. Zjednodušené schéma stripového detektoru můžeme vidět na Obr. 2.6.



Obrázek 2.6: Schéma stripového detektoru. Převzato z [43], upraveno.

### 2.2.1.2 Pixelové detektory

Další možností jak relativně přesně změřit polohu prolétající částice je rozdělit jednu z elektrod na malé, vzájemně izolované čtverce nebo hexagony, poskládané do šachovnicového vzoru. Jsou-li tyto čtverce větší než jeden milimetr nazývají se pady, v opačném případě se nazývají pixely [39]. Od toho se následně odvíjí také název detektoru - padový detektor nebo pixelový detektor. Pro přehlednost bude v celém následujícím textu psáno vždy o pixelových detektorech. Pro zaznamenání signálu musí být každý pixel připojen k vyčítací elektronice separátním kanálem, což výrazně zesložituje celkovou strukturu detektoru. Kvůli tomu jsou velikosti čipů těchto detektorů obvykle limitované na jednotky  $\text{cm}^2$ , nicméně integrací více takových čipů dohromady můžeme získat výrazně větší detekční plochu.

Výhoda pixelových detektorů oproti stripovým detektorům je v malé velikosti jednotlivých pixelů a s tím spojené nízké kapacitanci a nízkému svodovému proudu. Díky tomu máme výrazně nižší šum při měření indukovaného proudu, než při použití stripových detektorů podobných rozměrů.

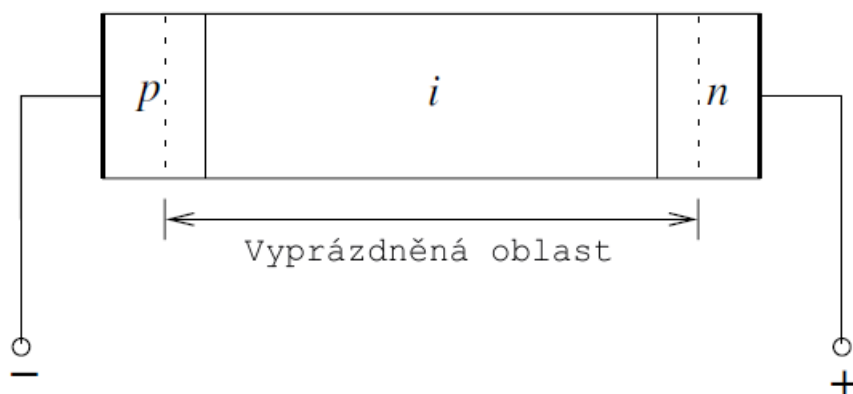
### 2.2.2 Diody

Dioda je polovodičová součástka určená k usměrnění elektrického proudu. Nejzákladnějším typem diody je jeden PN přechod, který má ovšem jako detektor záření několik nevýhod.

Jednou z nich je malá šířka vyprázdněné oblasti, ve které se indukuje proudový impuls po průletu částice. Jedním ze způsobů rozšíření vyprázdněné oblasti je zvýšení vnějšího napětí. Toto řešení ovšem není vždy možné aplikovat z důvodu možného zničení struktury polovodiče při zapnutí velmi silného vnějšího elektrického pole.

### 2.2.2.1 PIN dioda

Jedno z nejpoužívanějších řešení současnosti je tzv. PIN dioda [38]. Vložíme-li mezi polovodiče typu P a N intrinsický polovodič, vznikne mnohem větší vyprázdněná oblast (prakticky o velikosti vloženého intrinsického polovodiče) bez nutnosti aplikace velmi silného elektrického pole. Na Obr. 2.7 vidíme schématický náčrt PIN diody. Nutno podotknout, že zde popsané schéma je pouze zjednodušující představa a v praxi se PIN diody vyrábějí jinak.



Obrázek 2.7: Schéma PIN diody.  $p$  je polovodič typu P,  $n$  je polovodič typu N a  $i$  je intrinsický polovodič. Převzato z [38], upraveno.

### 2.2.2.2 Shockleyho diodová rovnice

Shockleyho diodová rovnice popisuje voltampérovou charakteristiku polovodičové diody v propustném i závěrném směru. Její obecný tvar (podle [44]) je

$$I = I_S \left( \exp \left( \frac{qV}{nkT} \right) - 1 \right), \quad (2.16)$$

kde  $I$  je proud protékající diodou,  $q$  je elementární náboj,  $V$  je napětí na diodě,  $n$  je emisní koeficient vyjadřující, jak moc je daná dioda podobná ideální diodě pro kterou je  $n = 1$ ,  $k$  je Boltzmannova konstanta,  $T$  je absolutní teplota PN přechodu a  $I_S$  je saturační proud. Saturační proud není pro daný detektor konstantní, nýbrž je obvykle silně závislý na teplotě. Díky němu napětí  $V$  se zvyšující se teplotou obvykle klesá. Je způsoben difúzí minoritních nosičů náboje z neutrálních oblastí do vyprázdněné oblasti.

### 2.2.2.3 Schottkyho dioda

Při kontaktu polovodiče a kovu dochází poblíž polovodiče k vytvoření podobné oblasti jako je vyprázdňená oblast PN přechodu. Takto vytvořená dioda se nazývá Schottkyho dioda a jako detektor může být použita k detekci fotonů. V praxi je vrstva kovu co možná nejtenčí, aby byla zajištěna co nejvyšší průchodnost fotonů.

Tento typ detektoru se využívá jako fotodioda, která může bez problémů pracovat ve velmi vysokých frekvencích (v řádech GHz) [38].

### 2.2.3 Monolitické detektory

Oproti hybridním detektorům mají monolitické detektory detekční objem i vyčítací elektroniku ve stejném kusu vysoce rezistivního křemíku. Oproti hybridním detektorům mají výhodu v jednodušší výrobě, ceně a nižší kapacitanci [46].

Jedním z typů monolitických detektorů je tzv. MAPS (Monolithic Active Pixel Sensor) detektor. Tento typ detektoru je založen na technologii CMOS, o které je více psáno v následující sekci. Kromě již zmíněných patří mezi další výhody oproti hybridním pixelovým detektorům například nízká disipace energie a velmi dobré prostorové rozlišení. Díky nízké disipaci energie lze chladit senzory detektoru vzduchem, což dále snižuje nákladnost a složitost celého systému [50].

### 2.2.4 MOSFET tranzistory

Tranzistor je polovodičová součástka určená k zesílení, ale je možné ji použít i jako detektor záření. V současnosti nejpoužívanější typ tranzistoru se nazývá MOSFET, což pochází z anglického "Metal Oxid Semiconductor Field Effect Transistor".

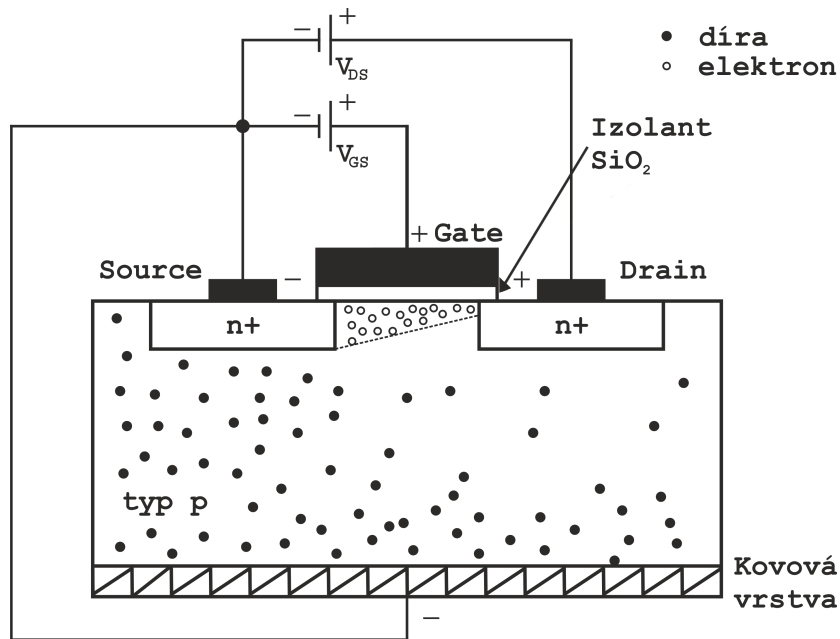
Na Obr. 2.8 vidíme schéma nMOSFET tranzistoru (dále jen NMOS). Základem je polovodič typu p, ve kterém jsou umístěny dva silně dotované polovodiče typu n. Ty jsou vzájemně oddělené tak, aby v základním stavu nedocházelo k průchodu proudu. Elektrody source a drain jsou vzájemně propojené izolantem (nejčastěji SiO<sub>2</sub>), na který je připojena elektroda (obvykle hliníková).

Nejprve nechť je napětí  $V_{GS}=0$  V a postupně zvyšujeme napětí  $V_{DS}$ . Vlivem polarity zdroje se vyprázdňená oblast okolo drain zvětší a okolo source zmenší a proud neprotéká. Zvýšíme-li nyní napětí  $V_{GS}$ , na source se vlivem záporné polarity začnou shromažďovat kladně nabitě díry, zatímco gate a drain začnou přitahovat záporné elektrony. Přesáhne-li napětí  $V_{GS}$  určitou prahovou hodnotu  $V_T$ , elektrony vytvoří můstek mezi source a drain a dojde k průchodu proudu. Dalším zvyšováním napětí (ať už  $V_{GS}$  nebo  $V_{DS}$ ) dojde k rozšíření tohoto můstku a k vyššímu průtoku proudu.

Proletí-li částice polovodičem typu p, vytvoří okolo svojí dráhy velké množství elektron-děrových párů. Elektrony putují směrem ke gate, kde se zachytí. Díky tomu se změní hodnota prahového napětí  $V_T$  nutného k průchodu proudu z drain

do source. Jelikož je množství vytvořených párů úměrné energii zanechané prolétající částicí v objemu detektoru, lze měřením změny prahového napětí zjistit energii původní částice [38].

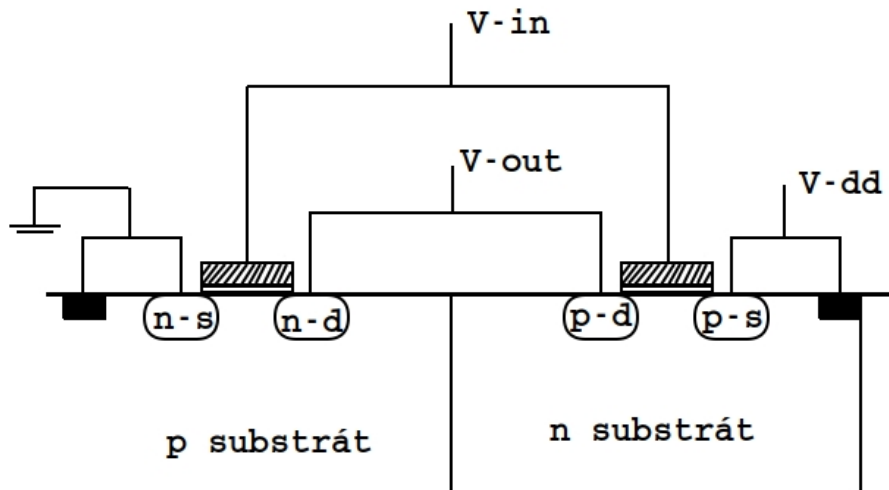
Využití tranzistorů MOSFET pro detekci částic má proti ionizačním komorám nebo polovodičovým diodám několik výhod. Disponují velkým dynamickým rozsahem, díky kterému mohou být využity k detekci širokého spektra ionizačního záření. Mohou dosahovat velmi malých rozměrů, které jim dávají skvělé prostorové rozlišení. Mezi nevýhody potom patří nižší radiační odolnost.



Obrázek 2.8: Schéma NMOS tranzistoru v lineárním módu.  $V_{GS}$  je napětí přivedené na gate,  $V_{DS}$  je napětí mezi drain a source.

Druhým typem MOSFET tranzistoru je pMOSFET (dále jen PMOS). Hlavní rozdíl je ten, že source a drain jsou tvořeny silně dotovanými polovodiči typu p vloženými do polovodiče typu n a můstek mezi source a drain není zprostředkován elektrony, ale dírami. Z toho plyne i chování při zapnutí napětí na gate  $V_{GS}$ . Je-li vysoké, tranzistor nepropouští proud, je-li nízké, propouští proud.

CMOS neboli "Complementary Metal-Oxide Semiconductor" je technologie propojení NMOS a PMOS tranzistorů tak, aby bylo možné vytvořit libovolný elektronický obvod a minimalizovala se energetická spotřeba a tím zahřívání celého obvodu. Schéma takového zapojení je na Obr. 2.9, kde jsou vzájemně propojeny elektrody drain obou typů tranzistorů a source obou typů tranzistorů. V ideálním případě CMOS tranzistor spotřebovává energii jen ve chvíli, kdy se sepíná. V opačném případě jím neprochází žádný proud a nebo má minimální elektrický odpor mezi source a drain elektrodami, a tedy má nulovou spotřebu.



Obrázek 2.9: Schéma zapojení invertoru pomocí CMOS tranzistorů. Jedná se tranzistor typu NMOS a tranzistor typu PMOS, jejichž příslušné drain a source jsou vzájemně propojené.

#### 2.2.4.1 Operační módy MOSFET tranzistoru

Operační módy MOSFET tranzistoru lze rozdělit do tří oblastí v závislosti na velikosti aplikovaného napětí  $V_{DS}$ . Pro nMOSFET tranzistory jsou tyto tři oblasti cutoff, lineární oblast (nazývaná také triode mód nebo ohmický mód) a saturační oblast.

**Cutoff** je oblast, ve které je  $V_{GS} < V_T$ . Z hlediska funkcionality je tranzistor vypnutý a mezi drain a source není vytvořený vodivý kanál. V ideální případě je tedy  $I_{DS} = 0$ .

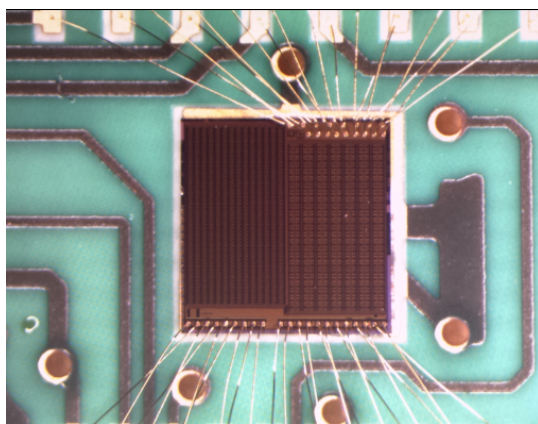
**Lineární oblast** je taková, ve které platí  $V_{GS} > V_T$  a zároveň  $V_{DS} < V_{GS} - V_T$ . V této oblasti je tranzistor zapnutý a mezi drain a source byl vytvořen vodivý kanál. Tento operační mód je ukázán na Obr. 2.8. V tomto módu je proud mezi drain a source  $I_{DS}$  přibližně lineárně závislý na přivedeném napětí  $V_{DS}$  [48].

Při zvýšení napětí  $V_{DS}$  nad určitou hodnotu se dostaneme do **saturační oblasti**. Ta nastává, pokud  $V_{GS} > V_T$  a zároveň  $V_{DS} \geq V_{GS} - V_T$ . Při postupném zvyšování  $V_{DS}$ , kdy je na drain i gate přivedeno kladné napětí je potenciálový rozdíl mezi source a drain menší v blízkosti drain. Díky tomu se množství elektronů v blízkosti drain sníží. To se projeví jako vyrovnaní křivky  $V_{DS} - I_{DS}$  [49].

## 2.3 X-CHIP-02

X-CHIP-02 je monolitický pixelový detektor, vyvinutý na FJFI ČVUT pomocí 180 nm SOI-CMOS technologie. Jedná se o detektor určený k identifikaci nabitých částic analýzou clusterů, které po sobě zanechávají při průletu aktivním médiem. V čipu jsou integrovány dvě pixelové matice s  $14 \times 24$  a  $28 \times 51$  pixely a s velikostmi pixelů 50,

resp. 100  $\mu\text{m}$ , které můžeme vidět na Obr. 2.10. Každý pixel obsahuje citlivou diodu a zabudovanou elektroniku určenou k zesilování signálu a počítání zásahů. Podrobné informace o čipu lze nalézt v Tab. 2.1. Čip dále obsahuje 8 testovacích struktur (TS0 - TS7). Jedná se o tranzistory určené k odhadnutí tolerance čipu vůči radiačnímu poškození. Vzájemně se liší velikostí kanálů (dlouhý/široký), typem (NMOS nebo PMOS) a umístěním ve vysoko napěťové p-jámě (HVP well). Využití HVP well je užitečné k mitigaci nežádoucího efektu zvaného back-gate effect, ke kterému dochází vlivem ionizujícího záření. Tento efekt je způsoben rozdílným napětím mezi source a tělem tranzistoru, kdy lze pohlížet na tělo tranzistoru jako na nový gate, což ovlivňuje prahové napětí na něm. Na druhou stranu implementace HVP well může poškodit povrch tranzistoru, což může vést k parazitním efektům, jako je například vyšší svodový proud. Testovací struktury mají za cíl rozhodnout, zda lze s využitím HVP well zvýšit radiační toleranci tranzistorů a jak se změní jejich IV charakteristika [51]. Podrobný popis jednotlivých testovacích struktur je v Tab. 2.2.



Obrázek 2.10: X-CHIP-02 se dvěma pixelovými maticemi. Zdroj [52].

Název	Hodnota
Rozměry	$3,125 \times 3,2 \text{ mm}^2$
Tloušťka	300 $\mu\text{m}$
Počet kontaktních podložek	38
Dvě pixelové matice	50 $\mu\text{m}$ pixely a 100 $\mu\text{m}$ pixely
Rozměry matice (50 $\mu\text{m}$ pixely)	$28 \times 51$ pixelů, $2,55 \times 1,4 \text{ mm}^2$
Rozměry matice (100 $\mu\text{m}$ pixely)	$14 \times 24$ pixelů, $2,4 \times 1,4 \text{ mm}^2$
Očekávaný signál při 100 V (ideální případ)	$VO \approx 30 \mu\text{m} \Rightarrow 2400 e^-$ na MIP
Očekávaný signál při 300 V (ideální případ)	$VO \approx 52 \mu\text{m} \Rightarrow 4100 e^-$ na MIP
Elektronový šum (50/100 $\mu\text{m}$ )	$<100/200 e^-$
Taktovací frekvence pro data in/out	500 kHz

Tabulka 2.1: Charakteristiky detektoru X-CHIP-02. Zkratka VO značí vyprázdněnou oblast a zkratka MIP minimálně ionizující částici, tj. částici, jejíž střední ztráta energie při průchodu látkou je minimální.

TS	Velikost kanálu (šířka/délka)	Typ	HVP
0	17,35 $\mu\text{m}$ $\times$ 8/360 nm	NMOS	Ano
1	2 $\mu\text{m}$ / 12 $\mu\text{m}$	NMOS	Ano
2	17,35 $\mu\text{m}$ $\times$ 8/360 nm	PMOS	Ano
3	2 $\mu\text{m}$ / 12 $\mu\text{m}$	PMOS	Ano
4	17,35 $\mu\text{m}$ $\times$ 8/360 nm	PMOS	Ne
5	2 $\mu\text{m}$ / 12 $\mu\text{m}$	PMOS	Ne
6	17,35 $\mu\text{m}$ $\times$ 8/360 nm	NMOS	Ne
7	2 $\mu\text{m}$ / 12 $\mu\text{m}$	NMOS	Ne

Tabulka 2.2: Popis testovacích struktur detektoru X-CHIP-02.

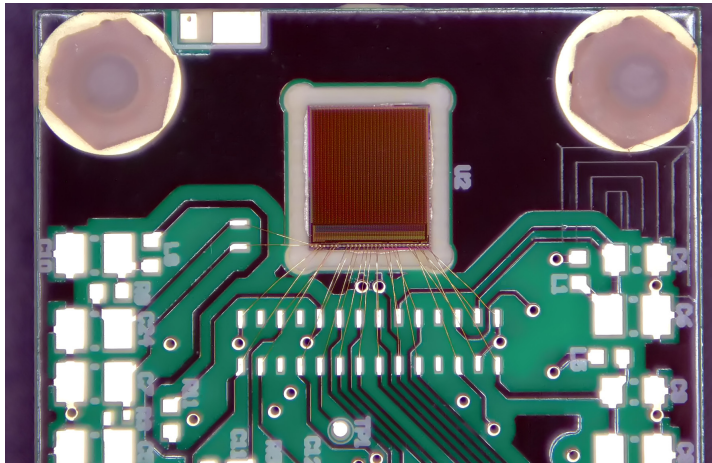
<b>Velikost matice</b>	64 $\times$ 64 pixelů
<b>Velikost pixelu</b>	60 $\times$ 60 $\mu\text{m}^2$
<b>Citlivá plocha</b>	3840 $\times$ 3840 $\mu\text{m}^2$
<b>Technologie</b>	SoI CMOS 180 nm
<b>Detekční módy</b>	hit counting / ADC mód
<b>Rozlišení ADC</b>	10 bitů (1024 hodnot)
<b>Vyčítací módy</b>	CMOS / LVDS
<b>Vyčítací frekvence</b>	50 / 400 MHz
<b>Maximální frame-rate</b>	48 / 480 fps
<b>Napájecí napětí (elektronika)</b>	1.8 V
<b>Napájecí napětí (senzor)</b>	-100 V

Tabulka 2.3: Charakteristiky detektoru X-CHIP-03.

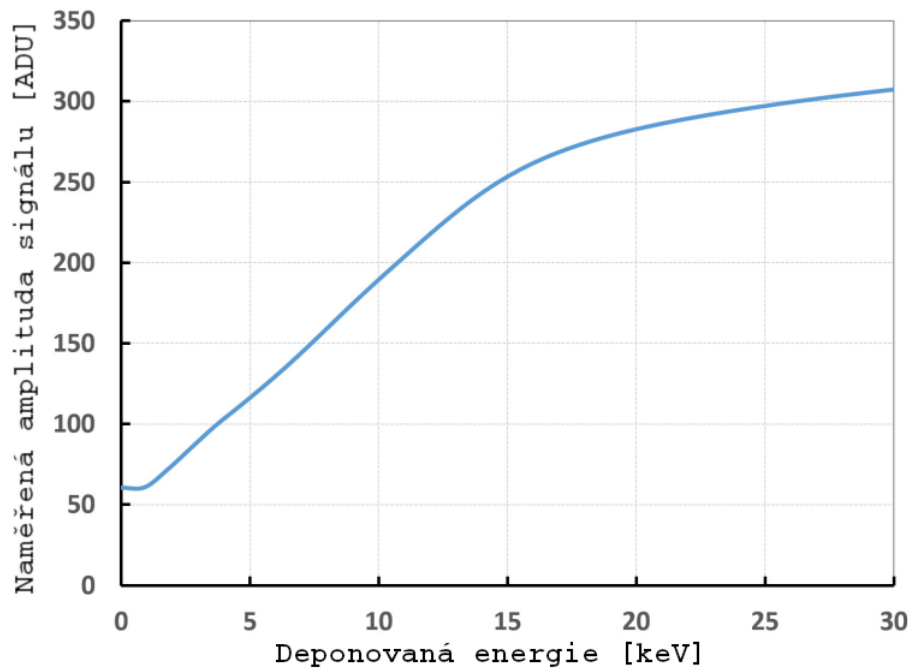
## 2.4 X-CHIP-03

X-CHIP-03 je detektor určený k zobrazení průletu nabitých částic a pro pokročilé dozimetrické aplikace. Jedná se o monolitický pixelový detektor s rychlým vyčítáním dat. Jedná se o pokračovatele X-CHIP-02 s možností konkrétního určení přilétající nabitě částice, jako jsou elektrony, protony a těžší ionty. Díky tomu jde o vhodný detektor pro kosmické aplikace. X-CHIP-03 má k dispozici dva módy detekce, hit counting a ADC mód. Hit counting slouží k zaznamenání počtu nabitých částic, jejichž velikost signálu je nad určitou prahovou hodnotu. ADC mód je určen k zjištění energie zanechané v pixelu prolétající částicí pomocí změření amplitudy signálu jdoucího z pixelu. Díky tomu lze určit o jakou částici se jednalo. Charakteristiku převodu amplitudy signálu v ADC módu na energii deponovanou v pixelu lze vidět na Obr. 2.12.

X-CHIP-03 dále umožňuje vyčítání dat dvěma módy: CMOS a LVDS. CMOS je určen pro pomalejší vyčítání dat s maximální frekvencí 50 MHz. V případě potřeby rychlejšího vyčítání je k dispozici LVDS mód, který umožňuje vyčítání dat až do frekvence 400 MHz [53].



Obrázek 2.11: Fotografie X-CHIP-03. Zdroj [52].



Obrázek 2.12: Převodní charakteristika pixelového zesilovače X-CHIP-03 v ADC módu na amplitudu signálu. Převzato z [53].



# Kapitola 3

## Interakce ionizujícího záření s hmotou

Detekční mechanismus a radiační poškození v každém detektoru jsou přímo závislé na způsobu, jakým prolétající částice interaguje s hmotou detektoru. Podle typu interakce lze v prvním přiblížení rozdělit částice podle toho, jestli interagují pomocí Coulombické interakce či nikoli. Nabité částice lze poté dále dělit na elektrony a těžké ionty, nenabitě zase na fotony a neutrony. Zásadní rozdíl v interakci mezi nabitými a nenabitými částicemi spočívá v tom, že nabité částice procházející látkou ovlivňují Coulombickou silou elektrony v látce. Nenabitě částice musejí často nejprve interagovat přímo s jádrem atomu. Při této interakci může dojít k výrazné změně vlastností dopadajícího záření. V obou případech dochází k odevzdání části energie buď elektronům nebo jádru zasaženého atomu, případně produktům jaderných reakcí. [39]

### 3.1 Těžké ionty

Nabitě částice se označují jako těžké, jestliže jejich hmotnost je výrazně vyšší než hmotnost elektronu. Tedy v tomto případě cokoliv těžšího než proton včetně. S látkou interagují převážně Coulombickou interakcí se záporným elektronovým obalem atomu.

Nabitá částice při průletu látkou interaguje v každém okamžiku s mnoha elektrony ve svém okolí. V závislosti na vzájemné vzdálenosti může elektron buď excitovat do vyšší slupky elektronového obalu nebo být vyhozen pryč z obalu a atom je tak ionizován. Výsledkem těchto interakcí jsou tedy excitované atomy nebo iontové páry sestávající z volných elektronů a kladných jader, ze kterých byly elektrony vyraženy. V případě, že primární nabitá částice proletí velmi blízko elektronu, předá mu dostatečné množství energie, aby elektron sám ionizoval další atomy. Tyto sekundární elektrony se nazývají delta záření. Za běžných podmínek je ionizace elektronů v látce hlavním způsobem, jak nabitá částice ztrácí energii.

Chceme-li znát střední hodnotu množství energie, které zanechá těžká nabitá primární částice v látce, využijeme Betheho formuli

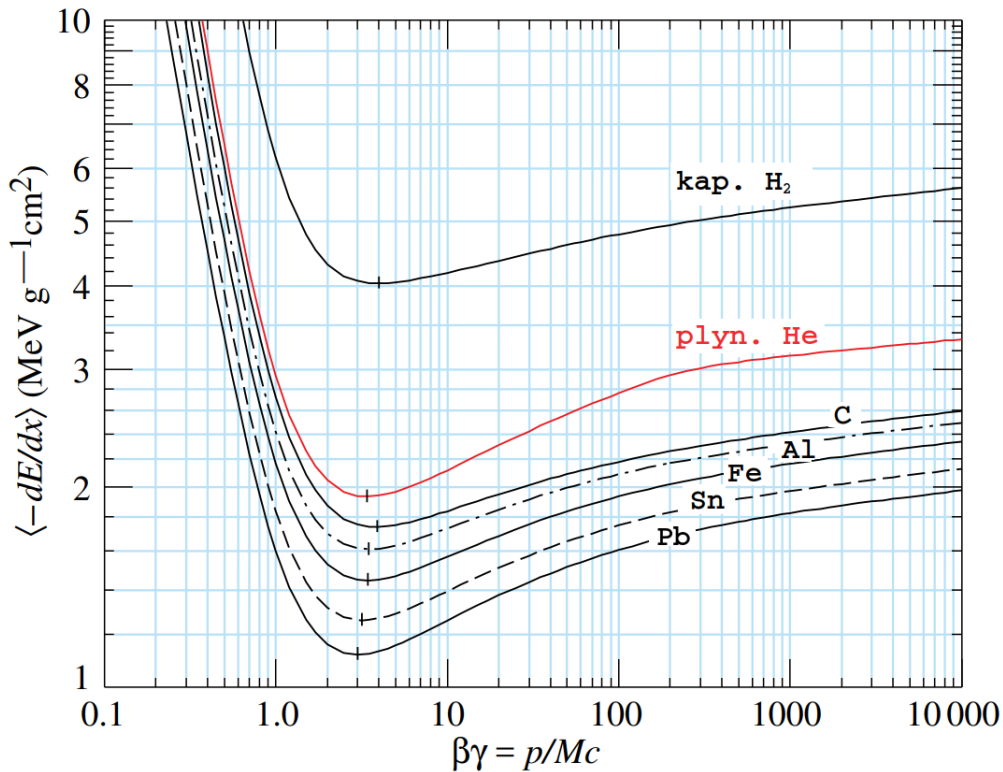
$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = K z^2 \frac{Z}{A\beta^2} \left[ \frac{1}{2} \log \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 W_{max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right]. \quad (3.1)$$

Zde  $z$  je náboj primární částice,  $Z$  je atomové a  $A$  nukleonové číslo absorbujícího atomu,  $\beta = \frac{v}{c}$  je rychlost primární částice,  $m_e$  hmotnost elektronu,  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$  je Lorentzův faktor,  $I^2$  je střední excitační energie,  $W_{max}$  je maximální energie, kterou je možné předat elektronu během jedné kolize a  $\delta(\beta\gamma)$  je korekční faktor hustoty. Pro částici o hmotnosti  $M$  můžeme  $W_{max}$  získat vztahem

$$W_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma \frac{m_e}{M} + \left(\frac{m_e}{M}\right)^2}. \quad (3.2)$$

Pro nízké energie  $2\gamma m_e \ll M$  lze tento vztah aproximovat  $W_{max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2$ . Naopak, pro vysoké energie  $2\gamma m_e \gg M$  přejde vztah (3.2) na tvar  $W_{max} = M c^2 \beta^2 \gamma$ .

Betheho formule (3.1) je platná v řádu energií primární částice  $0,1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$ . Při  $\beta\gamma \sim 0,1$  je rychlost primární částice srovnatelná s "rychlostmi" elektronů v obalu. Při  $\beta\gamma \sim 1000$  zase začínají převládat radiační efekty.



Obrázek 3.1: Střední hodnota ztráty energie v různých látkách.  $p$  značí hybnost primární částice,  $M$  její hmotnost. Převzato z [54].

Na Obr. 3.1 vidíme ztrátu energie primární částice v závislosti na její rychlosti a na látce, kterou prochází. V prvním úseku, kde  $0,1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 3$  graf klesá přibližně

jako  $1/\beta^\alpha$ , kde  $\alpha \approx 1,4 - 1,7$ . Minimum nastává při  $\beta\gamma \approx 3 - 3,5$  pro prvky se  $Z$  od 7 do 100. V následujícím úseku začíná pozvolný růst, který je zapříčiněn dvěma nezávislými jevy. Ze dvou třetin je způsoben přímou závislostí na  $\beta^2\gamma^2$ , kdy se relativisticky deformuje elektrické pole primární částice a polarizuje okolní látku. Tento jev je započítán v korekčním členu na hustotu látky  $\delta(\beta\gamma)$ . Při velmi vysokých energiích můžeme jeho chování aproximovat jako

$$\delta(\beta\gamma/2) \longrightarrow \ln(\hbar\omega_p/I) + \ln(\beta\gamma) - 1/2. \quad (3.3)$$

Zde  $I$  je střední excitační energie a  $\hbar\omega_p$  je plazmová energie definovaná jako

$$\hbar\omega_p = \sqrt{4\pi N_e r^3 m_e c^2} / \alpha, \quad (3.4)$$

kde  $N_e$  je elektronová hustota v látce a  $\alpha$  je konstanta jemné struktury. Druhým faktorem ovlivňujícím růst je závislost  $\beta^2\gamma$  ve  $W_{max}$ , která odpovídá situaci, kdy dojde k přenosu vysoké energie malému počtu elektronů v látce. [54].

Pro nízké energie primární částice ztrácí Betheho formule (3.1) svoji přesnost a je potřeba udělat korekce na jednotlivé elektronové slupky.

## 3.2 Elektrony

Při nízkých energiích ztrácejí primární elektrony energii převážně ionizací okolních atomů, brzdným zářením a Møllerovým rozptylem, případně Bhabhaovým rozptylem, je-li primární částicí pozitron. Na vyšších energiích poté zcela dominuje ztráta energie vlivem brzdného záření. Na Obr. 3.2 vidíme konkrétní energetické škály, při kterých fungují jednotlivé procesy ztráty energie. Vertikální osa je normovaná na jednotku radiační délky.

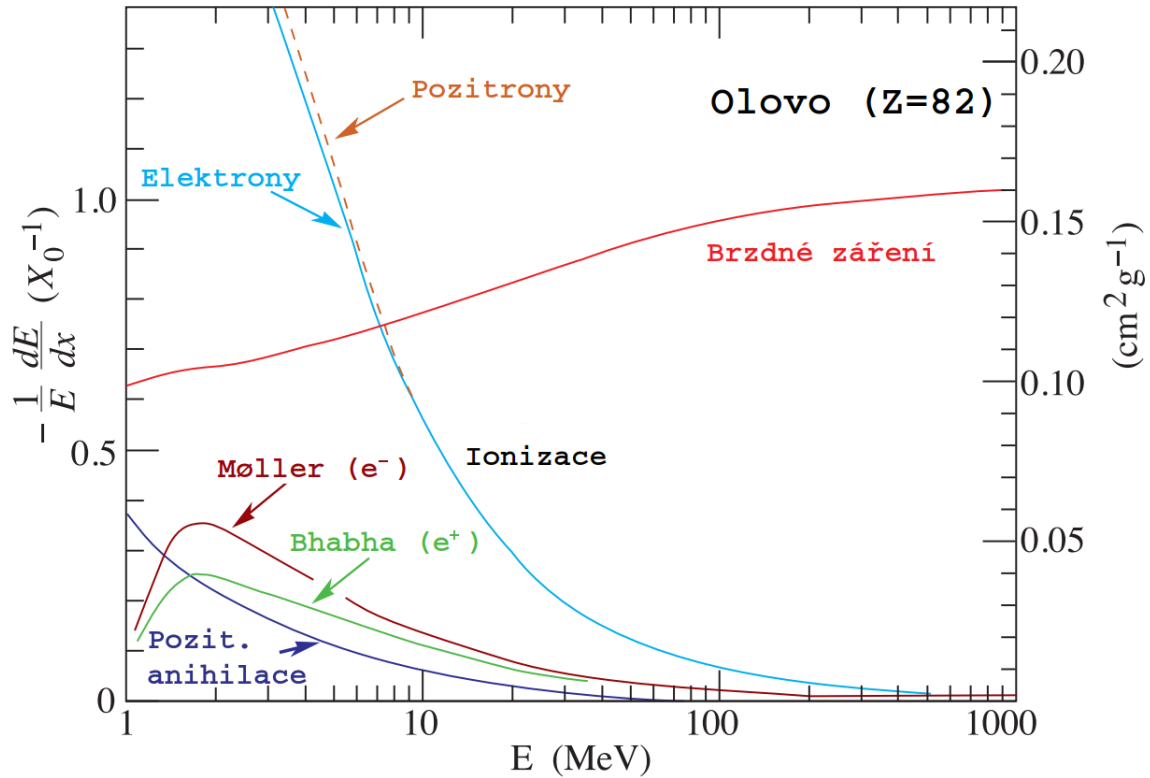
Radiační délka  $X_0$ , je látková charakteristika definovaná jako délka, za kterou vysokoenergetický elektron vlivem brzdného záření ztratí tolik energie, aby mu zbylo přesně  $1/e$  původní. Pro její výpočet můžeme použít, podle [55], vzorec

$$\frac{1}{X_0} = 4\alpha r_e^2 \frac{N_A}{A} (Z^2 [L_{rad} - f(Z) + ZL'_{rad}]), \quad (3.5)$$

kde  $r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e c^2} \approx 2,817$  fm je klasický poloměr elektronu,  $L_{rad}$  a  $L'_{rad}$  jsou konstanty vypsané v Tab. 3.1 a  $f(Z)$  je funkce, která může být s přesností 4 desetinných míst aproximovaná jako

$$f(Z) = a^2 [(1 + a^2)^{-1} + 0,20206 - 0,0369a^2 + 0,0083a^4 - 0,02a^6], \\ a = \alpha Z.$$

Ztráta energie průchodem primární částice látkou se liší pro elektrony a pozitrony. Maximální hodnota přenesené energie během jedné kolize pro elektrony je jejich celá kinetická energie. Tedy podle (3.2)  $W_{max} = m_e c^2 (\gamma - 1)$ . Jelikož se však jedná o



Obrázek 3.2: Procesy, kterými elektrony, resp. pozitrony, ztrácejí energii při průchodu olovem. Horizontální osa ukazuje energii primární částice, vertikální osa ztrátu energie na jednotku radiační délky. Převzato z [54], upraveno.

Prvek	Z	$L_{rad}$	$L'_{rad}$
H	1	5,31	6,144
He	2	4,79	5,621
Li	3	4,74	5,805
Be	4	4,71	5,924
Ostatní	$> 4$	$\ln(184,15 \cdot Z^{-1/3})$	$\ln(1194 \cdot Z^{-2/3})$

Tabulka 3.1: Hodnoty materiálových konstant  $L_{rad}$  a  $L'_{rad}$  využitých při výpočtu radiační délky (3.5). Hodnoty vzaty z [54].

přenos mezi primárním elektronem a elektronem z obalu, jedná se o identické částice a maximum přenesené energie je tedy  $W_{max}/2$  (konvenčně se počítá ztráta energie vždy pro energetičtější ze dvou elektronů po srážce). Z Møllerova účinného průřezu srážky elektronu s elektronem dostaneme střední hodnotu energetických ztrát jako

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_c = \frac{KZ}{2A\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 (m_e c^2 (\gamma - 1)/2)}{I^2} \right) + (1 - \beta^2) - \frac{2\gamma - 1}{\gamma^2} \ln 2 + \frac{1}{8} \left( \frac{\gamma - 1}{\gamma} \right)^2 - \delta \right] \quad (3.6)$$

a pro srážku pozitronu a elektronu zase využijeme Bhabhův účinný průřez a dosta-

neme ztrátu energie rovnou

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_c = \frac{KZ}{2A\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 (m_e c^2 (\gamma - 1))}{2I^2} \right) + 2 \ln 2 - \frac{\beta^2}{12} \left( 23 + \frac{14}{\gamma + 1} + \frac{10}{(\gamma + 1)^2} + \frac{4}{(\gamma + 1)^3} \right) - \delta \right]. \quad (3.7)$$

Jelikož elektron a pozitron již nejsou identické částice, je maximální přenesená energie  $W_{max} = m_e c^2 (\gamma - 1)$ . V obou rovnicích (3.6) a (3.7) vystupuje konstanta  $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \approx 0,307 \text{ MeV} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{cm}^2$  a korekční faktor  $\delta$ , diskutovaný v předchozí kapitole [54].

Na rozdíl od těžkých iontů, elektrony mohou ztrácet energii nejen pomocí Coulombické interakce s elektrony v látce, ale také pomocí vyzařování. To může mít dvě formy, brzdné záření nebo elektromagnetické záření. Z klasické teorie plyne, že každá nabitá částice při urychlování musí vyzařovat energii. V případě primárního elektronu je toto urychlování způsobené deflekcí od atomů látky, kterou elektron prochází. Pro výpočet ztráty energie radiačními ztrátami použijeme vzorec

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle_r = \frac{NEZ(Z+1)e^4}{137m_e^2c^4} \left[ 4 \ln \left( \frac{2E}{m_e c^2} \right) - \frac{4}{3} \right], \quad (3.8)$$

ve kterém  $N = \frac{N_A}{(4\pi\epsilon_0)^2 A}$  je hustota elektronů v látce,  $E = m_e c^2 \gamma$  je kinetická energie primárního elektronu a  $e$  je elementární náboj. Z pozice  $E$  a  $Z^2$  v čitateli rovnice (3.8) je patrné, že radiační ztráty energie budou výraznější pro vyšší energie primárních elektronů a pro absorbující látky s vyšším atomovým číslem [39].

Celková ztráta energie je poté součtem radiačních a Coulombických ztrát, tedy

$$\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{tot} = \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_c + \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_r. \quad (3.9)$$

Poměr těchto dvou typů radiačních ztrát je přibližně

$$\frac{\langle dE/dx \rangle_r}{\langle dE/dx \rangle_c} \approx \frac{EZ}{700}, \quad (3.10)$$

kde energie elektronu  $E$  je v jednotkách MeV.

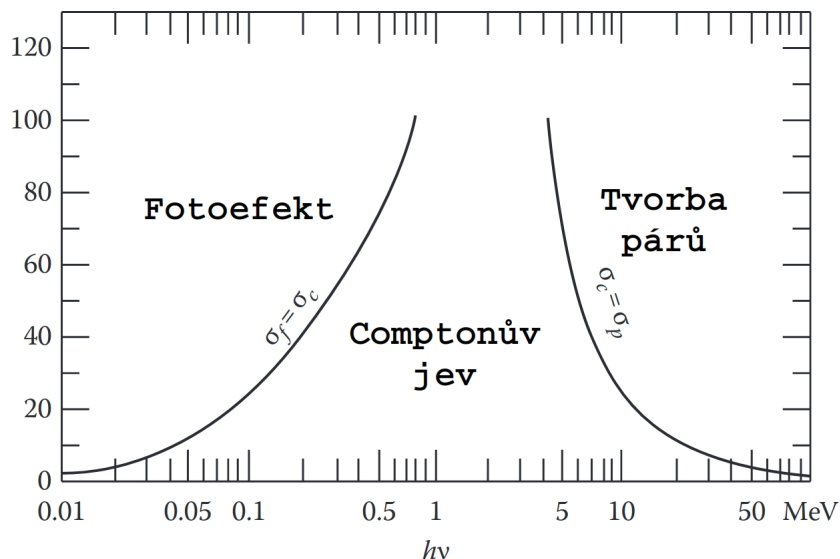
### 3.3 Fotony

Z hlediska ztráty energie hrají významnou roli u gama fotonů pouze tři procesy: fotoelektrická absorpce, Comptonův rozptyl a tvorba elektron-pozitronových párů.

Míra zastoupení těchto tří efektů je dána energií primárního fotonu a protonovým číslem materiálu, kterým prolétá. Pro energie  $\leq 100 \text{ keV}$  a vysoká protonová čísla (účinný průřez interakce je v tomto případě  $\propto Z^4$ ) převažuje fotoelektrický jev. V intervalu energií 100 keV až 4 MeV převládá Comptonův jev (dochází k interakci

s jednotlivými elektrony, proto je účinný průřez  $\propto Z$ ). Pro nejenergetičtější fotony nad 4 MeV převládá tvorba elektron-pozitronových párů, přičemž účinný průřez interakce je  $\propto Z^2$  [56].

Tyto procesy vedou na částečnou nebo úplnou ztrátu energie primárního fotonu na rozdíl od pomalejší, pozvolné ztráty energie, jedná-li se o primární nabitou částici. Na Obr. 3.3 vidíme účinný průřez jednotlivých jevů v závislosti na energii primárního fotonu a atomovém čísle ovlivněného atomu.



Obrázek 3.3: Účinný průřez interakce primárního fotonu s atomem v závislosti na protonovém čísle  $Z$  a energii fotonu  $h\nu$ . Převzato z [59], upraveno.

### 3.3.1 Fotoelektrická absorpce

V tomto procesu je celá energie primárního fotonu pohlcena absorpčním atomem a následně vyzářena pomocí energetického elektronu z jedné z jeho slupek. Energie fotoelektronu bude poté rovna

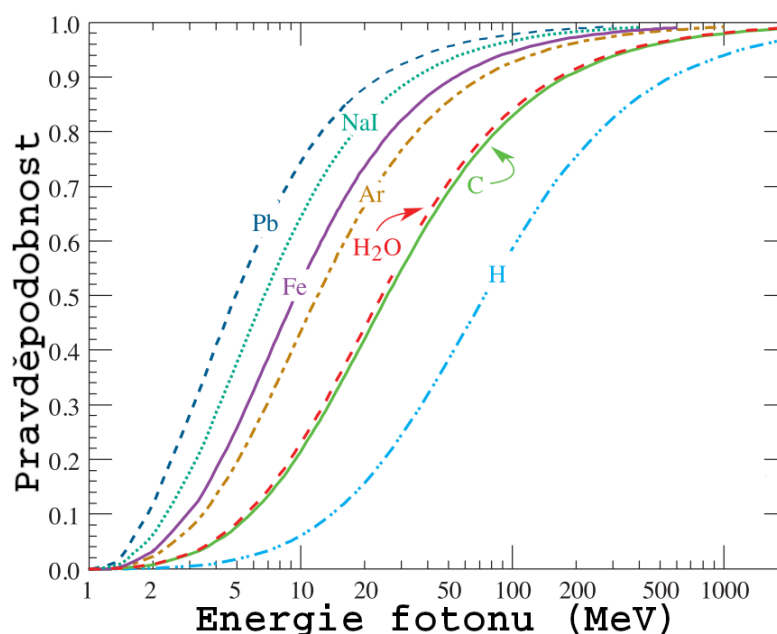
$$E_e = h\nu - E_b, \quad (3.11)$$

kde  $h$  je Planckova konstanta,  $\nu$  je frekvence primárního fotonu a  $E_b$  je vazebná energie, kterou měl elektron ve své původní slupce. Vyražením jednoho elektronu z obalu se z původně neutrálního atomu stává ionizovaný, který ovšem rychle absorbuje volný elektron z okolního prostředí nebo přeskupí elektrony z vyšších slupek tak, aby zaplnil vzniklou díru. Díky tomu může být jakožto doprovodný efekt vyzářen další foton, který je však obvykle fotoelektricky absorbován v některé ze vzdálenějších, méně energetických slupek. Jinou, méně pravděpodobnou, možností deexcitace je vyzáření Augerova elektronu.

Proces fotoelektrické absorpce je dominantní pro gama fotony o relativně nízkých energiích. Přibližné vyjádření pravděpodobnosti pohlcení gama fotonu skrze fotoelektrickou absorpci je dáno

$$\tau \approx c \cdot \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}}, \quad (3.12)$$

kde  $n \in (4, 5)$ . Ze silné závislosti na atomovém čísle absorpčního atomu  $Z$  je patrné, že materiály jako olovo ( $Z = 82$ ) budou velice účinné jako štíty proti gama záření [39].



Obrázek 3.4: Pravděpodobnost produkce  $e^+ - e^-$  páru v závislosti na počáteční energii gama fotonu a typu incidenčního atomu. Převzato z [54].

### 3.3.2 Comptonův rozptyl

Další možností, jak může gama foton ztratit energii je rozptyl na elektronu absorpčního atomu. Foton je při tomto procesu rozptýlen o úhel  $\theta$  oproti původnímu směru letu a předá část svojí energie elektronu, který byl původně podle předpokladů v klidu. Tento elektron se poté označuje za recoil elektron. K tomuto procesu dochází s největší pravděpodobností při energiích primárního fotonu od 100 keV do 4 MeV [56].

Ze zákonů zachování energie a hybnosti můžeme odvodit vztah mezi úhlem rozptylu fotonu a jeho předanou energií. Výsledný vztah je poté

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}, \quad (3.13)$$

kde  $\nu$  frekvence fotonu před rozptylem,  $\nu'$  je frekvence rozptýleného fotonu a  $\theta$  úhel, o který se vychýlil od původního směru. Z toho vidíme, že k největšímu přenosu energie dojde, pokud  $\theta = \pi$  a naopak k nejmenšímu pokud  $\theta \rightarrow 0$ .

### 3.3.3 Produkce $e^+ - e^-$ párů

Posledním typem interakce fotonu s látkou, při které dochází k signifikantní ztrátě energie, je tvorba  $e^+ - e^-$  párů. Tato interakce může probíhat až pro gama fotony od energie  $h\nu = 1,02$  MeV, což odpovídá dvojnásobku klidové energie elektronu. Dominantním jevem se poté stává od energie přibližně 4 MeV. Veškerá nadbytečná energie nad 1,02 MeV je přeměněna na kinetickou energii elektronu a pozitronu. Jelikož je pozitron rychle anihilován v látce, vyzáření dvou fotonů je obvykle doprovodným jevem této interakce. Na Obr. 3.4 vidíme pravděpodobnost, se kterou primární foton ztratí svou energii tvorbou elektron-pozitronového páru.



# Kapitola 4

## Vlivy záření na polovodičové struktury

Velkým problémem polovodičových struktur je jejich náchylnost na radiační poškození. Efekty, které vedou k radiačnímu poškození se dají rozdělit do dvou kategorií podle typu poškození způsobeného prolétající částicí, na ionizační poškození (IEL) a neionizační poškození (NIEL). Ukazuje se, že i defekty způsobené pouhým elektronovým bombardováním vytváří komplexní energetické spektrum v zakázané oblasti polovodičů.

### 4.1 Ionizační poškození

Ionizační poškození je způsobené volnými elektrony vypuzenými primární nabitou částicí. Tyto elektrony vytvářejí v materiálu elektron-děrové páry, které přispívají k tvorbě možných energetických hladin v zakázaném pásu polovodičů a izolantů, čímž ovlivňují jejich funkčnost. Z hlediska typu primární částice může docházet k ionizačnímu poškození v materiálu nabitými i nenabitými částicemi.

Prvním z procesů, ke kterému dochází při průletu primární nabitě částice látkou, je interakce s okolními atomy vedoucí k excitaci elektronů. Tento jev je zprostředkován Coulombickou interakcí. Účinný průřez této interakce lze vyjádřit jako

$$d\sigma = 2\pi \cdot \frac{e_0^4 z^2}{m_0 v^2} \cdot \frac{dE}{E^2}, \quad (4.1)$$

kde  $z$  a  $v$  jsou náboj a rychlost primární částice,  $e_0$  a  $m_0$  jsou elementární náboj a hmotnost elektronu a  $E$  je energie sekundárního elektronu, vyraženého primární částicí z atomu. Takto vyjádřený účinný průřez poté vede na tvar Bethe-Blochovy formule

$$\left\langle -\frac{dE}{dx} \right\rangle = 2\pi \frac{nz^2 e_0^4}{m_0 v^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_0 e^2 E_{max}}{I^2} \right) \right], \quad (4.2)$$

kde  $n$  je počet elektronů na  $\text{cm}^3$ ,  $E_{max}$  je maximální hodnota energie, přenesené z primární částice na sekundární elektron a  $I$  je průměrná hodnota ionizačního potenciálu ( $I \sim 13 \cdot Z$  eV, kde  $Z$  je protonové číslo příslušného atomu)[56].

V případě, že je primární částicí gama foton který nenesé náboj, interakce pomocí Coulombického pole neprobíhá. Místo toho dochází převážně k fotoelektrickému efektu, Comptonovu jevu a tvorbě elektron-pozitronových párů.

Posledním typem primární částice, který zde bude popsán, je neutron. Jelikož se jedná o nenabitou částici, k ionizačnímu poškození bude docházet až při druhotných procesech.

Jedním z nejdůležitějších procesů, ke kterému může docházet, je rozptyl primárního neutronu na jádře. Při každé srážce předá primární neutron v průměru energii o velikosti přibližně  $\frac{A}{(A+1)^2} \cdot E$  cílovému atomu, kde  $A$  je nukleonové číslo atomu a  $E$  je energie primárního neutronu. Tato předaná energie se projeví ve zpětné hybnosti cílového atomu. Tento typ procesu spotřebuje většinu energie na dislokaci atomu z atomové mřížky a obvykle se tedy nejedná o ionizační ztrátu energie.

Dalším procesem, ke kterému může docházet, je neelastický rozptyl primárního neutronu na jádře. Při tomto procesu dojde k excitaci cílového jádra, které následně vyzáří gama foton, který již bude přispívat k transienčním efektům způsobem, který byl popsán výše.

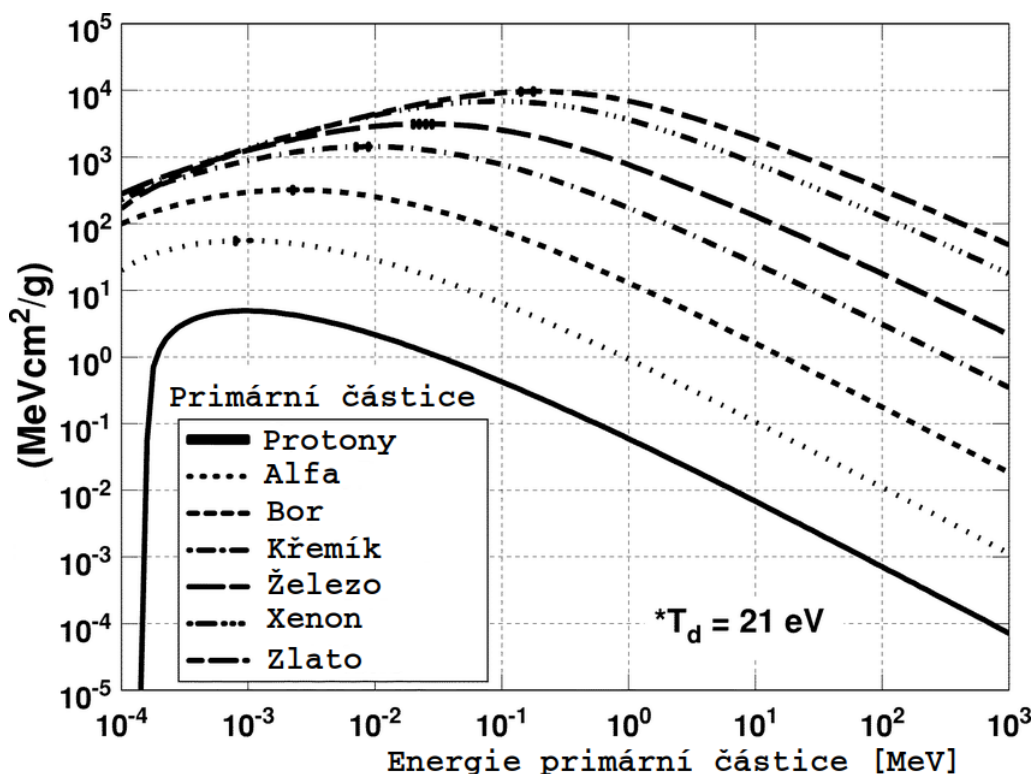
Energie volných elektronů vzniklých primární excitací silně závisí na jevu, při kterém vznikly. Jedná-li se o průchod primární nabitě částice, bude jejich energie přibližně rovna  $1/E^2$ . Vzniklé sekundární elektrony spustí lavinovou reakci, při které předávají svou energii stále většímu počtu volných elektronů. Výsledkem je velké množství málo energetických elektronů, které již nemohou svou energií excitovat další elektrony. Tyto elektrony postupně ztrácí svou energii vlivem elastických rozptylů až do chvíle, kdy dojde k rekombinaci s kladnými ionty.

V případě polovodičů je rychlost, s jakou k rekombinaci dochází, silně závislá také na množství a rozložení poruchových center, a proto je velmi obtížné ji explicitně spočítat předem. Tato centra mohou volný elektron zadržet až do chvíle, kdy dojde k rekombinaci s kladně nabitou dírou.

Průlet nabitě částice oxidem MOS tranzistoru, vytvoří elektron-děrové páry. Některé elektrony a díry ihned rekombinují (v závislosti na energii primární částice), jelikož však mají díry podstatně nižší mobilitu, zůstávají poměrně dlouhou dobu v blízkosti svého generačního centra. Když tyto volné díry dorazí na rozhraní Si-SiO<sub>2</sub>, část z nich je zachycena do hlubokých pastí (energetických stavů). V případě, že se jedná o tlustý gate oxid, způsobují tyto zachycené díry negativní posun prahového napětí na tranzistoru. V případě, že se jedná o velmi tenký oxid (přibližně do 6 nm), zachycené díry se zaplní volnými elektrony, které jsou schopny oxidem protunelovat. Díky tomu nedojde k tak výraznému posunu prahového napětí, ale místo toho se vytvářejí tzv. parazitické tranzistory, které zvyšují závěrný proudy a následně i příkon celého tranzistoru [57].

## 4.2 Neionizační poškození

Jak je z názvu patrné, u tohoto typu poškození dochází převážně k neionizační ztrátě energie (Non-Ionizing Energy Loss - NIEL). Jedná se o dislokaci jednotlivých atomů z materiálu vlivem srážky s primární částicí. Tento jev lze rozdělit na bodový defekt, při kterém je dislokován pouze jediný atom, a clusterový defekt, při kterém je dislokováno větší množství atomů ve vzájemné blízkosti. Prahová energie nutná k vyhození atomu z křemíkové mřížky je přibližně 25 eV. Bodový defekt může být způsoben primárním neutronem s energií nad 175 eV nebo elektronem s energií nad 260 keV. Spodní energetický limit pro vytvoření clusteru je přibližně 35 keV pro neutrony a 8 MeV pro elektrony [63]. Tím se stává část materiálu nepoužitelná [38]. Bylo ukázáno, že je-li primární částice proton nebo těžší ion, jsou množství a velikost těchto defektů nepřímo úměrné jejich energii. Naopak, jedná-li se o primární elektron, jsou množství a velikost defektů přímo úměrné jejich energii.



Obrázek 4.1: Porovnání NIEL ztrát v křemíku pro různé primární částice. Převzato z [68], upraveno.

Z porovnání teoreticky předpovězené hodnoty a změřené degradace lze říci, že u mnoha polovodičů je poškození způsobené dislokací atomů (NIEL) zcela dominantní, nicméně u některých materiálů teoretická předpověď selhává (například pro GaAs ozařované protony o energiích > 10 MeV) [60].

Energetické ztráty způsobené neionizujícím zářením lze spočítat pomocí vztahu

$$NIEL(E) = \frac{N_A}{A} \int_{T_d}^{T_{max}} Q(T) T \left( \frac{d\sigma}{dT} \right)_E dT, \quad (4.3)$$

kde  $N_A$  je Avogadrovo číslo,  $A$  je atomová hmotnost dislokovaného atomu,  $E$  je kinetická energie primární částice,  $T$  je kinetická energie přenesená na cílový atom,  $Q(T)$  je Lindhardova partiční funkce a  $d\sigma/dT$  je diferenciální účinný průřez interakce. Dolní mez integrálu prahové energie  $T_d$ , při které začíná docházet k dislokacím, horní mez je maximální možná hodnota přenesené energie  $T_{max}$  [60]. Lindhardova partiční funkce dává do poměru ztrátu energie způsobenou ionizací vůči celkové ztrátě energie primární částice.

Ukazuje se, že změna proudu  $\Delta I$ , způsobená neionizačním poškozením polovodiče, se dá dobře odhadnout, známe-li typ a tok částic, které poškození způsobují. Tato závislost se dá kvantifikovat jako

$$\frac{\Delta I}{V} = \alpha \cdot \Phi_{eq}, \quad (4.4)$$

kde  $V$  je objem, ve kterém dochází k poškození,  $\alpha$  je koeficient rychlosti poškozování a  $\Phi_{eq}$  je tok částic, normalizovaný na tok neutronů o energii 1 MeV.  $\Phi_{eq}$  lze přepsat na

$$\Phi_{eq} = \kappa \cdot \Phi_{tot}, \quad (4.5)$$

přičemž  $\Phi_{tot}$  je celkový tok částic, způsobující objemové poškození a  $\kappa$  je tzv. hardness faktor, popisující efektivitu částice s danou kinetickou energií způsobit NIEL poškození [60].

# Kapitola 5

## Experimentální měření radiační odolnosti monolitických křemíkových detektorů

Měření probíhalo za použití medicínského ozařovače Terabalt. Ozařovaly se detektory X-CHIP-02 a X-CHIP-03 zářičem  $^{60}\text{Co}$  s dávkovým příkonem  $16,2 \text{ Gy}\cdot\text{min}^{-1}$ . U X-CHIP-02 bylo cílem změřit IV charakteristiky testovacích struktur v závislosti na době ozařování a vliv annealingu, hodnoty temného proudu v jednotlivých strukturách a jejich prahové napětí. Posledním cílem bylo porovnat energetickou spotřebu mezi čipy X-CHIP-02 a X-CHIP-03 v závislosti na absorbované dávce záření.

### 5.1 Experimentální setup

Oba čipy byly ozařovány  $^{60}\text{Co}$  s energiemi gama záření 1,17 a 1,33 MeV. Celková absorbovaná dávka záření byla regulována vzdáleností zářiče od ozařovaných čipů. Pro zachování ekvilibria nabitých částic (CPE) byly oba čipy umístěny do Pb (1,5 mm)/Al (1 mm) obalu. Takovéto rozměry Pb/Al vrstvy zajišťují přibližné ekvilibrium nabitých částic pro křemík [69], což zajistí rovnoměrné ozáření v objemu čipu.

CPE nastává v případě, že množství nabitých částic vstupujících do objemu látky je stejné, jako množství nabitých částic, které z něj vystupují. V případě, že by CPE zajištěno nebylo, celková absorbovaná dávka záření v části čipu blíž k zářiči by byla nižší než dále v objemu vlivem postupného vytváření Comptonových elektronů.

Pro dosažení nejvýraznějších efektů ozařování byly čipy napájeny a na gate elektrody testovacích struktur tranzistoru na X-CHIP-02 bylo přivedeno kladné napětí. Energetická spotřeba byla u obou čipů měřena kontinuálně. Aby se zamezilo vytváření fotoproudů v testovacích strukturách, byl zářič během měření voltampérové charakteristiky vypnut. Při kontrole testovacích struktur před ozářeními se zjistilo, že 2 z 8 (konkrétně TS1 a TS5) byly pravděpodobně poškozeny a nefungují správně. Ostatní TS byly v pořádku. Pro určení efektů, jaké bude mít absorbovaná dávka zá-

ření na čipy bylo měření provedeno v semi-logaritmické stupnici. Konkrétní hodnoty jsou v Tab. 5.1.

Číslo měření	Doba ozáření	Dávka záření	Abs. dávka (integ.)
1	4 s	1,08 Gy	1,08 Gy
2	4 s	1,08 Gy	2,16 Gy
3	12 s	3,24 Gy	5,4 Gy
4	20 s	5,4 Gy	10,8 Gy
5	40 s	10,8 Gy	21,6 Gy
6	2 min	32,4 Gy	54 Gy
7	3 min 20 s	54 Gy	108 Gy
8	6 min 40 s	108 Gy	216 Gy
9	20 min	324 Gy	540 Gy
10	33 min 20 s	540 Gy	1080 Gy
11	33 min 20 s	540 Gy	1620 Gy
12	33 min 20 s	540 Gy	2160 Gy
13	1 h 40 min	1620 Gy	3780 Gy
14	1 h 40 min (+Ann.)	1620 Gy	5400 Gy
15	1 h 30 min	1458 Gy	6858 Gy
16	5 h 42 min	5540 Gy	12398 Gy
17	10 h 55 min	10611 Gy	23009 Gy
18	8 h	7776 Gy	30785 Gy
19	7 h 36 min	7387 Gy	38172 Gy
20	+1 h (Ann.)	0 Gy	38172 Gy
21	+3 h (Ann.)	0 Gy	38172 Gy
22	+5 h (Ann.)	0 Gy	38172 Gy
23	+9 h (Ann.)	0 Gy	38172 Gy
24	+12 h (Ann.)	0 Gy	38172 Gy
25	+18 h (Ann.)	0 Gy	38172 Gy
26	+19 h (Ann.)	0 Gy	38172 Gy

Tabulka 5.1: Hodnota dávkového příkonu byla  $16,2 \text{ Gy}\cdot\text{min}^{-1}$ . Ann. značí annealing, abs. dávka (integ.) znamená celková absorbovaná dávka od začátku ozařování. Mezi 14. a 15. měřeními došlo k výpadku řídicího počítače a v důsledku toho nastal po 14. měření neplánovaný 8 hodinový annealing. Po skončení ozařování (měření číslo 19) byly měřeny IV charakteristiky po annealingu v pokojové teplotě.

Pro zkrácení doby měření a minimalizaci vlivu annealingu bylo měření IV charakteristik v celém kombinatorickém prostoru  $V_{\text{DS}}$  a  $V_{\text{GS}}$  zredukováno na měření prahového napětí a měření na otevřených a zavřených tranzistorech.

Proměření IV charakteristik testovacích struktur probíhalo za hodnot  $V_{\text{DS}}$  od  $-0,2 \text{ V}$  po  $1,8 \text{ V}$  s pravidelným zvyšováním napětí o  $50 \text{ mV}$ . Hodnoty  $V_{\text{GS}}$  byly nastaveny na  $0, 0,1, 0,2$  a  $1,8 \text{ V}$ . Pro účely tohoto měření je tohle rozpětí hodnot  $V_{\text{GS}}$  dostatečné.

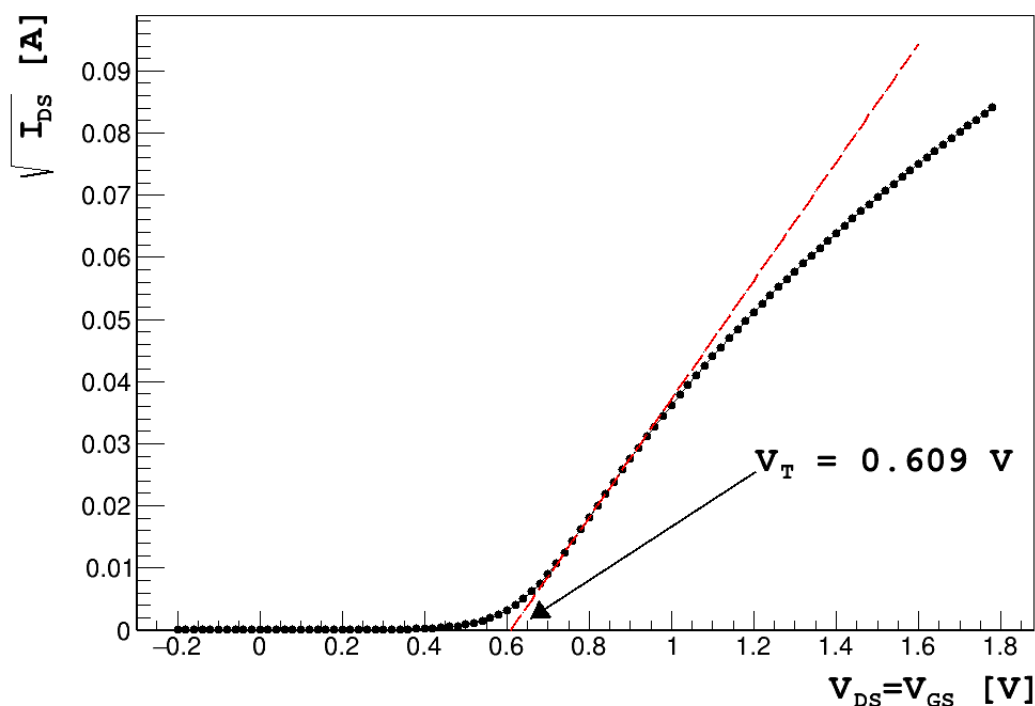
Pro zjištění prahového napětí  $V_{\text{T}}$  byly napětí  $V_{\text{GS}}=V_{\text{DS}}$  v rozpětí od  $-0,2$  do  $1,8 \text{ V}$  s kroky o velikosti  $20 \text{ mV}$ .

## 5.2 Analýza dat

### 5.2.1 Prahové napětí tranzistorů

Prahovým napětím je myšleno napětí na gate  $V_{GS}$ , při kterém začne procházet výraznější množství proudu z drain. Prahové napětí je důležitým parametrem MOSFET tranzistorů z několika důvodů. Slouží například jako efektivní ukazatel spolehlivosti tranzistoru, odolnosti vůči teplotě nebo radiačnímu poškození nebo degradace stářím. Pro jeho výpočet z voltampérové charakteristika tranzistoru existuje mnoho metod.

Metoda, která byla použita k výpočtu prahového napětí  $V_T$  v této práci se nazývá Metoda lineární extrapolace. Je založena na linearitě mezi  $I_{DS}^{1/2}$  a  $V_{GS}$  v saturační oblasti (ve které  $V_{DS} > V_{GS} - V_T$ ). Metoda spočívá v lineární extrapolaci křivky  $I_{DS}^{1/2} - V_{GS}$  v maximu její první derivace. V bodě, ve kterém daná extrapolace protne osu  $V_{GS}$  (tzn.  $I_{DS}^{1/2} = 0$ ) se nachází prahové napětí  $V_T$ . Ukázkou této metody lze vidět na Obr. 5.1. Mírně upravenou metodu lineární extrapolace lze použít i pro výpočet  $V_T$  z lineární oblasti křivky. Podrobnější informace o této a dalších metodách jsou k nalezení v [70] nebo v [71].

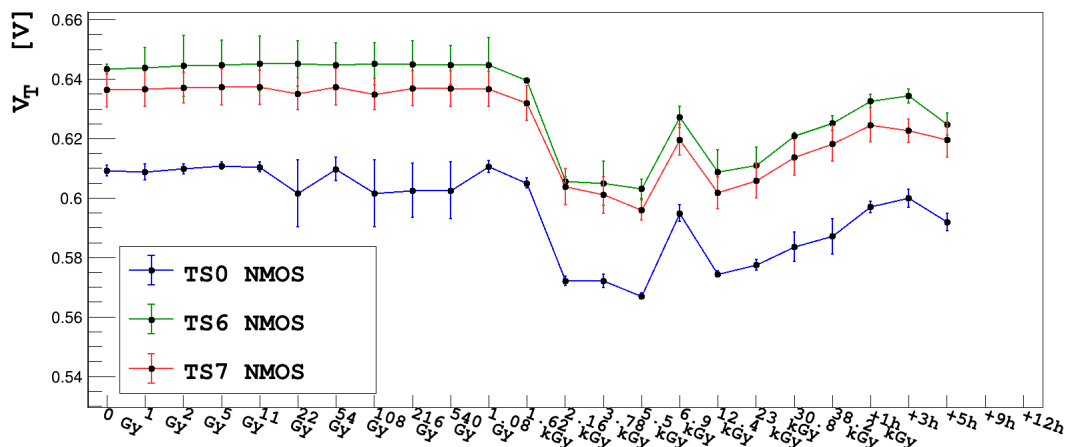


Obrázek 5.1: Ukázkou metody lineární extrapolace při výpočtu prahového napětí na testovací struktuře TS0 před začátkem ozařování. Červená přímka je tečnou v bodě nejvyšší první derivace křivky  $I_{DS}^{1/2} - V_{GS}$ ,  $V_T$  je touto metodou vypočítaná hodnota prahového napětí.

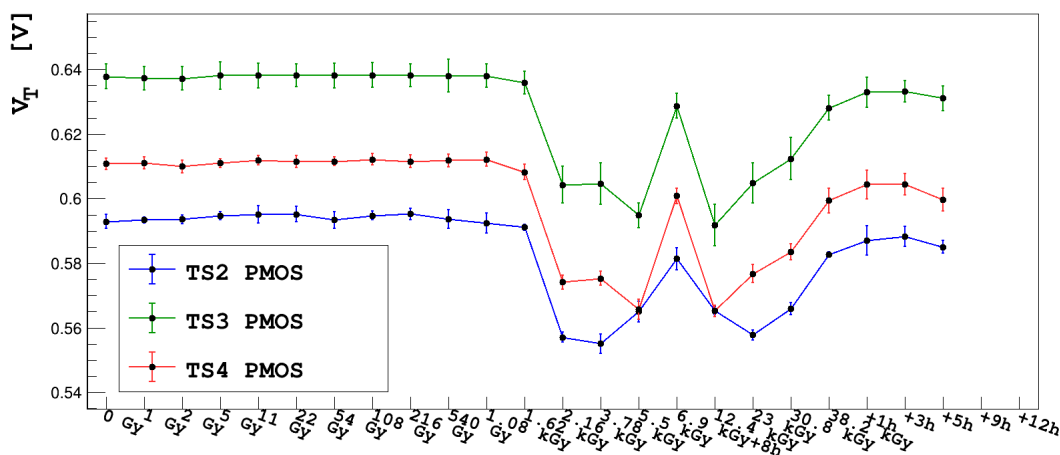
Vzájemné porovnání prahového napětí  $V_T$  na jednotlivých testovacích struktu-

rách lze vidět na Obr. 5.2 a na Obr. 5.3. Konkrétní parametry testovacích struktur jsou v Tab.2.2. U všech testovacích struktur je v hodnotě přijaté dávky 6.9 kGy vidět náhlý pík. Ten je způsoben selháním řídicího počítače během měření a následný neplánovaný 8 hodinový annealing.

Z měření je zřejmé, že vliv ozáření na prahové napětí tranzistorů je malý, což je v souladu s očekáváním.



Obrázek 5.2: Srovnání naměřených hodnot prahového napětí testovacích struktur typu NMOS v závislosti na celkové absorbované dávce a annealingu. Vyobrazené errorbary jsou důsledkem neurčitosti při fitování funkce.



Obrázek 5.3: Srovnání naměřených hodnot prahového napětí testovacích struktur typu PMOS v závislosti na celkové absorbované dávce a annealingu. Vyobrazené errorbary jsou důsledkem neurčitosti při fitování funkce.

### 5.3 Voltampérová charakteristika

V tomto měření bylo napětí  $V_{GS}$  na gate elektrodě konstantně nastaveno na dvě hodnoty 0 V a 1,8 V. Hodnoty absorbované dávky a časy, po kterých docházelo k



annealingu jsou popsány v Tab. 5.1. Hodnoty napětí  $V_{DS}$  na drain elektrodě byly v rozmezí od -0,2 V do 1,8 V s 50 mV přírůstky.

Voltampérové charakteristiky širokých testovacích struktur TS0 typu NMOS a TS2 typu PMOS v závislosti na celkové absorbované dávce záření a annealingu jsou k vidění na Obr. 5.4 a Obr. 5.6 pro napětí  $V_{GS}=0$  V, pro které se měřily temné proudy v testovacích strukturách a na Obr. 5.5 a Obr. 5.7 pro napětí  $V_{GS}=1,8$  V, pro které se zjišťovalo snížení proudu  $I_{DS}$ . IV charakteristiky ostatních testovacích struktur jsou v příloze A. Všechny hodnoty maxima proudu  $I_{DS}$ , které zde budou zmíněny nastaly při nastaveném maximálním napětí  $V_{DS}=1,8$  V.

Při nastaveném napětí na gate  $V_{GS}=0$  V, měly široké NMOS struktury TS0 a TS6 téměř totožný profil IV charakteristik. Maximum  $I_{DS} = 1,3 \cdot 10^{-10}$  A nastalo po celkové absorbované dávce 12,4 kGy. 19 hodinový annealing měl za následek snížení proudu na  $3 \cdot 10^{-11}$  A. Dlouhý NMOS tranzistor TS7 měl maximum při dávce 30,8 kGy s hodnotou  $I_{DS}=1,8 \cdot 10^{-11}$  A. Po 19 hodinovém annealingu došlo ke snížení proudu na  $1,5 \cdot 10^{-11}$  A.

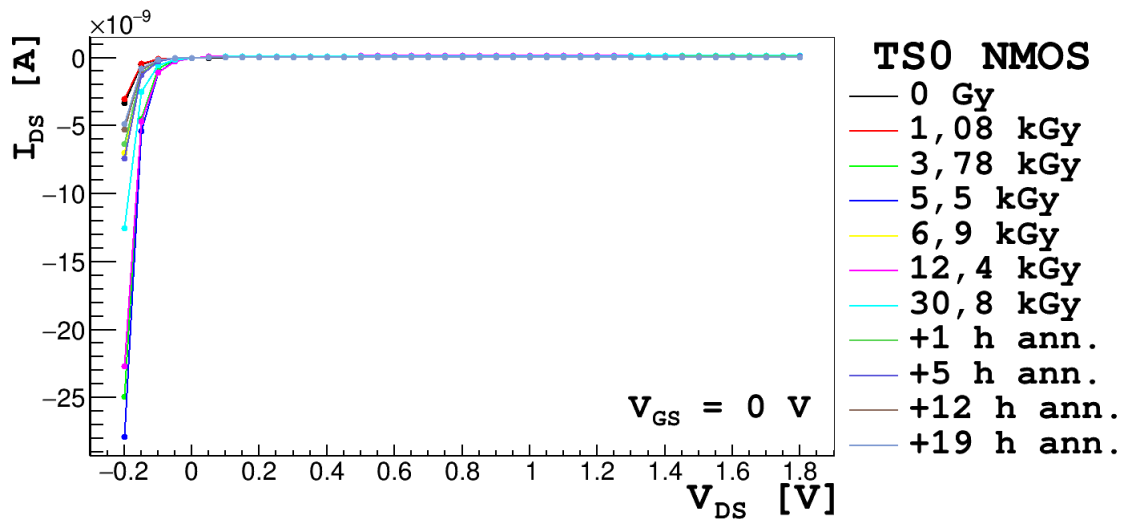
Široké PMOS struktury TS2 a TS4 měly také velmi podobný profil, kdy maxima proudu nastala přibližně při hodnotě absorbované dávky 12,4 kGy a 5,5 kGy. Jedná se o dvě hodnoty, protože mezi nimi při dávce 6,9 kGy došlo k neplánovanému 8 hodinovému annealingu. Hodnota maxim byla v případě TS2  $I_{DS}=5 \cdot 10^{-11}$  A a TS4  $I_{DS}=5,6 \cdot 10^{-11}$  A. Malá odlišnost pak byla v maximech proudu po 19 hodinovém annealingu, kdy testovací struktura TS2 měla maximum o velikosti  $2,8 \cdot 10^{-11}$  A a TS4  $3,4 \cdot 10^{-11}$  A. Dlouhá PMOS struktura TS3 měla maximální velikosti proudu  $I_{DS}=1,82 \cdot 10^{-11}$  A při 30,8 kGy a 19 hodinový annealing snížil jeho hodnotu na  $1,14 \cdot 10^{-11}$  A.

Při nastaveném gate napětí  $V_{GS}=1,8$  V došlo, podle očekávání, u všech testovacích struktur k velmi výraznému zvýšení hodnot protékajícího proudu  $I_{DS}$ . NMOS struktura TS0 měla maximum proudu  $7,24 \cdot 10^{-3}$  A při absorbované dávce 1,08 kGy. 19 hodinový annealing pouze nepatrně snížil hodnotu proudu na  $7,21 \cdot 10^{-3}$  A. NMOS struktura TS6 měla maximum proudu před začátkem ozařování (0 Gy) o hodnotě  $1,292 \cdot 10^{-2}$  A. Po 19 hodinách annealingu se hodnota proudu snížila na  $1,28 \cdot 10^{-2}$  A. NMOS struktura TS7 měla maximum při 1,08 kGy o velikosti proudu  $1,78 \cdot 10^{-5}$  A a po 19 hodinách annealingu klesla jeho hodnota na  $1,776 \cdot 10^{-5}$  A.

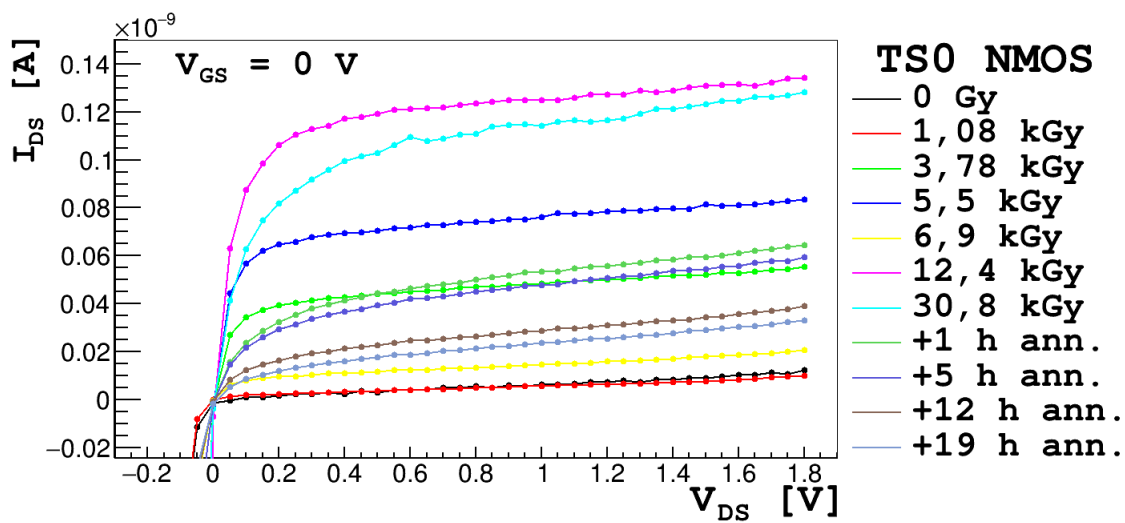
PMOS struktura TS2 měla maximum při dávce 1,24 kGy o velikosti proudu  $4,53 \cdot 10^{-3}$  A a po 19 hodinovém annealingu se velikost proudu snížila na  $4,4 \cdot 10^{-3}$  A. PMOS struktura TS3 měla maximum při dávce 12,4 kGy o velikosti proudu  $3,82 \cdot 10^{-6}$  A. 19 hodinový annealing měl za následek snížení velikosti proudu na hodnotu  $I_{DS}=3,6 \cdot 10^{-6}$  A. PMOS struktura TS4 měla také maximum při dávce 12,4 kGy o velikosti proudu  $6,67 \cdot 10^{-3}$  A a 19 hodinový annealing tuto hodnotu snížil na  $6,47 \cdot 10^{-3}$  A.

### 5.3.1 Měření temného proudu

Tohle měření charakterizuje závěrný (temný) proud tranzistoru po ozáření. Jeho zvětšení má vliv na zvýšení spotřeby čipu a změnu pracovních bodů mikroelektronických obvodů.

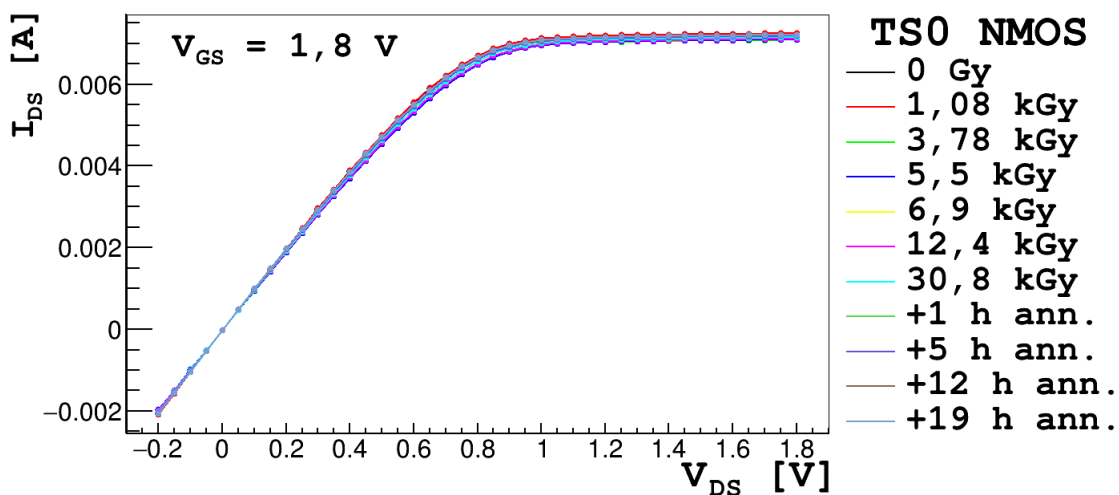


a) Celá proměřená IV charakteristika.

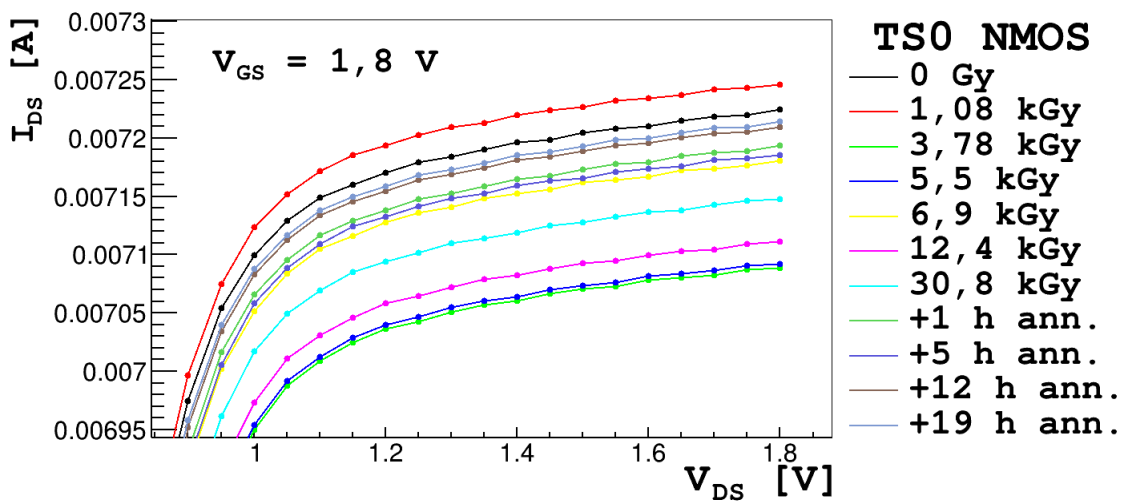


b) Přiblížení IV charakteristiky.

Obrázek 5.4: IV charakteristika širokého NMOS tranzistoru TS0, umístěného v HVP well v závislosti na celkové dávce záření a annealingu.  $V_{DS}$  bylo měněno od -0,2 V do 1,8 V v krocích po 50 mV,  $V_{GS}$  bylo konstantně nastaveno na 0 V.

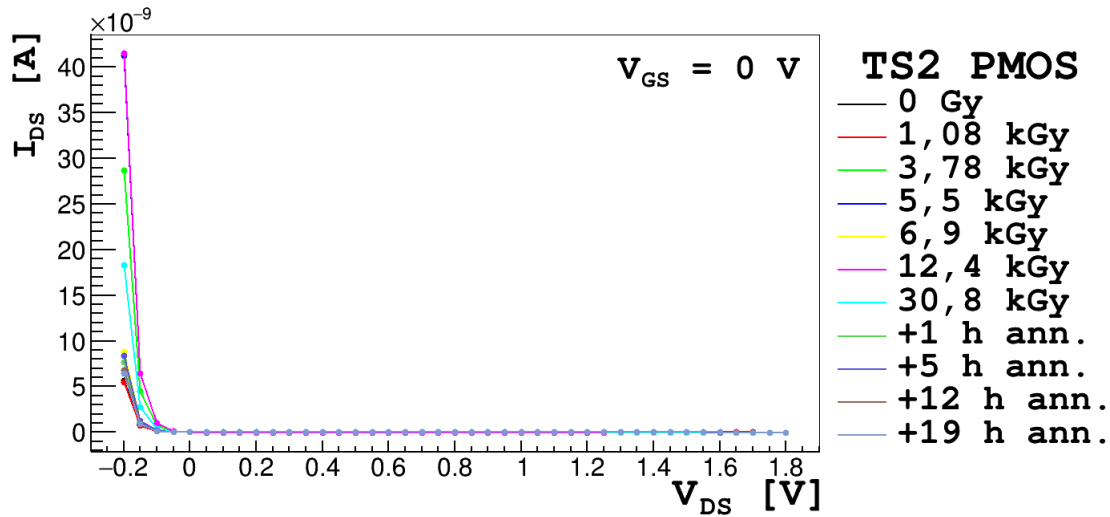


a) Celá proměřená IV charakteristika.

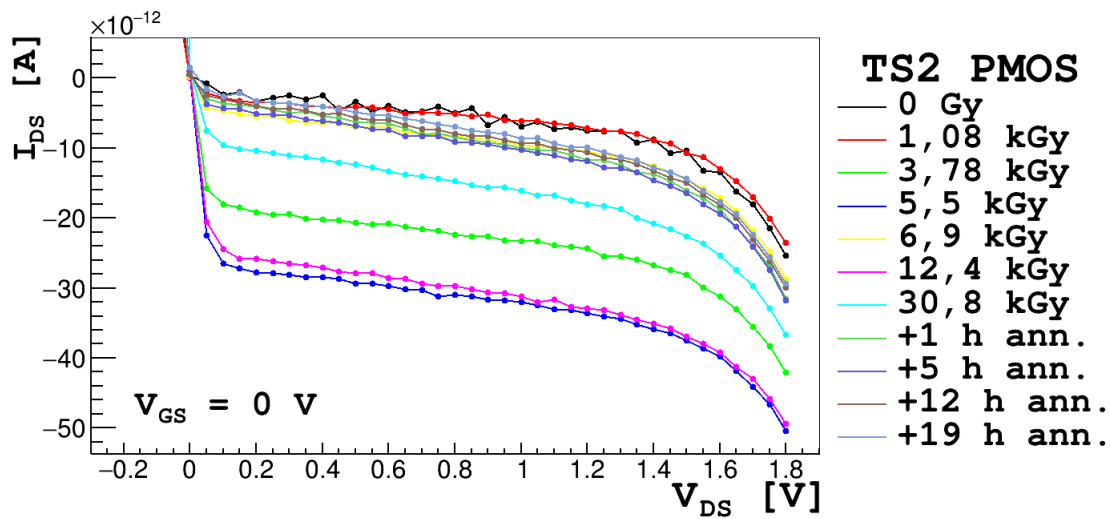


b) Přiblížení IV charakteristiky.

Obrázek 5.5: IV charakteristika širokého NMOS tranzistoru TS0, umístěného v HVP well v závislosti na celkové dávce záření a annealingu.  $V_{DS}$  bylo měněno od -0,2 V do 1,8 V v krocích po 50 mV,  $V_{GS}$  bylo konstantně nastaveno na 1,8 V.

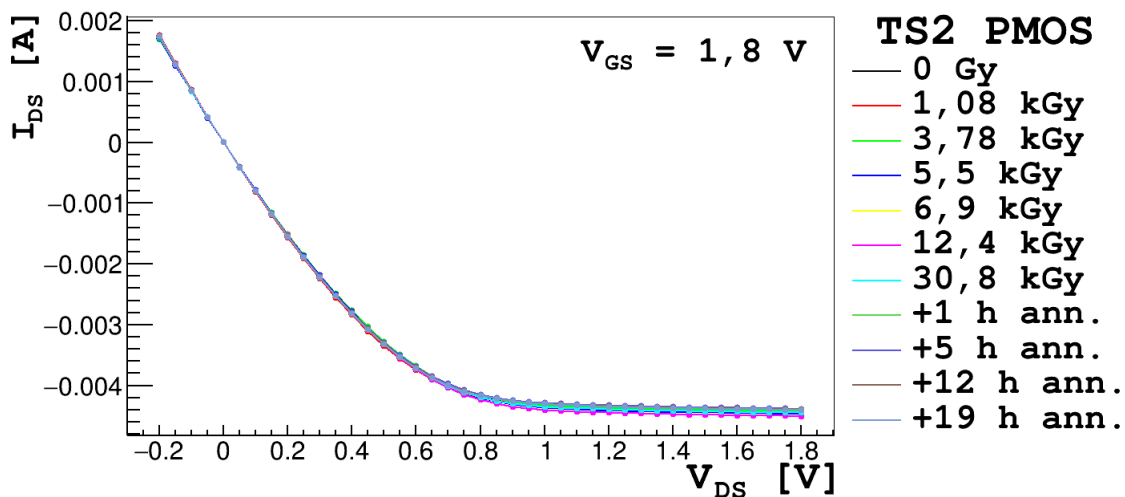


a) Celá proměřená IV charakteristika.

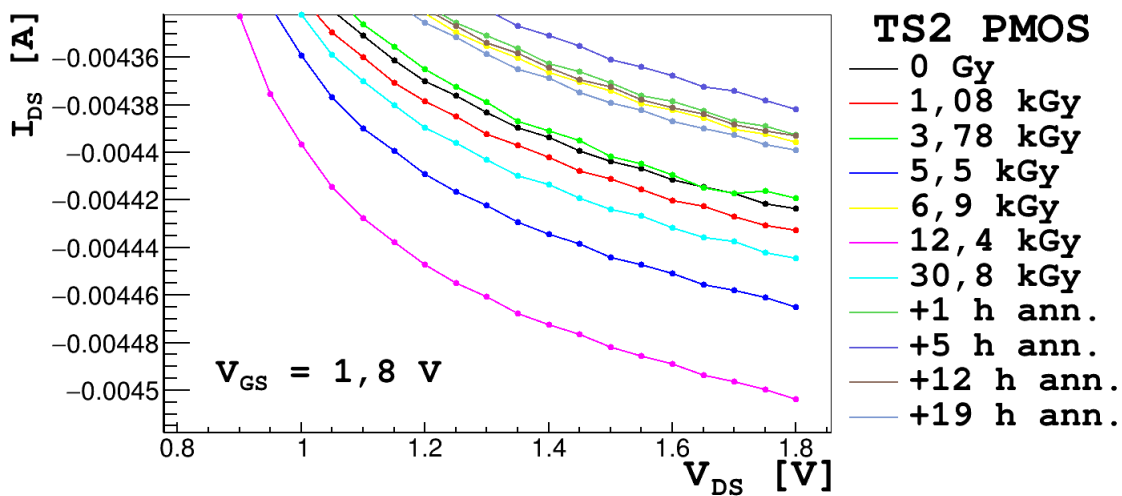


b) Přiblížení IV charakteristiky.

Obrázek 5.6: IV charakteristika širokého PMOS tranzistoru TS2, umístěného v HVP well v závislosti na celkové dávce záření a annealingu.  $V_{DS}$  bylo měněno od -0,2 V do 1,8 V v krocích po 50 mV,  $V_{GS}$  bylo konstantně nastaveno na 0 V.



a) Celá proměřená IV charakteristika.

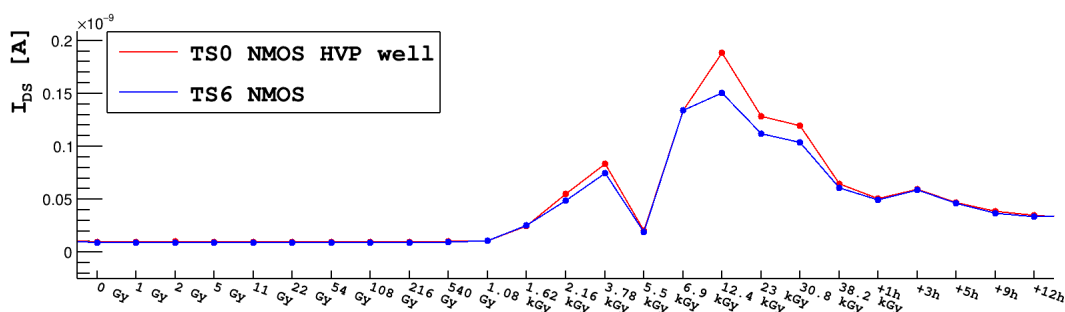


b) Přiblížení IV charakteristiky.

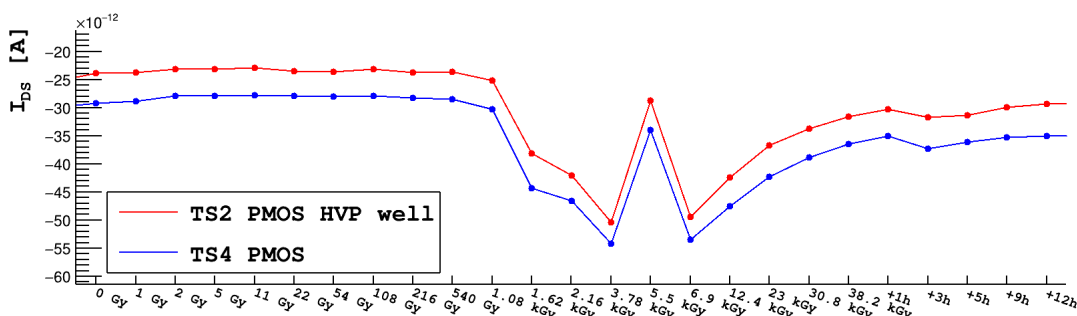
Obrázek 5.7: IV charakteristika širokého PMOS tranzistoru TS2, umístěného v HVP well v závislosti na celkové dávce záření a annealingu.  $V_{DS}$  bylo měněno od -0,2 V do 1,8 V v krocích po 50 mV,  $V_{GS}$  bylo konstantně nastaveno na 1,8 V.

Naměřené hodnoty temných proudů v závislosti na absorbované dávce a anealingu vidíme na Obr. 5.10 pro testovací struktury typu NMOS, pro které bylo napětí  $V_{GS}=0$  V a na Obr. 5.11 pro testovací struktury typu PMOS, pro které bylo napětí  $V_{GS}=1,8$  V. Nejvýraznější změna temného proudu byla u širokých NMOS tranzistorů TS0 (přibližně 17 násobné zvýšení) a TS6 (přibližně 15 násobné zvýšení) v hodnotě celkové přijaté dávky 23 kGy. U širokých PMOS tranzistorů došlo k podstatně méně výrazné změně velikosti temného proudu. Proud v TS2 se zvýšil přibližně 2 krát a v TS4 se zvýšil přibližně 1,8 krát. Tyto maximální hodnoty nastaly při hodnotách celkové přijaté dávky 5,5 kGy a 12,4 kGy oddělené 8 hodinovým anealingem. Oba dlouhé tranzistory TS7 typu NMOS a TS3 typu PMOS zaznamenaly asi 2,1 násobné zvýšení temného proudu při hodnotě celkové dávky 30,8 kGy.

Na Obr. 5.8 a Obr. 5.9 je porovnání příslušných testovacích struktur, jejichž veškeré parametry, až na umístění v HVP well, jsou stejné. Jde vidět, že umístění ve vysokonapěťové p-well nemá velký vliv na snížení temného proudu.



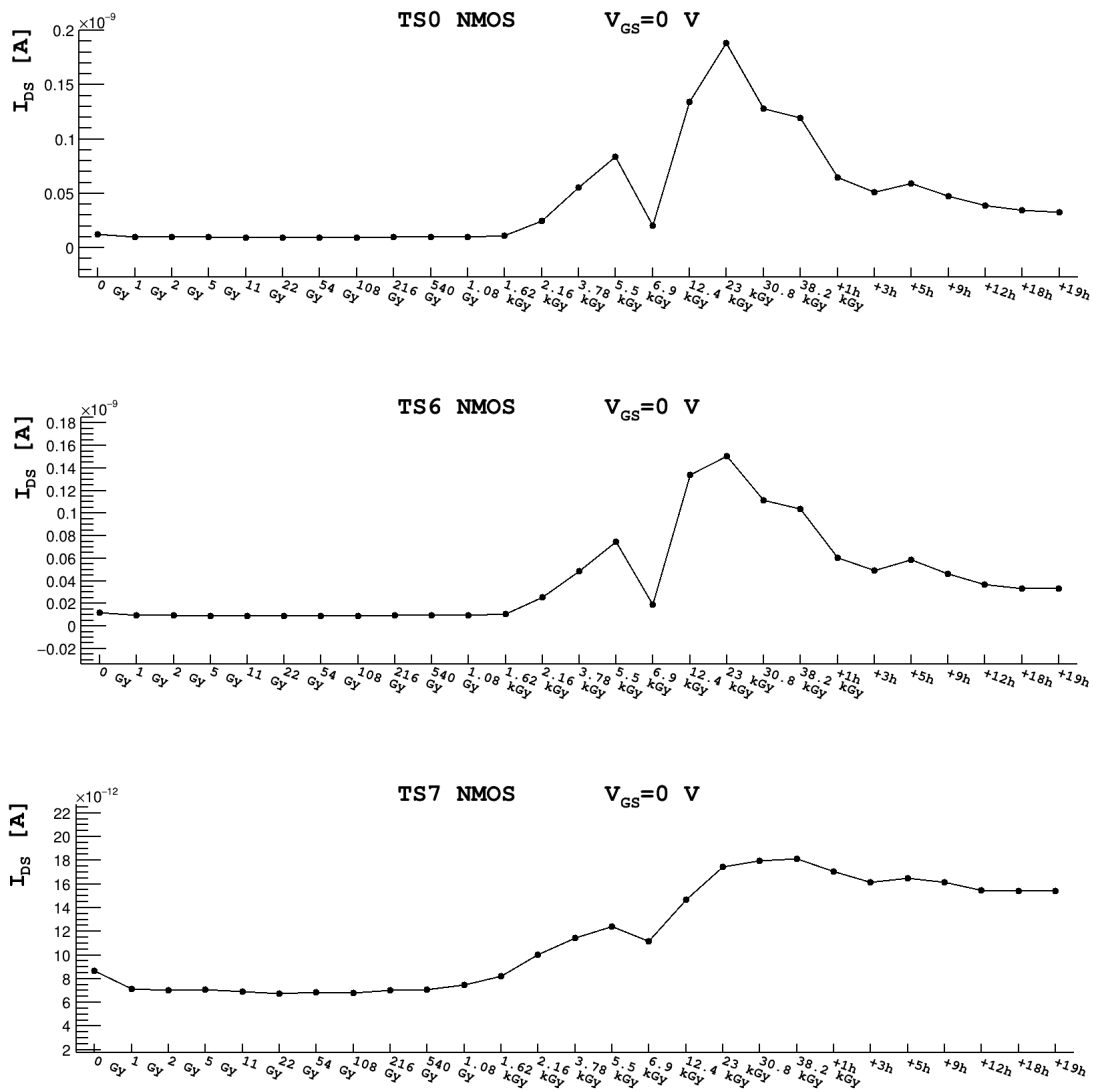
Obrázek 5.8: Porovnání změřených temných proudů v testovacích strukturách TS0 a TS7 typu NMOS. Jejich jediná (teoretická) odlišnost spočívá v umístění struktury TS0 v HVP well.



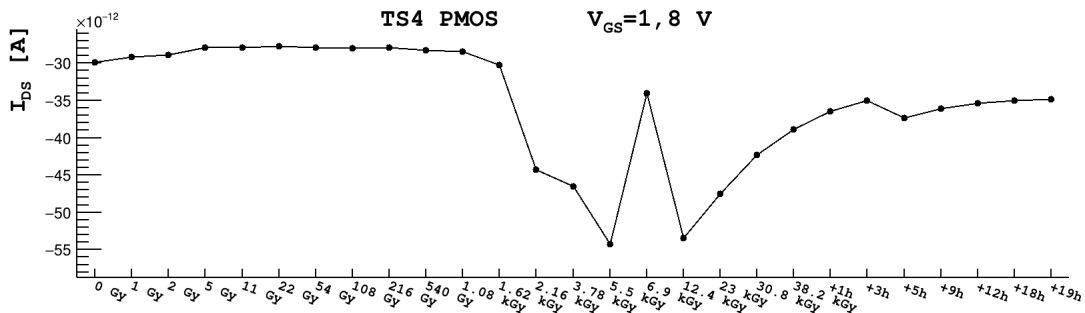
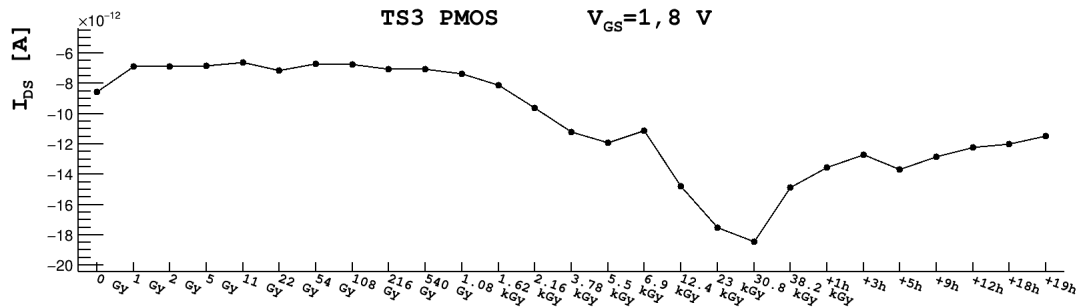
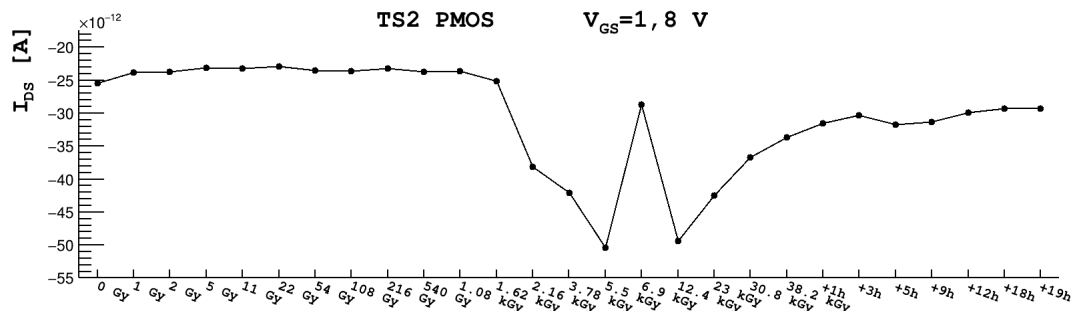
Obrázek 5.9: Porovnání změřených temných proudů v testovacích strukturách TS2 a TS4 typu PMOS. Jejich jediná (teoretická) odlišnost spočívá v umístění struktury TS2 v HVP well.

## 5.4 Energetická spotřeba X-CHIP-02 a X-CHIP-03

Byl měřen elektrický příkon čipů X-CHIP-02 a X-CHIP-03 pro integrální charakterizaci proudové spotřeby v závislosti na celkové absorbované dávce. X-CHIP-02 má



Obrázek 5.10: Měření temného proudu testovacích struktur typu NMOS v závislosti na absorbované dávce záření. Napětí  $V_{GS}$  bylo nastaveno na 0 V. Podrobnější informace o testovacích strukturách jsou k nalezení v Tab. 2.2.

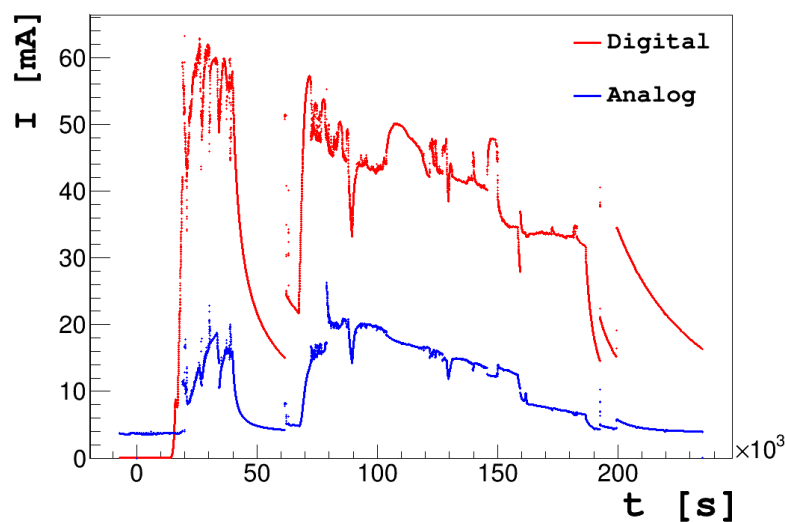


Obrázek 5.11: Měření temného proudu testovacích struktur typu PMOS v závislosti na absorbované dávce záření. Napětí  $V_{GS}$  bylo nastaveno na 1,8 V. Podrobnější informace o testovacích strukturách jsou k nalezení v Tab. 2.2.

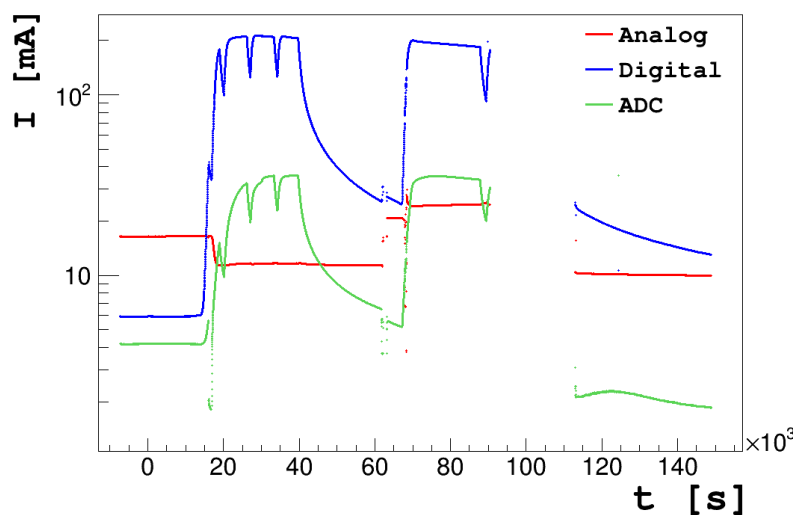


dvě napájecí domény, analogovou a digitální, zatímco X-CHIP-03 má 3, analogovou, digitální a ADC doménu. Na Obr. 5.12 vidíme energetickou spotřebu obou domén X-CHIP-02 v závislosti na době ozařování. Na Obr. 5.13 je energetická spotřeba domén X-CHIP-03. U obou čipů lze vidět bod prudkého nárůstu spotřeby digitální domény a ADC domény u X-CHIP-03 při absorbované dávce záření přibližně 1,6 kGy. Růst spotřeby se poté zastavil z důvodu proudového omezení napájecích zdrojů. Konkrétně se jednalo o 60 mA pro X-CHIP-02 a 220 mA pro X-CHIP-03. Poté, od času přibližně 40 000 sekund (11 hodin 20 minut), lze vidět rychlý úbytek spotřeby energie u obou čipů. K tomu došlo v důsledku 8 hodinového annealingu.

Nejrychleji rostl proud v digitální doméně proto, že digitální část čipu obsahuje velké množství tranzistorů s nejmenšími rozměry, jaké umožňuje daná technologie.



Obrázek 5.12: Energetická spotřeba X-CHIP-02 v závislosti na době ozařování  $^{60}\text{Co}$ .



Obrázek 5.13: Energetická spotřeba X-CHIP-03 v závislosti na době ozařování  $^{60}\text{Co}$ . Mezera v okolí času ozařování  $100 \times 10^3$  s je způsobena chybějícími daty.



# Závěr

Cílem této práce bylo otestovat radiační odolnost monolitických křemíkových detektorů X-CHIP-02 a X-CHIP-03, vyrobených pomocí 180 nm SoI-CMOS technologie, vyvinutých na FJFI ČVUT. Ozařovalo se medicínským ozařovačem Terabalt, gama zářením z  $^{60}\text{Co}$  s energiemi fotonů 1,17 MeV a 1,33 MeV a dávkovým příkonem  $16,2 \text{ Gy}\cdot\text{min}^{-1}$ . Hodnoty celkové absorbované dávky v každé fázi měření se řídily semilogaritmickou stupnicí tak, aby bylo proměřeno co nejširší spektrum. Z důvodu výpadku řídicího počítače během měření došlo mezi 14. a 15. měřením k neplánovanému 8 hodinovému annealingu. Celková hodnota absorbovaného záření oběma čipy byla 38,2 kGy. Měření probíhala i následujících 19 hodin po skončení ozařování, kvůli zjištění vlivu annealingu na všechny testované parametry obou čipů. Oba čipy byly umístěny do dvouvrstvého boxu s 1,5 mm vnějším pláštěm z olova a s 1 mm vnitřní vrstvou z hliníku. Tento obal byl nezbytný z důvodu zajištění přibližného ekvilibria nabitých částic, čímž se docílilo rovnoměrného ozáření čipů.

Na X-CHIP-02 bylo při návrhu umístěno 8 testovacích struktur, lišících se typem tranzistoru (NMOS/PMOS), velikostí kanálu mezi source a drain elektrodama a umístěním ve vysokonapěťové p-well (HVP). Bohužel byly dvě testovací struktury ještě před začátkem ozařování poškozeny a nebylo možné z nich získat žádná data.

Na testovacích strukturách X-CHIP-02 byla zjišťována voltampérová charakteristika v závislosti na celkové absorbované dávce záření. V případě, kdy na gate nebylo přivedeno žádné napětí, byl ve všech testovacích strukturách zaznamenán malý proud, maximálně do řádu desítek pA, který však znamenal výrazné zvýšení oproti stavu před ozařováním. 19 hodinový annealing měl v tomto případě poměrně výrazný vliv na výsledný procházející proud. Oproti maximu během ozařování se snížil procházející proud od přibližně 20% až po více než 400% v závislosti na dané testovací struktuře. Při nastavení napětí na gate elektrodě na maximální hodnotu 1,8 V, došlo u všech testovacích struktur pouze k malé změně (v řádu nejvýše jednotek procent) proudu oproti stavu před ozařováním a vliv annealingu byl minimální.

Dalším zjišťovaným parametrem testovacích struktur X-CHIP-02 byla změna velikosti prahového napětí v závislosti na absorbované dávce záření. Výpočet byl realizován metodou lineární extrapolace v saturační oblasti voltampérové charakteristiky. Naměřená variace u všech testovacích struktur byla menší než 5% a byl pozorován velmi rychlý annealing.

Dále byla zjišťována velikost temného proudu v testovacích strukturách X-CHIP-02. Nejvýraznější změna jeho velikosti byla u NMOS tranzistorů TS0 a TS6 s širokým kanálem, u kterých došlo k asi 15 násobnému zvýšení temného proudu při hodnotě

celkové absorbované dávky 23 kGy. Ostatní testovací struktury zaznamenaly pouze 2-3 násobné zvýšení velikosti temného proudu. Vliv umístění v HVP na snížení temného proudu byl nevýznamný.

Posledním parametrem který se měřil, byl elektrický příkon. Tohle měření proběhlo u X-CHIP-02 i X-CHIP-03. U obou došlo k exponenciálnímu zvýšení spotřeby energie digitální domény při hodnotě celkové absorbované dávky 1,6 kGy. Po vypnutí zdroje záření následoval rychlý annealing.

Tyto měření sloužily k charakterizaci zvolené polovodičové technologie a závěry měření byly využity pro návrh architektury a obvodových komponent pro novou generaci mikroelektronických detekčních čipů SpacePix2. Očekává se, že tyto čipy umožní kontinuální měření radiační situace na geostacionární orbitě po dobu minimálně 10 let. Čipy SpacePix2 v době psaní této práce přišly z výroby a v současné době probíhá jejich charakterizace.

# Literatura

- [1] Solar storm risk to the north American electric grid. Atmospheric and Environmental Research [online]. 2013 [cit. 2020-08-04]. Dostupné z: <https://www.google.com/url?sa=t&rct=j&q=&esrc=s&source=web&cd=&ved=2ahUKEwjXzuLd04HrAhWt3eAKHRfCC2AQFjACegQIAxAB&url=https/%3A%2F%2Fwww.lloyds.com%2F%2Fmedia%2F%2Flloyds%2Freports%2Femerging-risk-reports%2Fsolar-storm-risk-to-the-north-american-electric-grid.pdf&usg=AOvVaw0Hg4EvoNAgqpCKI0oteQHI>
- [2] MORIÑA, David, Isabel SERRA, Pedro PUIG a Álvaro CORRAL. Probability estimation of a Carrington-like geomagnetic storm. Scientific Reports [online]. 2019, 9(1) [cit. 2020-08-04]. DOI: 10.1038/s41598-019-38918-8. ISSN 2045-2322. Dostupné z: <http://www.nature.com/articles/s41598-019-38918-8>
- [3] MCELROY, Michael B. Ionosphere and magnetosphere. Encyclopaedia Britannica [online]. Encyclopædia Britannica, 2012 [cit. 2019-11-28]. Dostupné z: <https://www.britannica.com/science/ionosphere-and-magnetosphere>
- [4] Magnetosféra [online]. In: . [cit. 2019-11-28]. Dostupné z: <http://planety.astro.cz/zeme/1944-magnetosfera>
- [5] HAUSOEL, A. et al. Local magnetic moments in iron and nickel at ambient and Earth's core conditions. Nat Commun 8, 16062 (2017) doi:10.1038/ncomms16062
- [6] RAFFERTY, John P. Van Allen radiation belt. Encyclopædia Britannica [online]. 2018 [cit. 2019-11-29]. Dostupné z: <https://www.britannica.com/science/Van-Allen-radiation-belt>
- [7] The Van Allen belts. NASA/GSFC [online]. [cit. 2019-11-29]. Dostupné z: <https://image.gsfc.nasa.gov/poetry/tour/AAvan.html>
- [8] Van Allen radiation belts. In: Curiosity [online]. [cit. 2019-12-01]. Dostupné z: <https://curiosity.com/topics/the-south-atlantic-anomaly-is-the-bermuda-triangle-of-space-curiosity/>
- [9] SNOWDEN, Steven. South Atlantic anomaly. In: NASA/ROSAT [online]. [cit. 2019-12-01]. Dostupné z: [https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/gallery/misc\\_saad.html](https://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/rosat/gallery/misc_saad.html)

- [10] ANDERSON, P.C., F.J. RICH a Stanislav BORISOV. Mapping the South Atlantic Anomaly continuously over 27 years. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2018, 177, 237-246. DOI: 10.1016/j.jastp.2018.03.015. ISSN 13646826. Dostupné také z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1364682617303887>
- [11] NICK84. Solar Spectrum. In: Wikimedia [online]. 2013 [cit. 2019-12-01]. Dostupné z: [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Solar\\_spectrum\\_en.svg](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Solar_spectrum_en.svg)
- [12] KRANE, Kenneth S. a David HALLIDAY. *Introductory nuclear physics*. 2. New York: Wiley, c1987. ISBN 04-718-0553-X.
- [13] MITALAS, R. a K. R. SILLS. On the photon diffusion time scale for the sun. *The Astrophysical Journal*. 1992, 401(2.), 759-760. DOI: 10.1086/172103. ISSN 0004-637X. Dostupné také z: <http://adsabs.harvard.edu/doi/10.1086/172103>
- [14] JAFARI, Amir a Ethan VISHNIAC. Fundamental physics and solar flares. *ArXiv* [online]. 2019, , 1-10 [cit. 2019-12-05]. arXiv:1909.07325v2. Dostupné z: <https://arxiv.org/abs/1909.07325v2>
- [15] SIMNETT, G. M. The timing of relativistic proton acceleration in the 20 January 2005 flare. 2006, 445(2), 715-724. DOI: 10.1051/0004-6361:20053503. ISSN 0004-6361. Dostupné také z: <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361:20053503>
- [16] ZIRIN, Harold. *Astrophysics of the sun*. New York: Cambridge University Press, 1988. ISBN 05-213-1607-3.
- [17] CLIVER, E. W., J. FEYNMAN a H. B. GARRETT. An estimate of the maximum speed of the solar wind, 1938–1989. *Journal of Geophysical Research*. 1990, 95(A10). DOI: 10.1029/JA095iA10p17103. ISSN 0148-0227. Dostupné také z: <http://doi.wiley.com/10.1029/JA095iA10p17103>
- [18] NASA Video. SDO Spots X8.2-Class Solar Flare, Sept. 10, 2017 [online]. [cit. 2020-02-23]. Dostupné z: <https://www.youtube.com/watch?v=ybfAvEVpBMo>
- [19] SOHO (ESA & NASA). Blasting CME [online]. [cit. 2020-02-23]. Dostupné z: <https://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery/images/suncombo2.html>
- [20] Solar Energetic Particles. Nasa.gov [online]. [cit. 2020-07-17]. Dostupné z: [https://ccmc.gsfc.nasa.gov/RoR\\_WWW/SWREDI/2014/SEP\\_YZheng\\_20140602.pdf](https://ccmc.gsfc.nasa.gov/RoR_WWW/SWREDI/2014/SEP_YZheng_20140602.pdf)
- [21] REAMES, Donald V. Solar energetic particles: A paradigm shift. *Reviews of Geophysics*. 1995, 33. DOI: 10.1029/95RG00188. ISSN 8755-1209. Dostupné také z: <http://doi.wiley.com/10.1029/95RG00188>
- [22] REAMES, Donald V. What Are the Sources of Solar Energetic Particles? Element Abundances and Source Plasma Temperatures. *Space Science Reviews*. 2015, 194(1-4), 303-327. DOI: 10.1007/s11214-015-0210-7. ISSN 0038-6308. Dostupné také z: <http://link.springer.com/10.1007/s11214-015-0210-7>

- [23] REAMES, Donald V. Solar Energetic Particles. Springer Nature, 2017. ISBN 978-3-319-50870-2.
- [24] Coronal mass ejections. Coronal weather report [online]. Berkeley, University of California [cit. 2020-02-23]. Dostupné z: <http://cse.ssl.berkeley.edu/coronalweather/CMEsFlares/page3.html>
- [25] CASTELLINA, A a F DONATO. Astrophysics of galactic charged cosmic rays. Arxiv [online]. 2011, , 1-60 [cit. 2020-07-17]. Dostupné z: <https://arxiv.org/abs/1110.2981>.
- [26] BEATTY, James J. a Stefan WESTERHOFF. The Highest-Energy Cosmic Rays. Annual Review of Nuclear and Particle Science [online]. 2009, 59(1), 319-345 [cit. 2020-07-17]. DOI: 10.1146/annurev.nucl.58.110707.171154. ISSN 0163-8998. Dostupné z: <http://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev.nucl.58.110707.171154>
- [27] AMATO, Elena. The origin of galactic cosmic rays. ArXiv [online]. 2014, 1-43 [cit. 2020-07-22]. Dostupné z: <https://arxiv.org/abs/1406.7714>
- [28] BLASI, P. COSMIC RAY ACCELERATION IN SUPERNOVA REMNANTS. Cosmic Rays for Particle and Astroparticle Physics [online]. WORLD SCIENTIFIC, 2011, 2011-06-21, , 493-506 [cit. 2020-07-23]. DOI: 10.1142/9789814329033\_0061. ISBN 978-981-4329-02-6. Dostupné z: [http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789814329033\\_0061](http://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/9789814329033_0061)
- [29] Active Galactic Nuclei. Encyclopædia Britannica [online]. Encyclopædia Britannica, 2019 [cit. 2020-07-23]. Dostupné z: <https://www.britannica.com/science/active-galactic-nucleus>
- [30] RIEGER, Frank M. Cosmic Ray Acceleration in Active Galactic Nuclei - On Centaurus A as a possible UHECR Source. ArXiv [online], 2009, 1-8 [cit. 2020-07-24]. Dostupné z: <https://arxiv.org/abs/0911.4004>
- [31] BIRD, D. J., S. C. CORBATO, H. Y. DAI, et al. Detection of a cosmic ray with measured energy well beyond the expected spectral cutoff due to cosmic microwave radiation. The Astrophysical Journal [online]. 1995, 441 [cit. 2020-07-24]. DOI: 10.1086/175344. ISSN 0004-637X. Dostupné z: <http://adsabs.harvard.edu/doi/10.1086/175344>
- [32] HUBBLE HERITAGE TEAM (AURA/STSCI/NASA/ESA). NGC 7742. In: SpaceTelescope [online]. 1998 [cit. 2020-07-24]. Dostupné z: <https://www.spacetelescope.org/images/opo9828a/>
- [33] DEMBINSKI, Hans, Ralph ENGEL, Anatoli FEDYNITCH, Thomas GAISER, Felix RIEHN a Todor STANEV. Data-driven model of the cosmic-ray flux and mass composition from 10 GeV to 1011 GeV. ArXiv [online]. 2017, 1-8 [cit. 2020-07-24]. Dostupné z: <https://arxiv.org/abs/1711.11432>

- [34] THOUDAM, S., J. P. RACHEN, A. VAN VLIET, A. ACHTERBERG, S. BUTINK, H. FALCKE a J. R. HÖRANDEL. Cosmic-ray energy spectrum and composition up to the ankle: the case for a second Galactic component [online]. 2016, 595 [cit. 2020-07-24]. DOI: 10.1051/0004-6361/201628894. ISSN 0004-6361. Dostupné z: <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/201628894>
- [35] WILLIAMS, D. J. a C. O. BOSTROM. The Earth's Albedo Neutron Flux. APL Technical Digest. 1964, 3.(4.), 14-21.
- [36] HESS, W. N., E. H. CANFIELD a R. E. LINGENFELTER. Cosmic-ray neutron demography. Journal of Geophysical Research. 1961, 66(3), 665-677. DOI: 10.1029/JZ066i003p00665. ISSN 01480227. Dostupné také z: <http://doi.wiley.com/10.1029/JZ066i003p00665>
- [37] AULANIER, G., M. JANVIER a B. SCHMIEDER. The standard flare model in three dimensions [online]. 2012, 543 [cit. 2019-12-05]. DOI: 10.1051/0004-6361/201219311. ISSN 0004-6361. Dostupné z: <http://www.aanda.org/10.1051/0004-6361/201219311>
- [38] AHMED, Syed Naeem. Physics and engineering of radiation detection. Boston: Academic Press, 2007. ISBN 978-0-12-045581-2.
- [39] KNOLL, Glenn F. Radiation detection and measurement. 3rd ed. New York: Wiley, c2000. ISBN 04-710-7338-5.
- [40] LUTZ, Gerhard. Semiconductor radiation detectors: device physics. New York: Springer, 1999. ISBN 35-406-4859-3.
- [41] KUDELA, Karel. On energetic particles in space. Acta physica slovacica. 2009, -(5), 539-.
- [42] HENNIG, Markus. Dotování. In: Wikipedia: the free encyclopedia [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2006 [cit. 2019-04-13]. Dostupné z: <https://cs.wikipedia.org/wiki/Dotov%C3%A1n%C3%AD>
- [43] ZAVALIJ, Peter. Properties, Sources, and Detection of Radiation. Fundamentals of Powder Diffraction and Structural Characterization of Materials. Boston, MA: Springer US, 2009, , 107-132. DOI: 10.1007/978-0-387-09579-0\_6. ISBN 978-0-387-09578-3. Dostupné také z: [http://link.springer.com/10.1007/978-0-387-09579-0\\_6](http://link.springer.com/10.1007/978-0-387-09579-0_6)
- [44] SHOCKLEY, William. The Theory of p-n Junctions in Semiconductors and p-n Junction Transistors. The Bell System technical journal. 1949, (28), 435-489.
- [45] KENNEY, Christopher J., Sherwood I. PARKER, Vincent Z. PETERSON, Walter J. SNOEYS, James D. PLUMMER a CHYE HUAT AW. A prototype monolithic pixel detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 1994, 342(1), 59-77. DOI: 10.1016/0168-9002(94)91411-7. ISSN 01689002. Dostupné také z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0168900294914117>



- [46] SNOEYS, W. Monolithic pixel detectors for high energy physics. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2013, 731, 125-130. DOI: 10.1016/j.nima.2013.05.073. ISSN 01689002. Dostupné také z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900213006840>
- [47] TURCHETTA, R., CMOS Monolithic Active Pixel Sensors (MAPS) for future vertex detectors. SNIC Symposium [online], 2006, [cit. 2019-05-11]. Dostupné z: <http://www.slac.stanford.edu/econf/C0604032/papers/0006.PDF>
- [48] SCHOISWOHL, J. Linear Mode Operation and Safe Operating Diagram of Power-MOSFETs [online]. Mnichov, Německo: Infineon Technologies, 2017 [cit. 2020-08-02]. Dostupné z: [https://www.infineon.com/dgdl/Infineon-ApplicationNote\\_Linear\\_Mode\\_Operation\\_Safe\\_Operation\\_Diagram\\_MOSFETs-AN-v01\\_00-EN.pdf?fileId=db3a30433e30e4bf013e3646e9381200](https://www.infineon.com/dgdl/Infineon-ApplicationNote_Linear_Mode_Operation_Safe_Operation_Diagram_MOSFETs-AN-v01_00-EN.pdf?fileId=db3a30433e30e4bf013e3646e9381200)
- [49] MISRA, Veena a Mehmet C. ÖZTÜRK. Field Effect Transistors. CHEN, WAI-KAI. The electrical Engineering Handbook [online]. Academic Press, 2005 [cit. 2020-08-02]. ISBN 978-0-12-170960-0. Dostupné z: <https://www.sciencedirect.com/topics/computer-science/saturation-region>
- [50] CONTIN, Giacomo, Leo GREINER, Joachim SCHAMBACH, et al. The STAR MAPS-based PiXeL detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2018, 907, 60-80. DOI: 10.1016/j.nima.2018.03.003. ISSN 01689002. Dostupné také z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900218303206>
- [51] HAVRÁNEK, Miroslav. Design documentation of the integrated circuit X-CHIP-02. 2016.
- [52] HAVRÁNEK, M., et. al. X-CHIP-03: SOI MAPS radiation sensor with hit-counting and ADC mode [online]. Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., 2018 [cit. 2020-08-06]. ISBN 978-1-5386-8494-8. ISSN 2577-0829.
- [53] HAVRÁNEK, Miroslav. Design documentation of the integrated circuit X-CHIP-03. 2020.
- [54] P.A. Zyla, et al. (Particle Data Group), to be published in Prog. Theor. Exp. Phys. 2020, 083C01 (2020), Dostupné také z: <http://pdg.lbl.gov/2020/reviews/rpp2020-rev-passage-particles-matter.pdf>
- [55] TSAI, Yung-Su. Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. Reviews of Modern Physics. 1974, 46(4), 815-851. DOI: 10.1103/RevModPhys.46.815. ISSN 0034-6861. Dostupné také z: <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.46.815>
- [56] van Lint, V. A. J., "Mechanisms of Transient Radiation Effects,"v IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 10, no. 5, pp. 11-19, Nov. 1963.

- [57] OLDHAM, Timothy R. Basic Mechanisms of TID and DDD Response in MOS and Bipolar Microelectronics. NASA Goddard [online]. Radiation Effects and Analysis Group, 2011 [cit. 2020-08-06]. Dostupné z: [https://nepp.nasa.gov/files/25337/Oldham\\_NSREC2011SC.pdf](https://nepp.nasa.gov/files/25337/Oldham_NSREC2011SC.pdf)
- [58] VAVILOV, V. S. a N. A. UKHIN. Radiation effects in semiconductors and semiconductor devices. New York: Consultants Bureau, 1977. ISBN 978-1-4684-9071-8.
- [59] KHARISOV, Boris a Oxana KHARISSOVA. Main Ionizing Radiation Types and Their Interaction with Matter. Research Gate [online]. 2013 [cit. 2020-05-03]. Dostupné z: [https://www.researchgate.net/publication/262450988\\_Main\\_Ionizing\\_Radiation\\_Types\\_and\\_Their\\_Interaction\\_with\\_Matter](https://www.researchgate.net/publication/262450988_Main_Ionizing_Radiation_Types_and_Their_Interaction_with_Matter)
- [60] EL ALLAM, E, C INGUIMBERT, S ADDARKAOUI, A MEULENBERG, A JORIO a I ZORKANI. NIEL calculations for estimating the displacement damage introduced in GaAs irradiated with charged particles. IOP Conference Series: Materials Science and Engineering [online]. 2017, 186 [cit. 2020-05-04]. DOI: 10.1088/1757-899X/186/1/012005. ISSN 1757-8981. Dostupné z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1757-899X/186/1/012005>
- [61] DE BOER, Wim, et al. Radiation hardness of diamond and silicon sensors compared. ArXiv [online]. 2007 [cit. 2020-05-04]. Dostupné z: <https://arxiv.org/pdf/0705.0171.pdf>
- [62] TRACHENKO, K., M. T. DOVE, E. K. H. SALJE, I. TODOROV, W. SMITH, M. PRUNEDA a E. ARTACHO. Radiation damage in the bulk and at the surface. Molecular Simulation [online]. 2005, 31(5), 355-359 [cit. 2020-05-10]. DOI: 10.1080/08927020500066825. ISSN 0892-7022. Dostupné z: <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/08927020500066825>
- [63] LINDSTRÖM, Gunnar. Radiation damage in silicon detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment [online]. 2003, 512(1-2), 30-43 [cit. 2020-05-10]. DOI: 10.1016/S0168-9002(03)01874-6. ISSN 01689002. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0168900203018746>
- [64] SUZUKI, Kunihiro. Bipolar Transistor and MOSFET Device Models. Sharjah, UAE: Bentham Science Publishers, 2016. ISBN 978-1-68108-262-2.
- [65] MITCHELL, J. P. a D. K. WILSON. Surface Effects of Radiation on Semiconductor Devices. THE BELL SYSTEM TECHNICAL JOURNAL. 1967, 46(1).
- [66] AUSMAN, G. A. a F. B. MCLEAN. Electron hole pair creation energy in SiO<sub>2</sub>. Applied Physics Letters. 1975, 26(4), 173-175. DOI: 10.1063/1.88104. ISSN 0003-6951. Dostupné také z: <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.88104>
- [67] LINDSTRÖM, Gunnar. Radiation Damage in Silicon Detectors. Arxiv.org [online]. 2002 [cit. 2020-05-28]. Dostupné z: <https://arxiv.org/ftp/physics/papers/0211/0211118.pdf>

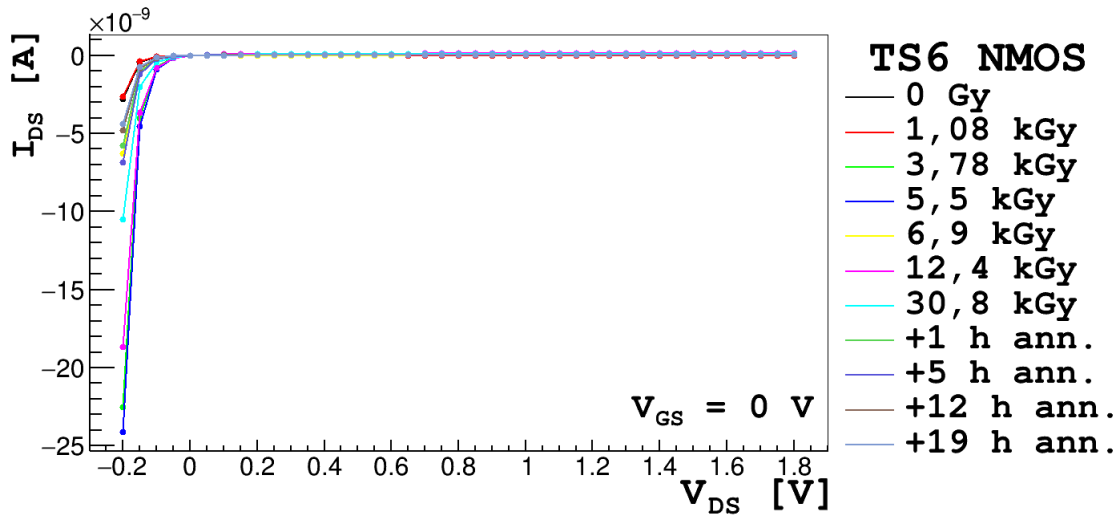
- [68] MESSENGER, S.R., E.A. BURKE, M.A. XAPSOS, G.P. SUMMERS, R.J. WALTERS, INSOO JUN a T. JORDAN. Niel for heavy ions: an analytical approach. IEEE Transactions on Nuclear Science [online]. 2003, 50(6), 1919-1923 [cit. 2020-07-26]. DOI: 10.1109/TNS.2003.820762. ISSN 0018-9499. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/1263821/>
- [69] TOTAL DOSE STEADY-STATE IRRADIATION TEST METHOD. ESA [online]. 2016, ESCC Basic Specification(22900) [cit. 2020-08-02]. Dostupné z: <http://escies.org/escs-specs/published/22900.pdf>
- [70] ORTIZ-CONDE, Adelmo, Francisco J. GARCÍA-SÁNCHEZ, Juan MUCI, Alberto TERÁN BARRIOS, Juin J. LIOU a Ching-Sung HO. Revisiting MOSFET threshold voltage extraction methods. Microelectronics Reliability [online]. 2013, 53(1), 90-104 [cit. 2020-08-02]. DOI: 10.1016/j.microrel.2012.09.015. ISSN 00262714. Dostupné z: <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0026271412004684>
- [71] DOBRESCU, L., M. PETROV, D. DOBRESCU a C. RAVARIU. Threshold voltage extraction methods for MOS transistors. 2000 International Semiconductor Conference. 23rd Edition. CAS 2000 Proceedings (Cat. No.00TH8486) [online]. IEEE, 2000, , 371-374 [cit. 2020-08-02]. DOI: 10.1109/SMICND.2000.890257. ISBN 0-7803-5885-6. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/890257/>



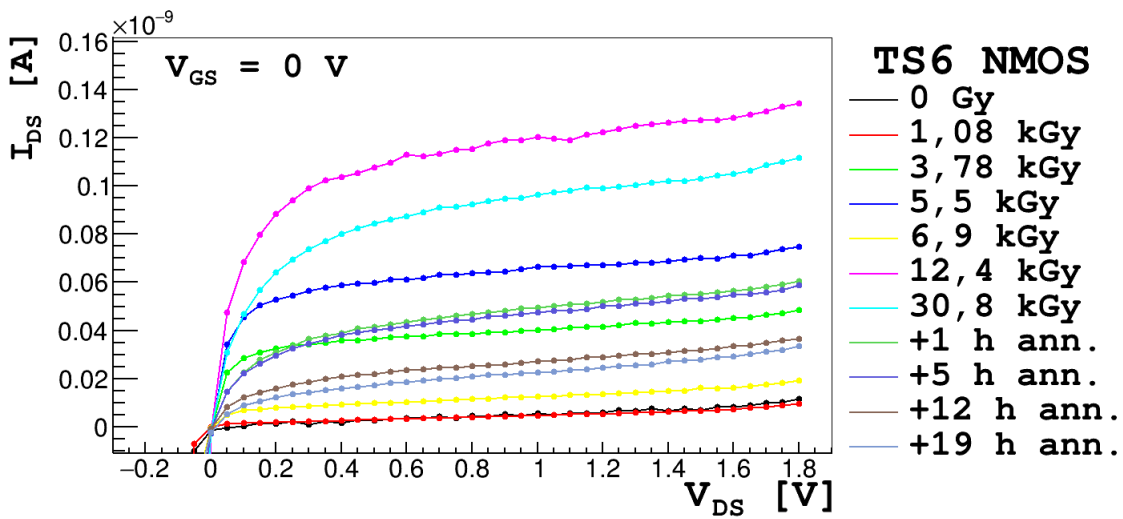
# Příloha A

## IV charakteristika

IV charakteristiky testovacích struktur X-CHIP02 v závislosti na celkové absorbované dávce.

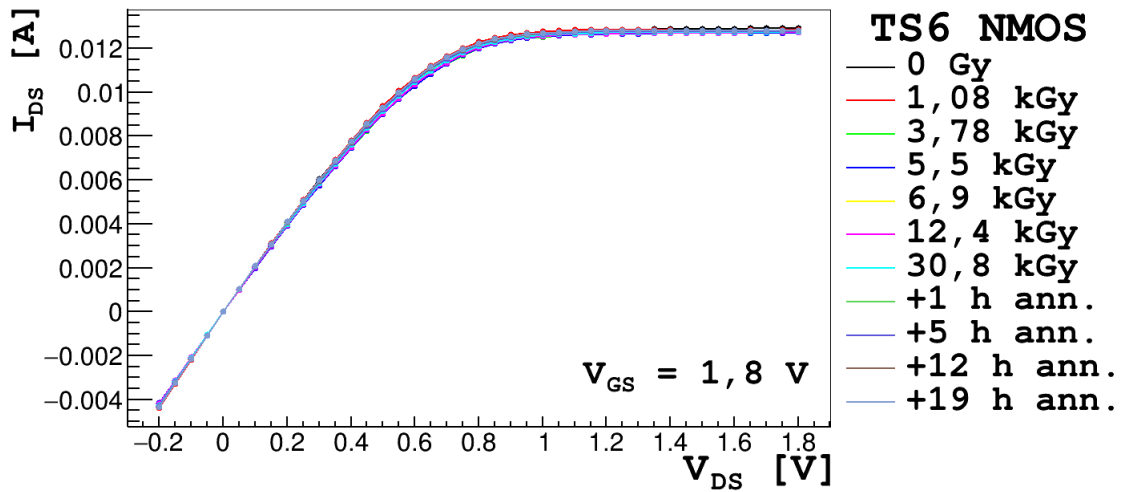


a) Celá proměřená IV charakteristika.

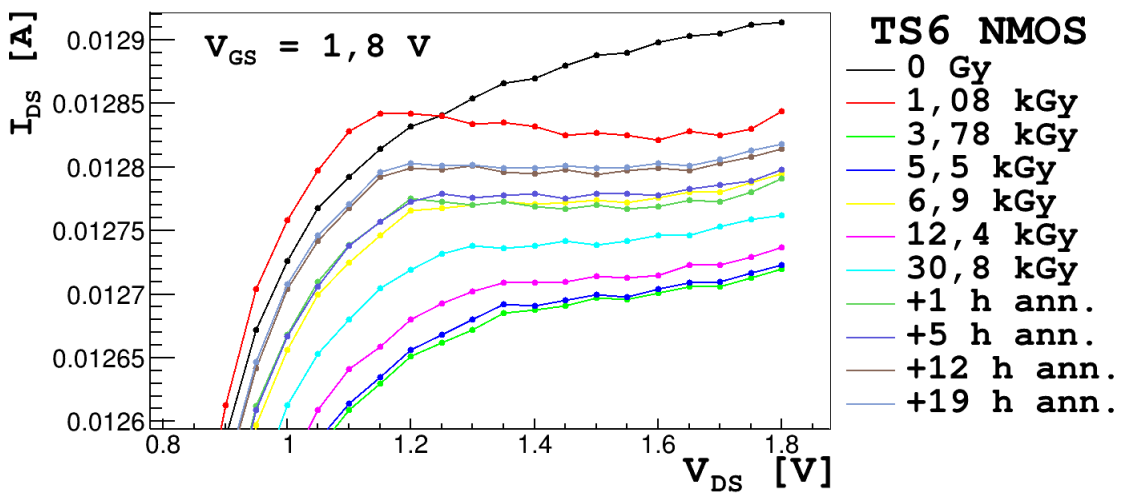


b) Přiblížení IV charakteristiky.

Obrázek A.1: IV charakteristika širokého NMOS tranzistoru TS6, v závislosti na celkové dávce záření a annealingu.  $V_{DS}$  bylo měněno od -0,2 V po 1,8 V v krocích po 50 mV,  $V_{GS}$  bylo konstantně nastaveno na 0 V.

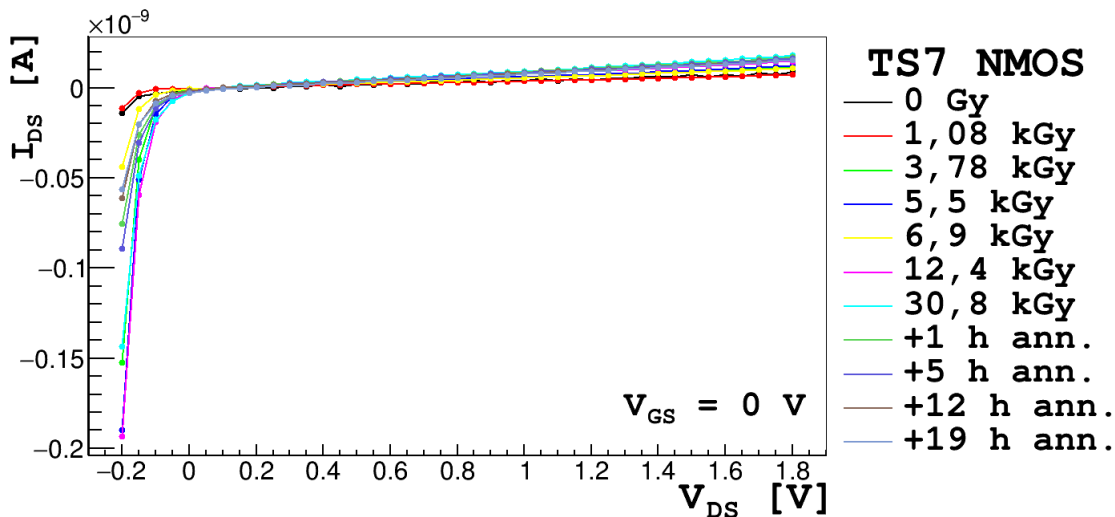


a) Celá proměřená IV charakteristika.

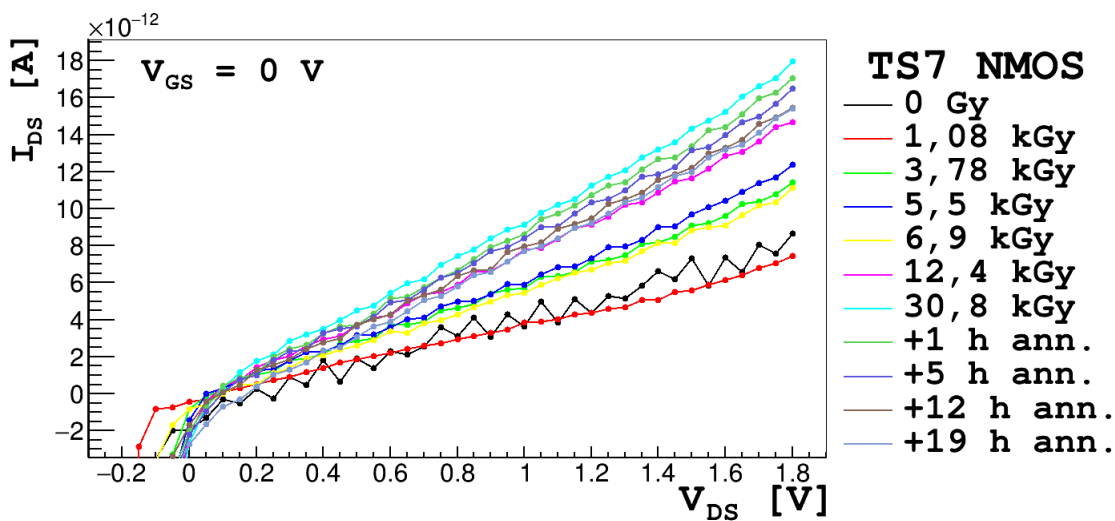


b) Přiblížení IV charakteristiky.

Obrázek A.2: IV charakteristika širokého NMOS tranzistoru TS6, v závislosti na celkové dávce záření a annealingu.  $V_{DS}$  bylo měněno od -0,2 V po 1,8 V v krocích po 50 mV,  $V_{GS}$  bylo konstantně nastaveno na 1,8 V.



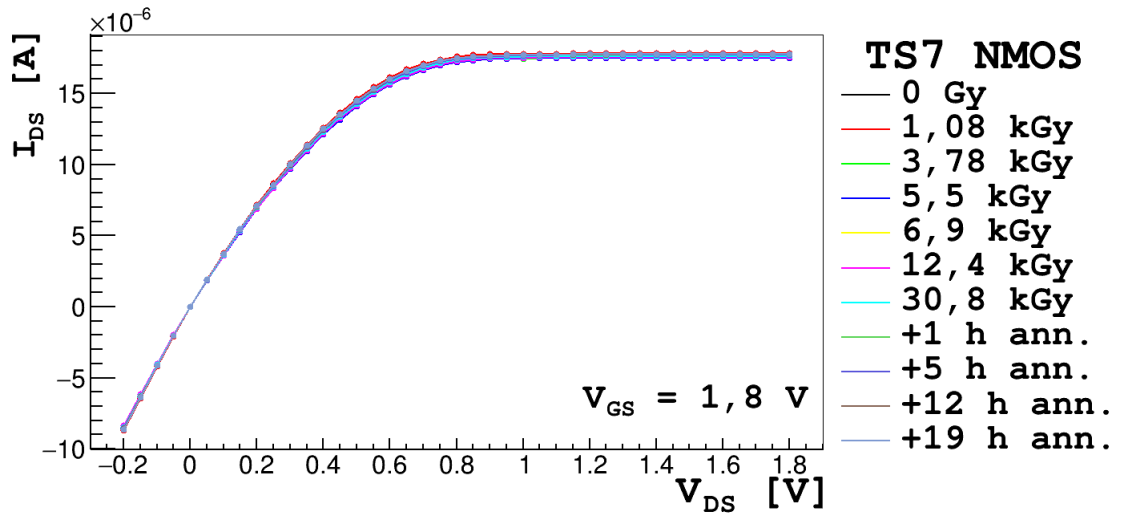
a) Celá proměřená IV charakteristika.



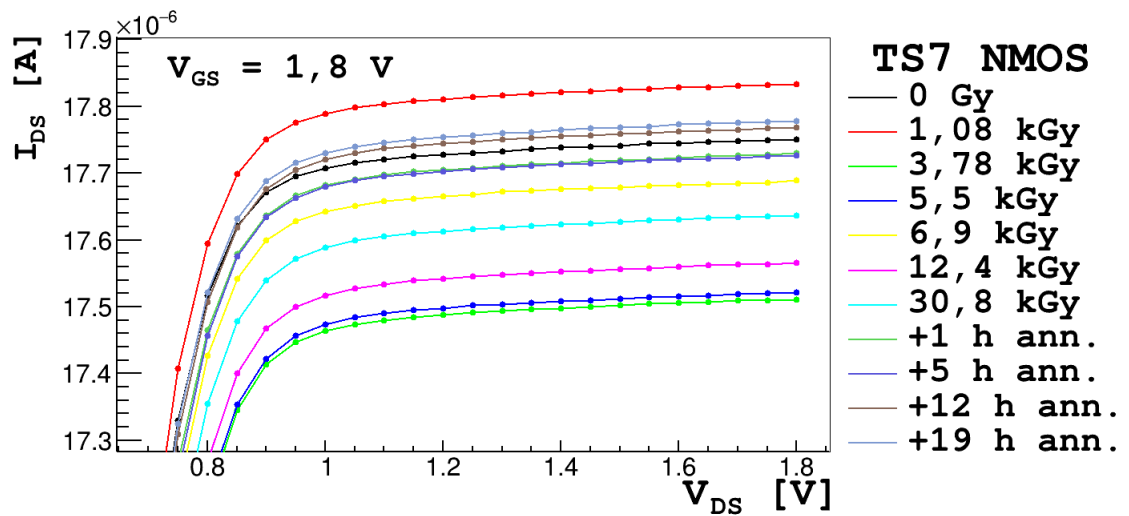
b) Přiblížení IV charakteristiky.

Obrázek A.3: IV charakteristika dlouhého NMOS tranzistoru TS7, v závislosti na celkové dávce záření a annealingu.  $V_{DS}$  bylo měněno od -0,2 V po 1,8 V v krocích po 50 mV,  $V_{GS}$  bylo konstantně nastaveno na 0 V.



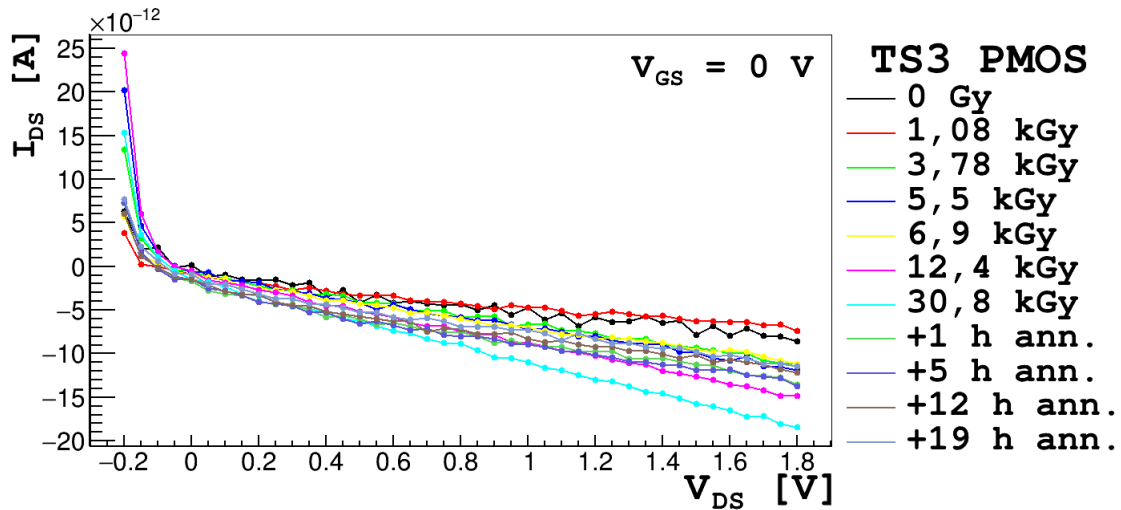


a) Celá proměřená IV charakteristika.

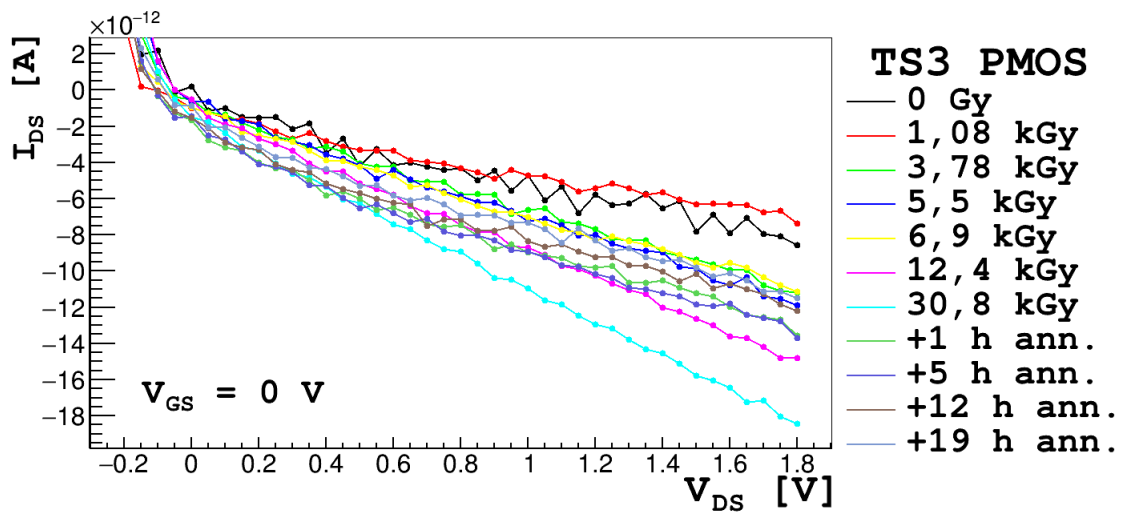


b) Přiblížení IV charakteristiky.

Obrázek A.4: IV charakteristika dlouhého NMOS tranzistoru TS7, v závislosti na celkové dávce záření a annealingu.  $V_{DS}$  bylo měněno od -0,2 V po 1,8 V v krocích po 50 mV,  $V_{GS}$  bylo konstantně nastaveno na 1,8 V.

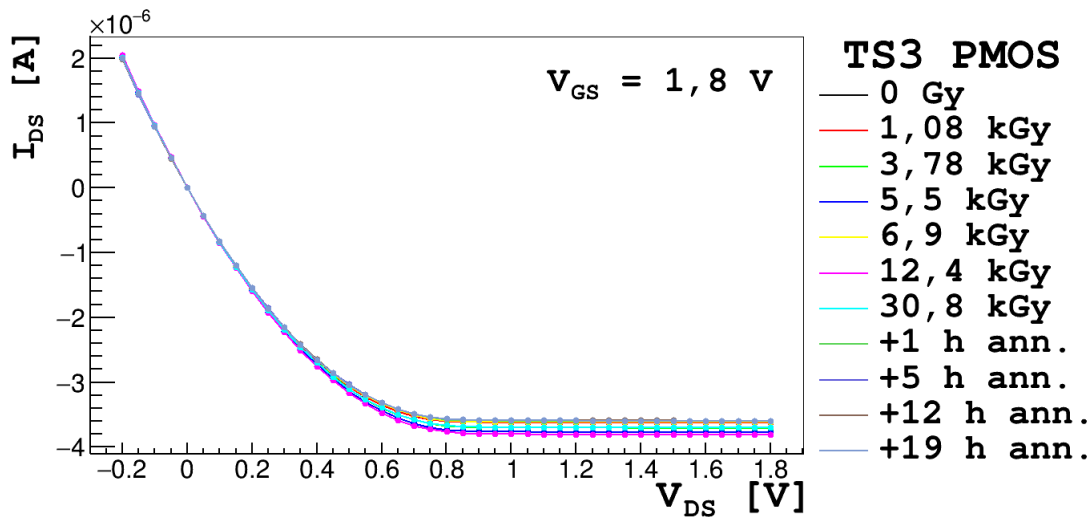


a) Celá proměřená IV charakteristika.

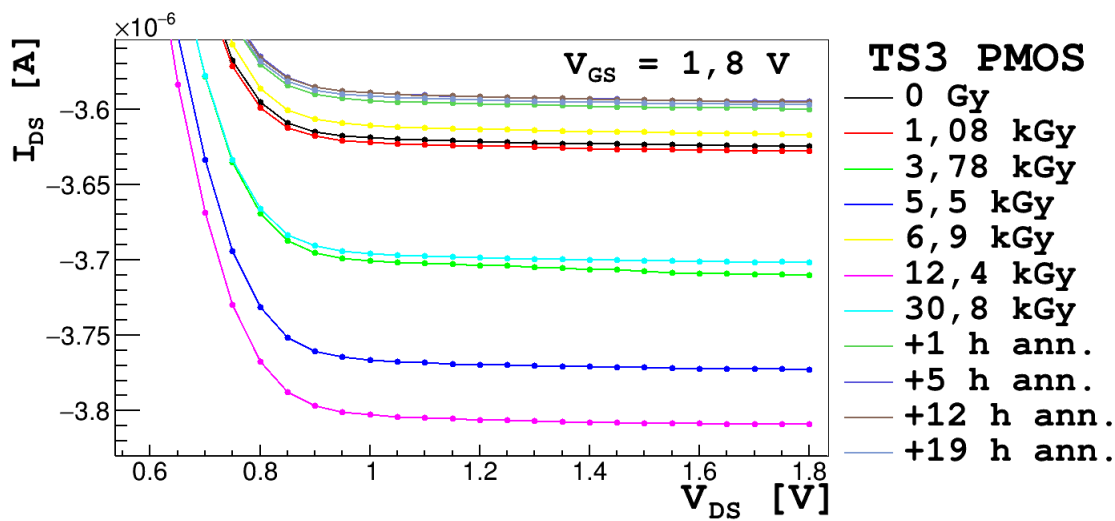


b) Přiblížení IV charakteristiky.

Obrázek A.5: IV charakteristika dlouhého PMOS tranzistoru TS3, umístěného v HVP well v závislosti na celkové dávce záření a annealingu.  $V_{DS}$  bylo měněno od -0,2 V po 1,8 V v krocích po 50 mV,  $V_{GS}$  bylo konstantně nastaveno na 0 V.

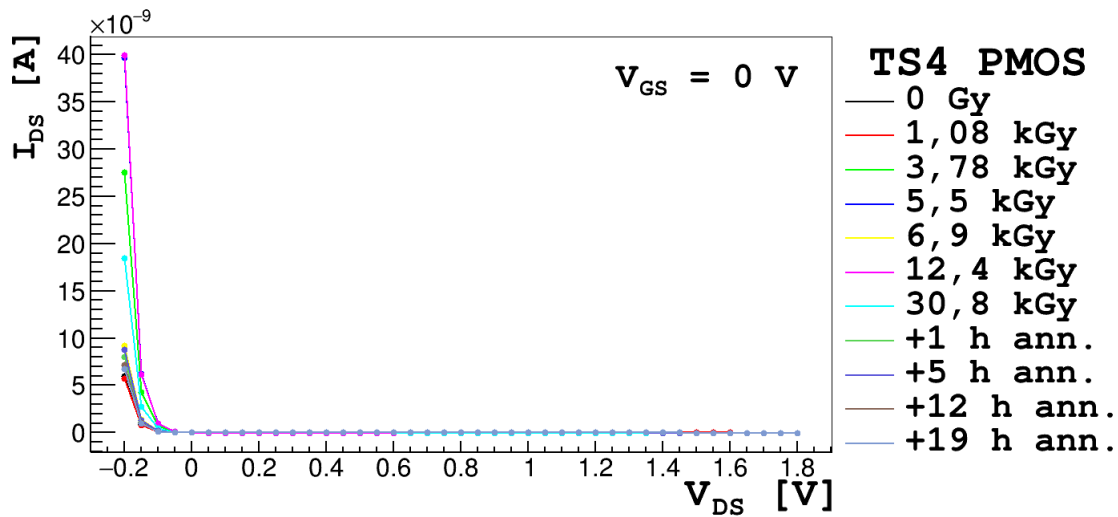


a) Celá proměřená IV charakteristika.

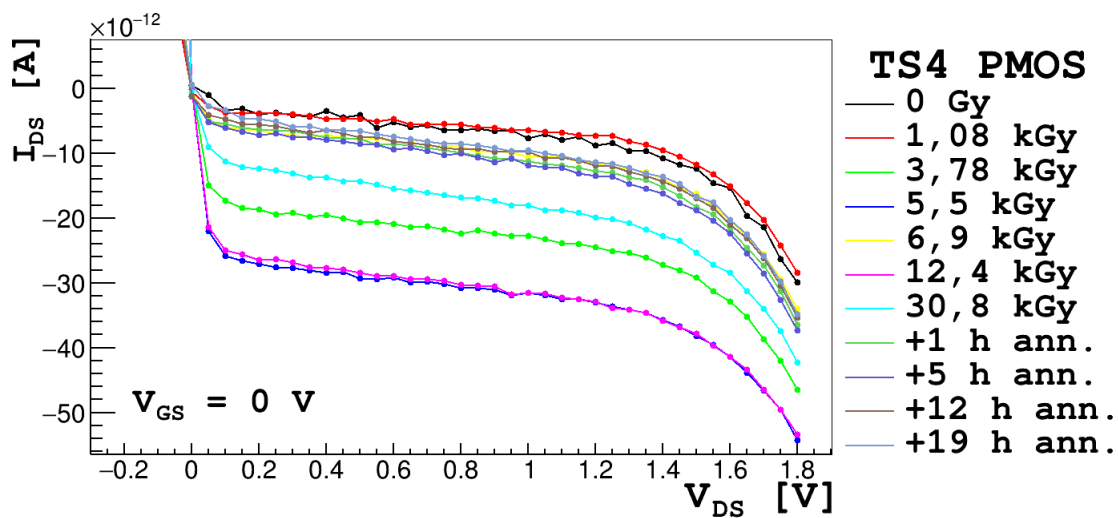


b) Přiblížení IV charakteristiky.

Obrázek A.6: IV charakteristika dlouhého PMOS tranzistoru TS3, umístěného v HVP well v závislosti na celkové dávce záření a annealingu.  $V_{DS}$  bylo měněno od -0,2 V po 1,8 V v krocích po 50 mV,  $V_{GS}$  bylo konstantně nastaveno na 1,8 V.

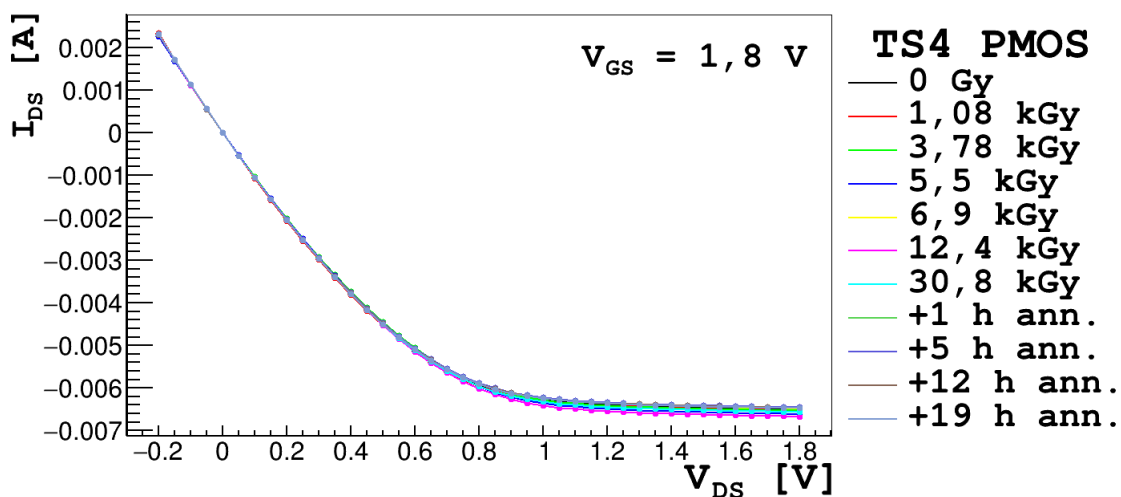


a) Celá proměřená IV charakteristika.

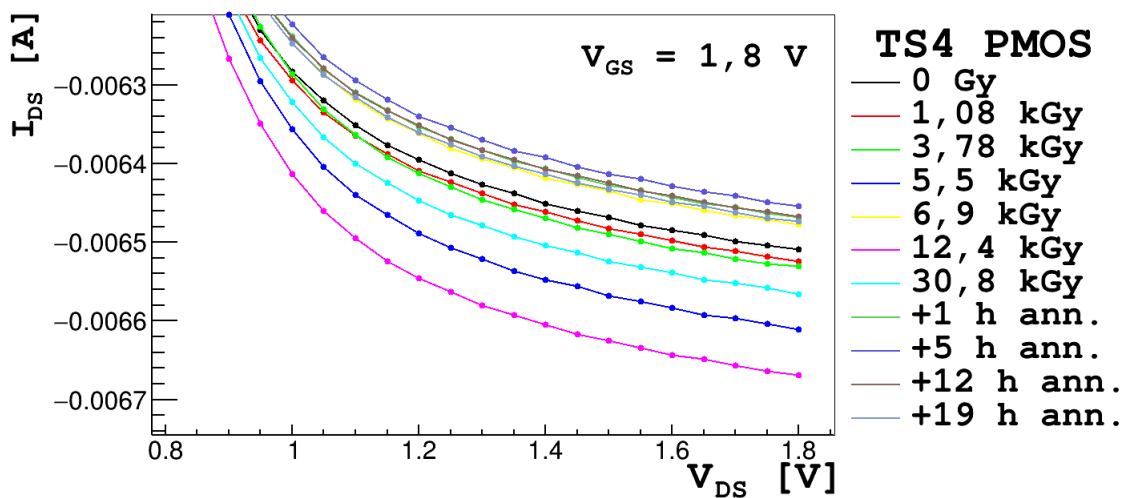


b) Přiblížení IV charakteristiky.

Obrázek A.7: IV charakteristika širokého PMOS tranzistoru TS4, v závislosti na celkové dávce záření a annealingu.  $V_{DS}$  bylo měněno od -0,2 V po 1,8 V v krocích po 50 mV,  $V_{GS}$  bylo konstantně nastaveno na 0 V.



a) Celá proměřená IV charakteristika.



b) Přiblížení IV charakteristiky.

Obrázek A.8: IV charakteristika širokého PMOS tranzistoru TS4, v závislosti na celkové dávce záření a annealingu.  $V_{DS}$  bylo měněno od -0,2 V po 1,8 V v krocích po 50 mV,  $V_{GS}$  bylo konstantně nastaveno na 1,8 V.