

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky  
a komunikačních technologií

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Brno, 2018

Bc. Martin Golubev



# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

## FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

## ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

## STUDIUM VLIVU IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ NA KOMUNIKAČNÍ SYSTÉMY UMĚLÝCH DRUŽIC

INVESTIGATION OF IONIZING RADIATION INFLUENCE TO THE COMMUNICATION SYSTEMS OF  
SATELLITES

### DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

### AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Martin Golubev

### VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Karel Katovský, Ph.D.

BRNO 2018

# Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Elektronika a sdělovací technika**  
Ústav radioelektroniky

**Student:** Bc. Martin Golubev

**ID:** 125216

**Ročník:** 2

**Akademický rok:** 2017/18

## NÁZEV TÉMATU:

### Studium vlivu ionizujícího záření na komunikační systémy umělých družic

#### POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Zpracujte teoretický úvod k problematice interakcí ionizujícího záření s látkou. Zabývejte se vlivy ionizujícího záření na elektroniku, zejména s ohledem na využití elektronických součástek ve vesmíru, konkrétně na oběžné dráze Země. Zpracujte přehled používaných metodik hodnocení vlivu ionizujícího záření na elektroniku. Teoreticky popište principy stínění ionizujícího záření, popište používané materiály a metody. Nastudujte dostupnou literaturu a rešeršním způsobem zpracujte současný stav řešené problematiky.

Navrhněte a realizujte experimentální zařízení sloužící k ozařování studované elektroniky. Sestavte a naprogramujte obvod na bázi FPGA a proveďte jeho ozáření odstupňovanými fluencemi ionizujícího záření. Výsledky přehledně zpracujte a diskutujte.

#### DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] MURRAY, R., HOLBERT, K.E. Nuclear Energy, Seventh Edition: An Introduction to the Concepts, Systems, and Applications of Nuclear Processes, Butterworth-Heinemann; 7 edition, 2014.

[2] KNOLL, G.F. Radiation Detection and Measurement, Wiley 4 edition, 2010.

[3] MAKOWSKI, D. The Impact of Radiation on Electronic Devices with the Special Consideration of Neutron and Gamma Radiation Monitoring, dizertační práce, Technical University of Lodz, 2006.

**Termín zadání:** 5.2.2018

**Termín odevzdání:** 15.8.2018

**Vedoucí práce:** Ing. Karel Katovský, Ph.D.

**Konzultant:**

**prof. Ing. Tomáš Kratochvíl, Ph.D.**  
*předseda oborové rady*

#### UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Experimentální část této diplomové práce byla realizována na výzkumné infrastruktuře  
vybudované v rámci projektu CZ.1.05/2.1.00/03.0072  
**Centrum senzorických, informačních a komunikačních systémů (SIX)**  
operačního programu Výzkum a vývoj pro inovace.

## **Abstrakt**

Tato diplomová práce se zabývá studiem ionizujícího záření, jeho interakcemi s hmotou a jeho účinky na ni. V práci je uveden rozbor různých typů interakcí přímo ionizujícího záření i nepřímo ionizujícího záření. Dále je uveden přehled metod stínění všech typů ionizujícího záření. Druhá část této práce pojednává o jednorázových efektech v polovodičích vyvolaných ionizujícím zářením. Na závěr je popsán návrh měřícího přípravku obsahujícího čipy FPGA jak z hlediska hardware, tak i software.

## **Klíčová slova**

Ionizující záření, galaktické záření, sluneční vítr, interakce, jednorázové efekty, FPGA

## **Abstract**

This master thesis discuss about ionizing radiation, interaction with matter and effects on her. In the work is discussed differend types of interactions of directly ionizing radiation and indirectly ionizing radiation. Below is an overview of methods of shielding from all of types of ionizing radiation. Second part of this thesis discuss about single event effects in semiconductors which are cause by ionizing radiation. At the end is described design of measuring instrument included FPGA chips. This design is discused both from point of wiew hardware and software too.

## **Key words**

Ionizing radiation, galactic cosmic rays, solar wind, interaction, single event effects, FPGA

GOLUBEV, M. *Studium vlivu ionizujícího záření na komunikační systémy umělých družic*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2018. 65 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Karel Katovský, Ph.D..

## **Prohlášení**

*Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma Studium vlivu ionizujícího záření na komunikační systémy umělých družic jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.*

*Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.*

V Brně dne: **15. srpna 2018**

.....  
podpis autora

## **Poděkování**

*Děkuji vedoucímu diplomové práce Ing. Karlovi Katovskému, Ph.D. a Ing. Michalovi Kubíčkoví, Ph.D. za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé diplomové práce.*

V Brně dne: **15. srpna 2018**

.....  
podpis autora

# Obsah

1 Úvod.....	7
2 Standardní model částicové fyziky.....	8
2.1 Elementární částice.....	8
2.1.1 Leptony.....	9
2.1.2 Kvarky.....	10
2.1.3 Částice složené z kvarků.....	10
2.2 Symetrie.....	11
2.2.1 C symetrie.....	12
2.2.2 P symetrie.....	12
2.2.3 T symetrie.....	12
2.2.4 CP symetrie.....	13
2.2.5 CPT symetrie.....	13
2.3 Polní částice.....	14
2.3.1 Gluony.....	14
2.3.2 Fotony.....	14
2.3.3 Bosony W a Z.....	15
3 Interakce záření s látkou.....	17
3.1 Elektromagnetické nepřímo ionizující záření.....	17
3.1.1 Neionizační procesy.....	18
3.1.2 Fotoelektrický jev.....	19
3.1.3 Comptonův rozptyl.....	19
3.1.4 Tvorba elektron–pozitronových párů.....	20
3.1.5 Fotojaderná reakce.....	21
3.1.6 Mössbauerův jev.....	21
3.2 Korpuskulární nepřímo ionizující záření.....	22
3.2.1 Pružný rozptyl.....	22
3.2.2 Nepružný rozptyl.....	22
3.2.3 Radiační záchyt.....	23
3.3 Přímo ionizující záření.....	24
3.3.1 Rozptyl.....	25
3.3.2 Brzdné záření.....	26
3.3.3 Cyklotronové a synchrotronové záření.....	27
3.3.4 Čerenkovo záření.....	27
4 Dozimetrie ionizujícího záření.....	29
4.1 Dávka.....	29
4.2 Kerma.....	31
4.3 Expozice.....	31
5 Záření ve vesmíru.....	32
5.1 Galaktické záření.....	32
5.1.1 Korpuskulární záření.....	32
5.1.2 Fotonové záření.....	33
5.1.3 Sekundární záření.....	33
5.2 Sluneční záření.....	34
5.2.1 Magnetosféra planet.....	35
5.2.2 Spalační reakce v atmosféře.....	35
5.3 Radiace na oběžných drahách Země.....	37
6 Ochrana před ionizujícím zářením.....	39
6.1 Ochrana před zářením $\alpha$ .....	39



6.2 Ochrana před zářením $\beta$ .....	40
6.3 Ochrana před zářením $\gamma$ .....	42
6.4 Ochrana před neutronovým zářením.....	42
6.5 Shrnutí požadavků na stínění.....	43
7 Vliv ionizujícího záření na elektroniku.....	44
7.1 Poškození krystalové mřížky.....	44
7.2 Jednorázové efekty.....	45
7.3 Mikroprůraz.....	45
7.4 Jednorázové vyhoření.....	45
7.5 Jednorázové prasknutí báze.....	46
7.6 Jednorázové narušení.....	47
7.7 Jednorázové přechodné efekty.....	48
7.8 Jednorázové přerušení funkce.....	48
7.9 Celková ionizační dávka.....	49
8 Měřicí přípravek.....	50
8.1 Hardware.....	50
8.2 Software.....	53
8.2.1 Dut.....	53
8.2.2 Data.....	54
9 Měření a zpracování výsledků.....	57
9.1 Ozařování.....	57
9.2 Zpracování výsledků.....	59
9.3 Využití výsledků v praxi.....	62
10 Závěr.....	63
Literatura.....	64

## Seznam obrázků

Obr. 1: Standardní model částicové fyziky [7].....	8
Obr. 2: Fotoelektrický jev.....	19
Obr. 3: Comptonův rozptyl.....	20
Obr. 4: Tvorba páru elektron pozitron.....	21
Obr. 5: Pružný rozptyl.....	22
Obr. 6: Nepružný rozptyl.....	23
Obr. 7: Radiační záchyt.....	23
Obr. 8: Generování brzděného záření.....	26
Obr. 9: Ilustrace rozložení oběžných drah Země.....	37
Obr. 10: Minimální energie částic pro průnik danou vrstvou magnetosféry.....	38
Obr. 11: Braggovy křivky pro různé typy záření [24].....	38
Obr. 12: Rozložení dosahu alfa částic.....	40
Obr. 13: Rozložení dosahu beta částic.....	41
Obr. 14: Ilustrace pronikavosti jednotlivých typů ionizujícího záření.....	43
Obr. 15: Poškození krystalové mřížky.....	44
Obr. 16: Jednorázové vyhoření.....	46
Obr. 17: Jednorázové narušení.....	46
Obr. 18: Jednorázové narušení v paměti.....	47
Obr. 19: Jednorázový přechodný efekt.....	48
Obr. 20: In system programování konfigurační flash paměti [16].....	49
Obr. 21: Zapojení konfigurační flash paměti.....	50
Obr. 22: Zapojení zdroje napětí.....	51
Obr. 23: DPS vrstva TOP.....	51
Obr. 24: DPS vrstva BOTTOM.....	52
Obr. 25: Rozložení součástek na DPS.....	53
Obr. 26: Zapojení bloku PLL.....	54
Obr. 27: Náčrt ozařovacího pracoviště.....	57
Obr. 28: Vývoj počtu chyb na FPGA1.....	60
Obr. 29: Vývoj počtu chyb na FPGA2.....	61
Obr. 30: Vývoj počtu chyb na FPGA3.....	61
Obr. 31: Vývoj počtu chyb — střední hodnota.....	62

# 1 Úvod

Druhá polovina minulého století přinesla celou řadu průlomů v oblasti výzkumu vesmíru. Od Sputniku až po misi Appolo 11. V dnešní době jsou jediné pilotované mise vedeny na mezinárodní vesmírnou stanici na oběžné dráze Země. Připravují se však lety k asteroidům. Dále se zvažuje vybudování základny na Měsíci, ze které by měla startovat pilotovaná mise na Mars. Chceme-li se ovšem vydat do nitra sluneční soustavy, musíme opustit magnetické pole Země, které představuje štít před nebezpečným kosmickým ionizujícím zářením, kterému bude vystavena jak posádka, tak i elektronická zařízení kosmické lodě.

V této diplomové práci je proveden rozbor interakcí přímo ionizujícího záření i nepřímo ionizujícího záření a ochrany proti němu. Dále je uveden návrh měřícího přípravku obsahujícího čipy FPGA. S tímto přípravkem bude proveden experiment, jehož výstupem bude počet datových a konfiguračních chyb v závislosti na absorbované dávce ionizujícího záření. Použité FPGA je typu Altera EP3C5E144C8 a je programováno v AS módu z konfigurační paměti typu Altera EPCS4SI8N.

V první kapitole této práce je stručný úvod do standardního modelu částicové fyziky s uvedením elementárních i složitějších částic a jejich vlastnostmi a jejich interakcemi. Druhá kapitola pojednává o interakcích ionizujícího záření s hmotou a různých jevech, které mohou při těchto interakcích mohou nastat. Třetí kapitola se věnuje dozimetrii ionizujícího záření, definici a použití příslušných veličin. Ve čtvrté kapitole je popsáno záření přicházející z vesmíru, galaktické a solární. Pátá kapitola se věnuje ochraně stíněním před ionizujícím zářením s ohledem na typ ionizujícího záření. Šestá kapitola popisuje vliv ionizujícího záření na polovodičovou elektroniku s popisem destruktivních i nedeštruktivních jednorázových efektů vyvolaných ionizujícím zářením. V sedmé kapitole je uveden návrh měřícího přípravku včetně softwareového vybavení. Osmá kapitola se zabývá samotným měřením a vyhodnocením dat.

## 2 Standardní model částicové fyziky

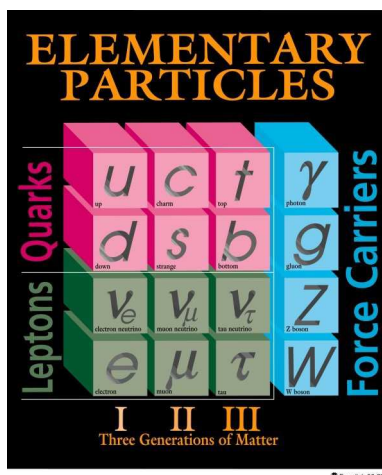
Tato kapitola přináší teoretický úvod do problematiky částicové fyziky. V následujících podkapitolách jsou popsány elementární částice, jejich vlastnosti a způsoby jejich vzájemné interakce. Dělení elementárních částic do skupin je možné na základě dvou pohledů. Prvním z nich je spin, který je celočíselný nebo ne. Druhým hlediskem je pak typ interakce.

### 2.1 Elementární částice

Elementární částice lze podle jejich statistického chování rozdělit do dvou hlavních skupin podle jejich spinového čísla. První skupinou jsou *fermiony*, které mají poločíselný spin. Tím je určeno, že fermiony se řídí Pauliho vylučovacím principem. Druhou skupinou elementárních částic jsou *bosony*. Ty mají celočíselný spin, více bosonů tedy může zaujímat jeden kvantový stav současně.

Fermiony se dále dělí na *leptony*, což jsou elektrony a jejich neutrina a *kvarky*, což jsou stavební bloky *hadronů*. Fermiony jsou charakteristické tím, že vlnová funkce jejich soustavy je vždy antisymetrická. Mezi bosony se řadí částice interakce *W*, *Z* a dále *fotony* a *gluony*. Oproti fermionům má soustava bosonů vlnovou funkci symetrickou. Zajímavé je chování elektronů v některých materiálech při velmi nízkých teplotách, tehdy se elektrony spojují do dvojic, tzv. Cooperových párů. Takový pár pak má celočíselný spin a tím i vlastnosti bosonů čímž je umožněna supravodivost.

Pro úplnost je třeba dodat, že ke každé částici lze přiřadit i její antičástici. Antičástice má naprosto stejné parametry jako částice až na jednu výjimku, a to je opačný elektrický náboj, např. elektron a pozitron. Některé částice jsou sami sobě antičásticí jako například foton.



Obr. 1: Standardní model částicové fyziky [7]

## 2.1.1 Leptony

Základním zástupcem skupiny leptonů jsou elektrony  $e^-$  které patří do první rodiny. Jedná se o stabilní subatomární částice, tvořící elektronový obal kolem atomového jádra, se spinem  $\frac{1}{2}$ . Elektrony interagují elektromagnetickou a slabou interakcí. Záření  $\beta^-$  je tvořeno právě elektrony, záření  $\beta^+$  naopak pozitrony.

Elektrony mají i své „těžší“ příbuzné. Prvním z nich je mion  $\mu^-$ , který patří do druhé rodiny. Mion je 207 krát těžší než elektron, jeho spin je opět  $\frac{1}{2}$  a interaguje také elektromagnetickou a slabou interakcí. Na rozdíl od elektronu je ovšem nestabilní se střední dobou života  $2,19703 \cdot 10^{-6} \text{ s}$ . Rozpadá se na elektron, elektronové antineutrino a mionové neutrino.

Supertěžký elektron je tauon  $\tau$  patřící do třetí rodiny. Tauon je 3484 krát těžší než elektron, spin i interakce jsou stejné jako u elektronu a mionu. Tauon je opět nestabilní částice se střední dobou života  $2,906 \cdot 10^{-13} \text{ s}$  a rozpadá se na své lehčí verze mion a elektron, včetně příslušných neutrín a antineutrín. Jako jediný lepton se díky své velké hmotnosti může rozpadat i na hadrony.

Do skupiny leptonů tedy patří elektron  $e^-$ , elektronové neutrino  $\nu_e$ , mion  $\mu^-$ , mionové neutrino  $\nu_\mu$ , tauon  $\tau$  a tauonové neutrino  $\nu_\tau$ . Ke každé z těchto částic lze přiřadit také její antičástici. Neutrína interagují pouze slabou interakcí a hmota je pro ně tedy téměř zcela průhledná. [1][6]

Tab. 1: Přehled leptonů

Označení	Název	Hmotnost [GeV/c <sup>2</sup> ]	Elektrický náboj
$\nu_e$	Elektronové neutrino	$<10^{-3}$	0
$e$	Elektron	0,000511	-1
$\nu_\mu$	Mionové neutrino	$<0,002$	0
$\mu$	Mion	0,106	-1
$\nu_\tau$	Tauonové neutrino	$<0,02$	0
$\tau$	Tauon	1,777	-1

Tab. 2: Přehled kvarků

Označení	Název	Hmotnost [GeV/c <sup>2</sup> ]	Elektrický náboj
$u$	up	0,003	2/3
$d$	down	0,006	-1/3
$c$	charm	1,3	2/3
$s$	strange	0,1	-1/3
$t$	top	175	2/3
$b$	bottom	4,3	-1/3

## 2.1.2 Kvarky

Kvarky jsou stejně jako leptony rozděleny do tří rodin. První rodinu tvoří kvarky  $d$  (down) a  $u$  (up). Druhá rodina je tvořena kvarky  $s$  (strange) a  $c$  (charm). Třetí rodina je pak tvořena kvarky  $b$  (bottom) a  $t$  (top). V každé rodině má vždy první uvedený kvark elektrický náboj  $-1/3$ , každý druhý uvedený kvark má elektrický náboj roven  $+2/3$ . Spin všech kvarků je roven  $1/2$ . [6]

Kvarky tvoří složitější částice jako jsou *nukleony*, *mezony* a *baryony*.

## 2.1.3 Částice složené z kvarků

Nukleony jsou částice tvořící jádro atomů, jedná se tedy o protony  $p^+$  a neutrony  $n$ . Nukleony jsou stejně jako baryony tvořeny třemi kvarky. Mezony jsou složeny vždy z jednoho kvarku a jednoho antikvarku. V následujícím textu jsou uvedeny pouze vybrané částice.

Tab. 3: Přehled vybraných baryonů

Označení	Název	Složení	Elektrický náboj	Hmotnost [GeV/c <sup>2</sup> ]	Spin
$p$	Proton	$uud$	1	0,938	1/2
$\bar{p}$	Antiproton	$\bar{u}\bar{u}\bar{d}$	-1	0,938	1/2
$n$	Neutron	$udd$	0	0,940	1/2
$\Lambda$	Lambda	$uds$	0	1,116	1/2
$\Omega$	Omega	$sss$	-1	1,672	3/2

Tab. 4: Přehled vybraných mezonů

Označení	Název	Složení	Elektrický náboj	Hmotnost [GeV/c <sup>2</sup> ]	Spin
$\pi^+$	Pion	$u\bar{d}$	+1	0,14	0
$\kappa^-$	Kaon	$s\bar{u}$	-1	0,494	0
$\rho^+$	Róon	$u\bar{d}$	+1	0,776	1
$B^0$	B mezon	$d\bar{b}$	0	5,279	0
$\eta_c$	Eta—c mezon	$c\bar{c}$	0	2,98	0

## Nukleony

Nukleony jsou speciální případ baryonů, tvoří atomová jádra. Proton je složen ze dvou kvarků  $u$  a jednoho kvarku  $d$ , jeho spin je roven  $\frac{1}{2}$  a je stabilní. Neutron je složen ze dvou kvarků  $d$  a jednoho kvarku  $u$ , jeho spin je také roven  $\frac{1}{2}$ . Neutron vázaný v atomovém jádře je stabilní, ovšem samostatně je nestabilní se střední dobou života 614 s. Soudržnost kvarků zajišťuje silná interakce zprostředkovaná gluony. Každý kvark má kolem sebe pole gluonů, které si vzájemně vyměňují.

## Baryony

Každé tři kvarky lze zkombinovat tak, že výsledný spin této kombinace bude buď  $\frac{1}{2}$ , nebo  $\frac{3}{2}$ . Částice složené z první rodiny jsou nukleony a  $\Delta$  baryony mající spin  $\frac{3}{2}$ .  $\Delta$  baryony jsou rezonance s velmi krátkou dobou života, řádově  $10^{-23}$  s. Tyto rezonance se rozpadají na nukleony a  $\pi$  mezony. Další skupinou jsou *hyperony*, které obsahují kvarky vyšších rodin. Jsou to baryony  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$  a  $\Omega$ .

## Mezony

Mezony jsou kombinací kvarku a antikvarku. Mohou mít nulový, nebo celočíselný spin. Mezony se dělí na skalární piony  $\pi$  a vektorové róony  $\rho$ , které se skládají z kombinace kvarků a antikvarků  $u$  a  $d$ . Pokud mezon obsahuje i kvark/antikvark  $s$ , jedná se o kaony  $\kappa$ . Mezony, například pion, mohou být neutrální  $\pi^0$ , nebo elektricky nabitě  $\pi^-$  a  $\pi^+$ .

Neutrální mezony jsou velmi zajímavé částice, neboť jsou totožné se svými antičásticemi. Neutrální kaon a neutrální antikaon mají všechna kvantová čísla stejná, až na podivnost. Toto kvantové číslo se však v čase mění. Neutrální mezony tedy oscilují mezi stavem částice a antičástice, lze říci, že jsou sami sobě antičásticí. Další zajímavostí je přeměna neutrálních mezonů  $\kappa$ . Přeměnových kanálů je více, největší pravděpodobnost mají kanály přeměny na dva nebo tři piony. Tento paradox je důsledkem toho, že slabá interakce porušuje invarianci vůči transformaci CP.

## 2.2 Symetrie

Nauka o symetriích se zabývá studiem hypotetických možností jak by vypadal náš svět, kdyby byl složen z antičástic, kdyby se z pravé strany stala levá, nebo kdyby se obrátil tok času. Byl by takový svět identický s naším? [1]

## 2.2.1 C symetrie

Provedeme—li nábojovou konjugací transformaci našeho světa, tak všechny částice změny svůj náboj, z  $q$  bude  $-q$  a naopak. Náš svět bude místo hmoty složen z antihmoty. Platí—li C symetrie, pak v tomto světě z antihmoty musí platit stejné fyzikální zákony jako v původním světě složeném z hmoty.

C symetrie nemění chiralitu částic. Neutrino, které je výhradně levotočivé, by se tedy proměnilo v levotočivé antineutrino. Antineutrino jsou však výhradně pravotočivá. Na příkladu neutrin je tedy jasně vidět porušení C symetrie. Ve světě z antihmoty by tedy neplatily fyzikální zákony tak, jak je známe z našeho hmotného světa.

## 2.2.2 P symetrie

Název P symetrie pochází od slova paritní. Paritní svět je svět za zrcadlem. V tomto světě je vše stranově převráceno, z pravé strany se stane levá strana a naopak.

Když se díváme do zrcadla, vidíme svůj vlastní obraz, který považujeme za naši věrnou kopii. Je to ale skutečně tak? Odpovídá svět za zrcadlem přesně tomu který je před ním? V našem makrosvětě lze říci, že ano. Ovšem ve světě elementárních částic tomu tak již není.

Porušení P symetrie je prokázáno například pozorováním přeměny  $\kappa^+$  mezonu. Ten se přeměňuje na dva, nebo tři piony. Zrcadlový obraz rozpadu tedy neodpovídá původnímu obrazu. Pravý a levý směr tedy nejsou rovnoprávné, parita se v tomto případě nezachovává.

## 2.2.3 T symetrie

T, neboli časová symetrie se zabývá otázkou jestli se fyzikální děje mohou odehrávat i pozpátku. Pokud nějaký fyzikální děj natočíme na kameru, můžeme ho posléze přehrát pozadu, je však taková možnost i v přírodě?

Základní fyzikální zákony, jako jsou gravitace nebo elektromagnetická interakce fungují i při obrácení toku času. U velkých souborů částic tyto principy fungují pouze s určitou pravděpodobností. I když pro každý jev vždy existuje jistá nenulová pravděpodobnost jeho nastoupení, lze s jistotou říci, že například rozbité sklo se samo od sebe nesloží zpět dohromady ani při obrácení toku času.

V případě elementárních částic časovou symetrii porušují částice při slabé interakci. Jako příklad lze uvést srážku urychleného antiprotonu s terčovou entitou. Antiprotony pak reagují s protony v terčové entitě za vzniku souborů kaonů  $\kappa$  a antikaonů  $\bar{\kappa}$ .

$$\bar{p} + p^+ \rightarrow \kappa^- + \pi^+ + \kappa^0 \quad (1)$$

$$p^- + p^+ \rightarrow \kappa^+ + \pi^- + \bar{\kappa}^0 \quad (2)$$



Jak ukazují vztahy 1 a 2, výsledek této reakce může být dvojího druhu. Tento výsledek nelze dopředu předpovědět. S ohledem na pokračování této přeměnové řady pak nelze zpětným procesem dospět k páru proton/antiproton.

## 2.2.4 CP symetrie

Po prokázání toho, že samostatně jsou jednotlivé symetrie narušovány, se výzkum začal ubírat směrem sdružených symetrií. Sdružená nábojově–paritní symetrie uvažuje změnu hmoty na antihmotu a zároveň změnu pravé strany za levou. Je současné nastoupení těchto jevů zárukou symetrie originálu a tohoto obrazu?

Při pozorování přeměny neutrálního mezonu  $B^0$  a jeho antičástice  $\bar{B}^0$ , které se přeměňují podle vztahů 3 a 4, byl pozorován rozdíl mezi přeměnou částic a antičástic.

$$B^0 \rightarrow \kappa^+ + \pi^- \quad (3)$$

$$\bar{B}^0 \rightarrow \kappa^- + \pi^+ \quad (4)$$

Možností jak se může mezon  $B$  i jeho antičástice přeměnit je mnoho, přeměna na kaon a pion je jen jednou z nich. Při stejném počátečním počtu částic  $B$  i antičástic  $\bar{B}$  bylo vypořováváno více přeměn podle vztahu (3), než podle vztahu (4). Z toho vyplývá, že vlastnosti antihmoty nejsou stejné jako vlastnosti hmoty, a to ani v případě, že vyměníme levou stranu za pravou. Pokud by vlastnosti hmoty a antihmoty byly stejné, měly by mít jejich ekvivalentní přeměny stejnou pravděpodobnost, což se však neprokázalo.

Má se za to, že v rané fázi vývoje vesmíru byla hmota a antihmota v rovnováze. Poté co vesmír zchladl, začala hmota s antihmotou anihilovat, což dalo vzniknout fotonům. Díky porušování CP symetrie v něm ale zůstalo nakonec více hmoty a právě tato zůstatková hmota dnes tvoří nám známý vesmír. V průměru z každé jedné miliardy reakcí hmoty s antihmotou je jedna reakce ve prospěch hmoty.

## 2.2.5 CPT symetrie

Splněním podmínek pro všechny tři základní symetrie vznikne sdružená CPT symetrie. Dojde tedy k nábojové inverzi, k výměně levé strany za pravou a k obrácení toku času. Tato symetrie je považována za základní symetrii fyzikálních zákonů. Pokud by měl existovat zrcadlový obraz našeho vesmíru, ve kterém by platily fyzikální zákony přesně tak jako v našem vesmíru, musel by takový zrcadlový vesmír odpovídat CPT invarianci. Zatím žádný provedený experiment neprokázal porušení této symetrie.

## 2.3 Polní částice

Polní částice, *bosony*, se rozlišují podle interakce, kterou zprostředkovávají. Silnou interakci, která je zodpovědná za existenci složitějších částic složených z kvarků, zprostředkovávají *gluony*. Slabou interakci, přítomnou při rozpadech částic nebo u slabých neutrálních proudů, zprostředkovávají *bosony W a Z*. Elektromagnetická interakce probíhá pomocí *fotonů*. U gravitační interakce se předpokládá interakce *gravitony*. Graviton je však zatím pouze hypotetická částice. V nedávné době byla prokázána existence Higgsova bosonu, který je zodpovědný za narušování symetrie a nenulovou hmotnost polních bosonů. [6]

Tab. 5: Přehled Bosonů

Označení	Název	Interakce	Hmotnost [GeV/c <sup>2</sup> ]	Elektrický náboj
$g$	Gluon	Silná	0	0
$W^-$	Boson W	Slabá	80,4	-1
$W^+$	Boson W	Slabá	80,4	+1
$Z$	Boson Z	Slabá	91,188	0
$\gamma$	Foton	Elektromagnetická	0	0

### 2.3.1 Gluony

Gluony  $g$  přenáší silnou interakci. Jsou to nehmotné částice se spinem rovným 1. Gluonů je osm druhů, z nichž každý má navíc tři barvy. Jejich zajímavou vlastností je, že čím jsou od sebe dále, tím větší silou na sebe působí. To je důvod proč nemohou existovat samostatně, maximálně v kvark–gluonovém plazmatu. Má se za to, že vesmír byl tvořen tímto plazmatem bezprostředně po velkém třesku. Gluon je sám sobě také antičásticí.

Gluony k sobě vážou jednotlivé kvarky, což dává vzniknout nukleonům. Dále k sobě vážou i nukleony v atomovém jádře. Každý kvark má okolo sebe tzv. gluonové pole. Jednotlivé kvarky si mezi sebou mění gluony tak, aby se barvy gluonů míchaly takovým způsobem, že výsledek je vždy opět neutrální kombinací těchto barev.

### 2.3.2 Fotony

Foton  $\gamma$  je polní částicí popisující kvantum elektromagnetické energie. Jeho klidová hmotnost je nulová, nemá žádný elektrický náboj a jeho spin je roven jedné. Jedná se o stabilní částici, která může vznikat a zanikat při interakcích.

Každé fotonové záření je jednoznačně popsáno fyzikálními veličinami vlnová délka, energie a hybnost. Při vysokých energiích jaderné fyziky se na fotony díváme jako na standardní částice. Při nízkých energiích fotonů, fotony lidským okem viditelného světla, si lze dovolit zjednodušení, které spočívá v tom, že fotonový tok se nebude považovat za proud částic ale za vlnění.

$$E = \frac{h \cdot c}{\lambda} = h \cdot \nu \quad (5)$$

Vztah (5) udává energii fotonů, kde  $h$  je Planckova konstanta,  $c$  je rychlost světla ve vakuu,  $\lambda$  je vlnová délka daného záření a  $\nu$  je frekvence tohoto záření. Vztah (6) vyjadřuje výpočet hybnosti fotonů.

$$p = \frac{h}{\lambda} \quad (6)$$

V souvislosti s fotony je třeba zmínit také nejslavnější fyzikální rovnici a to proto, že se při jevech jako je anihilace nebo fotoelektrický jev mění hmota na energii a naopak, a to právě za účasti fotonů. Vztah (7) vyjadřuje, že energie a hmota jsou dva stavy mezi kterými lze přecházet a tento přechod je určen konstantou v podobě rychlosti světla ve vakuu.

$$E = m \cdot c^2 \quad (7)$$

### 2.3.3 Bosony W a Z

Bosony jsou intermediální částice slabé interakce. Slabá interakce působí na leptony, kvarky a neutrina. Dosah slabé interakce je extrémě malý, pouze  $10^{-18}$  m. To je o osm řádů méně, než činí velikost Bohrova poloměru. Slabá interakce provází například radioaktivní rozpad beta.

#### Boson W

Boson  $W$  je přítomen při reakcích, které mění vůni a elektrický náboj. Jako příklad lze uvést transmutaci neutronu, která je popsána rovnicí (8).

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e \quad (8)$$

Tuto rovnici lze dále rozepsat. Neutron je částice složená z kvarků, jedná se tedy o vázanou soustavu kvarků. Konkrétně jednoho kvarku  $u$  a dvou kvarků  $d$ . Transmutace neutronu probíhá tak, že jeden z kvarků  $d$  se přemění na kvark  $u$  za současného vzniku bosonu  $W^-$ .

Tento boson se bezprostředně po svém vzniku rozpadá na elektron a elektronové antineutrino, jak popisují rovnice (9) a (10).

$$d \rightarrow u + W^- \quad (9)$$

$$W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \quad (10)$$

## Boson Z

Boson Z se účastní slabých interakcí slabých neutrálních proudů. Při těchto interakcích se nemění vůně, ani elektrický náboj. Boson Z je rovněž přítomen při interakci částice se svojí antičásticí, tzv. anihilaci. Jedná se o velmi hmotnou polní částici, konkrétně  $91 \text{ GeV}/c^2$ , bez elektrického náboje. Je to nestabilní částice rozpadající se na leptony a jejich neutrina a na kvarky.

Při vzájemné interakci dvou slabých neutrálních proudů si tyto proudy vymění boson Z. Interagující částice zůstanou stejné, změní se pouze jejich kinetická energie. Další možností je anihilace. Ta se běžně popisuje jako přeměna páru elektron/pozitron na dva fotony. Existuje však i možnost vzniku bosonu Z. Ten se vzápětí rozpadá na kvarky  $b$  a  $d$  a na jejich antičástice. Kvarc  $b$  se pak spojí s antikvarkem  $\bar{d}$  a naopak, což dá vzniknout páru mezonů  $B^0$  a  $\bar{B}^0$ .

## 3 Interakce záření s látkou

Pod pojmem záření jsou zde pochopitelně míněny fotony, ať už Rentgenového nebo gama záření. Dále sem ale patří také částice, leptony a nukleony. Látkou se rozumí terčová entita, například elektronická součástka vystavená záření.

Tato práce se zabývá vlivem ionizujícího záření. Ionizující záření je takové záření, které je tvořeno částicemi bez náboje nebo s nábojem, případně obojími, které mohou ať už nepřímo, nebo přímo ionizovat látku terčové entity. Interakce nepřímo ionizujících částic se vyznačují diskretním charakterem. Při jedné interakci částice předává většinu své energie, v některých případech i všechnu energii. Oproti tomu částice přímo ionizujícího záření předávají svoji energii spojitě. [2] [4]

### 3.1 Elektromagnetické nepřímo ionizující záření

Elektromagnetické nepřímo ionizující záření je tvořeno částicemi bez elektrického náboje, konkrétně fotony. Při interakci takového záření s terčovou entitou dochází ke změně energie nebo směru interagující částice. Tyto interakce mají charakter náhodné veličiny, proto se udávají pravděpodobnosti jejich nastoupení. Tato pravděpodobnost je nejčastěji vyjádřena pomocí tzv. *účinného průřezu*  $\sigma$ . Účinný průřez reprezentuje pomyslnou plochu reprezentující terčovou entitu, např. atom. Pokud interagující částice projde touto plochou, nastane daná interakce.

$$\sigma_{n,n'} = \frac{P}{\Phi} \quad [m^2] \quad (11)$$

Jak ukazuje vzorec (11), účinný průřez pro daný typ interakce je dán podílem pravděpodobnosti  $P$  této interakce a fluence částic  $\Phi$ . Index  $n, n'$  značí, že se jedná o účinný průřez pro nepružný roptyl. Konkrétní hodnotu každého součinitele je vždy třeba vztáhnout k typu reakce, resp. interagující částice. Pro jednu terčovou entitu bývá možných několik nezávislých interakcí. Celkový účinný průřez je pak sumou jednotlivých účinných průřezů jednotlivých interakcí. Další důležitou veličinou je *hmotnostní součinitel zeslabení*  $\mu/\rho$ .

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{1}{\rho \cdot N} \cdot \frac{dN}{dl} \quad [m^2 \cdot kg^{-1}] \quad , \quad (12)$$

kde  $dN/N$  je frakce částic, které podlehnou interakci průchodem vzdáleností  $dl$  v látce o hustotě  $\rho$ . Jak již bylo zmíněno výše, nepřímo ionizující částice ztrácí při interakci většinu své energie. Z toho vyplývá pojem *zeslabení*.

$$\Phi(l) = \Phi(0) \cdot e^{-\mu l} \quad , \quad (13)$$

kde  $\Phi(l)$  je fluence částic po průchodu terčovou entitou,  $\Phi(0)$  je fluence částic dopadajících na terčovou entitu,  $\mu$  je lineární součinitel zeslabení pro danou látku a energii dopadajícího záření a  $l$  je tloušťka terčové entity. Vzorec (13) tedy udává úbytek nepřímo ionizujících (nenabitých) částic, které se v důsledku interakcí s terčovou entitou již nešíří v původním směru. Rozptyl nepřímo ionizujícího záření v dané látce určuje *vzrůstový činitel*  $B$ .

$$B = 1 + \frac{\Phi_r}{\Phi_{nr}} \quad , \quad (14)$$

kde  $\Phi_r$  je fluence rozptýlených nenabitých částic a  $\Phi_{nr}$  je fluence nerozptýlených nenabitých částic. Dalším parametrem pro definici vlastností terčové entity je *střední volná dráha*  $\lambda_r$ . Ta je definována jako střední vzdálenost mezi dvěma po sobě následujícími interakcemi.

$$\lambda_r = \frac{1}{\mu} \quad , \quad (15)$$

kde  $\mu$  je lineární součinitel zeslabení pro danou látku a energii dopadajícího záření. Odtud je dále odvozena *polotloušťka*  $d_{1/2}$ . Ta udává jakou tloušťku musí mít terčová entita, aby se fluence dopadajícího záření snížila na polovinu původní hodnoty.

$$d_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\mu} \quad (16)$$

Rozeznává se více typů interakce nepřímo ionizujícího záření s látkou. Jaký typ interakce vznikne, záleží na typu částice a na její energii.

### 3.1.1 Neionizační procesy

V určitých případech proletí kvantum záření materiálem bez jakékoliv interakce. To se děje hlavně při průchodu tvrdého záření materiály s nízkým protonovým číslem.

Další možností je Rayleighův koherentní rozptyl. Interagující foton předá elektronu v atomovém obalu pouze svojí hybnost. To vyvolá oscilace v elektronovém obalu. Ten následně vyzáří foton stejné vlnové délky jako byl foton původní, avšak opačným směrem, jedná se tedy o pružný rozptyl. Veškerá energie primárního fotonu je předána fotonu sekundárnímu.

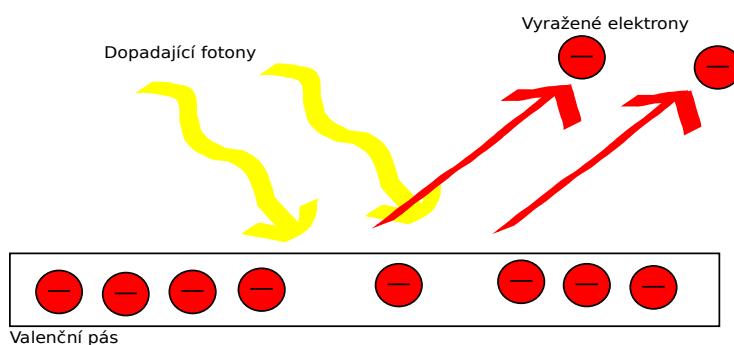
Poslední možností neionizačních procesů je Thompsonův rozptyl, který se uplatňuje především v materiálech s volnými elektrony a excitací elektronů. Při ní je elektron excitován pouze na vyšší energetickou hladinu. Při následné deexcitaci je vyzářena přebytečná energie, nejčastěji v podobě viditelného nebo infračerveného záření. [5]

### 3.1.2 Fotoelektrický jev

Fotoelektrický jev vzniká interakcí γ záření nízkých energií s elektronovým obalem atomu. Dopadající foton předá veškerou svoji energii elektronu v atomovém obalu. Tato energie je dána následujícím vztahem:

$$E = h \cdot f = W_v + E_k \quad , \quad (17)$$

kde  $h$  je Planckova konstanta a  $f$  je frekvence dopadajícího γ záření. Ve druhé části rovnice  $W_v$  je výstupní práce prvku terčové entity a  $E_k$  je kinetická energie vybuzeného elektronu. Dopadající foton zaniká a veškerou svoji energii předává elektronu. Část této energie se spotřebuje na vyražení elektronu z atomového obalu, zbytek této energie pak tvoří kinetickou energii elektronu, který se nazývá *fotoelektron*. Z toho vyplývá, že fotoefekt je možný pouze pokud dopadající záření má vyšší energii, než je výstupní práce daného materiálu.



Obr. 2: Fotoelektrický jev

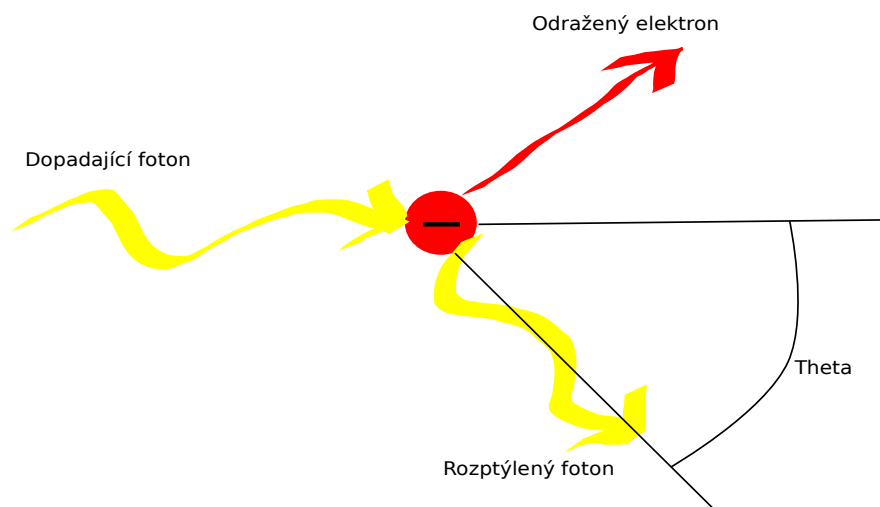
### 3.1.3 Comptonův rozptyl

Comptonův rozptyl se uplatňuje při středních energiích fotonů při jejich srážce s volným nebo slabě vázaným elektronem. Při Comptonově rozptylu se obě částice, foton i elektron, chovají jako kulečnickové koule. Foton předá elektronu jen část své energie a pokračuje jiným směrem s nižší energií. Jedná se tedy o pružný rozptyl. Energie rozptýleného fotonu  $E_{\gamma'}$  závisí na úhlu, pod kterým se odrazí a je dána Comptonovým vzorcem:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \left( \frac{E_{\gamma}}{m_{0e} \cdot c^2} \right) \cdot (1 - \cos(\vartheta))} \quad , \quad (18)$$

kde  $E_{\gamma}$  je energie záření dopadajícího na terčovou entitu,  $m_{0e}$  je klidová hmotnost elektronu a  $\vartheta$  je úhel pod kterým se foton rozptyluje.

Po Comptonově rozptylu může následovat i fotoelektrický jev. Rozptýlený foton s nižší energií může interagovat s dalším elektronem daného atomu. Ztrátou energie při Comptonově rozptylu se zvýší účinný průřez pro fotoelektrický jev.



Obr. 3: Comptonův rozptyl

### 3.1.4 Tvorba elektron–pozitronových párů

Tvorba elektron–pozitronových párů se uplatňuje při vysokých energiích v řádu MeV a větších. Fotony s takto vysokou energií jsou součástí kosmického záření, případně je lze vytvořit interakcemi v urychlovačích částic.

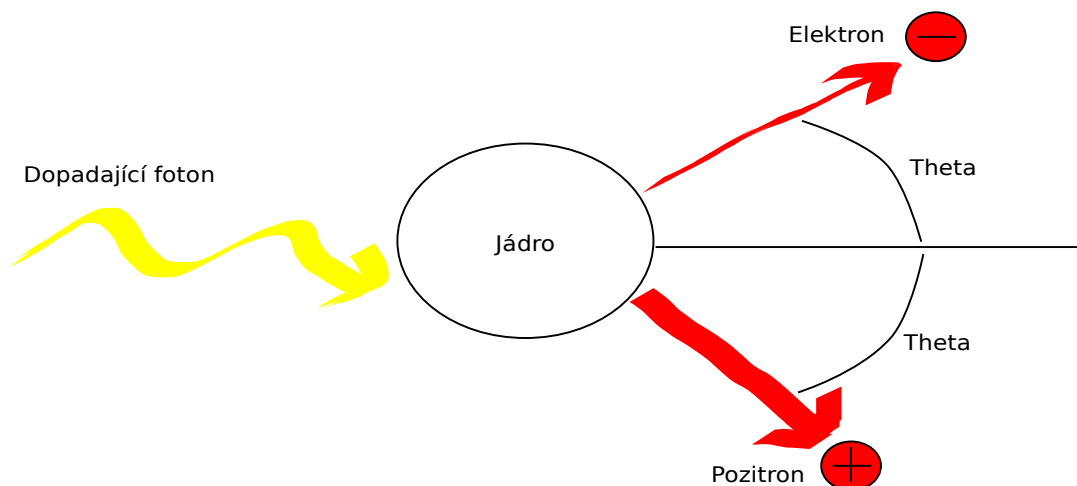
Pro iniciaci tvorby elektron–pozitronového páru je třeba, aby interagující foton měl energii minimálně 1,022 MeV; to je součet klidových energií elektronu a pozitronu, které jsou stejné. Takovýto foton může interagovat jak s reálným elektronem v atomovém obalu, tak i s virtuálním elektronem ukrytým v kvantovém vakuu. Podstatná je zde blízkost atomového jádra a elektromagnetická interakce s jeho Coulombovským polem. Z tohoto důvodu se volně letící foton, byť s vysokou energií, nemůže samovolně přeměnit na pár elektron–pozitron. Účinný průřez pro tvorbu elektron–pozitronových párů roste s velikostí elektrického náboje atomového jádra, tedy s jeho protonovým číslem.

Podle principu z předchozího odstavce se vysokoenergetický foton přemění na pár elektron–pozitron, podle rovnice (19).

$$\gamma \rightarrow e^{-} + e^{+} \quad (19)$$

Poté následuje ionizační zabrzdění. Jako částice přežívá pouze elektron. Pozitron bezprostředně po zabrzdění anihiluje s jiným elektronem. Při tom vznikají dva fotony  $\gamma$  záření o energii 511 keV.





Obr. 4: Tvorba páru elektron pozitron

### 3.1.5 Fotojaderná reakce

Vazební energie nukleonů v jednoduchém atomovém jádře je 2,5 MeV a roste s protonovým číslem atomu. Pokud interagující foton má alespoň tuto energii, může vyvolat fotojadernou reakci. Při fotojaderné reakci je z jádra atomu vyražen proton ( $\gamma, p$ ), nebo neutron ( $\gamma, n$ ). Při velmi vysokých energiích, minimálně desítky MeV, může dojít i k vyražení několika částic, např.: ( $\gamma, 2p$ ) nebo ( $\gamma, np$ ). Výsledné jádro pak může být radioaktivní, dochází k tzv. *gama aktivaci*.

Při ozařování uranu  $^{238}\text{U}$  nebo transuranů tímto tvrdým zářením, bude docházet ke štěpení těchto jader na dva středně těžké prvky, podobně jako při standardním štěpení neutrony. Tento jev se nazývá *fotoštěpení*. Při energiích v řádu stovek elektronvolt pak dochází k produkci mezonů  $\pi$ ,  $\kappa$  a s dále rostoucí energií i k produkci hyperonů.

### 3.1.6 Mössbauerův jev

Tento jev, označovaný také jako rezonanční jaderná absorpce, nastává v případě, že kvanta  $\gamma$  záření mají energii přesně na úrovni vzbuzené jaderné hladiny. Takový foton je pak jádrem absorbován, což vede k jeho excitaci. Jádro se následně vrátí na původní energetickou hladinu za současného vyzáření fotonu o stejné energii.

Slovy „přesně na úrovni vzbuzené jaderné hladiny“ je v tomto případě míněna přesnost energie minimálně v řádu  $10^{-6}$  eV. To je důvod, proč tento jev zatím nebyl pozorován v přírodě a lze ho uskutečnit pouze v laboratorních podmínkách na urychlovači.

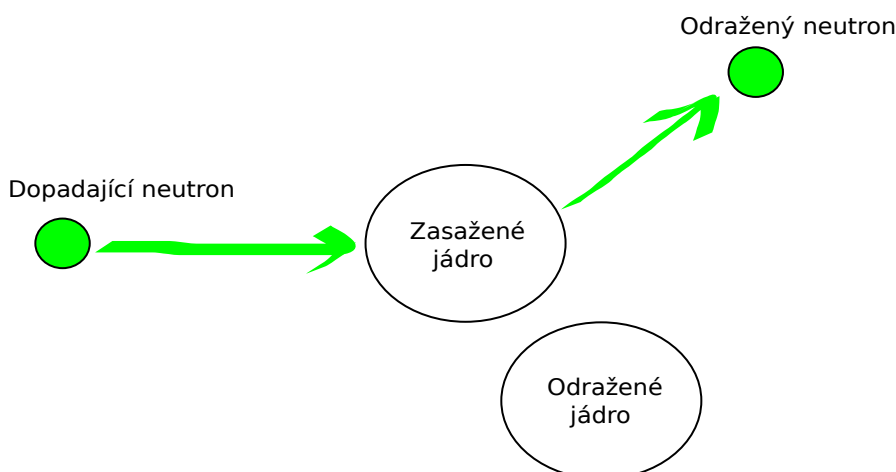
## 3.2 Korpuskulární nepřímo ionizující záření

Korpuskulární neionizující záření je tvořeno neutrony. Ty jsou v atomových jádrech vázány silnou interakcí a jsou stabilní. V případě volného neutronu to již neplatí, volný neutron je nestabilní částicí se střední dobou života 614 sekund. Neutron se přemění na proton, elektron a jeho antineutrino, jak ukazuje rovnice (8). [1][2][5]

Pro neionizující korpuskulární záření platí stejná teorie jako pro elektromagnetické neionizující záření, uvedená v kap. 3.1. Zatímco elektromagnetické záření interaguje především s elektronovým obalem atomu, korpuskulární záření interaguje téměř výhradně s atomovým jádrem.

### 3.2.1 Pružný rozptyl

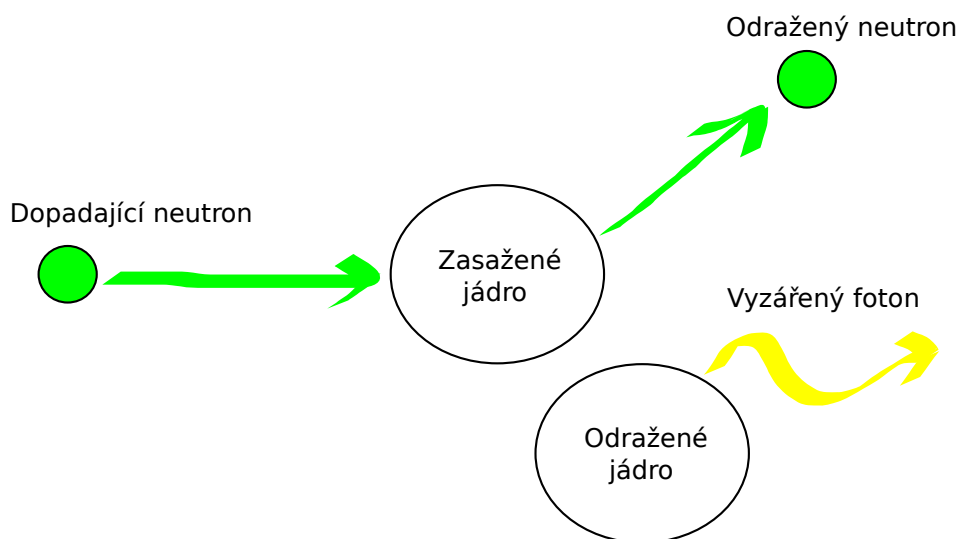
Pružným rozptylem interagují především rychlé neutrony na lehkých jádrech. Při tomto typu interakce narazí neutron do atomového jádra, kterému předá část své kinetické energie. Odrazí se a pokračuje dále se sníženou energií. Odražené jádro předává energii okolním atomům, čímž je excituje.



Obr. 5: Pružný rozptyl

### 3.2.2 Nepružný rozptyl

Nepružný rozptyl se na rozdíl od pružného rozptylu uplatňuje na těžkých jádrech. Při tomto jevu dochází k přenosu energie. Odražený neutron opět od atomu odlétá se změněnou trajektorií a nižší energií. Jádro samotné je nyní ale excitované a při následné deexcitaci vyzáří foton  $\gamma$  záření.



Obr. 6: Nepružný rozptyl

### 3.2.3 Radiační záchyt

Radiační záchyt je jaderná reakce při níž je interagující neutron pohlcen jádrem atomu  $(n,\gamma)$  za jeho současné excitace, dochází tedy k přeměně na jiný izotop daného prvku, rovnice (20).

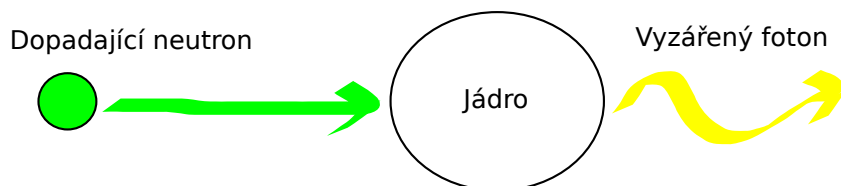


Excitované jádro následně při deexcitaci vyzáří foton  $\gamma$  záření. Izotop který vznikne radiačním záchytem bývá často radioaktivní, jedná se tedy o *radioizotop*. Ty mají svůj poločas rozpadu a rozpadají se nejčastěji  $\beta^-$  rozpadem, tedy za uvolnění elektronu a jeho antineutrína, rovnice (21).



Excitované jádro  $C$  následně ještě opět vyzáří foton  $\gamma$  záření.

Radiační záchyt má největší účinnost pro tepelné neutrony. Jedním z materiálů, které nejlépe pohlcují neutrony, patří bór, který se používá jako moderátor neutronového toku v jaderném reaktoru. Radiační záchyt se využívá při neutronové aktivační analýze pro určování přesného prvkového složení zkoumaného materiálu.



Obr. 7: Radiační záchyt

### 3.3 Přímo ionizující záření

Částice s elektrickým nábojem ztrácí při průchodu materiálem svoji energii především Coulombovskou interakcí s elektronovým obalem atomů tohoto materiálu. Jedná se o *srážkové ztráty energie*. Při malých energiích se elektrony v atomovém obalu dostávají pouze na vyšší energetické hladiny, tento proces se nazývá *excitace*. Při dostatečně velké energii, která stačí k tomu, aby byl elektron z daného atomu vyražen, dochází k *ionizaci*.

Atomy se z makroskopického hlediska jeví jako elektricky neutrální. Každý elektron i proton má ovšem své vlastní elektrické pole, které začne interagovat s nabitou částicí, jež do tohoto pole vstoupí prostřednictvím Coulombovské síly, jejíž dosah je podstatně větší, než rozměry těchto částic. Částice záření tímto způsobem předá část své kinetické energie elektronu, čímž vzroste jeho hybnost a tedy zaujme vyšší orbital. Tato změna hybnosti se určí podle vztahu (22).

$$\Delta p = \frac{1}{v} \int_0^s F_n ds \quad (22)$$

kde  $v$  je rychlost interagující částice,  $F_n$  je normálová složka Coulombovské síly vzhledem k dráze částice a  $s$  je délka dráhy částice na níž působí Coulombovské síly. Ze vztahu (22) tedy vyplývá, že změna hybnosti je nepřímo úměrná rychlosti interagující částice a tedy, že rychlejší částice způsobují nižší změnu hybnosti elektronů v atomovém obalu, než částice pomalé. Tím jak interagující částice postupně předává energii, snižuje se její rychlost a její ionizační stopa roste. Tuto závislost popisuje Braggova křivka.

První veličinou, kterou je u nabitých částic třeba zmínit je *celková lineární brzdná schopnost*  $S_l$ .

$$S_l = -\frac{dE}{dl} \left[ J \cdot m^{-1} \right], \quad (23)$$

kde  $dE$  představuje změnu energie a  $dl$  délku dráhy při průchodu látkou.

Protože každý druh záření má jiné vlastnosti, byla zavedena veličina *lineární přenos energie*  $L_{\Delta}$ . Je to ukazatel jakosti přímo ionizujícího záření.

$$L_{\Delta} = \left( \frac{dE}{dx} \right)_{\Delta} [J \cdot m^{-1}] , \quad (24)$$

kde  $dE$  je střední ztráta energie elektricky nabitě částice průchodem vzdáleností  $dx$  v materiálu způsobená srážkami s elektrony, kde je předaná energie menší než maximální hodnota  $\Delta$  [eV]. *Celková ionizační schopnost částice*  $N_i$  udává střední počet iontových párů které vytvoří daná nabitá částice při úplném zabrždění v daném materiálu. Jsou zde započítány také ionty vznikající v důsledku interakcí sekundárního záření, například brzděného záření. Další veličinou je *lineární ionizace*  $N_L$ . Ta udává podíl celkového počtu iontových párů  $dn_i$  vytvořených jednou přímo ionizující částicí na úseku dráhy  $dx$ , na kterém předává svoji energii.

$$N_L = \frac{dn_i}{dx} [m^{-1}] \quad (25)$$

S tím dále souvisí veličina *střední energie ionizace*  $W_i$  udávající podíl počáteční energie elektricky nabitě částice  $E$  a její celkové ionizační schopnosti  $N_i$ .

$$W_i = \frac{E}{N_i} [J] \quad (26)$$

### 3.3.1 Rozptyl

V různých látkách vytváří atomy určitou strukturu. Pro pevné látky je charakteristická prostorová mříž, ve které mají jednotlivé atomy přesně dané místo. Struktura této prostorové mříže je dána vazebnými silami atomů ze kterých se skládá. Pokud interagující částice prolétá takovouto mříží v dostatečné vzdálenosti, bude opět docházet k působení Coulombovských sil. Tyto však nebudou způsobovat excitaci či ionizaci, nýbrž změnu dráhy interagujících částic, které se budou šířit uvnitř této mříže cik cak, neboli budou rozptylovány. Pokud na takovouto prostorovou mříž budou dopadat částice ve formě rovinné vlny, budou ji opouštět rozptýleně v náhodných směrech. Situaci popisuje vzorec (27).

$$\cot\left(\frac{\xi}{2}\right) = \frac{2 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot E}{z \cdot Z \cdot e^2} \cdot b \quad (27)$$

kde  $\xi$  je úhel odklonu částice,  $\epsilon_0$  je permitivita vakua,  $E$  je kinetická energie částice,  $z$  je náboj částice,  $Z$  je náboj jádra atomu,  $e$  je elementární náboj a  $b$  je vzdálenost částice od jádra atomu.

### 3.3.2 Brzdné záření

Z makroskopického hlediska se atom jeví jako elektricky neutrální částice. Protože však interakce ionizujícího záření probíhají s jednotlivými složkami v atomu, v jeho elektronovém obalu, případně i jádru, je třeba uvažovat elektrický náboj těchto složek. Průchodem nabitých částic látkovým prostředím dochází k interakcím s Coulombovským polem elektronového obalu nebo atomového jádra. V důsledku toho dochází ke změnám energie a vektoru rychlosti těchto nabitých částic. Tento proces vede k emisi elektromagnetického záření, fotonů  $X$  nebo  $\gamma$  se spojitým spektrem. Velikost ztráty energie brzdícím zářením roste s protonovým číslem látkového prostředí. Účinnost tohoto procesu roste s tím, čím blíže k atomovému jádru, jeho elektrickému poli, dochází k této interakci nabitých částic. Pokud jde o částice záření, největší účinnost mají elektrony. Účinnost brzdícího záření udává vzorec (28).

$$\eta = E_e \cdot Z \cdot 10^{-6} \quad , \quad (28)$$

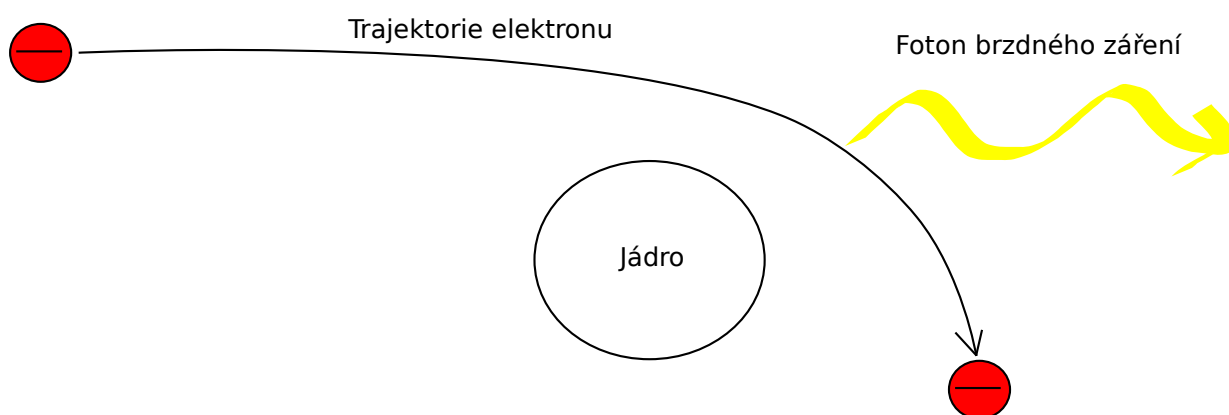
kde  $E_e$  [keV] je energie dopadajícího elektronu a  $Z$  je protonové číslo materiálu terčové entity. Na brzdící záření se v průměru přemění pouze 1% energie, zbytek je předán atomům v podobě kinetické energie prostřednictvím Coulombovského rozptylu. Většina energie se tedy mění v teplo.

Jelikož brzdění elektronů probíhá kontinuálně, je spektrum brzdícího záření spojitě. Vlnová délka brzdícího záření závisí na tom, jak blízko k atomovému jádru se interagující částici podaří dostat. Čím se dostane blíže, tím větší Coulombovská síla na ni působí, a tím rychleji se mění vektor jejího pohybu, a tím tvrdší brzdící záření je emitováno.

Na nízkých energiích je brzdící záření emitováno izotropně, se vzrůstající energií se charakter emise mění na kuželový v určitém směru. Střední úhel emise  $\vartheta$  je dán vzorcem (29).

$$\vartheta = \frac{m_{oe} \cdot c^2}{E_e} \quad , \quad (29)$$

kde  $m_{oe}$  je klidová hmotnost elektronu,  $c$  je rychlost světla ve vakuu a  $E_e$  je kinetická energie elektronu.



Obr. 8: Generování brzdícího záření

### 3.3.3 Cyklotronové a synchrotronové záření

Tento typ záření vzniká při pohybu nabitých částic v magnetickém poli působením Lorentzovy síly, která zakřivuje jejich dráhy do podoby kružnice nebo spirály, jejíž osa je rovnoběžná s vektorem magnetické indukce. V důsledku dostředivého zrychlení při pohybu v kruhu dochází k vyzařování brzdného záření.

#### Cyklotronové záření

Cyklotronové záření se řadí do skupiny mikrovlnného záření. Iniciují ho pomalejší elektrony a jeho frekvence je dána Larmorovým vzorcem:

$$f = \frac{e \cdot B}{2 \cdot \pi \cdot m_{0e}} , \quad (30)$$

kde  $e$  je elementární náboj,  $B$  je magnetická indukce a  $m_{0e}$  je klidová hmotnost elektronu. Jedná se o monochromatické záření.

#### Synchrotronové záření

Synchrotronové záření je iniciováno elektrony s vysokou energií. Fotony vylétají v úzkém kuželu ve směru pohybu elektronu. Protože v různých místech kružnice, po které se elektron pohybuje, dochází k různé relativistické dilataci času vzhledem k bodu, odkud je záření pozorováno, dochází také ke změnám aktuální cyklotronové frekvence. To má za následek spojité spektrum synchrotronového záření. Fotony synchrotronového záření mají vlnové délky z oblasti viditelného světla, případně záření  $X$ .

### 3.3.4 Čerenkovo záření

Každá elektricky nabitá částice s sebou nese elektrické pole. Pokud se nabitá částice pohybuje látkovým prostředím, dochází vlivem jejího elektrického pole k polarizaci atomů a molekul, se kterými se na své cestě látkou setká. Po průchodu nabitě částice se atomy a molekuly ihned depolarizují, přičemž přebytečnou energii vyzařují pomocí elektromagnetického vlnění. Pokud se nabitá částice v daném látkovém prostředí pohybuje rychleji než je rychlost světla v tomto látkovém prostředí, dochází ke konstruktivní interferenci jednotlivých vyzářených kvant. Takto vzniklé záření se nazývá Čerenkovo a nachází se ve viditelné oblasti.

Vznikající záření se postupně kuželovitě rozbíhá od trajektorie nabitě částice pod úhlem  $\theta$ , který je dán vztahem (31).

$$\cos(\vartheta) = \frac{1}{\beta \cdot n} , \quad (31)$$

$$\beta = \frac{v}{c_0} , \quad (32)$$

$$n = \frac{c_0}{c} , \quad (33)$$

$$c = \sqrt{\varepsilon \cdot \mu} = \frac{c_0}{n} , \quad (34)$$

kde  $n$  je index lomu látkového prostředí,  $v$  je velikost rychlosti nabitě částice,  $c_0$  je rychlost světla ve vakuu,  $c$  je rychlost světla v daném látkovém prostředí,  $\varepsilon$  je permitivita tohoto látkového prostředí a  $\mu$  je jeho permeabilita. Intenzita Čerenkova záření roste s indexem lomu látkového prostředí. Jeho spektrum je spojitě a je stejné pro všechny částice se stejným nábojem. Intenzita Čerenkovova záření roste s klesající vlnovou délkou, proto se jeví jako modré záření.



## 4 Dozimetrie ionizujícího záření

Dozimetrie ionizujícího záření je obor, zabývající se účinky ionizujícího záření, různých druhů, vlastností a energií, na různá látková prostředí. Dále pak množstvím záření absorbovaného v daném látkovém prostředí a tím způsobenými následky pro toto látkové prostředí. [2][4]

### 4.1 Dávka

Dávka je energie pohlcená látkovým prostředím. První veličinou z této oblasti je *sdělená energie*  $\varepsilon$ . Tato veličina má náhodný, stochastický charakter. Podstatné je především jakému matematickému rozdělení podléhá.

$$\varepsilon = (R_{vst} - R_{výst}) + (Q_{vst} - Q_{výst}) \quad [J] \quad , \quad (35)$$

kde  $R_{vst}$  jsou zářivé energie všech nabitých i nenabitých ionizujících částic, které do látky vstoupily, resp. které ji opustily  $R_{výst}$ . Analogicky k tomu je  $Q$  přírůstek, resp. úbytek klidových energií jader i elementárních částic při všech jaderných přeměnách, ke kterým v této látce došlo. Tyto přeměny jsou náhodné. Tyto náhodné interakce nabývají na významu v případě, že hmotnost dané látky je nízká nebo je fluence záření nízká. Zde se uplatňuje další veličina, a sice *lineární energie*  $y$ .

$$y = \frac{\varepsilon}{\bar{l}} \quad [J \cdot m^{-1}] \quad , \quad (36)$$

kde  $\varepsilon$  je energie sdělená látce při jednom aktu a  $\bar{l}$  je střední délka chordy v této látce. Pojmem akt se rozumí proces, při kterém je v daném objemu látky sdělena energie ionizující částicí nebo skupinou těchto částic. Jeden akt tedy zahrnuje jak účinek částic primárního záření, tak i účinek částic sekundárního záření vybuzeného interakcemi částic primárního záření. Další veličinou je *měrná energie*  $z$ , někdy také sdělená energie. Stále se jedná o stochastickou veličinu, lze ji však přesně měřit.

$$z = \frac{\varepsilon}{m} \quad [J \cdot kg^{-1}] \quad , \quad (37)$$

kde  $\varepsilon$  je energie sdělená látce s hmotností  $m$ . Nyní již lze definovat samotnou veličinu dávky. Její základní tvar je *absorbovaná dávka*. Jednotkou absorbované dávky je Gray [Gy].

$$D = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} \text{ [Gy]} , \quad (38)$$

kde  $\bar{\varepsilon}$  je střední energie sdělená látce prostřednictvím ionizujícího záření v objemovém elementu o hmotnosti  $dm$ . Přírůstek dávky  $dD$  v určitém časovém intervalu  $dt$  vyjadřuje *dávkový příkon*  $\dot{D}$ .

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \text{ [Gy} \cdot \text{s}^{-1}] \quad (39)$$

Absorbovaná dávka udává prostou informaci o tom, kolik energie bylo absorbováno v určité hmotnosti dané látky. Protože však každý jednotlivý typ záření má své charakteristické vlastnosti a tím pádem i různé účinky, byla zavedena veličina *ekvivalentní dávka*, která zohledňuje typ záření.

$$H = Q \cdot D \text{ [Sv]} , \quad (40)$$

kde  $Q$  je radiační váhový faktor, jehož hodnoty pro různé typy záření lze nalézt v Tab. 6, a  $D$  je absorbovaná dávka. Jednotkou ekvivalentní dávky je Sievert [Sv].

Tab. 6: Hodnoty radiačních váhových faktorů

Druh záření	Radiační váhový faktor $Q$
Fotony	1
Elektrony a miony	1
Neutrony <10 keV	5
Neutrony (10;100> keV	10
Neutrony (0,1;2> MeV	20
Neutrony (2;20> MeV	10
Neutrony >20 MeV	5
Protony	5
Částice $\alpha$ , štěpné produkty, těžká jádra	20

Z hodnot v uvedených v Tab. 6 lze odvodit následující. Pokud terčová entita absorbuje dávku 1 Gy fotonů, pak i ekvivalentní dávka bude 1 Sv. Oproti tomu v případě absorpce 1 Gy protonového záření bude již ekvivalentní dávka rovna 5 Sv. Z toho vyplývá, že absorbování 5 Gy fotonového záření bude ekvivalentní absorbování 1 Gy protonového záření. Tedy čím je hodnota radiačního váhového faktoru vyšší, tím je dané záření nebezpečnější z hlediska jeho účinků.

Poslední dávkovou veličinou je efektivní dávka. Efektivní dávka se počítá z ekvivalentní dávky násobené s dalšími váhovými faktory zohledňujícími odolnost jednotlivých tkání v těle proti ionizujícímu záření. Tato veličina je tedy radiobiologická a není v této práci uvažována. Jednotkou efektivní dávky je opět Sievert [Sv].

## 4.2 Kerma

Kerma  $K$  se používá v případě elektricky neutrálních částic. Tento název vznikl složením zkratk z označení Kinetic Energy Released in MAterial, neboli kinetická energie uvolněná v materiálu.

$$K = \frac{dE}{dm} \text{ [Gy]} , \quad (41)$$

kde  $dE$  je součet počátečních kinetických energií všech nabitých částic uvolněných v důsledku interakce s částicemi primárního ionizujícího záření v daném objemu látky  $dm$ . V případě nabitých částic primárního ionizujícího záření není mezi kermou a absorbovanou dávkou žádný rozdíl. Ovšem například v případě vysokých energií nebo blízkosti povrchu látky, kdy záření může unikát, se již kerma absorbované dávce nerovná. V případě fotonů kerma vypovídá o energii předané nabitým částicím v látce. Vztah mezi kermou a absorbovanou dávkou je uveden ve vzorci (42).

$$D = K \cdot (1 - g) , \quad (42)$$

kde  $g$  je frakce energie uvolněných nabitých částic. Kerma je tedy míra předání energie primárního nepřímě ionizujícího záření nabitým částicím, které vznikají jako sekundární v důsledku interakce primárního záření. Na rozdíl od dávky nepopisuje sdělenou energii, ale množství energie, které může být sděleno danému prostředí.

## 4.3 Expozice

Expozice je poměr absolutní hodnoty celkového elektrického náboje iontů jednoho znaménka  $dQ$ , které byly uvolněny interakcí fotonů ve vzduchu o hmotnosti  $dm$ , při úplném zabrzdění vzlých elektronů a pozitronů. Do tohoto celkového náboje se nezapočítává náboj vzniklý interakcí brzděného záření. Při vysokých energiích (MeV) tak již expozice dostatečně nezachycuje účinek takového záření.

$$X = \frac{|dQ|}{dm} \text{ [C} \cdot \text{kg}^{-1}] \quad (43)$$

Na rozdíl od dávky expozice určuje vliv fotonového záření na konkrétní prostředí (vzduch), čímž umožňuje charakterizovat pole fotonového záření či svazek podle jeho ionizačních účinků. Pomocí expozice lze popsat fotonový svazek nebo pole v místě měření. Nelze však na jejím základě určit k čemu dojde pokud bude toto záření v daném místě procházet určitou látkou.

## 5 Záření ve vesmíru

Záření vyplňující vesmírný prostor se dá rozdělit na dvě hlavní složky. První složkou je záření od mateřské hvězdy dané soustavy. Druhou složkou je pak záření přicházející ze zbytku galaxie a dalších galaxií.

Dominantní složku vesmírného záření tvoří protony a alfa částice. Dále jsou zastoupeny elektrony, fotony a neutrina. I když je fluence neutrin velmi vysoká, jejich přítomnost není vzhledem k jejich mizivému účinnému průřezu důležitá, protože nevstupují do žádných interakcí. Energie částic galaktické složky se pohybuje od  $10^9$  eV až do  $10^{20}$  eV. Částice s nižší energií jsou odstíněny magnetickým polem heliosféry. Částice s vyšší energií dosud nebyly zaznamenány. S rostoucí energií četnost částic klesá téměř exponenciálně. [1][3][8][9]

### 5.1 Galaktické záření

Primární záření přicházející z kosmu lze rozdělit na dvě skupiny. První skupinou je korpuskulární záření a druhou skupinou pak fotonové záření.

#### 5.1.1 Korpuskulární záření

Kosmické záření s velmi vysokou energií nemůže vznikat při běžných reakcích. Jeho vznik je dílem kataklyzmatických procesů ve vesmíru, při kterých se uvolňuje extrémní množství energie. Jako příklad takového procesu lze uvést výbuch supernovy, při kterém dojde ke smrštění jádra velmi hmotné hvězdy za takových tlaků a teplot, že elektrony budou ze svých orbitalů vtlačeny do atomových jader, kde společně s protony vytvoří neutrony. S tím je také spojeno vyvržení vyšších vrstev hvězdného plazmatu do okolního prostoru. V této rázové vlně mohou být protony urychlovány tzv. Fermiho mechanismem na energie až stovek TeV. Takto vzniklý útvar se nazývá *neutronová hvězda*. Ta velmi rychle rotuje a vysílá v pravidelných intervalech paprsky záření do okolního vesmíru, proto se označují také jako *pulzary*. Neutronové hvězdy mají extrémně silné magnetické pole, ve kterém vzniká synchrotronové záření o energii desítek GeV.

Další typ procesu, při kterém dochází k uvolňování extrémního množství energie, je interakce hmoty s černou dírou. Hmota, která je vtahována do černé díry, kolem ní vytvoří akreční disk. Čím blíže se hmota v tomto disku nachází horizontu událostí, tím více se zahřívá. Součástí černé díry je pak tzv. *jet*, ve kterém dochází k výtryskům částic urychlených na relativistické energie. Dochází zde k plasmovému urychlování, takže částice mohou mít energii až  $10^{20}$  eV.

Záření středních a nižších energií pak vzniká urychlováním částic v magnetických polích oblaků ionizovaných plynů na jejich trajektorii, nebo průletem silným magnetickým polem neutronové hvězdy.

## 5.1.2 Fotonové záření

Fotonové záření, neboli  $X$  a  $\gamma$  záření vzniká ve vesmíru při řadě interakcí. Může to být například synchrotronové záření emitované elektrony s vysokou energií při jejich pohybu skrz silné magnetické pole. Rekombinací atomů v ionizovaném plynu, brzděné záření, atd. Fotonové záření je rovněž emitováno z akrečních disků černých děr nebo neutronových hvězd. Záření  $X$  je tedy ve vesmíru hojně zastoupeno a tvoří tzv. *rentgenové kosmické pozadí*.

Záření  $\gamma$  se ve vesmíru vyskytuje vždy ve formě záblesků. Doba trvání těchto záblesků může být od desetin sekundy až po minuty. Obecně platí, že čím kratší záblesk, tím vyšší je jeho energie. Rozptyl hodnot energie je od stovek keV až po jednotky MeV. Záblesky gama záření jsou často zakončeny dosvitem, kdy se energie záření postupně snižuje přes ultrafialové světlo a viditelné světlo až do rádiového spektra.

## 5.1.3 Sekundární záření

Sekundární záření vzniká v důsledku interakce primárního záření s látkou. Na Zemi sekundární záření vzniká v horních vrstvách atmosféry interakcí tvrdého gama záření a částic o energii převyšující 80 MeV s atomy zemské atmosféry. Interakcí gama záření se svrchními vrstvami atmosféry vznikají spršky elektronů, které se pohybují rychleji, než je rychlost světla v atmosféře. To vede k jejich brždění a emisím Čerenkova záření.

Interakce nabitých částic je o hodně pozoruhodnější. Kromě emise fotonů brzděného záření dochází také k tříštivým reakcím atomů atmosféry. Při tříštivých reakcích vznikají mezony  $\pi$ .



Primární proton s vysokou energií  $P$  reaguje s nukleony  $N$  v jádrech atmosférických složek (kyslík, dusík a uhlík). Proton část své energie „věnuje“ pionům a pokračuje dále. Pokud mu zůstalo dostatečné množství energie, může stejným způsobem interagovat s dalším jádrem na jeho trajektorii. Částice sekundárního záření tedy mohou vznikat v kaskádách, kdy jeden primární proton může iniciovat vznik až milionů sekundárních částic. Počet a typy pionů, které při tříštivých reakcích vznikají, je dán dvěma faktory. Prvním je energie primárního protonu a tím druhým je úhel, pod kterým do jádra narazí.

Všechny typy pionů jsou nestabilní. Nabité piony mají střední dobu života rovnu  $2,5 \cdot 10^{-8}$  s, neutrální mezon  $\pi^0$  pak  $10^{-16}$  s. Nabité piony se přeměňují na miony, antimiony a jejich neutrina, neutrální piony se přeměňují na fotony gama záření, podle rovnic (45), (46) a (47).



Miony jsou také nestabilní částice s poločasem rozpadu  $2 \cdot 10^{-6}$ . Rozpadají se na elektrony, pozitrony a jejich neutrina, podle rovnic (48) a (49).



## Kosmogenní radionuklidy

Částice primárního kosmického záření s dostatečně vysokou energií mohou vyřadit částice z jader atomů. To se děje i v horních vrstvách atmosféry. Nejběžnějším kosmogenním radionuklidem je radioizotop uhlíku  $^{14}\text{C}$  s poločasem rozpadu 5730 let, rozpadající se  $\beta^-$  rozpadem o energii 158 keV. Vzniká reakcí neutronů, vyražených z jader atomů, s atomy dusíku, podle rovnice (50).



Tato reakce probíhá neustále. I tento radioizotop uhlíku reaguje s atomy kyslíku a vytváří molekuly kysličníku uhličitého, který se pak skrz fotosyntézu rostlin dostává do biosféry. Přítomnost tohoto radionuklidu v biosféře přináší každé formě života na Zemi aktivitu cca 0,25 Bq.

Dalšími kosmogenními radionuklidy, jejichž zastoupení je již podstatně menší, než u uhlíku jsou:  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{Be}$ ,  ${}^{32}\text{P}$ ,  ${}^{35}\text{S}$  a  ${}^{36}\text{Cl}$ .

## 5.2 Sluneční záření

Energie se ve hvězdách tvoří při termonukleárních reakcích v jejich jádrech. Naše Slunce každou sekundu fúzuje cca 700 miliónů tun vodíku na 696 miliónů tun hélia. Zbylé 4 miliony tun hmoty se přemění na energii. Tuto energii tvoří z 96% elektromagnetické záření a zbytek připadá na elektronová neutrina. Tok tohoto elektromagnetického záření u Země je roven  $1,4 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$ .

Navenek se Slunce projevuje různými způsoby. Jako první uvedme *Spikule*. Jedná se o úzké výtrysky plynů vznikající na okraji supergranulačních oblastí. Mohou být dlouhé i několik tisíc kilometrů a trvají řádově minuty. Dalším projevem je *Protuberance*. Protuberance je výtrysk sluneční hmoty až desetitisíce kilometrů nad jeho povrch, kterým protéká proud až  $10^{11}$  A. Tento výtrysk je řízen lokálním magnetickým polem a proto kopíruje jeho tvar. Posledním projevem kterým Slunce vyvrhuje hmotu do okolního prostoru je *Erupce*. Při erupci dochází k masivnímu uvolnění energie i hmoty, což se jeví jako náhlé zjasnění fotosféry a chromosféry. To je způsobeno rekonekcí magnetických siločar. Při erupci může dojít i k odtržení oblaku plazmatu se zamrzlým magnetickým polem, vzniká tzv. *Plazmoid*. Dojde-li k zachycení tohoto plazmoidu magnetosférou Země, vyvolá to velmi silné magnetické bouře a výrazné polární záře viditelné i mnohem jižněji než je normálně běžné. *Sluneční skvrny* jsou oblasti na povrchu Slunce s nižší teplotou, ta je způsobena intenzivní magnetickou aktivitou v této oblasti. Jsou to v podstatě viditelné trubice magnetických toků. Elektrony, které krouží podél siločar těchto toků, jsou zdrojem intenzivní záře v ultrafialové

oblasti. Magnetické pole Slunce je velmi proměnlivé a jeho vlastnosti souvisí s jedenáctiletým cyklem Sluneční aktivity. Má tvar Archimédových spirál a je rozprostřené po celé heliosféře. Plocha nulového pole se nachází v oblasti rovníku. Tato plocha je však výrazně zvlněná a planety při svém oběhu okolo slunce tak procházejí střídavě oblastí s opačným směrem magnetického pole. Kromě výše uvedených procesů, při kterých dochází k masivnímu uvolňování energie a hmoty, se ze Slunce neustále emituje stabilní proud částic, *Sluneční vítr*. Tyto částice jsou elektricky nabitě i elektricky neutrální. Největší zastoupení mají protony, elektrony a alfa částice. Sluneční vítr se dělí na dvě složky, pomalý a rychlý. Pomalý Sluneční vítr vzniká v rovníkových oblastech Slunce a jeho rychlost u Země je okolo  $500 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$ . Rychlý Sluneční vítr vzniká v polárních oblastech Slunce a jeho rychlost u Země činí přibližně  $750 \text{ km} \cdot \text{h}^{-1}$ . Částice zachytávané na oběžné dráze země mají teplotu 3 eV a koncentraci několika jednotek částic na metr krychlový.

## 5.2.1 Magnetosféra planet

Ve sluneční soustavě jsou jen dvě planety, které nemají vlastní indukované magnetické pole. Jsou to Venuše a Mars. Ostatní planety mají vlastní magnetické pole dipólového charakteru. Toto magnetické pole je však deformováno interakcí se slunečním větrem. Na straně přivrácené ke Slunci je magnetické pole tlačeno na planetu vlivem tlaku záření. Naopak na straně odvrácené od Slunce se vytváří magnetický ohon, jeho délka několikanásobně přesahuje průměr planety. V oblasti magnetických pólů pronikají nabitě částice do atmosféry nejsnáze. Zde pak vytváří plošné výboje známé jako polární záře. Jedná se o zářivé přechody excitované atmosféry.

Magnetosféra zachytává nabitě částice přicházející z vesmíru v tzv. Van Allenových radiačních pásích. Standardně jsou tyto pásy dva, nicméně se nedá přesně stanovit jejich hranice. Ta se neustále mění v souvislosti s aktivitou Slunce. Přímý vliv na tyto radiační pásy mají také zkoušky jaderných zbraní v atmosféře. Vnitřní Van Allenův pás je tvořen převážně protony a rozprostírá se ve výškách 1,1 až 3,3 poloměru Země. Energie těchto protonů je řádově stovky MeV. Vnější Van Allenův pás se nachází ve výškách od 10.000 km do 50.000 km, přičemž nejvyšší intenzita záření je mezi 15.000 km a 19.000 km. Tento pás je tvořen elektrony, ionty a částicemi  $\alpha$ . Částice ve vnějším radiačním pásu mají obecně nižší energii, než částice ve vnitřním radiačním pásu. Standardně je to méně než 10 MeV, i když může krátkodobě vzrůst vlivem geomagnetické bouře. Oba Van Allenovy pásy se rozprostírají do zeměpisné šířky  $65^\circ$  a tvoří tak toroidy okolo planety.<sup>1</sup>

Za určitých extrémních vlivů Slunce se mohou oba tyto radiační pásy sloučit do jednoho, případně se může vytvořit ještě třetí radiační pás. Trvání těchto anomálií je však pouze dočasné. [14]

## 5.2.2 Spalační reakce v atmosféře

Příchozí částice kosmického záření s vysokou energií prochází až do atmosféry, se kterou reagují v tzv. tříštivých reakcích. K těm dochází ve výšce od 25 do 30 km nad úrovní moře. Těmto výškám odpovídá atmosférický tlak okolo 100 mbar, což je mezní hodnota pro hustotu látky nutné

---

1 Uvedené hodnoty jsou platné pro planetu Zemi.

k iniciaci tříštvé reakce. Při tříštvé reakci naráží částice s vysokou energií, např. proton do atomového jádra, kde interaguje s jednotlivými nukleony. Dochází k vyražení nukleonů ven z jádra za současné produkce mezonů  $\pi$ , případně i  $\kappa$ . Tyto částice obvykle mají dostatečnou energii k tomu, aby tříštily dále. Vzniká tak celá kaskáda částic sekundárního záření, která dopadá až na povrch Země. Jedna částice primárního záření je tak schopná iniciovat vznik až několika miliard částic sekundárního záření. Přibližný počet lze stanovit na základě následujícího vzorce:

$$N \approx E \cdot 10^{-10} , \quad (51)$$

kde  $N$  je přibližný počet vyprodukovaných částic a  $E$  je energie primární částice v elektronvoltech.

Tyto kaskády, neboli spršky kosmického záření mají čtyři hlavní složky. Jsou to hadronová, mionová, elektromagnetická a neutrinová. Hadronovou komponentu tvoří protony, neutrony a menší jádra. Elektromagnetickou složku iniciují přeměny neutrálních mezonů  $\pi^0$ . Tyto částice mají střední dobu života rovnu  $8,52 \cdot 10^{-17}$  s. S největší pravděpodobností se přemění na dvojici fotonů. Existuje také malá možnost vzniku elektron–pozitronového páru a fotonu.

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (52)$$

$$\pi^0 \rightarrow e^- + e^+ + \gamma \quad (53)$$

Fotony s vysokou energií se párovou produkcí přeměňují na elektron–pozitronové páry, které srážkami s atomy vzduchu iniciují brzdné záření. Tato komponenta se v atmosféře velmi rychle tlumí, proto se jí říká měkká komponenta. Mionová a neutrinová složka vzniká rozpadem nabitých mezonů  $\pi^+$  a  $\pi^-$ , které se rozpadají na miony a jejich neutrina a jejich střední doba života činí  $2,6 \cdot 10^{-8}$  s.

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (54)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (55)$$

Mezony  $\kappa$  mají střední dobu života rovnu  $1,2 \cdot 10^{-8}$  s a přeměňují se dokonce čtyřmi způsoby seřazenými sestupně podle jejich pravděpodobnosti.

$$\kappa^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (56)$$

$$\kappa^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad (57)$$

$$\kappa^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \quad (58)$$

$$\kappa^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e \quad (59)$$

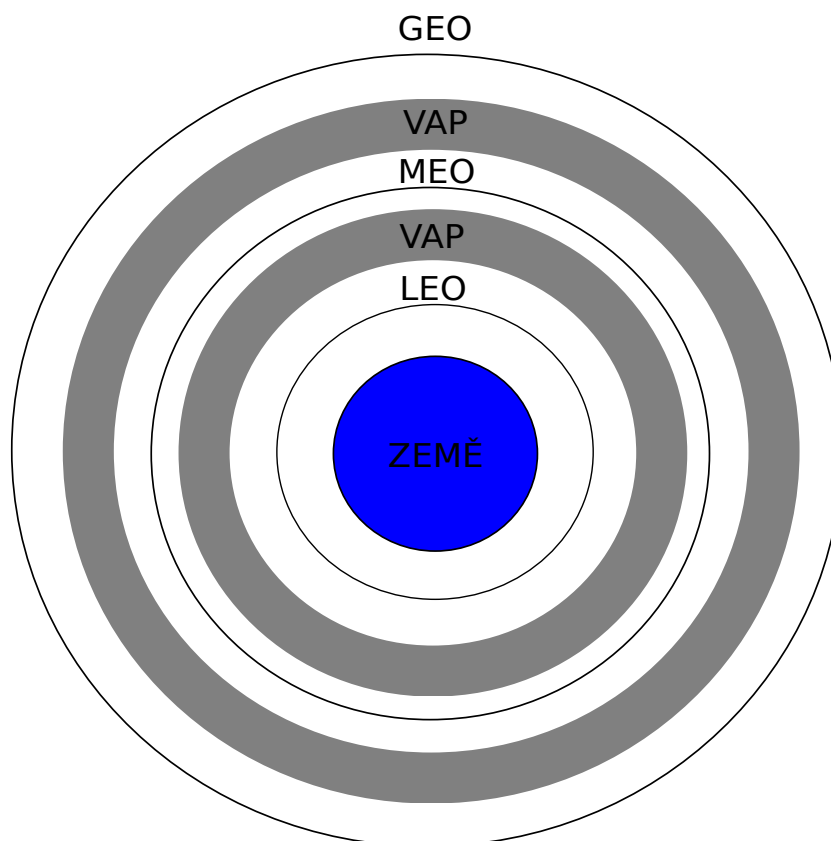
Z výše uvedeného je vidět, že přeměny kaonů zásobují mionovou, neutrinovou i elektromagnetickou komponentu spršek kosmického záření. Záporně nabitě kaony se přeměňují stejným způsobem s respektováním nábojového sdružení. Vzniklé miony se posléze přeměňují na elektrony a příslušná neutrina. Mionové komponentě se říká tvrdá komponenta. Jelikož mají miony jen velmi malý účinný průřez pro interakci s atmosférickými atomy, jsou schopné dosáhnout až povrchu Země. Neutrina, která interagují výhradně slabou interakcí a mají tak mizivý účinný



průřez, procházejí celou atmosférou a posléze i celou planetou. Neutrinová komponenta s sebou odnáší nemalou část energie, kterou ovšem díky povaze neutrin nemůžeme pocítit. [13]

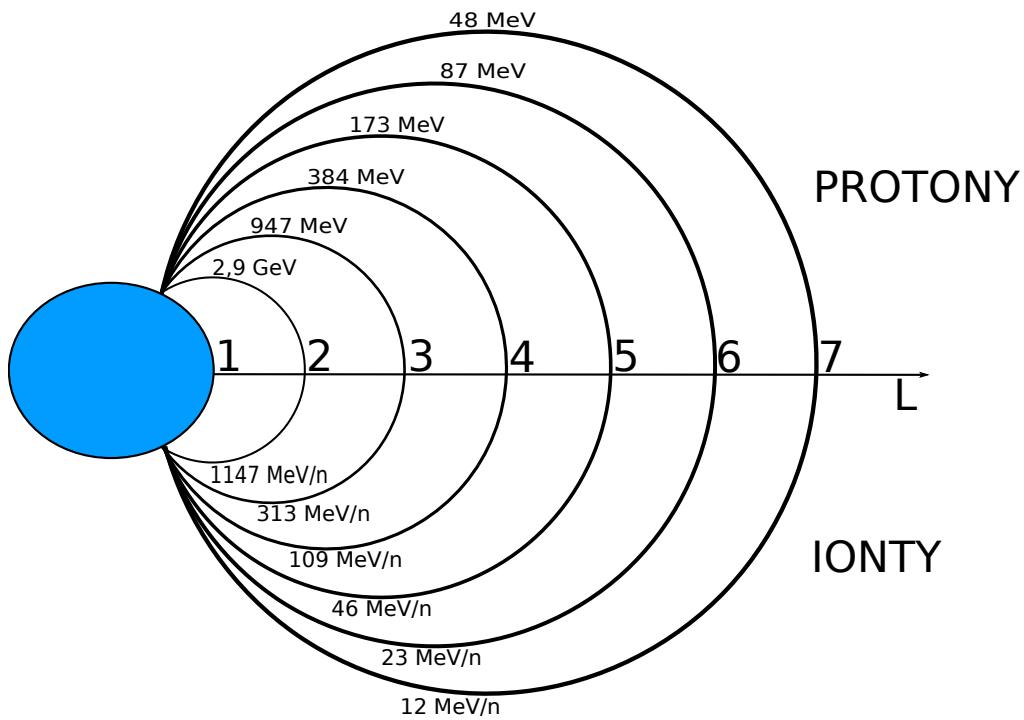
## 5.3 Radiace na oběžných drahách Země

Základní rozdělení oběžných drah Země je nízká oběžná dráha (LEO, Low Earth Orbit), střední oběžná dráha (MEO, Medium Earth Orbit) a geostacionární oběžná dráha (GEO, Geostationary orbit). Nízká oběžná dráha začíná na hranici atmosféry, což je cca 150 km nad úrovní moře. Hranice mezi nízkou oběžnou drahou a střední oběžnou drahou je 2.000 km nad úrovní moře. Geostacionární oběžná dráha pak leží ve výšce 35.800 km nad úrovní moře. To dává relativně obrovský prostor pro družice na různých oběžných drahách. Problém však spočívá v přítomnosti Van Allenových radiačních pásů (VAP), které z celé šířky možných drah ukrojí velkou část (Obr. 9).

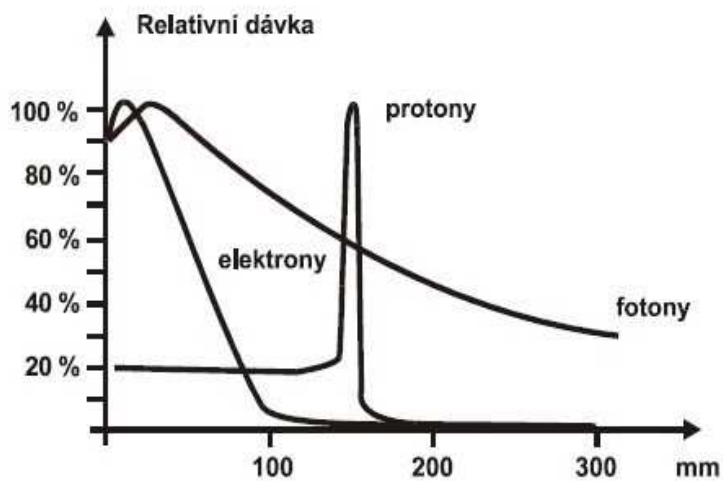


Obr. 9: Ilustrace rozložení oběžných drah Země

Ze střední oběžné dráhy se tak využívá pouze část okolo 20.000 km nad povrchem Země. Navíc čím je oběžná dráha vzdálenější od Země, tím je vystavena větší radiaci, neboť tím je intenzita zemského magnetického pole nižší. Obr. 10 ukazuje minimální energii pro protony a ionty, kterou musí daná částice, resp. jádro mít, aby byla schopná proniknout příslušnou vrstvou magnetického pole. Tyto vrstvy magnetického pole, tzv. L vrstvy představují siločáru magnetického pole v místě L násobku zemského poloměru.



Obr. 10: Minimální energie částic pro průnik danou vrstvou magnetosféry



Obr. 11: Braggovy křivky pro různé typy záření [24]

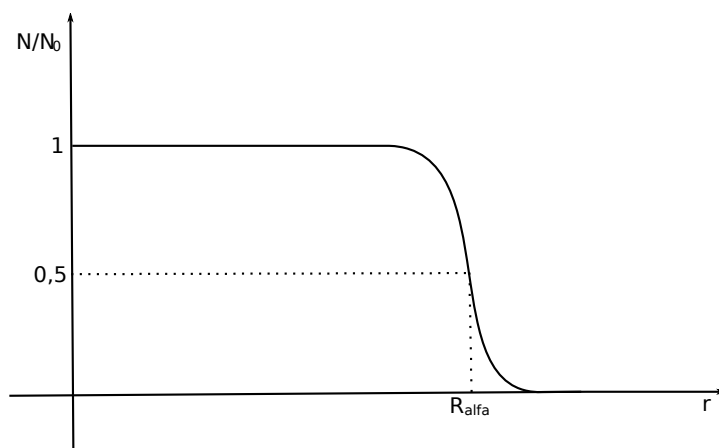
## 6 Ochrana před ionizujícím zářením

Ochrana před ionizujícím zářením spočívá ve třech základních přístupech. Jsou to ochrana časem, ochrana vzdáleností a ochrana stíněním. Ochrana časem spočívá v zajištění co nejkratší doby působení ionizujícího záření na danou věc. Například v případě misí Apollo k měsíci byla zvolena taková trajektorie, při které byl průlet Van Allenovými radiačními pásy co nejkratší s ohledem na zachování funkčnosti palubní elektroniky a zdraví astronautů. Ochrana vzdáleností vyplývá ze známého zákona poklesu intenzity záření s kvadrátem vzdálenosti a tedy čím dále od zdroje ionizujícího záření, tím menší je absorbovaná dávka. Tyto dva přístupy ochrany před ionizujícím zářením jsou ovšem použitelné pouze při práci s radioaktivními látkami na Zemi. Ve vesmíru je ionizující záření přítomné neustále a to všude. Tím pádem je třeba se spolehnout pouze na ochranu stíněním.

Vzhledem k tomu, že kosmické záření je tvořeno také vysokoenergetickými relativistickými částicemi s energií dosahující až  $10^{20}$  eV, je třeba při návrhu stínění počítat se zářením sekundárním. Toto sekundární záření může být z hlediska radiační ochrany nebezpečnější než primární záření. Spalační procesy, které byly popsány v kapitole 5.2.2 mohou pochopitelně probíhat ve všech materiálech a jedna vysokoenergetická částice primárního záření tak může iniciovat vznik až miliónů částic sekundárního záření nejen v naší atmosféře. Pro nás na povrchu planety se zde uplatní ochrana vzdáleností, u kosmických aparátů to už ovšem neplatí. Nebezpečí nespočívá pouze ve vyšší počtu částic, ale také v jejich nižší energii a tím pádem větší ionizaci, která je podle Braggovi křivky (Obr. 11) nejvyšší těsně před zastavením částice.

### 6.1 Ochrana před zářením $\alpha$

Alfa záření je tvořeno jádrem atomu helia  ${}^4_2\text{He}$ . Podobné chování vykazují i další nabitě částice jako protony, deuterony, tritony, apod. Tyto částice interagují na své cestě látkovým prostředím s elektrony v atomových obalech. Jelikož je hmotnost těchto částic několikanásobně vyšší, než hmotnost těchto elektronů, dojde po srážce jen k nepatrné změně trajektorie alfa částice. Její pohyb lze považovat za přímočarý. Při každé srážce s elektronem alfa částice ztrácí část svojí kinetické energie, která se spotřebuje na ionizaci a excitaci atomů látkového prostředí. Vzdálenost kdy alfa částice zastaví se nazývá *dosah*. Dosah alfa částic s danou počáteční kinetickou energií je vždy téměř stejný, jak ukazuje Obr. 12 a rovnice (60).



Obr. 12: Rozložení dosahu alfa částic

$$\frac{-dN}{dr} = \frac{N_0}{\alpha \cdot \sqrt{\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(r - R_s)^2}{\alpha^2}\right), \quad (60)$$

kde  $N_0$  je počet alfa částic,  $\alpha$  je flukтуаční parametr a  $R_s$  [cm] je střední lineární dosah alfa částic. Lineární brzdná schopnost alfa částic se určí pomocí Betheovi rovnice:

$$S = \frac{4 \cdot \pi \cdot e^4 \cdot z^2 \cdot N}{m \cdot v^2} \cdot Z \cdot \left[ \ln\left(\frac{2 \cdot m \cdot v^2}{\bar{I}}\right) - \ln\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) - \frac{v^2}{c^2} \right], \quad (61)$$

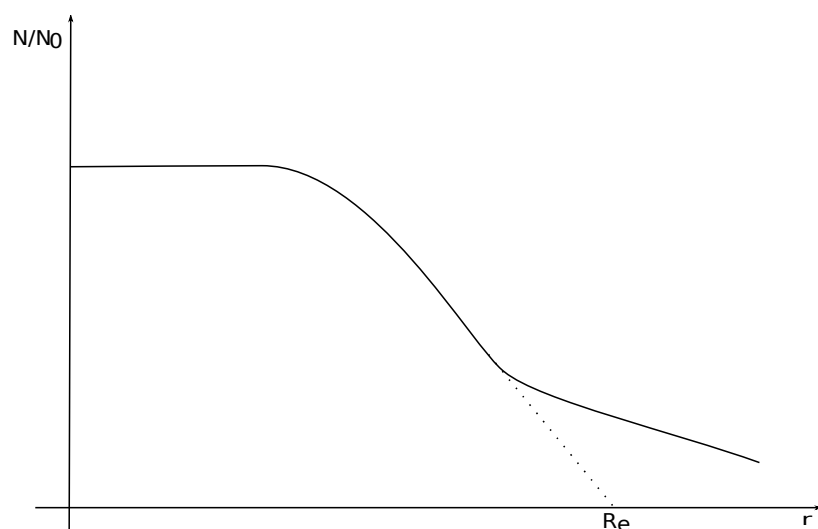
kde  $v$  je rychlost alfa částice,  $z$  je náboj alfa částice ( $z=2$ ),  $N$  je počet atomů látky v jednotce objemu,  $Z$  je protonové číslo látky,  $m$  je klidová hmotnost alfa částice a  $\bar{I}$  je střední hodnota ionizační energie, která se dá přibližně určit empirickým vztahem:

$$\bar{I} = 8,2 \cdot Z \cdot \left(1 + 0,7 \cdot Z^{-\frac{2}{3}}\right) \quad (62)$$

Čím více elektronů stojí v cestě alfa částici, tím dříve předá svoji kinetickou energii. Pronikavost alfa záření je však mizivá a je-li provedeno odstínění ostatních typů záření, je automaticky odstíněno i alfa záření. Alfa částice po svém zastavení v látce absorbuje dva elektrony a látka je tak obohacena o atom helia. [1]

## 6.2 Ochrana před zářením $\beta$

Beta záření se rozděluje na kladné a záporné podle toho jestli je danou částicí pozitron nebo elektron. Obě tyto částice při svém průchodu látkou interagují s elektrony v atomových obalech. Jedná se tedy o srážky částic se stejnou hmotností a tím pádem dochází k vychylování částic beta záření ze své původní trajektorie.



Obr. 13: Rozložení dosahu beta částic

Jak je vidět z Obr. 12 dosah beta částic má mnohem větší rozptyl, než je tomu u alfa částic. Je to dáno náhodným rozptylem beta částic v látce. Z toho důvodu je vhodnější používat tzv. extrapolovaný dosah částic  $R_e$ , který lze získat extrapolací lineární části křivky. Beta záření však neztrácí energii při průchodu látkovým prostředím pouze ionizací a excitací atomů. Vzniká také sekundární rentgenové brzdné záření. Ionizační ztráty a radiační ztráty popisují následující rovnice.

$$-\left(\frac{dE}{dr}\right)_{col} = \frac{2 \cdot \pi \cdot e^4 \cdot N \cdot Z}{m \cdot v^2} \cdot \left[ \ln \left( \frac{m \cdot v^2 \cdot E}{2 \cdot \bar{I}^2 \cdot (1 - \beta^2)} \right) - (2 \cdot \sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) \cdot \ln(2) + (1 - \beta^2) + \frac{1}{8} \cdot (1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 \right], \quad (63)$$

$$-\left(\frac{dE}{dr}\right)_{rad} = \frac{N \cdot E \cdot Z \cdot (Z + 1) \cdot e^4}{137 \cdot m^2 \cdot c^4} \cdot \left[ 4 \cdot \ln \left( \frac{2 \cdot E}{m \cdot c^2} \right) - \frac{4}{3} \right], \quad (64)$$

kde  $v$  je rychlost elektronu,  $E$  je energie elektronu,  $N$  je počet atomů látky v jednotce objemu,  $Z$  je protonové číslo látky,  $m$  je klidová hmotnost elektronu,  $\beta$  je definovaná jako podíl rychlosti elektronu ku rychlosti světla ve vakuu a  $\bar{I}$  je střední hodnota ionizační energie. Lineární brzdná schopnost pro beta částice se vypočítá součtem dílčích ztrát energie:

$$S = \left(\frac{dE}{dr}\right)_{col} + \left(\frac{dE}{dr}\right)_{rad} \quad [J \cdot m^{-1}]. \quad (65)$$

K odstínění beta záření jsou vhodné lehké materiály, například plexisklo či hliník, ve kterých nevzniká tak tvrdé brzdné záření jako v materiálech s velkým protonovým číslem. Sekundární rentgenové brzdné záření lze pak odstínit tenkou vrstvou olova. V případě použití pouze olova pro stínění beta záření, by musela být tloušťka tohoto stínění mnohem větší, aby se dostatečně pohltilo i tvrdé sekundární záření, které by v olovu vznikalo. Kombinace lehkého materiálu s tenkou vrstvou olova je tak mnohem výhodnější.

Elektron průchodem látkovým prostředím postupně ztrácí svoji kinetickou energii až úplně

zastaví. V tomto látkovém prostředí pak zůstane jako volný elektron, nebo se připojí k některému atomu. Pozitron stejně jako elektron také průchodem látkovým prostředím ztrácí svoji kinetickou energii. Po zastavení ovšem anihiluje s nejbližším elektronem. Při tomto procesu se tyto dvě částice přemění na dva protiběžné fotony gama záření s energií 511 keV, které je silnější než brzdné záření. Pro případ kladného beta záření tedy musí být tloušťka olova za lehkým materiálem větší než pro případ záporného beta záření. [1]

## 6.3 Ochrana před zářením $\gamma$

Gama záření je tvořeno fotony. Jelikož fotony nemají žádný elektrický náboj, mají velmi velkou pronikavost. Pro ochranu před gama zářením jsou tedy vhodné materiály s velkou elektronovou hustotou, jako olovo, wolfram nebo ochuzený uran.

Fotony nemohou předávat svou kinetickou energii přímo skrz Coulombovské působení tak jako elektricky nabitě částice. Svou energii tak předává prostřednictvím kmitání elektrického a magnetického pole, které foton provázejí. Fotony mohou předávat svoji energii jak elektronům v atomovém obalu, tak i nukleonům v atomovém jádře. Zeslabení gama záření při průchodu látkovým prostředím má exponenciální charakter.

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu r} \quad [m^{-2} \cdot s^{-1}] \quad , \quad (66)$$

kde  $I$  je konečná hodnota intenzity gama záření,  $I_0$  je počáteční hodnota intenzity gama záření,  $\mu$  je součinitel lineárního zeslabení a  $r$  je tloušťka stínícího materiálu. Tento vztah ale lze používat pouze pro nižší energie a úzké svazky, protože nereflektuje sekundární záření. Pro tento účel je třeba doplnit *vzrůstový činitel*  $B$ , jehož hodnoty pro dané energie a materiály lze nalézt v tabulkách. [1]

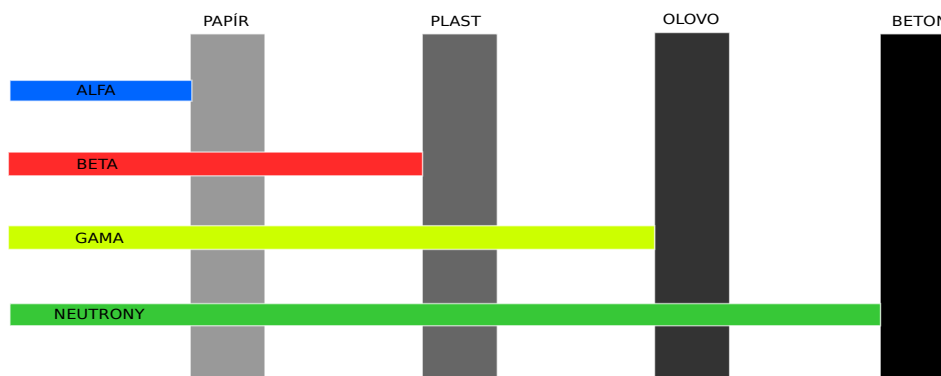
$$I = I_0 \cdot B \cdot e^{-\mu r} \quad [m^{-2} \cdot s^{-1}] \quad (67)$$

## 6.4 Ochrana před neutronovým zářením

Neutrony jsou těžké částice bez elektrického náboje, které interagují pouze s atomovými jádry a to čtyřmi způsoby. Jsou to pružný a nepružný rozptyl, radiační záchyt a absorpce. Pružný rozptyl funguje v lehkých látkách. Neutron při něm narazí do lehkého jádra, předá mu část své kinetické energie a pokračuje dále. Odražené jádro pak díky svému vlastnímu náboji ionizuje své okolí. Nepružný rozptyl naopak probíhá v těžkých látkách. Těžká jádra už samotný neutron nemůže odrazit a jím předaná kinetická energie se spotřebuje na excitaci tohoto jádra. Excitované jádro se poté vrací na původní energetickou hladinu a přebytečnou energii vyzáří v podobě fotonu gama záření. Při radiačním záchytu je neutron pohlcen jádrem. To opět vyvolá emisi gama záření. Navíc se tím daný izotop změní na jiný, který může být radioaktivní a tím pádem kontaminovat samotné stínění. Poslední možností je jaderná reakce. Jedná se opět o pohlcení neutronu atomovým jádrem. V tomto případě však dojde k emisi protonu nebo alfa částice, které způsobí další ionizaci. Zeslabení neutronů podléhá stejným zákonitostem jako zeslabení fotonů.

Neutrony s vysokou energií je třeba nejprve zpomalit. K tomu jsou nejvhodnější lehké materiály s vysokým obsahem vodíku, jako voda nebo polyetylén. Tyto tepelné neutrony je nyní třeba pomocí radiačního záchyty chytit ve vhodném absorbátoru. Materiály, které dobře absorbují neutrony jsou například bór, indium či kadmium. Poslední vrstva pak musí zachytit fotony emitované radiačním záchytem. K tomu dobře poslouží olovo nebo wolfram. [1]

## 6.5 Shrnutí požadavků na stínění



Obr. 14: Ilustrace pronikavosti jednotlivých typů ionizujícího záření

Komplexní ochrana proti ionizujícímu záření vyžaduje více na sebe navazujících vrstev vhodných materiálů. Při návrhu stínění je nejprve potřeba si ujasnit jaké částice tvoří primární záření a jaký je nejvhodnější způsob jejich odstínění. Poté je nutné přistoupit k analýze sekundárního záření, které vznikne interakcí primárního záření se stíněním. Kosmické záření je z části tvořeno vysokoenergetickými a relativistickými částicemi. Díky této svojí obrovské energii iniciují vznik celých kaskád sekundárního záření, které je třeba odstínit.

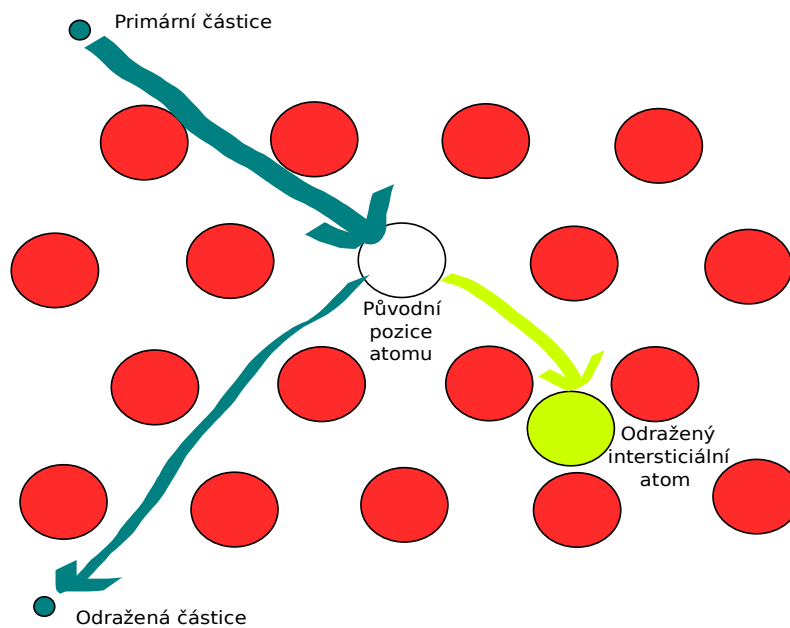
## 7 Vliv ionizujícího záření na elektroniku

Při posuzování vlivu radiace na elektroniku, jakož i na živou tkáň, záleží na typu záření a jeho energii. Energie záření ve vesmíru se pohybuje většinou v řádu keV, což mnohonásobně překračuje ionizační energii atomu křemíku (3,6 eV), který je základním stavebním kamenem polovodičové techniky. U ostatních používaných materiálů jsou tyto hodnoty energie velmi podobné. Tím je dána interakce mezi zářením a součástkou. Dochází ke generaci párů elektron—díra, nebo k vyražení atomů z krystalové mřížky.

### 7.1 Poškození krystalové mřížky

Poškození krystalové mřížky, *Displacement Damage (DD)*, je situace kdy dojde k přesunu atomu v rámci krystalové mřížky materiálu, která se tím pádem stane nesymetrickou. Při průniku částice kosmického záření do krystalové mřížky dojde k nárazu do atomu v této mřížce. Částice tomuto atomu předá část své hybnosti a odrazí se. Zasažený atom poté změni svoji pozici v krystalové mřížce. Na jeho původní pozici vzniká prázdné místo, zatímco v jeho nové pozici se stává intersticiálním. V důsledku toho dojde ke změně parametrů, jako je například doba života minoritních nosičů zasaženého polovodiče. V případě tranzistoru dochází ke změně jeho zisku. Vlivem rozšíření rekombinačních center dochází ke zvýšení šumu, což s sebou nese snížení rozlišovací schopnosti detektorů.

Zařízení nejvíce náchylná k tomuto typu poškození jsou detektory částic, elektrooptické součástky nebo solární panely, jejichž účinnost ve vesmíru postupně klesá právě vlivem poškození krystalové mřížky. Původci tohoto poškození jsou především protony, neutrony a ionty. Rozsah poškození záleží na tom, jaká částice konkrétně ho způsobila, na tom jakou měla energii a z jakého materiálu byla vyrobena zasažená součástka. Poškození tohoto typu je kumulativní. [3]



Obr. 15: Poškození krystalové mřížky



Situaci popisuje Obr. 15 na kterém jsou červeně znázorněny atomy krystalové mřížky. Po srážce atomu v této mřížce s primární částicí kosmického záření je tento atom odražen na novou zeleně znázorněnou pozici intersticiálního atomu v rámci krystalické mřížky. Na původní pozici tak vzniká bíle označené volné místo.

## 7.2 Jednorázové efekty

Jednorázové efekty, neboli *Single—Event Effects (SEE)*, vznikají v důsledku hromadění náboje vlivem ionizace. Jednorázové efekty většinou spočívají například ve ztrátě dat z paměti, nicméně mohou mít i destruktivní účinky.

Částice, která zasáhne danou elektronickou součástku, se jí "prodírá" a postupně ztrácí energii, čímž tuto součástku ionizuje vytvářením nových párů elektron—díra. Počet těchto párů je úměrný ionizační energii daného materiálu. V případě křemíku je třeba pro vygenerování náboje o velikosti 1 pC energie 22,5 MeV. Vygenerované páry elektron—díra buď rekombinují, nebo jsou vázány na jednotlivých elektrodách (např. tranzistoru). Pokud takto vázaný náboj přesáhne kritickou hodnotu  $Q_{krit}$ , dojde k průrazu. [3]

## 7.3 Mikroprůraz

Mikroprůraz hrozí nejčastěji součástkám založeným na technologii CMOS. Integrovaný obvod typu CMOS je složen ze dvou tranzistorů s indukovaným kanálem NMOS a PMOS. Tato struktura v sobě obsahuje také dva parazitní bipolární tranzistory NPN a PNP, které dohromady vytváří parazitní tyristor NPNP nebo PNP. V anglicky psané literatuře označován jako *latch up*.

Za běžného provozu nemají tyto parazitní součástky vliv na funkci. Pokud se však na bázi některého z těchto tranzistorů objeví i sebemenší proud, například vlivem ionizace při interakci s částicí kosmického záření, dochází vlivem kladné zpětné vazby k jeho rychlému růstu. Tím dochází k lokálnímu nárůstu teploty v součástce. To může vést až k jejímu zničení v případě, že se nepodaří ji včas odpojit od napájení a vyřadit tak parazitní tyristor z funkce. Pokud je reset CMOS integrovaného obvodu proveden včas, lze obnovit jeho normální pracovní režim. [3]

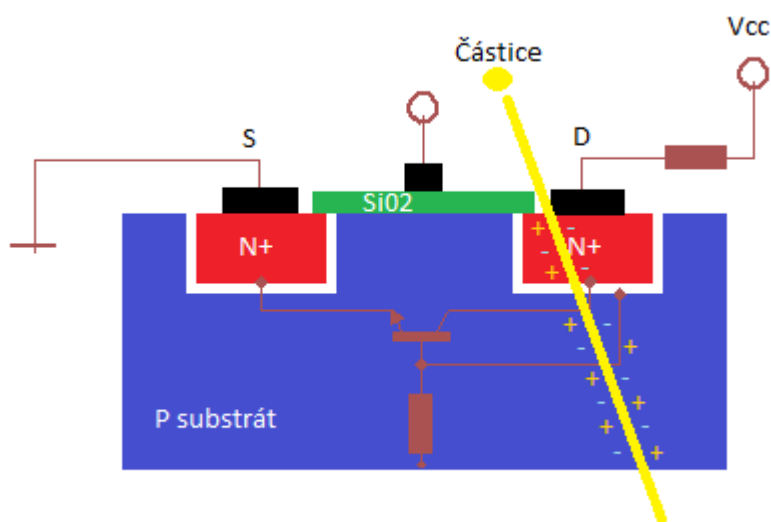
## 7.4 Jednorázové vyhoření

Jednorázové vyhoření, *Single Event Burnout*, je podobné mikroprůrazu. Týká se především tranzistorů typu MOSFET a může postihnout i bipolární tranzistor. Samotné MOSFETy obsahují opět parazitní bipolární tranzistory typu NPN a právě přes ně jsou zranitelné. Ionizující částice vesmírného záření vytváří při průchodu zasaženou součástkou celou řadu párů elektron—díra. Dochází tedy k vytváření náboje. Pokud daná částice prošla přímo parazitním bipolárním tranzistorem, dojde vlivem ionizace k vytvoření napětí mezi bází a emitorem. Pokud toto napětí přesáhne prahovou hodnotu 0,7 V, dojde k otevření tohoto parazitního tranzistoru. Vlivem lavinového efektu dojde k vysokým proudovým tokům. Tyto vysoké proudové toky zapříčiní ohřev součástky, který ji zničí. Takovéto poškození je permanentní. [3]

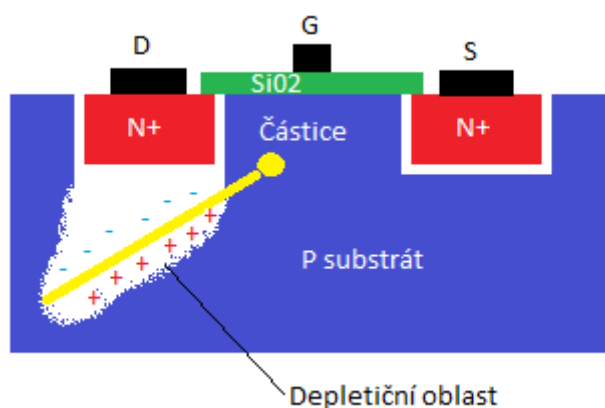
## 7.5 Jednorázové prasknutí báze

Prasknutí báze, *Single Event Gate Rupture (SEGR)*, postihuje nejčastěji výkonové tranzistory technologie MOSFET nebo paměti typu EEPROM.

K tomuto jevu dochází pokud dojde k ionizaci oxidu křemíku  $\text{SiO}_2$  nacházejícího se pod bází tranzistoru. Opět dochází ke generaci párů elektron—díra. Tyto jsou pomocí přítomného elektrického pole separovány mezi elektrody gate a drain. Kladné náboje se hromadí na rozhraní  $\text{Si/SiO}_2$  v blízkosti elektrody gate, kde dále zvyšují intenzitu elektrického pole, s tím také roste proud  $I_{gate}$ . Ve chvíli kdy velikost nahromaděného náboje překročí určitou mez, dojde k jeho vybití. Při tomto vybíjení dojde k silnému lokálnímu růstu teploty a v těchto lokalitách dochází ke zničení vrstvy oxidu křemíku. [3]



Obr. 16: Jednorázové vyhoření



Obr. 17: Jednorázové narušení

## 7.6 Jednorázové narušení

Jednorázové narušení, *Single Event Upset (SEU)*, postihuje především digitální zařízení jako jsou programovatelná pole (FPGA), mikroprocesory, paměti apod., ať jsou založeny na bipolární nebo MOS technologii. Tato porucha spočívá ve změně stavu daného prvku, například dojde k vymazání dat z paměti. Nejedná se tedy o poškození technologie, ale dat, která lze do postiženého místa opět zapsat. Dochází tedy k procesu *bit flip*, kdy se bit s hodnotou "1" přepíše na hodnotu "0", nebo bit s hodnotou "0" se přepíše na hodnotu "1". Tím dochází vlivem radiace k přepisování dat a tím k jejich ztrátě. Situaci ilustruje Obr. 18.

Zranitelnost zařízení jednorázovým narušením je určena dvěma parametry. Prvním je minimální lineární přenos energie potřebný k vyvolání tohoto efektu. Druhým pak je saturace lineárního přenosu energie na účinném průřezu zkoumané části digitálního zařízení. Tím jak se všechny typy součástek postupně zmenšují klesá tím i kritický náboj  $Q_{krit}$ , který je potřebný pro spuštění poruchy, tím se zvyšuje náchylnost k poruchám vlivem ionizujícího záření. [3]

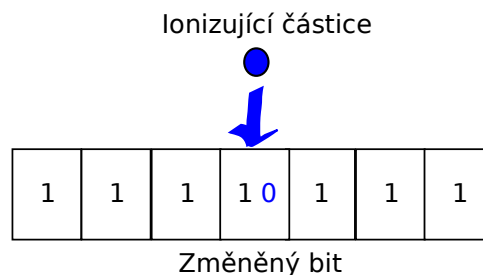
Výpočet kritického náboje je uveden ve vzorci (68). Na předání energie ionizující částicí je v tranzistoru nejcitlivější elektroda drain. Na ní je pak možno pozorovat proudové špičky úměrné předávané energii. Tyto proudové špičky mají velikost desetin miliampéru a trvají několik nanosekund.

$$Q_{krit} = \int_0^t I_D(t) dt \quad (68)$$

Citlivost na jednorázové narušení je dána účinným průřezem  $\sigma$  předmětného zařízení. Vypočítá se jako podíl zaznamenaných jednorázových narušení a fluence ionizující částice  $\Phi$ .

$$\sigma = \frac{N_{SEU}}{\Phi} \quad (69)$$

Účinný průřez tedy závisí také na tom, jaká částice ionizaci způsobí. Při zásahu nabitou částicí jako je proton, elektron nebo iont dochází k přímé ionizaci. Při zásahu neutronem jsou nejprve vybuzeny nabitě částice jako sekundární záření, které ionizuje.

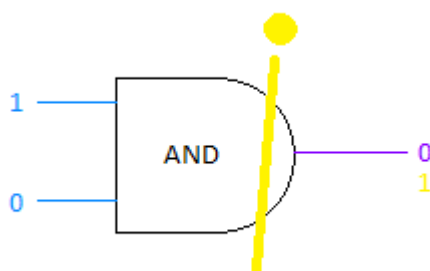


Obr. 18: Jednorázové narušení v paměti

## 7.7 Jednorázové přechodné efekty

Jednorázové přechodné efekty, *Single Event Transient (SET)*, spočívají ve falešných napěťových nebo proudových impulzech vzniklých v důsledku průchodu ionizující částice součástkou. Tyto impulzy se pak mohou šířit napříč celým elektronickým obvodem a způsobit tak, že na výstupu zasaženého obvodu budou nesprávná data a tím dojde k poruše systému.

Jednorázové přechodné efekty jsou vzhledem ke zmenšování součástek a s tím spojeného zmenšování jejich kritického náboje  $Q_{krit}$  kritickým problémem pro fungování obvodů v prostředí ionizujícího záření, protože i jen jedna nabitá částice je schopná vyvolat silný přechodný efekt. Zatím jediná možnost, jak tyto poruchy odhalit, je kontrola výstupů jednotlivých bloků na přítomnost neočekávaných stavů. To s sebou však přináší také snížení výpočetní rychlosti. Citlivost na jednorázové přechodné efekty je dána pracovními podmínkami v daném obvodu. Závisí tedy už na samotné výrobní technologii, parametrech součástky, amplitudě vstupního proudu a na době ionizace vztážené k pracovní frekvenci obvodu. Protože pracovní frekvence neustále rostou, roste i pravděpodobnost vzniku jednorázového přechodného efektu. [3]



Obr. 19: Jednorázový přechodný efekt

Situaci ilustruje Obr. 19 na jednoduchém příkladu hradla *AND*. Při kombinaci vstupních logických hodnot "1" a "0" má být na výstupu hradla logická hodnota "0". Vlivem ionizace po zásahu částicí kosmického záření však dochází k uvedení výstupu do logické hodnoty "1", ve které setrvá sice jen omezenou dobu, ale i to může negativně ovlivnit následující systémy.

## 7.8 Jednorázové přerušení funkce

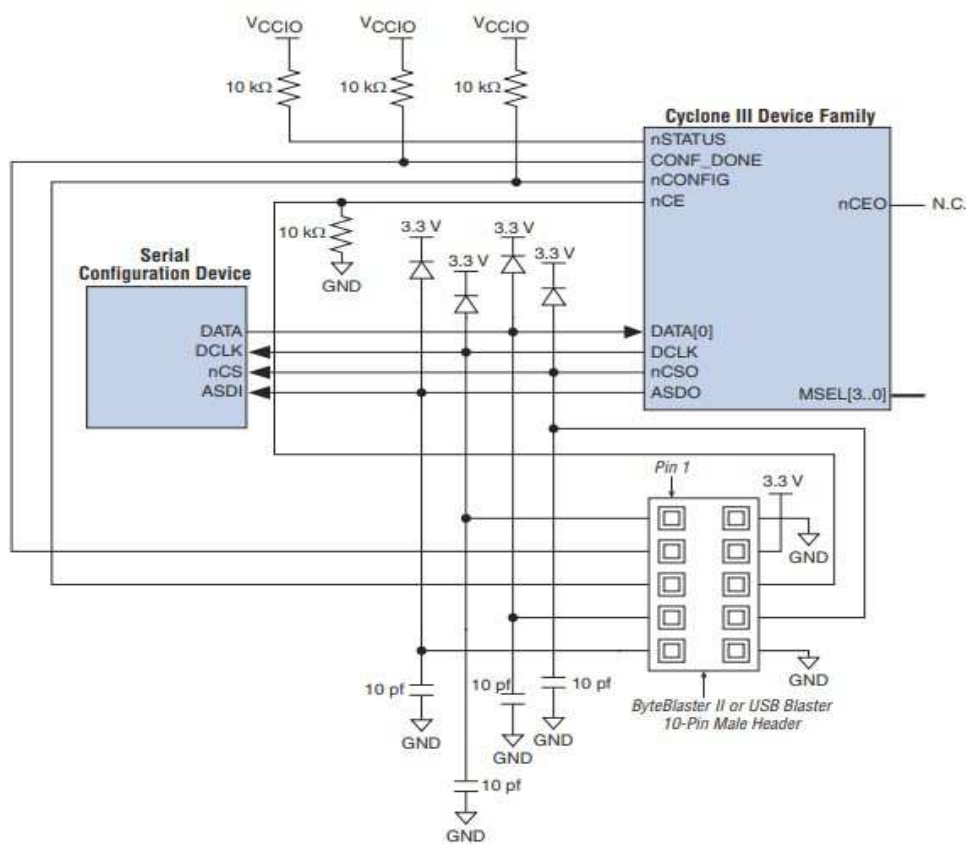
Jednorázové přerušení funkce, *Single Event Functional Interrupt (SEFI)*, postihuje ucelené obvody jako jsou mikroprocesory nebo paměti, které se dostávají do nevratného stavu. Vzniká jako důsledek přechodného efektu nebo jednorázového narušení.

Tím, že dojde k přepsání paměťových bloků nebo ke změně signálů na výstupu určitého bloku, se může celé zařízení dostat do nedefinovaného stavu, což nutně vede k přerušení jeho funkce. Toto přerušení funkce může mít podobu nepředvídatelného chování celého systému, nebo absolutního výpadku. Toto poškození samo o sobě není fatální, po restartování celého systému by měla být obnovena jeho funkce v rámci normálních parametrů. [3]

Příkladem takového selhání je sonda Clementine, která měla v roce 1994 za úkol studovat Měsíc a asteroidy blízké Zemi. Jednoho dne však bez zjevných příčin došlo k aktivaci jedné z manévrovacích trysek. Než se řídicímu centru na Zemi podařilo zjistit, co se děje a restartovat palubní počítač, bylo spáleno veškeré palivo a sonda rotovala rychlostí několika desítek otáček za sekundu. Tím její mise předčasně skončila. Předpokládá se, že za touto ztrátou stojí jednorázové narušení, kdy vlivem přepsání paměti došlo v běhu programu sondy ke skoku na příkaz k aktivaci jedné z manévrovacích trysek a dále k selhání ovládní. Několik málo nabitých elementárních částic tedy může lehce způsobit ztrátu celé sondy. [3]

## 7.9 Celková ionizační dávka

Vesmírné sondy trpí neustálým ozařováním celým spektrem záření. Protony, elektrony, neutrony, ionty a také vysoce energetické gama záření stále působí na sondy a jejich zařízení. V kapitolách výše byly popsány jednotlivé účinky ionizujícího záření na elektroniku. Vlivem těchto jevů, kdy dochází k poškození krystalové mřížky se mění jednotlivé parametry součástek, které jsou ionizujícímu záření vystaveny. Dochází například ke změně prahového napětí a dalších klíčových parametrů. Tyto změny jsou souhrnně označovány jako efekt celkové ionizační dávky, *Total Ionizing Dose (TID)*. [3]



Obr. 20: In system programování konfigurační flash paměti [16]

## 8 Měřicí přípravek

V této kapitole je představen návrh měřicího přípravku jak z pohledu hardware tak i software. Měřicí přípravek sestává ze speciálně vytvořené desky pro testování obvodů FPGA a z výukové desky DE0 od společnosti Terasic, která slouží k zaznamenávání a vyhodnocování získaných dat. [15]

### 8.1 Hardware

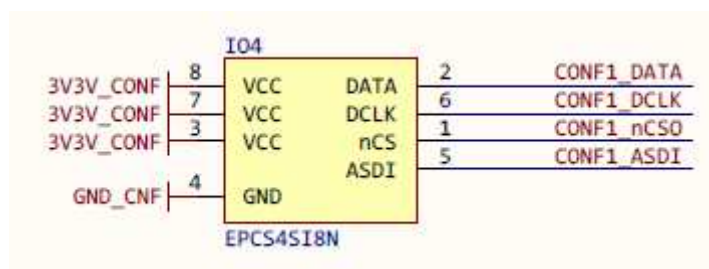
Pro účely tohoto výzkumu byla navržena deska plošných spojů obsahující tři čipy FPGA z rodiny Cyclone III, typu EP3C5E144C8 od společnosti Altera (Intel) a další součásti nezbytné pro správný chod těchto čipů. Čipy budou programovány z konfigurační flash paměti typu EPCS4SI8N od společnosti Altera (Intel). Deska je navržena jako čtyřvrstvá. Vnější vrstvy jsou určeny pro vedení užitečných signálů. Jedna z vnitřních vrstev je napájecí a druhá zemnicí. [16][17]

Celá deska je rozdělena na dvě části, a to konfigurační a testovací. V konfigurační části se nachází konfigurační flash paměť a rozhraní pro její konfiguraci pomocí USB Blaster kabelu. Dále se zde nachází dva zdroje napětí TPS82140SILR od společnosti Texas Instruments. Tyto z přívodního napětí 5 V vyrábí napájení čipu 1,2 V a analogové části testovaných FPGA 2,5 V. V testovací části jsou pak samotné testované čipy FPGA. [19]

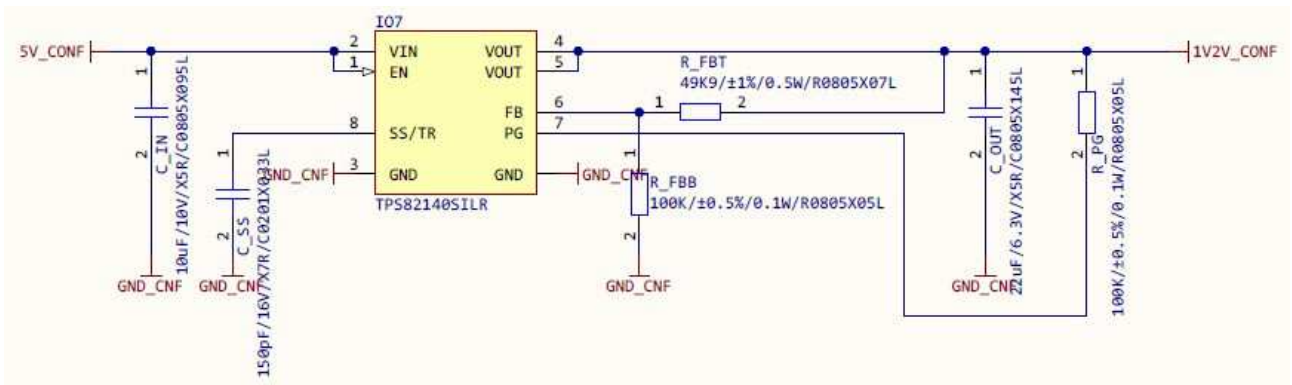
Zapojení zdrojů bylo vytvořeno v online návrhovém systému Webench Designer od Texas Instruments, který je dostupný na [www.ti.com](http://www.ti.com). Dále hodnoty použitých rezistorů a některých kapacit odpovídají hodnotám, které jsou doporučeny pro danou aplikaci s daným FPGA. Lokální, skupinové a filtrační kondenzátory byly zvoleny podle následující tabulky.

Tab. 7: Hodnoty použitých blokovacích kondenzátorů

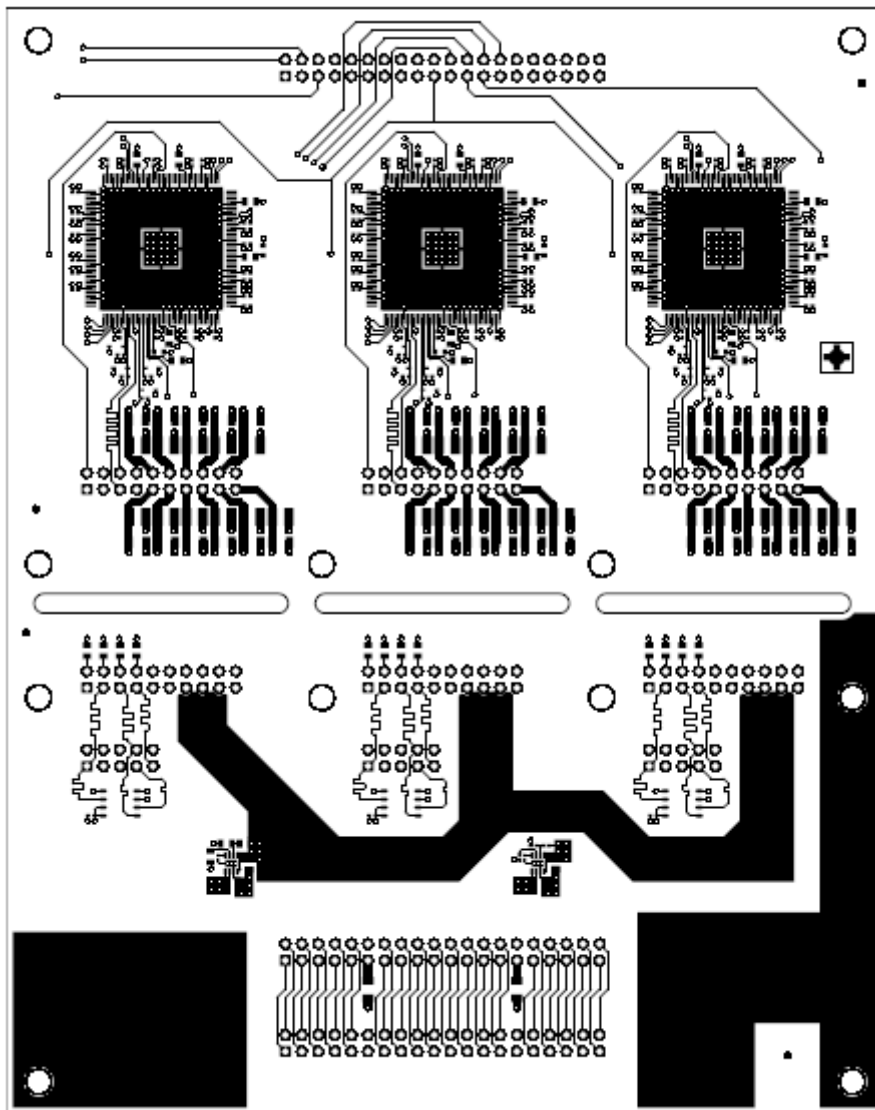
Typ	Hodnota
Lokální (decoupling)	100 nF
Skupinový (bulk)	10 $\mu$ F
Filtrační (bypass)	330 $\mu$ F



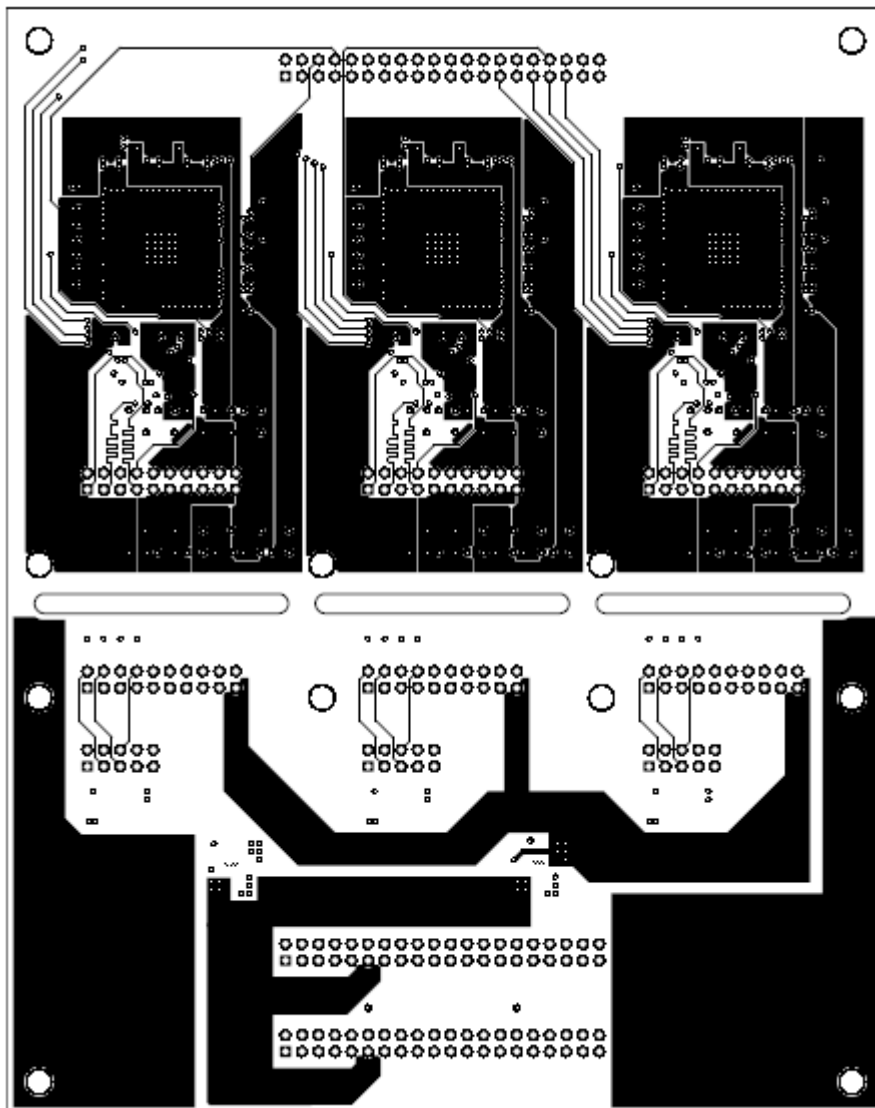
Obr. 21: Zapojení konfigurační flash paměti



Obr. 22: Zapojení zdroje napětí

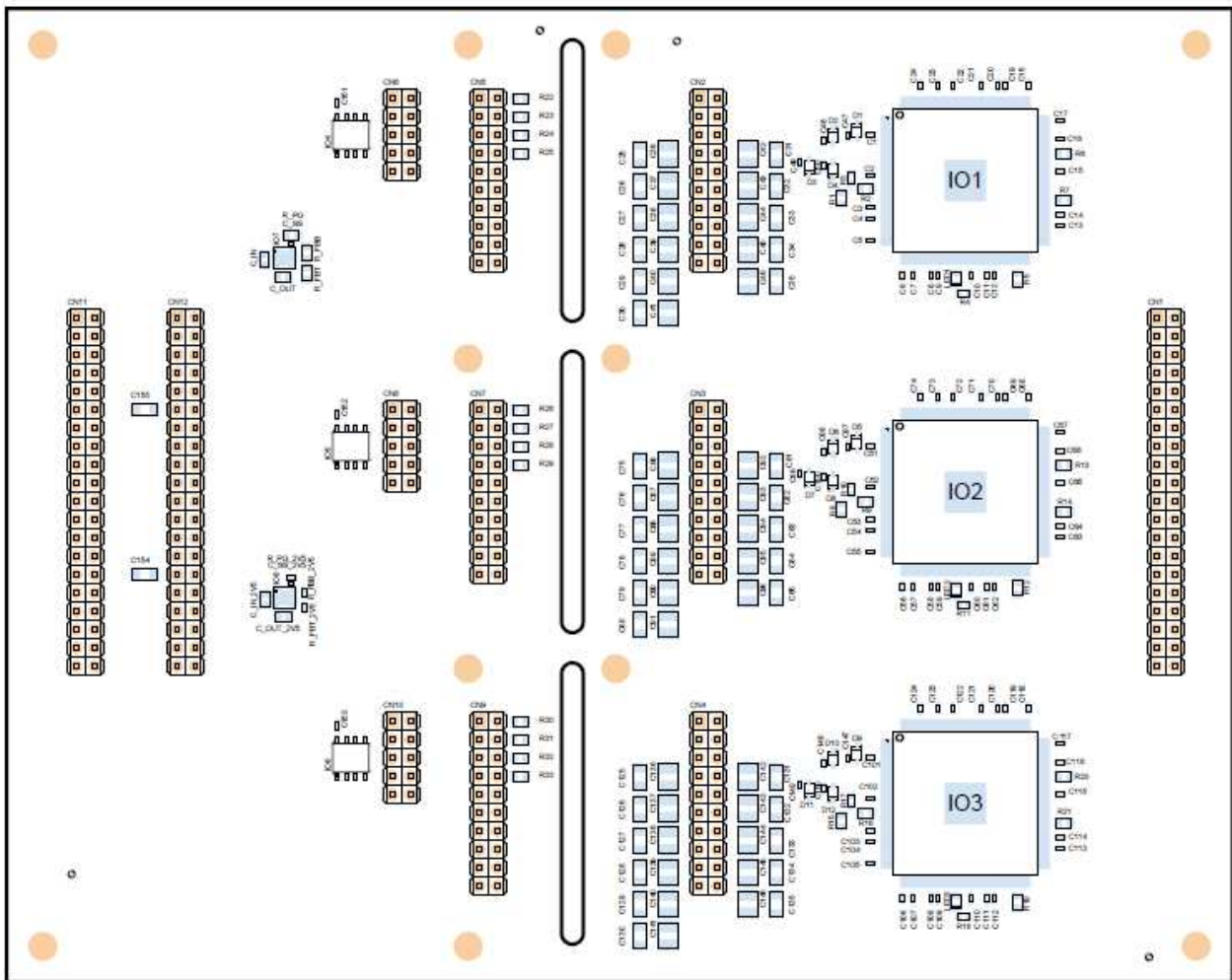


Obr. 23: DPS vrstva TOP



Obr. 24: DPS vrstva BOTTOM





Obr. 25: Rozložení součástek na DPS

## 8.2 Software

Softwareová část je složena ze dvou hlavních programů. Jsou to dut.vhd pro testování datové integrity čipů FPGA a data.vhd sloužící pro vyhodnocování a záznam naměřených dat. Programové vybavení je uloženo na CD disku, který je součástí této práce.

### 8.2.1 Dut

Tento program je tvořen dvojicí posuvných registrů. Jedna větev je určena pro testování přeskoků z logické hodnoty "1" do logické hodnoty "0". Druhá větev pak pro testování přeskoků z logické hodnoty "0" do logické hodnoty "1". Výstupní registr je v každém hodinovém taktu kontrolován na přítomnost správné logické hodnoty. Pokud nedochází k žádným datovým chybám není vykonávána žádná další činnost. V případě datové chyby je uveden do vysoké úrovně chybový signál, který bude zpracován v desce DE0.

Další věcí kterou je nutné kontrolovat je správná konfigurace obvodu FPGA. V důsledku ozařování může dojít jak k chybě v prováděných datech, tak i k chybě v konfiguračních SRAM bitech. Použitý obvod FPGA má v sobě od výrobce implementovanou ochranu v podobě CRC (Cyclic Redundancy Check), kterou stačí aktivovat v programovacím prostředí (Quartus 13.1). V případě chyby v konfiguraci je pak výstupní pin CRC\_ERROR uveden do stavu logické "1" a tento signál je dále zpracován v desce DE0. [23]

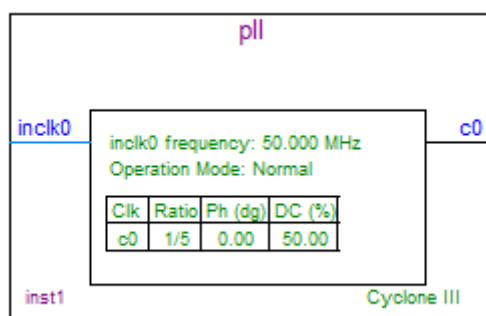
Každý testovaný čip FPGA tak generuje tři výstupní signály. Prvním z nich je chyba konfigurace, druhým je chyba v nulovém registru a třetím z nich je pak chyba v jedničkovém registru. Celý měřicí přípravek tak generuje devět stavových signálů.

## 8.2.2 Data

Tento program je určen pro FPGA na desce DE0 a obsahuje čítače, které počítají počet chybových signálů jak datových tak konfiguračních. Stav těchto čítačů se zobrazuje na čtveřici sedmisegmentových displejů a deseti LED diodách. Zároveň je zde v PLL smyčce generován signál o frekvenci 10 MHz, který slouží jako hodinový signál pro měřicí přípravek.

### PLL smyčka

Vývojová deska DE0 obsahuje krystalový oscilátor generující hodinový signál o kmitočtu 50 MHz. Vzhledem k tomu, že samotný měřicí přípravek je připojen k desce DE0 dlouhým kabelem, existuje zde vysoká pravděpodobnost degenerace hodinového signálu vlivem jitteru a útlumu. Z tohoto důvodu pracuje měřicí přípravek na nižším kmitočtu 10 MHz, který je pro takový rozvod vhodnější. Pro generování tohoto 10 MHz hodinového signálu je použita jedna ze čtyř smyček PLL dostupných v daném FPGA čipu. Pro inicializaci této smyčky je použito IP jádro *ALTPLL*, které je dostupné přes nástroje Megawizard. Jejím vstupem je signál *CLOCK\_50*, výstup je pak vyveden přímo na pin *GPIO1\_CLKOUT0*. Pro správnou funkci je třeba přiřadit tuto smyčku v Assignment editoru k parametru *Locate* hodnotu *PLL4*. Tím je zajištěno, že výstup z této PLL smyčky je spojen přímo s výstupním pinem portu pro připojení měřícího přípravku. V opačném případě by tento hodinový signál byl směřován jako standardní signál, což by mělo nepříznivý vliv na jeho kvalitu. [20]



Obr. 26: Zapojení bloku PLL

## Zpracování dat

Měřicí přípravek pracuje na jiném hodinovém kmitočtu, než deska DE0 použitá pro zpracování naměřených dat. Vstup chybových signálů do desky DE0 je tím pádem asynchronní. Asynchronní vstupy do jakéhokoliv obvodu je třeba ošetřit. V opačném případě vznikají metastabilní stavy, dochází ke ztrátě, nebo naopak zdvojení dat. V tomto konkrétním případě, kdy dochází pouze k přenosu stavových signálů stačí prostý synchronizační obvod složený z pěti klopných obvodů typu *D* (flip–flop), které zajistí transparentní přechod těchto stavových signálů do obvodu s rychlejší časovou doménou.

Tab. 8: Přiřazení chybových signálů jednotlivým pinům GPIO patice

Pin GPIO1	Signál
GPIO1_D2	dut1_0
GPIO1_D0	dut1_1
GPIO1_D6	dut1_crc
GPIO1_D15	dut2_0
GPIO1_D19	dut2_1
GPIO1_D13	dut2_crc
GPIO1_D26	dut3_0
GPIO1_D22	dut3_1
GPIO1_D30	dut3_crc

Chybové signály, které jsou synchronizovány do časové domény 50 MHz dále postupují do čítačů. Čítače jsou standardně aktivní při náběžné hraně hodinového signálu a chybové signály v nich vystupují jako signály *clock enable*. Příklad VHDL kódu čítače:

```
process(CLOCK_50) begin
    --inicializace čítače
    if(rising_edge(CLOCK_50)) then
        --citlivost na náběžnou hranu hodin
        if(qq2_0 = '1') then
            --kontrola vysoké úrovně chyb. sig.
            dut2_0 <= dut2_0 + 1;
            --inkrementace čítače
            if(dut2_0 = X"F") then
                --ošetření přetečení
                over2_0 <= over2_0 + 1;
            end if;
        end if;
    end if;
end process;
```

## Zobrazení dat

Změřené hodnoty počtu jednotlivých chyb lze kdykoliv zobrazit na sedmissegmentových displejích a LED diodách. Deska DE0 obsahuje dvě dvojice sedmissegmentových displejů a deset LED diod. Na sedmissegmentových displejích jsou zobrazovány počty datových chyb. Na LED diodách *LEDG9:0* pak počty konfiguračních chyb. Na segmentech *HEX3* a *HEX2* je zobrazován počet chyb nulového registru a na segmentech *HEX1* a *HEX0* je zobrazován počet chyb jedničkového registru. LED diody zobrazují počet chyb konfiguračních.

Na LED diodách lze zobrazit přímo hodnotu příslušného čítače ve dvojkové soustavě a není tedy třeba žádných dalších úprav. Sedmissegmentové displeje mohou pracovat v šestnáctkové soustavě, čehož je zde využíváno. Hodnoty příslušných čítačů jsou pomocí dekodéru převedeny z dvojkové do šestnáctkové soustavy a rozvedeny na displeje.

Počet chyb každého čipu lze zobrazit stisknutím daného tlačítka. Stisk tlačítka *BUTTON2* zobrazí hodnoty prvního čipu, tlačítko *BUTTON1* pak počet chyb na druhém čipu a tlačítko *BUTTON0* zobrazí počet chyb na třetím čipu. Při programování je třeba pamatovat na to, že tlačítka, stejně jako segmenty displejů, jsou aktivní při nízké logické úrovni.

## 9 Měření a zpracování výsledků

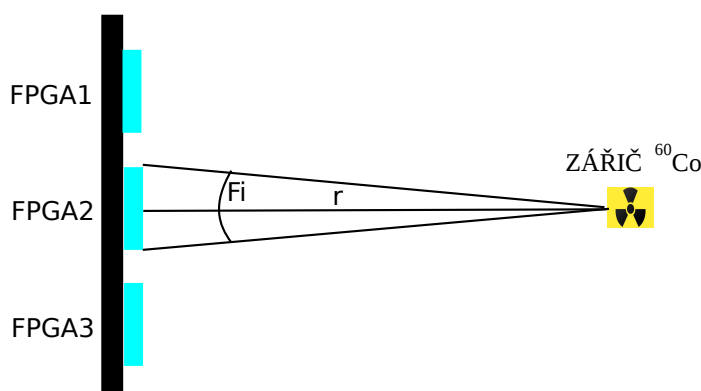
Ozařování probíhá na konzervačním ozařovacím pracovišti středočeského muzea v Roztokách u Prahy. Toto konzervační pracoviště se primárně zabývá konzervací a sterilizací dřeva pomocí ionizujícího záření. K dispozici je  $^{60}\text{Co}$  zářič, jehož současná (srpen 2018) aktivita je 288,64 TBq.

### 9.1 Ozařování

Cílem ozařování je ověřit funkčnost, resp. chybovost použitých FPGA čipů v závislosti na absorbované dávce. Zkoumány jsou především efekty jednorázového narušení a celkové ionizační dávky. Obvody FPGA jsou na ionizační záření citlivé dvěma způsoby. Prvním z nich je porušení integrity zpracovávaných dat. Druhým pak narušení konfiguračních bitů, čímž by se změnila struktura rozhraní naprogramovaného do obvodu FPGA.

Pro měření narušení datové integrity je prvním dílčím cílem stanovení absorbované dávky při které začíná k těmto narušením docházet. Druhým dílčím cílem je pak stanovení absorbované dávky, při které bude rozsah těchto narušení převyšovat opravné možnosti standardně používaného kódování. Tedy absorbované dávky, při které by obvod FPGA byl stále ještě funkční, nicméně nepoužitelný pro uživatelskou aplikaci.

Při měření narušení konfiguračních bitů platí podobná metodika jako při měření narušení datové integrity. V první řadě je třeba určit absorbovanou dávku při které začne docházet ke konfiguračním chybám. Ve druhé řadě je pak třeba určit absorbovanou dávku, při které již četnost konfiguračních chyb, a z toho plynoucího neustálého znovunakonfigurování obvodu FPGA, znemožňuje korektní práci daného systému.



Obr. 27: Náčrt ozařovacího pracoviště

## Výpočty

Čipy FPGA obvodů jsou čtvercového půdorysu, použitý čip má rozměry 0,03 m x 0,03 m, horizontální úhel  $\varphi$  je tak stejný jako vertikální úhel  $\theta$ . Vzdálenost mezi zářičem a měřícím přípravkem je pro první měření stanovena na 140 cm. Doba ozařování je plánována na tři hodiny. Aktivita zářiče v době měření je 288,64 TBq. Při každém rozpadu v zářiči s radioizotopem  $^{60}\text{Co}$  dochází k uvolnění dvou fotonů gama záření s energiemi 1,173 MeV a 1,333 MeV. Zářič lze považovat za izotropní, záření je emitováno do celého prostorového úhlu  $4\pi$ . Dávkový příkon ve vzdálenosti 140 centimetrů od zářiče je  $51,25 \text{ Gy}\cdot\text{h}^{-1}$ .

- Absorbovaná dávka za 10800 s (3 hodiny)

$$D = t \cdot \dot{D} = 3 \cdot 51,25 = 153,75 \text{ Gy} \quad (70)$$

- Vertikální (horizontální) úhel  $\theta$

$$\theta = 2 \cdot \arctan\left(\frac{v}{2 \cdot r}\right) = 2 \cdot \arctan\left(\frac{0,03}{2 \cdot 1,4}\right) = 1^\circ 13' 39,79'' = 0,021 \text{ rad} \quad (71)$$

- Prostorový úhel  $\Omega$

$$\Omega = \theta \cdot \theta = 0,021 \cdot 0,021 = 0,449 \cdot 10^{-3} \text{ sr} \quad (72)$$

- Procento fotonů, které dopadnou na čip

$$p = \frac{\Omega}{\Omega_0} \cdot 100\% = \frac{0,449 \cdot 10^{-3}}{4 \cdot \pi} \cdot 100\% = 0,004\% \quad (73)$$

- Počet fotonů emitovaných zářičem za danou dobu

$$n_0 = 2 \cdot A \cdot t = 2 \cdot 288,64 \cdot 10^{12} \cdot 10800 = 6,235 \cdot 10^{18} \text{ fotonů} \quad (74)$$

- Počet fotonů, které dopadnou na čip

$$n = n_0 \cdot p = 6,235 \cdot 10^{18} \cdot \left(\frac{0,004}{100}\right) = 2,228 \cdot 10^{14} \text{ fotonů} \quad (75)$$

První měření tedy bude probíhat 10800 s. Během této doby dopadne na každý čip  $2,228 \cdot 10^{14}$  fotonů, což je 0,004% fotonů emitovaných zářičem. Po každém měření budou odečtena data o chybovostech a na jejich základě případně upravena vzdálenost přípravku od zářiče. Cílovou absorbovanou dávkou lze nastavovat pouze vzdáleností od zářiče, neboť čas ozařování závisí také na dalších projektech zpracovávaných ozařovacím pracovištěm. Předpoklad je, že měření budou probíhat do hodnoty absorbované dávky cca 10 kGy, která je limitní pro součástky komerčního využití. [25]

## 9.2 Zpracování výsledků

Měřicí přípravek byl podroben týdennímu, téměř nepřetržitému ozařování gama zářením, jehož zdrojem byl radioizotop kobaltu  $^{60}\text{Co}$ . Ve výsledku proběhlo osm etap ozařování, kdy po osmé etapě byl měřicí přípravek mimo provoz i přes přítomné napájecí napětí a již se ho nepodařilo zprovoznit. Následující tabulky shrnují naměřené hodnoty chybovostí v závislosti na absorbované dávce gama záření pro jednotlivé čipy.

Tab. 9: Počet chyb na FPGA1

Doba ozařování [h]	Vzdálenost od zářiče [cm]	Dávkový příkon [Gy/h]	Celková dávka [Gy]	Počet chyb 0 [–]	Počet chyb 1 [–]	Počet konf. chyb [–]
3	140	51,25	153,75	13	15	1
17	140	51,25	1025	44	46	5
7	140	51,25	1383,75	48	58	4
16	100	100,45	2990,95	66	75	8
7	85	139,03	3964,16	73	81	6
16	85	139,03	6188,64	87	92	10
7	85	139,03	7161,85	107	118	7
67	85	139,03	16476,86	–	–	–

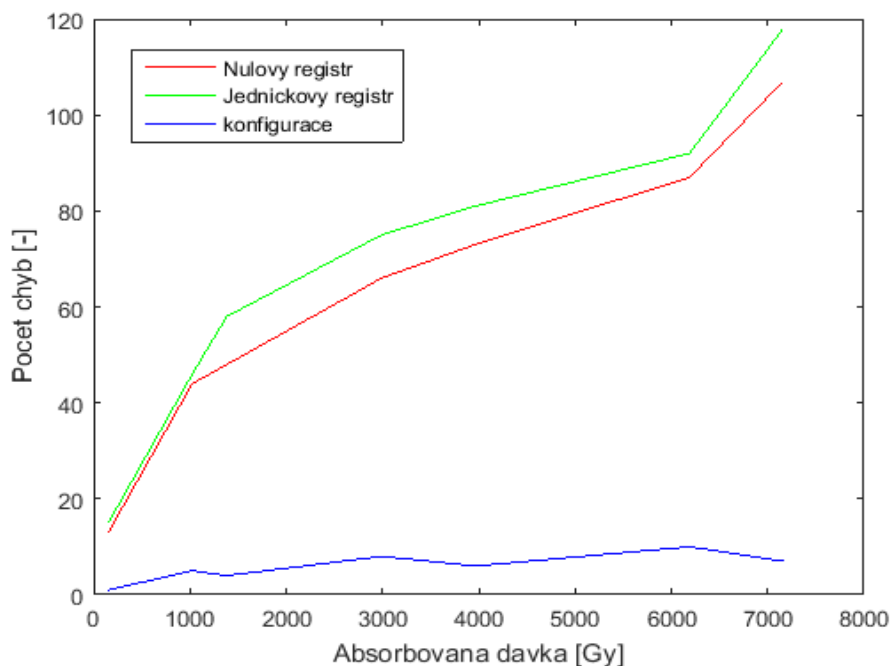
Tab. 10: Počet chyb na FPGA2

Doba ozařování [h]	Vzdálenost od zářiče [cm]	Dávkový příkon [Gy/h]	Celková dávka [Gy]	Počet chyb 0 [–]	Počet chyb 1 [–]	Počet konf. chyb [–]
3	140	51,25	153,75	4	7	2
17	140	51,25	1025	64	69	3
7	140	51,25	1383,75	75	84	3
16	100	100,45	2990,95	92	99	3
7	85	139,03	3964,16	105	111	4
16	85	139,03	6188,64	119	129	5
7	85	139,03	7161,85	128	133	5
67	85	139,03	16476,86	–	–	–

Tab. 11: Počet chyb FPGA3

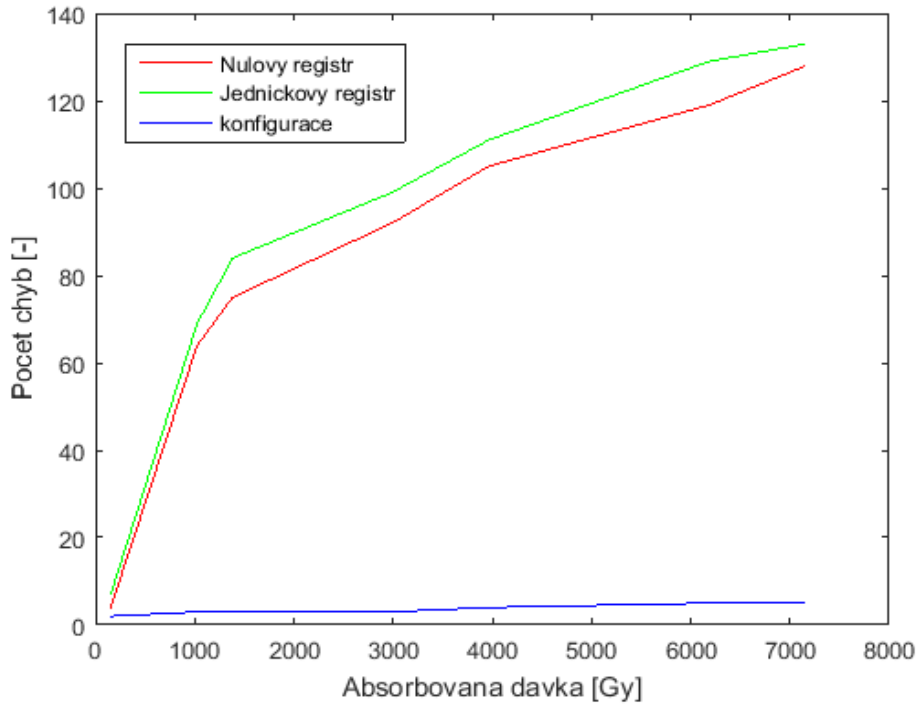
Doba ozařování [h]	Vzdálenost od zářiče [cm]	Dávkový příkon [Gy/h]	Celková dávka [Gy]	Počet chyb 0 [-]	Počet chyb 1 [-]	Počet konf. chyb [-]
3	140	51,25	153,75	10	6	2
17	140	51,25	1025	53	68	5
7	140	51,25	1383,75	65	80	4
16	100	100,45	2990,95	79	95	5
7	85	139,03	3964,16	87	107	5
16	85	139,03	6188,64	112	128	6
7	85	139,03	7161,85	117	135	6
67	85	139,03	16476,86	—	—	—

Z výsledků uvedených v Tab. 9, Tab. 10 a Tab. 11 lze vyvodit následující: Se zvyšující se absorbovanou dávkou roste také počet chyb při zpracování signálu. Dále je pak vidět, že nulový registr je oproti jednotkovému registru odolnější proti chybovým stavům. To odpovídá teoretickému předpokladu, že elektronická zařízení, která nejsou pod napětím mají v radiačním prostředí ionizujícího záření delší životnost, než elektronická zařízení, která jsou pod napětím. Počet konfiguračních chyb je menší, než počet chyb datových. Je to proto, že registry pro kontrolu datových chyb byly navrženy tak, aby pokryly celou plochu čipu. Konfigurační paměť má však vyhrazenou jen určitou část. Na plochu čipu ve které se nacházely registry tak dopadlo několikanásobně více fotonů gama záření, než na konfigurační paměť. Následující ilustrace představují získané hodnoty v grafické podobě.

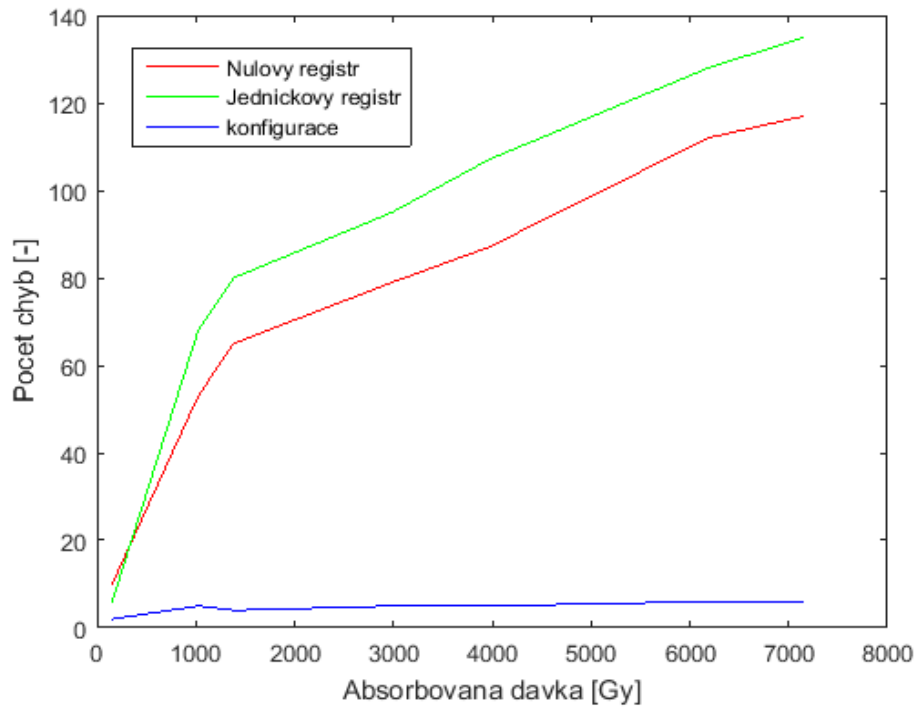


Obr. 28: Vývoj počtu chyb na FPGA1

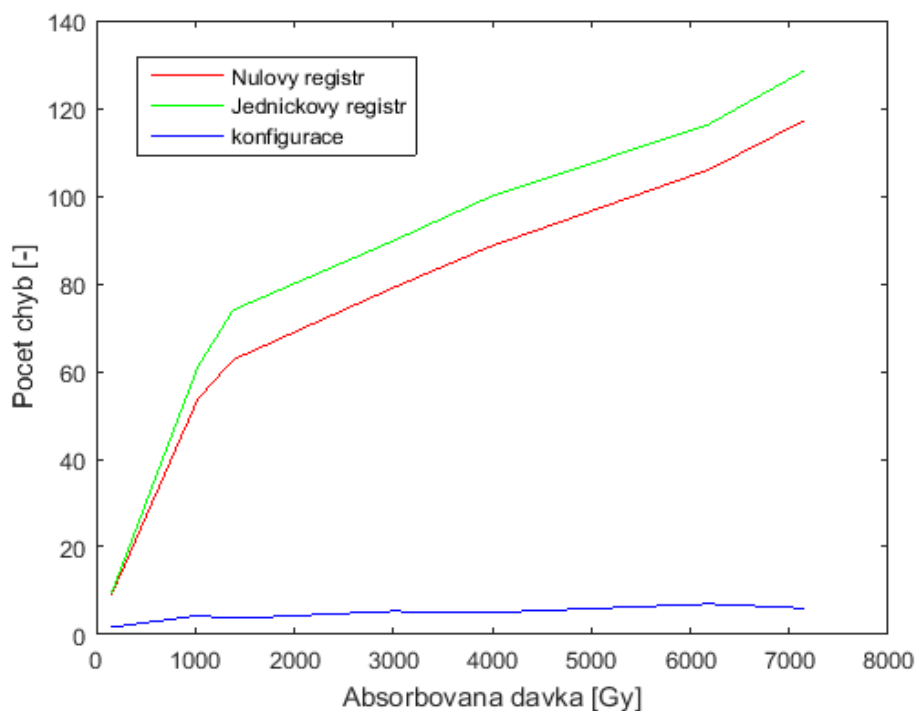




Obr. 29: Vývoj počtu chyb na FPGA2



Obr. 30: Vývoj počtu chyb na FPGA3



Obr. 31: Vývoj počtu chyb – střední hodnota

### 9.3 Využití výsledků v praxi

Dávkový příkon na nízké oběžné dráze Země, ve výškách kde obíhá mezinárodní vesmírná stanice, je cca 500  $\mu\text{Gy/h}$ . Tato hodnota je přibližná, jelikož závisí na vesmírném počasí a parametrech oběžné dráhy. Vesmírné počasí udává fáze slunečního cyklu a případné erupce a podobné jevy. Uvnitř mezinárodní vesmírné stanice se přibližná hodnota dávkového příkonu pohybuje okolo 100  $\mu\text{Gy/h}$ . Na povrchu Marsu se průměrná hodnota dávkového příkonu pohybuje okolo 200  $\mu\text{Gy/h}$ . [26],[27]

Měřením bylo zjištěno, že počty chyb ať už datových nebo konfiguračních nejsou kritické pro provoz libovolného zařízení. Měřené obvody FPGA byly prokazatelně funkční po absorbování dávky přibližně 7,2 kGy. Této absorbované dávky by bylo na nízké oběžné dráze Země dosaženo po 14 400 000 hodinách, z čehož lze vyvodit, že programovatelné logické obvody vyráběné technologií 65nm, jako například použité Altera Cyclone III, lze použít i pro aplikace ve vesmíru. Vzhledem k tomu, že životnost družic je plánována v řádu několika let, přičemž je nejvíce limitována zásobami paliva pro korekci oběžné dráhy, je radiační odolnost zkoušených čipů více než uspokojivá.

V praxi by se tak mohly více prosadit standardní integrované obvody určené pro komerční využití na Zemi, které jsou levnější, než speciální radiaci tolerující obvody a proti radiaci z odolnějších obvodů, které jsou podstatně dražší. Z druhé strany je třeba vzít v úvahu, že uvedené hodnoty dávkového příkonu jsou průměrné. Ve vesmíru se jakýkoliv objekt může stát terčem sluneční erupce nebo záblesku z dalekého vesmíru. Při těchto událostech mnohonásobně roste hodnota aktuálního dávkového příkonu a taková situace by již mohla být pro komerční obvody fatální.

## 10 Závěr

Cílem tohoto projektu bylo studium interakce ionizujícího záření s látkou a jeho vlivu na moderní elektronické programovatelné obvody. Dále pak sestavení a naprogramování měřícího přípravku na bázi obvodů FPGA a provedení měření závislostí určených parametrů na absorbované dávce ionizujícího záření.

V úvodní části práce jsou popsány základy standardního částicového modelu. Je pojednáno o elementárních částicích tvořících hmotu a také o vysokoenergetických exotických částicích, které vznikají při srážkách kosmického záření s látkovým prostředím. V práci jsou popsány typy interakcí jak přímo ionizujícího záření, tak i nepřímo ionizujícího záření, včetně efektů vznikajících v polovodičových elektronických součástkách a obvodech v důsledku těchto interakcí. Dále také princip ochrany stíněním proti jednotlivým typům ionizujícího záření a principy dozimetrie ionizujícího záření.

Druhá část práce se zabývá návrhem měřícího přípravku a jeho programového vybavení. Byl navržen postup ozařování odstupňovanými fluencemi gama záření ze zářiče  $^{60}\text{Co}$  o aktuální aktivitě 288,64 TBq. Dále pak metodika zpracování získaných dat a možných závěrů pro použití zkoušených obvodů v prostředí ionizujícího záření.

Činnost vytvořeného software byla simulována a verifikována na desce DE0. První částí je program pro DUT (Design Under Test), který tvoří dvě řady posuvných registrů. Jedna řada slouží pro měření chybovosti přechodu z logické hodnoty nula do logické hodnoty jedna. Druhá řada pak slouží pro měření chybovosti přechodu z logické hodnoty jedna do logické hodnoty nula. Na konci každé řady je pak kontrolní obvod, který vyhodnocuje, zda je na výstupu posledního článku posuvného registru správná logická hodnota. V případě že není, je uveden příslušný chybový signál do vysoké úrovně jako signalizace dané chyby pro další zpracování.

Druhou část software tvoří program pro zpracování chybových signálů. Ten je tvořen čítači chybových signálů, jejichž výstup se zobrazuje na sedmisegmentových displejích a LED diodách na desce DE0. Dále se zde nachází IP jádro *altpll* sloužící pro generování pomalejšího hodinového signálu pro DUT. S tím vyvstává potřeba synchronizace chybové signalizace při přechodu z jedné hodinové domény do druhé hodinové domény pomocí prostého synchronizačního obvodu.

V rámci této práce byla navržena deska plošných spojů pro tři obvody FPGA Altera EP3C5E144, které jsou zkoušeny simultánně. Každý obvod FPGA má svoji konfigurační flash paměť pro in system programming Altera EPCS4. Deska DE0 poskytuje pro své periferie napětí 5 V a 3,3 V. Proto jsou součástí navržené desky ještě dva napájecí zdroje Texas Instruments TPS82140SILR pro napětí 2,5 V a 1,2 V.

Vlastní měření bylo provedeno na Konzervačním ozařovacím pracovišti středočeského muzea v Roztokách u Prahy. Bylo provedeno celkem osm měření, jejichž výsledky lze nalézt v tabulkách 9 až 11 a v grafické podobě pak na obrázcích 28 až 30. Z osmého měření již nejsou k dispozici žádná data, protože při něm došlo k nevratnému poškození přípravku v důsledku působení silného ionizujícího záření. Z předložených výsledků je patrné, že obvody byly stále funkční při absorbované dávce 7,2 kGy gama záření. To je záruka toho, že tyto obvody jsou schopné pracovat i v radiačních podmínkách oběžné dráhy Země nebo planety Mars dostatečně dlouhou dobu.

# Literatura

- [1] MURRAY, Raymond LeRoy a Keith E HOLBERT. *Nuclear energy: an introduction to the concepts, systems, and applications of nuclear processes*. 7th ed. Amsterdam: Elsevier, 2015, xvii, 550 s. : il. ISBN 978-0-12-416654-7.
- [2] KNOLL, Glenn F. *Radiation Detection and Measurement* /. 3rd ed. Michigan: John Wiley, 2000, xiv, 802 s. : il. ISBN 0-471-07338-5.
- [3] MAKOWSKI, D. The Impact of Radiation on Electronic Devices with the Special Consideration of Neutron and Gamma Radiation Monitoring, dizertační práce, Technical University of Lodz, 2006.
- [4] SABOL, Jozef. *Základy dozimetrie*. Praha: ČVUT, 1992, 148 s. ISBN 80-01-00847-9.
- [5] VAŇKOVÁ, Marie. *Hluk, vibrace a ionizující záření v životním a pracovním prostředí. Část II*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, 1996, 161 stran : ilustrace, tabulky, grafy. ISBN 80-214-0818-9.
- [6] WILFERT, O. Kvantová a laserová elektronika. Učební text. UREL FEKT VUT v Brně, Brno 2012.
- [7] HODDESON, Lillian., Adrienne W. KOLB a Catherine. WESTFALL. *Fermilab: physics, the frontier, and megascience*. Chicago: University of Chicago Press, 2008.
- [8] RENAUDIE, Cécile, Markus MARKGRAF, Oliver MONTENBRUCK a Miquel GARCIA. *Radiation Testing of Commercial-off-the-Shelf GPS Technology for Use on Low Earth Orbit Satellites*.
- [9] WIEDENBECK, Mark E. *Cosmic-Ray Source Composition Determined from ACE*. Pasadena, CA 91109 USA: Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology.
- [10] BOURDARIE, Sébastien a Michael XAPSOS. The Near-Earth Space Radiation Environment. *IEEE TRANSACTIONS ON NUCLEAR SCIENCE*. 2008, 55(NO. 4).
- [11] STASSINOPOULOS, E. G. a K. A. LABEL. *The Near-Earth Space Radiation Environment for Electronics*.
- [12] FRIEDBERG, Wallace a Kyle COPELAND. *Ionizing Radiation in Earth's Atmosphere and in Space Near Earth*. Federal Aviation Administration, 2011.
- [13] NOVÁK, Šimon. *Vlastnosti spršek kosmického záření s ohledem na typ primární částice*. Praha, 2016. bakalářská práce. České vysoké učení technické, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, Katedra fyziky. Vedoucí práce RNDr. Petr Trávníček, Ph.D.
- [14] BEZDĚKOVÁ, Barbora. *Vybrané vlnové jevy v zemské magnetosféře*. Praha, 2017. Diplomová práce. Univerzita Karlova, Matematicko—Fyzikální fakulta, Katedra fyziky povrchů a plazmatu. Vedoucí práce RNDr. František Němec, Ph.D.
- [15] *DE0 User manual: Development and Education Board* [online]. Taiwan: Terasic Technologies [cit. 2018-02-16]. Dostupné z: [www.terasic.com.tw/cgi-bin/page/archive\\_download.pl?Language=English&No=364&FID=0c266381d75ef92a8291c5bbdd5b07eb](http://www.terasic.com.tw/cgi-bin/page/archive_download.pl?Language=English&No=364&FID=0c266381d75ef92a8291c5bbdd5b07eb)
- [16] *Cyclone III Device Handbook*. San Jose: Altera, 2012.
- [17] *Serial Configuration (EPCS) Devices Datasheet*. San Jose: Altera, 2014.

- [18] *Intel FPGA USB Download Cable User Guide*. Intel, 2016.
- [19] *TPS82140 17-V Input 2-A Step-Down Converter MicroSiP™ Module with Integrated Inductor*. Texas: Texas Instruments, 2017.
- [20] *Using PLLs in Cyclone Devices*. Altera, 2008.
- [21] *Altera User Flash Memory (ALTUFM) IP Core User Guide*. San Jose: Altera, 2014.
- [22] *Nios II Classic Processor Reference Guide*. San Jose: Altera, 2015.
- [23] *Quartus II Handbook Version 13.1: Volume 1: Design and Synthesis*. San Jose: Altera, 2013.
- [24] ŠLAMPÁ, Pavel. *Pohled na protonovou terapii*. Brno: Masarykův onkologický ústav Brno, Klinika radiační onkologie, 2012.
- [25] Space radiation effects on electronic components in low-Earth orbit. *Preferred reliability practices* [online]. NASA: Johnson Space Center, 1996 [cit. 2018-05-16]. Dostupné z: <https://pdfs.semanticscholar.org/a13e/52893d0fa3d08b2ce9e03b0b7e9592848a4f.pdf>
- [26] *Spaceflight Radiation Health Program at JSC* [online]. NASA [cit. 2018-05-15]. Dostupné z: <https://srag.jsc.nasa.gov/Publications/TM104782/techmemo.htm>
- [27] ESPINOZA, Luis, ed. *Radiation Measurement on Mars* [online]. NASA, 2013 [cit. 2018-05-15]. Dostupné z: <https://www.nasa.gov/jpl/msl/mars-rover-curiosity-pia17600.html#.W3NG6ObljVO>