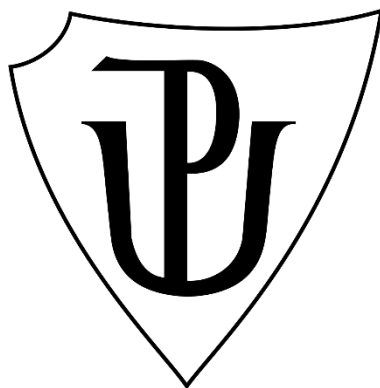


UNIVERZITA PALACKÉHO V OLOMOUCI

Přírodovědecká fakulta
Katedra optiky



Interakce částic o vysokých energiích v materiálech

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Autor:	Otakar Bucek
Studijní program:	B 1701 Fyzika
Studijní obor:	Obecná fyzika a matematická fyzika
Forma studia:	Prezenční
Vedoucí práce:	RNDr. Karel Černý, Ph.D.
Rok:	2024

Poděkování

Rád bych touto cestou poděkoval všem, kteří mi poskytli podporu a pomoc při psaní této bakalářské práce.

Nejprve bych rád poděkoval svému vedoucímu práce RNDr. Karlovi Černému, Ph.D., za jeho odborné vedení, nesmírnou trpělivost a cenné rady, které mi poskytl během celého procesu. Bez jeho podpory by tato práce nemohla vzniknout v této podobě.

Dále bych chtěl poděkovat své rodině za jejich nepřetržitou podporu a motivaci. Byli mi oporou po dobu celého studia a tvorby této práce.

Mé poděkování patří také všem přátelům a kolegům, kteří mi poskytli připomínky k práci a sdíleli se mnou své cenné zkušenosti.

V neposlední řadě bych chtěl poděkovat všem, kteří mi umožnili přístup k potřebným zdrojům, materiálům a nástrojům, bez kterých by tato práce velmi těžko vznikala.

Děkuji všem za jejich podporu a pomoc.

Čestné prohlášení

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci vypracoval samostatně s vyznačením všech použitých pramenů a spoluautorství. Souhlasím se zveřejněním bakalářské práce podle zákona č. 111/1998 Sb., o vysokých školách, ve znění pozdějších předpisů. Byl jsem seznámen s tím, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorský zákon, ve znění pozdějších předpisů.

V Olomouci dne

.....

Podpis studenta

Bibliografická identifikace

Jméno a příjmení autora:	Otakar Bucek
Název práce:	Interakce částic o vysokých energiích v materiálech
Typ práce:	Bakalářská
Pracoviště:	Katedra optiky
Vedoucí práce:	RNDr. Karel Černý, Ph.D.
Rok obhajoby práce:	2024

Abstrakt: Cílem této bakalářské práce je studium interakcí vysokoenergetických částic s prostředím. Práce by mimo jiné měla sloužit jako průvodce tématy, které se týkají částicové fyziky a fyziky vysokých energií. Na závěr se seznámíme se softwarem Geant4, který umožňuje simulování interakcí částic s materiálem. Pokusíme se vytvořit absorbátor, do kterého budeme pouštět vysokoenergetické částice.

Klíčová slova: Částicová fyzika, Standardní model, Interakce částic s materiálem, Urychlovače, Simulace v Geant4, Detektory na urychlovačích, Atmosférické spršky

Počet stran: 49

Jazyk: Český

Bibliographical identification

Author's first name and surname: Otakar Bucek

Title: Interactions of high energy particles in materials

Type of thesis: Bachelor

Department: Department of optics

Supervisor: RNDr. Karel Černý, Ph.D.

The year of presentation: 2024

Abstract: The aim of this bachelor's thesis is to study the interactions of high-energy particles with materials. Among other things, the thesis should serve as a guide to topics related to particle physics and high-energy physics. Finally, we will get acquainted with the Geant4 software, which allows for the simulation of particle interactions with matter. We will attempt to create an absorber into which we will direct high-energy particles.

Keywords: Particle physic, Standard model, Interactions with matter, Accelerators, Geant4, Particle detetors, Atmospheric showers

Number of pages: 49

Language: Czech

Obsah

1	Úvod.....	7
2	Fyzika vysokých energií	8
2.1	Úvod.....	8
2.2	Význam oboru a historie.....	8
2.3	Standardní model.....	10
2.3.1	Fermiony.....	11
2.3.2	Kalibrační vektorové bosony	12
2.3.3	Kvantová elektrodynamika (QED).....	12
2.3.4	Kvantová chromodynamika (QCD)	13
2.3.5	Elektroslabá teorie.....	14
2.3.6	Speciální teorie relativity	14
3	Interakce částic s hmotou	15
3.1	Nabité částice	15
3.1.1	Ionizační ztráty	16
3.1.2	Radiační ztráty.....	17
3.1.3	Dolet částice	18
3.2	Interakce fotonů	19
3.2.1	Fotoefekt	20
3.2.2	Comptonův rozptyl	21
3.2.3	Tvorba párů elektron-pozitron.....	21
3.3	Spršky	22
3.3.1	Elektromagnetické spršky	23
3.3.2	Hadronové spršky.....	23
3.4	Scintilace a Čerenkovovo záření	24
4	Urychlovače částic	28
4.1	Základní typy urychlovačů	28
4.1.1	Lineární urychlovač	28
4.1.2	Kruhový urychlovač	30
4.2	LHC.....	32
4.3	Další důležité urychlovače	34

5	Detektory v urychlovačích	36
5.1	Vnitřní dráhový detektor	37
5.2	Elektromagnetický kalorimetr	38
5.3	Hadronový kalorimetr	39
5.4	Mionový detektor	39
6	Atmosférické spršky z kosmického záření	40
6.1	Původ a charakteristika kosmického záření	40
6.2	Atmosférické spršky a jejich detekce	41
6.3	Muon puzzle-Rozpor mezi simulacemi a daty	43
7	Simulace pomocí Geantu	44
7.1	Úvod a principy Geantu	44
7.2	Geometrie	44
7.3	Vlastní model absorbátoru	45
8	Závěr	47
9	Literatura a zdroje	48

1 Úvod

Cílem této bakalářské práce je studium interakce vysokoenergetických částic s prostředím. Práce by mimo jiné měla sloužit jako průvodce tématy, které se týkají částicové fyziky a fyziky vysokých energií. Na začátku se zaměříme na standardní model, na interakce částic s hmotou. Dále se tato práce bude zaměřovat různými typy urychlovačů a detektorům, které jsou na nich umístěny, detekcí a původem kosmického záření. V souvislosti s analýzou atmosférických spršek se soustředíme na Muon puzzle. Ke konci bakalářské práce se seznámíme se softwarem Geant4, který slouží k tvorbě simulací. Pokusíme se vytvořit absorbátor, do kterého budeme pouštět vysokoenergetické částice, dalším krokem bude napsání části kódu, která vyhodnocuje průchod sekundárních částic za objemem absorbátoru virtuálním testovacím objemem.

Hlavními zdroji, které byly použity při vypracování práce jsou: [1] (jakožto doporučená literatura), [2] a [3]. Dále bylo čerpáno z volně dostupných online zdrojů, které jsou uvedeny v kapitole Literatura a zdroje.

2 Fyzika vysokých energií

V této kapitole si stručně shrneme fyziku vysokých energií a částicovou fyziku, dále se zaměříme na historii a přínosy těchto fyzikálních oborů. Na konec si ujasníme základní pojmy a zaměříme se na teorie, které popisují mikrosvět.

2.1 Úvod

Částicová fyzika, nebo také fyzika elementárních částic, si klade za cíl studium elementárních částic, ze kterých je hmota složena a jejich interakce, které mezi nimi působí.

Fyzika vysokých energií je oddíl fyziky, jenž se zaměřuje na studium vlastností hmoty a sil při velmi vysokých energiích. Tyto energie mohou mít hodnotu až několika TeV. Experimenty ve fyzice vysokých energií se typicky odehrávají v rozptylu částic na urychlovačích, zde se urychlené částice sráží a zkoumají se vzniklé produkty měřené v detektorech.

2.2 Význam oboru a historie

Částicová fyzika a fyzika vysokých energií jsou zásadní pro současnou fyziku. Výzkumy v těchto oborech přispívají k pochopení a poznání základních stavebních kamenů našeho vesmíru a snaží se najít odpovědi na otázky, které souvisejí s jeho vznikem a vývojem. Dále měly nemalý dopad na technologický vývoj.

Výzkum v této oblasti fyziky je po technické stránce velmi náročný a přispívá k vývoji mnoha komplexních technických přístupů a inovací, které nemusí souviset pouze s fyzikou. Z toho plynou mezioborové přínosy. Prvním takovým přínosem je internet, World Wide Web, jenž byl přímým důsledkem potřeby výzkumníků sdílet velké množství dat a informací.

Dalším přínosem je zlepšení technologie detektorů částic, které se používají v mnoha oborech. V medicíně například přispěl ke zlepšení zobrazovacích metod, například k pozitronové emisní tomografii. V rámci medicíny přispěla částicová fyzika také k rozvoji radioterapie anebo k protonové terapii zhoubných nádorů. Tento přístup se vyznačuje lepším zacílením na nádor a nedochází při něm k takovému poškození okolní tkáně jako například při terapii zářením gama.

První teorie o struktuře se vedly již ve starověkém Řecku, nešlo ale o „čistou“ vědu, spíše o rozmluvy filozofů. Již v této době přišel Démokritos s tezí, že hmota není spojitá, ale že se skládá z nedělitelných elementárních částí-atomů. Velký rozvoj v bádání ale nastal až na počátku 20. století. Jedním z nejdůležitějších objevů částicové fyziky je tzv. atomová hypotéza, která byla potvrzena objevem Brownova pohybu. Tento jev poprvé zaznamenal Robert Brown v roce 1827, pozoroval chování pylových zrnků na hladině vody. V roce 1905 byl tento jev popsán a vysvětlen Albertem Einsteinem [2]. Dalším významným počinem

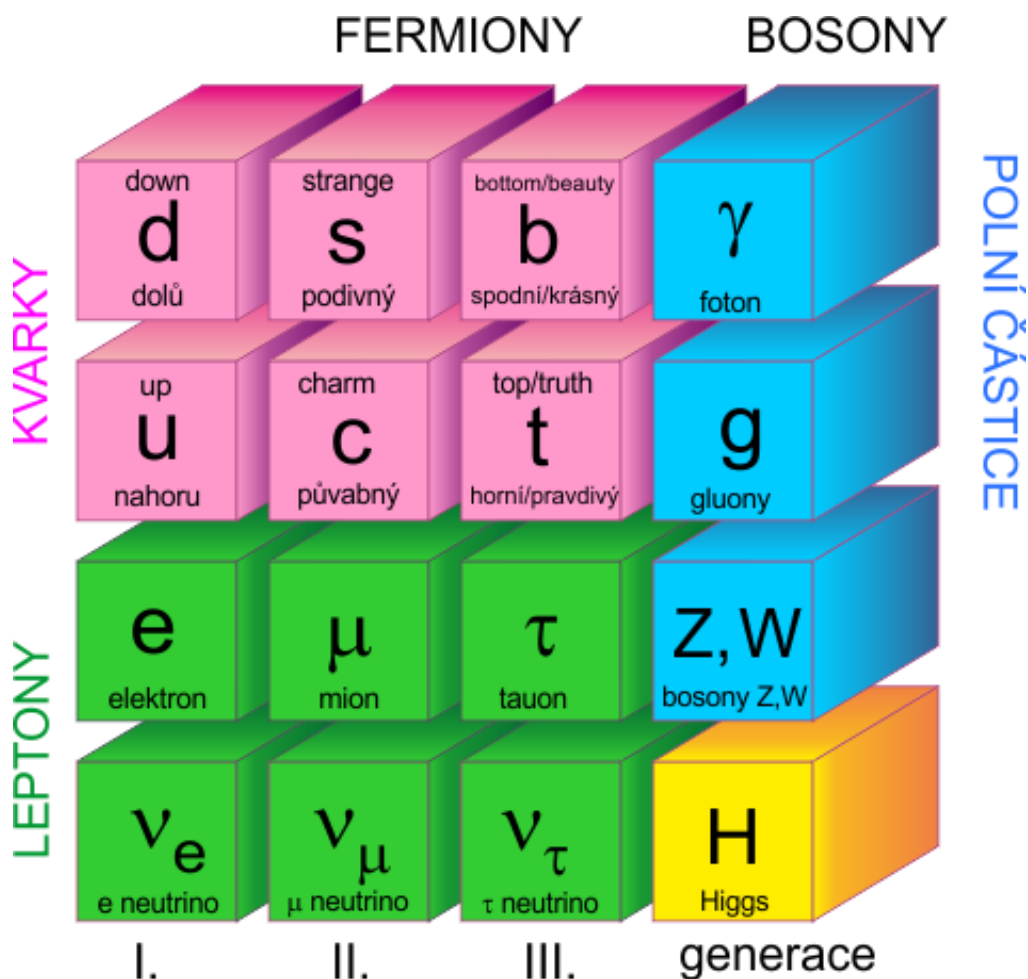
týkajícím se částic byl objev elektronu v roce 1897, objevil ho J. J. Thomson. Dalším přelomovým objevem bylo objevení atomového jádra v roce 1911, jádro bylo objeveno Ernestem Rutherfordem [2]. Dlouho dobu se předpokládalo, že atom je pouze tvořen elektronem a protonem. Tuto představu však zcela změnil objev neutronu provedený v roce 1932. V minulém století byla teoretická fyzika na velmi vysoké úrovni a bylo nutné teorie experimentálně ověřovat. Paul Dirac na základě svých teorií tvrdil, že existuje antičástice k elektronu – pozitron. Ten byl objeven v roce 1932 [2]. Vědci v průběhu let zpozorovali, že částice spolu interagují, navzájem na sebe působí. Část vědecké komunity tyto síly začala zkoumat. Na scéně se tedy objevuje silná a slabá interakce. Na základě pozorování těchto sil vznikla na začátku třicátých let QED – Kvantová elektrodynamika, jež popisovala elektromagnetické síly působící mezi nabitými částicemi [3]. V roce 1933 Enrico Fermi rozpracoval teorii radioaktivity beta, předpokládal, že se neutron rozpadá na proton, elektron a neutrino. Tuto částici se podařilo detekovat až v roce 1956 [1].

Dalším průlomovým objevem bylo objevení mionu v roce 1937. Objev byl učiněn C. D. Andersonem a S. H. Neddermayerem, tito vědci pozorovali trajektorie kosmického záření v mlžné komoře, která byla umístěna v magnetickém poli [1]. Všechny předešlé objevy byly založené na detekci částic z přirozených zdrojů (radioaktivních prvků či kosmického záření). S příchodem urychlovačů se množství známých (často nestabilních) částic ještě zvýšilo. Poslední nová částice, jejíž částice byla po dekády předpovězena je Higgsův boson, na predikci spolupracovali tito vědci: Peter Higgs, Francois Englert a Robert Brout. Tato částice byla na LHC objevena v roce 2012 a je dále detailně zkoumána [4, 5].

Jedním z nejdůležitějších objevů částicové fyziky je objev kvarků. Kvarky byly předpovězeny již v roce 1964 fyzikem nesoucím jméno Murray Gell-Mann a nezávisle na něm také George Zweig a Yuval Ne'eman [2]. Potvrzení jejich existence proběhlo roku 1968 na urychlovači SLAC ve Stanfordu za významného přispění Richarda Feynmana. Poslední dobou se částicová fyzika a fyzika vysokých energií soustřeďuje na výzkum platnosti a hledání fyziky za tzv. Standardním modelem, ale také na fyziku neutrin.

2.3 Standardní model

Historie standardního modelu sahá až do 30. let 20. století, základy teorie položil Paul Dirac, Fermi, Glashow, Salam, Weinberg a další významní vědci [1, 2, 3]. Dokončení celkové teorie nastalo kolem roku 1970. Tento model byl mnohokrát experimentálně potvrzen, v roce 2012 byl například objeven Higgsův boson [1]. Standardní model je zatím nejdokonalejší teorie popisu mikrosvěta. Základní stavební kameny jsou pole známých elementárních částic a polní částice jejich (silných a elektroslabých) interakcí, jsou vyobrazeny na obrázku č. 1. Gravitace není zahrnuta ve Standardním modelu, je totiž vysvětlena obecnou teorií relativity, kterou se bohužel zatím nepodařilo propojit s kvantovou teorií pole [2]. Částice standardního modelu dělíme do dvou základních skupin. První typ označujeme jako fermiony, druhý jako bosony. Rozdělení částic je demonstrováno na obrázku č. 1. V dalším odstavci si popíšeme základní principy standardního modelu.



Obrázek 1: Částice standardního modelu. Převzato z [6].

2.3.1 Fermiony

Fermiony mají poločíselný spin. Splňují Pauliho vylučovací princip, to znamená, že dvě částice nemohou mít stejný kvantový stav. Podléhají tak Fermi-Diracově statistice [2]. Dále platí, že vlnová funkce více fermionů je antisymetrická vzhledem k jejich záměně. Fermiony dělíme ještě na kvarky a leptony.

Existence kvarků byla experimentálně potvrzena již v roce 1968 [1,2]. Jedná se o částice bez vnitřní struktury. Kvarky a antikvarky nesou frakční elementární elektrický náboj $1/3$ nebo $2/3$. Dělí se na šest vůní (flavour) a to na down, strange, bottom, up, charm a top. Pro kvarky zavádíme ještě tzv. barevné náboje (colour) [1]. Viditelné částice jsou kombinace s nulovým barevným nábojem. Částice tvořené kvarky, které spolu interagují silnou jadernou interakcí nazýváme hadrony. Ty lze rozdělit na mezony, které jsou tvořeny dvojicí kvark-antikvark a baryony, které jsou složeny ze tří kvarků různých barev [2]. Příklad mezony je pion, mezi baryony pak řadíme například neutron nebo proton. Systém kvarků je znázorněn na obrázku č. 2.

jméno částice	hmotnost (MeV)	spin (\hbar)	náboj (e)	síly	rok objevu	objevitel
down d (dolů)	5	1/2	-1/3	S, W, E, G	1968	Bloom (SLAC)
up u (nahoru)	3	1/2	+2/3	S, W, E, G	1968	Bloom (SLAC)
strange s (podivný)	95	1/2	-1/3	S, W, E, G	1968	–
charm c (půvabný)	1 300	1/2	+2/3	S, W, E, G	1974	Ting (BNL), Richter (SLAC)
bottom b (spodní)	4 200	1/2	-1/3	S, W, E, G	1977	Lederman (Fermilab)
top t (svrchní)	173 000	1/2	+2/3	S, W, E, G	1995	kolaborace CDF a D0

Obrázek 2: Přehled kvarků, S-silná, W-slábá, E-elektromagnetická, G-gravitační. Převzato z [6].

Další již zmíněnou skupinou fermionů jsou leptony. Jedná se o částice, na které nepůsobí silná interakce. Předpokládá se, že leptony již nemají žádnou vnitřní strukturu a jsou dále nedělitelné. Spin leptonů je $1/2$. Leptony lze rozdělit na nabitě leptony (elektron, tauon a mion) a neutrina (elektronové, tauonové a mionové) [2]. Další dělení je podle generací (viz obrázek č. 1). Leptony první generace jsou elektron a elektronové neutrino, druhá

generace je tvořena mionem a mionovým neutronem a třetí generace je tvořena tauonem a tauonovým neutrinem. Generace lze zhruba vystihnout i faktem, že se klidovou hmotou fermionů zvyšuje a toto dělení je použito i pro kvarky. Systém leptonů je uveden na obrázku č. 3

jméno částice	hmotnost (m_e)	spin (h)	náboj (e)	poločas rozpadu	působící síly	rok objevu	objevitel
elektron (e)	1	1/2	1	stabilní	W, E, G	1897	Thomson
mion (μ)	207	1/2	1	2 μ s	W, E, G	1937	Anderson
tauon (τ)	3484	1/2	1	0,3 ps	W, E, G	1975	Perl
elektronové neutрино (ν_e)	mix	1/2	0	oscilace	W, G	1956	Reines, Cowan
mionové neutрино (ν_μ)	mix	1/2	0	oscilace	W, G	1962	Lederman, Schwartz, Steinberger
tauonové neutрино (ν_τ)	mix	1/2	0	oscilace	W, G	1999	kolaborace DONUT

Obrázek 3: Přehled leptonů, S-silná, W-slabá, E-elektromagnetická, G-gravitační. Převzato z [6].

2.3.2 Kalibrační vektorové bosony

Jedná se o druhou velkou část standardního modelu, tyto částice podle kvantové teorie pole zprostředkovávají interakce mezi fermiony. Jejich spin je celočíselný. Nesplňují Pauliho vylučovací princip, to znamená, že dvě částice mohou mít stejný kvantový stav a podléhají tak Bose-Einsteinově statistice [2]. Mezi základní bosony řadíme: Gluon (silná interakce), Foton (elektromagnetická interakce), W a Z bosony (slabá interakce). Higgsův boson zajišťuje konzistenci Standardního modelu a vysvětluje existenci hmotných bosonů Z (91,1 GeV/c²) a W (80,3 GeV/c²) [3].

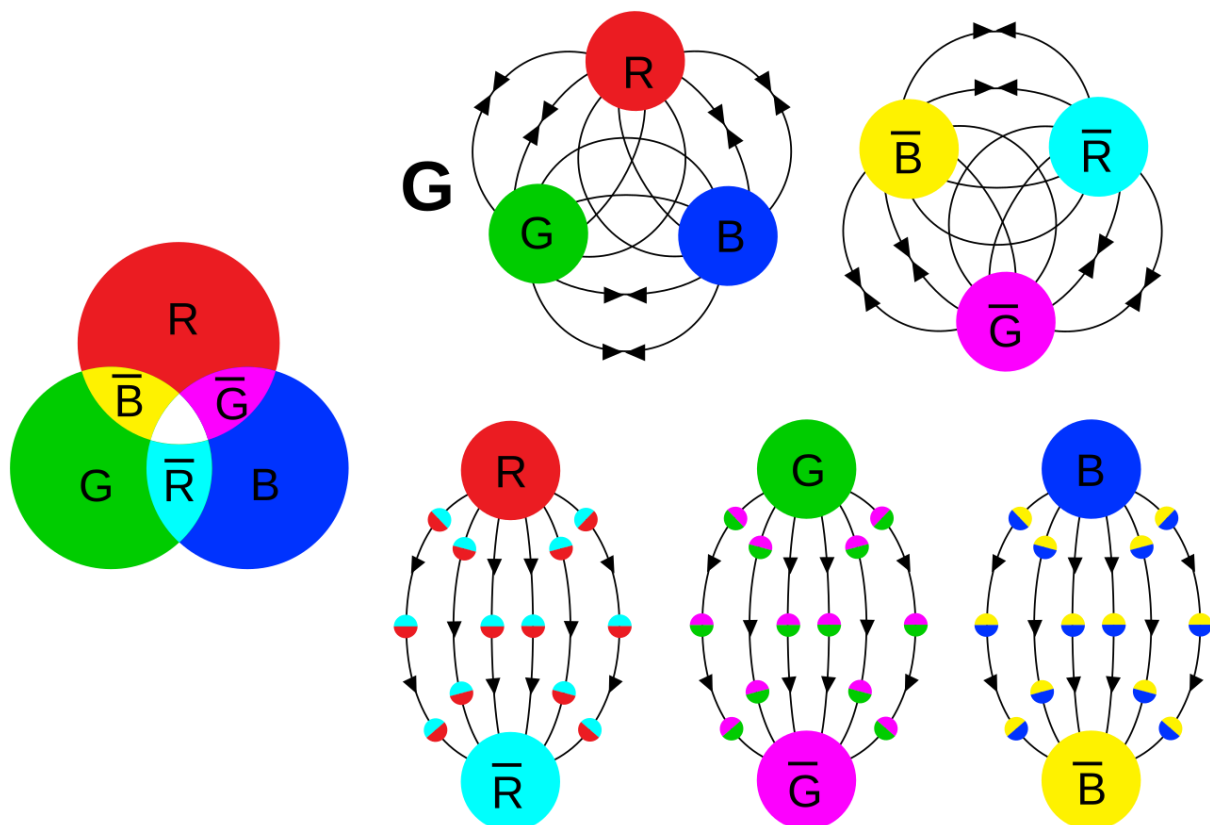
2.3.3 Kvantová elektrodynamika

Tato teorie se snaží popsat, jak se částice s nábojem pohybuje elektromagnetickým polem a jak navzájem spolu interagují. Předpokládá se, že elektromagnetické pole je kvantováno, energie pole je rozdělena na kvanta energie, fotony. Dalšími předpoklady jsou interference a superpozice kvantových stavů. Kombinuje principy kvantové mechaniky a speciální teorie relativity. Částice se totiž v urychlovačích pohybují rychlostmi blízkými

rychlosti světla. Tato teorie vznikala na začátku 20. století. Hlavními osobnostmi této teorie jsou Richard Feynman, Paul Dirac, Julian Schwinger a Shinichiro Tomonaga. Tato teorie se uplatňuje v popisu základních interakcí světla s hmotou, tj. Comptonův rozptyl, fotoelektrický jev, brzdné záření a anihilace elektron-pozitronového páru [1]. Další využití teorie je v mnoha technologiích, jako jsou lasery, polovodiče a kvantové počítače.

2.3.4 Kvantová chromodynamika

Teorie popisující silnou jadernou interakci nese název kvantová chromodynamika (QCD) [3]. Zavádí tak tzv. barevný náboj kvarků, barevný náboj se dělí a tři barvy: červená, modrá a zelená (viz obrázek č. 4). Kvarky podle této teorie interagují pomocí gluonů, což jsou polní částice silné jaderné interakce, která působí na vzdálenosti kolem 10^{-15} m. Tato interakce drží pohromadě kvarky v neutronech a protonech. Dále je zodpovědná za soudržnost atomového jádra. Na této teorii pracovali Murray Gell-Mann, Harald Fritzsch, David Gross a další. V roce 2004 dokonce za objev asymptotické volnosti dostal Frank Wilczek Nobelovu cenu za fyziku spolu s Grosse a Politzerem. Kvantová chromodynamika pomohla pochopit strukturu a vlastnosti jader a exotických stavů hmoty, jedním z takových je kvark-gluonové plazma, které existovalo 20 mikrosekund po Velkém třesku.



Obrázek 4: Ilustrace barevného náboje. Převzato z [7].

2.3.5 Elektroslabá teorie

Teorie elektroslabé teorie je velmi důležitou součástí standartního modelu částicové fyziky, sjednocuje totiž dvě ze čtyř základních interakcí, elektromagnetickou a slabou interakci [3]. Slabá interakce působí mezi leptony a kvarky, způsobuje mnoho procesů, nejznámějším příkladem je beta rozpad. Při tomto procesu se rozpadá neutron na elektron, proton a elektronové antineutrino. Snad nejdůležitějším konceptem je spontánní narušení symetrie, to je zapříčiněno Higgsovým mechanismem, proto má boson W a Z hmotnost a foton nikoliv. Mezi hlavní osobnosti této teorie patří Sheldon Lee Glashow, Abdus Salam a Steven Weinberg, samotná teorie byla jimi rozpracovávána již v 60. letech minulého století. V roce 1979 za ni dostali Nobelovu cenu. Teorie byla mnohokrát experimentálně ověřena. V roce 1984 byly v CERNu objeveny boson W a Z [1]. V témže výzkumném ústavu byl v roce 2012 objeven Higgsův boson, tento objev patří k největším úspěchům moderní fyziky. Elektroslabá teorie je velmi podstatná pro studium neutrin, dále by nám mohla pomoci pochopit strukturu a vlastnosti temné hmoty.

2.3.6 Speciální teorie relativity

Na závěr je potřeba zmínit Speciální teorii relativity, která se do Standardního modelu vnáší jako invariance vůči Lorentzovským transformacím [1]. Viditelně se uplatňuje při rychlostech blízkých rychlosti světla. Dále přináší vysvětlení, jak je možné, že se nezachovává počet částic, pokud máme k dispozici dostatečně vysoké energie.

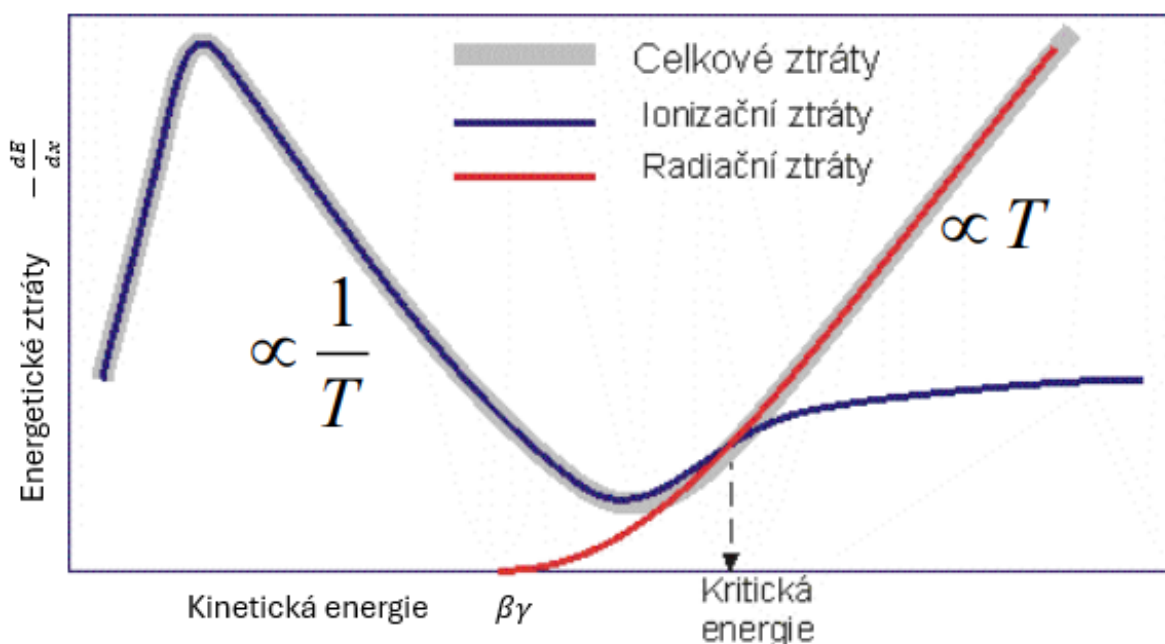
Částice v urychlovačích a částice tvořící kosmické záření se totiž pohybují rychlostmi blízkými rychlostmi světla. Je tedy zapotřebí brát v úvahu relativistické efekty, jako jsou kontrakce délky, dilatace času a zvyšování relativistické hmotnosti s rostoucí energií. Velmi důležitým poznatkem je ekvivalence hmoty a energie. Definuje vztah mezi hmotou a energií, má velké důsledky pro jadernou fyziku. Teorie byla formulována Albertem Einsteinem v roce 1905. Byla mnohokrát experimentálně ověřena, nejznámějším experimentem je Michelson-Morleyho experiment [2]. Dále lze speciální teorii relativity demonstrovat na mionech přilétajících do atmosféry Země. Vznikají v horních vrstvách atmosféry, zhruba ve výšce 15-30 km nad povrchem Země. Poločas rozpadu mionu je okolo 2,2 μs . Podle klasické fyziky by měly urazit délku okolo 700 m, na Zemi by tedy vůbec neměli dolétnout, experimenty však detekci potvrdily. Miony se pohybují relativistickými rychlostmi a je tedy nutné zohlednit dilataci času. Speciální teorie relativity znamenala revoluci ve fyzice. Bylo potřeba přehodnotit úplné základy. Mnohá uplatnění můžeme nalézt v technice, např. synchronizace času družic a GPS.

3 Interakce částic s hmotou

Když částice procházejí látkou, tak různými procesy ztrácí energii. Zaměříme se hlavně na procesy, které úzce souvisí s detekcí částic.

3.1 Nabité částice

Nejprve budeme uvažovat pouze elektromagnetické interakce nabitých částic. Pro naše úvahy je velmi užitečné si definovat pojem kritické energie. Je-li energie částic menší než kritická energie, tak energetické ztráty jsou způsobovány především ionizací. Pokud je energie částic větší než kritická energie, tak naopak převládá brzdné záření, také radiační ztráty, diskutované později. Na obrázku č. 5 lze vidět závislost ztrát na jednotku délky na energii a také význam kritické energie.



Obrázek 5: Závislost ztrát na kinetické energii. Převzato z [8].

Při nadkritických energiích dochází k tvorbě sekundárních částic s menší energií. Pokud bychom se ovšem bavili i o silně interagujících částicích, tak například je-li energie částice větší, než je třeba k produkci sekundárních částic, tak mohou vznikat hadronové spršky. Obecně platí, že pokud zjistíme energie sekundárních částic, které se v průběhu průchodu prostředím vygenerují, tak dokážeme s dobrou přesností určit energii primární vysokoenergetické částice. Na tomto principu fungují kalorimetry v detektorech částic. Detekce neutrálních částic je založena na principu detekce nabitých částic vznikajících v jedné z prvních interakcí.

3.1.1 Ionizační ztráty

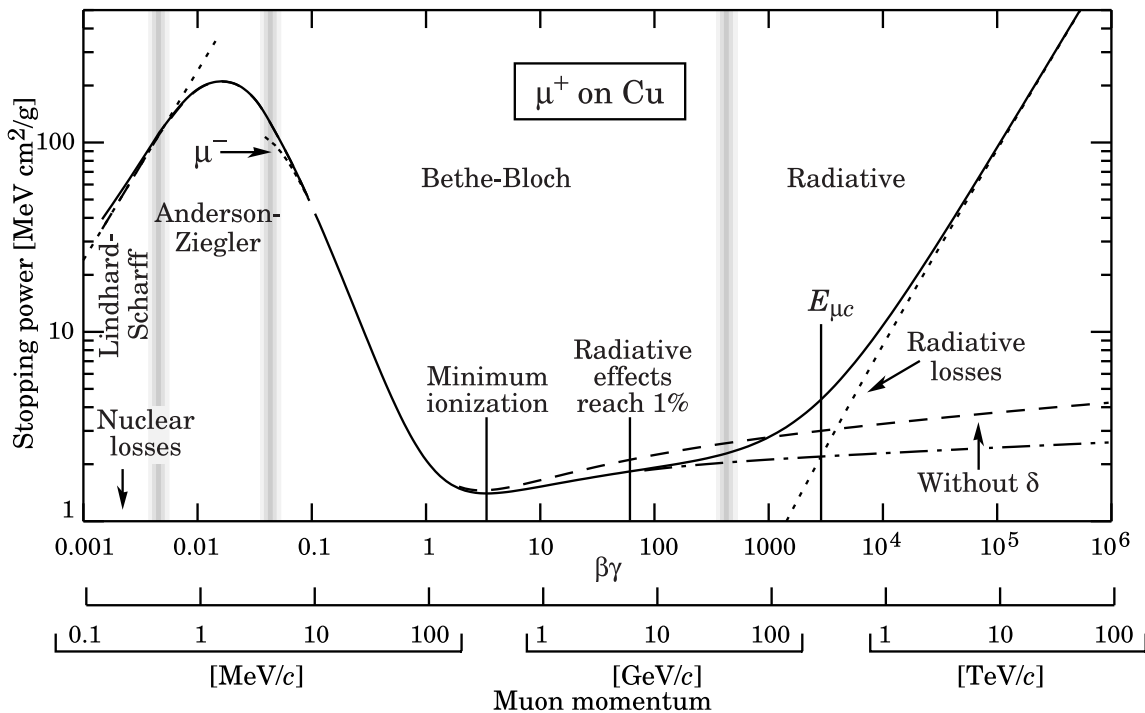
Ionizační ztráty, lze popsat tzv. Bethe-Blochovým vztahem [1]:

$$-\frac{dE}{\rho dx} = KZ^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right), \quad (1)$$

kde výraz $\frac{dE}{\rho dx}$ vyjadřuje ionizační ztráty na jednotku délky a hustoty, např.: $\text{MeV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$ [1]. E značí energii, ρ je hustota, x je délka, po kterou částice prochází materiálem. K je konstanta, Z je střední nábojové číslo, A značí střední hmotnostní číslo. Náboj procházející částice se značí z , rychlost částice je β , m_e je hmotnost elektronu, relativistický faktor je pak označen jako γ . Ionizační potenciál je I , korekce při vysokých energiích jsou označeny jako δ . T_{max} pak značí maximální energii předané ve srážce částice s elektronem prostředí. energii T_{max} pak lze spočítat takto:

$$T_{max} = \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2}{2\gamma \left(\frac{m_e}{m} \right) + 1 + \left(\frac{m_e}{m} \right)^2}, \quad (2)$$

kde m je hmotnost částice, která vyvolává ionizaci. Energetické ztráty tato formule popisuje zhruba od hodnoty $\beta\gamma = p/m = 0,05$.



Obrázek 6: Závislost energetických ztrát pro mion v mědi. Převzato z [1].

Na obrázku č. 6 lze vidět energetické ztráty mionu, který prochází mědí. Okolo hodnoty $\beta\gamma \sim 0,05$ dosahují energetické ztráty maxima, pomalá částice totiž ionizuje nejvíce. Se zvyšující energií částice energetické ztráty klesají jako $\beta^{-\frac{5}{3}}$ a to až do minima ionizace, které je umístěno v přibližně hodnotě $\beta\gamma = 3,5$ ($p = 370 \text{ MeV/c}$) [1]. Poté křivka roste

logaritmicky, tento růst je ale velmi pozvolný. V této části leží tzv. kritický bod, zde jsou si rovny ionizační a radiační ztráty. Ve chvíli, kdy začnou převažovat radiační ztráty, tak je nárůst celkových energetických ztrát enormní v důsledku radiačních ztrát.

Pro elektrony a pozitrony lze formuli zredukovat. Pokud položíme $m_e = m$, pak lze předchozí rovnici (2) pro výpočet T_{max} zapsat takto:

$$T_{max} = \frac{m_e \beta^2 \gamma^2}{\gamma + 1} = (\gamma - 1)m_e. \quad (3)$$

3.1.2 Radiační ztráty

Prochází-li částice s nábojem elektromagnetickým polem, tak ztrácí svoji energii vyzařováním brzdných fotonů a následnou tvorbou párů elektron-pozitron. Oba tyto procesy řadíme mezi tzv. radiační ztráty. Tento typ ztrát lze popsat Bethe-Heitlerovým modelem [1]. Je nutné podotknout, že tento typ ztrát se uplatňuje i u mionů. Dochází však k nim při velmi vysokých energiích.

Pro praktické účely a pro názornost se zavádí pro brzdné záření tzv. radiační délka X_0 [1]. Tato délka je definována jako střední vzdálenost, na které se zmenší energie elektronu na $1/e$ původní hodnoty energie. Tuto délku lze vypočítat z rovnice:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0}. \quad (4)$$

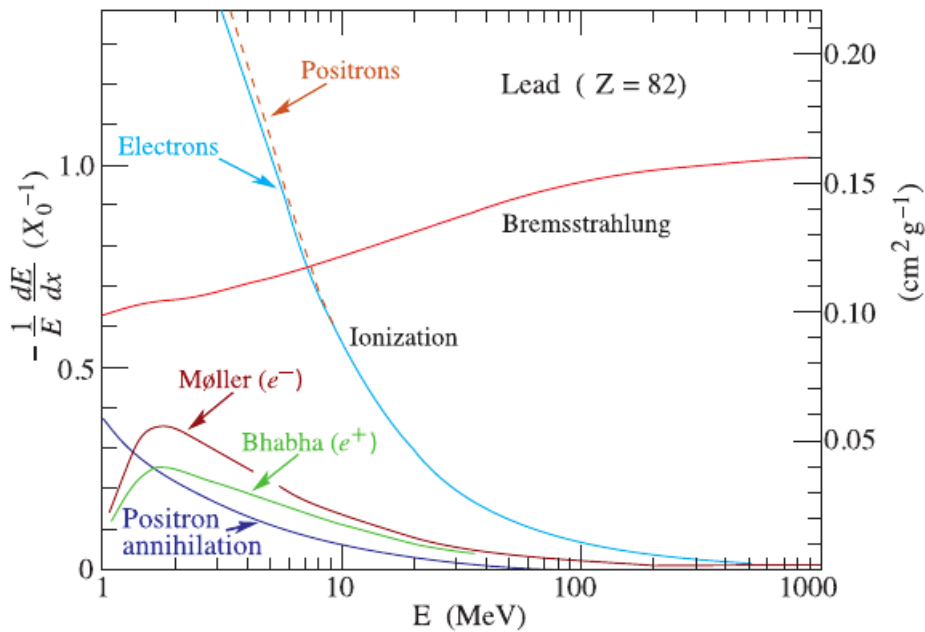
Řešením této diferenciální rovnice dostaneme aplikováním metody separace proměnných funkci pro energii, která má následující tvar:

$$E(x) = E(0)e^{-\frac{x}{X_0}}. \quad (5)$$

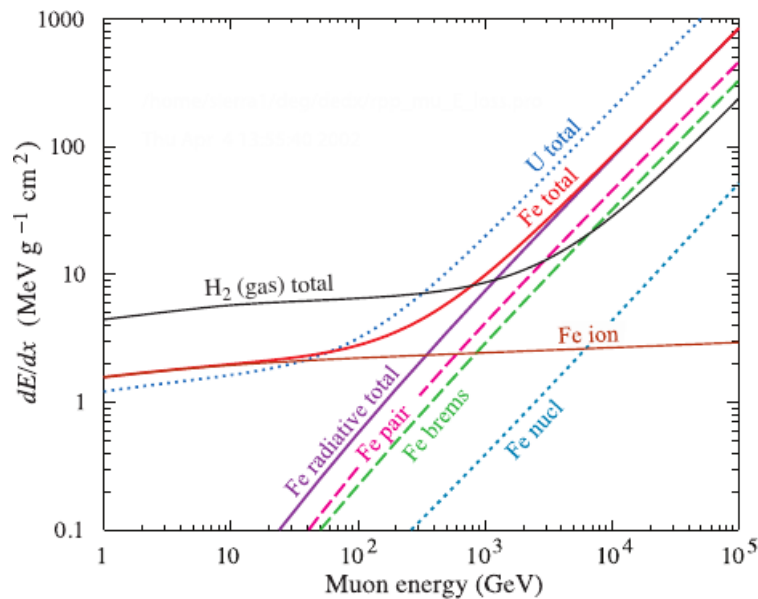
Z rovnice jde vidět, že čím je větší počáteční energie $E(0)$, tím jsou větší ztráty $E(x)$. Dále je nutné uvést, že radiační délka není stejná pro všechny materiály, vždy vychází z vlastností daného materiálu. Radiační délka se nejčastěji zjišťuje experimentálně, lze ji však odhadnout i teoreticky. Platí, že

$$X_0 \propto \frac{A}{\rho Z^2}, \quad (6)$$

kde ρ značí hustotu, A je nukleonové číslo prostředí a Z je protonové číslo prostředí [1]. Na obrázcích č. 7 a č. 8 jsou grafy energetických ztrát pro elektrony a miony. Z obou obrázků lze vypočítat, že při vysokých energiích částic dominují radiační ztráty.



Obrázek 7: Závislost energetických ztrát pro elektron. Převzato z [1].



Obrázek 8: Závislost energetických ztrát pro mion. Převzato z [1].

3.1.3 Dolet částice

V závěru je potřeba se zaměřit na dolet částice, tento pojem je definován jako dráha, při které částice ztratí svou celkovou kinetickou energii. K popisu doletu částice lze použít jednotku délky, praktičtější je však použít jednotku plošné hustoty (např. $g \cdot cm^{-2}$), zohledňuje totiž hustotu materiálu [1]. Na dolet částice má vliv mnoho parametrů. Mezi základní řadíme hmotnost částice, energie částice a hustota a složení prostředí. Zpravidla platí, že lehčí částice a částice s menší energií mají kratší vzdálenosti doletu než těžší částice s větší energií. Dále platí, že čím má prostředí, ve kterém se částice šíří, větší

hustotu, tím je dolet této částice kratší. Dolet částice R lze vypočítat dle [1] integrací celkových energetických ztrát, použijeme k tomu následující vztah:

$$R = \int_{E_0}^m \left(\frac{dE}{\rho dx} \right)^{-1} dE, \quad (7)$$

m značí hmotnost částice, která prochází prostředím a E_0 je celková počáteční energie částice. Pokud je E_0 malé, lze použít jen energetické ztráty způsobené ionizací, radiační jsou velmi malé, můžeme je tedy zanedbat. Pro malé energie se používá k aproximaci Bethe-Blochovy formule tohoto vztahu:

$$-\frac{dE}{\rho dx} = \frac{C}{\beta^2}, \quad (8)$$

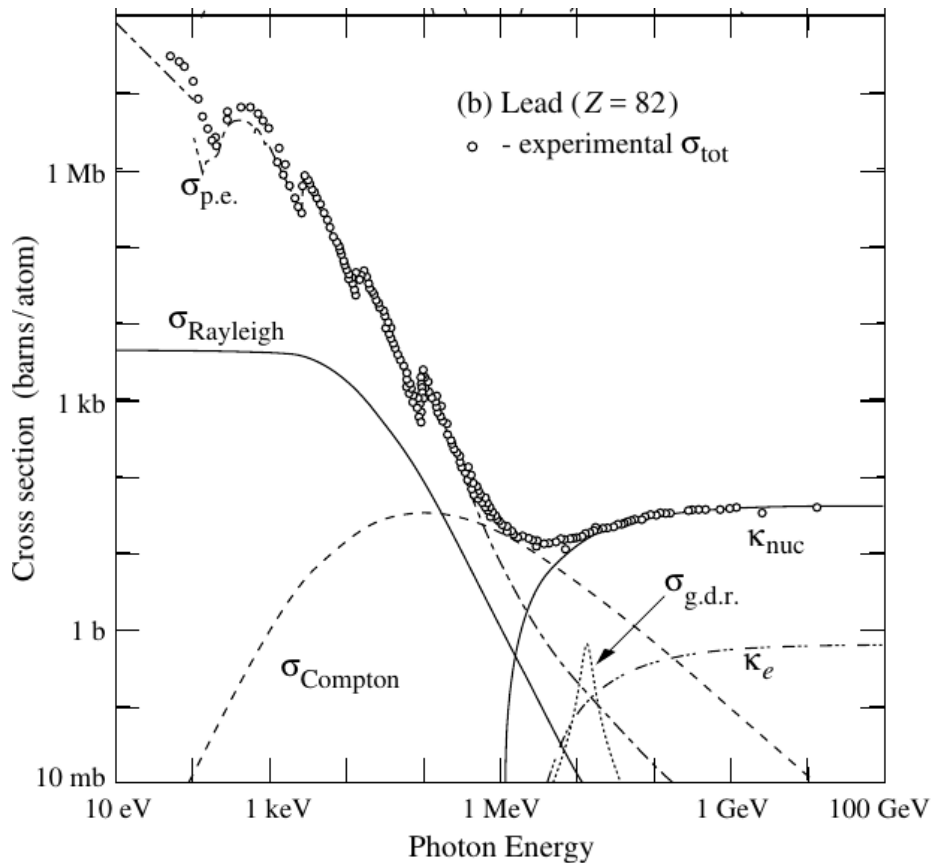
Konstantě C se přiřazuje taková hodnota, aby energetické ztráty v minimu ionizace byly stejné jako tabulkové hodnoty pro stejný materiál [1]. Po integraci rovnice (8) dostaneme vztah

$$\frac{R}{m} = \frac{1}{4C} \left(\frac{p}{m} \right)^4, \quad (9)$$

jenž nezohledňuje relativistické efekty. Detailnější výpočet je náročnější, integraci je nutné provést numericky. Určování doletu částice je velmi důležité v radioterapii a pro optimalizaci ochrany před ionizujícím zářením.

3.2 Interakce fotonů

Když elektromagnetické záření prochází prostředím, tak s atomy a molekulami prostředí může interagovat různými způsoby. Pravděpodobnost realizování daného způsobu interakce závisí na účinném průřezu, jehož proměnnou je energie. Způsoby interakce si tedy pro lepší názornost rozdělíme podle velikosti energie, a to vstoupně: fotoefekt, Comptonův rozptyl a tvorba páru (elektron-pozitron) [1]. Porovnání a závislosti účinných průřezů na energii částice pro různé způsoby interakce fotonu s olovem jsou znázorněny na obrázku č. 9.



Obrázek 9: Závislosti účinných průřezů na energii částice pro různé způsoby interakce fotonu s olovem. Převzato z [1].

3.2.1 Fotoefekt

Při fotoefektu je letící foton pohlcen atomem, z něhož se následně uvolní elektron. Energie fotonu musí být natolik velká, aby elektron zvládl překonat potenciální bariéru. Pravděpodobnost fotoefektu má lokální prahové chování v okolí energetických hladin atomů. Fotoefekt se dá popsat následující rovnicí:

$$hf = W + E_k, \quad (10)$$

kde h je Planckova konstanta, f je frekvence elektromagnetického záření, W je výstupní práce elektronu a E_k je kinetická energie elektronu. Fotoelektrický jev lze rozdělit na dva druhy, na vnější a vnitřní [2]. Vnější fotoelektrický jev probíhá na povrchu daného tělesa, elektrony opouští těleso. Při vnitřním fotoelektrickém jevu elektrony, jež obdrželi energii, se dostávají do vodivostního pásu. Mnoho polovodičů zejména PN přechod využívá tohoto principu. Tento typ interakce fotonů s prostředím je dominantní pro nízké energie. Vyplývá to z následujícího výpočtu účinného průřezu, který má tvar:

$$\sigma_{p.e.} \propto Z^5 \cdot E_\gamma^{-\frac{7}{2}}, \quad (11)$$

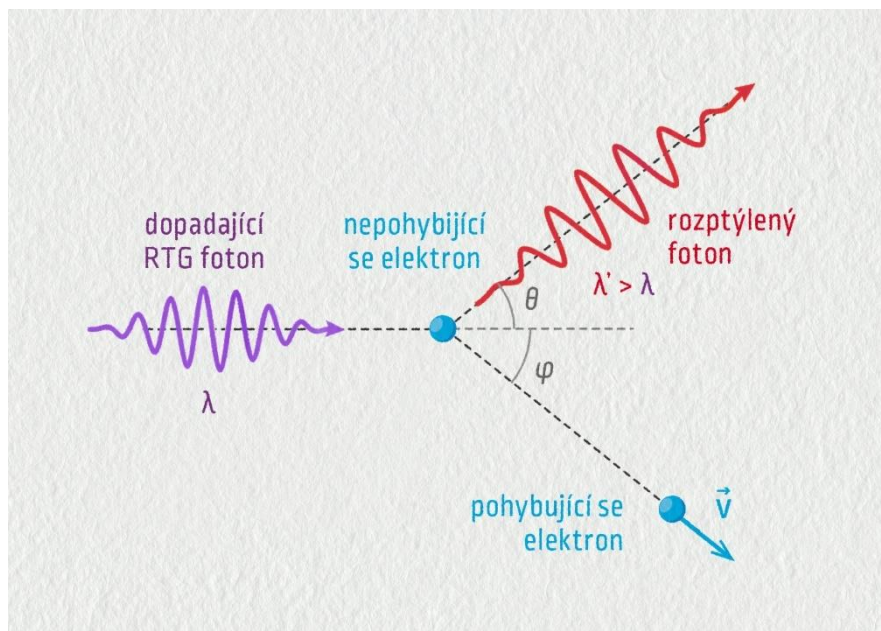
kde Z značí protonové číslo prostředí a E_γ je energie fotonu [1].

3.2.2 Comptonův rozptyl

Comptonův rozptyl je jev, který popisuje pružnou srážku fotonu s elektronem. Platí zákon zachování hybnosti a energie. Srážka zapříčiní změnu pohybu a energie fotonu (dochází ke změně vlnové délky) a elektronu. Schéma Comptonova rozptylu je zobrazeno na obrázku č. 10, rozptyl je popsán následujícím vztahem:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \varphi), \quad (12)$$

kde λ' je vlnová délka fotonu před srážkou, λ je vlnová délka fotonu po srážce, m_e je hmotnost elektronu, c je rychlost světla ve vakuu a φ je úhel rozptylu [2]. Účinný průřez je závislý na protonovém čísle prostředí. Čím větší protonové číslo, tím větší účinný průřez. Tento typ interakce se nejčastěji realizuje při středně velkých energiích.



3.2.3 Tvorba párů elektron-pozitron

Pokud má foton energii větší, než je klidová hmotnost dvou elektronů tj. 1,022 MeV a zainteraguje s jádrem atomu nebo s jinou částicí, tak s určitou pravděpodobností může vzniknout pár elektron-pozitron [1]. Tvorba tohoto páru je demonstrována na obrázku č. 11. Jev lze zapsat do následujícího schématu:



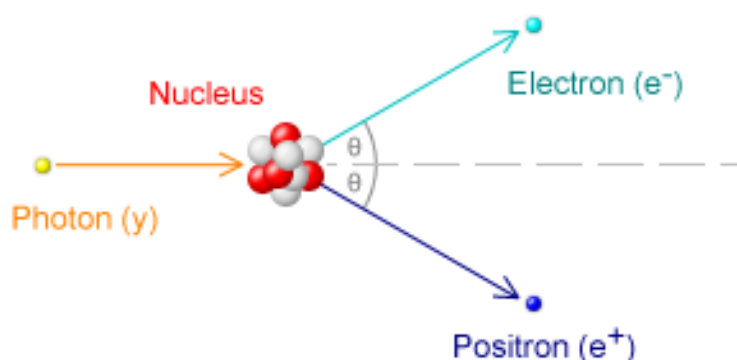
kde γ značí foton, A představuje jádro atomu, e^- elektron a e^+ pozitron. Pro realizaci tohoto jevu musí platit zákon zachování hybnosti a energie. Energetický rozbor před a po tvorbě páru lze vyjádřit rovnicí:

$$hf = 2m_e c^2 + E_{ke-} + E_{ke+} + E_A, \quad (14)$$

kde E_{ke-} kinetická energie elektronu, E_{ke+} elektrická energie pozitronu a E_A je kinetická energie částice, na které dochází k tvorbě páru. Na této částici dochází při tvorbě páru k tzv. zpětnému rázu, ten vzniká kvůli zachování zákona hybnosti. Pokud pár vzniká na jádru atomu, tak účinný průřez se řídí tímto vztahem:

$$\sigma_{\kappa_{nuc}} \propto Z^2 \ln E_\gamma, \quad (15)$$

kde Z je protonové číslo a E_γ je energie fotonu [1].



Obrázek 11: Vznik páru elektron-pozitron. Převzato z [9].

Další možností tvorby párů je ta, že foton nereaguje z jádrem atomu, ale z elektronem v atomovém obalu. Poté lze reakci zapsat v tomto tvaru [1]:



Na rozdíl od tvorby na jádře je potřeba pro tvorbu páru na elektronu, aby foton měl energii větší než $4m_e c^2$. Účinný průřez v tomto případě je dle [1] popsán následujícím rovnicí:

$$\sigma_{\kappa_e} \propto Z \ln E_\gamma. \quad (17)$$

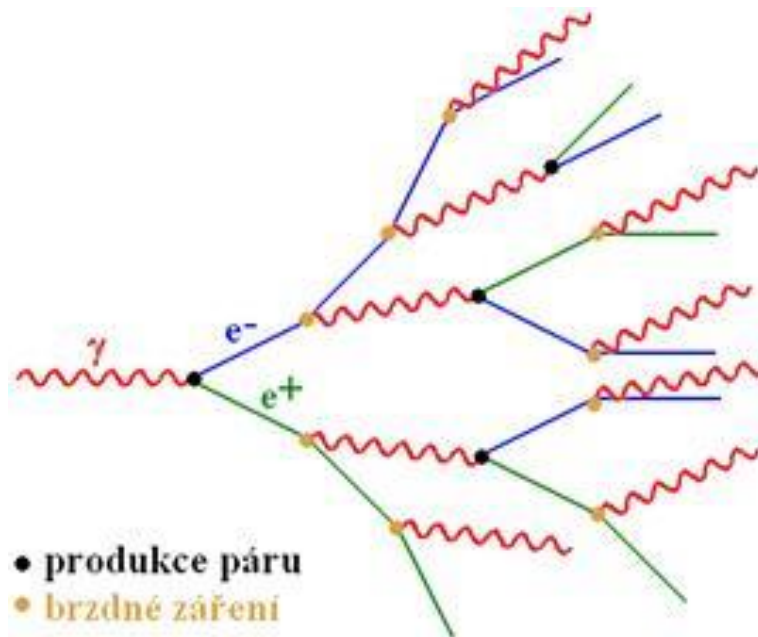
Tento způsob interakce je charakteristický pro vysokoenergetické fotony. Tento jev je velmi důležitý v astrofyzice a v lékařství, je ho využito v pozitronové emisní tomografii (PET).

3.3 Spršky

Mají-li částice vysokou energii a prochází hmotným prostředím, tak se předchozí interakce za sebou mohou řetězit a vzniká tzv. kaskádní reakce. Tomuto procesu říkáme částicové spršky [1]. Rozdělujeme je na hadronové a elektromagnetické.

3.3.1 Elektromagnetické spršky

Tento typ spršek vzniká tehdy, když vysokoenergetický foton zainteraguje s hmotou a vyprodukuje další fotony a elektrony. Ve sprškách lze pozorovat základní interakce, jsou to Comptonův rozptyl, tvorba páru elektron-pozitron a bremsstrahlung (brzdné záření). Celý průběh spršky je znázorněn na obrázku č. 12. Z primárního fotonu vznikne interakcí s jádrem atomu pár elektron-pozitron, pak pomocí brzdného záření vyzáří další fotony, které produkují páry pozitron-elektron. Elektromagnetická sprška se vyvíjí do té doby, dokud jsou splněny podmínky pro tvorbu páru, tzn. foton má energii větší než klidová hmotnost dvou elektronů ($E_\gamma > 2m_e c^2$). Když elektron s pozitronem ztratí svou veškerou kinetickou energii, podlehnou anihilaci, vyzářené fotony jsou pohlceny látkou.

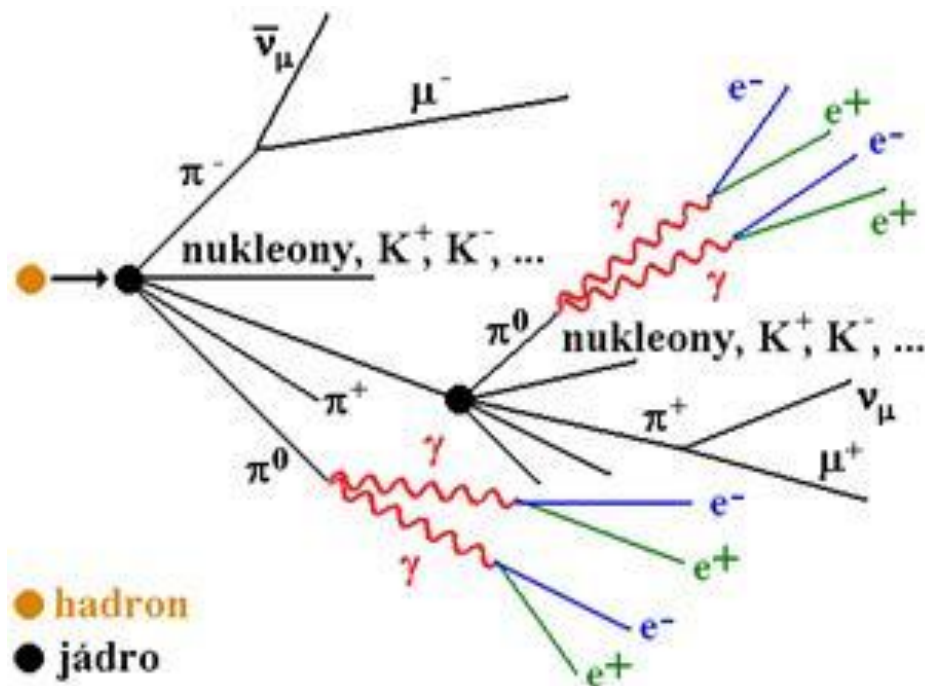


Obrázek 12: Elektromagnetická sprška. Převzato z [10].

3.3.2 Hadronové spršky

Vznik hadronové spršky je mnohem komplikovanější, obsahuje totiž více částic, schéma spršky je znázorněno na obrázku č. 13. Na počátku hadronové spršky je hadron, ten pomocí silné interakce reaguje s atomovými jádry. Postupně vznikají piony (π^+ , π^- a π^0), ty se v krátkém časovém okamžiku rozpadají převážně na miony a příslušná neutrina [10]. Neutrální piony se konvertují na páry fotonů, ze kterých vzniká již zmíněná elektromagnetická sprška.

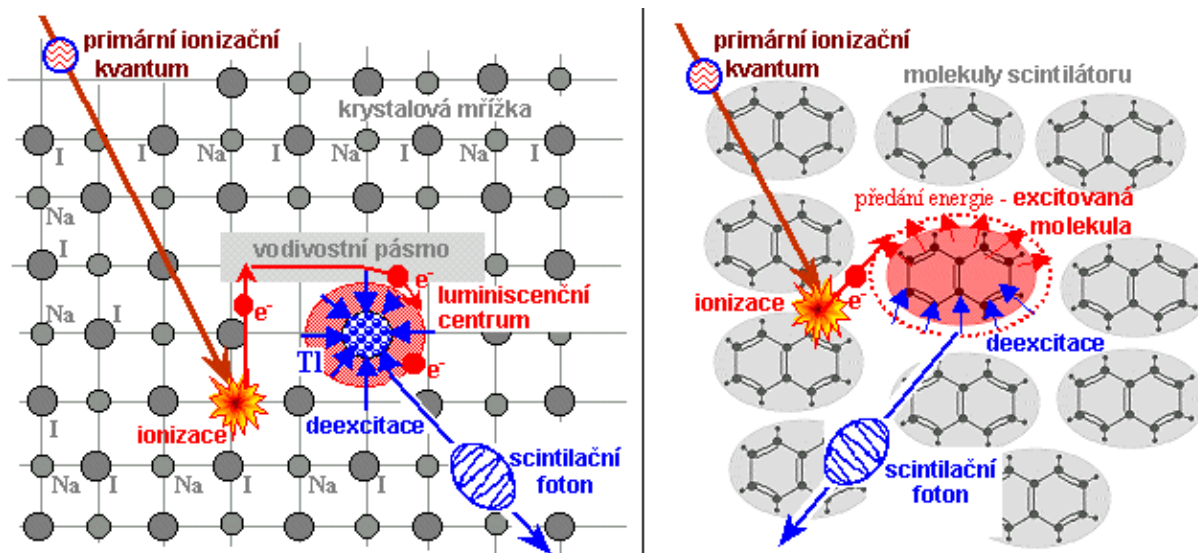
Část energie primární částice se v hadronových sprškách přemění na vazebné energie jaderných fragmentů a není měřitelná (nekompenzovaná).



Obrázek 13: Hadronová sprška. Převzato z [10].

3.4 Scintilace a Čerenkovovo záření

Prochází-li nabitá částice prostředím, které je tvořeno atomy a molekulami, tak excituje elektrony atomů prostředí do vyšších energetických stavů [10]. Tyto částice se potom vrací zpět do základního energetického stavu, při tom však vyzařují malé množství energie ve formě fotonů. Asi ve 3 % případů vyzařují atomy fotony s vlnovými délkami, které odpovídají viditelnému spektru [1]. Na obrázku č. 14 je znázorněn mechanismus scintilace v anorganický (vlevo) a organických (vpravo) sloučeninách. Emitované fotony pak můžeme detekovat pomocí fotonásobiče nebo fotodiody, lze tak určit energii primární částice. Velké uplatnění má scintilace v detekci ionizujícího záření.

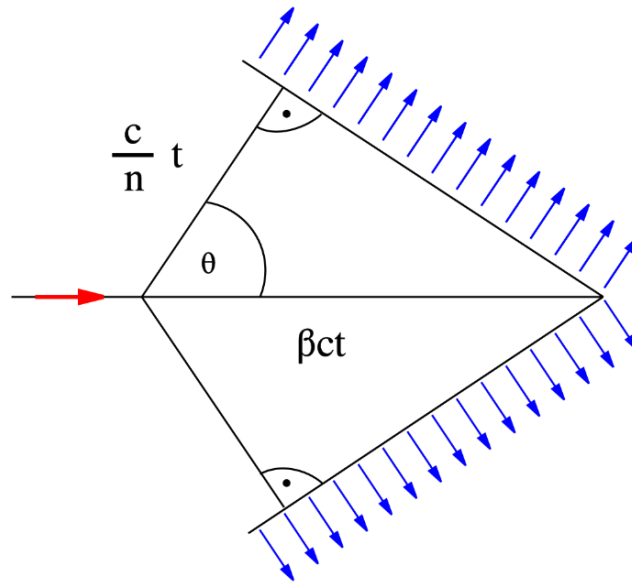


Obrázek 14: Mechanismus scintilace; vlevo-anorganická, vpravo-organická. Převzato z [11].

Pokud se částice s nábojem šíří danou rychlostí β látkovým prostředím, tak způsobuje lokální polarizaci atomů prostředí podél své trajektorie. Po průletu primární nabitě částice se opět atomy a molekuly prostředí opět depolarizují, při této depolarizaci však vyzařují energii ve formě elektromagnetického záření, kterou získaly předchozí polarizací. Primární částice tedy ztrácí energii kvůli polarizaci. Je nutno zmínit, že elektromagnetické záření vzniklé z depolarizace interferenci. Způsob interferování velmi závisí na rychlosti primární částice. Pokud se částice pohybuje v prostředí rychleji, než je fázová rychlost světla, tak elektromagnetické záření, které vzniká v bodech trajektorie, může mít společnou fázi. Ve vhodném úhlu θ se pak tyto fáze vlnění mohou sčítat a dochází ke konstruktivní interferenci, vzniká tedy pozorovatelné elektromagnetické záření [1]. Pro lepší představu lze říci, že Čerenkovův efekt, je obdoba zvukové rázové vlny. Ze schématu, jenž je zobrazeno na obrázku č. 15, lze odvodit, že Čerenkovské fotony se budou šířit po úhlem θ , pro který platí následující vztah:

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n}, \quad (18)$$

kde n je index lomu světla prostředí [1]. Z této rovnice (18) plyne podmínka $\beta > \frac{1}{n}$, pokud je splněna, tak vzniká Čerenkovské záření. Velmi důležitá je však i intenzita tohoto záření. Pokud se částice pohybuje rychlostí, která je o trochu větší než fázová rychlost světla v prostředí, tak intenzita Čerenkovského záření bude velmi malá.

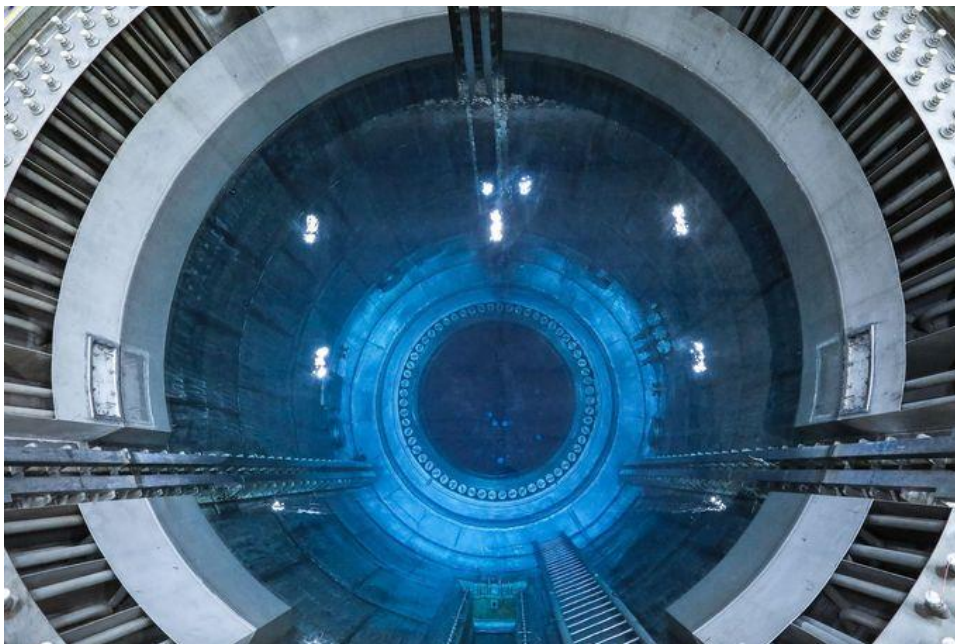


Obrázek 15: Schéma Čerenkovova efektu. Převzato z [12].

Co se týče energetických ztrát, tak jsou zanedbatelně malé. Vzniklé Čerenkovské záření se hlavně používá k identifikaci částic. Ze znalosti úhlu emise Čerenkovova záření lze odhadnout rychlost částice a je-li známá také hybnost (anebo energie částice), je možno určit hmotnost částice, např.

$$m = \frac{p}{\beta\gamma} = p \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta}, \quad (19)$$

kde p je hybnost částice a m je její hmotnost [1]. Jako zajímavost lze uvést, že Čerenkovovo světlo je možné pozorovat přímým okem např. v jaderných reaktorech či při skladování vyhořelého jaderného paliva (obrázek č. 16).



Obrázek 16: Bazén pro skladování vyhořelého paliva-Dukovany. Převzato z [13].

Detekce scintilačního a Čerenkovova světla je realizována fotodetektory a měřením intenzity získáváme informaci o velikosti lokálních ionizačních ztrát (scintilace) či rychlosti částic (Čerenkov) a je v částicových detektorech hojně využívána. Je důležité říci, že tento typ detekce je stěžejním nástrojem pro měření charakteristik kosmického záření v astročásticových experimentech. Zde, namísto interakcí s materiálem v detektorech částic, dochází k rozvoji částicových spršek v samotné atmosféře Země.

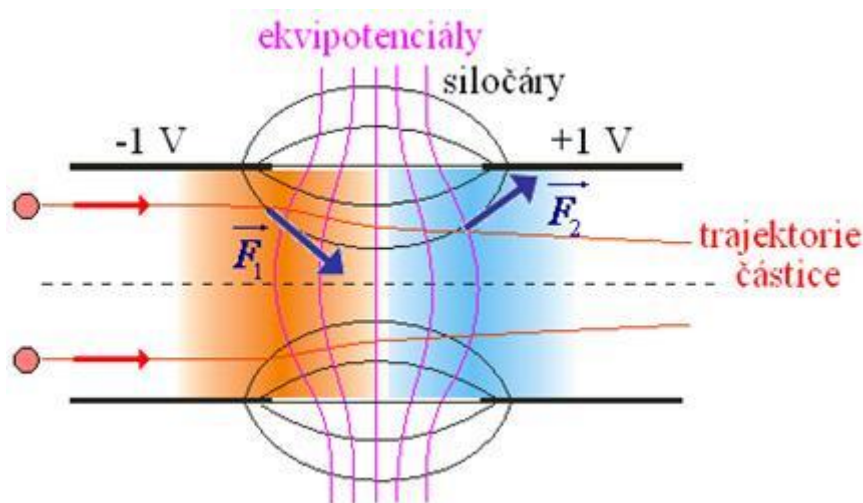
4 Urychlovače částic

Urychlovače částic jsou zařízení, které pomocí elektromagnetického pole urychlují nabitě částice, nejčastěji to jsou elektrony, protony a ionty těžších prvků. Tyto částice jsou urychlovány na rychlosti blízké rychlosti světla, nelze tedy zanedbávat relativistické efekty. Urychlovače mají velké využití jak ve vědě, tak i v praxi. Nejčastěji se používají pro tyto účely: Radioterapie, nedestruktivní testování materiálů, výzkum jaderné fúze a studium interakcí částic pomocí jejich srážek.

4.1 Základní typy urychlovačů

4.1.1 Lineární urychlovač

Běžně se také lze setkat se zkratkou Linac (Linear accelerator). Dělí se na dva základní typy. Na elektrostatické a vysokofrekvenční. Urychlované částice se pohybují v tomto typu urychlovače po přímkové dráze. K samotnému urychlování je využito elektrického pole. Během průchodu částice elektrickým polem dochází mezi dvěma válcovými elektrodami k velmi zajímavému efektu, proud částic je fokusován do úzkého svazku. Tento jev je znázorněn na obrázku č. 17.

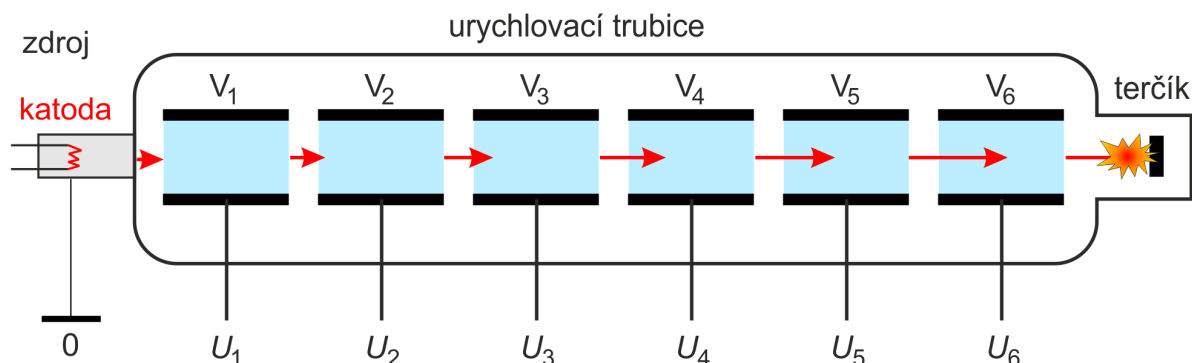


Obrázek 17: Efekt fokusace. Převzato z [10].

4.1.1.1 Elektrostatické lineární urychlovače

Tento typ urychlovače se skládá ze dvou základních součástí, a to z urychlovací trubice a zdroje vysokého napětí. Uvnitř urychlovací trubice je vakuum. Na katodě je žhavicí spirála a na anodě je terčík kam dopadají urychlené elektrony. Mezi katodou a anodou je trubicový systém, který je tvořen souosými kovovými válcovými elektrodami, nichž jsou dílčí napětí. Hodnota celkového urychlovacího napětí se pohybuje od 100 kV až zhruba do 5 MeV. Rozdíly těchto napětí jsou potom využity k urychlování nabitých částic. K napájení elektrod je použito elektrického kaskádního násobiče nebo Van der Graafova

generátoru [2]. Celé schéma elektrostatického lineárního urychlovače je vyobrazeno na obrázku č. 18.



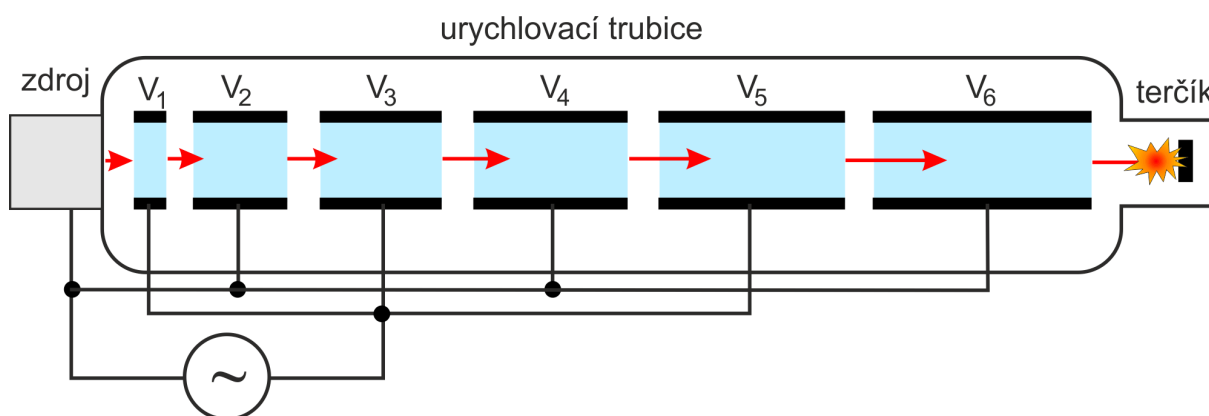
Obrázek 18: Elektrostatický lineární urychlovač. Převzato z [14].

4.1.1.2 Vysokofrekvenční lineární urychlovače

Tento typ je sestaven opět z urychlovací trubice s mnoha válcovými elektrodami a z vysokofrekvenčního zdroje. Sudé válcové elektrody jsou připojeny k jednomu pólu vysokofrekvenčního zdroje a ty liché k tomu opačnému. Průběh střídavého napětí lze popsat následující rovnicí:

$$U(t) = U_0 \cos(\omega t) = U_0 \cos(2\pi f t), \quad (20)$$

Kde U_0 je amplituda napětí a f je frekvence. Pokud zdroj emituje částice o daném náboji a je u válcové elektrody, která má opačný náboj vůči částici, tak se zvýší kinetická energie částice. Nastavíme-li správně frekvenci, vzdálenosti mezi elektrodami a elektrody budou mít správnou délku, tak se nabitě částice budou urychlovat. K urychlování dochází díky změně polarity elektrody po průchodu částicí. Schéma tohoto typu urychlovače je na obrázku č. 19. Na obrázku lze vidět, že se délka jednotlivých elektrod zvětšuje, je to kvůli zvyšování rychlosti nabitě částice.



Obrázek 19: Vysokofrekvenční lineární urychlovač. Převzato z [14].

4.1.2 Kruhový urychlovač

Lineární urychlovače mají své limity, pro vyšší energie je praktické použít urychlovače kruhové. Tyto urychlovače fungují na stejném principu jako lineární, částice je urychlována elektrickým polem. Je tu ale rozdíl, dráha částice je zakřívována magnetickým polem. Na částici tedy působí Lorentzova síla, která je dána vztahem:

$$\vec{F}_L = q \cdot \vec{E} + q[\vec{v} \times \vec{B}], \quad (21)$$

kde q je náboj částice, \vec{E} je elektrická intenzita, \vec{B} je magnetická indukce a \vec{v} je rychlost částice. Používá se celkem malé urychlovací napětí, částice se ale po několika obězích urychlí na velmi vysoké rychlosti. Magnetické pole je nejčastěji generováno supravodivými elektromagnety.

4.1.2.1 Cyklotron

Jeden z nejzákladnějších kruhových urychlovačů nese název cyklotron [8]. Byl zkonstruován v roce 1930 americkým fyzikem E. O. Lawrence. Průměr přístroje byl zhruba 10 cm a urychloval protony na energii 80 keV. V současnosti se cyklotrony používají k přípravě radionuklidů, v medicíně, v průmyslu a v dalších oborech. Jeho schéma je na obrázku č. 20. Cyklotron se skládá ze tří částí: urychlovací komory, zdroje urychlovacího napětí a elektromagnetu. Komora je složena ze dvou duantů, jsou to dvě duté elektrody mající tvar půlkruhu. Jsou vyrobeny z vodivého neferomagnetického materiálu, nejčastěji jsou z mědi nebo z mosazi. Tyto duanty jsou připojeny ke zdroji vysokofrekvenčního urychlovacího napětí a leží v magnetickém poli. Dále je uprostřed komory zdroj nabitých částic. V celém objemu urychlovací komory je vakuum. Princip a samotné urychlování jsou celkem složité, vysokofrekvenční zdroj se totiž musí správně zkalibrovat. Na začátku mezi duanty, ze zdroje nabitých částic, vylétne částice. V našem případě budeme uvažovat kladnou částici. Po vypuštění je částice přitahována k záporně nabitému duantu. Protože na ni působí magnetické pole, tak je její trajektorii půlkružnice. Magnetické pole je po celou dobu urychlování konstantní. Jakmile částice opouští duant, mění se polarita obou duantů a duant, ke kterému částice směřuje, je opět záporný. Částice je urychlována v mezeře mezi duanty a tím se zvětšuje poloměr půlkružnice, kterou částice opisuje. Ke konci urychlování lze částici vychýlit elektrickým polem a nasměřovat ji k terčíku.

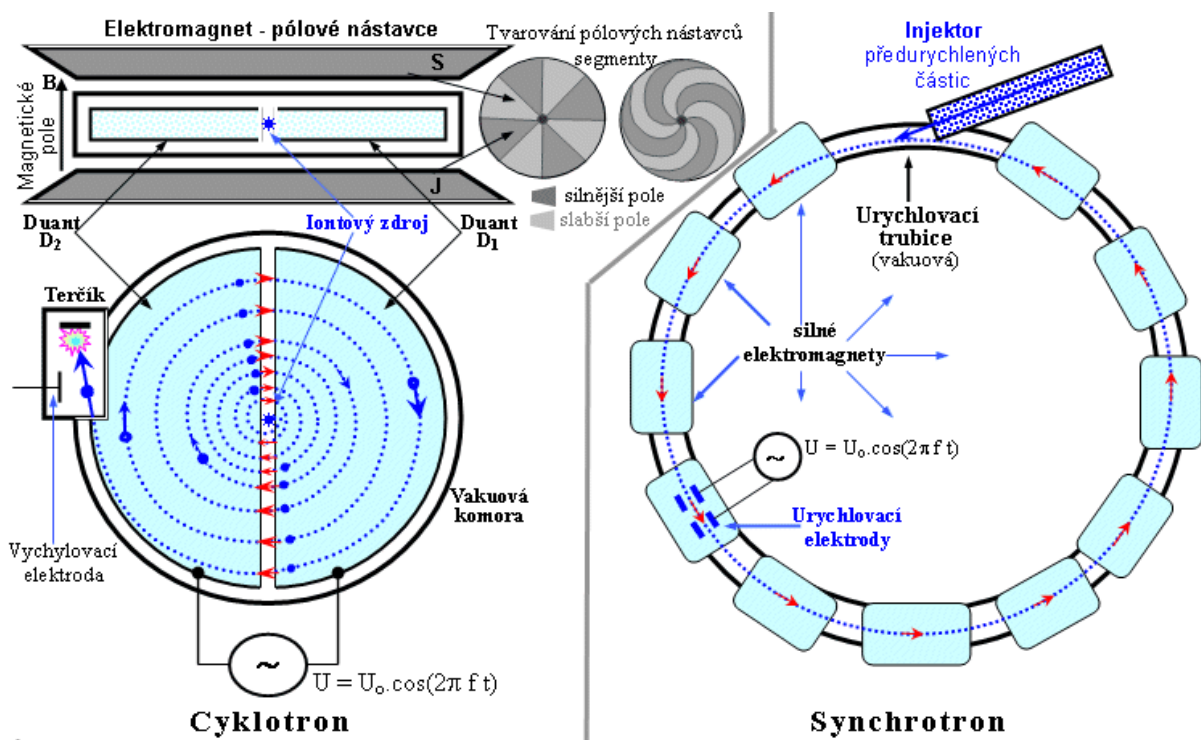
4.1.2.2 Synchrotron

Je-li nabitá částice urychlována na velmi vysoké energie, tak poloměr její trajektorie nabývá velkých hodnot. Poloměr se vypočte dle vztahu:

$$r = \frac{mv}{qB}, \quad (22)$$

kde r je poloměr, m je hmotnost částice, v je rychlost částice, q je její náboj a B je magnetická indukce [2].

Zkonstruování cyklotronu pro vysoké rychlosti by obnášelo vytvořit vakuovou komorou velkých rozměrů. To je z technického hlediska velmi náročné. Proto se v praxi používají urychlovače s pevnou kruhovou dráhou. Intenzita magnetického pole tedy z principu nemůže být konstantní, bude záviset na času. Čím větší čas, tím větší rychlost částice, k zakřivení trajektorie bude tedy potřeba větší magnetická indukce. Chceme-li aby se částice urychlovala a měla stále stejnou kruhovou trajektorii, je dále zapotřebí, aby se se zvyšující energií navyšovala také frekvence urychlovacího napětí. Tento koncept urychlovače nazýváme synchrotron [8]. Na obrázku č. 20 vlevo jsou schémata kruhových urychlovačů, vlevo je cyklotron a vpravo synchrotron.



Obrázek 20: Schéma cyklotronu a synchrotronu. Převzato z [14].

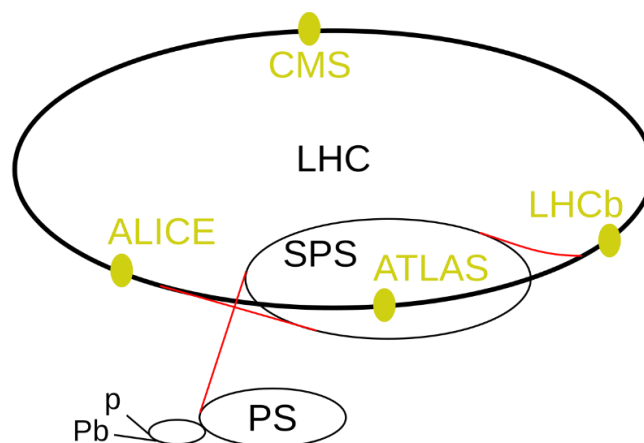
Synchrotron se skládá z urychlovací trubice, injektoru předurychlených částic, elektromagnetů a urychlovací elektrody. Urychlovací trubice mají většinou průměr cca od 3 do 8 cm a je v nich vakuum. Průměr celého urychlovače může nabývat hodnoty od stovek metrů až do několika kilometrů. V těsné blízkosti trubice se nachází velké množství dipólových elektromagnetů. Tyto magnety udržují nabitou částici na kruhové orbitě. Částice se do kruhového urychlovače dostávají z injektoru, který částice předurychlí. Injektorem bývá nejčastěji lineární urychlovač, částice z něj odcházejí s energií cca 20-100 MeV. U těchto elektromagnetů jsou vhodně rozmístěny urychlovací elektrody, které jsou napájeny střídavým napětím o vysokých hodnotách. Frekvence těchto elektrod je nastavena tak, aby došlo k co nejefektivnějšímu urychlování. Princip je velmi podobný jako u vysokofrekvenčních lineárních urychlovačů.

4.2 Large Hadron Collider

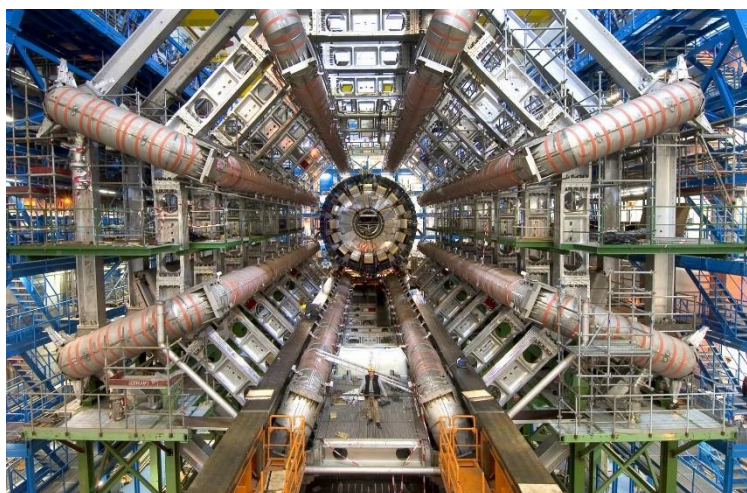
Large Hadron Collider (LHC) je doposud největším synchrotroním urychlovačem na světě [15]. Je provozován evropskou organizací CERN. Urychlovač byl uveden do provozu v září 2008. Nahradil již zastaralý elektron-pozitronový urychlovač LEP, který pracoval s energiemi od 50 do 100 GeV. V LHC se energie srážek pohybuje však okolo 8 TeV. Zařízení urychluje dva svazky protonů (anebo jader) proti sobě, které dosahují 99,95 % rychlosti světla. Samotný urychlovač je umístěn v podzemí mezi Francií a Švýcarskem. Na LHC pracuje více než 30 zemí světa.

Urychlovač je postaven v kruhovém tunelu, který je zhruba 100 m pod povrchem země. Obvod tunelu je zhruba 27 km. Tunel má zanedbatelný sklon o hodnotě 0,708°. Po celém obvodu urychlovací trubice je umístěno více než 1200 supravodivých dipólových magnetů, které drží částice na kruhové trajektorii. Pro fokusaci svazku částic, které se pohybují v urychlovači, je použito zhruba 900 kvadrupólových magnetů. Dále se tyto magnety používají ke korekci a modifikaci tvaru dráhy. Tyto magnety jsou nejčastěji vyrobeny z niob-titanové slitiny a pracují při teplotách kolem 1,9 K. Magnety tedy mohou vést elektrický proud s takřka nulovým odporem. Magnetické pole tak dosahuje hodnoty až 8 T.

Do urychlovače musí být částice již předurychlené, používá se tzv. čtyřstupňového předurychlení. K tomu se používají dříve zkonstruované urychlovače v CERNu, jsou seřazeny za sebou. Na začátku pomocí ionizace vodíku získáme protony, které jsou nejdříve urychlovány v lineárním urychlovači a do LHC jsou po několikastupňovém předurychlení injektovány s energií 450 GeV. Následně jsou v samotném LHC urychleny na energii 7 TeV. Částice jsou urychlovány v úsecích urychlovacího prstence, kde jsou umístěné systémy radiofrekvenčních rezonančních dutin. Tyto systémy jsou napájeny na vysokofrekvenční zdroj napětí s kmitočtem 400 MHz. Urychlované částice za jednu sekundu oběhnou celý urychlovač 11245krát, přičemž částice mohou obíhat až 10 hodin. Finální energie protonového svazku dosahuje hodnoty až 350 MJ. Na LHC jsou tyto detektory: ATLAS [16], CMS [17], ALICE [18] a LHCb [19]. Tyto detektory a dílčí urychlovače LHC jsou znázorněné na obrázku č. 21. Fotografie z kompletace detektoru ATLAS je na obrázku č. 22.



Obrázek 211: Schéma urychlovačů na LHC. Převzato z [20].

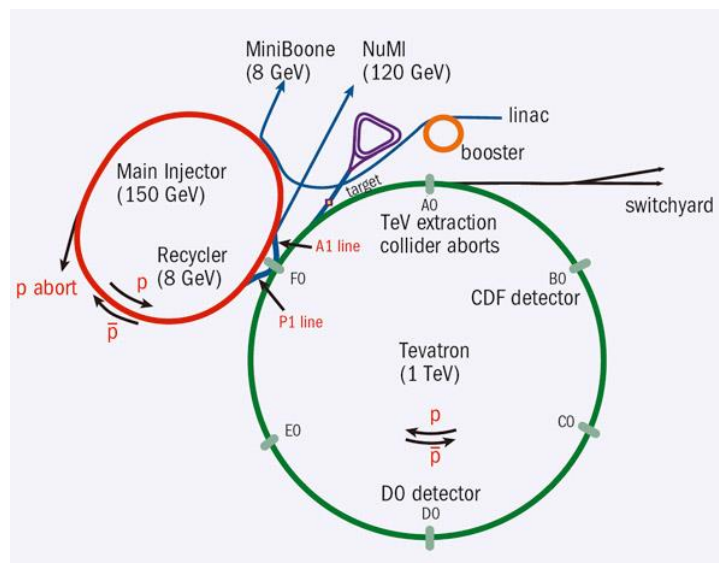


Obrázek 22: Výstavba detektoru ATLAS. Viditelné jsou podpůrné struktury a cívky toroidálního magnetu. Převzato z [21].

Hlavním účelem LHC je výzkum v oblasti částicové fyziky, studium platnosti a limitů tzv. Standardního modelu částic. Z jedním největších přínosu bylo potvrzení existence Higgsova bosonu (2012). Experimenty využívající LHC mají velký dopad mj. pro astrofyziku, kosmologii a fyziku pevných látek.

4.3 Další důležité urychlovače

Kromě LHC je potřeba také zmínit ostatní částicové urychlovače, které se velkým dílem podílely na rozvoji částicové fyziky zmíněné v [8]. Jedním z nejvýznamnějších urychlovačů byl Tevatron, který se nacházel v USA a byl součástí speciální laboratoře Fermilab [8, 22]. Jedná se o kruhový urychlovač. Tevatron byl používán od roku 1983 až do roku 2011. Urychlovač je umístěn v tunelu, jehož obvod činí 6,3 kilometru. Schéma je uvedené na obrázku č. 23. Byly zde urychlovány protony a antiprotony až na energie 1 TeV. Na tomto urychlovači byly objeveny tři elementární částice. Největším přínosem pro vědeckou komunitu bylo objevení top kvarku v roce 1995. Technologie vytvořené pro experimenty v Tevatronu měly velký dopad na vývoj magnetické rezonance v nemocnicích.



Obrázek 22: Schéma Tevatronu. Převzato z [22].

Dalším urychlovačem, který je potřeba zmínit je RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) [8]. Jedná se o kruhový urychlovač. Nachází se Brookhaven National Laboratory (BNL) ve státě New York. Používá se hlavně na urychlování těžkých iontů. Obvod celého urychlovače je 3,8 kilometru. Energie používaná k urychlení je až 200 GeV. RHIC je využíváno ke studiu kvark-gluonového plazmatu, které existovalo několik desítek mikrosekund po velkém třesku.

Dále je nutné zmínit v našem výčtu SuperKEKB, jedná se o kruhový urychlovač umístění v Tsukubě v Japonsku. Probíhají zde srážky elektronů a pozitronů. Elektrony jsou urychleny na energii 7 GeV a pozitrony na 4 GeV. SuperKEKB je znám díky velmi přesné fokusaci částicových svazků a detektoru Belle 2, jenž se používá ke studiu vlastností mezonu B. Obvod urychlovače se pohybuje okolo 3 kilometrů. Samotný urychlovač je umístěn 11 metrů pod zemí v tunelu. Za hlavní cíl si výzkumný ústav klade studium porušení CP symetrie.

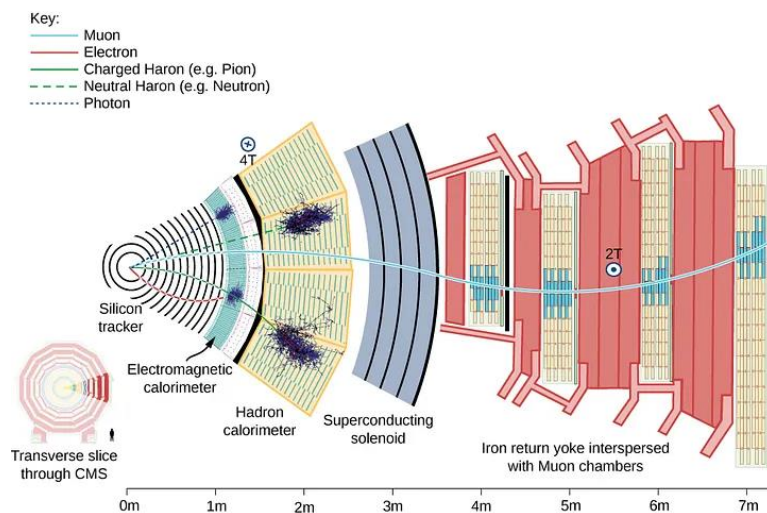
Další důležitý urychlovač je SLAC (Stanford Linear Accelerator Collider), který leží v Kalifornii. Jedná se o lineární urychlovač, který je v provozu od roku 1966. Urychlované částice jsou elektrony a pozitrony. Celková délka urychlovače je 3,2 km, jedná se tedy o nejdelší lineární urychlovač na světě. Svazky při urychlování získají energii kolem 50 GeV. Vědecká komunita ve SLAC se zaměřuje jak na experimentální, tak teoretický výzkum v oblasti částicové fyziky. Dalšími oblastmi, které jsou zkoumány v této laboratoři jsou atomová fyzika, fyzika pevných látek, chemie, biologie a medicína. Mezi největší přínosy patří objevení kvarku c, tau leptonu a kvarkové struktury protonů a neutronů. Celý urychlovač je vyfocen z ptačí perspektivy na obrázku č. 24.



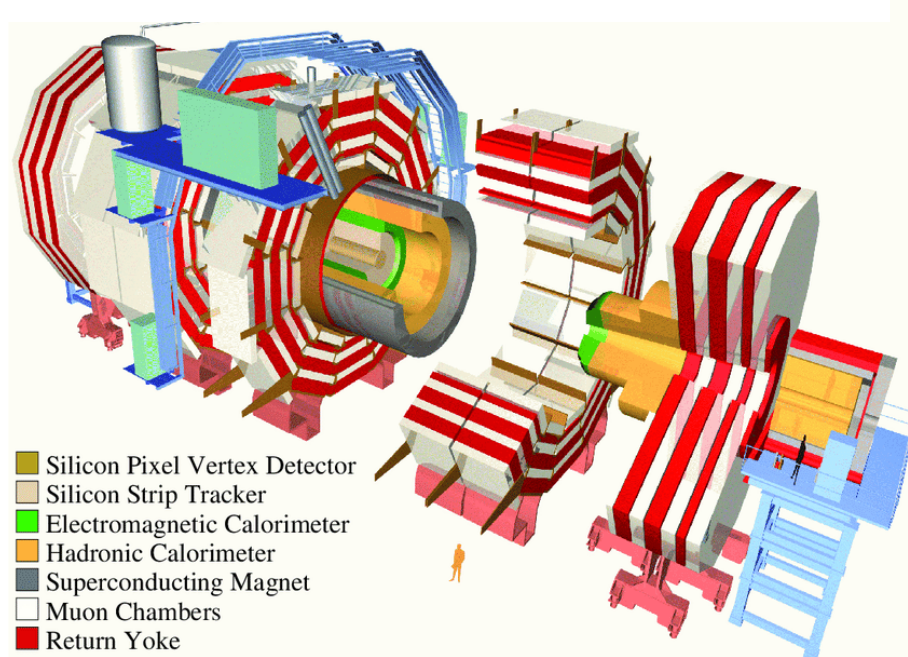
Obrázek 23: Lineární urychlovač SLAC. Převzato z [23].

5 Detektory v urychlovačích

Urychlené částice jsou přivedeny do místa, kde se dochází k procesům srážek. Kolem těchto míst jsou postavené detektory, pomocí nichž měříme energie a trajektorie sekundárních částic. Ze samotné srážky vzniká mnoho různých produktů, dále se z nich tvoří elektromagnetické a hadronové spršky. Detektory, jež leží na obvodu urychlovače, tak mají „slupkovitou“ strukturu (onion-like) a jsou sestaveny z mnoha dílčích detektorů, které jsou vždy specializovány na daný typ částic. Na obrázku č. 25 je pro ilustraci znázorněn CMS (Compact Muon Solenoid) detektor, můžeme na něm vidět jeho komplikovanou strukturu [17]. Detektory jsou konstruovány z mnoha vrstev. Tyto vrstvy od vnitřních po vnější označujeme takto: vnitřní dráhový detektor, elektromagnetický kalorimetr, hadronový kalorimetr a mionový detektor. Celé schéma těchto vrstev je ukázáno na obrázku č. 26.



Obrázek 25: Schéma CMS a jeho detektorových vrstev. Převzato z [10].

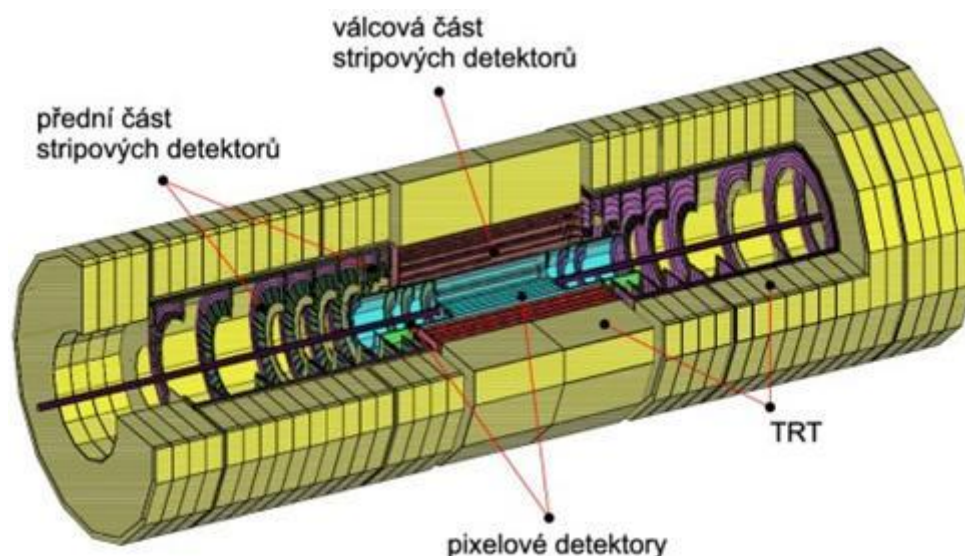


Obrázek 26: Schéma CMS. Převzato z [24].

5.1 Vnitřní dráhový detektor

Detektor, který je umístěn nejbližší bodu, kde dochází ke srážce částic, se nazývá vnitřní dráhový detektor. Je také známý jako sledovací nebo trackovací detektor. Hraje nezastupitelnou úlohu na velkých urychlovačích jako je LHC v CERNu. Úkolem tohoto detektoru je přesné určení trajektorie nabitých částic. Aby bylo možné od sebe odlišit nabitě částice a částice bez náboje, je vnitřní dráhový detektor umístěn v magnetickém poli. Magnetická indukce tohoto pole má velikost 2 T v případě detektoru ATLAS a 4 T v případě CMS. Umožňuje rekonstruovat celou trajektorii od místa srážky až po jejich detekci. Ze zakřivení trajektorie lze vypočítat hybnost nabitě částice. Čím je menší hybnost částice, tím větší je zakřivení. Zvýše uvedených informací lze procházející částice identifikovat známe-li například energii měřenou nezávisle, popřípadě specifické ionizační ztráty.

Samotný dráhový detektor experimentu ATLAS je po technické stránce velmi komplikovaný, skládá se z velkého množství součástí polovodičových detektorů. Pro lepší představu je ilustrován na obrázku č. 27. Pro naše účely bude stačit, když si popíšeme základní části detektoru. Nejbližší část, kde se srážejí svazky částic, se jmenuje pixelový detektor. Je tvořen maticí malých detekčních elementů. Pixely, jsou tak malé, že trajektorie částic lze sledovat s velkou přesností, pixel má velikost $50 \times 400\ \mu\text{m}$ [8]. Částí, která je dále v pořadí od středu je tzv. mikrostripový detektor, který používá polovodiče z křemíku. Z názvu plyne, že detektor bude používat k detekci úzké pásky (stripy). Další částí je driftový neboli drátkový detektor. Je zde využito elektrických vodičů, které jsou umístěny v malých tenkých brčkách naplněných plynem. Brčka mají průměr 4 mm . Prochází-li částice tímto detektorem, tak plyn uvnitř je touto částicí ionizován, vzniklé elektrony jsou pak přitahovány vodiči a po následné interakci s nimi lze zaznamenat elektrický impuls.

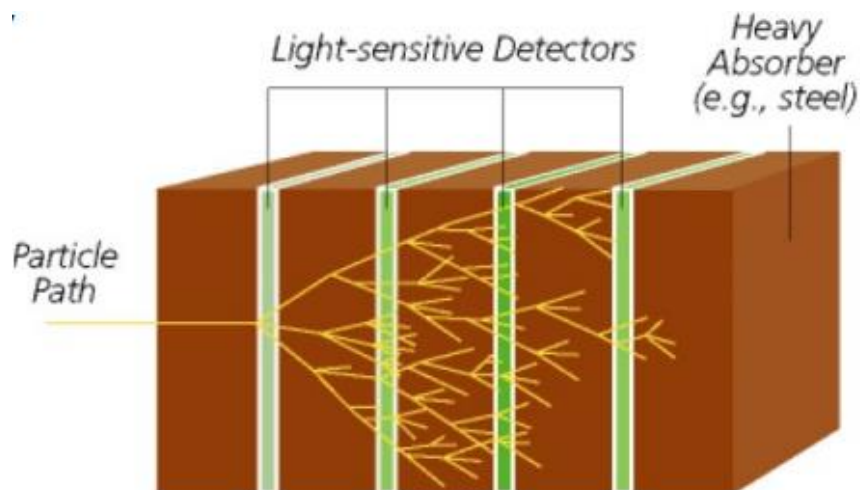


Obrázek 27: Vnitřní dráhový detektor. Převzato z [10].

5.2 Elektromagnetický kalorimetr

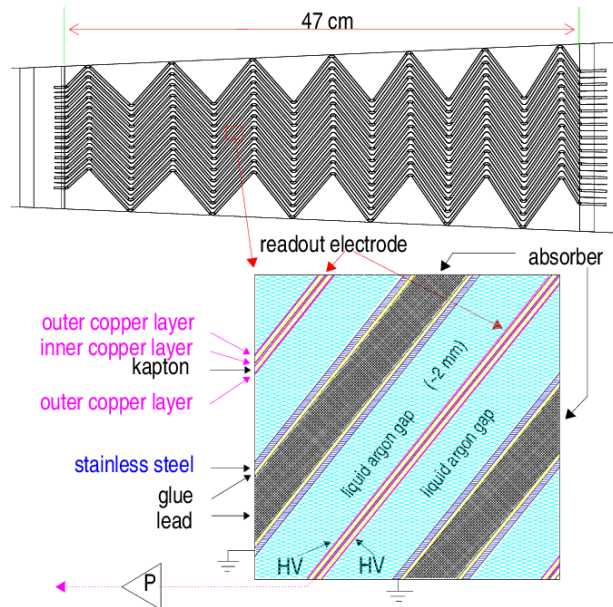
Tento typ kalorimetru je klíčový pro experimenty v částicové fyzice. Pomocí něj lze totiž určovat energii elektromagnetického záření, elektronů a pozitronů. Je dílčí součástí detektoru v ATLAS a CMS na LHC v CERNu. Letí-li elektrony, pozitrony nebo fotony kalorimetrem vzniká elektromagnetická sprška, která je postupně pohlcována materiálem kalorimetru a proměřovaná v aktivních částech kalorimetru.

Rozlišujeme dva základní typy elektromagnetických kalorimetrů. Prvním typem jsou kalorimetry homogenní (krystalické), jsou vytvořeny ze scintilačních krystalů např.: PbWO_4 - olovnatý wolframit, CsI(Tl) - jodid cesný s příměsí thalia a další scintilační krystaly. Při průchodu částice scintilačním krystalem vznikají fotony, které jsou detekovány na fotonásobiči nebo na fotodiodách. Druhým typem je tzv. heterogenní (sampling) kalorimetr. Je složen ze dvou střídajících se vrstev, z absorbátoru a z aktivního prostředí. V absorbátoru dochází k rozvoji částicové spršky, v aktivním prostředí dochází k detekci spršky. Absorbátory jsou z pravidla vytvořené z olova, železa, mědi, wolframu a uranu. Heterogenní kalorimetry dělíme podle aktivního prostředí na scintilační a ionizační komorové. U scintilačních (obrázek č. 28) je aktivní prostředí tvořeno scintilačním materiálem, sprška ve scintilačním materiálu produkuje fotony, které jsou detekovány fotonásobiči. V ionizačním komorovém kalorimetru je aktivní prostředí nejčastěji tvořeno kapalným argonem, v této vrstvě částicové spršky způsobují ionizaci, která je převedena pomocí elektrod na elektrické pulzy.



Obrázek 28: Struktura Sampling kalorimetru. Převzato z [25].

Heterogenní elektromagnetický kalorimetr může mít i komplikovanější strukturu, např. tvar „harmoniky“ (obrázek č. 29). Je to proto, aby letící částice z jakéhokoliv směru vyvolaly jednotnou odezvu [10].



Obrázek 29: Elektromagnetický kalorimetr-tvar harmoniky. Převzato z [26].

5.3 Hadronový kalorimetr

Hadronový kalorimetr je určen k měření energie protonů, neutronů, pionů a dalších těžkých částic. Bez tohoto detektoru by nebylo možné s dostatečnou přesností určit energie a druhy částic vznikající při srážkách. V případě experimentu ATLAS je hadronový kalorimetr složen z plastových scintilačních detektorů, které mají tvar desek a je umístěn vždy za elektronovým kalorimetrem [16]. Tyto desky jsou umístěny mezi železné absorbátory. Když hadron prochází detektorem, tak dochází k rozvoji hadronové spršky, které vedou k produkci scintilačního světla, které je poté odvedeno k fotonásobiči a tam je převedeno na elektrický signál.

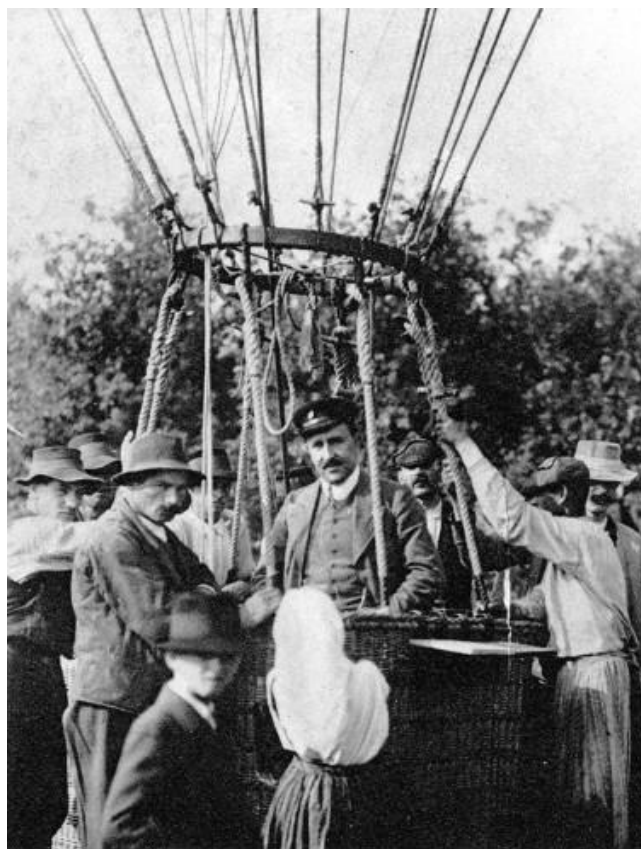
5.4 Mionový detektor

Předešlé dva detektory sloužili k měření energie částic a měřené částice v nich byly zcela absorbovány. To však neplatí pro mionový detektor. Pomocí mionového detektoru měříme pouze trajektorii. Důvodem je, že miony s detektorem málo interagují a neztrácejí v něm takřka žádnou energii. Samotný detektor se nachází ze všech dílčích detektorů nejdále od místa srážky urychlovaných částic a tvoří vnější část detektorových systémů. Celý mionový detektor je v experimentu ATLAS umístěn v toroidálním magnetickém poli, které je tvořeno supravodivými cívkami. Je složen z těchto částí: driftová trubice (Monitored Drift Tubes)-slouží k přesnému měření trajektorie mionů, odporové deskové komory (Resistive Plate Chambers)-poskytují rychlou detekci mionů a měří čas průchodu, detektory s velmi tenkou vrstvou (Thin Gap Chambers)-používají se v koncových částech detektoru a měří polohu mionů, komory s velkou dráhou (Cathode Strip Chambers)-vyskytují se vnitřních částech detektoru a jsou důležité pro detekci mionů v oblastech s vysokým počtem částic a velkoplošné vzorkovací komory (Large Area Drift Tubes)-slouží k měření trajektorie mionů a pokrývají větší plochu prostoru [16].

6 Atmosférické spršky z kosmického záření

6.1 Původ a charakteristika kosmického záření

Kosmickým zářením máme na mysli elementární částice či těžší jádra dopadající na Zemi mající původ ve zdrojích mimo naši planetu. Rozlišujeme primární a sekundární záření. Toto záření považujeme za primární. Za sekundární považujeme to, které vzniká interakcemi primárního záření s atmosférou. Primární částice mají nejrůznější původ a velké rozpětí energií. Největší energie částic, které jsme detekovali, se pohybují kolem hodnoty 10^{20} eV. Nejčastěji kosmické záření pochází z těchto zdrojů: hvězdy, supernovy, pulzary, aktivní galaktická jádra, černé díry, neutronové hvězdy atd. Co se týče složení kosmického záření, tak zhruba 85 % jsou protony, 12 % jsou jádra helia, zbytek je tvořen elektrony, pozitrony a těžkými prvky [3]. Kosmické záření bylo objeveno v roce 1912 rakouským fyzikem Victorem Franzem Hessem. Zjistil, že intenzita kosmického záření roste s nadmořskou výškou, tomu použil létající balón, obrázek č. 30 zachycuje start tohoto balónu, který odlétal z Ústí nad Labem. Z toho učinil závěr, že záření má kosmický původ. O několik let pozdě, v roce 1938, francouzský astronom Pierre Auger objevil spršky atmosférického kosmického záření.

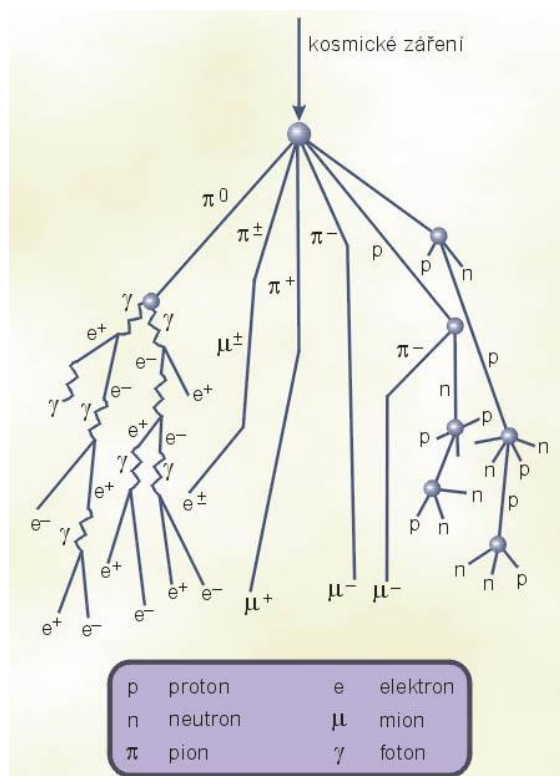


Obrázek 30: -Victor Franz Hess-Ústí nad Labem. Převzato z [25].

6.2 Atmosférické spršky a jejich detekce

Atmosférické spršky vznikají z primárního kosmického záření (protony, jádra hélia, elektrony, fotony atd.). Tyto částice v horní vrstvě atmosféry (přibližně se jedná o výšku 15-30 km nad povrchem Země) interagují s atomy a molekulami prostředí. Tyto reakce vedou k produkci mezonů (piony a kaony), tyto produkty se rychle rozpadají na miony a neutrino [3]. Pozitivní piony se rozpadají na pozitrony a neutrino, zatímco negativní piony na elektrony a antineutrino. Tyto všechny vzniklé produkty dále reagují s molekulami a vytváří další sekundární částice. Všechny atmosférické spršky se skládají z nějaké kombinace spršky elektromagnetické a spršky hadronové. Na obrázku č. 31 je pro názornost ilustrace rozvoje atmosférické spršky. Na tvar a velikost spršky má vliv mnoho parametrů. Nejdůležitějším faktorem je energie a typ primární částice.

K detekci atmosférických spršek se v minulosti používaly elektroskopy, tato zařízení slouží k detekci elektrického náboje a měří se jím ionizace vzduchu. K detekci se mimo jiné používala fotografické emulze, částice v emulzi ionizovaly s atomy a měnily chemické vlastnosti emulze, pod mikroskopem pak bylo možné pozorovat trajektorie prošlých částic. Dále byly také používány mlžné a bublinkové komory, fungovaly na velmi podobném principu jako předchozí metoda.

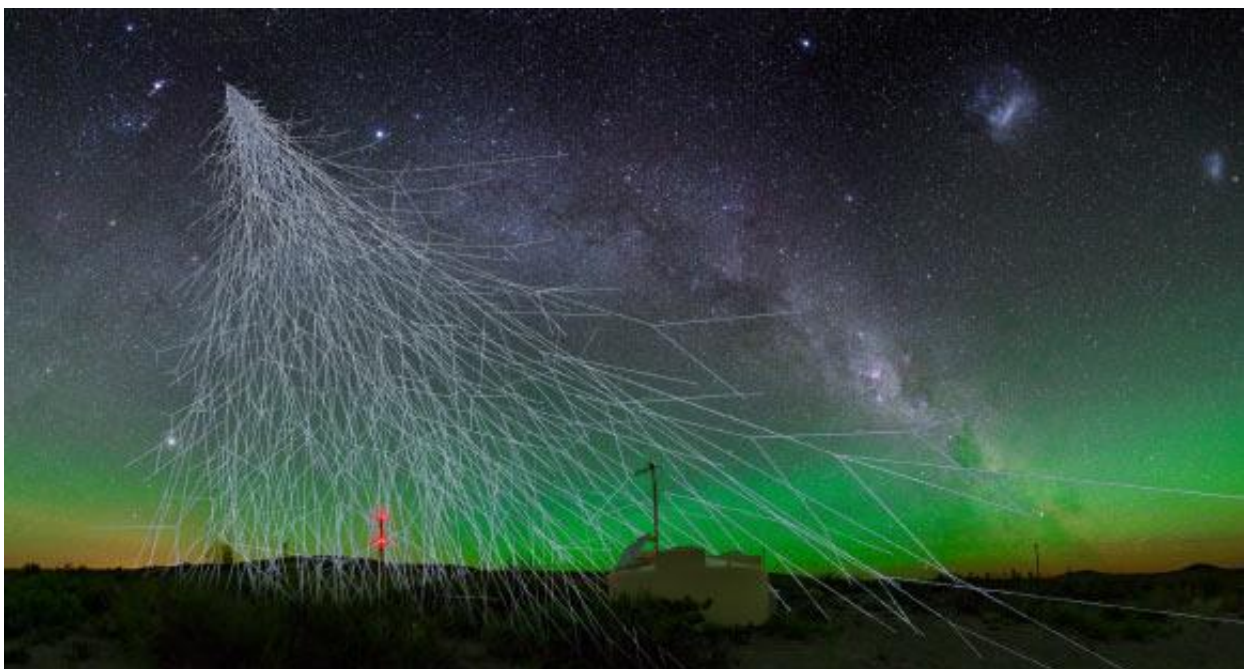


Obrázek 31: Atmosférická sprška. Převzato z [27].

Atmosferické spršky generované kosmickým zářením (Extended Air Showers, EAS) jsou efekty, které se odehrávají ve velkých objemech atmosféry a sekundární částice či Čerenkovské a scintilační světlo dopadá na relativně velkou plochu povrchu. Z tohoto

důvodu se v posledních dekádách rozvinuly tzv. Observatoře kosmického záření. Tento způsob detekce velmi ovlivňují aktuální meteorologické podmínky. (tlak, teplota, vlhkost vzduchu či znečištění vzduchu atd.)

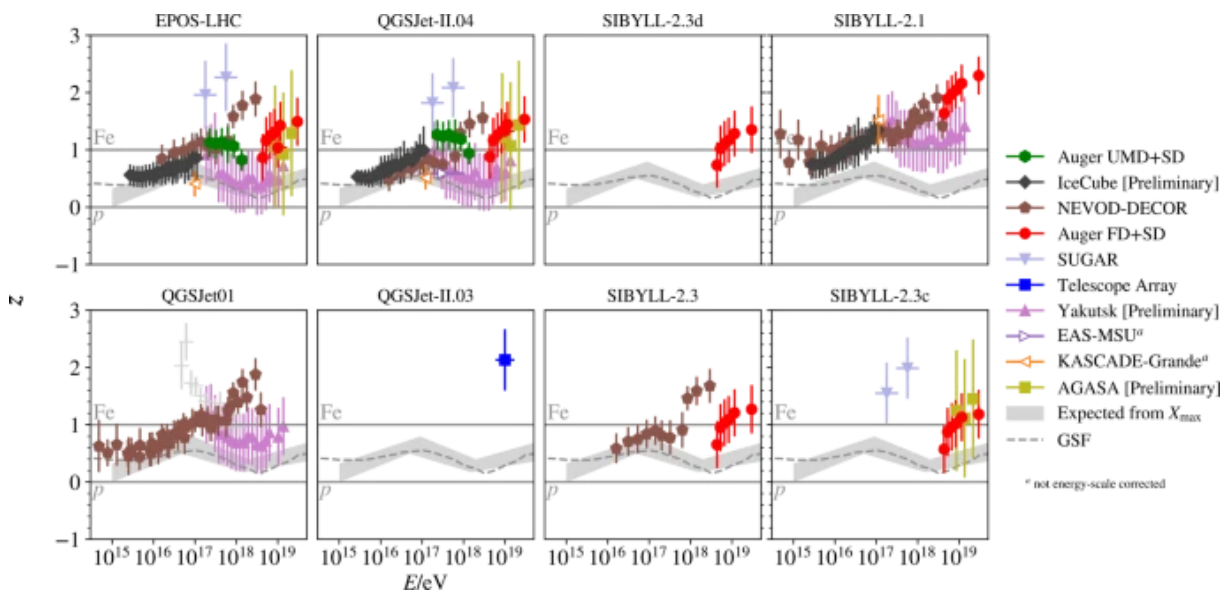
Nejvýznamnější observatoří je Observatoř Pierra Augera [28], která leží v Argentině a je v provozu od roku 2005. Zkoumá původ a složení kosmického záření. Celého projektu se účastní více než 500 vědců a zhruba 18 zemí. Observatoř je charakteristická tzv. hybridní detekcí. Znamená to, že k detekci používá dvou zcela rozdílných typů detektorů, které pracují zcela nezávisle. Prvním typem jsou detektory pozemní, které detekují sekundární částice dopadající na povrch Země, jedná se o Čerenkovské detektory detekující dopadající miony. Druhým typem jsou fluorescenční detektory, teleskopy, které měří fluorescenční záření v ultrafialových vlnových délkách. Toto záření vzniká excitací molekul dusíku nabitými částicemi z atmosférické spršky. Dohromady je v observatoři zhruba 1600 pozemních detektorů a 4 fluorescenční detektory, které jsou rozmístěné na ploše 3 000 m². Kombinací dat s obou typů detektorů lze rekonstruovat energii, směr a složení atmosférické spršky a směru původního primárního kosmického záření. Na obrázku č. 32 lze vidět pozemní detektor Čerenkovského typu s názornou ilustrací atmosférické spršky.



Obrázek 32: Ilustrace atmosférické spršky s detektorem Čerenkovského typu. Převzato z [29].

6.3 Muon puzzle - Rozpor mezi simulacemi a daty

Jedním z nejzásadnějších problémů současné astročásticové fyziky je Muon puzzle [30]. V průběhu 20. století se technologie detekce kosmického záření velmi zdokonalila a nepřesnosti měření se mnohokrát minimalizovali. Díky tomu se při měření v Observatoři Pierra Augera v roce 2008 přišlo na rozpor mezi předpokládanými a očekávanými daty. V experimentech je počet detekovaných mionů větší, než předpovídají teoretické modely založené na hodnotách účinných průřezů, které byly změřeny na urychlovačových experimentech. Na obrázku č. 33 lze vidět rozdíly mezi daty, které byly vygenerovány za použití různých interakčních modelů a experimentálními daty, které jsou znázorněny šedým pásem, viz [2]. Možných vysvětlení tohoto problému je hned několik, nesoulad mezi experimentem a teorií by mohl poukazovat na nedokonalosti v modelech vysokoenergetických interakcí. Dalším možným vysvětlením by mohla být existence nových nepoznaných fyzikálních jevů, které by ovlivňovaly tvorbu mionů v atmosférických sprškách.



Obrázek 33: Počet detekovaných mionů předpovězený různými interakčními modely porovnané s experimentálními daty. Převzato z [30].

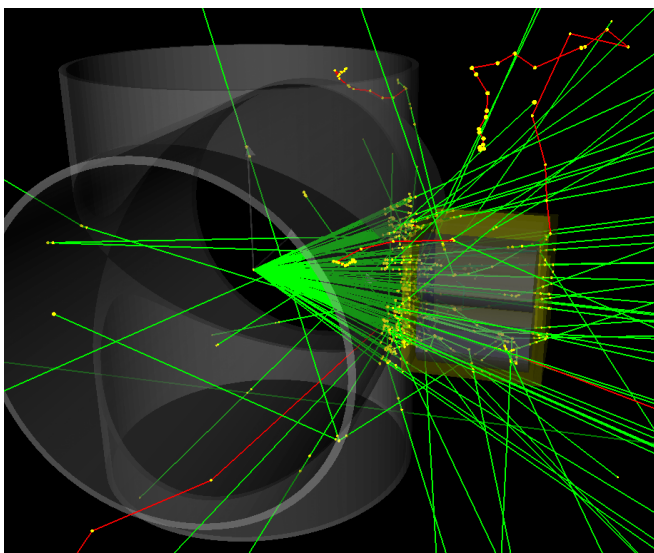
7 Simulace pomocí Geantu

7.1 Úvod a principy Geantu

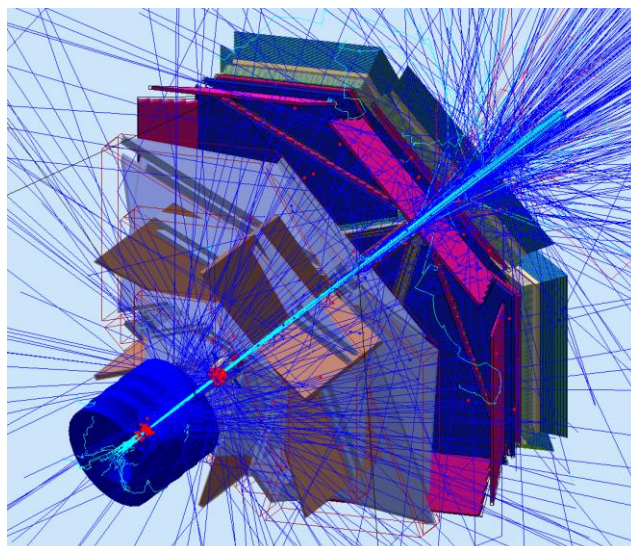
V částicové fyzice je potřeba si kvůli složitosti některé jevy detailně nasimulovat, je to velmi užitečné při tvorbě experimentu a volbě různých materiálů detektorů. Nejpoužívanějším nástrojem je softwarový nástroj Geant4 [31-33], který využívá tzv. objektivně orientovaného programování a je psán v programovacím jazyce C++. Simuluje průchod částic hmotou, k tomu využívá metod Monte Carlo. Geant4 byl vyvíjen mnoha vědci z různých vědeckých organizací jako zejména z CERN. Geant4 má uplatnění v materiálovém inženýrství, v lékařské fyzice, vesmírném výzkumu a dalších oborech. Software je velmi ceněný díky možnosti provádět detailní simulace pro návrhy nových detektorů a stínění atd. Je nenahraditelnou součástí detailních simulací existujících detektorů, které se používají pro opravy měřených dat na efekty spojené s omezeným prostorovým pokrytím interakčních oblastí aktivními detektory, či přítomnosti neaktivních, technických, materiálů, které ovlivňují měření. Dále poskytuje možnost odhadu efektů rozlišení či přesnosti, se kterou jsou různé procesy a jejich pozorovatelné měřeny. Obsahuje také velkou knihovnu materiálů, které lze v simulacích použít. Dalším pozitivem je, že je software neustále zlepšován komunitou vědců a inženýrů a je tedy aktualizován s nejnovějšími objevy. Další klíčovou vlastností je možnost vizualizace dané simulace, pomocí něj je možné si ověřit dané nastavení simulace a usnadňuje konstrukci složitějších detektorů.

7.2 Geometrie

Geometrie v Geant4 popisuje fyzické uspořádání simulace. Pomocí softwaru můžeme uspořádat detektory, absorbatory a jiné součásti do velmi komplikovaných geometrických útvarů. Dále lze měnit materiály, ze kterých jsou tyto součástky složeny, určovat směr částic a měnit polohu detektorů. Co se týče hierarchie objemů, tak nejvýše postavený je objem, který nese název „World“, obsahuje veškeré části detektoru a je v něm umístěna kartézská souřadná soustava, pomocí níž umísťujeme další objemy, jejichž pozice vzhledem k souřadné soustavě je definována geometrických střed objemů. Objemy lze do sebe vnořovat. Objem, do kterého je objem vnořován, nese označení „Mother“. Vnořený objem je dceřiný. Polohu lze vztahovat jak k objemu World, tak i k objemu Mother. Dále je potřeba zmínit, že existují tři úrovně objemů: geometrický, logický a fyzický. Geometrický objem je definován tvarem. Logickému objemu lze potom přiřadit fyzikální vlastnosti, můžeme měnit materiály detektoru, optické vlastnosti nebo lze daný objem umístit do magnetického pole. Poslední úrovní, která definuje celkově objem je fyzický objem. Pomocí fyzického objemu lze logickému objemu přiřadit polohu a orientaci v prostoru. Na obrázcích č. 34 a č. 35 lze vidět, některé komplikované geometrie vytvořené softwarem Geant4 i s vizualizací průchodu částic.



Obrázek 34: Simulace v Geant4. Převzato z [34].

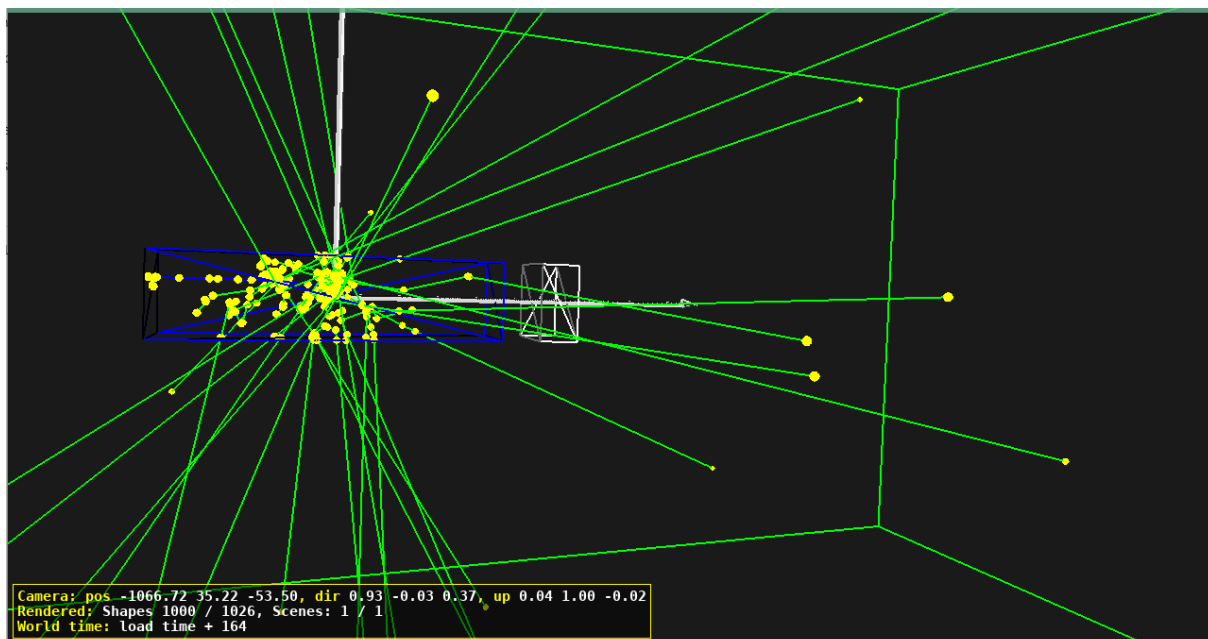


Obrázek 35: Simulace v Geant4. Převzato z [35].

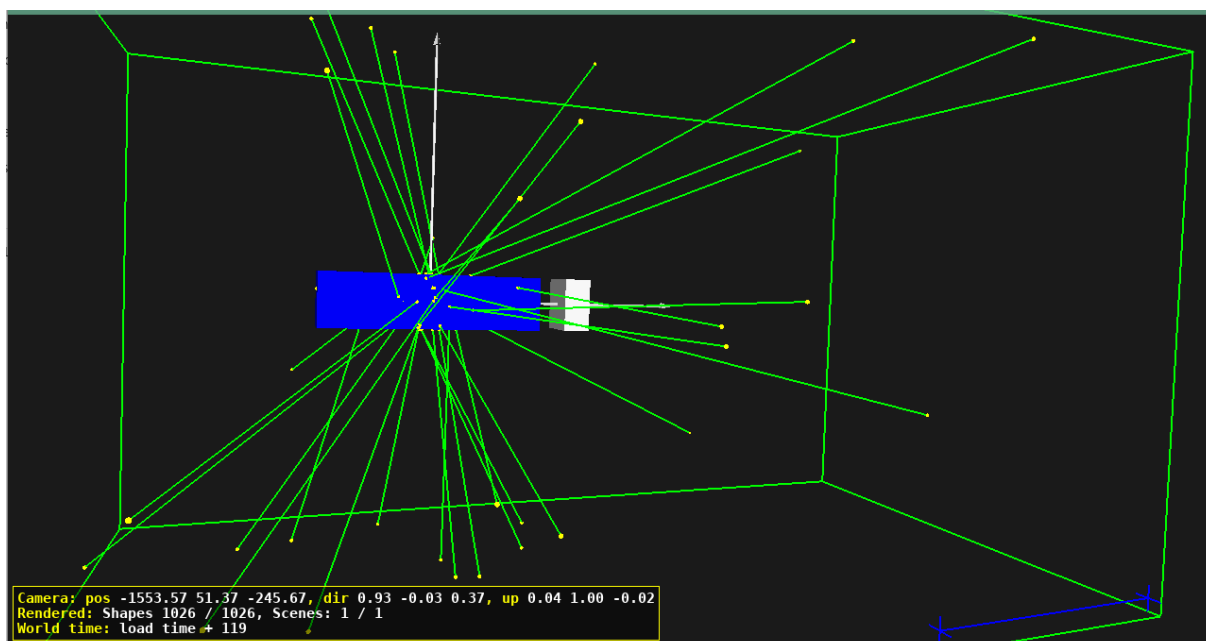
7.3 Vlastní model absorbátoru

V rámci práce se podařilo seznámit s fungováním Geant4, pochopit strukturu a principy objektově orientovaného struktury C++ kódu, jako testovací prostředí byl vytvořen pasivní objem železného absorbátoru o rozměrech $40 \times 10 \times 10 \text{ cm}$ a 5 cm za ním je umístěn virtuální objem o rozměru $5 \times 10 \times 10 \text{ cm}$, ve kterém dochází k analýze polohy a typu částic, které projdou daným absorbátorem. Primární částicí byl neutron o energii 4100 MeV , dopadající na absorbátor podél osy z v $(x, y) = (0, 0)$. Byla napsána část kódu, která vyhodnocuje průchod sekundárních částic za objemem absorbátoru virtuálním testovacím objemem. Grafickým rozhraním pro zobrazení simulace byl zvolen WRML formát. Spouštění simulace probíhalo v instalaci Geant4 v operačním systému Linux.

Na obrázcích č.36 a č.37 jsou uvedeny ilustrace jednoho konkrétního případu. V terminologii Geant4 se jedna tato realizace nazývá “Event”. V rámci jednoho eventu se provádí analýza průchodů sekundárních částic námi zvoleným objemem, tento krok se nazývá “Step”. Step je logický koncept, který nese informaci o poloze částice mezi dvěma významnými body, ve kterých dojde k interakci či změně objemů. Zelené spojnice odpovídají průletu částice mezi dvěma kroky. Pro studování odezvy dané konfigurace na primární částici, je obvykle nutné proces generování opakovat. Více Eventů lze spojit do společného výstupu a tato procedura se nazývá se Run.



Obrázek 36: Geant4-Vlastní simulace eventu s neutronem o energii 4100 MeV. Transparentní zobrazení typu Wireframe.



Obrázek 37: Geant4-Vlastní simulace eventu s neutronem o energii 4100 MeV.

8 Závěr

Cílem této práce bylo seznámit se základy částicové fyziky a fyziky vysokých energií, přesněji s interakcemi vysokoenergetických částic s materiálem. Na úplném začátku práce jsme se zaměřili na historii částicové fyziky a standardní model částic. Poté jsme se věnovali samotným typům interakcí částic s materiálem, hadronové a elektromagnetické spršky. Interakce částic s materiálem velmi souvisí s detekcí, bylo tedy žádoucí popsat typy a funkci detektorů na částicových urychlovačích. Dále jsme se zaměřili na atmosférické spršky a jejich detekci, v souvislosti s touto problematikou byl nastíněn problém Muon puzzle. Ke konci práce jsme se věnovali programu Geant4, který slouží ke tvorbě simulací. Po nastudování principů software Geant4 byl vytvořen C++ kód pro simulaci jednoduché geometrie absorbátoru a detekčního objemu. Původním záměrem bylo nagenarovat množství případů a statisticky zpracovat obdržené vlastnosti částic v testovacím objemu. Záměrem bylo zvolit optimální hloubku absorbátoru a studovat četnost mionů za absorbátorem. Následně zvolit různé interakční modely, které jsou v Geant4 k dispozici. Pokud by se ukázal rozdíl mezi modely již v rámci Geant simulace, mohl by to být zajímavý postřeh směrem k muon puzzle. Pro robustnější výsledky by bylo nutné běžet velké množství výpočetně náročných simulací. Ačkoli je simulovaná konfigurace velmi jednoduchá, s rostoucí energií primární částice se stala velmi zdlouhavou a vyžadovala by silnější výpočetní výkon a zejména možnost paralelního spouštění většího počtu úloh, což byl úkol, který se ukázal jako nový a přesahující časové možnosti pro bakalářskou práci.

9 Literatura a zdroje

1. DAVÍDEK, Tomáš a LEITNER, Rupert. Elementární částice od prvních objevů po současné experimenty. Praha: Matfyzpress, 2012. ISBN isbn978-80-7378-205-4.
2. KULHÁNEK, Petr. Vybrané kapitoly z teoretické fyziky. Vydání: první. Praha: AGA, 2016. ISBN isbn:978-80-904582-8-4.
3. BETTINI, Alessandro. *Introduction to elementary particle physics*. 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press, c2014. ISBN isbn978-1-107-05040-2.
4. The ATLAS Collaboration, A detailed map of Higgs boson interactions by the ATLAS experiment ten years after the discovery | *Nature* 607, 52–59 (2022).
5. The CMS Collaboration: A portrait of the Higgs boson by the CMS experiment ten years after the discovery | *Nature* 607, 60–68 (2022)
6. ALDEBARAN GROUP FOR ASTROPHYSICS. *Částice a interakce-Standardní model*. Online. Dostupné z: <https://www.aldebaran.cz/astrofyzika/interakce/>.
7. *Color charge*. Online. 2024. Dostupné z: https://en.wikipedia.org/wiki/Color_charge.
8. KUBERA, Miroslav; NEČAS, Tomáš a BENEŠ, Vojtěch. *Fotoelektrický jev*. Online. 2024. Dostupné z: <https://e-manuel.cz/kapitoly/kvantova-optika/vyklad/fotoelektricky-jev/>.
9. ONCOLOGY MEDICAL PHYSICS LLC. *Interactions of Ionizing Radiation*. Online. Dostupné z: <https://oncologymedicalphysics.com/radiation-interactions/>.
10. REICHL Jaroslav. *Encyklopedie fyziky*. Online. 2006-2024. Dostupné z: <http://fyzika.jreichl.com/>.
11. ULLMAN, Vojtěch. *Detekce a spektrometrická analýza fotonového a korpuskulárního záření pro výzkum, technologické aplikace a medicínu*. Online. Dostupné z: <https://astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm>.
12. Wikipedie. *Čerenkovovo záření*. Online. 2024. Dostupné z: https://cs.wikipedia.org/wiki/%C4%8Cerenkovovo_z%C3%A1%C5%99en%C3%AD.
13. AKTUALNE.CZ. *Záře u reaktoru*. Online. Dostupné z: <https://zpravy.aktualne.cz/ekonomika/foto-dukovany/r~40d7b5fad01711e988f50cc47ab5f122/r~97b29776cfc411e984c6ac1f6b220ee8/>.
14. RICHTEROVÁ, Michaela. *Urychlovače elementárních částic*. Bakalářská práce. Brno: MASARYKOVA UNIVERZITA V BRNĚ, 2008.
15. EVANS, Lyndon a Philip BRYANT. LHC Machine. *Journal of Instrumentation*. 2008, 2008(3), S08001. ISSN 1748-0221.
16. The ATLAS Collaboration, G Aad et al. The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider. *Journal of Instrumentation*. 2008, 2008(3), S08003. ISSN 1748-0221.
17. The CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al. The CMS Experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*. 2008, 2008(3), S08004. ISSN 1748-0221.
18. The ALICE Collaboration, K. Aamodt et al. The ALICE Experiment at the CERN LHC. *Journal of Instrumentation*. 2008, 2008(3), S08002. ISSN 1748-0221.
19. The LHCb Collaboration, A. Augusto Alves Jr et al. The LHCb Detector at the LHC. *Journal of Instrumentation*. 2008, 2008(3), S08005. ISSN 1748-0221.
20. Wikipedia, A. Horvath, LHC experiments and preaccelerators, December, 2011, <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/7/74/LHC.svg>.

21. Fyzikální ústav Akademie věd České republiky. *Vědecká činnost FZU*. Online. 1998 – 2024. Dostupné z: <https://www.fzu.cz/o-fzu/cinnost-fzu/vedecka-cinnost-fzu>.
22. Holmes, Stephen & Shiltsev, Vladimir. (2013). The Legacy of the Tevatron in the Area of Accelerator Science. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*. 63. 10.1146/annurev-nucl-102212-170615.
23. Wikipedie. *Národní urychlovačová laboratoř SLAC*. Online. 2024. Dostupné z: https://cs.m.wikipedia.org/wiki/N%C3%A1rodn%C3%AD_urychlova%C4%8Dov%C3%A1_1_laborato%C5%99_SLAC.
24. Axer, Markus. Development of a test system for the quality assurance of silicon microstrip detectors for the inner tracking system of the CMS experiment
25. Tomáš Davídek, prezentace, Jaderná a částicová fyzika-materiály k přednášce, https://ipnp.cz/~davidek/fyzikaV/fyzika_V.pdf
26. The ATLAS Collaboration, G Aad et al., Drift Time Measurement in the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter using Cosmic Muons. *Eur. Phys. J. C* 70 (2010) 755-785.
27. VANĚK, Ondřej. Kosmické záření a projekt Pierre Auger. Online. Dostupné z: https://www.aldebaran.cz/ls/LS06/2005_16.html.
28. Pierre Auger Collaboration. Pierre Auger Cosmic Ray Observatory. *Science Direct*. 2015, roč. 2015, č. Svazek 798, s. 172-213. ISSN 0168-9002.
29. KOLÁŘ, Pavel. Z velmi vzdálených galaxií. Online. Dostupné z: <https://www.fzu.cz/aktuality/z-velmi-vzdalenyh-galaxii>.
30. Albrecht, J., Cazon, L., Dembinski, H. et al. The Muon Puzzle in cosmic-ray induced air showers and its connection to the Large Hadron Collider. *Astrophys Space Sci* 367, 27 (2022). <https://doi.org/10.1007/s10509-022-04054-5>
31. J. Allison et al., Recent Developments in Geant4, *Nucl. Instrum. Meth. A* 835 (2016) 186-225
32. J. Allison et al., Geant4 Developments and Applications, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 53 (2006) 270-278
33. S. Agostinelli et al., Geant4-A Simulation Toolkit, *Nucl. Instrum. Meth. A* 506 (2003) 250-303
34. *Geant4 simulation of HPGe Clover detector*. Online. *Nuclear Physics* 101. 2021. Dostupné z: <https://nukephysik101.wordpress.com/tag/gamma-decay/>.
35. Ungaro, Maurizio. *Saving and merging Geant4 background*. Online. 2019. Dostupné z: <https://gemc.jlab.org/gemc/html/documentation/generator/bgmerge.html>.