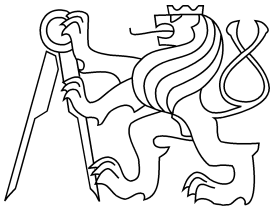
České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky
Obor: Jaderné inženýrství
Zaměření: Experimentální jaderná fyzika



Dopředný elektromagnetický kalorimetr pro experiment ALICE

Forward electromagnetic calorimeter for the ALICE experiment

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracoval: Jan Sasínek
Vedoucí práce: doc. RNDr. Vojtěch Petráček, Csc.
Rok: 2013

Před svázáním místo téhle stránky vložíte zadání práce s podpisem děkana (bude to jediný oboustranný list ve Vaší práci) !!!!

Prohlášení

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

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

V Praze dne .....

.....
Jan Sasínek

Poděkování

Děkuji doc. RNDr. Vojtěchu Petráčekovi, Csc. za vedení mé bakalářské práce a RNDr. Petru Chaloupkovi, Ph.D. a Ing. Michalu Petráňovi za podnětné návrhy a cenné rady.

Jan Sasínek

Název práce:
Dopředný elektromagnetický kalorimetr pro experiment ALICE

Autor: Jan Sasínek

Katedra: Katedra fyziky

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: doc. RNDr. Vojtěch Petráček, Csc.

Abstrakt: Tato práce se zaobírá studiem dopředného elektromagnetického kalorimetru FoCal, který v budoucnu nahradí starší detektor v experimentu ALICE na LHC. Lze zde nalézt popis fyzikálních jevů probíhajících uvnitř elektromagnetických i hadronových kalorimetrů a také základní přehled a porovnání materiálů používaných ve vyčítací technice těchto detektorů. Dále je zde popsán experiment ALICE, probrán možný design detektoru FoCal a také základní fyzikální motivace ke stavbě tohoto kalorimetru. Poslední část tohoto dokumentu pojednává o průběhu stavby tohoto prototypu ve fakultní laboratoři, na které jsem se podílel.

Klíčová slova: kalorimetr, ALICE, dopředná fyzika, FoCal

Title:
Forward electromagnetic calorimeter for the ALICE experiment

Author: Jan Sasínek

Department: Department of physic

Supervisor: doc. RNDr. Vojtěch Petráček, Csc.

Abstract: This thesis deals with the study of the forward electromagnetic calorimeter Focal, which will replace the older detector in the ALICE experiment at the LHC. Here can be found the description of physical phenomena taking place within the electromagnetic and hadron calorimeters, as well as an overview and comparison of materials used in the detector readout technique. Follows description of the ALICE experiment, discussion of possible FoCal detector design and summary of basic physical motivation for the construction of the calorimeter. The last part of this paper presents the course of the construction of the prototype in the faculty laboratory, in which I have participated.

Key words: calorimeter, ALICE, forward physic, FoCal

Obsah

Úvod **8**

1 Kalorimetrie **9**

1.1 Průchod lehkých nabitých částic látkou 9

1.1.1 Ionizační ztráty 10

1.1.2 Radiační ztráty: Brzdné záření 10

1.1.3 Radiační ztráty: Čerenkovo záření 11

1.2 Průchod fotonů látkou 11

1.2.1 Fotoelektrický jev 11

1.2.2 Comptonův rozptyl 12

1.2.3 Tvorba páru 13

1.3 Elektromagnetická kaskáda 14

1.4 Hadronová kaskáda 16

2 Vyčítací metody **19**

2.1 Scintilátory 19

2.1.1 Anorganické scintilátory 19

2.1.2 Organické scintilátory 20

2.2 Polovodičové detektory 21

2.2.1 Germániové detektory 22

2.2.2 Křemíkové detektory 22

3 Detektor FoCal **24**

3.1 Fyzikální motivace 24
3.2 ALICE 25
3.3 Design FoCalu 26
3.3.1 Polovodičový model 27
3.3.2 Model se scintilátory 28

4 Prototyp věže FoCalu **31**
4.1 Příprava vyčítacích vláken 31
4.2 Vyčítání pomocí kamery 35

Závěr **37**

Seznam použitých zdrojů **39**

Úvod

Díky experimentům zaměřeným na srážky těžkých jader, získáváme čím dál více informací o fyzice qvark-gluonového plazmatu. ALICE je jeden z největších experimentů v tomto oboru. Jelikož energie srážek v LHC neustále roste, je třeba také neustále vylepšovat detektory a ostatní zařízení v tomto experimentu. Dopředný kalorimetr FoCal je jeden z detektorů, které v budoucnu nahradí starší zařízení. Díky vylepšení detekční schopnosti v dopředné části ALICE, získáme spoustu nových informací z fyziky partonové hmoty. Tato práce má čtenáře seznámit s metodou kalorimetrie, jež je velmi důležitou metodou při detekci částic v jaderné fyzice, její vnitřní fyzikou a používanými materiály a rozdíly mezi nimi. Také by měla přibližně popsat design samotného detektoru FoCal a nakonec má představit mou práci, kterou jsem přispěl tomuto projektu.

Kapitola 1

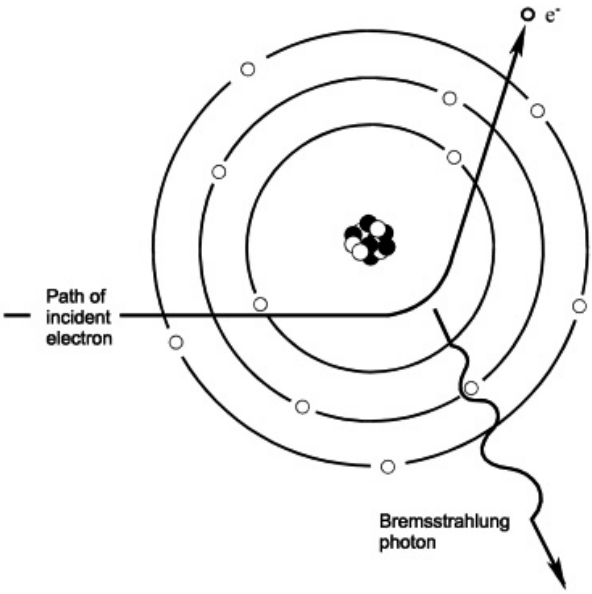
Kalorimetrie

V mnoha oblastech experimentální fyziky je potřeba změřit energie, nebo hybnosti zkoumaných objektů. Energie nabitých částic se může měřit pomocí magnetických spektrometrů, které využívají změnu trajektorie nabité částice prolétávající magnetickým polem. Rychlost částic, které splňují podmínku $\beta < 0,98$, kde $\beta = v/c$ se zase může změřit pomocí detektorů, které snímají čas, za který částice uletí určitou vzdálenost (time-of-flight, TOF metoda). Pokud ovšem chceme zkoumat energie neutrálních a vysokoenergetických částic, musíme použít jinou metodu a tou je kalorimetrie. Detektory používající tuto metodu se nazývají kalorimetry. Částice, které proletí kalorimetrem, ztratí svou kinetickou energii, která se postupně přemění na excitace a ionizace atomů absorbátoru. Po několika mikrosekundách se všechna energie jeví jako teplo, proto název kalorimetrie.

1.1 Průchod lehkých nabitých částic látkou

Termínem lehká nabitá částice označujeme hlavně elektron a jeho antičástici pozitron. Energetické ztráty těchto částic lze rozdělit na ionizační a radiační. Pro popis energetických ztrát nabitých částic často používáme termín kritické energie E_c, ta značí hodnotu energie nalétávající částice, kdy se vyrovnají ionizační a radiační ztráty. Přibližně ji lze vyjádřit pomocí vzorce (1.1), kde m_p a m_t je hmotnost nalétávající, respektive terčíkové a Z značí atomovou hmotnost. Při dosazení hodnot pro elektron a olovo nám vychází $E_c = 8$ MeV. Pro nižší energie převažují ionizační ztráty a pro vyšší převažují ztráty radiační.

$$E_c = \frac{3\pi}{2}\left(\frac{m_p}{m_t}\right)\left[\frac{m_p c^2}{Z\alpha}\right] \tag{1.1}$$



Obrázek 1.1: Elektron prolétávající coulombickým polem atomu, budící brzdné záření

1.1.1 Ionizační ztráty

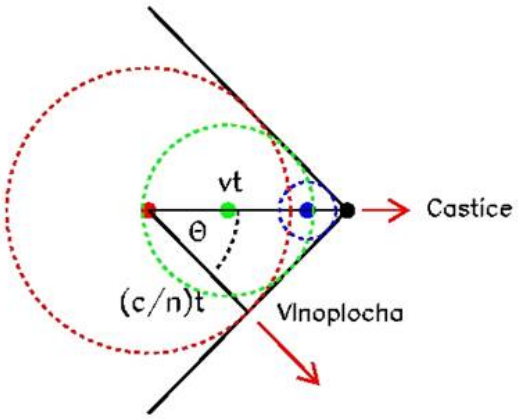
V různých materiálech se tyto ztráty projevují rozdílně. V klasických pevných látkách a tekutinách jde především o ionizaci nebo excitaci atomu, molekuly materiálu, v polovodičích tyto nabité částice produkují pár elektron-díra a například ve velmi horkých kapalinách zanechávají stopu bublin. Lehké částice kvůli své relativně malé hmotnosti často ztrácí i významnou část své energie během jediné interakce, navíc často i mění svůj směr. V případě interakce elektron-elektron, může částice ztratit až polovinu své energie. Ionizační ztráty za jednotku délky $\frac{dE}{dx}$ jsou obecně úměrné $-\frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{\beta}, \beta = \frac{v}{c}$.

1.1.2 Radiační ztráty: Brzdné záření

Pokud se nabitá částice pohybuje se zrychlením, pak musí emitovat záření, čímž ztrácí energii. Takové záření se nazývá brzdným zářením, neboli Bremsstrahlung. Schematicky je tento jev znázorněn na obr. 1.1. Zde elektron nalétává na atom, jehož Coulombické pole zakřivuje dráhu elektronu a ten následně vyzáří gamma paprsek. Při relativistických rychlostech v magnetickém poli elektrony vysílají spojité záření, které se nazývá synchrotronové záření. Radiační ztráty jsou závislé jednak na atomovém číslu prostředí Z a také na hmotnosti nalétávající částice m, podle předpisu (1.2)

$$-\frac{dE}{dx} \sim \frac{Z^2}{m^2} \tag{1.2}$$

.



Obrázek 1.2: Částice budící Čerenkovo záření

1.1.3 Radiační ztráty: Čerenkovo záření

Nabitá částice procházející čirým materiálem může budit Čerenkovo záření v případě, že rychlost této částice přesahuje rychlost světla v témže materiálu. Tento jev je schematicky znázorněn na obrázku 1.2. Úhel θ, pod kterým vylétávají fotony, lze zjistit z rovnice (1.3), kde $\beta = \frac{v}{c}$ a n je index lomu materiálu. Čerenkovo záření se nachází ve viditelné části spektra nebo v UV spektru, často se tento proces využívá k detekci rychlých nabitých částic.

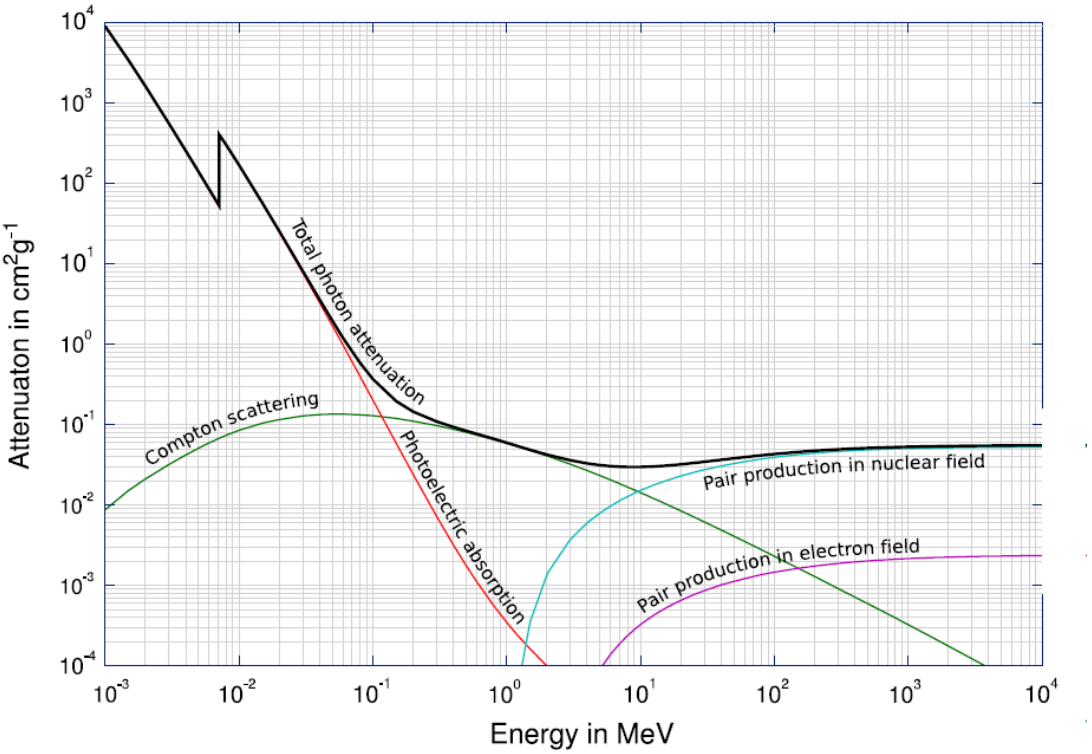
$$\cos\theta = \frac{1}{n\beta} \tag{1.3}$$

1.2 Průchod fotonů látkou

Přestože jsou fotony neutrálními částicemi, tak reagují s prostředím pomocí elektromagnetických sil. Hlavní procesy, kterými gamma záření reaguje s látkou, můžeme seřadit podle hodnot energií, ve kterých jsou dominantními. Na obrázku 1.3 vidíme, že při nízkých energiích převládá fotoefekt, zvýšíme-li energii fotonů začne docházet k jednoznačné dominanci Comptonova rozptylu a nakonec u nejvyšších energiích dochází prakticky jen k tvorbě páru elektron-pozitron. Gamma záření dále může reagovat koherentním Royleighovým rozptylem, jadernou fluorescencí nebo fotojadernými reakcemi, ale tyto procesy nejsou příliš časté v jaderné a subjaderné fyzice.

1.2.1 Fotoelektrický jev

Fotoefekt je dominantním jevem při energiích zhruba do 200 keV. Při tomto procesu nalétávající foton předá svoji energii elektronu vázanému v elektronovém obalu

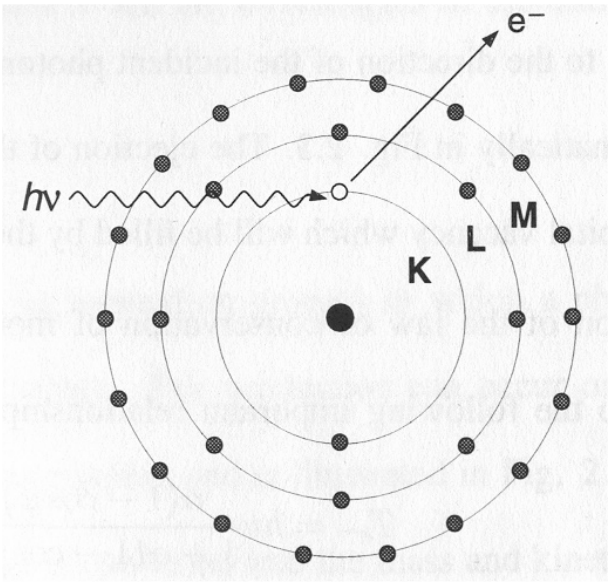


Obrázek 1.3: Graf závislosti útlumu na energii fotonu, převzato z [5]

atomu, který je, v případě že je energie dostatečná, vymrštěn ze svého vázaného stavu, viz obr. 1.4. Tento elektron se nazývá fotoelektronem. Kinetickou energii takto vymrštěného elektronu lze zjisti jako $T_{el} = E_\gamma - E_b$, kde T_{el} je kinetická energie elektronu, E_γ je energie nalétávajícího fotonu a E_b je vazebná energie elektronu. Fotoefekt se nejčastěji týká elektronů v nejhlubších slupkách elektronového obalu. Prázdné místo v elektronové slupce je ihned zaplněno elektronem z vyšší energetické hladiny. Při přechodu tohoto elektronu se vyzáří další foton, který buď opustí atom a dále se označuje jako charakteristické rentgenové záření viz obrázek 1.5 vlevo, nebo vyrazí další elektron z vyšší hladiny, který se nazývá Augerovím elektronem, viz obrázek 1.5 vpravo.

1.2.2 Comptonův rozptyl

Tento proces je dominantní ve středních hodnotách energií fotonů. Jedná se o neelastický rozptyl. Comptonův rozptyl je schematicky znázorněn na obrázku 1.6. Nalétávající foton λ se rozptýlí na elektronu e^-, přičemž předá kinetickou energii statickému elektronu, který se díky tomu začne pohybovat v rozmezí $\pi/2$ od trajektorie původního fotonu. Trajektorie fotonu po rozptylu může směřovat i do opačného směru než trajektorie původní. Ze zákona zachování energie je zřejmé, že foton musel část své energie ztratit, čímž došlo ke změně jeho vlnové délky. Rozdíl vlnových délek fotonu před a po rozptylu $\Delta\lambda$ lze vyjádřit ze zákonu zachování energie a hybnosti viz (1.4), kde λ_i je vlnová délka původního fotonu, λ_f je vlnová délka výsledného



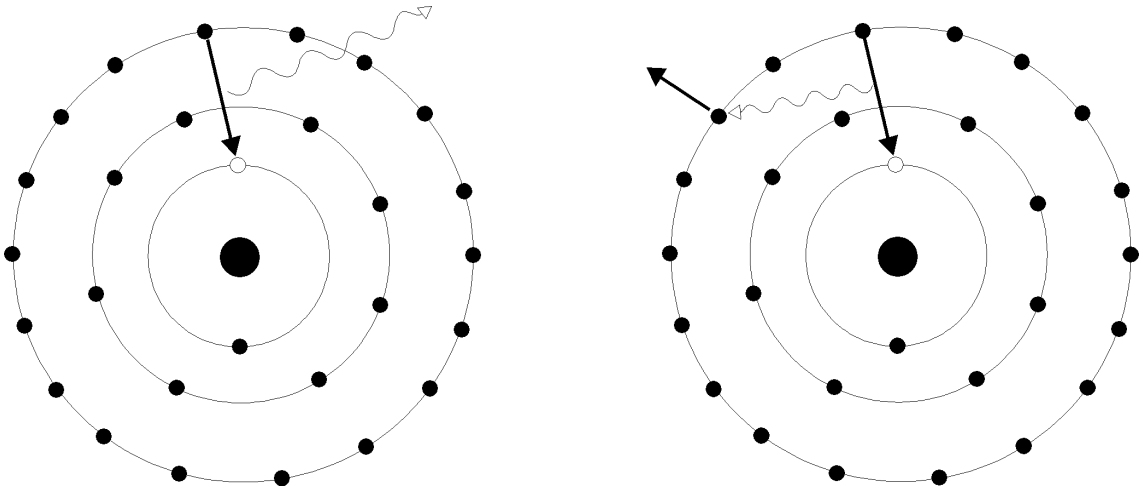
Obrázek 1.4: Foton vyráží elektron ze spodní hladiny jádra

fotonu, θ je úhel rozptylu fotonu , $m_e c$ je hmotnost elektronu, c je rychlost světla a h je Planckova konstanta. Na rozdíl od fotoefektu zde foton reaguje s elektronem, který se nachází v nejvrchnějších valenčních vrstvách, protože elektrony jsou zde jen velmi málo vázané.

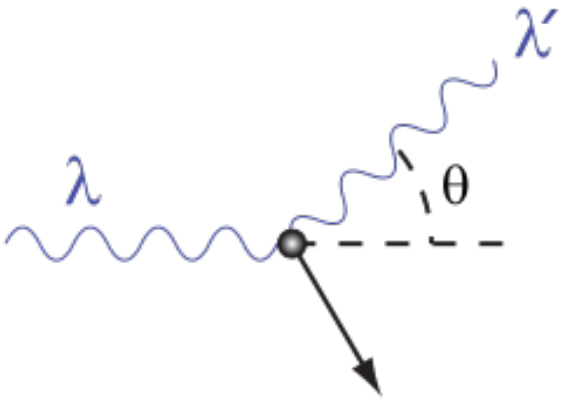
$$\Delta\lambda = \lambda_f - \lambda_i = \frac{h}{m_e c}(1 - cos\theta) \tag{1.4}$$

1.2.3 Tvorba páru

Ve velmi vysokých energiích, řádově desítky MeV, začíná převažovat produkce párů pozitron-elektron. Aby se foton mohl rozpadnout na pár, musí mít energii alespoň $E = m_e c^2 = 1,02 MeV$. Schematicky je tento proces znázorněn na obrázku 1.7. Kdybychom měli takovouto reakci ve volném prostoru, nesplňovala by zákony zachování hybnosti a energie, proto je tento proces možný jen v poli atomového jádra, které převezme část hybnosti. Takto vzniklý pozitron nejdříve ztrácí energii excitací a brzdným zářením, až ztratí kinetickou energii a anihiluje. Nejčastěji pozitron anihiluje s elektronem na dva fotony, teoreticky by mohl vzniknout opět jen jeden foton, ale takový případ není velmi častý, jelikož taková reakce opět potřebuje ke svému uskutečnění pole atomového jádra.



Obrázek 1.5: Vlevo: Vznik charakteristického rentgenova záření Vpravo: Vyražení Augerova elektronu

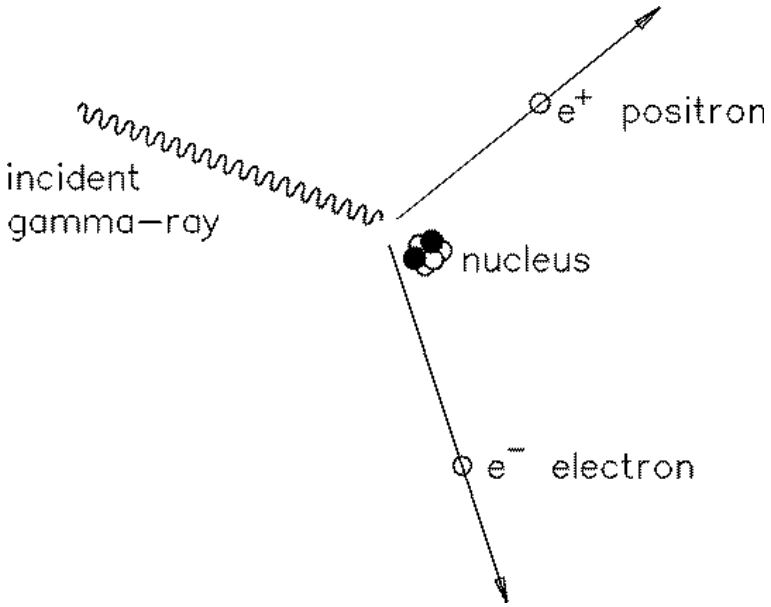


Obrázek 1.6: Foton se rozptyluje na elektronu

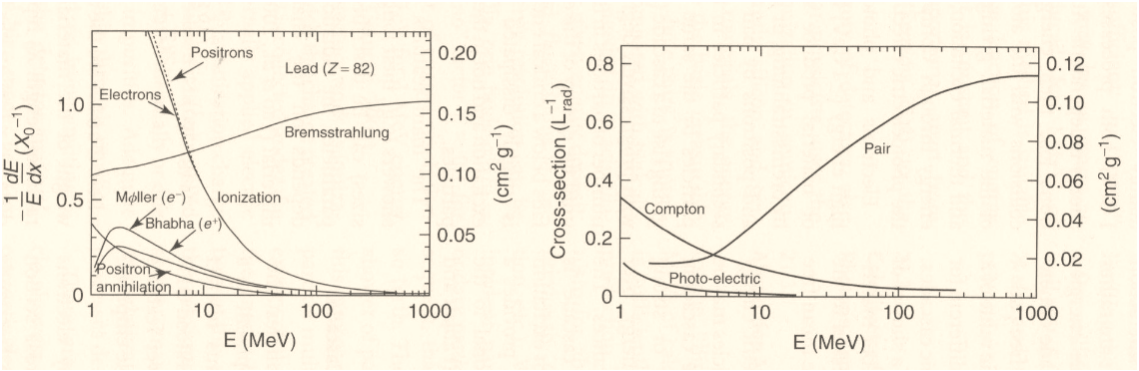
1.3 Elektromagnetická kaskáda

Elektromagnetická sprška je poměrně složitý jev, který vzniká při průchodu vysoce energetických fotonů nebo elektronů látkou. Navzdory komplexnosti této spršky, není příliš těžké ji popsat. Vlastní interakce probíhají pomocí několika dobře známých kvantových jevů a samotné vlastnosti spršky lze popsat pomocí empirických vzorců.

Na obrázku 1.8 vpravo je znázorněna velikost energetické ztráty elektronu v závislosti na energii v olovu pro několik různých interakcí. Okolo hodnoty 10 MeV se protíná ionizace s brzdným zářením, nalevo od tohoto bodu převládají ionizační ztráty a napravo dominují ztráty způsobené brzdným zářením. Při energiích nad 1 GeV jsou energetické ztráty jsou téměř nezávislé na zvyšujících se energiích. Na obrázku 1.8 vlevo je znázorněn účinný průřez fotonů v závislosti na jejich energii opět v olovu. Do zhruba 5 MeV převládá comptonův rozptyl a dále je jasně dominantní tvorba páru elektron-pozitron. Při energiích nad 1 GeV tato závislost začíná být konstatní. Pokud elektron nebo foton s energií vyšší než 1 GeV interaguje například s

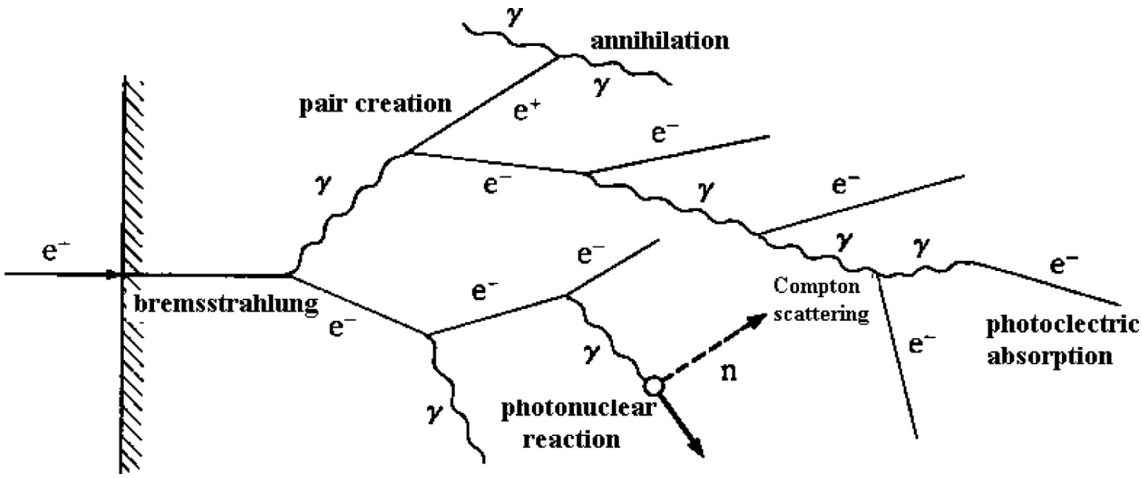


Obrázek 1.7: Kreace páru elektron-pozitron v poli jádra



Obrázek 1.8: Vlevo: Graf závislosti energetických ztrát na energie elektronu Vpravo: Graf závislosti účinného průřezu na energii fotonu, převzato z [11]

olověným blokem, nejen že dochází k brzdnému záření, respektive k tvorbě elektron-pozitronového páru, ale také vzniklé sekundární částice mají dostatek energie k další tvorbě páru nebo k brzdnému záření. A tyto částice nadále mohou produkovat další částice stejným způsobem, odtud označení sprška nebo kaskáda. Takto reakce probíhají až do doby, kdy energie jednotlivých elektronů klesne pod kritickou energii E_c. Pod touto energií začíná docházet ke ztrátám přes ionizaci a excitaci a dále už nevznikají nové částice a ty staré pomalu zanikají. Schéma elektromagnetické kaskády je znázorněno na obrázku 1.9 Všechny základní vlastnosti elektromagnetické kaskády lze vyjádřit pomocí jediného parametru, radiační délky X_0, která závisí jen na materiálu a lze ji vyjádřit pomocí rovnice (1.5) . A značí hmotnostní číslo a Z atomové číslo. X_0 značí průměrnou vzdálenost, po které elektron musí proletět, aby se jeho energie snížila na $1/e$ a zároveň nám udává vzdálenost x, vztahem $x = 9/7X_0$, po které bude intenzita záření snížena na $1/e$. Důležitým parametrem elektromagnetické spršky je její maximum, které označuje vzdálenost, kde je počet vyprodukovaných sekundárních částic největší. Tato vzdálenost se značí se t_{max},



Obrázek 1.9: Schéma elektromagnetické kaskády

platí pro ní rovnice (1.6), udává se v radiačních délkách, E je energie prvotní částice a t_0 je 0,5 pro elektrony a -0,5 pro fotony. Dále existuje empirický vzorec pro zjištění vzdálenosti, po které bude 95 % energie pohlceno kalorimetrem. Tento parametr je označován jako $t_{95\%}$ a lze zjistit pomocí vzorce $t_{95\%} \approx t_{max} + 0,08Z + 9,6$. Z této rovnice vidíme jednu z velkých výhod kalorimetrů. Jelikož je hodnota t_{max} logaritmicky závislá na energii nalétávající částice, pak se také nároky na tloušťku kalorimetrů zvyšují se vzrůstajícími energiemi pouze logaritmicky. Z praktického hlediska je to velmi důležitá vlastnost, která snižuje nároky na rozměry kalorimetrů, čímž se nejen snižují finanční náklady, ale také nároky na prostor.

$$X_0(g/cm^2) \approx \frac{716gcm^{-2}}{Z(Z+1)\ln\left(\frac{287}{\sqrt{Z}}\right)} \tag{1.5}$$

$$t_{max} \approx ln(E/\varepsilon) + t_0 \tag{1.6}$$

1.4 Hadronová kaskáda

Hadronová kaskáda je velmi podobná elektromagnetické, liší se pouze vnitřními procesy. Jedna částice narazí na hmotu a vytvoří sekundární částice s nižší energií, což postupuje dále stejně jako u elektromagnetické spršky. Proto se zavedla jednotka pro popis hadronové spršky λ, což je v podstatě analogický protějšek k radiační délce a je definován předpisem (1.7) , kde A je hmotnostní číslo absorpčního materiálu N_{av} je avogardova konstanta a σ_i je neelastický účinný průřez. Tato jednotka délky udává počet absorbovaných hadronů jako (1.8). Pokud má hadron energii vyšší než 1 GeV, produkují se sekundární hadrony s nižšími energiemi a vzniká hadronová sprška, kterou můžeme popsat v analogii s elektromagnetickou kaskádou maximem spršky $S_{max}[\lambda] \approx 0,2 \ln E(GeV) + 0,7$ a vzdáleností, po které bude pohlceno 95 % energie $L_{0,95}[\lambda] \approx S_{max} + 2,5E^{0,13}(GeV)$.

$$\lambda = \frac{A}{N_{av}}\sigma_i(g/cm^2) \approx 35A^{1/3}(g/cm^2) \tag{1.7}$$

$$\frac{dN}{dx} = \frac{-N}{\lambda} \tag{1.8}$$

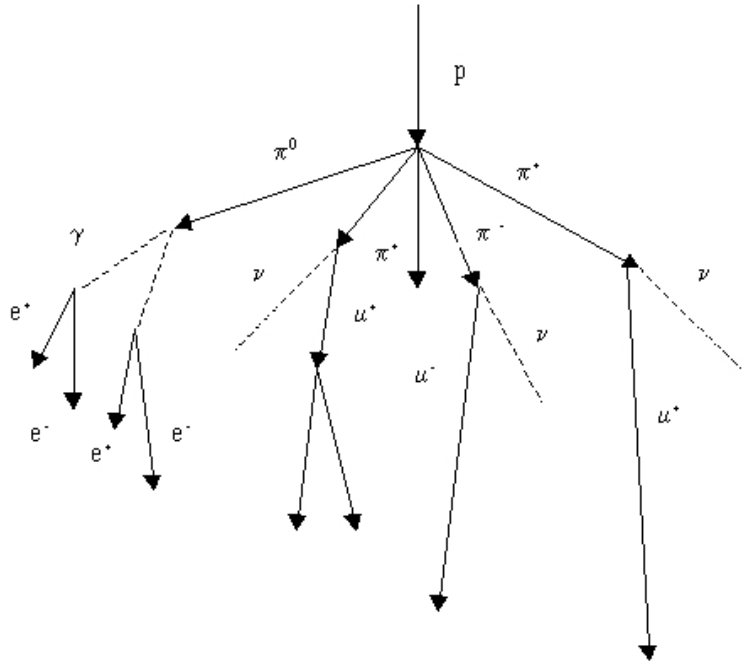
Jako sekundární částice se v hadronové kaskádě tvoří za prvé částice s energiemi v gigaelektronvoltech, což jsou protony, neutrony a nabité a neutrální piony. Jelikož jsou hadronové interakce ve vysoko energetické části kaskády nábojově nezávislé, tak přesně jedna třetina vytvořených pionů budou π_0. Tyto částice jsou zvláštní tím, že ještě než stihnou interagovat hadronicky, rozpadnou se na dva fotony, které, pokud mají dostatek energie, dále tvoří elektromagnetickou sprškou, která se pak chová podle fyziky elektromagnetické spršky. Energie těchto fotonů se již nadále nepodílí na hadronové kaskádě a reaguje pouze pomocí elektromagnetických interakcí. Schéma hadronové kaskády je zobrazeno na obrázku 1.10. Se vzrůstající energií nalétávající částice roste také procento obsahu elektromagnetické kaskády.

Za druhé se zde tvoří částice vzniklé jadernými reakcemi, jako je například excitace, které mají energie v řádech megaelektronvoltů. Fotony o takovýchto energiích v součtu obsahují poměrně značnou část energie spršky, bohužel jen část této energie lze zaznamenat přístroji, jelikož většina těchto fotonů je emitována se zpožděním, které překračuje jednu mikrosekundu. Jejich energie se proto velmi obtížně měří. Další část spršky je v kalorimetrech úplně neviditelná. Jedná se o energii přenášenou miony, neutriny a odraženými částicemi. Nyní si můžeme vyjádřit viditelnou energii spršky E^{π}_{meas} vzniklé pionem o energii E jako (1.9) , kde η_e je účinnost pozorování signálu měřitelné energie elektromagnetické složky kaskády a η_h je účinnost pro hadronickou část, F^0_{π} je pravděpodobnost vzniku π_0 a F_h je pravděpodobnost vzniku částice, která nadále bude šířit hadronovou sprškou.

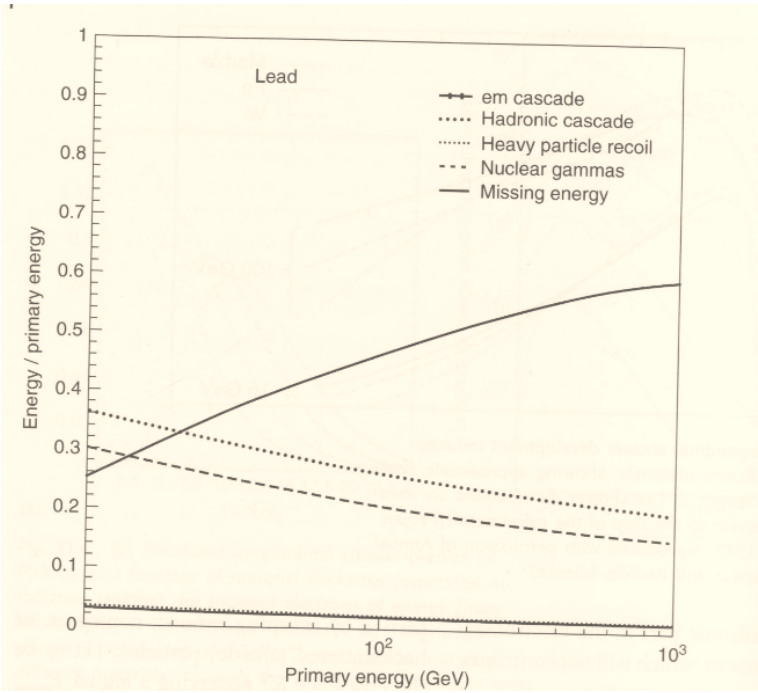
$$E^{\pi}_{meas} = \eta_e F^0_{\pi} E + \eta_h F_h E \tag{1.9}$$

V grafu 1.11 je znázorněna závislost poměru jednotlivých energií částí hadronové spršky k celkové energii na celkové energii a jasně zde vidíme, jak se při rostoucí energii mění zastoupení jednotlivých jevů. Další důležitou vlastností je poměr pozorovatelných signálů vzniklých elektromagnetickou a hadronovou sprškou, který se označuje jako e/π a můžeme ho vyjádřit pomocí rovnice (1.10). Obecně platí, že $\eta_h \neq \eta_e$ a dále, že F_h klesá se zvyšující se energií, což je vidět na obrázku 1.11. Relativní odezva je nejdůležitějším parametrem měření výkonu hadronických kalorimetrů.

$$\left(\frac{e}{\pi}\right) = 1 - \left(1 - \frac{\eta_h}{\eta_e}\right) F_h \tag{1.10}$$



Obrázek 1.10: Schéma hadronové kaskády



Obrázek 1.11: Graf závislosti poměru složek energií k celkové energii na energii, převzato z [11]

Kapitola 2

Vyčítací metody

2.1 Scintilátory

Scintilační detektory se používají již od počátku 20. století, poprvé se s nimi detekovaly jednotlivé těžké nabité částice. Fungují na principu převodu absorbované energie ionizujícího záření na energii viditelných nebo UV fotonů, těmto fotonům se říká obecně luminiscence. Poměr vyzářené energie luminiscencí a pohlcené energie nazýváme konverzní účinností. Způsob takového převodu se liší v závislosti na materiálu, ze kterého je scintilátor vyroben, hlavní rozdíl je mezi organickými a anorganickými materiály. Scintilátor je materiál, ze kterého mechanickými nebo chemickými úpravami vyrobíme scintilační detektor. Scintilační detekční jednotku vyrobíme spojením detektoru s fotonásobičem. Celý proces detekce částic začíná absorbováním záření, které se pomocí vlastního scintilačního procesu přemění na luminiscenční fotony, ty se dále opticky přenesou na fotonásobiče nebo fotodiody, které tyto fotony dále zpracovávají.

2.1.1 Anorganické scintilátory

Anorganické scintilátory většinou mají relativně vysokou hustotu a skládají se z prvků s vysokým atomovým číslem. Vysoké atomové číslo zvyšuje příspěvek fotoelektrického jevu, díky čemuž se dají měřit i nízko energetické fotony, a vysoká hustota zase zvyšuje interakční účinnost. Pro tyto vlastnosti se často používají v případech měření nízkoenergetického záření, kdy je potřeba velká konverzní účinnost, a také ve spektroskopii. Anorganické scintilátory rozdělujeme do několika skupin: a) čisté monokrystaly, b) aktivované krystaly, c) polykrystalické látky, tuhé roztoky a vzácné plyny.

Čisté monokrystaly získaly své scintilační vlastnosti díky své krystalické struktuře, která vytváří energetické pásy, mezi nimiž můžou elektrony excitovat pomocí dopadajícího záření a následně z nich mohou spadnout na nižší hladiny za emise scintilačních fotonů. Do této skupiny patří hlavně monokrystaly alkalických halogenů

například NaI a CsI, které ovšem potřebují chladit na teploty okolo 7O K, jelikož při vyšších teplotách přes 300 K se absorpční a emisní spektra překrývají, což vede k silné samoabsorpci. Naopak jejich velkou předností je relativně krátká doba dosvitu, díky čemuž se dají použít i v experimentech s velmi vysokými četnostmi. Dále sem patří fluoridy (CaF a BaF2) a wolframany (CaWO4 a CdWO4), které obecně mají díky vysokému protonovému číslu dobré vlastnosti pro detekci fotonového záření, ale jejich konverzní účinnost je menší než u aktivovaných krystalů a proto i hůře rozlišují různé energie. Také se velmi špatně vyrábějí ve velkých množstvích, což je pro scintilační detektory velmi omezující.

Některé monokrystaly se musí obohatit o určité látky, aby dokázaly emitovat scintilační fotony o viditelném spektru. Těmto látkám se říká aktivátory a většina z nich patří mezi těžké kovy, hlavně Tl a Eu, v názvech aktivovaných monokrystalů se objevují v závorkách, hned po chemickém vzorci. Konverzní účinnost těchto látek při teplotách okolo 300 K bývá zpravidla menší, než u neobohacených monokrystalů při teplotě okolo 70 K. Do této skupiny patří hlavně aktivované halogenidy alkalických kovů jako NaI(Tl), což je nejpoužívanější anorganický scintilátor, nebo LaBr3(Ce), který poskytuje pro fotonové záření nejlepší energetické rozlišení. Dále sem patří skupina monokrystalů, které mají menší atomové číslo a používají se k detekci beta záření v podmínkách, kde se nedají používat organické scintilátory, patří sem například CaF2(Eu), YAG(Ce) nebo YAP(Ce). Posledními látkami ve skupině aktivovaných monokrystalů jsou křemičitany LSO, GSO a LYSO, které se díky své rychlosti používají v počítačové tomografii.

V poslední skupině se nacházejí polykrystalické látky, převážně se jedná o sulfidy ZnS a CdS. ZnS je neprůhledný materiál, proto se používá pouze v podobě prášku, který se nanese na světlovod. Jeho výhodou je vysoká luminiscenční účinnost, scintilaci nabitých částic lze dokonce pozorovat pouhým okem. Mezi tuhé roztoky patří skleněné scintilátory, které jsou obohacené o aktivátory. Mezi nejčastější aktivátory patří Ce, ale občas se používají i Cu, Pb, Tl nebo Sm. Takovéto scintilátory se vyznačují malou konverzní účinností a dlouhou dobou dosvitu, ale zase jsou velmi odolné vůči mechanickému, chemickému nebo tepelnému poškození a také se snadno dají vyrobit ve velkých objemech. Lze sem zařadit i scintilátory ze vzácných plynů. Jelikož jsou v plynné formě, tak není žádný problém vytvořit velké nebo složitě tvarované scintilátory. Další výhodou je krátká doba dosvitu, díky níž se dají používat i při vysokých četnostech. Bohužel takové scintilátory mají velmi nízkou konverzní účinnost a také jejich emisní spektrum je velmi široké a proto se musejí na vyčítání používat fotonásobiče, které dokážou tak široké spektrum pojmout. V praxi se používají plyny Ar, Ne, Kr, Xe a N2, které se často obohacují o izotopy 10B , nebo 6Li.

2.1.2 Organické scintilátory

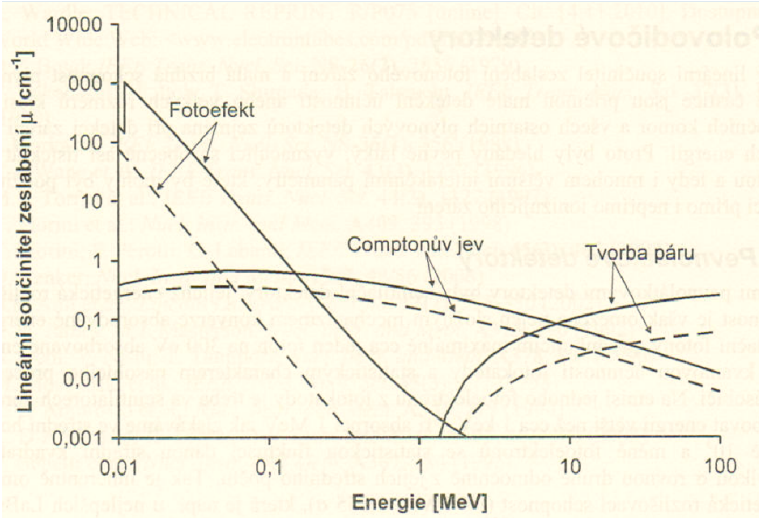
Do této skupiny patří hlavně organické kapaliny a plasty. Scintilace v těchto scintilátorech probíhají díky jejich molekulárnímu složení. K vlastní luminiscenci dochází při excitaci a následné deexcitaci π elektronů, jež zprostředkovávají mezimoleku-

lární vazby. Organické scintilátory jsou tvořeny prvky o nízkém protonovém čísle a zároveň mají nízkou hustotu, proto interakčně dominuje comptnův rozptyl nad fotoefektem. Kvůli nízké hustotě je potřeba větších objemů pro získání dostatečné efektivity měření. Tyto organické látky mají poměrně malou konverzní účinnost, ale disponují velmi krátkou luminiscenční odezvou a zároveň jsou relativně levné, proto se dají snadno pořídit i ve velkých množstvích. Pro tyto vlastnosti se nepoužívají pro měření nízkoenergetického záření, ale spíše jako čítací detektory záření o energiích nad 100 keV a nebo jako detektory neutronů a nabytých částic. Zároveň se nedají používat ve spektrometrických experimentech. Nejčastěji se používají v time-of-flight detektorech a v kalorimetrech.

Organické scintilátory můžeme rozdělit podle počtu složek. Mezi jednosložkové scintilátory patří hlavně antracén, trans-stilben a quarterfenyl, tyto látky se ale příliš nevyužívají, jelikož mají poměrně nízkou konverzní účinnost, která je způsobena samoabsorpcí luminiscenčního záření. Dvousložkové systémy tento problém nemají, první složka plně určuje vlnovou délku záření, která je pro druhou složku propustnou. Molární zastoupení prvních složek může dosahovat i velmi malých hodnot, až 0,1 %. Do této skupiny patří kapalné scintilátory, jako p-terfenyl v toluenu, a plastové scintilátory, například p-terfenyl v polystyrenu. Poslední skupinou, jsou třísložkové systémy. Třetí složka se do těchto látek přidává, aby posunula vlnovou délku emitujícího záření, což je často výhodné kvůli citlivosti fotokatod na určité vlnové délky. Používají se hlavně kapalný scintilátor p-terfenyl + POPOP(*) v toluenu a plastový scintilátor p-terfenyl + POPOP(*) v polystyrenu.

2.2 Polovodičové detektory

Tento druh detektorů využívá buzení páru díra-elektron v polovodiči při průletu fotonu nebo nabité částice tímto detektorem. Tím vzniká elektrický signál, který se dál zpracovává. Velkou výhodou těchto detektorů je malá střední energie pro vznik páru elektron-díra. Pohybuje se kolem 3 eV a obecně je známo, že závisí pouze na druhu polovodiče a na teplotě. Na typu záření závisí jen nepatrně. Díky těmto vlastnostem lze získat daleko přesnější hodnoty energií nalétávajících částic. Bohužel tyto detektory jsou většinou velmi drahé, vyžadují neustálé chlazení a pod dlouhodobým silným zářením často ztrácí kvalitu. Nejčastěji používané polovodiče jsou germanium a křemík. Porovnání energetické závislosti lineárních součinitelů zeslabení pro fotony v těchto látkách je znázorněna na obrázku 2.1 a na obrázcích 2.2 a 2.3 je znázorněna závislost dosahu alfa částic na jejich energii a dosah elektronu v závislosti na energii. Dalšími polovodiči jsou například CdTe a HgI2, tyto se ovšem velmi nepoužívají, hlavně kvůli nedostačujícím vlastnostem.



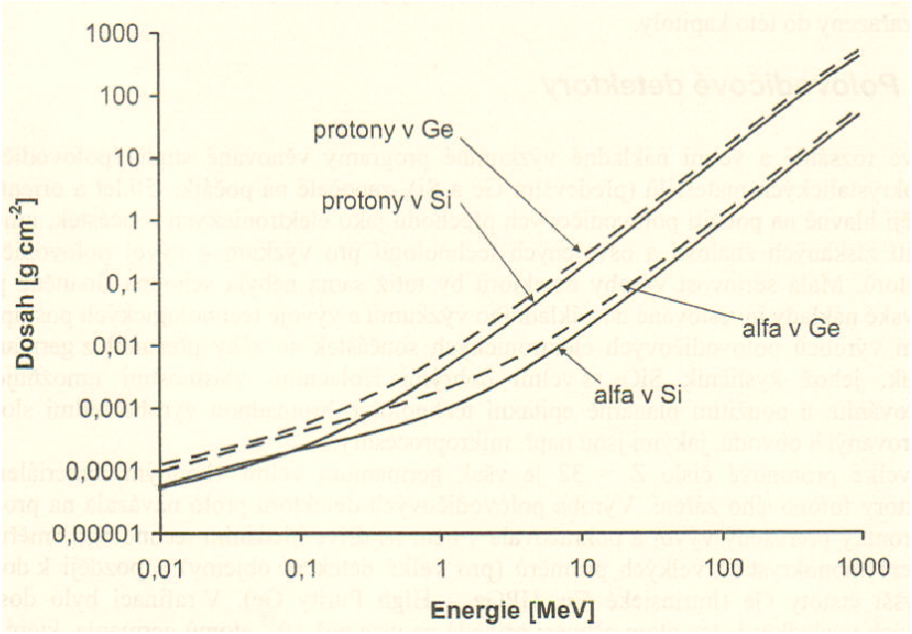
Obrázek 2.1: Graf závislosti lineárního součinitele zeslabení na energii fotonu pro křemík a germanium, převzato z [6]

2.2.1 Germániové detektory

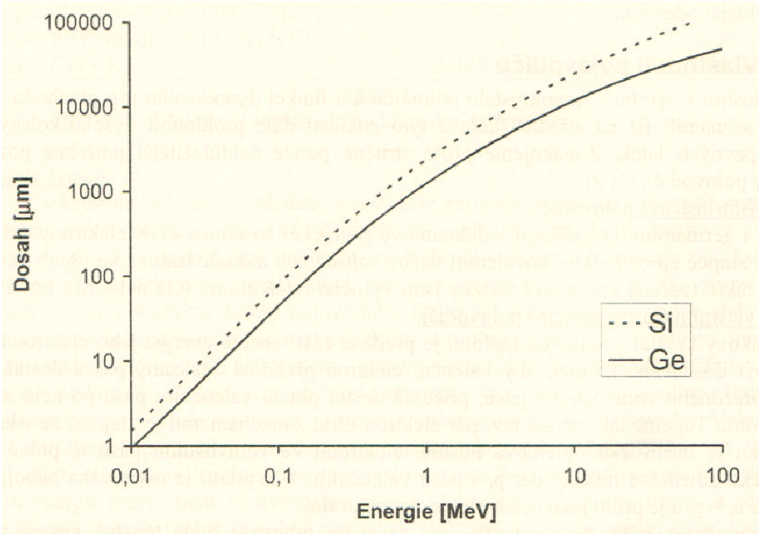
Germaniové detektory se díky své relativně velké atomové hmotnosti ($Z = 32$) používají ve spektroskopii v jaderné fyzice. V současné době jsme schopni vyrobit poměrně velké objemy vysoce čistého germania (HPGe, high-purity germanium), které mohou být i větší než běžně dostupné krystaly NaI. S takto velkými objemy lze vytvořit i absorpční detektory pro fotony s energiemi do několika MeV. Bohužel se všechny germaniové detektory musí chladit až na teplotu kapalného dusíku, jinak nejsou schopny provozu. Jedině HPGe detektory mohou být zahřáty na pokojovou teplotu, pokud nejsou používány.

2.2.2 Křemíkové detektory

Tyto detektory se kvůli menšímu atomovému číslu ($Z = 14$) používají hlavně k detekci fotonů s nižšími energiemi a těžkých nabitých částic. Na rozdíl od detektorů z germania je lze vyrobit pouze v malých objemech a proto se používají pouze jako úzké (řádově stovky mikrometrů) pásky.



Obrázek 2.2: Graf závislosti doletu α částice na její energii v křemíku a v germaniu, převzato z [6]



Obrázek 2.3: Graf závislosti dosahu elektronů na jejich energii v křemíku a germaniu, převzato z [6]

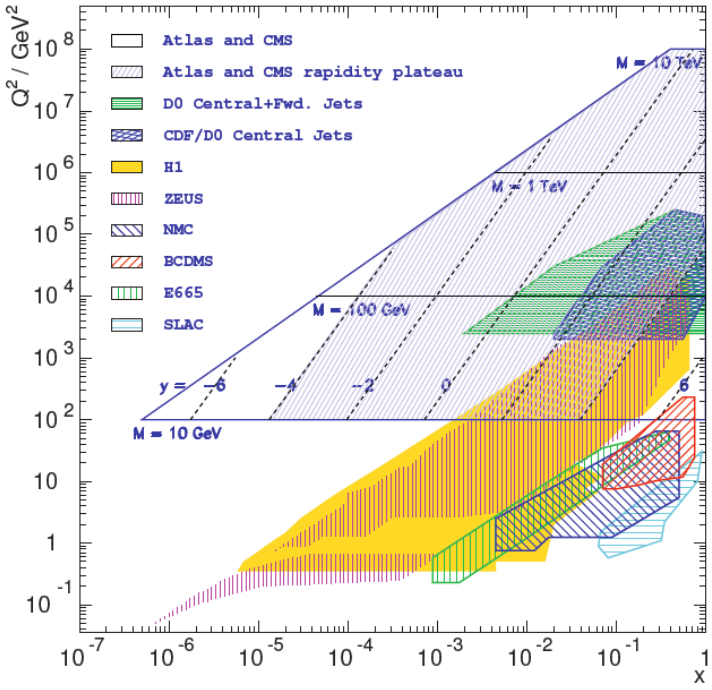
Kapitola 3

Detektor FoCal

3.1 Fyzikální motivace

K pochopení procesu tvorby částic ve vysoko energetických srážkách je velmi důležitá znalost hustoty quarků a gluonů. Pro velký rozsah Bjorkenova x, které udává jak velkou část hybnosti jádra parton přenáší, je partonová distribuční funkce (PDF) dobře známá. S rozvojem techniky a tudíž i s nárůstem možné energie částic v LHC, lze dosahovat i malých hodnot x a malých přenesených hybností Q^2, které dříve nebyly dosažitelné, viz obrázek 3.1. Měření provedená v takovýchto podmínkách, jsou velmi důležitá pro porozumění fyziky této studené husté partonové hmoty. Pro tato měření, budou potřeba novější a přesnější detektory, proto kolaborace FoCal navrhuje dopředný kalorimetr FoCal pro použití v experimentu ALICE. Tento detektor je navržen tak, aby zvládl měřit rychlé fotony, v rozmezí příčných hybností $1\ GeV/c < p_t < 100 GeV/c$, v rozsahu pseudorapidit $2,5 < \eta < 5$, v celém okolí svazku. Pseudorapidita je definována vzorcem (3.1), kde θ je úhel mezi směrem svazku a trajektorií částice. Dále bude tento detektor schopný rozeznat přímé fotony od sekundárních a také fotony od neutrálních pionů ve velkých hybnostech. Také bude schopen měření izolovaných rychlých fotonů, což pomůže k zlepšení našich vědomostí o korelaci mezi rapiditou a příčnou hybností a následně tyto vědomosti přispějí ke studiu nukleonů při malém x. Rozšíří i schopnost experimentu ALICE měřit fotony, piony, další neutrální hadrony a jety, které vznikají v dopředné části experimentu, čímž zároveň rozšíří naše poznatky o quark-gluonovém plazmatu. V neposlední řadě poskytne možnost měření fotonů a jetů ve velké akceptanci v dopředné rapiditě.

$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] \tag{3.1}$$

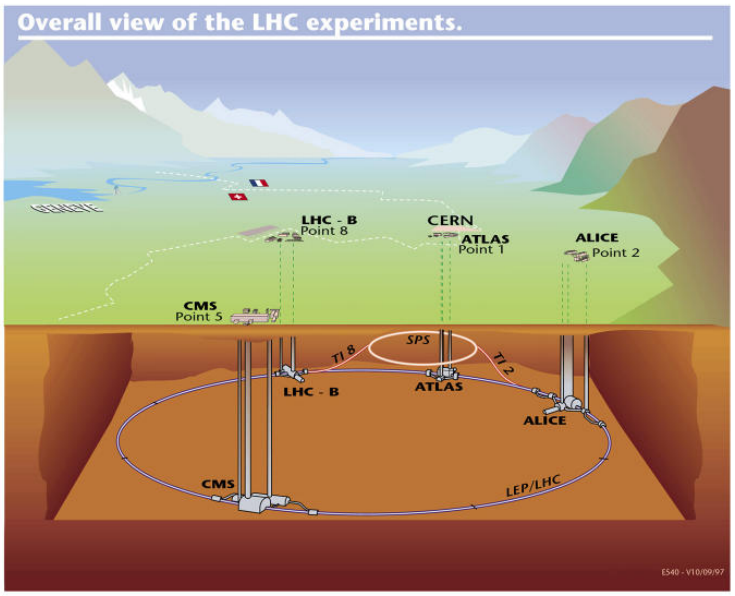


Obrázek 3.1: Graf znázorňující dosud probádané oblasti x a Q^2 v pozadí a v popředí oblast, jež se bude možno prozkoumat při větších energiích na LHC, převzato z [14]

3.2 ALICE

ALICE je zkratka pro A Large Ion Collider Experiment, jedná se o detektor na LHC (Large Hadron Collider) v centru CERN poblíž Ženevy. Nachází se 80 metrů pod povrchem ve velké jeskyni, její poloha je znázorněna na obrázku 3.2 Jak název napovídá, ALICE je detektor určený k měření srážek těžkých iontů. Jedná se hlavně o jádra olova, ale i o jádra lehčích prvků. Experimenty na srážení těžkých jader, slouží hlavně k porozumění fyziky qvark-gluonového plazmatu. Data sesbíraná ze srážek protonových svazků, pak slouží k porovnání s výsledky srážek těžkých iontů na ostatních experimentech na LHC. ALICE byla postavena díky spolupráci skupiny, složené z tisíce fyziků a techniků ze 30 zemí světa. Její celková velikost je 16m x 16m x 26m a její celková váha je zhruba 10 000 tun. Celé zařízení je složeno z 18 různých detektorových systémů a každý poskytuje důležitá data ze srážek Pb-Pb. Dohromady tyto detektorové systém umožňují velmi přesné energetické rozlišení částic a také výbornou schopnost identifikace částic (PID Partical Identification) pro rozsáhlé rozmezí hybností objevujících se při srážkách těžkých jader. Toto vše by mělo pomoci k detailnímu studiu hadronů, elektronů, mionů a fotonů objevujících se v těchto srážkách.

Na obrázku 3.3 je znázorněn experiment ALICE. Ve velkém magnetu L3 jsou instalovány válcové detektory pokrývající celé okolí svazku. Nejblíže ke srážkám je umístěn vnitřní dráhový systém (Inner Tracking System), který se skládá ze dvou pixelových detektorů, dvou driftových a dvou vrstev křemíkových stripových detektorů. Dalším důležitým detektorem je časová projekční komora (Time Projection

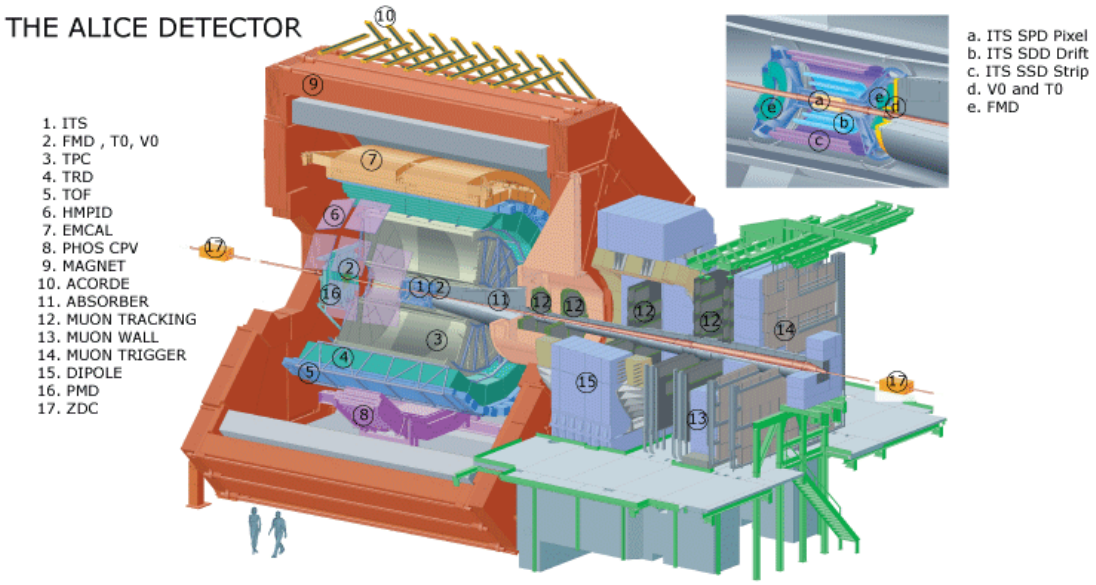


Obrázek 3.2: Zobrazení polohy experimantů na urychlovači LHC

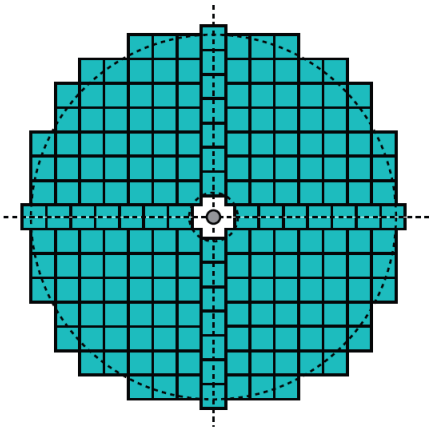
Chamber), jedná se o plynový detektor, který zaznamenává dráhy vylétávajících částic. Posledními 2π azimutálními detektory jsou Transition Radiation Detector (TRD) a Time of Flight (TOF). V dopředné části se nachází prostor pro měření mionů letící tímto směrem, Na opačné straně je instalován detektor pro sběr dopředných fotonů PMD. Detektory EmCal, PHOS a HMPID slouží k přesnějšímu měření určitých druhů částic.

3.3 Design FoCalu

FoCal je zkratkou pro Forward Calorimeter (dopředný kalorimetr). Tento detektor nahradí starší detektor PMD, který je zobrazen na obrázku 3.3. Zatím jsou dvě možné varianty umístění FoCalu, buď bude umístěn ve vzdálenosti 3,5 metru od centra srážky, nebo bude instalován 8 metrů od místa srážky vně magnetu. První možnost je finančně i technicky méně náročná, ale dosáhne pouze pseudorapidit od 2,5 zhruba do 4,5. Druhá varianta dosahuje hodnot pseudorapidit od 3,3 do 5,3, navíc díky umístění mimo magnet, získáme daleko více místa a tím pádem, by se zde mohl instalovat i hadronový kalorimetr, který by nám poskytl daleko více informací z dopředné fyziky. FoCal se bude skládat z jednotlivých malých segmentů, věží, které se dále poskládají kolem trubice s nalétávajícími částicemi jak je znázorněno na obrázku 3.4. V současné době existují dva koncepty detektoru FoCal, první pracuje s věžemi složených z wolframových destiček a křemíkových detektorů a druhý používá místo křemíkových detektorů scintilátory.



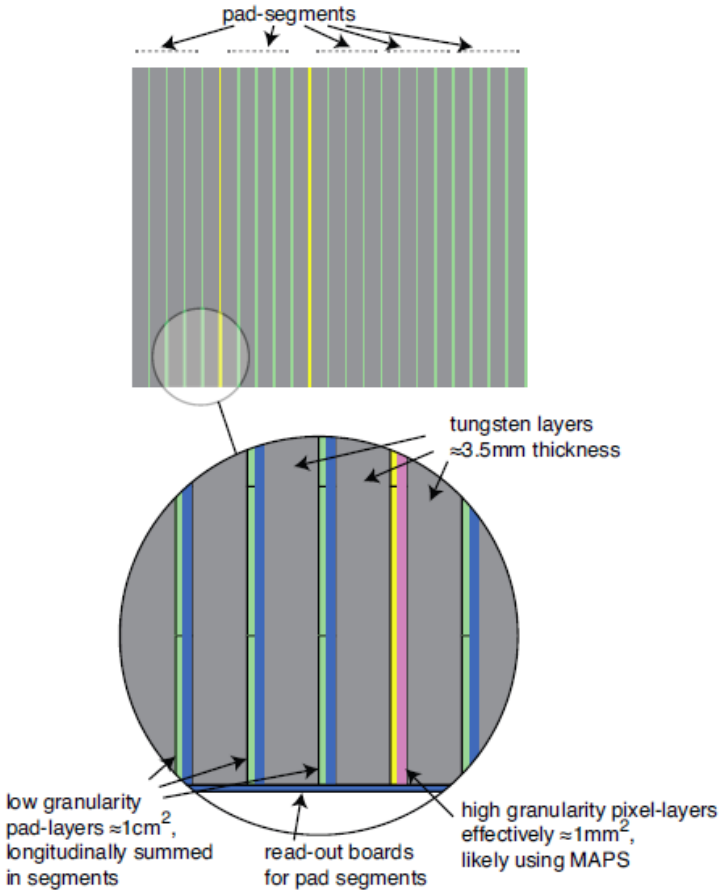
Obrázek 3.3: Experiment ALICE a její jednotlivé detektory



Obrázek 3.4: Složení detektoru FoCal z jednotlivých věží

3.3.1 Polovodičový model

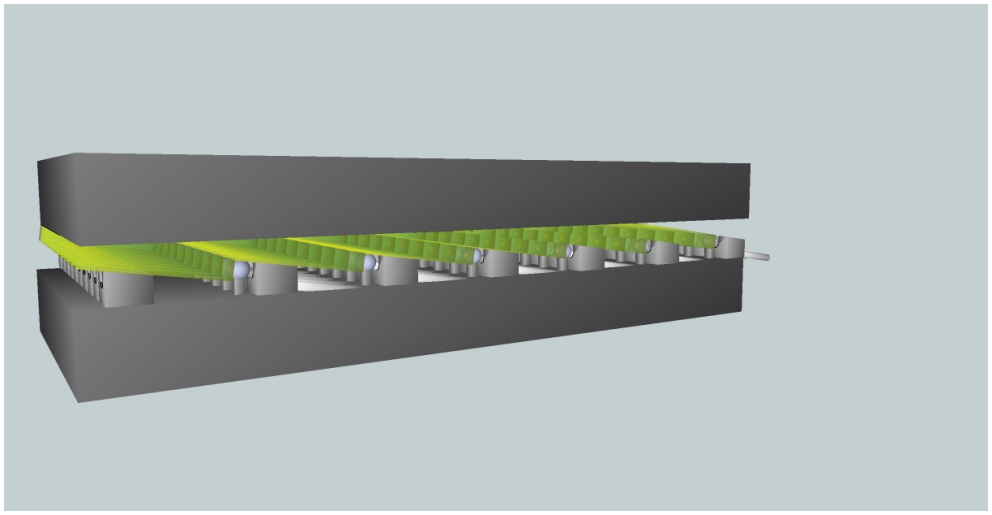
Tento design detektoru využívá k detekci křemíkové polovodičové snímače, jako absorbér slouží wolframové desky. Tomuto designu se přezdívá Strawman. Vyznačuje se využitím dvou různých typů vyčítacích segmentů. Používá jak low-granularity layers (vrstvy s nižším rozlišením), tak high-granularity layers (vrstvy s větším rozlišením). Přibližně by jedna věž s tímto designem měla vypadat tak, jako na obrázku 3.5. Směr přilétávajících fotonů je zleva do prava . Přičemž tlušťka jednotlivých wolframových plátů je rovna přibližně $X_0 \sim 3,5mm$. Dosud není rozhodnuto, kde by se měly nacházet vrstvy s větším rozlišením. Ideálně by se měly nacházet v maximu spršky, ale z rovnice (1.6) je vidět, že ta závisí na energii částice. Problémem tohoto designu je, že k vyčítání by se zřejmě použily monolithic active pixel sensors (MAPS), jež jsou bohužel relativně pomalé. Další problémem je nutnost neustálého chlazení, které zabírá poměrně hodně místa, kterého na tomto projektu není mnoho.



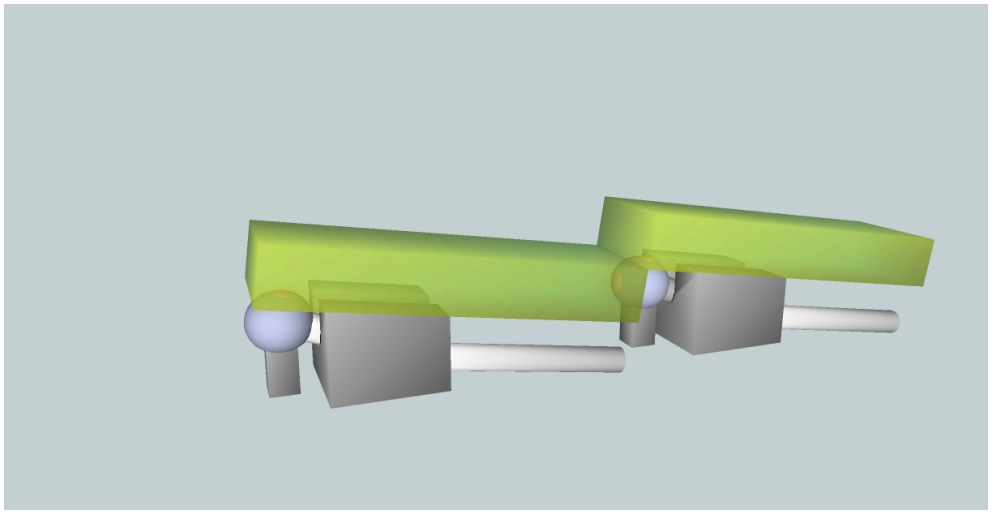
Obrázek 3.5: Přibližné vyobrazení jedné věže polovodičového modelu

3.3.2 Model se scintilátory

Na tomto modelu pracuje naše skupina FoCal z FJFI. Jedná se o originální design využívající k detekci částic organické scintilátory. Jednotlivé věže budou složeny z wolframových destiček prokládaných vyčítacími scintilátory. Destičky budou orientovány ve směru, který svírá s trajektorií nalétávající částice malý úhel. Na obrázku 3.6 vidíme detail, kde jsou scintilátory uzavřeny dvěma wolframovými deskami, přesné rozměry těchto destiček zatím nejsou rozhodnuty. Dále na obrázku 3.7 je detail jednoho malého scintilačního prvku. Uvažuje se také o návrhu s vyčítacími vlákny na obou stranách scintilátoru. Je zde vidět, že je vyčítán pomocí optického vlákna, na kterém je přilepená kulička. Toto vlákno vede světlo až do matice, kde jsou vlákna uspořádána. Vysoce rychlostní kamera pak snímá tuto matici a z těchto informací získáváme data. Kulička na konci vláken slouží k lepšímu záchytu scintilačních fotonů do optického vlákna, tento kladný efekt kuličky se nám potvrdil jak experimenty, tak i simulacemi prováděnými v programu SLitrani. Dále na obrázku 3.8 vidíme, jak budou jednotlivé scintilační destičky uspořádané tak, aby pokryly celý povrch. Díky orientaci destiček v jednotlivých věžích, lze snadno poškozené nebo nefunkční destičky jednoduše vytáhnout a nahradit novými a funkčními deskami. Jelikož na instalaci FoCalu je vyhrazeno v ALICI velmi málo místa, je výhodou tohoto designu, že zpracovává data mimo hlavní detektor. Zároveň díky použití scintilátorů

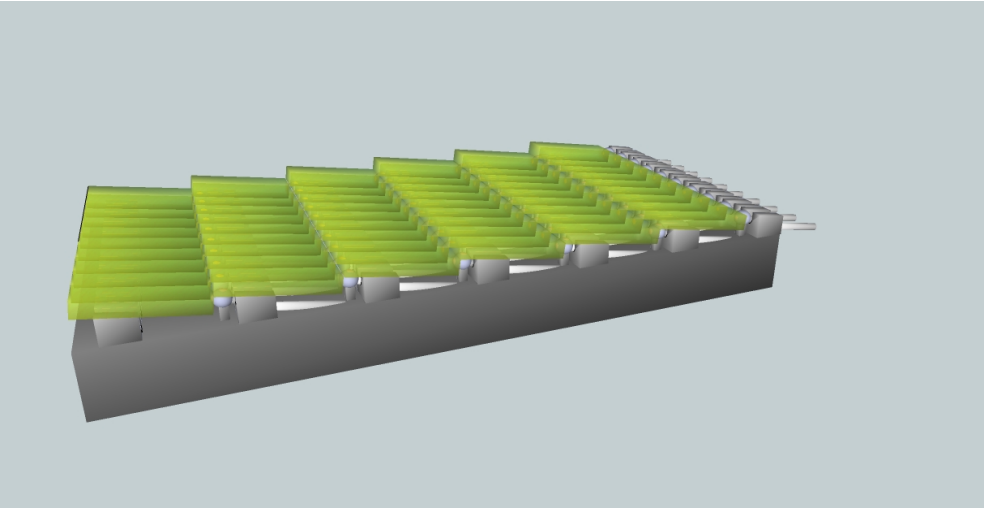


Obrázek 3.6: Jedna scintilační část detektoru obklopená wolframovými deskami

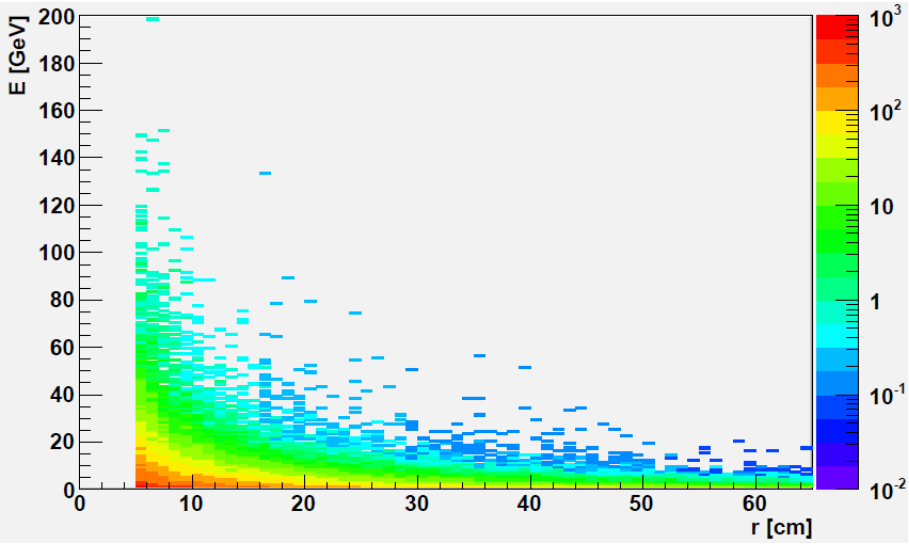


Obrázek 3.7: Detail scintilačních segmentů

není zapotřebí chlazení, čímž získáme opět více místa. V dopředné části srážek se nachází fotony o velkých energiích, viz obrázek 3.9, proto je také výhodné použití organických scintilátorů, které jsou obecně velmi odolné vůči radiaci.



Obrázek 3.8: Složení scintilačních segmentů pro pokrytí celé plochy



Obrázek 3.9: Graf závislosti energií fotonů na vzdálenosti x od osy svazku

Kapitola 4

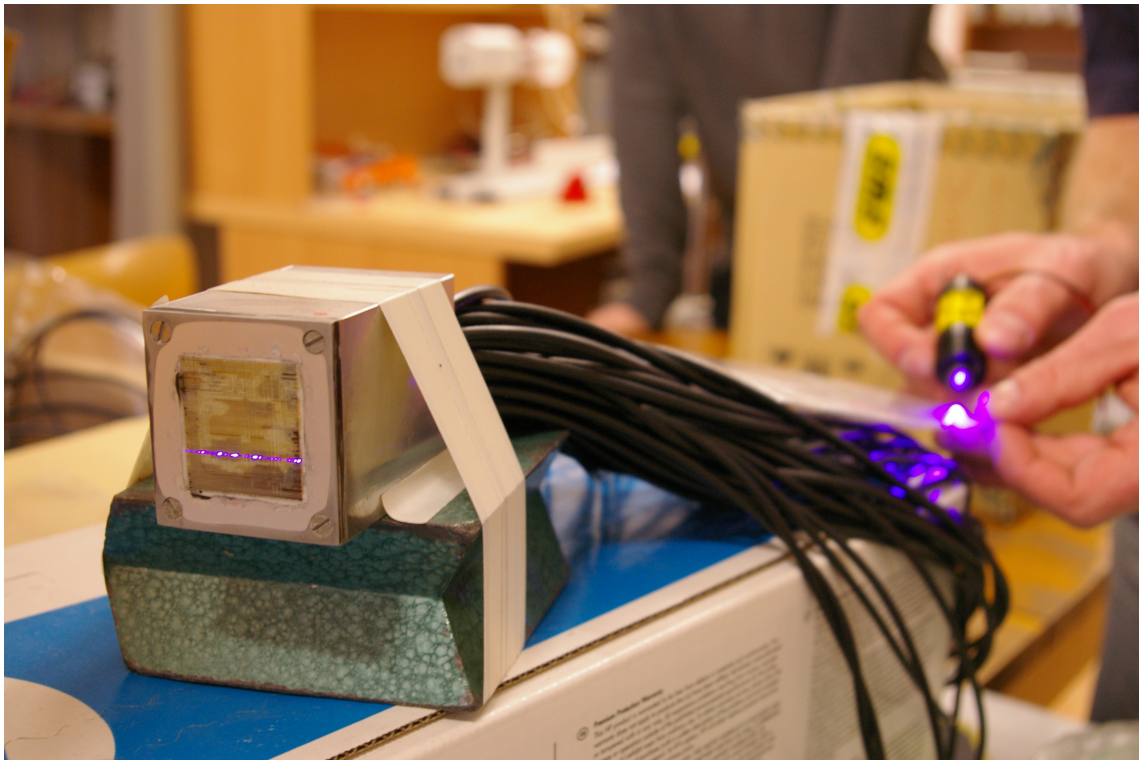
Prototyp věže FoCalu

4.1 Příprava vyčítacích vláken

Ve fakultní laboratoři jsem se podílel na vývoji prvního prototypu naší verze FoCalu. V této fázi šlo pouze o vývoj prototypu jednotlivého padu. Společně s Romanem Lavičkou jsme dostali na starost práci ohledně vyčítání. Měli jsme za úkol roztřídit a očíslovat jednotlivé svazky vláken a také samotná vlákna. Vyčítací hlavice pro náš prototyp je na obrázku 4.1, skládá se z 3900 jednotlivých vláken, která jsou rozdělena do 65 svazků po 60 vláken. Jednotlivá vlákna jsme ze všeho nejdříve museli označit pořadovými čísly obrázek 4.2, podle kterých se později bude celá matice mapovat, kde ke každému vláknu (číslu) přiřadíme odpovídající pixel v matici.

Dalším naším úkolem bylo na konce jednotlivých vláken nalepit skleněné kuličky. Pro tuto práci jsme se pokoušeli vyrobit aparaturu, která by mohla nalepit až 20 kuliček najednou, čímž by se značně ušetřil čas. Průměr vláken je 0,2 mm a průměr kuliček je 0,5 mm, navíc je nutné, aby kuličky byly nalepené přesně uprostřed vlákna, jinak bychom nedosáhli zamýšleného zlepšení optických vlastností. Z toho je jasné, že naše aparatura musí být velmi přesná, aby dokázala v takto malých rozměrech pracovat. Rozhodli jsme se pro návrh, který se skládá ze dvou oddělených částí, pevný držák kuliček a pohybliví držák vláken. Potřebovali jsme kuličky držet pevně ve vzduchu a zároveň jsme museli myslet na to, že je také musíme umět z tohoto pevného sevření jednoduše uvolnit. Také jsme požadovali, aby se tyto kuličky do takového držáku upevnily poměrně rychle. Ze všech těchto požadavků nám vyšel pouze jediný možný způsob, pomocí podtlaku.

Tato část aparatury je krabice opatřená 20 malými otvory o průměru menším než 0,5 mm a jedním větším bočním otvorem pro vývod do vývěvy. Celý tento box měl být připevněn na pantech ohýbajících se o 90°, které by byly upevněny na pevném podkladu. Druhá část, tedy držák na vlákna, se měl skládat ze dvou „hřebenů“, jež měly udržovat vlákna ve správných rozestupech, které odpovídaly rozestupům mezi otvory na krabičce. Mezi těmito hřebeny měl být umístěn tlakový držák, kterým měla být vlákna držena ve správné výšce. Tento držák na vlákna, pak měl být celý upevněn na mikrometrickém stolku. Celý tento přístroj měl fungovat



Obrázek 4.1: Matice konců vláken prosvícená laserem

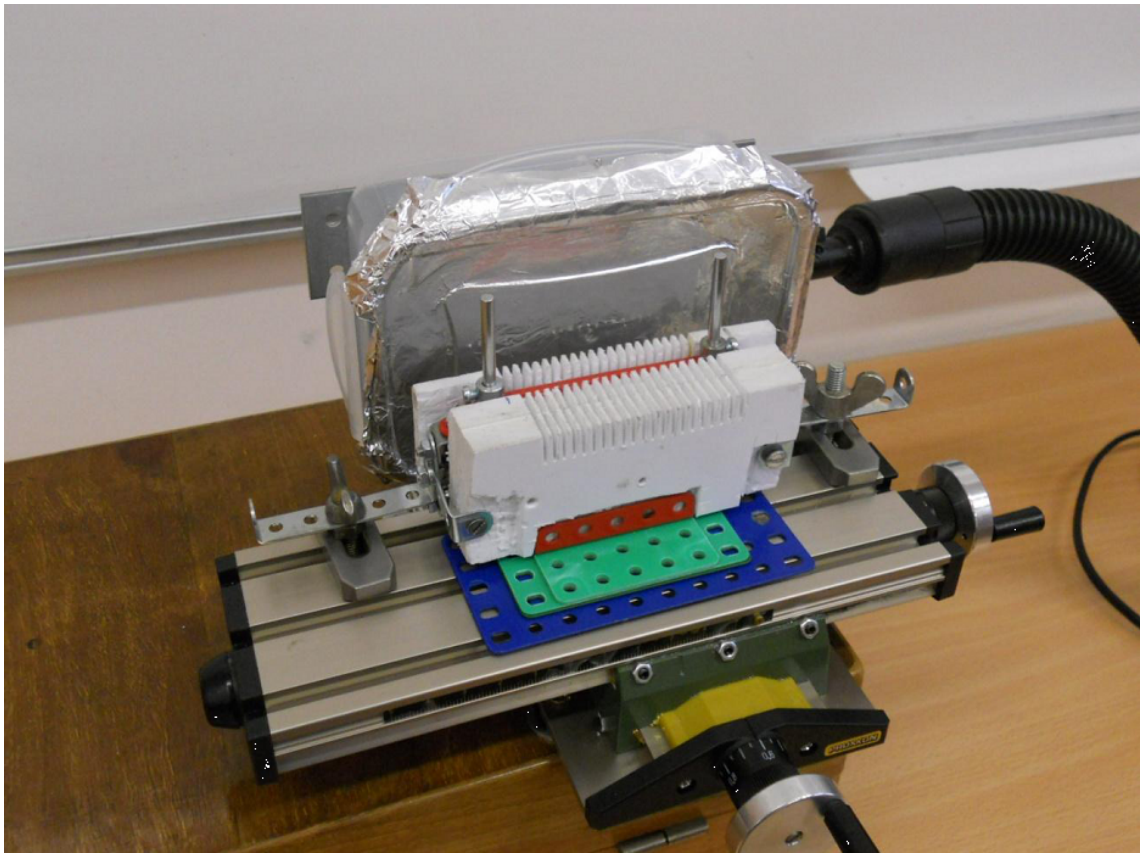
následovně: Pomocí pantů uvedeme krabičku do horizontální polohy (tzn. otvory směřují vzhůru). Zapneme vývěvu a na tuto krabičku nasypeme skleněné kuličky, podtlak jednotlivé kuličky nasaje do připravených otvorů. Dále celý box otočíme do vertikální polohy, tímto úkonem také popadají všechny přebytečné kuličky. V tuto chvíli máme kuličky připravené. Následuje uchycení vláken. Jednotlivá vlákna položíme do odpovídajících mezer v „hřebenu“, vyrovnáme je, tak aby jejich konce byli v přímce. Poté vlákna uchytíme tlakovým držákem, aby se nadále nehýbala. Na konec každého vlákna naneseme speciální lepidlo, které schne pod UV zářením, a pomocí mikrometrického stolku tuto aparaturu začneme posouvat směrem k boxu, tak aby jedno vlákno směřovalo k jedné kuličce. Jakmile se jednotlivá vlákna a jednotlivé kuličky dotýkají, začneme na ně svítit UV lampou, čímž lepidlo zaschne. Vypneme vývěvu a pomalu pomocí mikrometrického stolku oddalujeme vlákna s kuličkami od krabičky. Nakonec uvolníme vlákna ze sevření držáku a máme na 20 vláknech nalepeno 20 kuliček.

Nejdříve jsme začali vyrábět prototyp držáku na vlákna. Základní konstrukci jsme vytvořili ze stavebnice Merkur, zatím jsme ještě nebyli rozhodnutí, z jakého materiálu a jak vytvoříme vlastní hřebeny, tak jsme pro ilustraci používali opravdové hřebeny. Tlakový držák jsme vyrobili taktéž z bloků stavebnice Merkur, na které jsme přilepili tenké těsnění, které se používá na utěsnění oken. Jeden takovýto blok byl přidělán pevně k celé konstrukci a druhý úplně stejný se na tuto konstrukci dal nasadit na dvě železné tyčky, po kterých sklouzl až na pevnou část a v tomto místě se následně dal zajistit pomocí šroubu. Tímto způsobem vlákna držela pevně a zároveň se díky těsnění nepoškodila. Dále jsme potřebovali vyrobit naše hřebeny.

Obrázek 4.2: Značení jednotlivých vláken pořadovými čísly

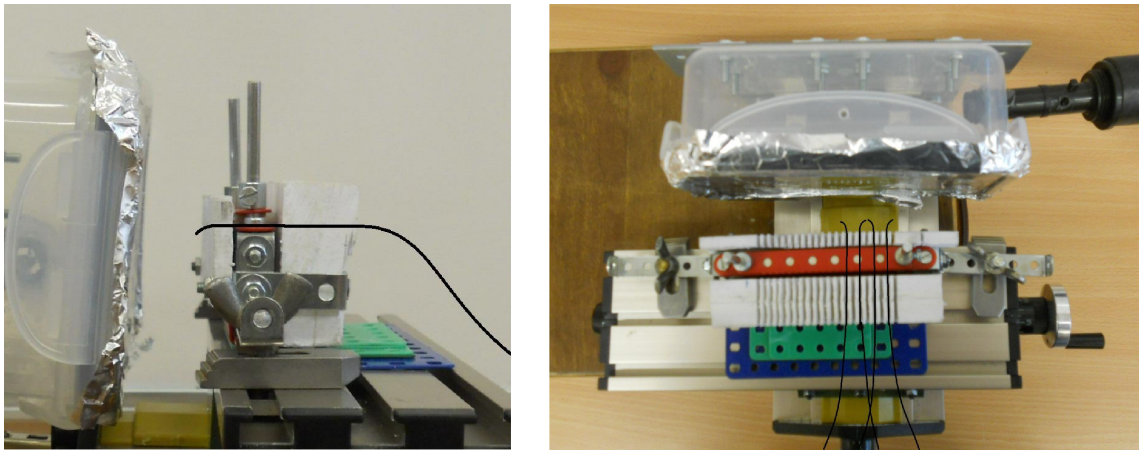
Vlastní zářezy těchto hřebenů jsme vytvořili pomocí zubařské frézky s průměrem 0,3 mm, čímž jsme dosáhli dostatečné přesnosti. Tuto frézku jsme umístili do frézy, která byla opatřena držákem, který se pohyboval na elektricky ovládaném mikrometrickém stolku, čímž jsme mohi dosáhnou dostatečné přesnosti rozestupů jednotlivých drážek. Tyto dva „hřebeny“ jsme zkoušeli vyrobit z několika materiálů. Nakonec jsme použili polyetylén, ten byl dostatečně měkký a téměř se netavil. Dokázali jsme s ním dosáhnout dostatečně úzkých a přesných drážek. Poté jsme už jen uchytili tyto hřebeny do přichystaného držáku, který jsme pevně přišroubovali na mikrometrický stolek.

Poté jsme potřebovali vyrobit aparaturu na držení kuliček. Základní box jsme chtěli vyrobit z plastové krabičky, vyzkoušeli jsme jich několik, ale buď byly příliš křehké, nebo málo tuhé a při podtlaku se prohýbaly, nakonec jsme se rozhodli pro vzduchotěsnou krabičku z tvrdého plastu, která měla ty správně vlastnosti. Dále jsme k tomuto boxu museli připevnit malý a silný vysavač, který nám sloužil jako vývěva. Hadici vysavače a box jsme spojili přes malý mezičlánek, který byl předem opatřený otvory sloužící k regulaci podtlaku v krabičce, vše jsme spojili epoxidovým lepidlem. Do oddělitelného víka krabice jsme museli vyvrtat otvory o průměru menším než 0,5 mm a s pravidelnými rozestupy, které odpovídají rozestupům mezi drážkami našich hřebenů. Na tyto otvory jsme použili zubní vrták o průměru 0,4 mm, který jsme umístili do frézy, která je zmíněna výše a vyvrtali jsme 20 otvorů v pravidelných rozestupech. Celý box jsme přidělali na dva skříňové panty, které jsme přišroubovali k předem připravenému podkladu. Po první zkoušce tohoto držáku jsme zjistili, že se skleněné kuličky poměrně často shlukují, za což zřejmě mohla statická elektřina. Proto jsme víko krabice s dírkami opatřili ještě hliníkovou fólií, která tento problém minimalizovala. K této části aparatury jsme přišroubovali mikrometrický stolek, čímž byl celý prototyp hotov. Výsledek je zobrazen na obrázku 4.3

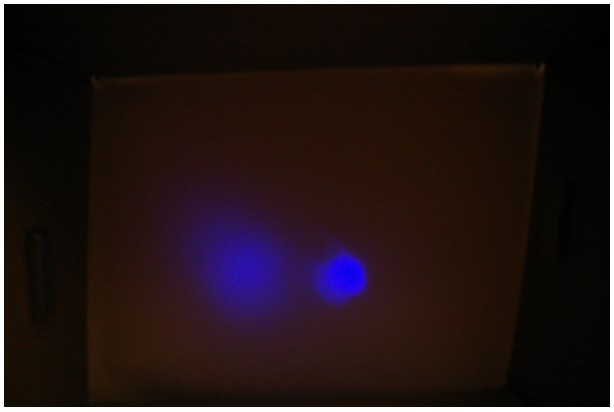


Obrázek 4.3: Výsledný prototyp aparatury

Hned při prvním zkoušce se ukázalo, že tento přístroj bohužel nefunguje. Nedokázal nalepit vlákna ke kuličkám s dostatečnou přesností a někdy i vůbec. Největší problém spočíval v tvarové paměti vláken, která byla skladována v kruhu. Konce vláken přichycených v našem držáku se bohužel stáčela všemi směry, viz obr 4.4. Tomuto problému by se dalo předejít minimalizací přesahujících vláken, na takový úkon bychom ale potřebovali kvalitnější materiál. Pokud by celý náš přístroj byl vyroben z kovu, dosáhli bychom i daleko lepší přesnosti. Bohužel na takový přístroj jsme neměli dostatečné vybavení a také jsme už neměli dostatek času na vytvoření nového a lepšího přístroje. Ovšem koncept by měl být dobrý a v budoucnu by se takovýto přístroj určitě dal vyrobit a byl by velmi užitečný. Z nedostatku času jsme museli začít lepit kuličky na vlákna manuálně. Lepení bylo prováděno pomocí lepidla, které má podobný index lomu jako optické vlákno a zasychá pod UV zářením. Při manuálním lepení, jsme využili povrchového napětí lepidla. Konec vlákna jsme jen velmi jemně namočili do lepidla a pak jsme se tímto koncem dotkli volné kuličky, ta se na vlákno přilepila a díky povrchovému napětí se srovnala na střed. Poté jsme na kuličku s vláknem posvítili UV lampou a pokračovali jsme dále s dalším vláknem. Takto jsme nalepili na všechna vlákna kuličky, samozřejmě jsme ne vždy nalepili kuličku ideálně, proto jsme ještě dvakrát zkontrolovali všechna vlákna a nepodařené kusy jsme opravili. V budoucnu proběhne ještě jedna kontrola kvality prosvícením laserem a následným porovnáním vzniklých obrazců, které by měli vypadat zhruba jako na obrázku 4.5. Pro tuto kontrolu se zřejmě využije našeho držáku na vlákna, který se pro to velmi hodí.



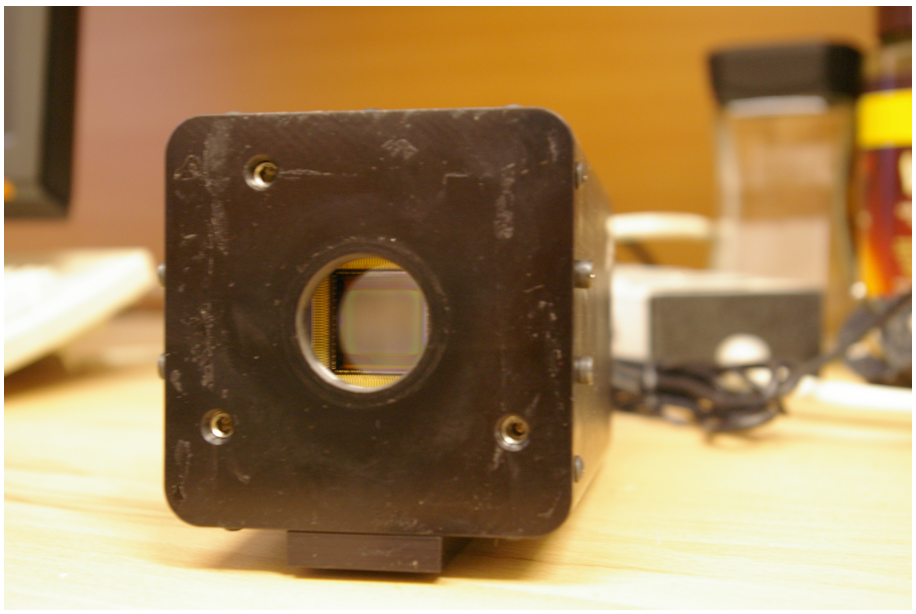
Obrázek 4.4: Schématicky znázorněný problém s tvarovou pamětí vláken



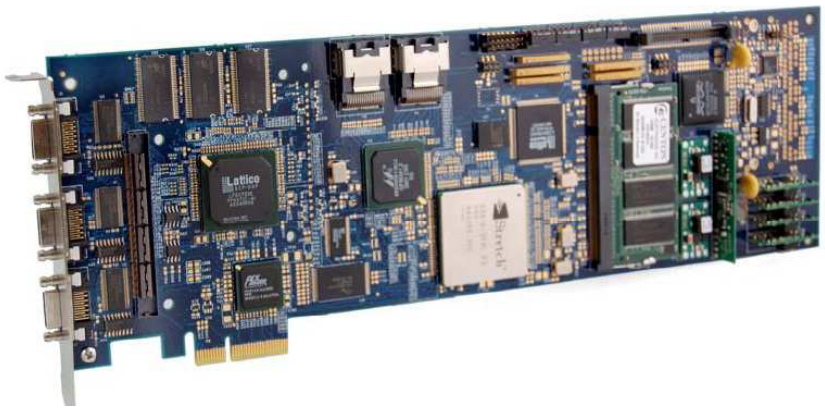
Obrázek 4.5: Kontrola kvality přilepení vláken prosvícením laserem, vlevo je vlákno bez kuličky a vpravo je opatřené kuličkou

4.2 Vyčítání pomocí kamery

Fotony vzniklé v scintilátorech našeho prototypu věže, budou putovat optickými vlákny až na matici 4.1, kde jsou tato vlákna seřazená. Samotné vyčítání dat z této matice bude prováděno pomocí vysoko rychlostní kamery FastCamera 13, která je vyfocena na obrázku 4.6. Jedná se o CMOS kameru s rozlišením 1280H x 1024V (1.3 megapixelu). Dokáže snímat až 500 snímků za sekundu při plném rozlišení. Díky integrovanému FPGA (programovatelné hradlové pole) lze zpracovávat získaná data v reálném čase přímo uvnitř kamery. K ovládání základních vlastností kamery, jako je doba expozice, počet snímků za sekundu nebo rozlišení snímku, slouží program Fast Camera 13 Control Program. Data dále z kamery putují do Frame grabberu Fast-Xe, který je zobrazen na obrázku 4.7. Fast-Xe data z kamery dále zpracovává přímo na své desce, kde umožňuje automaticky komprimovat videa nebo například dokáže detekovat objekty. Tím se značně snižují nároky na vlastní počítač. Data zpracovaná grabberem nahrává program DVRP (Digital Video Recorder and Player) do paměti počítače, kde se z nich později získají potřebné informace.



Obrázek 4.6: Kamera FastCamera 13



Obrázek 4.7: Frame grabber Fast-Xe

Závěr

Jednou z nejdůležitějších metod detekce částic v jaderné fyzice je kalorimetrie. Je to destruktivní druh měření, které využívá vzniku elektromagnetických nebo hadronových kaskád. Ty vznikají při průchodu vysoce energetické částice materiálem, při níž se produkují sekundární částice, které dále interagují s materiálem a vytvářejí další částice. Tento proces trvá až do doby, kdy sekundární částice už nemají dostatečnou energii na vytvoření dalších částic a proto začínají zpomalovat, až je materiál úplně pohltí. Místo, kde je největší počet sekundárních částic se nazývá maximum sprškы. Z tvaru kaskády a z polohy tohoto maxima lze zjistit druh a energii původní nalétávající částice.

K vlastní detekci částic v kalorimetrech se používají hlavně scintilátory a polovodičové detektory. Scintilátory se dají rozdělit na organické a anorganické. Vzhledem k nárokům na výrobu a obecným vlastnostem jsou v jaderné fyzice používány častěji plastické organické scintilátory. Jejich výhodou je poměrně dobrá radiační odolnost, relativně nízká cena, snadná výroba ve velkých objemech a různých tvarech a navíc oproti polovodičům nepotřebují chlazení. Z polovodičových materiálů se využívá hlavně germanium a křemík, ale v jaderné fyzice se používá prakticky jen silikonové detektory. Jejich velkou výhodou je pak velmi dobré energetické rozlišení. Bohužel potřebují neustálé chlazení a nejsou velmi radiačně odolné.

Znalost partonové distribuční funkce pro hodnoty Bjorkenova x, které dosud nebyly zjištěné, je velmi podstatná pro lepší porozumění fyziky qvark-gluonového plazmatu. Proto je navržen dopředný kalorimetr FoCal, který v budoucnu nahradí starší detektor PMD v experimentu ALICE. V současné době jsou dva hlavní návrhy designu tohoto detektoru, jeden využívá k detekci polovodiče a druhý organické scintilátory. Skupina FoCal na Fakultě jaderné a fyzikálně inženýrské navrhla právě design s organickými scintilátory, který je v mnoha směrech inovativní a zajímavý. Vlastní sběr scintilačních fotonů zajišťují optická vlákna, která jsou opatřena skleněnými kuličkami pro zlepšení tohoto sběru. Vlákna odvádějí fotony pryč z hlavního detektoru, kde se dále vyhodnocují vysokorychlostními kamerami. Mezi jeho hlavní výhody patří malá prostorová náročnost a radiační odolnost. Mou prací na tomto projektu, bylo nalepení kuliček na vlákna a také vyrobení prototypu aparatury sloužící k tomuto účelu, jež by značně ulehčila a zrychlila celý proces. Dále jsem pomáhal se zprovozněním kamery FastCamera 13 a frame grabberu Fast-Xe, jež mají zmapovat matici s vlákny a později budou sbírat a zpracovávat data vycházející z prototypu jedné věže FoCalu.

V budoucnosti bych se rád věnoval hlouběji kalorimetrii a chtěl bych také dále spolupracovat na konstrukci prototypu detektoru FoCal. Zde bych rád navázal na své zkušenosti s vysoko rychlostní kamerou, které bych chtěl dále rozšířit a později se věnovat samotnému sběru a zpracování dat přicházejících z našeho prototypu FoCalu.

Seznam použitých zdrojů

[1] *DVRP User's Manual*, Nashua, Alacron Inc, 2010.

[2] *Fast-Xe Technical Product Description*, Nashua, FastVision Inc, 2007

[3] *FastCamer13 User's Manual*, Nashua, FastVision Inc, 2004

[4] Fernow R.C., *Introduction to Experimental Partical Physics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1989

[5] Frass W., *Passage of Particles Through Matter*, Michaelmas, 2009, 28. 6. 2013, $http://www2.physics.ox.ac.uk/sites/default/files/Passage.pdf$

[6] Gerndt J., Průša P., *Detektory Ionizujícího záření*, ČVUT, Praha, druhé vydání, 2011

[7] Green D., *The Physics of the Particle Detectors*, CambridgeUniversity Press, první vydání ,2005

[8] Hamagaki H., *Forward upgrade plan in the ALICE Experiment at LHC*, Univerzity of Tokyo, 1.7. 2013, $http://www.gcoe.phys.nagoya-u.ac.jp/hesz2013/files/HESZ2013_04Mar_08_Hamagaki.pdf$

[9] Janout Z, Kubašta J., Pospíšil S., *Úlohy z jaderné a subjaderné fyziky*, ČVUT, Praha, první vydání, 1997

[10] Knoll G., *Radiation Detection and Measurement*, Oxford Univ. Press, třetí vydání, 2000

[11] Stock R., *Encyclopedia of Applied High Energy and Particle Physics*, Wiley-VCH, první vydání, 2009

[12] The ALICE FoCal Collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, J. Instrum, 3, S08002 (2008)

[13] The ALICE FoCal Collaboration, *A Forward Electromagnetic Calorimeter (FoCal) in the ALICE experiment, EoI*, march 29. 2011

[14] The ALICE FoCal Collaboration, *A Forward Calorimeter (FoCal) for the ALICE experiment, LoI*, aug. 24. 2012

[15] *Using FastCamera13 with Fast Viewer User's Manual*, Nashua, FastVision Inc, 2004