

MATEMATICKO–FYZIKÁLNA FAKULTA



UNIVERZITA KOMENSKÉHO
BRATISLAVA

Katedra jadrovej fyziky

DIPLOMOVÁ PRÁCA

Rekonštrukcia odozvy hadrónového
kalorimetra a problémy jeho kalibrácie

Tibor Ženiš

Školiteľ: RNDr. Stanislav Tokár, CSc.

Bratislava 2000

Vyhlasujem, že som diplomovú prácu vypracoval samostatne, s použitím uvedenej literatúry.

Ďakujem p. S. Tokárovi za odbornú pomoc pri tvorbe
diplomovej práce a cenné pripomienky.

Obsah

1	ÚVOD	2
2	Fyzikálna motivácia.	3
2.1	LHC	4
2.2	Detektor ATLAS	5
2.2.1	Úloha hadrónového kalorimetra v experimente ATLAS . .	7
3	Hadrónový kalorimeter experimentu ATLAS	8
3.1	Monitorovanie a interkalibrácia kalorimetra	11
3.2	Prototyp hadrónového kalorimetra MODULE5	11
3.3	Testovací RUN	12
4	Kalorimetria	14
5	Parametrizácia experimentálnych dát	20
5.1	Popis experimentálnych dát	22
5.2	Hľadanie optimálnych parametrov	23
5.2.1	Analýza výsledkov	23
5.3	Globalizácia parametrov	30
5.3.1	Fit pri konštantných parametroch R_0 a R_m	30
5.3.2	Fixovanie parametrov odozvovej funkcie kalorimetra . . .	43
5.3.3	Fit pri konštantných parametroch p_1 a p_2	44
5.3.4	Korekcia energie pri R_0 závislom od energie	51
5.4	Závislosť parametrov kalorimetra na uhle ϑ	52
6	Záver	55

Kapitola 1

ÚVOD

V roku 2005 bude v európskom centre jadrového výskumu CERN dokončený a spustený do prevádzky urýchľovač protiběžných protón–protónových zväzkov LHC s energiou $7 \otimes 7$ TeV a olovo–olovených s energiou $2,76 \otimes 2,76$ TeV na nukleón. Energia urýchlených častíc sprístupní skúmaniu doteraz neprebádané oblasti fyziky. Experimenty na urýchľovači budú orientované na verifikáciu Štandardného modelu a hľadanie fyziky za ním. Jeden z nich bude experiment ATLAS. Jeho hlavnou úlohou bude hľadanie Higgsovho bozónu, doteraz experimentálne nepotvrdené častice predpovedanej štandardným modelom.

Dôležitou súčasťou detektora ATLAS je hadrónový kalorimeter. Jeho úlohou je meranie energie jetov (spršok častíc majúcich pôvod v partónoch (kvarky, gluóny)–najfundamentálnejších časticiach podľa súčasných predstáv). Ďalej je určený na meranie chýbajúcej priečnej hybnosti (missing p_T). Jeho parametre podstatnou mierou prispievajú k celkovej detekčnej kvalite ATLAS–u a tá ovplyvňuje urýchľovací čas potrebný na načítanie potrebného počtu fyzikálnych eventov a určuje detekčný limit pre vzácne fyzikálne javy. Parametre hadrónového kalorimetra ako energetické rozlíšenie a linearita je možné na základe znalostí fyzikálnych dejov prebiehajúcich v kalorimetri matematicky korigovať. Hlavným zdrojom zníženia kvality parametrov kalorimetra je výskyt π^0 mezónu v sprškách častíc vznikajúcich v kalorimetri.

Cieľom tejto práce poukázať na možnosť korekcie signálu z kalorimetra v rámci prístupu „event by event“ (t. j. každý event osobitne) na základe identifikácie energetického podielu π_0 v sprškách, za pomoci parametrov charakterizujúcich topológiu spršky.

Kapitola 2

Fyzikálna motivácia.

Základnou teóriou, ktorou dnes popisujeme svet elementárnych častíc je **štandardný model**, (ďalej **ŠM**). Rozdeľuje elementárne častice do troch sektorov. Stavebný materiál predstavujú fundamentálne fermióny: leptóny a kvarky (tabuľka 2.1). Tvorja zložitejšie štruktúry ako: mezóny, baryóny, atómy, ... Obe skupiny sa ešte delia na tri generácie. Silové pôsobenie medzi nimi zabezpečuje sektor intermediálnych bozónov:

- elektromagnetickú interakciu sprostredkúva fotón (kvantum elektromagnetického poľa)

generácia	1	2	3
leptóny			
náboj $-e$	e	μ	τ
E_0 [MeV]	0, 511	105, 7	1777, 0
náboj 0	ν_e	ν_μ	ν_τ
E_0 [MeV]	≈ 0	$< 0, 17$	< 24
kvarky			
náboj $\frac{2}{3}e$	u	c	t
E_0 [MeV]	2—8	1000—1600	180000 ± 12
náboj $-\frac{1}{3}e$	d	s	b
E_0 [MeV]	5—15	100—300	4100—4500

Tabuľka 2.1: Základné fermióny.

- slabú interakciu sprostredkujú $W^\pm$ a Z^0 bozóny
- silnú interakciu sprostredkujú gluóny (8 častíc s nulovou pokojovou hmotnosťou líšiacich sa farebným nábojom silnej interakcie)

Gravitácia nie je súčasťou ŠM. Kvarky interagujú silno, slabo, aj elektromagneticky, leptóny interagujú len slabo a elektromagneticky. Elektromagneticky interagujú všetky častice s elektrickým nábojom. Koncom 60-tych rokov sa podarilo zjednotiť elektromagnetickú a slabú interakciu do jednej univerzálnej elektroslabej interakcie. Jednou z úloh dnešnej fyziky je vytvorenie teórie, ktorá bude zjednocovať všetky interakcie. ŠM pomocou týchto častíc veľmi dobre popisuje pozorovateľnú hmotnú realitu. ŠM, ako bolo spomenuté, zavádza ešte tretí — Higgsov sektor. V tzv. Minimálnom modeli obsahuje len jeden skalárny Higgsov bozón H. Dôležitosť Higgsovho bozónu spočíva v tom, že podľa ŠM častice nadobúdajú hmotnosť v dôsledku svojej interakcie s Higgsovským poľom. Podľa ŠM v dnešných podmienkach nemôže Higgsov bozón existovať voľne, existuje tzv. Higgsov kondenzát, ktorý tvorí vákuum. Pre svoju veľkú úspešnosť je ŠM považovaný za vrchol ľudského poznania v oblasti prírodovedy.

Okrem ŠM existujú aj iné teórie, ktoré zjednocujú všetky typy interakcií (napr. teória superstrún, supersymetrická teória, teória veľkého zjednotenia GUT) a snažia sa vysvetliť to čo ŠM nevysvetľuje, napr.: veľké množstvo voľných parametrov ŠM, ako napríklad hmotnosti častíc alebo uhly zmiešavania, nevysvetlená hierarchizácia hmotností častíc v generáciách, počet generácií. Dnešné experimenty fyziky vysokých energií sa fokusujú na verifikácii ŠM a to hľadaním Higgsovho bozónu, skúmaním b a t kvarkov a na hľadanie fyziky za ŠM—hľadanie supersymetrických častíc, zložiek fundamentálnych fermiónov, atď.

2.1 LHC

Jeden z najprestížnejších projektov blízkej budúcnosti bude urýchľovač protón—protónových protiběžných zväzkov **LHC** (large hadron collider). Základné parametre LHC [3]:

- energia $7 \otimes 7$ TeV
- svetelnosť $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
- čas medzi zrážkami 25 ns, 10^9 interakcií za sekundu

- dĺžka urýchľovacej trasy 27 km.

Nachádza sa v CERN-e, na hraniciach Švajčiarska a Francúzska. Urýchlené zväzky sa budú križovať v 8 bodoch. Na 4 z týchto miest budú vybudované zložité detekčné systémy, ktoré budú sledovať obrovské množstvo dejov, ktoré sa dejú pri zrážkach vysokoenergetických častíc. Tieto deje zodpovedajú situácii, ktorá bola vo vesmíre v čase približne 10^{-11} s po Big-bang-u. V tomto čase pravdepodobne nastala kondenzácia Higgsovhov kondenzátu, ktorá znemožňuje pozorovať Higgsov bozón voľne. Veríme, že energie na LHC umožnia pozorovať Higgsov bozón. Na jeho hľadanie bude špecializovaný experiment **ATLAS**. Predpokladané kanále rozpadu H sú napr.:

$$H \rightarrow b\bar{b} \quad (2.1)$$

$$H \rightarrow \gamma\gamma \quad (2.2)$$

$$H \rightarrow Z\bar{Z} \quad (2.3)$$

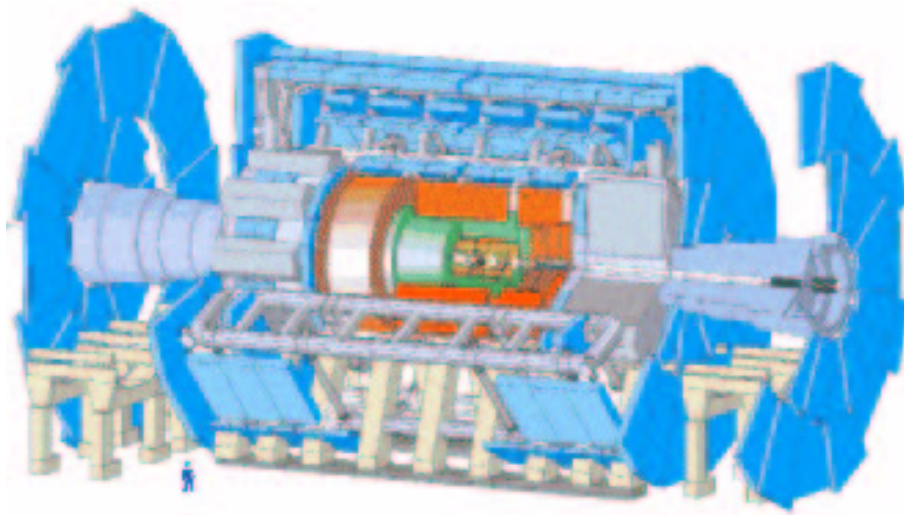
$$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^\pm, 2l^\pm 2\text{jet-y} \quad (2.4)$$

Tieto procesy bude nutné odlíšiť na veľkom prirodzenom pozadí. Aby bolo možné vôbec odlíšiť pravý signál od pozadia požadujeme faktor kvality $\frac{S}{\sqrt{B}} > 3 - 5$, (S je počet signálových eventov a B pozadových). Čím horšie rozlíšenie má detekčný systém, tým širší je signálový pík a tým väčšie pozadie pod ním. Tak samozrejme klesá faktor kvality a rastie drahý čas merania. Preto sa kladie veľký dôraz na energetické rozlíšenie detektora. Podstatnou mierou doň zasahujú kvalitatívne parametre kalorimetrickej sústavy.

Ďalšími úlohami na LHC je hľadanie ťažkých W' a Z' bozónov, supersymetrických častíc, zložiek fundamentálnych fermiónov a postup vo výskume narušenia CP symetrie v B rozpadoch.

2.2 Detektor ATLAS

Experiment **ATLAS** bude jeden z dvoch experimentov na **LHC** všeobecne zameraných na časticovú fyziku pri energii 14 TeV. Úlohou experimentu **ATLAS** je skúmať fyziku Higgsovhov bozónu, b a t kvarku, atď. [3] Celkový pohľad na detektor **ATLAS** je na obr. 2.1. **ATLAS** je typický kolajderový detektor symetrický okolo osi z . Centrálnu oblasť zaberaajú pixelové a stripové polovodičové detektory



Obrázok 2.1: Detektor ATLAS.

určené na presné stanovavenie interakčného bodu (vertexu), ďalej tzv. sekundárnych vertexov (rozpady nestabilných častíc) a na presné stopovanie (tracking) častice (t. j. určenie jej trajektórie), spolu s príslušnou elektronikou a detektory radiačných fotónov na detekciu elektrónov. Potom nasleduje elektromagnetický kalorimeter LAr (založený na báze tekutého argónu), za ním sú supravodivé magnety (v magnetickom poli sa zakrivujú trajektórie elektricky nabitých častíc, čo dovoľuje identifikovať ich náboj a pomer hmotnosti a hybnosti), kryostat, potom hadrónový kalorimeter **TileCal** a miónový detektor (poskytuje spektrometrické informácie o energii miónov a ich trajektórii). Základné požiadavky, ktoré sa kladú na detektory sú tieto:

- veľmi presná elektromagnetická kalorimetria na identifikáciu elektrónov a fotónov a meranie ich energie, doplnená precíznym stanovením energie jetov a E_T (pričná energia)
- presný tracking pri vysokej svetlosti
- presnosť pri meraniach energie miónov až do maximálnej svetlosti a schopnosť merať veľmi nízke p_T (pričná hybnosť) pri nízkych svetlostiach
- široký rozsah η (pseudorapidity)
- energetické rozlíšenie hadrónového kalorimetra do $\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%$ [GeV] pre $\eta < 3$ a do $\frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$ pre $3 < \eta < 5$

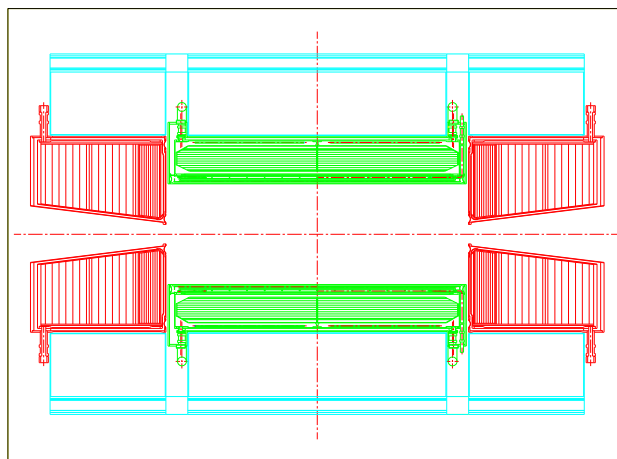
2.2.1 Úloha hadrónového kalorimetra v experimente ATLAS

V časti 2.1 bolo uvedených niekoľko predpokladaných rozpadových módov Higgsovho bozónu H . Časť z nich povedie na elektromagnetické častice a časť na jety (jet je zhluk hadrónov letiacich v úzkom kuželi, čo je typický prejav existencie kvarku v interakcii. Vzniká v dôsledku špecifických vlastností silných interakcií, ktoré nedovoľujú v dnešných podmienkach voľnú existenciu kvarku). Hlavnými úlohami kalorimetrie je preto stanoviť energiu jetu, energiu elektromagnetických častíc, priečnu energiu E_T a prispieť tak k identifikácii častice. Kalorimetrický systém sa skladá z dvoch detektorov: **elektromagnetického a hadrónového kalorimetra**. Keďže samotná častica sa v týchto detektoroch väčšinou pohltí, za hadrónovým kalorimetrom je možné detekovať len vysoko prenikavé častice, akými sú mióny alebo neutrína. Hadrónový kalorimeter slúži na detekciu všetkého, čo sa nepohlí už v elektromagnetickom kalorimetri (reálne hadróny a častice, ktoré interagujú silnou interakciou a spôsobujú hadrónové spršky) a dopĺňa informáciu z neho. Ich spoločnou úlohou je celková energetická bilancia, bez ohľadu na to, akú časticu detekujú. Rozdielna odozva kalorimetra na elektromagnetické častice a hadróny [13], čo je pre kalorimetre typické (kapitola 4), spôsobujú značné nepresnosti pri detekcii rôznych jetov od toho istého kvarku. Ako bolo uvedené, typické rozpady identifikujúce prítomnosť H vedú zväčša na elektromagnetické častice, prípadne kvarky, ktoré sa prejavajú jetmi. Predpokladá sa nízke zastúpenie týchto procesov na veľkom pozadí iných procesov, ktoré budú takisto charakterizované produkciou elektromagnetických častíc a jetov. Aby vôbec bolo možné odlíšiť pravý signál od pozadia, vyžaduje sa od detekčného systému maximálna presnosť vo všetkých jeho zložkách. Vyžaduje sa vysoké energetické a priestorové rozlíšenie, pokrytie maximálneho priestorového uhla okolo interakčného bodu, schopnosť poskytovať presné informácie vo veľkom zafaržení. Preto sa vyvíja maximálne úsilie na vylepšenie parametrov kalorimetrov.

Kapitola 3

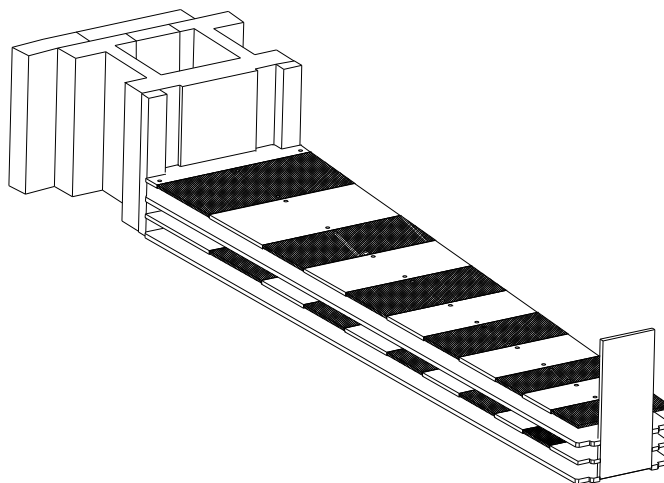
Hadrónový kalorimeter experimentu ATLAS

Hadrónový kalorimeter experimentu ATLAS sa bude skladať z piatich častí (obr. 3.1): „barrel“—centrálna časť, $2 \times$ „extended barrel“—okrajové oblasti a $2 \times$ „Forward Calorimeter“—dopredný hadrónový kalorimeter, ktorého aktívne médium tvorí kvapalný argón, pokrývajúci okrajovú oblasť v okolí urýchľovacej trubice. Geometrické rozmery jednotlivých častí budú: dĺžka barrelu 564 cm, dĺžka extended barrelu 265 cm, polomery 228–423 cm. Barrel sa v smere Φ bu-



Obrázok 3.1: Kalorimeter experimentu ATLAS.

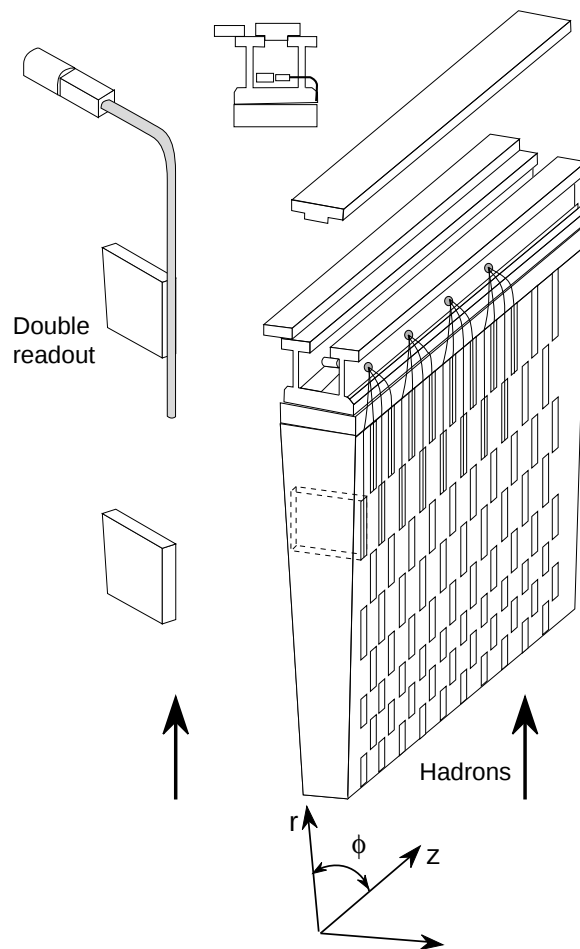
de deliť na 64 rovnakých modulov. Moduly budú tvorené 311 periódami. Jedna perióda (obr. 3.2) je tvorená dvomi nosnými platňami hrúbky 5 mm a dĺžkou rovnou dĺžke celého modulu a 22 vymedzovacími platňami s hrúbkou 4 mm, ale rôznymi dĺžkami. Na jednu nosnú platňu bude prilepených 11 vymedzova-



Obrázok 3.2: Pohľad na jednu periódu.

cích platní, čím vzniknú medzery určené pre scintilačné doštičky (tiles). Potom sa prilepí ďalšia nosná platňa, na ktorú sa zostávajúce vymedzovacie platne prilepia tak, že ležia nad miestom, kde bude scintilátor. Do takto vzniknutých priestorov budú vložené platne plastických scintilátorov hrúbky 3 mm, ktoré budú vyhotovené odlievaním a obalené reflexnou fóliou. Optický signál zo scintilačnej doštičky bude snímaný dvoma optickými vláknami na jeden scintilátor (obr. 3.3). Optické vlákna z viacerých scintilátorov budú zmiešané v optických mixéroch spolu s meracími vláknami z laserov a privedené na vstup fotonásobičov. Podľa jednotlivých dvojíc fotonásobičov bude celý hadrónový kalorimeter rozdelený na bunky, pričom sa bude merať signál z každej bunky zvlášť [8]. Monitorovací a kalibračný systém použitý v hadrónovom kalorimetre bude popísaný v časti 3.1.

Pred zhotovením konečnej varianty kalorimetra boli postupne skonštruované viaceré prototypy, na ktorých sa testovali použité materiály a zariadenia, ako aj nová konštrukcia kalorimetra. V rokoch 1993–5 bol vyrobený prototyp MODULE5. Skladal sa z piatich modulov. Všetky experimentálne dáta použité



Obrázok 3.3: Principiálna schéma modulu.

v tejto diplomovej práci boli merané v máji 1995 na tomto prototype, pričom incidentné častice boli pióny s rôznou energiou a pri meraní sa menilo miesto a uhol dopadu incidentných častíc. V roku 1998 sa uskutočnili merania na prototype kalorimetra, ktorého geometrické rozmery a štruktúra sa zhodujú (na rozdiel od **MODULE5**) s rozmermi a štruktúrou finálnej verzie kalorimetra. Na základe uvedených skutočností môžu mať dáta merané na **MODULE5** a vypočítané výsledky inú hodnotu, akú by mali v skutočnosti v experimente **ATLAS**. Ale fyzikálny princíp a teoretický obsah je ľahko aplikovateľný na **ATLAS**.

3.1 Monitorovanie a interkalibrácia kalorimetra

Kalorimeter obsahuje zariadenia, ktorých vlastnosti sa môže počas experimentu zmeniť (fotonásobiče). Tieto zmeny majú vplyv na veľkosť signálu. Aby boli výsledky experimenty interpretovateľné, obsahuje kalorimeter monitorovací a interkalibračný systém, ktorý umožňuje monitorovať vlastnosti použitých zariadení počas experimentu.

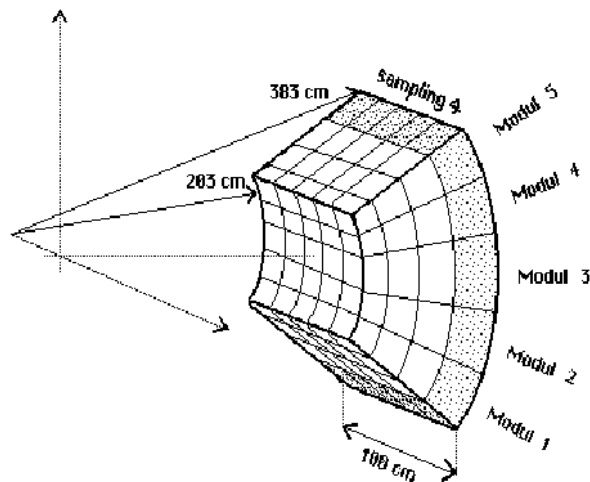
Na monitorovanie vlastností fotonásobičov bude použitá metóda jednofotónovej analýzy, pri ktorej bude na vstup fotonásobiča privedený presne definovaný signál z lasera. Z odozvy fotonásobiča na tento signál sa určia jeho základné vlastnosti: poloha piedestálu, zosilnenie, pravdepodobnosť preletu fotoelektrónu cez prvú dinódu respektíve fotoefektu na prvej dinóde, kvantová účinnosť fotokatódy... Výsledky tohoto monitorovania poslúžia na odčítanie správneho pozadia a kalibráciu.

V blízkosti všetkých scintilačných doštičiek sa budú zložitým systémom hydraulických rúriek pohybovať bodové žiariče ^{137}Cs , pomocou ktorých sa bude testovať správna funkcia všetkých scintilátorov, optických vlákien, optických mixérov, ako aj fotonásobičov. Ako bolo uvedené v časti 3, na vstup jedného fotonásobiča sú privedené optické vlákna z viacerých scintilačných doštičiek. Tak, ako bude žiarič ^{137}Cs putovať v blízkosti jednotlivých scintilátorov, bude sa periodicky meniť výstupný signál z fotonásobiča. Nepravideľnosti, ktoré by sa vyskytli v tomto signále, by poukazovali na zlú funkciu niektorého komponentu [11].

3.2 Prototyp hadrónového kalorimetra

MODULE5

Ako bolo uvedené v časti 3, prototyp MODULE5 sa skladá z piatich modulov, ktorých rozmery sú odlišné od modulov ATLAS-u [5]. Ich dĺžka bola 102,6 cm, polomery 203 a 383 cm. Počet vymedzovacích platní umiestnených na nosnej platni bol 18, všetky mali rovnakú dĺžku 10 cm. Moduly sa skladali z 57 periód. Prototyp MODULE5 (obr. 3.4) sa logicky členil na moduly, samplingy, towery a bunky („cells“). Jednotlivé samplingy zodpovedajú vrstvám s 3, 4, 5 a 6-imi vymedzovacími platňami. Na jednu bunku pripadajú dva fotonásobiče. Čelo



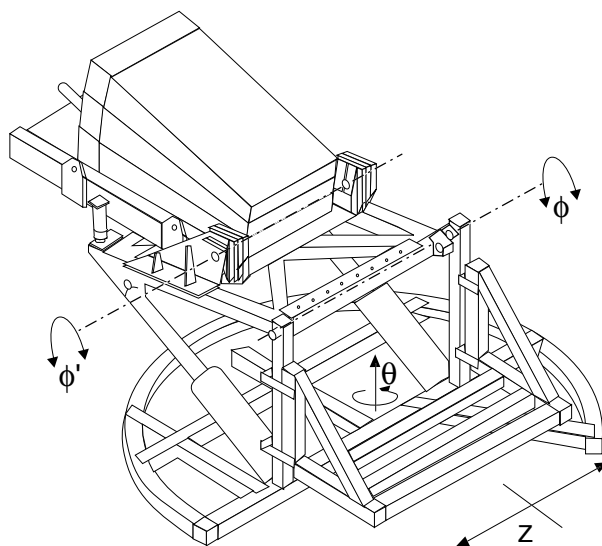
Obrázok 3.4: Prototyp MODULE5.

kalorimetra malo plochu približne 10000 cm^2 . [9]

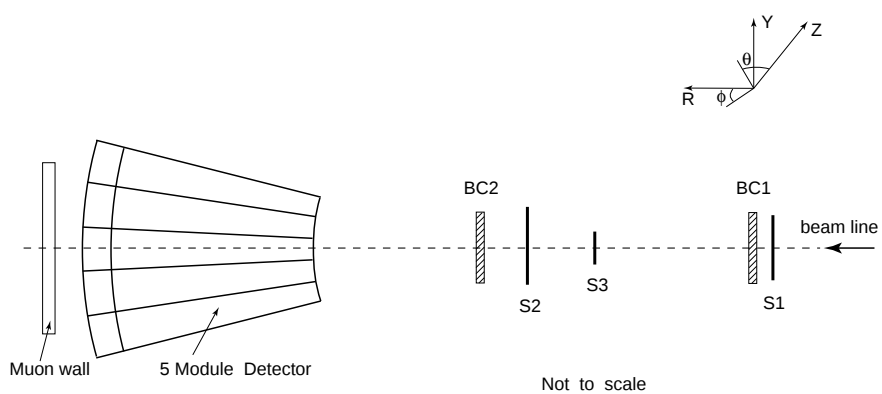
3.3 Testovací RUN

Prototyp hadrónového kalorimetra MODULE5 bol umiestnený na pohyblivej konštrukcii (obr. 3.5), ktorá umožňovala nastaviť rôzne miesta a uhly dopadu častíc vzhľadom na os zväzku [7]. Schématické rozmiestnenie detektorov je na obrázku 3.6. Pred prototypom MODULE5 sa nachádzali tri scintilačné detektory S1 – S3, ktoré vymedzili zväzok na priemer 20 mm a dve časovo–projekčné komory BC1 a BC2, ktoré presne lokalizovali miesto dopadu častíc na čelo detektora. Za prototypom MODULE5 sa nachádzali 3 miónové detektory („Muon wall“), ktoré neprekrývali celú zadnú stenu. Boli to scintilačné detektory určené na detekciu minimálne ionizujúcich častíc, ktoré zároveň slúžili na posúdenie priečnych a pozdĺžnych únikov častíc z MODULE5.

Testovanie sa uskutočnilo vysokoenergetickými elektrónmi, miónmi a piónmi. Výstupné signály z detektorov sa ukladali na magnetické pásky. Uložené výsledky umožňujú použiť rôznu „offline“ analýzu a porovnanie rôznych metód analýzy.



Obrázok 3.5: Umiestnenie prototyp MODULE5 počas testovania.



Obrázok 3.6: Schéma testovacieho RUN-u.

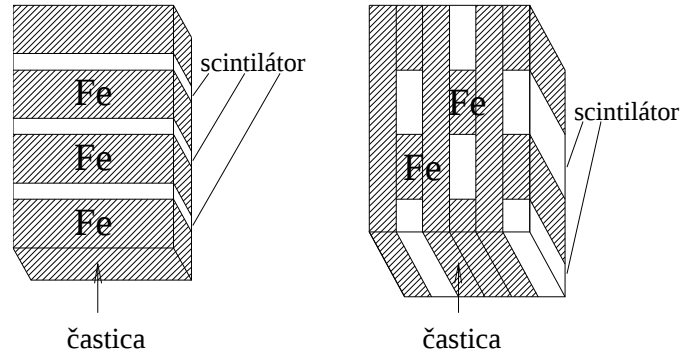
Kapitola 4

Kalorimetria

Kalorimeter je zariadenie, ktoré konverguje celkovú energiu častíc na merateľný elektrický signál. Principiálne je to blok látky, ktorý pohltí incidentnú časticu, a ktorého hrúbka je dostatočná pre vznik interakcie a uloženie celej energie incidentnej častice vnútri objemu detektora. Väčšina incidentnej energie je rozptýlená a objaví sa v podobe lavíny. Malá časť uloženej energie je detekovateľná ako signál od mnohých častíc (napr. scintilačné a Čerenkovovo žiarenie, alebo ionizačný prúd) úmerný incidentnej energii.

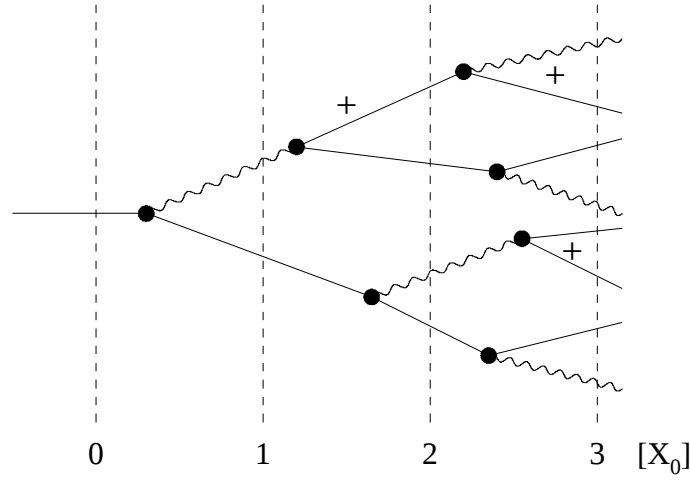
Podľa štruktúry rozdelíme kalorimetre na dva typy, na homogénne a zložené. Homogénny kalorimeter sa skladá len z aktívneho prostredia, ktoré poskytuje merateľný signál, v druhom type sa časť energie ukladá v pasívnom médiu, ale meria sa len signál od energie uloženej v aktívnom médiu. Podľa typu detekovaných častíc kalorimetre rozdelujeme na elektromagnetické a hadrónové.

Hadrónový kalorimeter sa skladá z pasívneho média s veľkým Z —napr. železa alebo olova a z aktívneho média, najčastejšie z plastických scintilátorov. Tieto média sú v priestore rozmiestnené striedavo, aby sa dosiahla čo najväčšia homogenita. Existujú dva typy konštrukcie kalorimetrov a to: **Sci-Fi** kalorimeter (*Scintilating Fibres*), kde aktívne prostredie tvoria scintilačné vlákna natiahnuté v bloku pasívneho média, najčastejšie olova; a **Tile** kalorimeter, v ktorom aktívne aj pasívne prostredie majú podobu striedajúcich sa platní. Doteraz sa v experimente používalo paralelné usporiadanie platní so zväzkom incidentných častíc (obrázok 4.1), v prípade hadrónového kalorimetra experimentu ATLAS sú platne usporiadané kolmo na os zväzku.



Obrázok 4.1: Staré a nové usporiadanie Tilov.

Podľa typu incidentnej častice, respektíve podľa typu spŕšky, ktorú vyvoláva, sa častice rozdeľujú na elektromagnetické častice a hadróny. Elektromagnetická častica produkuje pri interakciách len elektromagnetické častice, či už v tvorbe e^+e^- párov, alebo pri ionizácii atómov, spojenej s únikom elektrónov a emisiou fotónov, alebo v podobe γ kvánt brzdného žiarenia elektrónov a δ elektrónov. Jadrové efekty je možné zanedbať. Klasická zjednodušená predstava o procesoch pri vzniku elektromagnetických spŕšok je taká, že incidentná častica napr. e^- pri interakcii s elektromagnetickým poľom jadra vyžiari brzdný fotón, ten prejde bez interakcie istú dráhu, ktorá je porovnateľná s radiačnou dĺžkou, vyprodukuje buď e^- , alebo pár e^+e^- a proces sa opakuje (obr. 4.2). V praxi sa ale uplatňuje fakt, že podstatnú časť energie primárnej častice nesú nízkoenergetické ($\approx \text{MeV}$) elektróny vybudené brzdným žiarením. Ich dolet je veľmi malý, takže do výsledného signálu prispieva tá časť týchto elektrónov, ktoré vznikajú veľmi blízko rozhrania pasívneho a aktívneho média, alebo v aktívnom médiu. Čím homogénnejší máme kalorimeter, tým viac striedajúcich sa vrstiev oboch médií sa v ňom musí nachádzať, a tým pádom aj viac rozhraní medzi nimi. Tak narastá vklad mäkkých elektrónov do signálu. Ďalším dôsledkom tohto javu je, že v jednotlivých vrstvách (v smere hybnosti incidentnej častice) signál málo závisí od signálu z predchádzajúcich vrstiev. Tieto fakty sú overené simuláciami Monte Carlo [3], [14] a potvrdzované meraniami na existujúcich detektoroch [12]. Linearita signálu v závislosti od energie incidentnej elektromagnetickej častice je veľmi dobrá, rozlíšenie rastie s počtom a plochou striedajúcich sa médií.



Obrázok 4.2: Jednorozmerný kaskádny model elektromagnetickej spŕšky.

Geometrické parametre elektromagnetických spŕšok sú dobre popísané. Pričný polomer spŕšky je škálovaný Molièrovym polomerom:

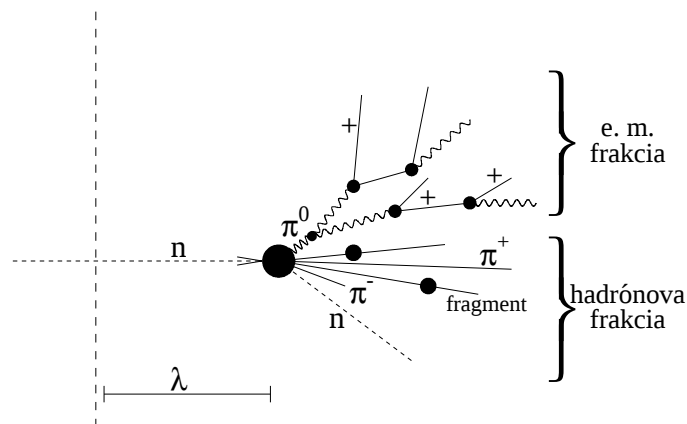
$$R_m = \frac{X_0 \cdot E_S}{E_C} \quad (4.1)$$

kde X_0 je radiačná dĺžka, t. j. dĺžka na ktorej vysokoenergetický elektrón stratí $1/e$ svojej energie brzdným žiarením. E_C je kritická energia [MeV], pri ktorej sú energetické straty ionizáciou rovnaké ako straty brzdným žiarením.

$$E_S = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} \cdot m_e c^2 = 21,2 \text{ MeV} \quad (4.2)$$

Vo valci s polomerom $1 \times R_m$ bude uložených 90 % energie incidentnej častice, pre $3,5 \times R_m$ to bude 99 %.

V prípade hadrónu ako incidentnej častice pri silných interakciách hadrónov s jadrami rozptylových atómov vznikajú ako sekundárne častice v najväčšej miere zasa hadróny, pričom priama produkcia elektromagnetických častíc je zanedbateľná (obr. 4.3). Elektromagnetické častice sa výrazne produkujú len pri rozpade π^0 (bude diskutované neskôr). Pri jadrových reakciách často dochádza k reakciám s vyžiarovaním častíc, alebo k rozpadu jadra. Časť energie incidentnej častice sa spotrebuje do podoby väzbovej energie. Takto dochádza na rozdiel od elektromagnetických častíc ku „strate energie“ – t. j. úbytku energie sekundárnych častíc. Ak vezmeme do úvahy ešte aj to, že v prípade hadrónu nesú veľké množstvo energie neutróny, ktoré môžu uniknúť z telesa kalorimetra, alebo ju



Obrázok 4.3: Rozvoj hadrónovej spršky.

nesú krátkodoletové štiepne produkty, ktoré vznikajú v látke s veľkým Z , teda v pasívnom médiu, je v prípade hadrónu podiel energie odovzdanej aktívnemu médiu (meraná energia) menší ako pre elektromagnetickú časticu. V snahe potlačiť takýto úbytok energie sa v niektorých experimentoch použili ako pasívne médiá materiály obohatené uránom, čo partikulárne viedlo k opačnému efektu. Pri interakciách hadrónov s jadrami uránu dochádza k zvyšovaniu stredného počtu neutrónov. Neutróny efektívne odovzdávajú svoju energiu látkam bohatých na vodík (pružný $n-p$ rozptyl) a v látke s veľkým Z (v pasívnom médiu) sa rozptyľujú s malou stratou energie. Tým efektívne transformujú svoju energiu na signál. Úspešnosť tejto metódy je podmienená kvalitnou detekciou neutrónov, preto musí aktívne médium obsahovať veľké množstvo vodíka. Ako bolo spomenuté, kaskády spôsobené hadrónom nie sú nikdy „úplne“ čisté, t. j. iba hadrónové, ale obsahujú aj nezanedbateľnú elektromagnetickú zložku v dôsledku existencie a vlastností π^0 . Jeho polčas rozpadu je mimoriadne krátky $8,4 \times 10^{-17}$ s. Aj pri relativistickej energii 135 GeV, kedy dosiahne tisíc násobok svojej hmotnosti, stredná vzdialenosť, ktorú preletí je $\approx 0,025$ mm, je môžeme povedať, že z hľadiska experimentu sa všetky π^0 rozpadnú priamo v mieste vzniku. Všetky rozpadové módy π^0 však vedú ku vzniku elektromagnetických častíc. Takto vzniká elektromagnetická časť spršky.

Pre signál z detektora môžeme písať:

$$S_e = e \cdot E_{inc} \quad (4.3)$$

ak sa celá energia incidentnej častice skonvertovala do elektromagnetických častíc, a:

$$S_h = h \cdot E_{inc} \quad (4.4)$$

ak sa celá energia incidentnej častice skonvertovala do hadrónov. E_{inc} je energia incidentnej častice, S je signál z detektora, e predstavuje koeficient konverzie energie na vytvorený náboj pre elektromagnetickú frakciu spršky a h je konverzný koeficient pre hadrónovú frakciu spršky. Koeficienty e a h závisia od materiálov, z ktorých je detektor skonštruovaný, ale aj od uhla a miesta dopadu incidentnej častice, pretože efektívnosť detekcie súvisí s dĺžkou dráhy, ktorú častice preletia v pasívnom médiu. Vzhľadom na „stratu meranej energie“ v prípade hadrónov môžeme povedať, že koeficient konverzie energie na elektrický signál z kalorimetra je pre hadróny nižší ako pre elektromagnetické častice: $e/h > 1$. Tento jav sa nazýva „**nekompenzovanosť**“ kalorimetra. Pre kompenzovaný kalorimeter platí: $e/h \approx 1$.

Závislosť signálu od incidentnej energie je pre elektromagnetické častice plne popísané vzorcom (4.3). Pre závislosť signálu od incidentnej energie pre hadrón všeobecne platí:

$$S = E_e \cdot e + E_h \cdot h \quad (4.5)$$

kde prvý člen zodpovedá energii elektromagnetických častíc, teda energetickému podielu π^0 , druhý člen zodpovedá hadrónom.

$$E_h = E_{inc} - E_e \quad (4.6)$$

$$f_{\pi^0}(E_{inc}) = \frac{E_e}{E_{inc}} \quad (4.7)$$

$$S = h \cdot \left[1 + \left(\frac{e}{h} - 1 \right) \cdot f_{\pi^0}(E_{inc}) \right] \cdot E_{inc} \quad (4.8)$$

kde E_{inc} [GeV] je energia incidentného hadrónu, E_e je energia elektromagnetických častíc spršky, $f_{\pi^0}(E_{inc})$ je funkcia parametrizujúca energetický podiel π^0 .

Z experimentu ako aj z teoretických modelov vyplýva, že pomer energie odovzdanej π^0 mezónu rastie **nelineárne** s energiou incidentnej častice, čo spôsobuje:

1 nelinearitu signálu od energie pre hadróny (viď (4.8)).

Funkcia (4.7) parametrizujúca energetický podiel π^0 je podľa Wigman-

sa [1]:

$$f_{\pi^0} = 0,11 \cdot \log \left(\frac{E_{inc}}{1 [\text{GeV}]} \right) \quad (4.9)$$

alebo podľa Grooma [2]:

$$f_{\pi^0} = 1 - \left(\frac{1 [\text{GeV}]}{E_{inc}} \right)^{0,85} \quad (4.10)$$

2 zhoršenie rozlíšenia v dôsledku veľkých fluktuácií energetického podielu π^0 v sprške a deformáciu signálu od Gaussovho rozdelenia.

Ak by $e/h = 1$, potom by druhý člen vo vzťahu (4.8) vymizol a signál by nebol ovplyvnený výskytom π^0 . To privádza k potrebe kompenzovať kalorimeter. Inou možnosťou je pre $e/h \neq 1$ nejakým spôsobom potlačiť nelinearitu $f_{\pi^0}(E_{inc})$.

Sumárne: linearita aj rozlíšenie hadrónového kalorimetra sú horšie pri detekcii hadrónov oproti elektromagnetickým časticiam. Hadrónové spršky nie sú v súčasnosti dobre popísané, t. j. neexistuje pre ne obdoba Molièrovho polomeru. Vo všeobecnosti sa priečne aj pozdĺžne parametre spršky škálujú interakčnou dĺžkou λ_I , ktorá je hrubo daná ako:

$$\lambda_I = 35 \cdot A^{1/3} [\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}] \quad (4.11)$$

kde A je atómové číslo rozptyľového materiálu. Ďalším javom, na ktorý nemožno zabudnúť, je únik energie z kalorimetra. Hoci v praxi je dĺžka celého kalorimetrického systému blízko $10 \lambda_I$, čo by malo zabezpečiť uloženie 99 % energie v telese kalorimetra, pravdepodobnosť úniku nie je zanedbateľná a treba použiť korekciu. Informáciu o úniku poskytujú miónové detektory umiestnené za kalorimetrom.

Rozlíšenie detektora sa dá parametrizovať takto:

$$\eta = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \quad (4.12)$$

Kde prvý faktor predstavuje stochastický člen a druhý konštantný. Stochastický člen vzniká v dôsledku toho, že detekcia energie je štatistický jav. Môžeme si ho predstaviť tak, že energia incidentnej častice sa rozdelí do N nízkoenergetických kvánt, ktorých pohltenie v aktívnom médiu je jav s Poissonovým rozdelením. Počet týchto kvánt je úmerný E_{inc} . Fluktuácie počtu zaregistrovaných kvánt, a teda výstupného signálu sú úmerné $\sqrt{N}$, teda $\sqrt{E_{inc}}$. Konštantný člen vnáša rôzne ďalšie vplyvy spôsobujúce fluktuácie signálu, z ktorých najdôležitejší je nehomogenita detektora a pod.

Kapitola 5

Parametrizácia experimentálnych dát

Ako bolo spomenuté v kapitole 4, veľkosť signálu pri konštantnej energii incidentnej častice závisí od energetického zastúpenia π^0 v sprške. Vzhľadom na to, že spršky elektromagnetických častíc sú užšie ako v prípade hadrónov, môžeme predpokladať, že energetické zastúpenie π^0 v sprške súvisí so stredným pričným polomerom spršky r_t :

$$r_t = \frac{\sum S_i \cdot r_i}{\sum S_i} \quad (5.1)$$

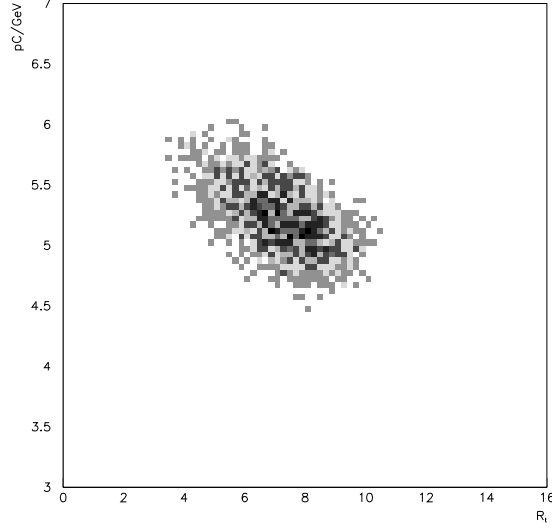
kde S_i je signál i -tej bunky a r_i vzdialenosť i -tej bunky kalorimetra od osi spršky (os spršky je stotožnená s vektorom rýchlosti incidentnej častice).

Obrázok 5.1 je typickým príkladom nameraných experimentálnych dát z prototypu hadrónového kalorimetra. Je vidieť, že signál pri menšom polomere r_t je väčší ako pri väčšom. Táto skutočnosť zhoršuje energetické rozlíšenie kalorimetra. Tento problém môžeme riešiť zovšeobecnením funkcie $f_{\pi^0}(E_{inc})$ na $F_{\pi^0}(E_{inc}, r_t)$, teda na funkciu závislú nielen od E_{inc} , ale aj od r_t [15]. Vzťah 4.8 po úprave bude mať tento tvar:

$$S = h \cdot \left[1 + \left(\frac{e}{h} - 1 \right) \cdot F_{\pi^0}(E_{inc}, r_t) \right] \cdot E_{inc} \quad (5.2)$$

Funkciu $F_{\pi^0}(E_{inc}, r_t)$ faktorizujeme nasledujúcim spôsobom:

$$F_{\pi^0}(E_{inc}, r_t) = f_{\pi^0}(E_{inc}) \cdot F(r_t) \quad (5.3)$$



Obrázok 5.1: Závislosť odozvy na r_t

kde funkciu $F(r_t)$ sme vybrali v tvare:

$$F(r_t) = c \cdot \left(\frac{R_m - r_t}{R_m - R_0} \right)^\alpha \quad (5.4)$$

Táto funkcia popisuje energetické zastúpenie π^0 v spŕške ako funkciu geometrických rozmerov spŕšky. Preintegrovaním funkcie 5.2 podľa r_t získame pôvodnú funkciu 4.8:

$$S(E_{inc}) = \int S(E_{inc}, r_t) \cdot w(r_t) \cdot dr_t \quad (5.5)$$

kde $w(r_t)$ je hustota pravdepodobnosti pre r_t . Po integrovaní získame veľkosť konštanty c použitej vo vzťahu 5.4:

$$f_{\pi^0}(E_{inc}) \cdot c = 1 \quad (5.6)$$

Stredná odozva (signál) kalorimetra ako funkcia r_t má nasledovné prirodzené limity:

$$\lim_{r_t \rightarrow R_m} (S) = h \cdot E_{inc} \quad (\text{Čistá hadrónová energia}) \quad (5.7)$$

$$\lim_{r_t \rightarrow R_0} (S) = e \cdot E_{inc} \quad (\text{Čistá elektromagnetická energia}) \quad (5.8)$$

Predĺžením funkcie 5.4 mimo oblasť $\langle R_0, R_m \rangle$ získame výsledný vzťah:

$$S = \begin{cases} E_{inc} \cdot p_1, & \text{pre } r_t < R_0 \\ E_{inc} \cdot p_1 \cdot p_2 \cdot \left(1 + \left(\frac{1}{p_2} - 1\right) \cdot \left(\frac{R_m - r_t}{R_m - R_0}\right)^\alpha\right), & \text{pre } R_0 \leq r_t \leq R_m \\ E_{inc} \cdot p_1 \cdot p_2, & \text{pre } r_t > R_m \end{cases} \quad (5.9)$$

kde v korešpondencii s rovnicou 4.8 $p_1 = e$, $p_2 = h/e$; R_0 predstavuje stredný polomer spŕšky, pri ktorom sa v spŕške vyskytujú len elektromagnetické častice a R_m je polomer nasýtenia, pri ktorom je energetické zastúpenie π^0 zanedbateľné. Energetická závislosť funkcie f_{π^0} je skrytá v uvedených parametroch, ktoré nemusia byť konštantné.

Uvedená definícia r_t (5.1) a funkcie $F(r_t)$ (5.4) nie sú jediné, ktorými sa dá parametrizovať energetické zastúpenie π^0 v hadrónovej spŕške. Ďalšie možnosti sú uvedené v [15].

5.1 Popis experimentálnych dát

Ako bolo už spomenuté v kapitole 3, všetky dáta použité v tejto diplomovej práci boli získané v máji a júny 1995 na prototype hadrónového kalorimetra **MODULE5** a uložené na magnetických páskach. Incidentné častice boli **pióny**. Uložené dáta pre jeden event tvoria signály zo všetkých fotonásobičov, z 3 scintilačných detektorov, z 2 časovo–projekčných komôr, z 3 miónových stien, ale aj pomocné signály, ktoré informujú o tom, či daný event bol fyzikálny alebo kalibračný (napr. signál z lasera). Daný event sme akceptovali, ak bol fyzikálny a spĺňal tieto podmienky:

- signál zo scintilačných detektorov a časovo–projekčných komôr bol v hraniciach píku väčšiny eventov daného detektora [10] (odstránenie súčasného dopadu 2 častíc do kalorimetra)
- celkový signál dosiahol určité minimum pre danú energiu (odstránenie miónových eventov)
- signál v prvom samplingu dosiahol 5 % celkového signálu (začiatok hadrónovej spŕšky bol v prvom samplingu)

Uvedené obmedzenia zaistia, že do kalorimetra naozaj dopadol pión a vyprodukoval hadrónovú spŕšku.

5.2 Hľadanie optimálnych parametrov

Použitím R_0 a R_m , ktoré boli predpokladané ako optimálne pre jednotlivé energie a miesta dopadu incidentnej častice, sme fitom našli parametre p_1 , p_2 a α . Výsledky fitu sme použili na výpočet energetického rozlíšenia kalorimetra bez korekcie (priamo z experimentálnych dát) a korigovaného (použitím funkcie 5.9). Výsledky fitu sú uvedené v tabuľkách 5.1 a 5.2, príklady fitov na obrázkoch 5.2 a 5.3 a energetická závislosť parametrov p_1 , p_2 a α na obrázkoch 5.4–5.6.

5.2.1 Analýza výsledkov

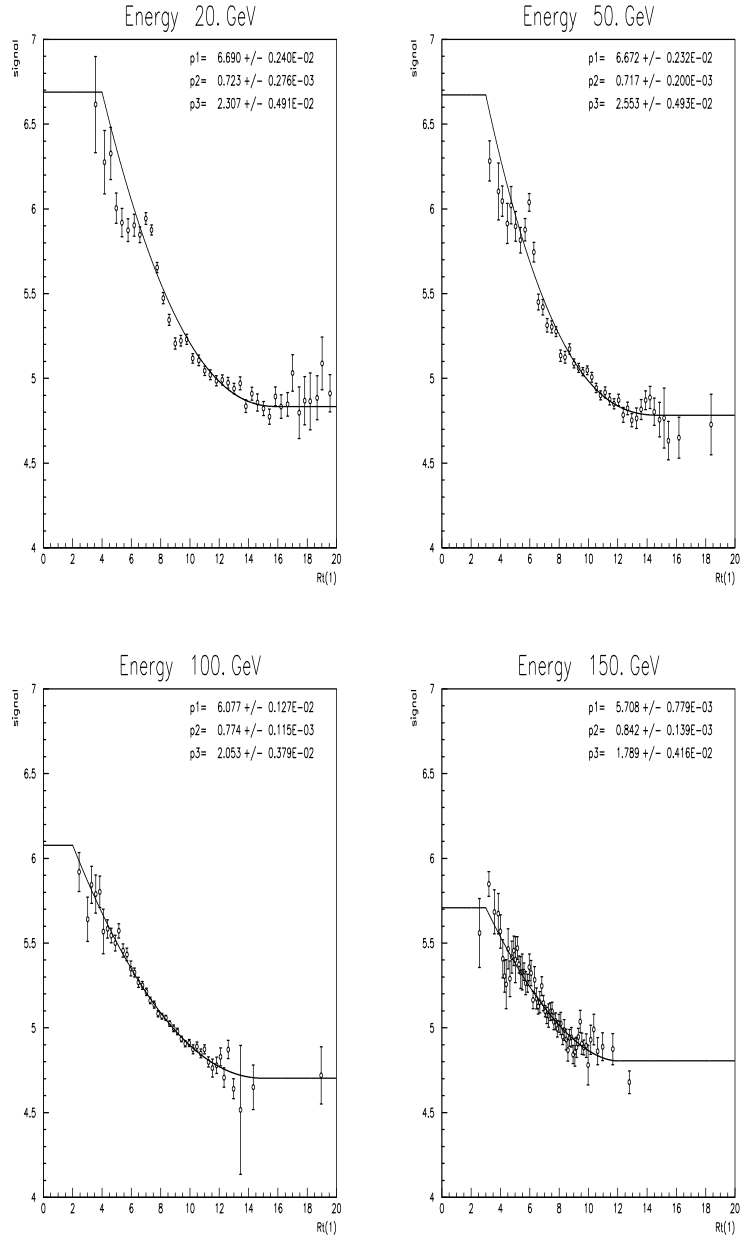
Energetické rozlíšenia kalorimetra sa korekciou signálu funkciou 5.9 zlepšilo pri všetkých energiách. Parametre p_1 a p_2 môžeme považovať za konštantné, resp. slabozávislé od energie, parameter α má skôr klesajúcu tendenciu s incidentnou energiou. Na obrázkoch s príkladmi fitov a experimentálnymi dátami je vidieť, že v oblasti veľkých r_t sa nachádza oblasť nasýtenia, v ktorej veľkosť signálu nezávisí na veľkosti r_t . Funkcia 5.9 má priebeh, ktorý umožňuje zvoliť R_m väčšie, ako je začiatok oblasti nasýtenia (v strednej oblasti funkcie sa pre $\alpha > 1$ a $r_t \rightarrow R_m$ smernica funkciu blíži k 0, dĺžka oblasti funkcie, pri ktorej môžeme považovať jej smernicu za nulovú, závisí na parametre α , preto sa vyskytuje korelácia medzi parametrami R_m a α). V okolí $r_t = 8$ cm sa pri niektorých energiách vyskytuje oblasť s väčším signálom, ako by zodpovedal hladkému priebehu závislosti veľkosti signálu od pričného polomeru spršky. Táto oblasť pravdepodobne súvisí s konečnou granularitou kalorimetra a pravidelnosťou rozmiestnenia buniek detektora v priestore. V oblasti malých r_t sa nenachádza nasýtenie, pravdepodobnosť vyprodukovania čisto elektromagnetickej spršky hadrónom je zanedbateľná. Experimentálna najmenšia hodnota r_t (pre jednu energiu) nemusí zodpovedať polomeru elektromagnetickej spršky, R_0 môže byť menšie ako r_t minimálne.

RUN	E_{inc} [GeV]	z [cm]	ϑ [°]	R_0 [cm]	R_m [cm]	$rozl\acute{s}enie$ [%]	$nekorig. rozl.$ [%]
31147	20	-8	10,0	4,0	16,0	$12,50 \pm 0,14$	$13,50 \pm 0,15$
31227	10	-8	10,0	4,0	14,0	$20,30 \pm 0,23$	$21,10 \pm 0,24$
31011	50	-8	10,0	3,0	15,0	$8,50 \pm 0,12$	$9,30 \pm 0,13$
31063	100	-8	10,0	2,0	15,0	$6,30 \pm 0,08$	$6,90 \pm 0,09$
31256	150	-8	10,0	3,0	12,0	$5,80 \pm 0,18$	$6,60 \pm 0,20$
30862	180	-8	10,0	2,0	12,0	$5,30 \pm 0,07$	$5,80 \pm 0,07$
30519	200	-8	10,0	2,0	12,0	$5,10 \pm 0,07$	$6,00 \pm 0,08$
30829	300	-8	10,0	3,0	13,0	$4,70 \pm 0,07$	$5,40 \pm 0,08$
31007	50	-8	2,5	7,0	15,0	$9,20 \pm 0,15$	$9,60 \pm 0,16$
31009	50	-8	5,0	6,0	15,0	$10,00 \pm 0,16$	$10,40 \pm 0,16$
31017	50	-20	20,0	7,0	15,0	$7,80 \pm 0,10$	$8,80 \pm 0,12$
31018	50	-20	25,0	5,0	15,0	$7,60 \pm 0,11$	$8,60 \pm 0,12$
31019	50	-40	30,0	9,0	15,0	$7,30 \pm 0,10$	$8,70 \pm 0,12$
31076	100	-6	10,0	4,0	14,0	$6,40 \pm 0,09$	$7,00 \pm 0,10$
31089	100	-28	10,0	4,0	14,0	$6,50 \pm 0,13$	$7,20 \pm 0,14$
31094	100	-20	10,0	4,0	14,0	$6,60 \pm 0,13$	$6,90 \pm 0,14$
31095	100	-18	10,0	6,0	14,0	$6,80 \pm 0,14$	$6,90 \pm 0,14$
31096	100	-16	10,0	7,0	14,0	$6,60 \pm 0,12$	$7,00 \pm 0,14$
31097	100	-14	10,0	6,0	14,0	$6,30 \pm 0,13$	$6,70 \pm 0,13$
31099	100	-12	10,0	6,0	14,0	$6,20 \pm 0,12$	$6,70 \pm 0,14$
31101	100	-10	10,0	5,0	14,0	$6,30 \pm 0,13$	$7,00 \pm 0,14$
31102	100	-4	10,0	4,0	14,0	$6,70 \pm 0,13$	$6,80 \pm 0,13$
31103	100	-2	10,0	2,0	14,0	$6,70 \pm 0,13$	$7,10 \pm 0,15$
31104	100	0	10,0	6,0	14,0	$6,90 \pm 0,14$	$7,00 \pm 0,14$
31105	100	2	10,0	6,0	14,0	$6,60 \pm 0,14$	$7,00 \pm 0,15$

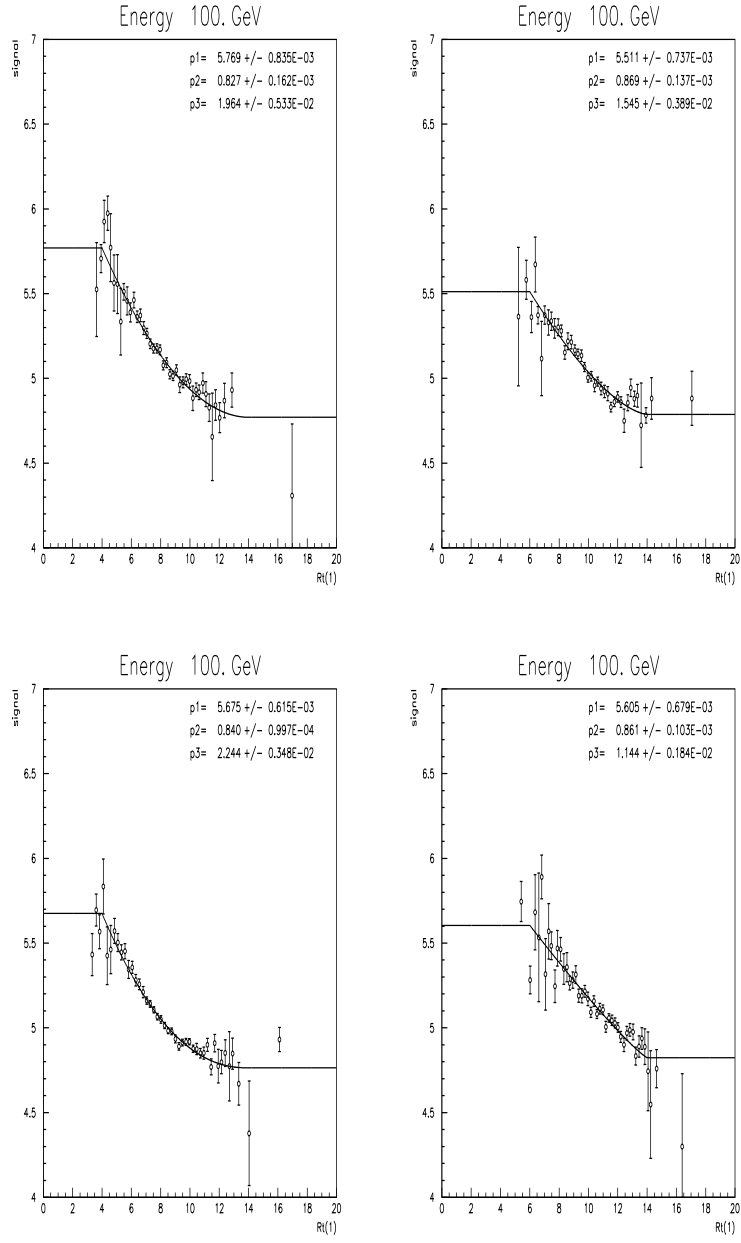
Tabuľka 5.1: Tabuľka predpokladaných hodnôt R_0 a R_m a rozlíšenia kalorimetra pred a po korekcii.

RUN	p_1	p_2	α	$h(= p_1 \cdot p_2)$
31147	$6,6900 \pm 0,0024$	$0,7230 \pm 0,0003$	$2,3071 \pm 0,0049$	$4,8369 \pm 0,0027$
31227	$5,4850 \pm 0,1220$	$0,7480 \pm 0,0593$	$1,1068 \pm 1,5200$	$4,1028 \pm 0,3378$
31011	$6,6720 \pm 0,0023$	$0,7170 \pm 0,0002$	$2,5535 \pm 0,0049$	$4,7838 \pm 0,0021$
31063	$6,0770 \pm 0,0013$	$0,7740 \pm 0,0001$	$2,0528 \pm 0,0038$	$4,7036 \pm 0,0012$
31256	$5,7080 \pm 0,0008$	$0,8420 \pm 0,0001$	$1,7888 \pm 0,0042$	$4,8061 \pm 0,0009$
30862	$5,8080 \pm 0,0008$	$0,8240 \pm 0,0001$	$1,0718 \pm 0,0030$	$4,7858 \pm 0,0009$
30519	$5,9120 \pm 2,2000$	$0,7780 \pm 0,7390$	$1,0008 \pm 4,2700$	$4,5995 \pm 4,6923$
30829	$5,8810 \pm 2,2000$	$0,7880 \pm 0,7380$	$1,0076 \pm 4,2100$	$4,6342 \pm 4,6736$
31007	$5,7850 \pm 0,0016$	$0,8310 \pm 0,0002$	$2,2182 \pm 0,0064$	$4,8073 \pm 0,0018$
31009	$5,8680 \pm 1,0500$	$0,8140 \pm 0,2240$	$2,9474 \pm 2,6200$	$4,7766 \pm 1,5679$
31017	$5,8460 \pm 0,0011$	$0,8260 \pm 0,0002$	$1,9991 \pm 0,0046$	$4,8288 \pm 0,0015$
31018	$6,1250 \pm 0,0020$	$0,7760 \pm 0,0002$	$1,7906 \pm 0,0036$	$4,7530 \pm 0,0020$
31019	$5,7750 \pm 0,0013$	$0,8340 \pm 0,0002$	$1,2632 \pm 0,0028$	$4,8163 \pm 0,0016$
31076	$5,6750 \pm 0,0006$	$0,8400 \pm 0,0001$	$2,2435 \pm 0,0035$	$4,7670 \pm 0,0008$
31089	$5,7690 \pm 0,0008$	$0,8270 \pm 0,0002$	$1,9644 \pm 0,0053$	$4,7710 \pm 0,0013$
31094	$5,6980 \pm 2,0800$	$0,8410 \pm 0,5760$	$1,0600 \pm 4,5600$	$4,7920 \pm 3,7191$
31095	$5,6590 \pm 0,0007$	$0,8540 \pm 0,0002$	$1,0000 \pm 0,0000$	$4,8328 \pm 0,0013$
31096	$5,6290 \pm 0,0007$	$0,8500 \pm 0,0002$	$1,0000 \pm 0,0000$	$4,7847 \pm 0,0013$
31097	$5,4550 \pm 0,0007$	$0,8750 \pm 0,0002$	$1,0000 \pm 0,0000$	$4,7731 \pm 0,0013$
31099	$5,5110 \pm 0,0007$	$0,8690 \pm 0,0001$	$1,5450 \pm 0,0039$	$4,7891 \pm 0,0008$
31101	$5,5600 \pm 0,0007$	$0,8450 \pm 0,0002$	$1,4881 \pm 0,0049$	$4,6982 \pm 0,0013$
31102	$5,5040 \pm 0,0007$	$0,8730 \pm 0,0001$	$1,9145 \pm 0,0048$	$4,8050 \pm 0,0008$
31103	$5,6150 \pm 0,0002$	$0,8400 \pm 0,0001$	$1,0540 \pm 0,0008$	$4,7166 \pm 0,0006$
31104	$5,5200 \pm 0,0009$	$0,8720 \pm 0,0001$	$1,5607 \pm 0,0055$	$4,8134 \pm 0,0010$
31105	$5,6050 \pm 0,0007$	$0,8610 \pm 0,0001$	$1,1436 \pm 0,0018$	$4,8259 \pm 0,0008$

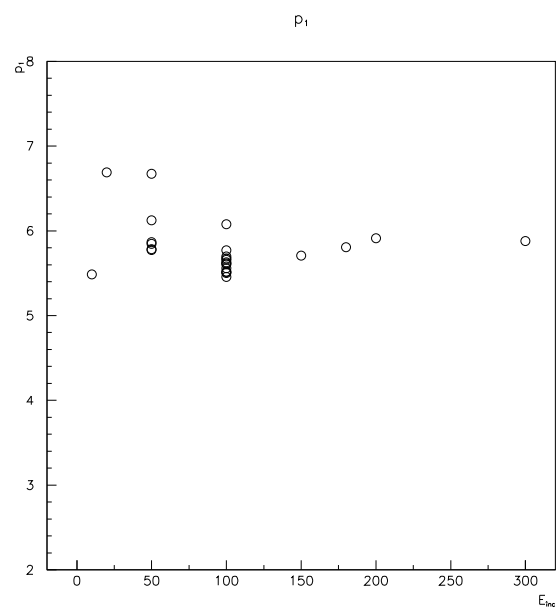
Tabuľka 5.2: Tabuľka hodnôt parametrov p_1 , p_2 a α získaných lokálnym fitom.



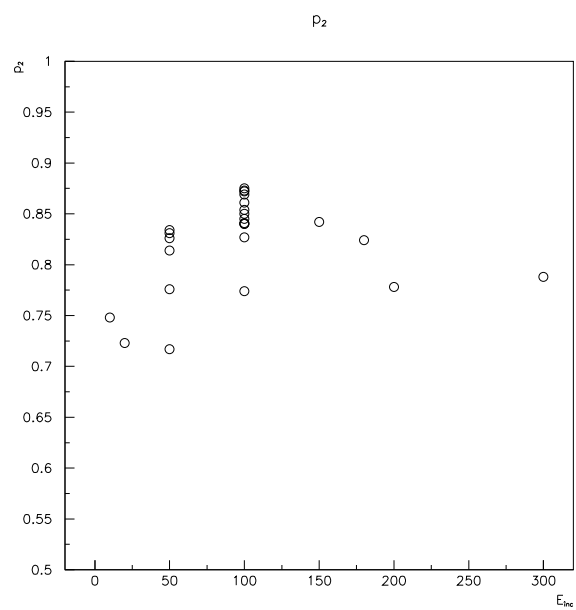
Obrázok 5.2: Príklady fitov ($z = -8$ cm, $\vartheta = 10^\circ$).



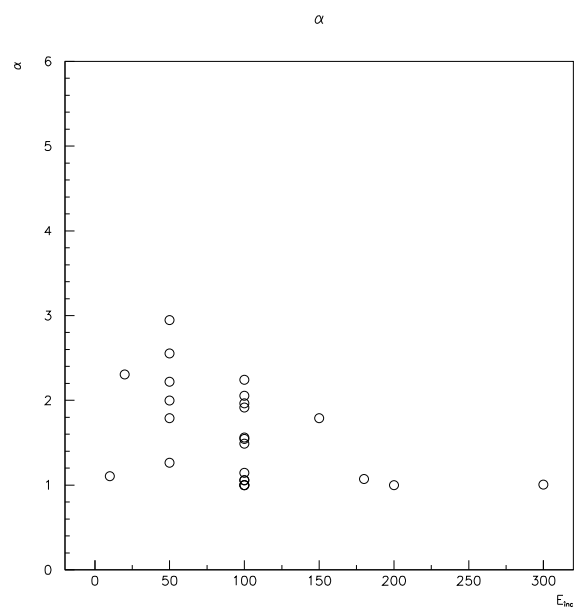
Obrázok 5.3: Príklady fitov ($E = 100$ GeV, $\vartheta = 10^\circ$, $z = -28, -12, -6, 2$ cm).



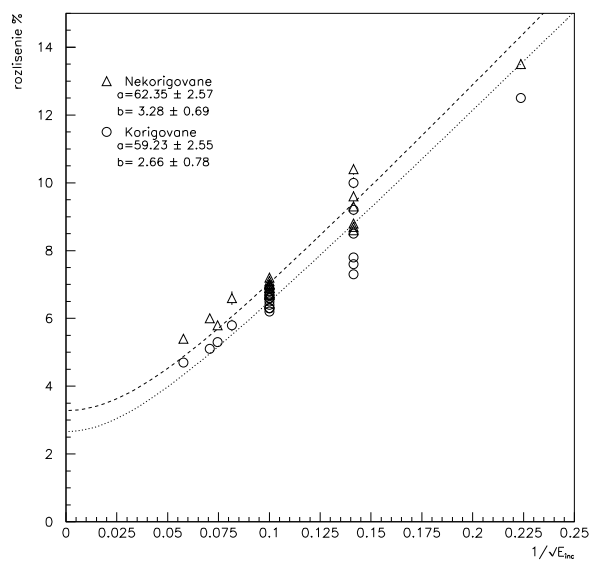
Obrázok 5.4: Energetická závislosť p_1 .



Obrázok 5.5: Energetická závislosť p_2 .



Obrázok 5.6: Energetická závislosť α .



Obrázok 5.7: Energetické rozlíšenie kalorimetra.

5.3 Globalizácia parametrov

Voľba parametrov individuálne pre každú energiu a miesto dopadu incidentnej častice umožňuje zlepšiť energetický rozlíšenie kalorimetra, ale tento prístup si vyžaduje vopred poznať energiu incidentnej častice. Ako bolo uvedené na str. 23, medzi viacerými parametrami funkcie 5.9 sa vyskytuje korelácia, preto môžeme niektoré parametre zafixovať. Vzhľadom na možnú závislosť odozvy kalorimetra na mieste a uhle dopadu incidentnej častice, v ďalších častiach na analýzu použijeme len experimentálne dáta získané pre incidentné častice s uhlom dopadu $\vartheta = 10^\circ$ a miestom dopadu $z = -8$ cm.

5.3.1 Fit pri konštantných parametroch R_0 a R_m

Ako bolo uvedené skôr, v nameraných dátach sa prakticky nevyskytuje nasýtenie v oblasti malých r_t a priebeh fitovanej krivky umožňuje použiť R_m väčšie, ako je oblasť nasýtenia pri veľkom r_t , preto môžeme zvoliť R_0 a R_m rovnaké pre všetky energie.

Výsledky fitov pre 3 kombinácie R_0 a R_m sú uvedené v tabuľkách 5.3 – 5.7, na obrázkoch 5.8, 5.13 a 5.18 sú zobrazené priebehy fitov a na obrázkoch 5.10, 5.11, 5.12, 5.15, 5.16, 5.17, 5.20, 5.21 a 5.22 sú uvedené závislosti fitovaných parametrov p_1 , p_2 a α na incidentnej energii. Energetické rozlíšenie kalorimetra sa aj v tomto prípade zlepšilo. Pri energiách 180, 200 a 300 GeV je v oblasti nasýtenia málo eventov a fitovaním pri R_m väčšom ako je oblasť nasýtenia fitovaná funkcia nezachytí tendenciu nasýtenia. Medzi parametrami p_1 a p_2 sa vyskytuje korelácia a ich energetická závislosť nemá monotónny priebeh, preto v nasledujúcej časti použijeme tieto parametre fixované.

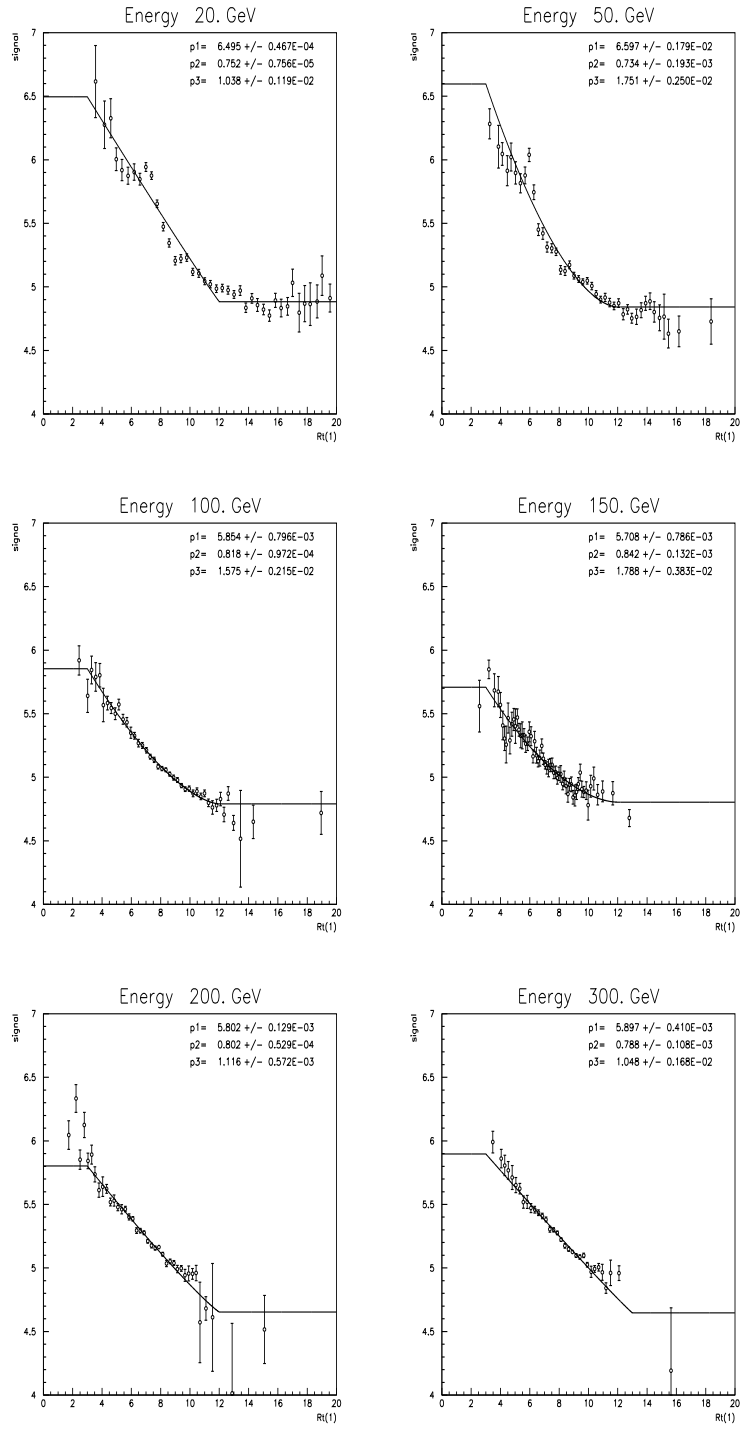
Experimentálne dáta na jednotlivých fitoch ukazujú, že v prípade energie 10 GeV nebola presne meraná incidentná energia a skutočná energia bola asi o 10 % nižšia.

E_{inc} [GeV]	p_1	p_2	α
10	$5,6520 \pm 0,0273$	$0,7520 \pm 0,2920$	$1,0004 \pm 0,7600$
20	$6,4950 \pm 0,0000$	$0,7520 \pm 0,0000$	$1,0381 \pm 0,0012$
50	$6,5970 \pm 0,0018$	$0,7340 \pm 0,0002$	$1,7511 \pm 0,0025$
100	$5,8540 \pm 0,0008$	$0,8180 \pm 0,0001$	$1,5747 \pm 0,0022$
150	$5,7080 \pm 0,0008$	$0,8420 \pm 0,0001$	$1,7875 \pm 0,0038$
180	$5,7080 \pm 0,1620$	$0,8400 \pm 0,0212$	$1,0943 \pm 1,5400$
200	$5,8020 \pm 0,0001$	$0,8020 \pm 0,0001$	$1,1158 \pm 0,0006$
300	$5,8970 \pm 0,0004$	$0,7880 \pm 0,0001$	$1,0476 \pm 0,0017$

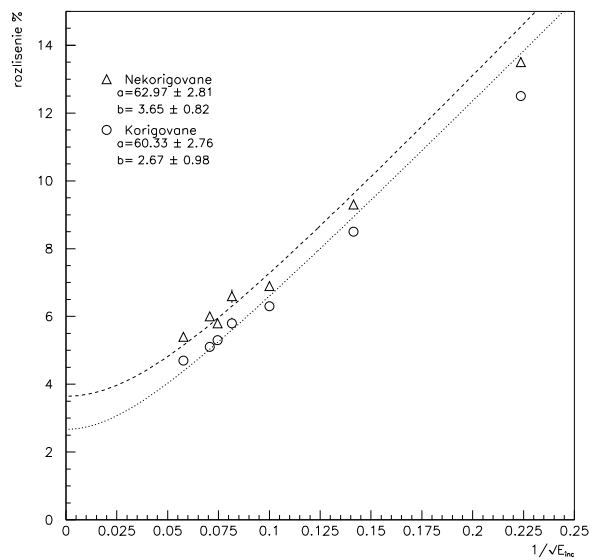
Tabuľka 5.3: Tabuľka hodnôt parametrov p_1 , p_2 a α získaných lokálnym fitom ($R_0 = 3$ cm a $R_m = 12$ cm).

E_{inc} [GeV]	rozklíšenie [%]	nekorig. rozl. [%]
10	$20,30 \pm 0,23$	$21,10 \pm 0,24$
20	$12,50 \pm 0,14$	$13,50 \pm 0,15$
50	$8,50 \pm 0,12$	$9,30 \pm 0,14$
100	$6,30 \pm 0,08$	$6,90 \pm 0,08$
150	$5,80 \pm 0,18$	$6,60 \pm 0,20$
180	$5,30 \pm 0,07$	$5,80 \pm 0,07$
200	$5,10 \pm 0,07$	$6,00 \pm 0,08$
300	$4,70 \pm 0,07$	$5,40 \pm 0,08$

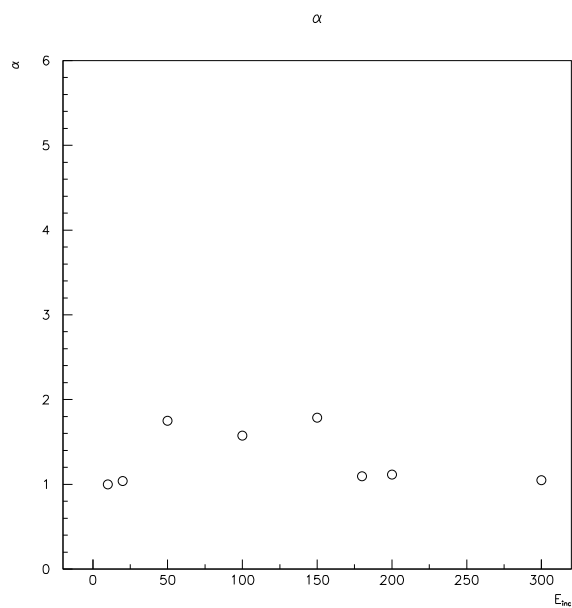
Tabuľka 5.4: Energetické rozklíšenie kalorimetra. ($R_0 = 3$ cm a $R_m = 12$ cm).



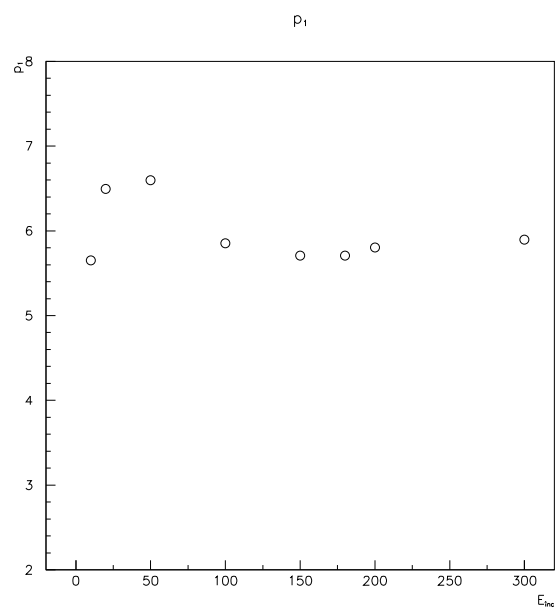
Obrázok 5.8: Pribeh fitov pri $R_0 = 3$ cm a $R_m = 12$ cm.



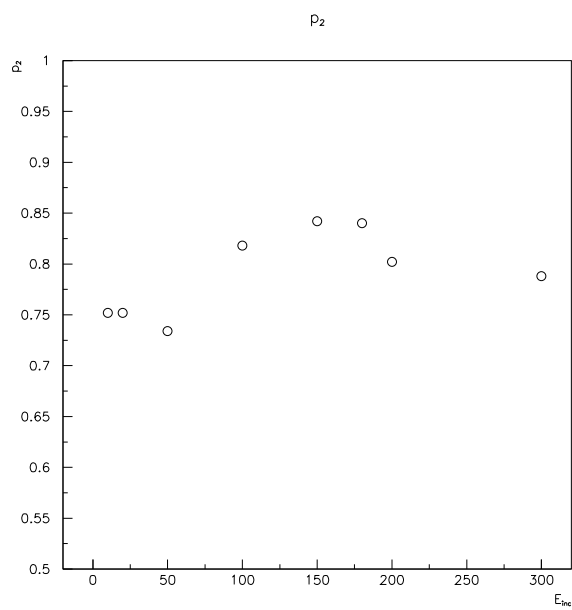
Obrázok 5.9: Energetické rozlíšenie kalorimetra. ($R_0 = 3$ cm a $R_m = 12$ cm).



Obrázok 5.10: Energetická závislosť α . ($R_0 = 3$ cm a $R_m = 12$ cm).



Obrázok 5.11: Energetická závislosť p_1 . ($R_0 = 3$ cm a $R_m = 12$ cm).



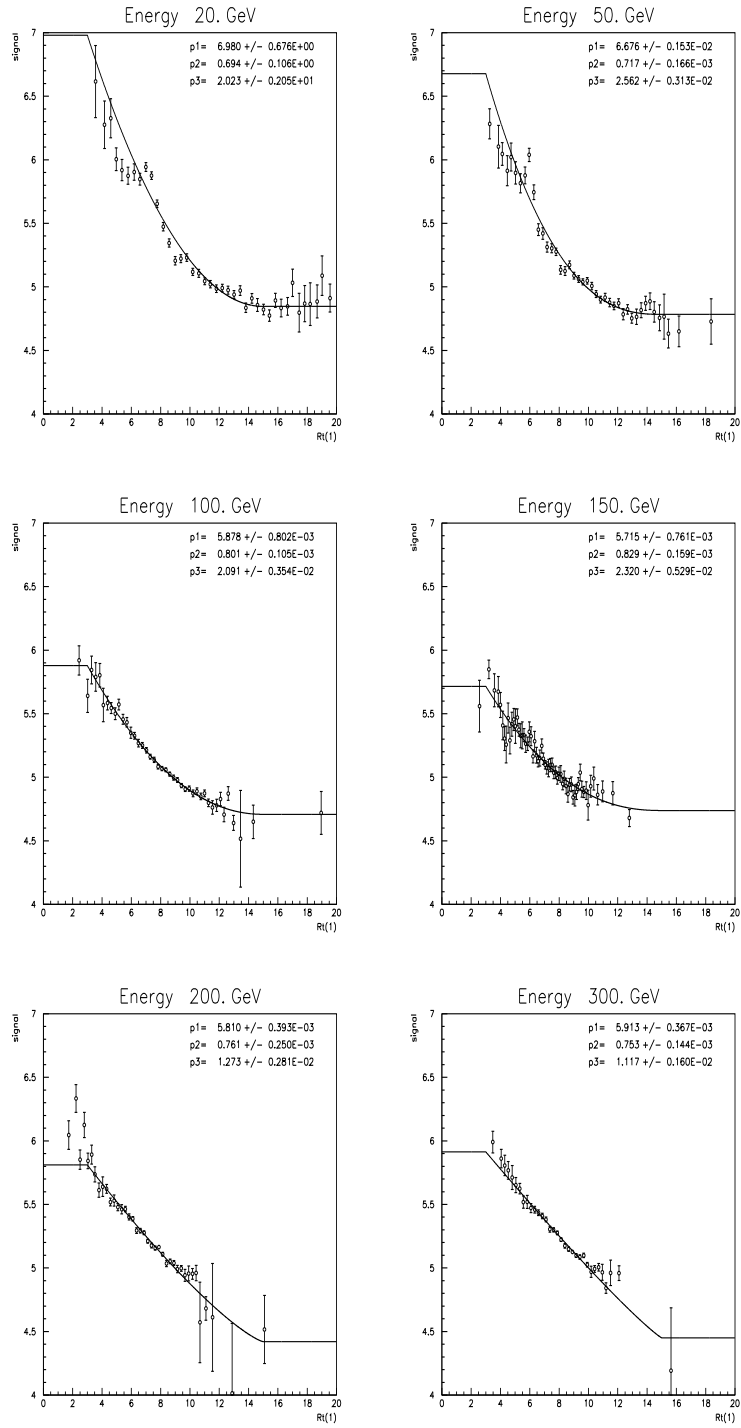
Obrázok 5.12: Energetická závislosť p_2 . ($R_0 = 3$ cm a $R_m = 12$ cm).

E_{inc} [GeV]	p_1	p_2	α
10	$5,6570 \pm 0,0135$	$0,7180 \pm 0,0015$	$1,2253 \pm 0,0278$
20	$6,9800 \pm 0,6760$	$0,6940 \pm 0,1060$	$2,0232 \pm 2,0500$
50	$6,6760 \pm 0,0015$	$0,7170 \pm 0,0002$	$2,5623 \pm 0,0031$
100	$5,8780 \pm 0,0008$	$0,8010 \pm 0,0001$	$2,0913 \pm 0,0035$
150	$5,7150 \pm 0,0008$	$0,8290 \pm 0,0002$	$2,3198 \pm 0,0053$
180	$5,6970 \pm 0,0001$	$0,7830 \pm 0,0001$	$1,0279 \pm 0,0005$
200	$5,8100 \pm 0,0004$	$0,7610 \pm 0,0003$	$1,2729 \pm 0,0028$
300	$5,9130 \pm 0,0004$	$0,7530 \pm 0,0001$	$1,1165 \pm 0,0016$

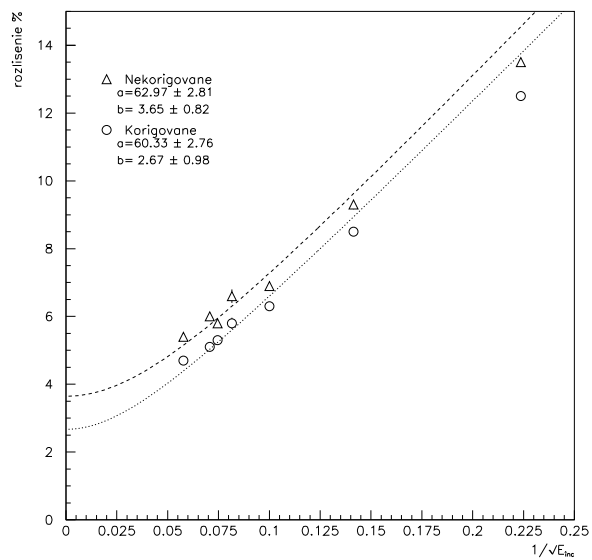
Tabuľka 5.5: Tabuľka hodnôt parametrov p_1 , p_2 a α získaných lokálnym fitom ($R_0 = 3$ cm a $R_m = 15$ cm).

E_{inc} [GeV]	rozklšenie [%]	nekorig. rozl. [%]
10	$20,30 \pm 0,23$	$21,10 \pm 0,24$
20	$12,50 \pm 0,14$	$13,50 \pm 0,13$
50	$8,50 \pm 0,12$	$9,30 \pm 0,14$
100	$6,30 \pm 0,08$	$6,90 \pm 0,09$
150	$5,80 \pm 0,17$	$6,60 \pm 0,20$
180	$5,30 \pm 0,07$	$5,80 \pm 0,07$
200	$5,10 \pm 0,07$	$6,00 \pm 0,08$
300	$4,70 \pm 0,07$	$5,40 \pm 0,08$

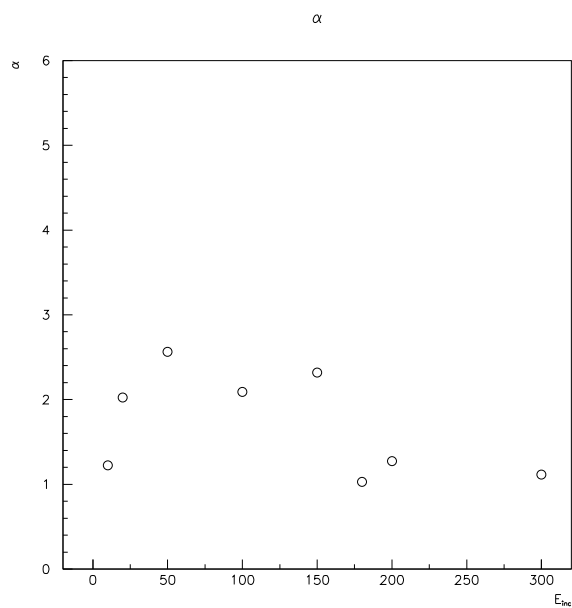
Tabuľka 5.6: Energetické rozklšenie kalorimetra. ($R_0 = 3$ cm a $R_m = 15$ cm).



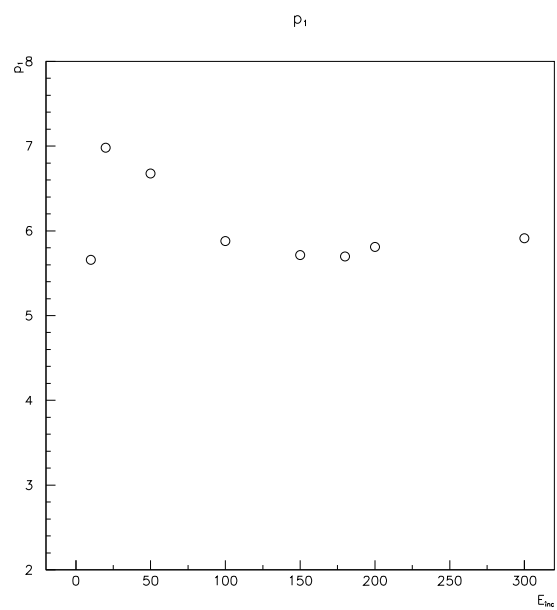
Obrázok 5.13: Pribeh fitov pri $R_0 = 3$ cm a $R_m = 15$ cm.



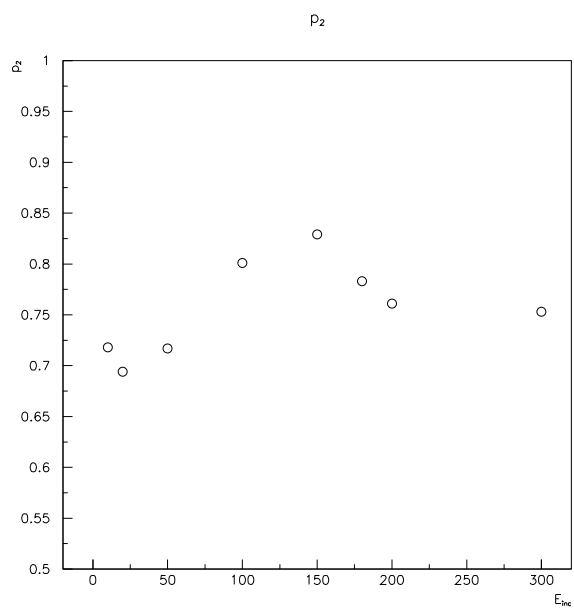
Obrázok 5.14: Energetické rozlíšenie kalorimetra. ($R_0 = 3$ cm a $R_m = 15$ cm).



Obrázok 5.15: Energetická závislosť α . ($R_0 = 3$ cm a $R_m = 15$ cm).



Obrázok 5.16: Energetická závislosť p_1 . ($R_0 = 3$ cm a $R_m = 15$ cm).



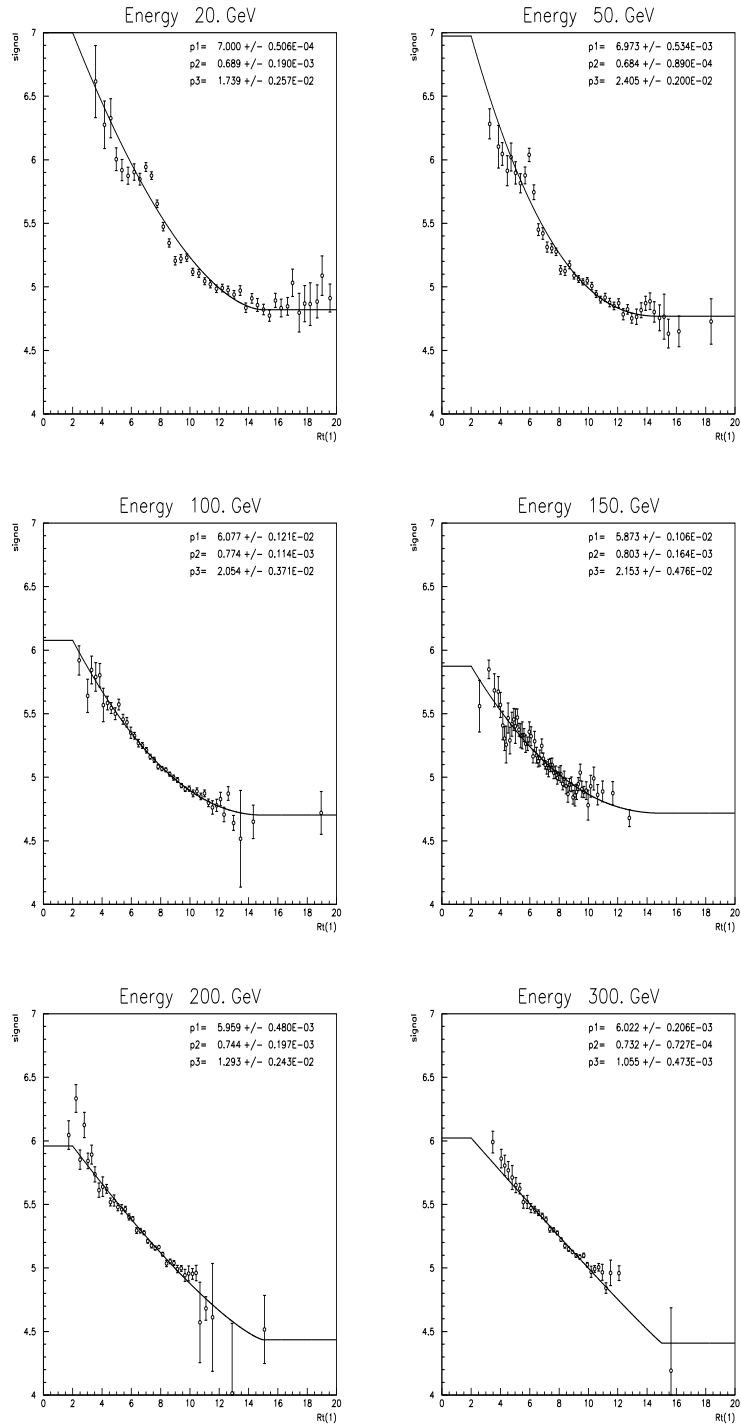
Obrázok 5.17: Energetická závislosť p_2 . ($R_0 = 3$ cm a $R_m = 15$ cm).

E_{inc} [GeV]	p_1	p_2	α
10	$5,8130 \pm 0,0034$	$0,7020 \pm 0,0018$	$1,2409 \pm 0,0044$
20	$7,0000 \pm 0,0001$	$0,6890 \pm 0,0002$	$1,7395 \pm 0,0026$
50	$6,9730 \pm 0,0005$	$0,6840 \pm 0,0001$	$2,4053 \pm 0,0020$
100	$6,0770 \pm 0,0012$	$0,7740 \pm 0,0001$	$2,0540 \pm 0,0037$
150	$5,8730 \pm 0,0011$	$0,8030 \pm 0,0002$	$2,1525 \pm 0,0048$
180	$5,8080 \pm 1,2100$	$0,7860 \pm 0,1320$	$1,1677 \pm 1,4700$
200	$5,9590 \pm 0,0005$	$0,7440 \pm 0,0002$	$1,2932 \pm 0,0024$
300	$6,0220 \pm 0,0002$	$0,7320 \pm 0,0001$	$1,0548 \pm 0,0005$

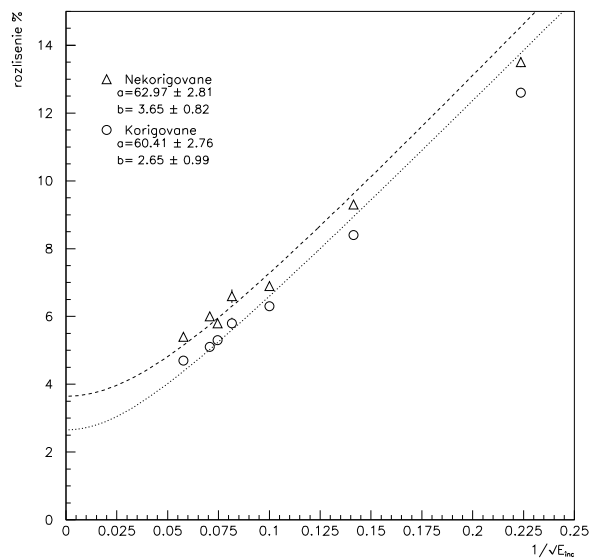
Tabuľka 5.7: Tabuľka hodnôt parametrov p_1 , p_2 a α získaných lokálnym fitom ($R_0 = 2$ cm a $R_m = 15$ cm).

E_{inc} [GeV]	rozklíšenie [%]	nekorig. rozl. [%]
10	$20,30 \pm 0,23$	$21,10 \pm 0,24$
20	$12,60 \pm 0,14$	$13,50 \pm 0,15$
50	$8,40 \pm 0,13$	$9,30 \pm 0,13$
100	$6,30 \pm 0,08$	$6,90 \pm 0,09$
150	$5,80 \pm 0,17$	$6,60 \pm 0,20$
180	$5,30 \pm 0,07$	$5,80 \pm 0,07$
200	$5,10 \pm 0,07$	$6,00 \pm 0,08$
300	$4,70 \pm 0,07$	$5,40 \pm 0,08$

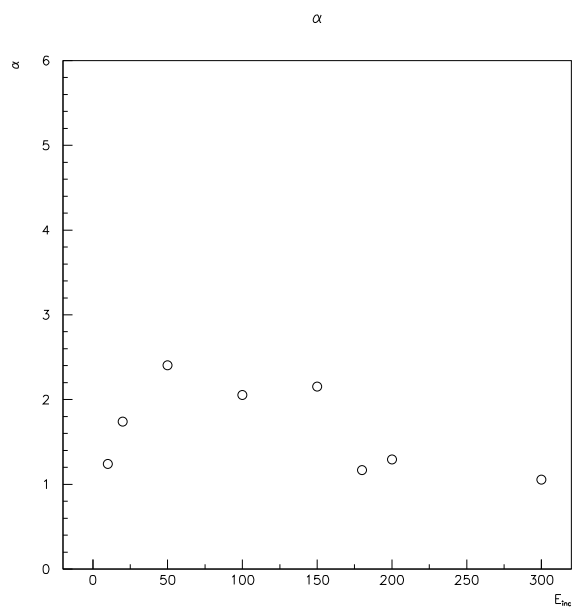
Tabuľka 5.8: Energetické rozklíšenie kalorimetra. ($R_0 = 2$ cm a $R_m = 15$ cm).



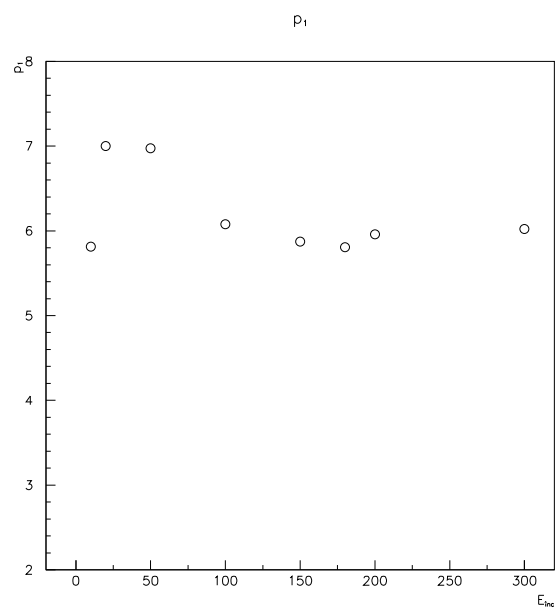
Obrázok 5.18: Pribeh fitov pri $R_0 = 2$ cm a $R_m = 15$ cm.



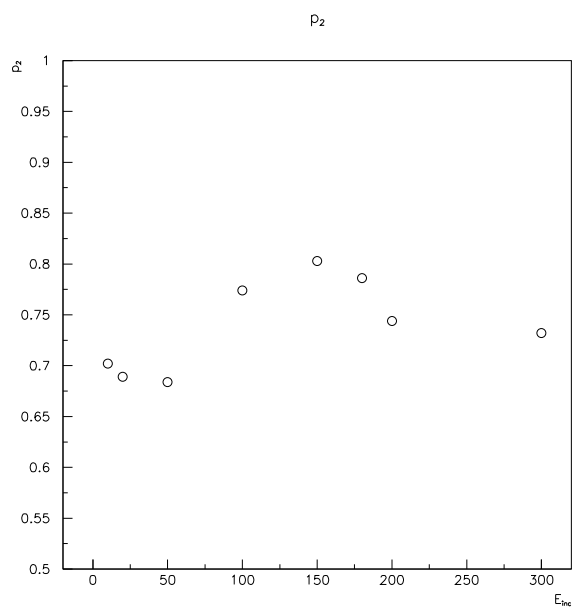
Obrázok 5.19: Energetické rozlíšenie kalorimetra. ($R_0 = 2$ cm a $R_m = 15$ cm).



Obrázok 5.20: Energetická závislosť α . ($R_0 = 2$ cm a $R_m = 15$ cm).



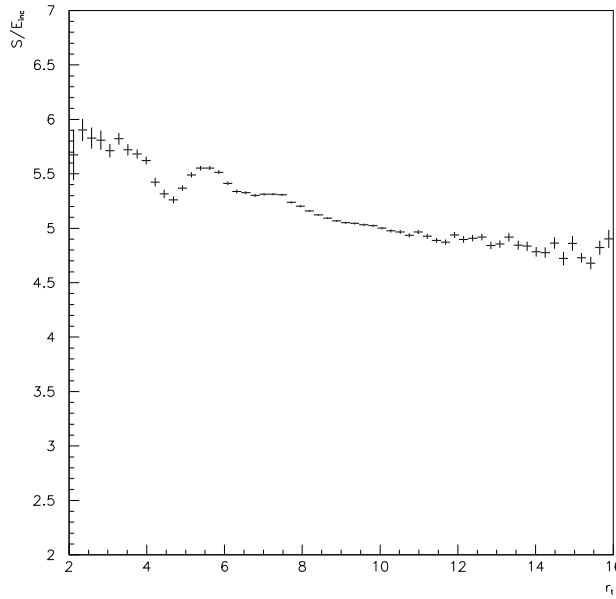
Obrázok 5.21: Energetická závislosť p_1 . ($R_0 = 2$ cm a $R_m = 15$ cm).



Obrázok 5.22: Energetická závislosť p_2 . ($R_0 = 2$ cm a $R_m = 15$ cm).

5.3.2 Fixovanie parametrov odozvovej funkcie kalorimetra

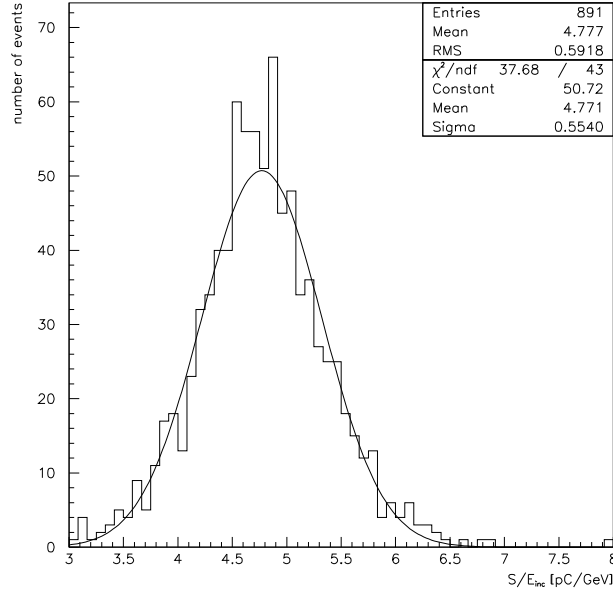
Ako vyplýva napr. z grafov na obrázku 5.2, pri veľkých hodnotách r_t pri všetkých energiách pomer S/E_{inc} konverguje k h ($p_1 \cdot p_2$). Táto závislosť pre všetky energie je zobrazená na obr. 5.23. Tabuľka 5.2 tiež ukazuje, že $p_1 \cdot p_2$ prakticky nezávisí od energie, ani uhla a miesta dopadu incidentnej častice. Parameter h preto



Obrázok 5.23: Závislosť odozvy kalorimetra na r_t pre všetky energie.

môžeme opodstatne zafixovať na konštantnej hodnote. Hodnotu h môžeme nájsť ako strednú hodnotu odozvy kalorimetra v intervale $\langle R_1, R_2 \rangle$, kde $R_1 \in \langle 12, 16 \rangle$ a $R_2 \in \langle 15, \infty \rangle$. Hodnotu h sme týmto spôsobom stanovili na 4,75 (obr. 5.24).

Pomer e/h by sme mohli nájsť ako pomer odozvy kalorimetra pri malom a veľkom r_t (je to približne 1,24), ale vzhľadom k tomu, že čisté elektromagnetické spŕšky vyprodukované hadrónom sa vyskytujú s veľmi malou pravdepodobnosťou, táto hodnota by nezodpovedala fyzikálnemu významu parametrov e a h . Hodnotu parametra $p_2 (= h/e)$ sme preto zobrali 1/1,32. Táto hodnota sa všeobecne používa v kolaborácii **TileCal** [19] a bola získaná ako pomer odozvy prototypu hadrónového kalorimetra MODULE5 na elektróny a pióny.

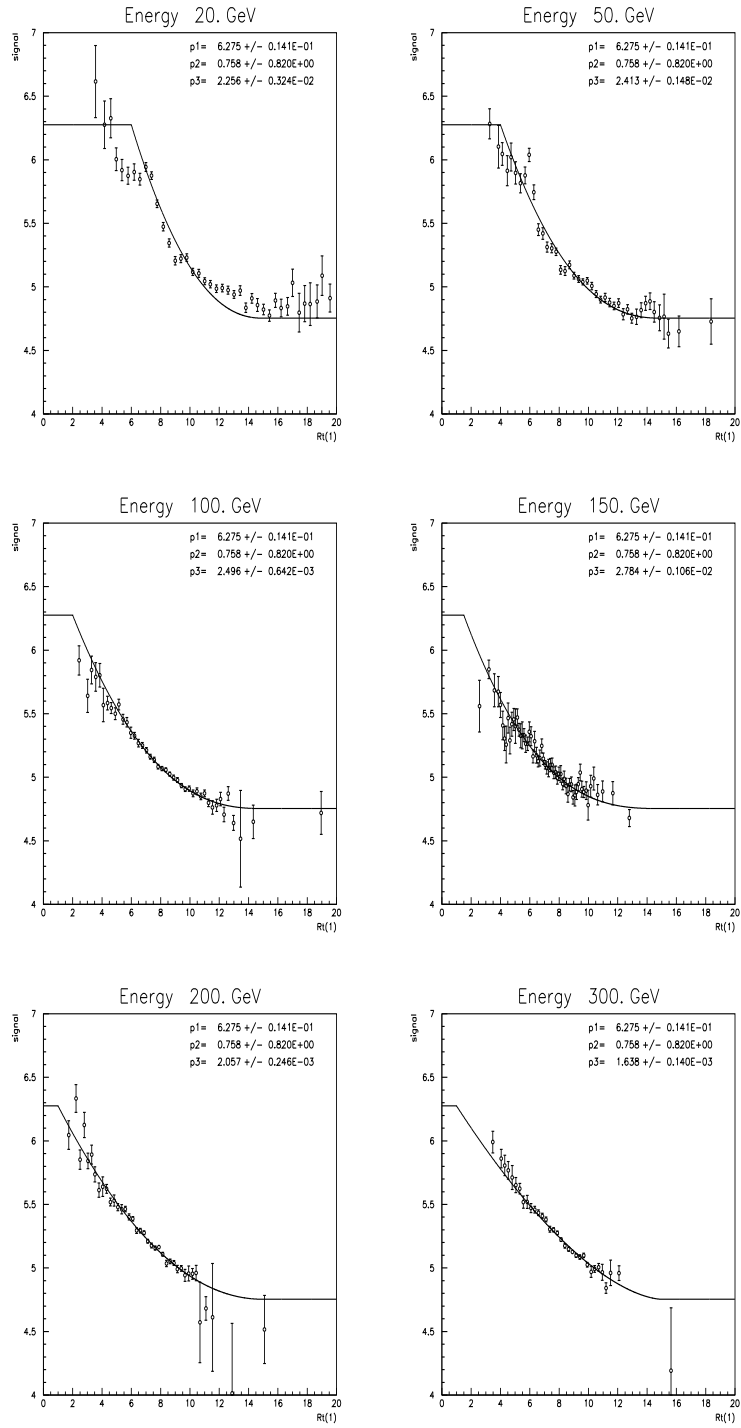


Obrázok 5.24: Stredná hodnota odozvy kalorimetra pre $r_t \in \langle 14, \infty \rangle$.

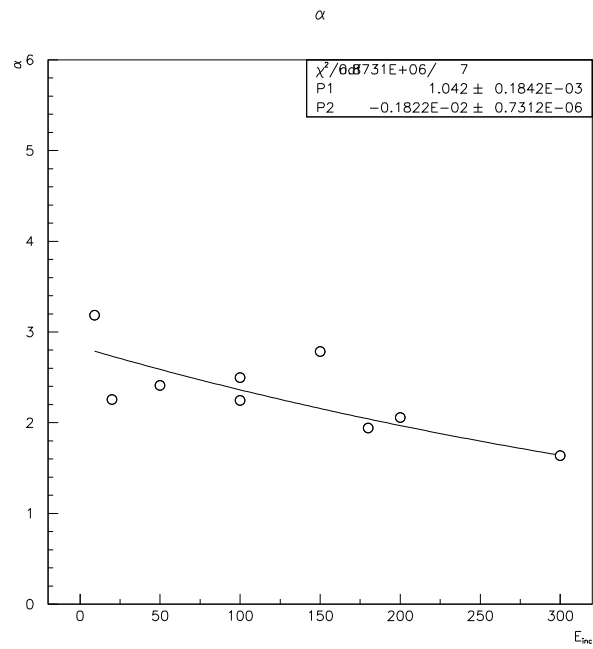
5.3.3 Fit pri konštantných parametroch p_1 a p_2

Zafixovanie parametra p_1 si (vzhľadom ku korelácii medzi p_1 a R_0) vyžiadalo zvolenie R_0 osobitne pre každú energiu. Ako bolo spomenuté v časti 5.3.1 na hodnote R_m veľmi nezáleží, jeho hodnota má však vplyv na veľkosť parametra α . Na obrázkoch 5.25–5.28 a v tabuľke 5.9 sú uvedené výsledky fitov pre $R_m = 15$ cm a na obrázkoch 5.29–5.32 a v tabuľke 5.10 pre $R_m - R_0 = 12$ cm. Fitom sme získali parametra α , ktorý monotónne závisí od energie. (Výsledky fitovania pri energii 10 GeV sa na ďalšie výpočty nepoužívajú.)

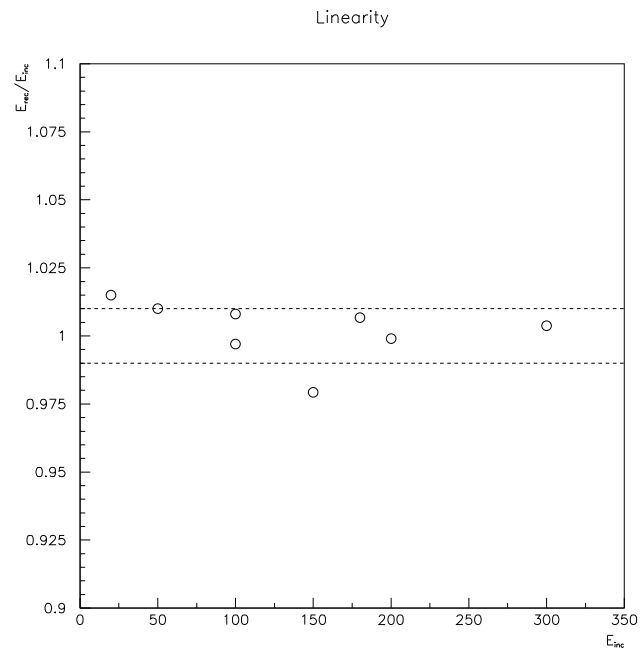
Energetická závislosť parametra α umožňuje preložiť takto získanými bodmi krivku a do ďalších výpočtov (rozlíšenia) použiť α vypočítané pomocou tejto krivky. Takto získaný parameter α použijeme na výpočet rekonštruovanej energie. Teraz môžeme pre jednotlivé energie vypočítať linearitu kalorimetra (podiel rekonštruovanej a incidentnej energie), ktorá má veľký význam pri výpočte rekonštruovanej energie bez znalosti energie incidentných častíc. Energetické rozlíšenie kalorimetra sa aj po globálnej rekonštrukcii zlepšilo a v porovnaní s lokálnym rozlíšením (v predchádzajúcej časti) zostalo prakticky nezmenené.



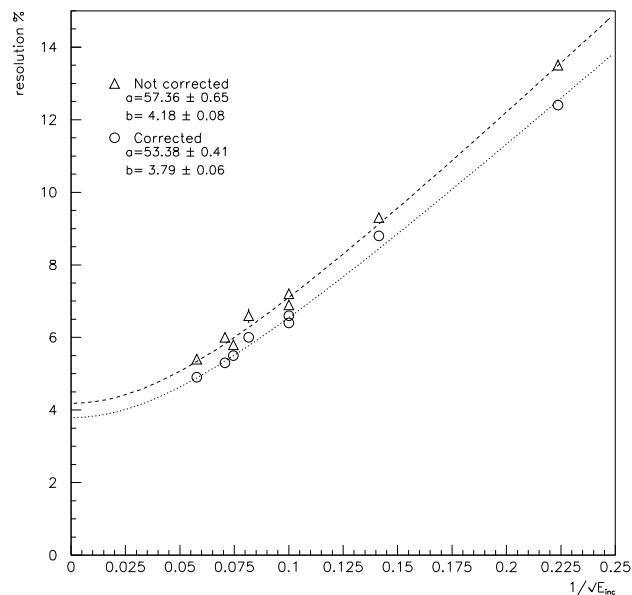
Obrázok 5.25: Príklady fitov. $p_1 = 6, 28$, $p_2 = 1/1, 32$, $R_m = konst.$



Obrázok 5.26: Lokálny fit parametra α . $p_1 = 6,28$, $p_2 = 1/1,32$, $R_m = konst.$



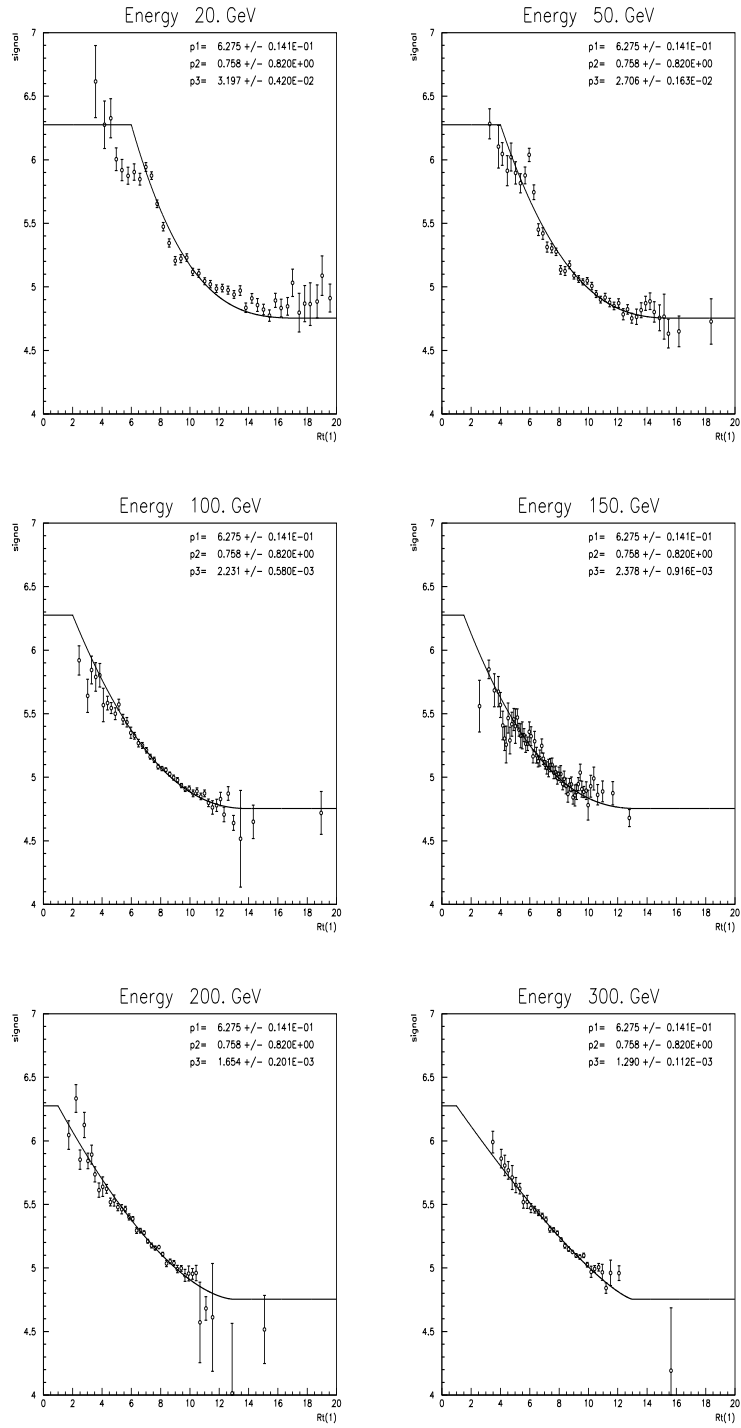
Obrázok 5.27: Linearita. $p_1 = 6,28$, $p_2 = 1/1,32$.



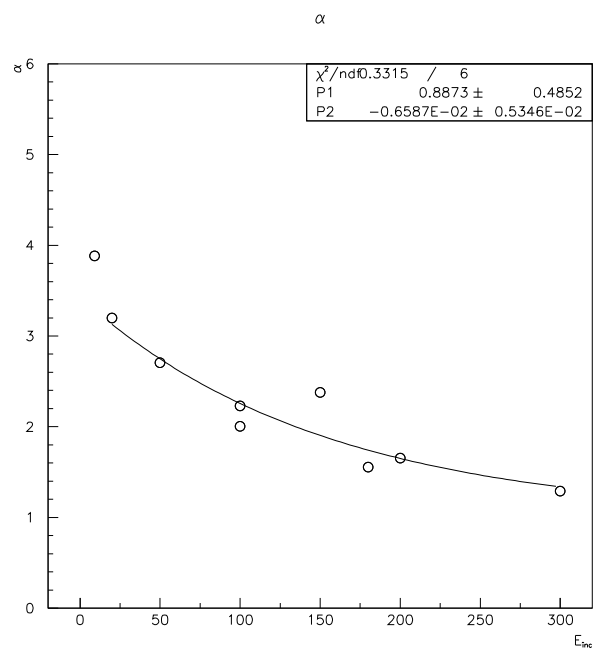
Obrázok 5.28: Rozlíšenie. $p_1 = 6, 28$, $p_2 = 1/1, 32$, $R_m = konst.$

E_{inc} [GeV]	α	σ_α	<i>linearita</i>	<i>rozlíšenie</i> [%]	<i>nekorig. rozl.</i> [%]	R_0 [cm]	R_m [cm]
9	3,1853	0,0115	0,9778	19,60	21,10	5,0	15,0
20	2,2563	0,0032	1,0150	12,40	13,50	6,0	15,0
50	2,4128	0,0015	1,0100	8,80	9,30	4,0	15,0
100	2,4959	0,0006	0,9970	6,40	6,90	2,0	15,0
100	2,2448	0,0008	1,0080	6,60	7,20	2,0	15,0
150	2,7835	0,0011	0,9793	6,00	6,60	1,5	15,0
180	1,9431	0,0002	1,0067	5,50	5,80	1,0	15,0
200	2,0572	0,0002	0,9990	5,30	6,00	1,0	15,0
300	1,6378	0,0001	1,0037	4,90	5,40	1,0	15,0

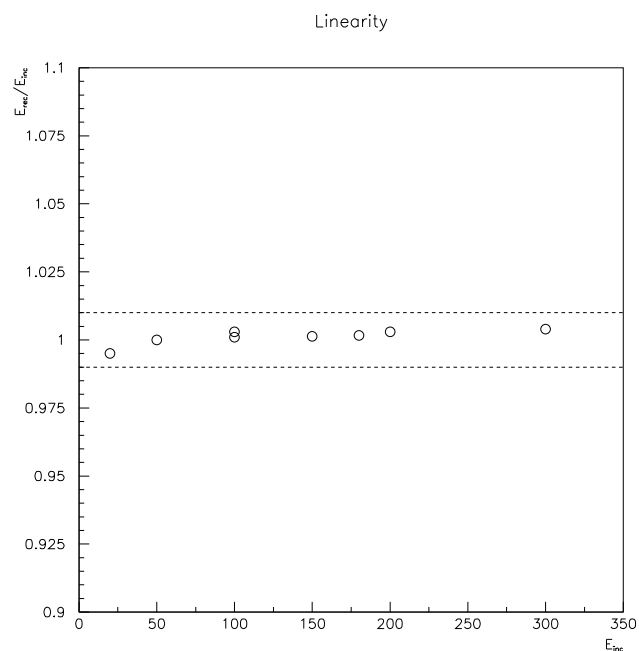
Tabuľka 5.9: Tabuľka hodnôt parametrov získaných lokálnym fitom.



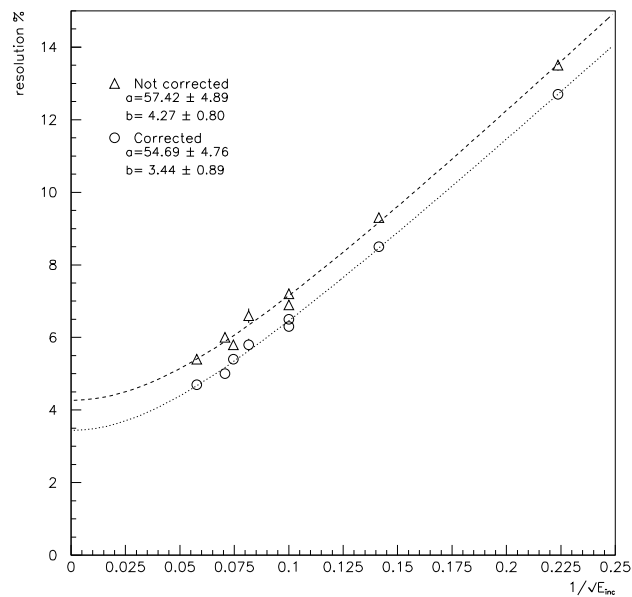
Obrázok 5.29: Príklady fitov. $p_1 = 6, 28$, $p_2 = 1/1, 32$, $R_m - R_0 = konst.$



Obrázok 5.30: Fit parametra α . $p_1 = 6, 28$, $p_2 = 1/1, 32$, $R_m - R_0 = konst.$



Obrázok 5.31: Linearita. $p_1 = 6, 28$, $p_2 = 1/1, 32$, $R_m - R_0 = konst.$



Obrázok 5.32: Rozlíšenie. $p_1 = 6, 28$, $p_2 = 1/1, 32$, $R_m - R_0 = konst.$

E_{inc} [GeV]	α	σ_α	$linearita$	$rozlišenie$ [%] [%]	$nekorig. rozl.$ [%] [%]	R_0 [cm]	R_m [cm]
9	3,8841	0,0138	0,8800	20,70	21,10	5,0	17,0
20	3,1968	0,0042	0,9950	12,70	13,50	6,0	18,0
50	2,7058	0,0016	1,0000	8,50	9,30	4,0	16,0
100	2,2310	0,0006	1,0010	6,30	6,90	2,0	14,0
100	2,0060	0,0008	1,0030	6,50	7,20	2,0	14,0
150	2,3785	0,0009	1,0013	5,80	6,60	1,5	13,5
180	1,5565	0,0002	1,0017	5,40	5,80	1,0	13,0
200	1,6537	0,0002	1,0030	5,00	6,00	1,0	13,0
300	1,2901	0,0001	1,0040	4,70	5,40	1,0	13,0

Tabuľka 5.10: Tabuľka hodnôt parametrov získaných lokálnym fitom.

	bez korekcie	$R_m = konst$	$R_m - R_0 = konst$
a	$57,36 \pm 0,65$	$53,38 \pm 0,41$	$54,69 \pm 4,76$
b	$4,18 \pm 0,08$	$3,79 \pm 0,06$	$3,44 \pm 0,89$

Tabuľka 5.11: Parametre charakterizujúce rozlíšenie kalorimetra získané globálnym fitom.

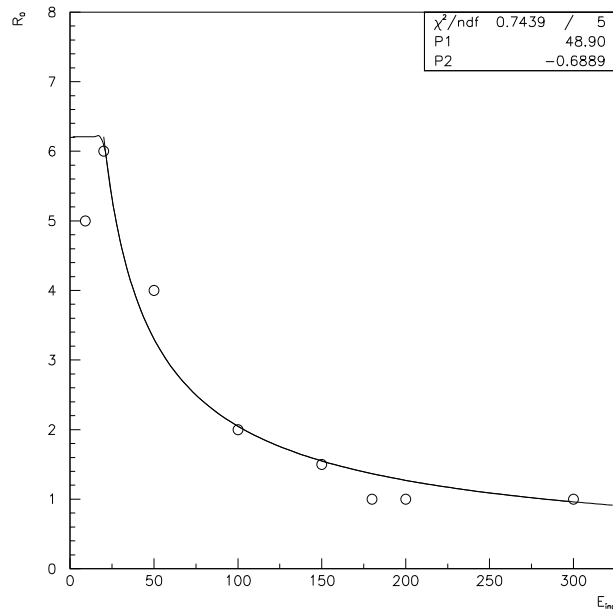
Použitie konštantných parametrov p_1 a p_2 a nájdenie závislosti $\alpha = 1 + e^{(p'_1 + p'_2 \cdot E_{inc})}$ ešte stále neumožňuje rekonštruovať odozvu kalorimetra metódou nezávislou na energii incidentnej častice. Stále používame parameter R_0 , ktorý je daný pre každú energiu. Nájdenie funkcie, ktorá by popisovala závislosť R_0 na E_{inc} tento nedostatok odstráni. Na obrázku 5.33 sú hodnoty R_0 (okrem 10 GeV) fitované funkciou:

$$R_0 = \begin{cases} p_1'' \cdot 20^{p_2''}, & E_{inc} \leq 20 \text{ GeV} \\ p_1'' \cdot \left(\frac{E_{inc}}{1 [\text{GeV}]} \right)^{p_2''}, & E_{inc} > 20 \text{ GeV} \end{cases} \quad (5.10)$$

Táto funkcia prechádza danými bodmi až prekvapujúco dobre ($\chi^2 = 0,74/5$), preto môžeme rekonštruovať energiu incidentných častíc úplne globálne (bez použitia parametrov daných nezávisle pre každú energiu).

5.3.4 Korekcia energie pri R_0 závislom od energie

Výsledky korekcie energie (signálu) za predpokladu, že saturačný polomer R_0 sme parametrizovali vzťahom 5.10 sú uvedené v tabuľkách 5.12 a 5.13. Tieto výsledky predpokladajú: $p_1 = e = 6,28$, $p_2 = h/e = 1,32$ Linearita odozvy kalorimetra sa vzhľadom k predchádzajúcemu prípadu zhoršila približne na 98 %, energetické rozlíšenie zostalo nezmenené (tabuľka 5.14). Použitie parametrov platných globálne pre všetky energie umožňuje rekonštruovať energiu incidentných častíc, bez poznania ich energie iteračnou metódou. V prvom kroku budeme považovať za energiu signál z kalorimetra, vypočítame pre ňu hodnoty parametrov, urobíme korekciu energie a celý algoritmus sa bude opakovať, pokiaľ veľkosť korekcie nebude menšia ako zadaná presnosť.



Obrázok 5.33: Závislosť R_0 na E_{inc}

E_{inc} [GeV]	linearita	rozlíšenie [%]	nekorig. rozl. [%]
10	0,8900	$19,40 \pm 0,14$	$21,10 \pm 0,24$
20	1,0050	$12,50 \pm 0,10$	$13,50 \pm 0,14$
50	1,0060	$8,80 \pm 0,10$	$9,30 \pm 0,14$
100	0,9860	$6,40 \pm 0,06$	$6,90 \pm 0,09$
150	0,9633	$6,00 \pm 0,13$	$6,60 \pm 0,19$
180	0,9833	$5,60 \pm 0,05$	$5,80 \pm 0,07$
200	0,9760	$5,30 \pm 0,06$	$6,00 \pm 0,08$
300	0,9887	$4,90 \pm 0,05$	$5,40 \pm 0,08$

Tabuľka 5.12: Rozlíšenie a linearita ($R_m - R_0 = \text{konst}$).

5.4 Závislosť parametrov kalorimetra na uhle ϑ

Na obrázku 5.34 je zobrazená závislosť energetického rozlíšenia kalorimetra na uhle dopadu incidentných častíc ϑ pri energii $E_{inc} = 50$ GeV. Je vidieť, že energetické rozlíšenie kalorimetra sa zväčšením uhla ϑ (okrem $\vartheta = 5^\circ$, kedy je najhoršie) zlepšuje. Túto tendenciu môžeme predpokladať aj pri iných energiách.

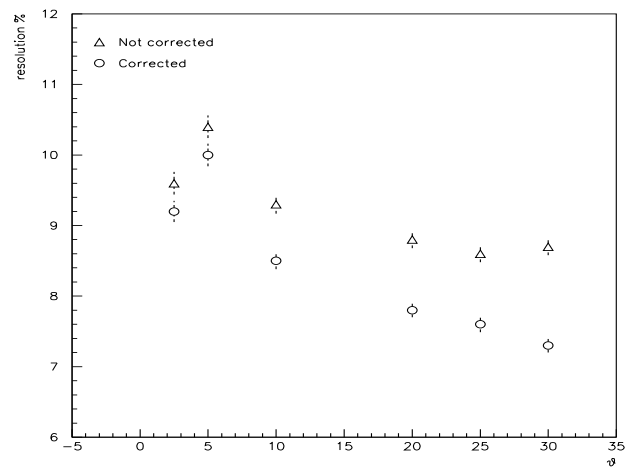
E_{inc} [GeV]	<i>linearita</i>	<i>rozlíšenie</i> [%]	<i>nekorig. rozl.</i> [%]
10	0,8800	$19,50 \pm 0,15$	$21,10 \pm 0,24$
20	1,0150	$12,40 \pm 0,09$	$13,50 \pm 0,15$
50	1,0040	$8,80 \pm 0,10$	$9,30 \pm 0,14$
100	0,9750	$6,40 \pm 0,06$	$6,90 \pm 0,09$
150	0,9520	$6,00 \pm 0,14$	$6,60 \pm 0,20$
180	0,9711	$5,50 \pm 0,05$	$5,80 \pm 0,07$
200	0,9645	$5,30 \pm 0,06$	$6,00 \pm 0,08$
300	0,9707	$4,90 \pm 0,06$	$5,40 \pm 0,08$

Tabuľka 5.13: Rozlíšenie a linearita ($R_m = konst$).

	bez korekcie	$R_m = konst$	$R_m - R_0 = konst$
<i>a</i>	$57,41 \pm 0,49$	$53,35 \pm 4,89$	$53,71 \pm 4,88$
<i>b</i>	$4,26 \pm 0,82$	$3,85 \pm 0,83$	$3,85 \pm 0,84$

Tabuľka 5.14: Parametre charakterizujúce rozlíšenie kalorimetra získané globálnym fitom.

Ak os spŕšky prechádza v blízkosti stredov buniek vo viacerých samplingsoch, parameter R_0 nadobúda najmenšiu hodnotu. Tento jav môžeme vysvetliť tak, že väčšina energie sa ukladá v blízkosti osi spŕšky a stredy buniek s najväčším signálom majú malú vzdialenosť od osi spŕšky. Miesto dopadu incidentných častíc z , pri ktorom je parameter R_0 najmenší, bude preto pre každý uhol dopadu ϑ iné. Podrobnejšie preskúmanie uvedených závislostí môžeme získať modelovaním odozvy kalorimetra pomocou počítača, ktoré však presahuje rámec tejto diplomovej práce.



Obrázok 5.34: Energetické rozlíšenie kalorimetra ($E_{inc} = 50$ GeV, $z = -8$ cm).

Kapitola 6

Záver

V mojej diplomovej práci som ukázal, že signál z (nekompenzovaného) kalorimetra je možné korigovať tak, že sa využije informácia o topológii kaskády iniciovanej incidentnou časticou. Za veličinu charakterizujúcu topológiu spršky sme vybrali sprškový polomer. Závislosť signálu od polomeru spršky sme využili na kalibrovanie energie častíc na báze „event-by-event“. Nami vypracovaná metóda korekcie energie vedie k dobrej linearite ($< 1\%$) a k zlepšeniu energetického rozlíšenia. Stochastický člen, ktorý charakterizuje rozlíšenie, sa zlepšil o $7,1\%$, konštantný o $9,6\%$. Naša korekčná metóda využíva 7 parametrov, z toho 2 (e , e/h) sú základné charakteristiky kalorimetra a dajú sa získať iným nezávislým spôsobom; 3 parametre (R_0 –2 parametre, R_m) charakterizujú saturačné rozmery hadrónovej spršky a môžeme ich získať modelovaním; posledné 2 parametre popisujú energetickú závislosť parametra α . Celkovo máme len 2 nezávislé parametre. Ďalej sme ukázali, že ak sa medzi voľnými parametrami vyskytuje korelácia, nemusia ich hodnoty zodpovedať fyzikálne správnym a je lepšie parametre, ktoré by mali byť konštantné (e a h), získať iným spôsobom.

Ukázali sme, že energetický podiel elektromagnetických častíc v hadrónovej sprške súvisí s priečnym polomerom spršky, a že od určitého polomeru nasýtenia môžeme elektromagnetickú frakciu spršky považovať za zanedbateľnú.

Rekonštrukčná metóda, navrhnutá v tejto práci, sa dá ďalej rozvíjať využitím signálu z ďalších detektorov (napr. miónové steny—únik častíc z kalorimetra), alebo použitím iných definícií r_t a $F(r_t)$.

Literatúra

- [1] Wigmans Richard, NIM A265(1988) 273
- [2] Groom D., **Proceedings of the Workshop on Calorimetry for the Supercollider**, Tuscaloosa, Alabama, USA, 1999
- [3] Eugeni Graugés, **Fast Simulation of Hadronic Showers in Sampling Calorimeters**, Universitat Autònoma de Barcelona, ATL-TILECAL-98-158, Maig 1997
- [4] Oscar Blanch Bigas, **Studies of the optics response of Steel-plastic scintillator calorimeters for the ATLAS detector and checks of lights sources for their quality control**, Universitat Autònoma de Barcelona, Cn E-08193, September 1999
- [5] P. Amaral at all. **Φ -scan with pions and muons – Analysis of TILECAL test beam data**, ATLAS Note, 27 Maio 1996
- [6] Z. Ajaltouni at all, **Response of the ATLAS Tile Calorimeter Prototype to Muons**, CERN-PPE/96-173, December 6, 1996
- [7] S. Agnvall at all, **Evaluation of FERMI Read-out of the ATLAS Tilecal Prototype**, CERN-PPE/97-144, 20 October 1997
- [8] A. Gomes, A. Maio, J. Santos, M. Nesi, **Barrel Readout Cell Geometry (Module 0 implementation)**, ATLAS Internal Note, 20 November 1996
- [9] M. Cobal at all, **Analysis results of the April 1996 combined test of the LArgon and TILECAL barrel calorimeter prototypes**, ATL-TILECAL-98-168, 2 Nov 1998

- [10] F. Camarena et al., **ANALYSIS OF THE 1997 TEST OF THE TILECAL EXTENDED BARREL PROTOTYPES**, ATL-TILECAL-99-001, 27 Jan 1999
- [11] M. Cobal, B. Di Girolamo, M. Nessi, O. Blanch, Y. Zamora, **Barrel Module0 Autopsy**, ATL-TILECAL-99-016, 11/8/99
- [12] V. Castillo, S. González, **ANALYSIS OF THE 1998 TEST OF THE TILECAL BARREL PROTOTYPE**, ATL-TILECAL-99-020, Universitat de València, Spain, 03/11/99
- [13] Y. A. Kulchitsky, M. V. Kuzmin, V. B. Vinogradov, **Non-compensation of an Electromagnetic Compartment of a Combined Calorimeter**, ATL-TILECAL-99-021, 15/11/99
- [14] M. Campanella, A. Ferrari, P. R. Sala, S. Vanili, **First Calorimeter Simulation with the FLUGG Prototype**, ATL-SOFT-99-004, 15/12/99
- [15] R. Garabík, P. Holík, G. Krajčovič, P. Šťavina, S. Tokár, T. Ženiš, **Reconstruction of the Hadronic Calorimeter Energy using the shower topology weighting technique**, ATL-TILECAL-2000-008, KJF, MFFUK, Bratislava
- [16] Krajčovič Gregor, **Využitie topológie hadrónových spŕšok pri rekonštrukcii experimentálnych dát z hadrónového kalorimetra**, Diplomová práca, KJF, MFFUK, Bratislava, 1999
- [17] Particle Data Group, **Particle Physics Booklet**, AMERICAN INSTITUTE OF PHYSICS Available from LBNL and CERN, 1996
- [18] ATLAS/Tile Calorimeter Collaboration, **Tile Calorimeter Technical Design Report**, CERN/LHCC 96-42, 15 December 1996
- [19] J. A. Budagov, et al., **Electron Response and e/h Ratio of ATLAS Iron-Scintillator Hadron Prototype Calorimeter with Longitudinal Tile configuration**, ATLAS Internal Note, ATL-TILECAL-NO-96-072