Obsah

1 Úvod **2**

2 LHC a ATLAS **4**

2.1 Projekt LHC 4

2.2 Detektor ATLAS 5

2.3 Úloha hadrónového kalorimetra v experimente ATLAS 6

3 Hadrónová kalorimetria **8**

3.1 Základné princípy 8

3.2 Spŕšky častíc 9

3.2.1 Elektromagnetické spŕšky 9

3.2.2 Hadrónové spŕšky 10

3.3 Nekompenzovanosť kalorimetra 11

4 Rekonštrukcia energie **12**

4.1 „Benchmark“ metóda 12

4.2 „H1“ váhovacia metóda 12

4.3 Topologické parametre spŕšok 15

4.4 R_T váhovacia metóda 18

4.4.1 Určenie polomerov nasýtenia 18

4.5 Doplnková R_L korekcia 20

5 Projekt dizertačnej práce **21**

5.1 Ciele rigoróznej práce 21

5.2 Dosiahnuté výsledky 21

5.2.1 R_T váhovacia metóda pre rôzne energie 21

5.2.2 Kombinovaná R_T a R_L korekcia 22

5.3 Diskusia dosiahnutých výsledkov 33

5.3.1 R_T váhovacia metóda pre rôzne energie 33

5.3.2 Kombinovaná R_T a R_L korekcia 33

1 Úvod

Kalorimetre sa stali trvalou súčasťou detektorov moderných experimentov fyziky vysokých energií. Používajú sa na deštruktívne meranie celkovej energie častíc vzniknutých pri skúmanej interakcii, často tvoria súčasť trigera. Vzhľadom na odlišné požiadavky pri detekcii elektrónov a hadrónov a odlišné správanie sa obidvoch typov častíc v látke, sa kalorimetre konštruujú ako dva samostatné detektory — elektromagnetický a hadrónový kalorimeter, aj keď niekedy tvoria jeden konštrukčný celok.

Elektromagnetické kalorimetre sa používajú na meranie energie elektrónov, pozitrónov a fotónov. Energia piónov, kaónov, protónov a neutrónov sa určuje pomocou obidvoch. Mióny zanechávajú v kalorimetroch stopy minimálne ionizujúcich častice, neutrína sú pre kalorimetre neviditeľné. Okrem samostatných častíc sa kalorimetre používajú na meranie energie jetov — zhlukov častíc vzniknutých hadronizáciou kvarkov alebo gluónov šíriacich sa v kuželi od miesta interakcie. Jety väčšinou obsahujú elektromagnetické častice aj hadróny s rôznym energetickým zastúpením obidvoch typov.

Na experimentoch s pevným terčíkom alebo nesymetrickými protibežnými zväzkami sa kalorimetre umiestňujú na koniec detekčnej trasy (ešte ďalej sú umiestnené detektory miónov), na experimentoch so symetrickými zväzkami kalorimetre tvoria súvislý obal okolo vnútorných detektorov s takmer 4π geometriou.

Detekcia hadrónov je zaťažená nekompenzovanosťou kalorimetra. Tento jav je zapríčinený rozdielnou odozvou detektora na elektromagnetické častice a hadróny. Nekompenzovanosť spôsobuje zhoršenie energetického rozlíšenia a nelinearitu odozvy. Pôvodcom zhoršenia rozlíšenia a nelinearity je výskyt π^0 mezónov v spŕške, ktoré sa rozpadajú elektromagneticky, väčšinou na 2 γ, pričom energetické zastúpenie π^0 mezónov v hadrónových spŕškach veľmi fluktuuje a nelineárne rastie s energiou incidentných častíc.

V predkladanej práci sa zaoberáme topológiou hadrónových spŕšok a využitím topologických parametrov spŕšky na determinovanie energetického zastúpenia π^0 mezónov v spŕške. Znalosť množstva elektromagnetickej energie v spŕške je využiteľná na potlačenie javu nekompenzovanosti kalorimetra. V súčasnosti sa na rekonštrukciu energie používajú rôzne parametrické metódy, ktorých parametre sa hľadajú s cieľom zlepšiť rozlíšenie a linearitu bez ohľadu na ich význam. Cieľom tejto práce je nájsť metódu, ktorá používa parametre s jasným fyzikálnym významom.

Problematika tejto práce sa rieši v rámci projektu ATLAS, na riešení ktorého sa podieľa aj Katedra Jadrovej Fyziky FMFI UK Bratislava. ATLAS je jeden zo štyroch experimentov pripravovaných v CERNe v rámci projektu LHC (Large Hadron Collider). LHC je budovaný urýchľovač protón–protónových a olovo–olovených protibežných zväzkov s energiou $7 \otimes 7$ TeV respektíve $2,76 \otimes 2,76$ 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. Hlavnou úlohou experimentu ATLAS bude hľadanie Higgsovho bozónu, doteraz experimentálne nepotvrdenej častice predpovedanej štandardným modelom. Ďalšou dôležitou orientáciou experimentu bude precízna t a b fyzika.

2 LHC a ATLAS

2.1 Projekt LHC

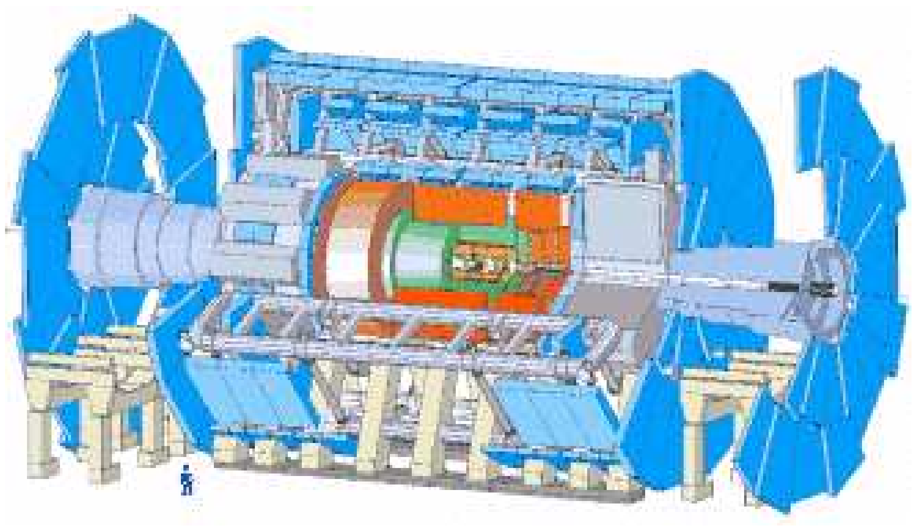
Jeden z najprestížnejších projektov blízkej budúcnosti bude urýchľovač protón—protónových protibežných zväzkov **LHC** (large hadron collider). Základné parametre LHC [8]:

- energia $7 \otimes 7$ TeV
- svetelnosť 10^{34} cm^{-2}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 4 bodoch. Na týchto miestach 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 Higgsovho kondenzátu, ktorá znemožňuje pozorovať Higgsov bozón voľne. Veríme, že energie na LHC umožnia pozorovať Higgsov bozón. Na jeho hľadanie bude špecializovaný experiment **ATLAS**. Predpokladané kanály rozpadu H sú napr.:

$$H \rightarrow bb \tag{1}$$
$$H \rightarrow \gamma\gamma \tag{2}$$
$$H \rightarrow Z\bar{Z} \tag{3}$$
$$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l^{\pm},\, 2l^{\pm}\; 2jet\text{-}y \tag{4}$$

Tieto procesy bude nutné odlíšiť na veľkom 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 pozaďových). 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.



Obrázok 1: Detektor ATLAS.

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 experimentov na **LHC** všeobecne zameraných na časticovú fyziku pri energii 14 TeV. Úlohou experimentu **ATLAS** je skúmať fyziku Higgsovho bozónu, b a t kvarku, atď. [8] Celkový pohľad na detektor **ATLAS** je na obr. 1. **ATLAS** je typický kolajderový detektor symetrický okolo osi z. Centrálnu oblasť zaberajú pixelové a stripové polovodičové detektory 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 elektrónov a fotónov — identifikácia týchto častíc a meranie ich energie, doplnená precíznym stanovením energie jetov a E_T (priečna energia)
- presný tracking pri vysokej luminozite
- presnosť pri meraniach energie miónov až do maximálnej luminozity a schopnosť merať veľmi nízke p_T (priečna hybnosť) pri nízkych luminozitách
- 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 $3 < \eta < 5$

2.3 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, 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 nepohltí už v elektromagnetickom kalorimetri (reálne hadróny a častice, ktoré interagujú silnou interakciou a spôsobujú hadrónové spŕšky) 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 [10], čo je pre kalorimetre typické, 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 prejavia 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 zaťažení. Preto sa vyvíja maximálne úsilie na vylepšenie parametrov kalorimetrov.

3 Hadrónová kalorimetria

3.1 Základné princípy

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

Podľa štruktúry rozdeľujeme 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 rozdeľujeme na elektromagnetické a hadrónové. Elektromagnetické kalorimetre sú určené na meranie energie elektrónov, pozitrónov a fotónov. Ich typická dĺžka je desať radiačných dĺžok. Hadrónové kalorimetre sú určené na meranie energie častíc, pre ktoré je dĺžka elektromagnetických kalorimetrov malá na uloženie energie všetkých nimi vyprodukovaných sekundárnych častíc, v praxi pre detekciu stabilných hadrónov, teda piónov, kaónov, protónov a neutrónov. Energia týchto častíc sa určuje zo signálov z obidvoch kalorimetrov, pretože väčšinou interagujú a začnú rozvíjať spŕšku častíc už v elektromagnetickom kalorimetri, kde sekundárne častice uložia časť energie. Väčšina sekundárnych častíc však prejde do hadrónového kalorimetra, kde uložia zvyšok energie. Dĺžka hadrónových kalorimetrov sa vyjadruje v interakčných dĺžkach.

Hadrónový kalorimeter sa skladá z pasívneho média s veľkým Z–napr. železa, olova alebo volfrámu a z aktívneho média, najčastejšie z plastických scintilátorov alebo kvapalného argónu. Tieto média sú v priestore rozmiestnené striedavo, aby sa dosiahla čo najväčšia homogenita. V prípade **Tile** kalorimetra má aktívne aj pasívne prostredie podobu striedajúcich sa platní.

Konštrukcia kalorimetra často umožňuje samostatne merať signál z jednotlivých častí kalorimetra, čím je celý detektor rozdelený na menšie časti — bunky.

3.2 Spŕšky častíc

Podľa častíc v spŕške, ktorú vyvolá incidentná častica, sa častice rozdeľujú na elektromagnetické a hadróny (uvažujeme len častice zaujímavé pre kalorimetriu). Elektromagnetické častice sú elektrón e^-, pozitrón e^+ a fotón γ.

3.2.1 Elektromagnetické spŕšky

Pri interakciách elektromagnetických častíc s atómami prostredia sa produkujú 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. Charakteristická dĺžka elektromagnetickej spŕšky je popísananá radiačnou dĺžkou X_0, čo je stredná vzdialenosť, ktorú keď prejde vysokoenergetický elektrón, klesne jeho energia e krát ($e = 2,718\ldots$ — Eulerovo číslo). V prostredí zloženom z atómov s protónovým číslom Z a hmotnostným číslom A sa radiačná dĺžka s presnosťou 5 % dá popísať nasledujúcim vzťahom[5]:

$$X_0 = \frac{716,4\,A}{Z(Z+1)\ln(\frac{287}{\sqrt{Z}})}\,\mathrm{g\,cm}^{-2} \tag{5}$$

ktorý môžeme zjednodušiť:

$$X_0 \approx 180\frac{A}{Z(Z+1)}\,\mathrm{g\,cm}^{-2}, \qquad \text{pre } Z \geq 10 \tag{6}$$

Priečny polomer je škálovaný Molièrovym polomerom R_m[3]:

$$R_m = \frac{X_0 \cdot E_S}{E_C} \tag{7}$$

E_C — kritická energia [MeV], pri ktorej sú energetické straty ionizáciou rovnaké ako straty brzdným žiarením

E_S — škálovacia energia ($\sqrt{4\pi/\alpha}\, m_e c^2 = 21,2052$ MeV)

3.2.2 Hadrónové spŕšky

V prípade hadrónu ako incidentnej častice pri silných interakciách hadrónov s jadrami atómov vznikajú ako sekundárne častice v najväčšej miere zasa hadróny (pióny, kaóny, protóny, neutróny, hyperóny), pričom priama produkcia elektromagnetických častíc je zanedbateľná. Elektromagnetické častice sa výrazne produkujú len pri rozpade π^0. π^0 mezón má extrémne krátku strednú dobu života $(8,4 \pm 0,6 \times 10^{-17}$ s). Rozpadá sa na 2 γ (98,8 %) alebo $e^+e^-\gamma$ (1,2%)[3]. Ostatné rozpadové módy π^0 tiež vedú na elektromagnetické častice, ich pravdepodobnosť je pre kalorimetriu zanedbateľná. Takto vzniká elektromagnetická časť hadrónových spŕšok. Pri jadrových reakciách často dochádza k reakciám s vyžiarením častíc, alebo k rozpadu jadra. Časť energie incidentnej častice sa spotrebuje na prekonanie 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 nesú krátkodoletové štiepne produkty, ktoré vznikajú v látke s veľkým Z, teda v pasívnom médiu, a pri rozpade nestabilných častíc vznikajú aj mióny a neutrína, ktoré unikajú z detektora, je v prípade hadrónu podiel energie odovzdanej aktívnemu médiu (meraná energia) menší ako pre elektromagnetickú časticu. Priečny a pozdĺžny rozmer hadrónovej spŕšky sa škáluje interakčnou dĺžkou λ_I[5]:

$$\lambda_I \approx 35\, A^{1/3}\, \mathrm{g\,cm^{-2}} \tag{8}$$

V prípade materiálu s veľkým Z je pomer λ_I/X_0 veľký, teda hadrónové spŕšky sú oveľa dlhšie a širšie ako elektromagnetické.

3.3 Nekompenzovanosť kalorimetra

Na základe predchádzajúcej časti sa dá očakávať, že hadrónový kalorimeter bude mať pre elektróny a pióny s rovnakou energiu rôznu odozvu. Mierou nekompenzovanosti kalorimetra je pomer e/h, čo je pomer signálu od elektromagnetickej a čistej hadrónovej spŕšky. Čistou hadrónovou spŕškou nazývame takú spŕšku, ktorá neobsahuje vysokoenergetické elektromagnetické častice. V skutočnosti sa meria pomer e/π, čo je pomer odozvy kalorimetra na elektróny a pióny. Energetické zastúpenie π^0 mezónov v spŕške, teda následovným rozpadom elektromagnetických častíc, je náhodná veličina, ktorá nadobúda hodnoty 0–100 %. Konverzný koeficient pre jednotlivé pióny sa pohybuje medzi h a e v závislosti od energetického zastúpenia π^0. Stredná hodnota energetického podielu π^0 rastie *nelineárne* s energiou incidentných hadrónov. Detekcia hadrónov je v porovnaní s elektrónmi spojená s nelinearitou a horším energetickým rozlíšením

4 Rekonštrukcia energie

Najjednoduchšie môžeme rekonštruovať energiu spočítaním signálu zo všetkých buniek (a vynásobením celkového signálu konverzným koeficientom). Takto získame *nekorigovanú* energiu. Cieľom rekonštrukcie energie z kalorimetra je konvertovať nameraný signál na energiu incidentných častíc. Pri rekonštrukcii sa prihliada na nelinearitu odozvy kalorimetra.

4.1 „Benchmark" metóda

Táto metóda sa používa na posúdenie úspešnosti iných metód. Princípom tejto metódy je spočítanie signálu zo všetkých buniek a vynásobenie konverzným koeficientom, ktorý závisí od energie. Závislosť signálu od energie sa popisuje nelineárnymi vzťahmi, ktorých koeficienty nezávisia od energie. Táto metóda sa použila na rekonštrukciu dát nameraných v roku 1993 pri testovaní prototypu hadrónového kalorimetra experimentu ATLAS [6].

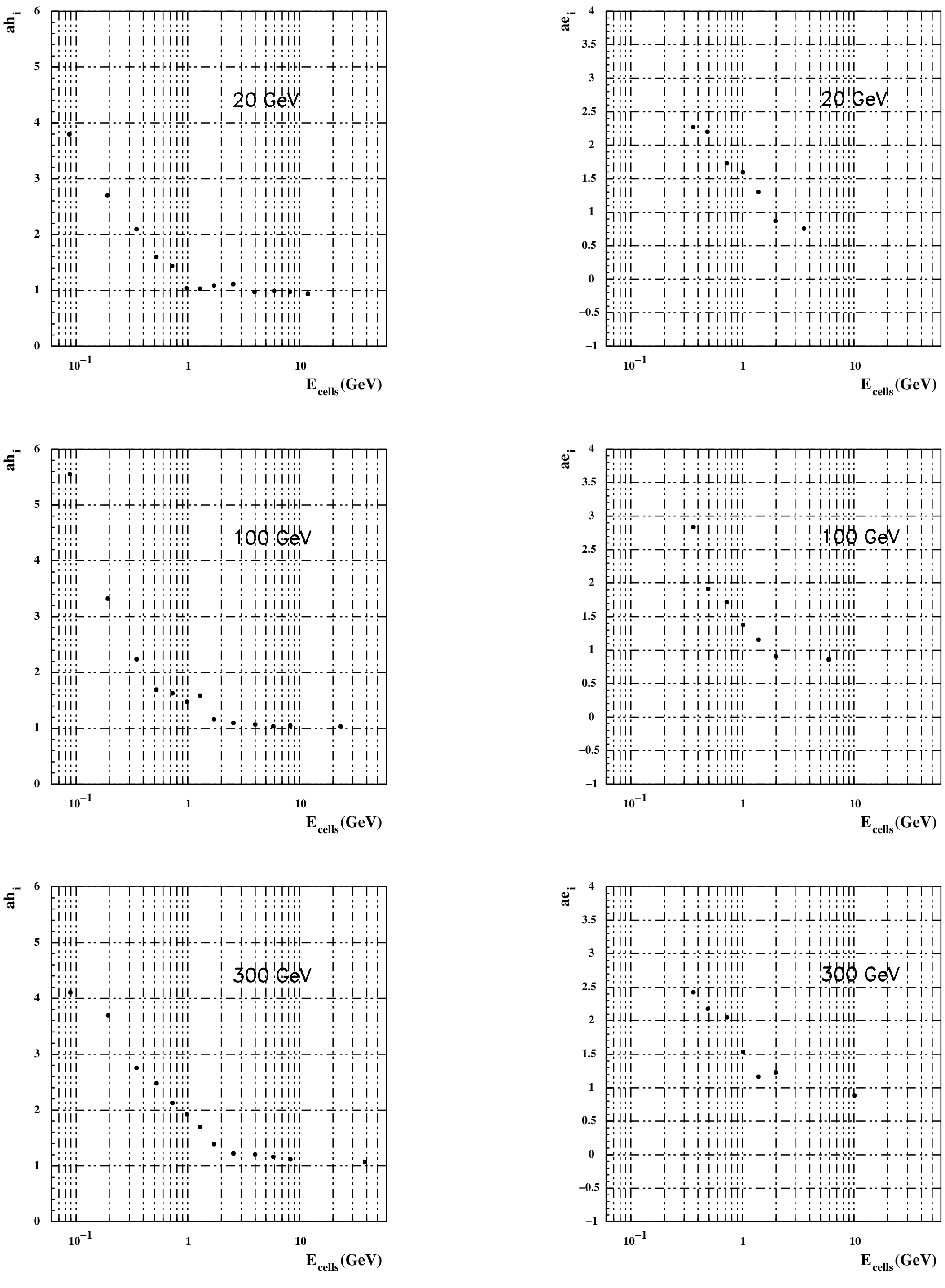
4.2 „H1" váhovacia metóda

H1 metóda bola použitá na experimente H1 [4], podľa čoho získala aj meno. Pre svoju úspešnosť a malý počet parametrov bola navrhnutá aj pre experiment ATLAS. Táto metóda koriguje energiu zvýšením odozvy z buniek s relatívne malým signálom. Predpokladá sa, že bunky, v ktorých sa uložilo veľa π^0 energie, poskytujú väčší signál ako ostatné bunky. Zvýšením signálu ostatných buniek sa vyrovná rozdiel odozvy kalorimetra na elmag. častice a hadróny.

Signál každej bunky E_{cell} sa vynásobí konverzným koeficientom, ktorý závisí od energie uloženej v bunke, čím sa získa korigovaná energia bunky E_{cell}^{corr}:

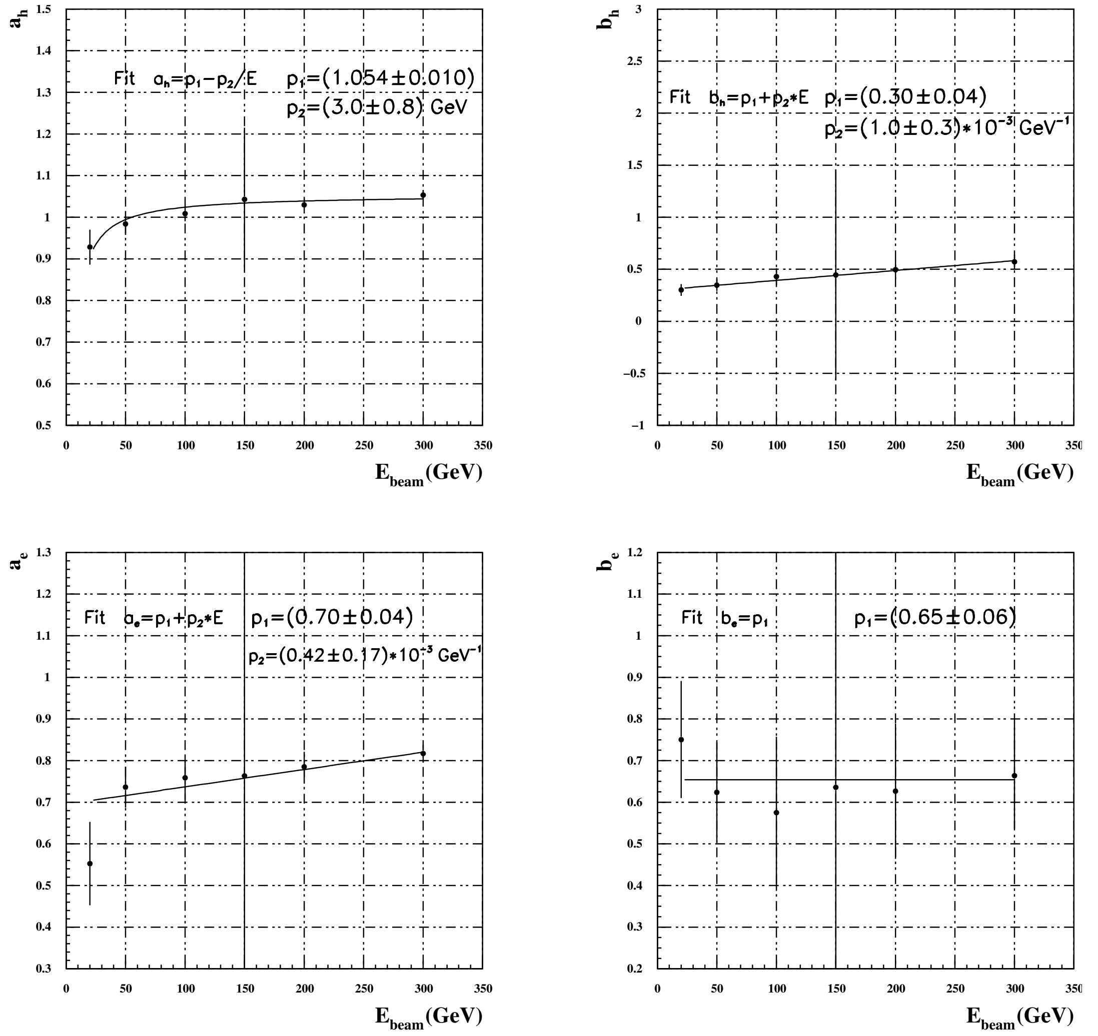
$$E_{cell}^{corr} = a_i \cdot E_{cell} \tag{9}$$

Pre každú energiu incidentných častíc sa enrgia uložená v bunkách rozdelí na niekoľko interval. Pre každý interval sa nájdu koeficienty a_i minimalizovaním energetického rozlíšenia kalorimetra (obr. 2). V tomto stave má H1 váhovacia metóda príliš veľa para-

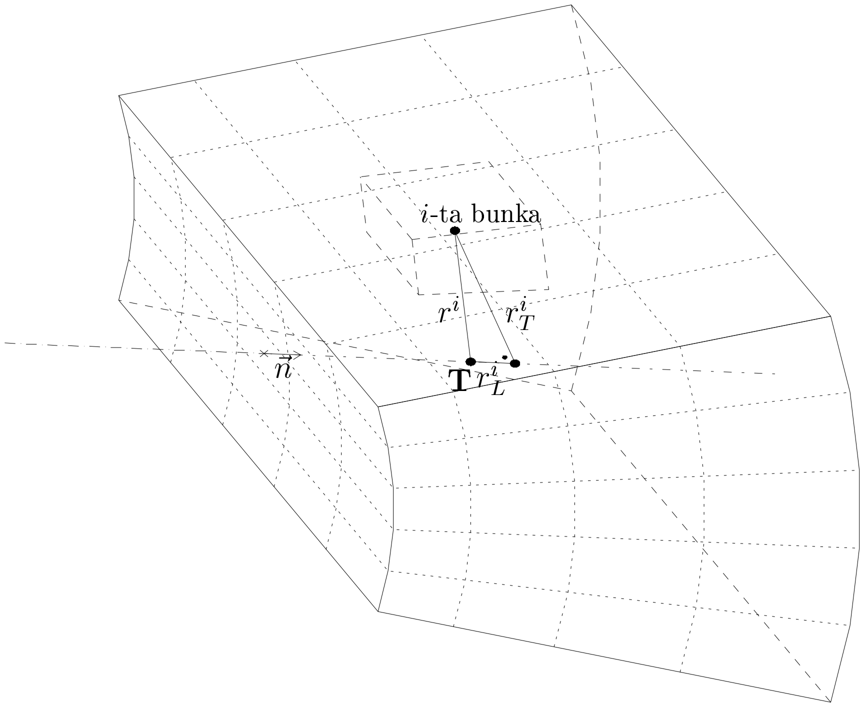


Obrázok 2: Závislosť koeficientov a_i H1 váhovacej metódy pre rôzne energie incidentných častíc od energie uloženej v bunkách. Vľavo pre hadrónový kalorimeter, vpravo pre elektromagnetický.

metrov (120). Zníženie počtu parametrov sa dosiahne preložením závislosti parametrov a_i od energie uloženej v bunke funkciou s 2 parametrami ($y = a + b/E_{cell}$). Takto získané parametre majú monotónnu závislosť od incidentnej energie (obr. 3), ktorá sa využíva na ďalšie zníženie počtu parametrov H1 metódy na 7. [7]



Obrázok 3: Závislosť parametrov a a b H1 metódy od energie incidentných častíc. Hore pre hadrónový, dole pre elektromagnetický kalorimeter.



Obrázok 4: Definícia topologických parametrov. (podrobnosti viď text)

4.3 Topologické parametre spŕšok

Ako bolo spomenuté, detekcia hadrónov je v dôsledku fluktuácie π^0 energie zaťažená zhoršením rozlíšenia a nelinearitou. Našim cieľom je rozlíšiť spŕšky s rôznym podielom π^0 energie a adekvátne ich prekalibrovať. Hadrónové spŕšky majú väčšie rozmery ako elektromagnetické. Predpokladáme, že rozmery hadrónových spŕšok súvisia s energiou elektromagnetických častíc v spŕške. Na overenie tohto tvrdenia sme použili dáta namerané v máji 1995 pri testovaní modelu hadrónového kalorimetra *MODULE5*. Tento kalorimeter bol rozdelený na bunky, čo umožňuje z energie uloženej v jednotlivých bunkách vypočítať topologické parametre (obr. 4). Pre definíciu topologických parametrov si musíme definovať os spŕšky a ťažisko spŕšky. Os spŕšky stotožníme s vektorom rýchlosti incidentnej častice $\vec{n}$. X-ovú súradnice ťažiska $\mathbf{T}$ (x_T) nájdeme ako vážený aritmetický priemer x-ovej súradnice stredu buniek kalorimetra váhovaný signálom z jednotlivých buniek:

$$x_T = \frac{\sum\limits_{bunky} S_i \cdot x_{r_i}}{\sum\limits_{bunky} S_i} \tag{10}$$

S_i — signál z i-tej bunky

x_{r_i} — x-ová súradnica stredu i-tej bunky

Y-ová a z-ová súradnica ťažiska je dopočítaná na os spŕšky.

Teraz môžeme definovať topologické parametre spŕšky.

Priečny polomer spŕšky R_T je stredná vzdialenosť stredov buniek od osi spŕšky váhovaná signálom z jednotlivých buniek.

Pozdĺžny rozmer spŕšky R_L je stredná vzdialenosť priemetov stredov buniek na os spŕšky od ťažiska bunky váhovaná signálom z jednotlivých buniek.

$$R_T = \frac{\sum\limits_{bunky} S_i \, r_T^i}{\sum\limits_{bunky} S_i}, \qquad \text{kde} \quad r_T^i = \left|\vec{r^i} \times \vec{n}\right| \tag{11}$$

$$R_L = \frac{\sum\limits_{bunky} S_i \, r_L^i}{\sum\limits_{bunky} S_i}, \qquad \text{kde} \quad r_L^i = \left|\vec{r^i} \cdot \vec{n}\right| \tag{12}$$

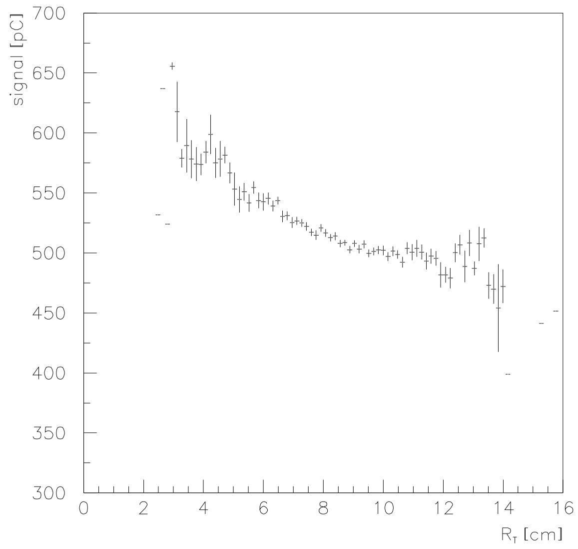
$\vec{r^i}$ — vektor z ťažiska spŕšky po stred i-tej bunky.

S^i — signál z i-tej bunky.

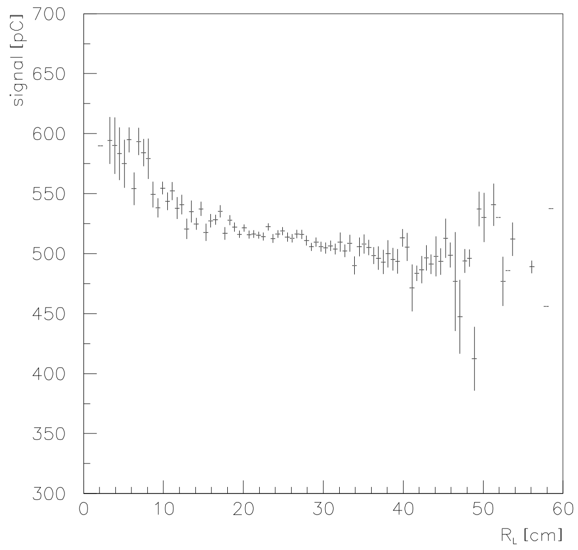
$\vec{n}$ — jednotkový vektor v smere osi spŕšky.

T — ťažisko spŕšky.

Obrázky 5 a 6 sú príkladmi závislosti odozvy kalorimetra od topologických parametrov spŕšky pre jednu energiu piónov a jedno miesto dopadu častíc do detektora. Náš predpoklad zo začiatku paragrafu je splnený a túto závislosť môžeme využiť na korekciu rozlíšenia.



Obrázok 5: Závislosť odozvy kalorimetra od priečneho polomeru spŕšky.



Obrázok 6: Závislosť odozvy kalorimetra od pozdĺžneho rozmeru spŕšky.

4.4 R_T váhovacia metóda

R_T váhovacia metóda má za cieľ rekonštruovať energiu pomocou konštánt s prirodzeným fyzikálnym významom [11]. Pre veľké hodnoty parametra R_T (obr. 5) predpokladáme, že spŕšku netvoria vysokoenergetické elektromagnetické častice. Konverzný koeficient nadobúda hodnotu h. Pri malých hodnotách R_T signál nadobúda maximum. Predpokladáme, že toto maximum zodpovedá čistej elektromagnetickej spŕške, a na konverziu použijeme koeficient e. Tieto polomery nasýtenia označíme R_m a R_0. Závislosť signálu od priečneho polomeru spŕšky je možné popísať nasledujúcou spojitou funkciou:

$$S = \begin{cases} E_{inc} \cdot e, & \text{pre } R_T < R_0 \\ E_{inc} \cdot h \cdot \left(1 + \left(\frac{e}{h} - 1\right) \cdot \left(\frac{R_m - R_T}{R_m - R_0}\right)^{\alpha}\right), & \text{pre } R_0 \leq R_T \leq R_m \\ E_{inc} \cdot h, & \text{pre } R_T > R_m \end{cases} \tag{13}$$

kde E_{inc} je energia incidentných častíc, α je konštanta. Táto metóda sa aplikuje *event–by–event*, teda pre event sa vypočíta R_T, aplikovaním vzťahu 13 sa koriguje energia, pokračuje sa ďalším eventom.

R_T váhovacia metóda používa niekoľko parametrov:

e, h konverzné koeficienty kalorimetra pre elmag. častice a hadróny

R_0, R_m rozmery spŕšok ovplivnené konštrukciou kalorimetra

α vlastný parameter metódy, pomocou ktorého sa určuje závislosť π^0 energie od priečneho polomeru spŕšky.

Metóda má celkom 6 parametrov, z ktorých 4 sú nezávislé na metóde.

4.4.1 Určenie polomerov nasýtenia

R_T váhovacia metóda potrebuje pre svoju činnosť určiť polomery nasýtenia R_0 a R_m. Vzhľadom na priebeh závislosti signálu od R_T nie je nutné presne určiť hodnotu parametra R_m. Pri skúmaní závislosti od miesta dopadu sme ju stanovili na 14 cm, pri skúmaní energetickej závislosti sme použili 2 možnosti: $R_m = 15$ cm a $R_m - R_0 = 12$ cm. Parameter R_0 sme museli stanoviť zvlášť pre každé miesto dopadu.[1] Optimálna hodnota R_0 súvisí

[1] Pri zmene osi spŕšky sa zmenia vzdialenosti stredov buniek od osi spŕšky, čo má vplyv na minimálnu hodnotu R_T.

z cm	RUN	$R_T^{sampl.1}$ cm	$R_T^{sampl.2}$ cm	$R_T^{sampl.3}$ cm	$R_T^{sampl.4}$ cm	R_0 cm
-28	31089	3.97	2.10	9.92	**1.53**	3
-20	31094	3.90	9.98	**3.20**	6.35	5
-18	31095	5.87	9.04	**1.23**	8.32	6
-16	31096	7.84	7.07	**0.74**	10.29	5
-14	31097	9.81	5.10	**2.71**	8.74	6
-12	31099	9.21	**3.14**	4.68	6.77	6
-10	31101	7.24	**1.17**	6.65	4.80	5
-8	31063	5.27	**0.80**	8.62	2.83	4
-6	31076	3.30	2.77	10.41	**0.86**	5
-4	31102	1.33	4.74	8.44	**1.11**	5
-2	31103	**0.64**	6.71	6.47	3.08	6
0	31104	**2.60**	8.68	4.50	5.05	6
2	31105	4.57	10.34	**2.53**	7.02	8
4	31106	6.54	8.37	**0.56**	8.99	10
6	31107	8.51	6.40	**1.41**	10.04	8.5
8	31109	10.48	4.44	**3.38**	8.07	6.5
10	31110	8.54	**2.47**	5.35	6.10	5
12	31111	6.57	**0.50**	7.32	4.13	4
16	31113	2.63	3.44	9.74	**0.19**	5
18	31114	**0.66**	5.41	7.77	1.78	6.5
20	31115	**1.30**	7.38	5.80	3.75	4

Tabuľka 1: Miesta dopadu častíc v jednotlivých RUN-och. Najmenšia vzdialenosť stredov buniek od osi spŕšky v samplingoch 1–4. Polotučným písmom je označená najmenšia vzdialenosť pre celý kalorimeter. Optimálna hodnota R_0 pri incidentnej energii 100 GeV.

s minimálnou vzdialenosťou stredov buniek od osi spŕšky v prvom až treťom samplingu (tabuľka 1). Pri skúmaní energetických závislostí sme R_0 zvolili optimálne pre každú energiu. V prípade praktického použitia metódy je nutné súvislosť R_0 so vzdialenosťou stredou buniek od osi spŕšky jednoznačne matematicky popísať. Pre každú konštrukciu kalorimetra[2] bude mať iný tvar, prototyp MODULE5 sa ďalej nebude používať, preto nepokladáme za nutné nájsť jej presný tvar.

4.5 Doplnková R_L korekcia

Pozdĺžny rozmer spŕšky R_L je zaťažený omnoho väčšou chybou ako priečny polomer, pretože v pozdĺžnom smere je detektor delený na väčšie úseky ako v priečnom a závisí od určenia polohy ťažiska spŕšky, ktoré je zaťažené rovnakou neistotou. Pri analogickom použití R_L ako R_T v R_T váhovacej metóde sa dosahujú horšie výsledky. R_L nie je vhodné na priamu korekciu, ale môžeme ho použiť na doplnkovú korekciu eventov korigovaných pomocou R_T. Aby metóda rekonštrukcie nepoužívala príliš veľa parametrov, použili sme na túto doplnkovú rekonštrukciu lineárnu funkciu. Táto korekcia sa zakladá na nájdení parametrov lineárnej funkcie tak, aby jej priebeh pri danej energii, uhle a mieste dopadu incidentných častíc zodpovedal závislosti signálu korigovaného R_T váhovacou metódou na R_L. Takto získaná funkcia sa pri rekonštrukcii *event-by-event* použije na doplnkovú korekciu. Hodnotou funkcie zodpovedajúcej R_L daného eventu sa podelí R_T korigovaný signál a teda keď funkcia nie je konštantná, nastane zlepšenie rozlíšenia. Pre veľké neistoty v určení signálu pri malom a veľkom R_L spôsobené malým počtom eventov v týchto oblastiach a lineárny priebeh závislosti v stredných oblastiach R_L, môžeme lineárnu funkciu považovať za ideálnu.

[2]Priestorové rozdelenie na bunky a ich rozmery.

5 Projekt dizertačnej práce

5.1 Ciele rigoróznej práce

Ciele dizertačnej práce sú stanovené v rámci spolupráce nášho pracoviska s experimentom ATLAS. Hlavnými cieľmi dizertačnej práce sú:

1. Skúmať energetické rozlíšenie prototypov hadrónového kalorimetra experimentu ATLAS pre rôzne energie.

2. Rozvinúť R_T váhovaciu metódu rekonštrukcie energie pre rôzne typy hadrónového kalorimetra, zahrnúť do metódy elektromagnetický kalorimeter.

3. Preskúmať možné závislosti odozvy hadrónového kalorimetra od miesta a uhla dopadu incidentných častíc.

4. Modelovať metódou Monte Carlo odozvu hadrónového kalorimetra pomocou programového balíka GEANT, porovnať modelovanú odozvu s experimentálne nameranými dátami, modelovaním preskúmať vplyv granularity a rozmerov buniek hadrónového kalorimetra na úspešnosť metód rekonštrukcie energie.

5.2 Dosiahnuté výsledky

V nasledujúcej časti sú popísané výsledky získané aplikaviním R_T váhovacej metódy na dáta získané pri testovaní prototypu hadrónového kalorimetra MODULE5 v roku 1995 piónmi s energiou 20, 50, 100, 150, 180, 200 a 300 GeV, uhlom dopadu $\vartheta = 10°$, $\varphi = 0°$, miestom dopadu $x = y = 0$ cm, $z = -8$ cm.

Ďalej sme skúmali dáta získané pri testovaní kalorimetra piónmi s energiou 100 GeV, uhlom dopadu $\vartheta = 10°$, $\varphi = 0°$, miestom dopadu $x = y = 0$ cm, $z = -28$–20 cm.

5.2.1 R_T váhovacia metóda pre rôzne energie

Na preverenie funkčnosti R_T váhovacej metódy sme túto aplikovali na dáta namerané s rôznou energiou a rovnakým miestom dopadu incidentných častíc. Použili sme 2 rôzne modely určenia polomeru nasýtenia R_m. Príklady priebehov fitov sú na obrázku 7, zhrnutie výsledkov v tabuľkách 2 a 3. Parameter α má monotónnu závislosť od energie. Priebehom tejto závislosti sme preložili exponenciálnou funkciou (obrázok 8 a 9) a túto funkciu sme použili na výpočet parametra α pri rekonštrukcii.

5.2.2 Kombinovaná R_T a R_L korekcia

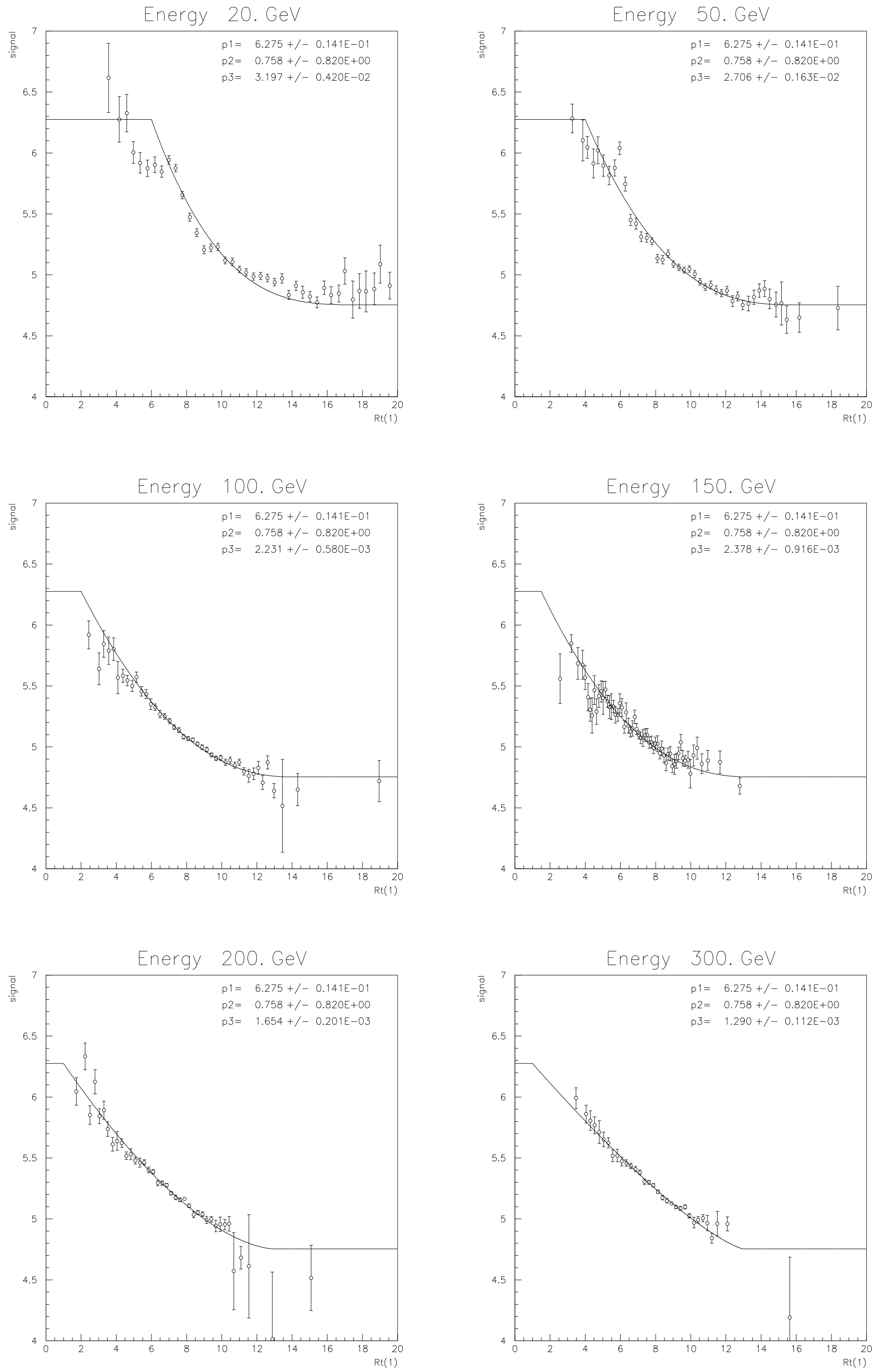
Kombinovanú korekciu sme aplikovali na 100 GeV dáta v dvoch krokoch. V prvom kroku sme použili R_T váhovaciu metódu, príklady fitov sú uvedené na obrázkoch 10 a 11. V druhom kroku sme aplikovali doplnkovú R_L korekciu, príklady fitov sú uvedené na obrázkoch 12 a 13. Súhrn výsledkov je uvedený v tabuľke 4.

E_{inc} [GeV]	$\alpha \pm \sigma_\alpha$	*linearita*	*rozlíšenie* [%]	*nekorig. rozl.* [%]	R_0 [cm]
20	2,2563 ± 0,0032	1,0150	12,40	13,50	6,0
50	2,4128 ± 0,0015	1,0100	8,80	9,30	4,0
100	2,4959 ± 0,0006	0,9970	6,40	6,90	2,0
150	2,7835 ± 0,0011	0,9793	6,00	6,60	1,5
180	1,9431 ± 0,0002	1,0067	5,50	5,80	1,0
200	2,0572 ± 0,0002	0,9990	5,30	6,00	1,0
300	1,6378 ± 0,0001	1,0037	4,90	5,40	1,0

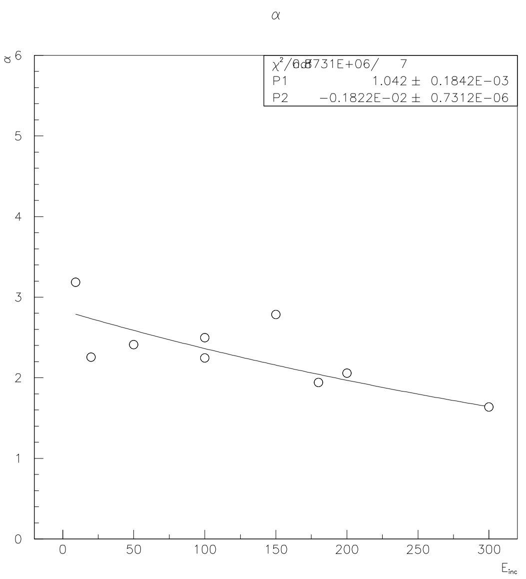
Tabuľka 2: Výsledky dosiahnuté pri skúmaní energetických závislostí, pri $R_m = 15$ cm. Parameter α, linearita, korigované a nekorigované energetické rozlíšenie, optimálna hodnota R_0.

E_{inc} [GeV]	$\alpha \pm \sigma_\alpha$	*linearita*	*rozlíšenie* [%]	*nekorig. rozl.* [%]	R_0 [cm]	R_m [cm]
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
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

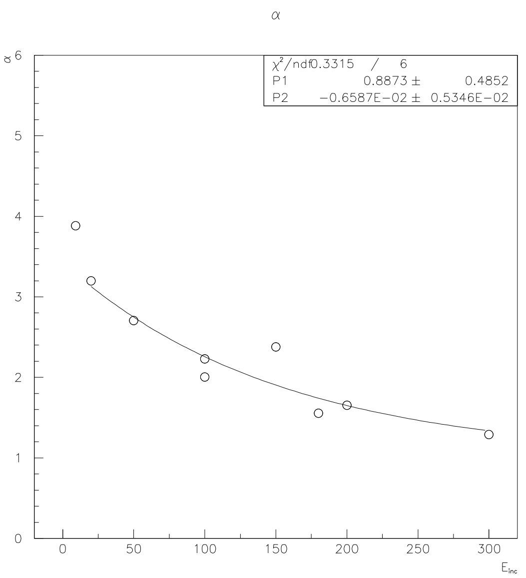
Tabuľka 3: Výsledky dosiahnuté pri skúmaní energetických závislostí, pri $R_m - R_0 = 12$ cm. Parameter α, linearita, korigované a nekorigované energetické rozlíšenie, optimálna hodnota R_0 a R_m.



Obrázok 7: Príklady priebehov fitov pre energie od 20 do 300 GeV a $R_m - R_0 = 12$ cm.



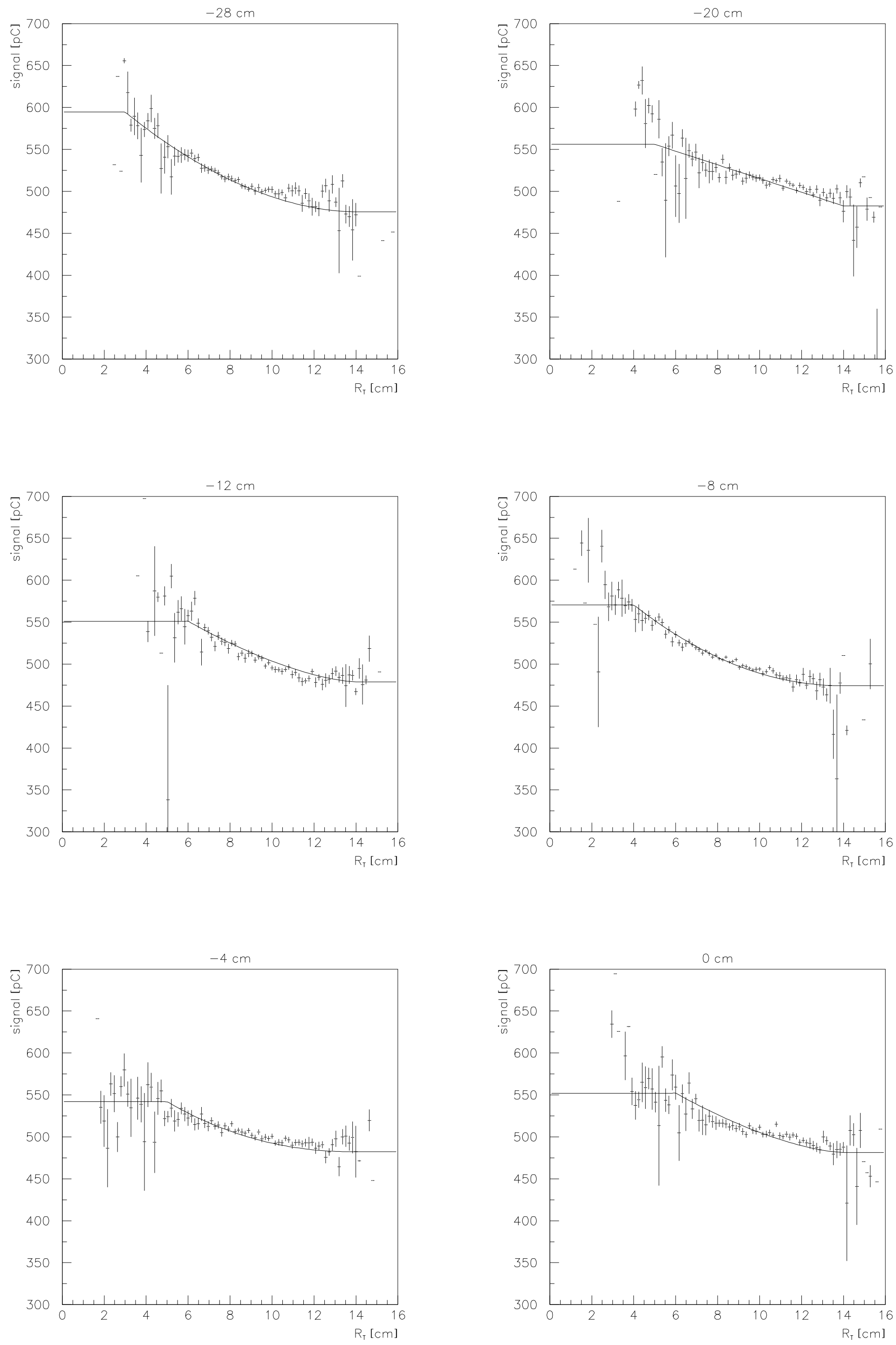
Obrázok 8: Expenenciálny fit parametra α získaného R_T-váhovacou metódou pri $R_m =$ 15 cm.



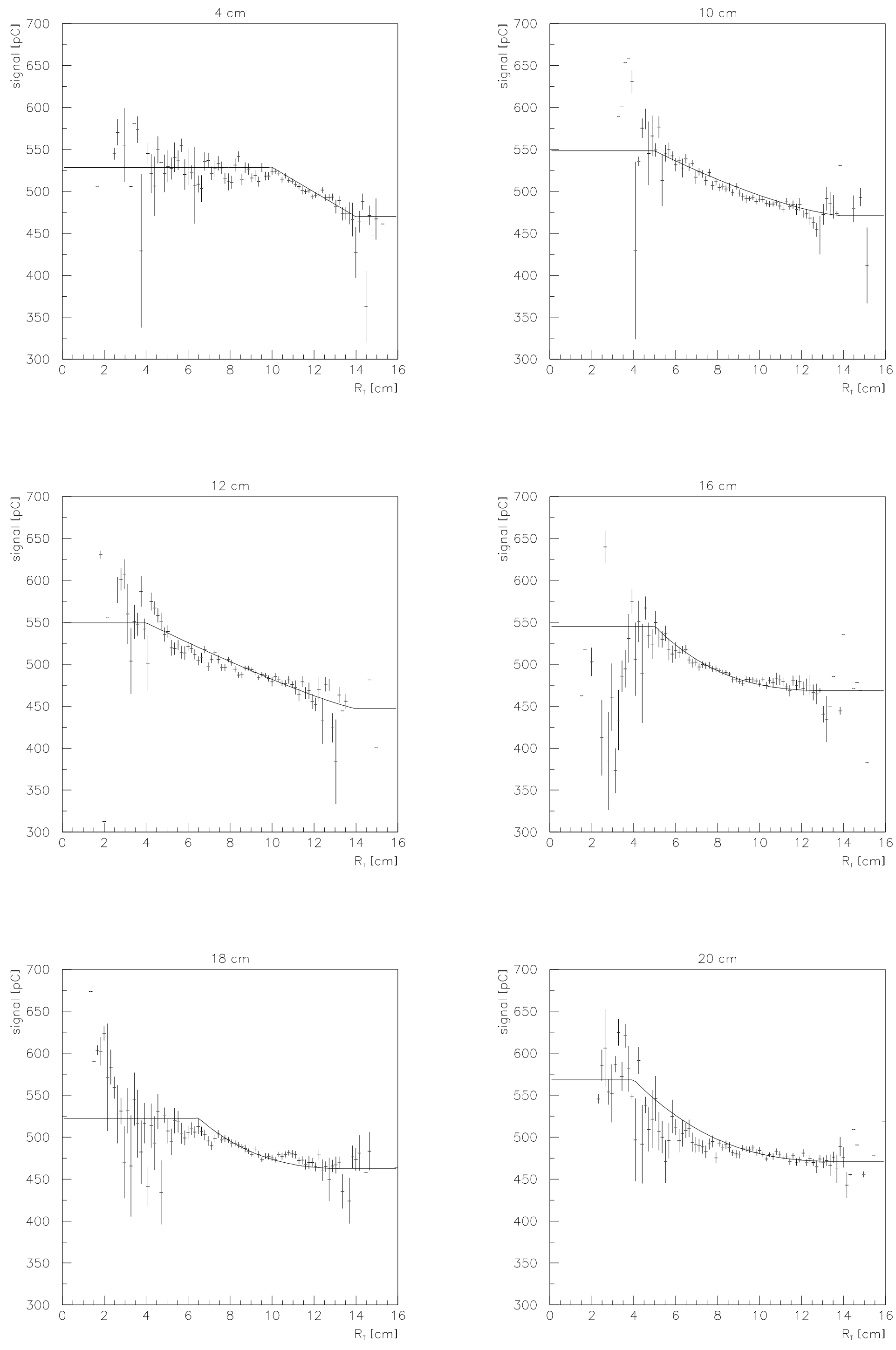
Obrázok 9: Expenenciálny fit parametra α získaného R_T-váhovacou metódou pri $R_m - R_0 = 12$ cm.

z cm	RUN	nekorig. rozl. %	R_T korig. rozl. %	$R_T + R_L$ korig. rozl. %
-28	31089	7.82	7.07	7.09
-20	31094	7.53	7.45	7.32
-18	31095	7.61	7.60	7.44
-16	31096	7.63	7.56	7.42
-14	31097	7.21	6.83	6.77
-12	31099	7.53	6.77	6.74
-10	31101	7.95	6.85	6.82
-8	31063	7.78	6.88	6.91
-6	31076	7.71	7.03	7.03
-4	31102	7.60	7.39	7.41
-2	31103	7.84	7.60	7.35
0	31104	7.60	7.38	7.39
2	31105	7.55	7.70	7.43
4	31106	7.91	7.57	7.21
6	31107	7.74	7.47	7.30
8	31109	7.92	7.34	7.26
10	31110	7.77	7.03	6.96
12	31111	7.68	6.94	7.02
16	31113	8.25	7.27	7.12
18	31114	8.48	7.86	7.50
20	31115	8.60	8.18	7.76

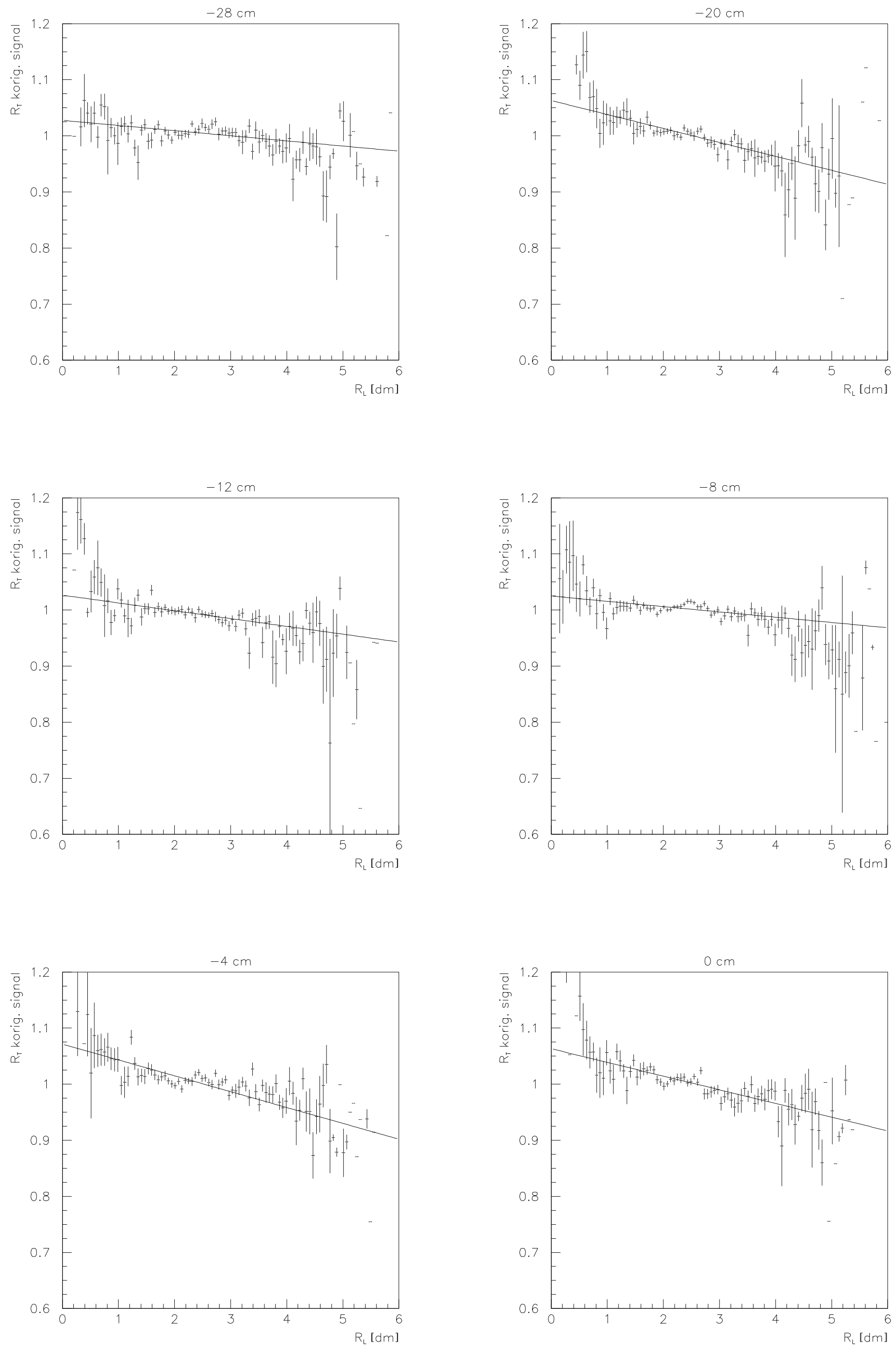
Tabuľka 4: Porovnanie nekorigovaného, R_T korigovaného a $R_T + R_L$ korigovaného rozlíšenia.



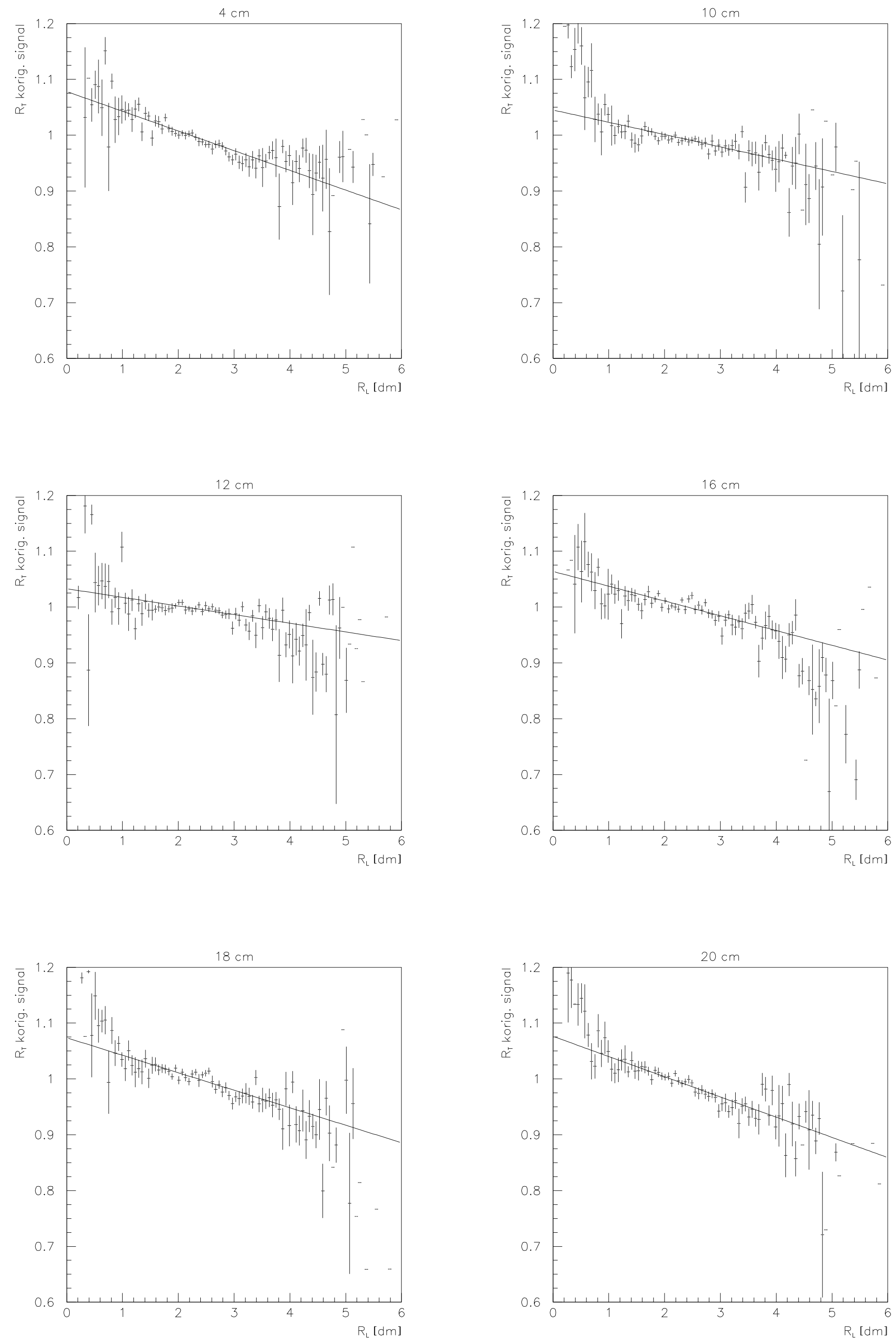
Obrázok 10: Príklady priebehov fitov signálu od R_T pre $E_{inc} = 100$ GeV a rôzne miesta dopadu.



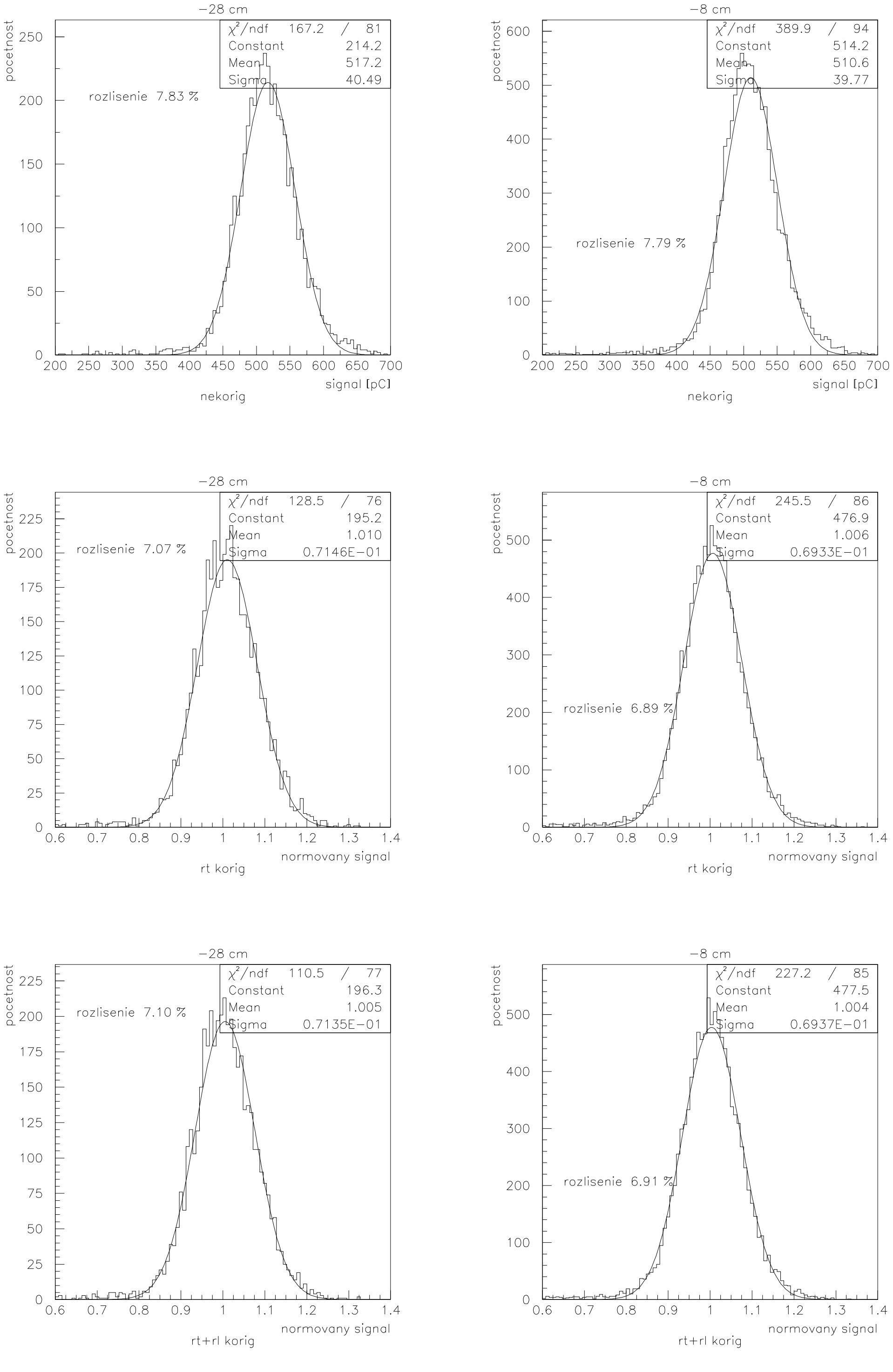
Obrázok 11: Príklady priebehov fitov signálu od R_T pre $E_{inc} = 100$ GeV a rôzne miesta dopadu.



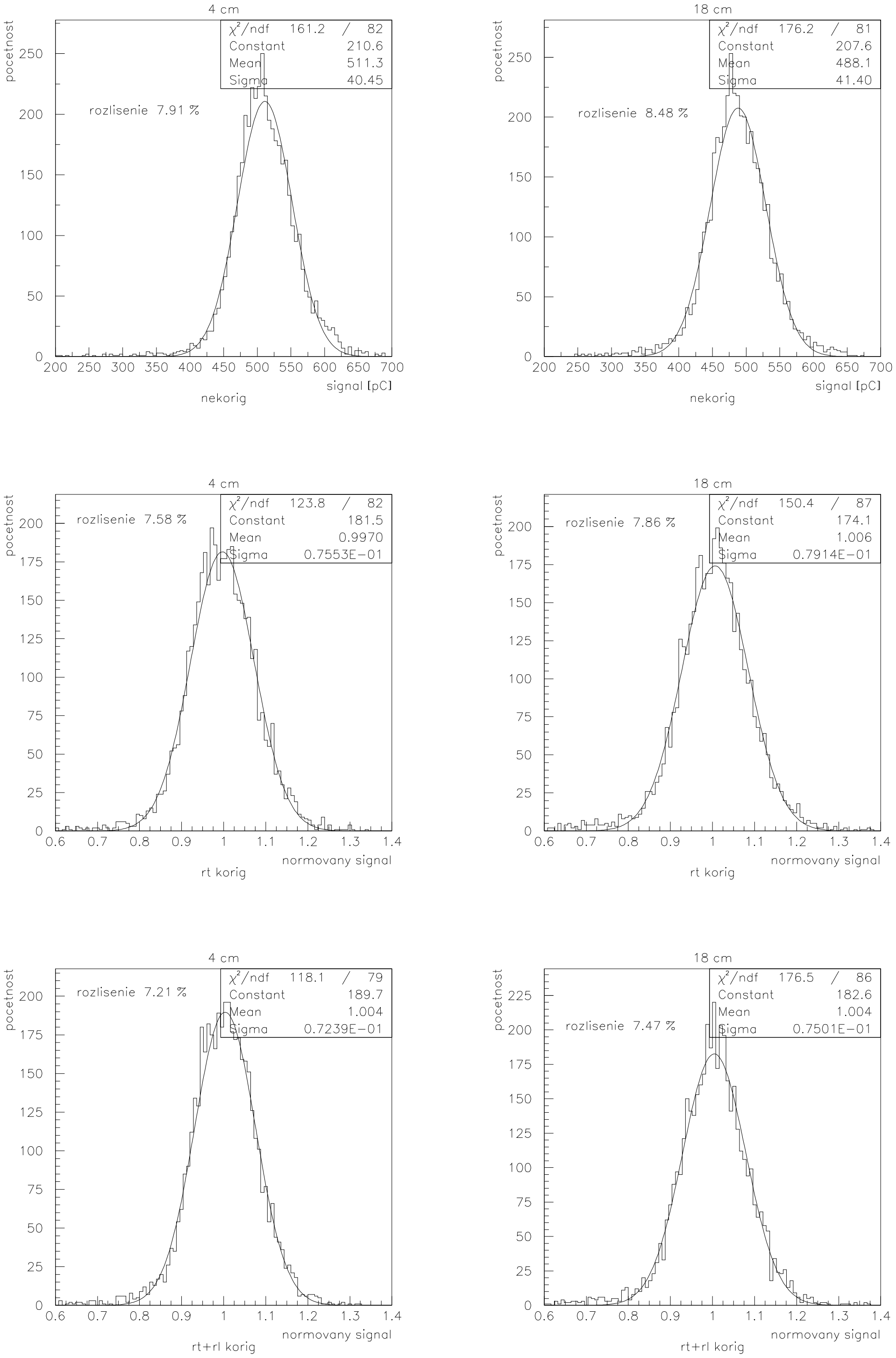
Obrázok 12: Príklady priebehov fitov R_T korigovaného signálu od R_L pre $E_{inc} = 100$ GeV a rôzne miesta dopadu.



Obrázok 13: Príklady priebehov fitov R_T korigovaného signálu od R_L pre $E_{inc} = 100$ GeV a rôzne miesta dopadu.



Obrázok 14: Porovnanie nekorigovaného, R_T korigovaného a $R_T + R_L$ korigovaného signálu pre prípady, v ktorých dodatočná korekcia nespôsobuje zlepšenie rozlíšenia.



Obrázok 15: Porovnanie nekorigovaného, R_T korigovaného a $R_T + R_L$ korigovaného signálu pre prípady, v ktorých dodatočná korekcia spôsobuje zlepšenie rozlíšenia.

5.3 Diskusia dosiahnutých výsledkov

5.3.1 R_T váhovacia metóda pre rôzne energie

R_T váhovaciu metódu sme aplikovali pri rôznych energiách. Naša metóda má 3 základné parametre: konverzné koeficienty e a h, o ktorých metóda predpokladá že sú konštantné a dané konštrukciou kalorimetra, a parameter α. Pri fitovaní sme použili pre parametre e a h hodnoty nájdené inými metódami (h ako koeficient konverzie pri veľkom R_T, ako pomer e/h sme použili hodnotu 1,32, toto číslo sa používa v ATLAS kolaborácii [11]), voľný sme mali len parameter α. Energetický priebeh parametra α sme fitovali exponenciálnou funkciou, pre rekonštrukciu sme použili α vypočítané touto funkciou. Linearita takto rekonštruovaných eventov je vynikajúca (tabuľky 2 a 3) na úrovni < 1 %.

Polomer nasýtenia R_0 sme zvolili nezávisle pre každú energiu. Takto zvolený parameter R_0 nadobúda hodnotu 6 cm pre $E_{inc} = 20$ GeV až po 1 cm pre $E_{inc} > 180$ GeV s monotónnou závislosťou od energie. Tieto hodnoty jednoznačne súvisia s minimálnou priečnou vzdialenosťou stredov buniek od osi spŕšky v prvom a druhom samplingu (5,27 a 0,80 cm, tabuľka 1, riadok $z = -8$ cm).

5.3.2 Kombinovaná R_T a R_L korekcia

R_T váhovaciu metódu sme použili na zlepšenie rozlíšenia dát uvedených v tabuľke 1. Priebehy fitov sú zobrazené na obrázkoch 10 a 11. Podrobnejšie budú výsledky diskuvané v nasledujúcich odstavcoch spolu s výsledkami s doplnkovou korekciou.

Doplnkovú R_L korekciu sme použili na zlepšenie energetického rozlíšenia eventov rekonštruovaných R_T váhovacou metódou. Priebehy fitov doplnkovej korekcie sú zobrazené na obrázkoch 12 a 13, histogramy nekorigovanej a korigovanej energie na obrázkoch 14 a 15. Použitie doplnkovej korekcie v niektorých prípadoch spôsobilo nepatrné zhoršenie rozlíšenia o cca 0.02 %, v ostatných prípadoch zlepšenie energetického rozlíšenia na porovnateľnej úrovni ako samostatná R_T váhovacia metóda.

V prípadoch, keď doplnková korekcia nespôsobuje zlepšenie rozlíšenia, R_T váhovacia metóda má výborné výsledky a naopak. Tieto 2 metódy sa dopĺňajú. Pre prípady, keď váhovacia metóda má výborné výsledky, má priebeh závislosti R_T korigovaného signálu od R_L (obrázky 12 a 13) konštantný charakter, doplnková korekcia v týchto prípadoch nemôže nič zlepšiť.

R_T váhovacia metóda má samostatne dobré výsledky v prípadoch, keď nastane jedna z nasledujúcich situácií:

$$R_T^{sampl.2} < R_T^{sampl.1} \qquad \wedge \qquad R_T^{sampl.2} < R_T^{sampl.3}$$

$$R_T^{sampl.2} \approx R_T^{sampl.1} \qquad \wedge \qquad R_T^{sampl.2} < R_T^{sampl.3}$$

$$R_T^{sampl.2} < R_T^{sampl.1} \qquad \wedge \qquad R_T^{sampl.2} \approx R_T^{sampl.3}$$

Tento jav môžeme vysvetliť tak, že vysokoenergetický π^0 mezón má najväčšiu pravdepodobnosť sa vyprodukovať v spŕške na konci prvého alebo začiatku druhého samplingu a ďalej sa rozvíja elektromagnetická spŕška. Veľká časť energie elektromagnetickej spŕšky sa teda absorbuje v druhom samplingu. Ak je v druhom samplingu najmenšia priečna vzdialenosť stredov buniek od osi spŕšky väčšia ako vo vedľajších samplingoch, nie sú dobré podmienky na fungovanie R_T váhovacej metódy, presnejšie nedá sa experimentálne dobre určiť priečny polomer spŕšky. Priečny polomer spŕšky je korelovaný s jej pozdĺžnym rozmerom (malý R_T je spôsobený veľkým podielom elektromagnetickej energie v spŕške, ktorý spôsobuje aj malý pozdĺžny rozmer), teda ak nie je dobre určený R_T, pomôže dodatočná korekcia pomocou R_L. Na druhú stranu, ak je R_T dobre určené, neistoty určenia R_L spôsobia, že dodatočná korekcia pomocou R_L je neúčinná.

Referencie

[1] Wigmans Richard, NIM A265 (1988) 273

[2] Groom D., **Proceedings of the Workshop on Calorimetry for the Supercollider**, Tuscaloosa, Alabama, USA, 1999

[3] D.E. Groom et al., **Particle Physics Booklet**, The European Physical Journal C15, 1 (2000)

[4] H1 Calorimeter Group, W. Braunschweig et al., **Result from a Test of a Pb Fe Liquid Argon Calorimeter**, DESY internal report, DESY 89-022 (1989)

[5] 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

[6] F. Ariztizabal et al., NIM A349 (1994) 384

[7] M. P. Casado, M. Cavalli-Sforza, **H1-inspired analysis of the 1994 combined test of the Liquid Argon and Tilecal calorimeter prototypes**, ATL-TILECAL, April 1996

[8] Eugeni Graugés, **Fast Simulation of Hadronic Showers in Sampling Calorimeters**, Universitat Autònoma de Barcelona, ATL-TILECAL-98-158, Mai 1997

[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] 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

[11] 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