FAKULTA MATEMATIKY, FYZIKY A INFORMATIKY

UNIVERZITA KOMENSKÉHO
BRATISLAVA

Katedra jadrovej fyziky

DIPLOMOVÁ PRÁCA

Rýchle simulácie odozvy hadrónového kalorimetra pre potreby experimentu ATLAS

Juraj Šutiak

Školiteľ: Doc. RNDr. Stanislav Tokár, CSc.

Bratislava 2002

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

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

Obsah

1 ÚVOD 3

2 FYZIKÁLNA MOTIVÁCIA 5

2.1 Štandardný model 5

2.2 Experiment ATLAS 6

2.2.1 Parametre LHC 6

2.2.2 Ciele experimentu 7

2.2.3 Detekčný systém 7

2.2.4 Úloha hadrónového kalorimetra 8

2.2.5 MODULE5 10

3 KALORIMETRIA 13

3.1 Princíp kalorimetrie 13

3.2 Monte Carlo simulácie - GEANT 16

3.3 Rýchle simulácie 17

4 GEOMETRICKÝ PROFIL SPŔŠKY 21

4.1 Cieľ 21

4.2 Metódy práce 21

4.3 100 GeV - Fluktuácie parametra *w* 22

4.4 100 GeV - Pozdĺžny profil 23

4.4.1 Elektromagnetická zložka spŕšky 23

4.4.2 Fluktuácie elektromagnetickej zložky 25

4.4.3 Hadrónová zložka spŕšky 29

4.4.4 Fluktuácie hadrónovej zložky 30

4.5 100 GeV - Radiálny profil spŕšky 35

4.6 Energetická závislosť parametrov 41

5 VÝSLEDKY 46

5.1 Popis programu 46

5.2 Porovnanie s GEANTom 46

5.3 Porovnanie s experimentálnymi dátami 47

6 ZÁVER 73

1 Úvod

Štandardný model (ŠM) je základnou všeobecne akceptovanou fyzikálnou teóriou popisujúcou mikrosvet. Bol potvrdený množstvom rôznych experimentov s veľmi dobrou presnosťou. Stále však ostávajú mnohé problémy otvorené. Doposiaľ napr. nebol pozorovaný Higgsov bozón – častica predpovedaná ŠM. Nie je spoľahlivo vysvetlený pôvod veľkého počtu voľných parametrov, prečo existujú práve tri generácie častíc, či podstata javu narušenia CP symetrie. Stále chýba jednoznačný dôkaz o existencii quark-gluónovej plazmy. Podobne otvorené ostávajú aj otázky fyziky idúcej za ŠM ako je napr. supersymetria predpovedajúca existenciu supersymetrických častíc (SUSY).

Odpovede na tieto a ďalšie otázky rovnako ako mnohé presné merania týkajúce sa ŠM nám môžu dať experimenty na urýchľovači LHC. LHC – Large Hadron Collider - by mal byť uvedený do prevádzky v roku 2005. Po spustení má urýchľovať protibežné zväzky protónov s energiou až 7 TeV a ťažké ióny s energiou 6 TeV na nukleón. Jedným zo štyroch experimentov, ktoré sa na ňom budú robiť, je ATLAS. Bude zameraný najmä na hľadanie Higgsovho bozónu, skúmanie fyziky ťažkých kvarkov, hľadanie fyziky za ŠM a pod.

Jednou z kľúčových zložiek experimentálneho zariadenia ATLAS bude kalorimetrický systém. Na rozdiel od iných metód detekcie, energetické rozlíšenie sa pri kalorimetrii so zvyšovaním energie zlepšuje. Úlohou kalorimetra bude merať energiu jetov (vysoko energetických spŕšok hadrónov a fotónov majúcich pôvod v jednotlivých kvarkoch), ďalej vysokoenergetických fotónov a elektrónov. Dôležité je aj stanovenie chýbajúcej priečnej hybnosti eventov (missing p_T), ktorá charakterizuje prítomnosť neutrín. Kvôli oblasti fyziky, ktorú bude ATLAS skúmať, sú na kalorimetrický systém kladené veľké nároky – najmä vysoké energetické rozlíšenie, linearita odozvy a hermeticita.

Fyzikálne zaujímavé reakcie budú prebiehať na vysokom pozadí. Aby sa odlíšilo pozadie od signálu bude potrebné nasimulovať veľké množstvo interakcií. Pri energiách ~100 GeV trvá plná Monte Carlo simulácia odozvy kalorimetra na 1 hadrón približne minútu. Pre dostatočnú štatistiku treba nasimulovať rádovo tisíce eventov, čo znamená

príliš vysoké nároky na počítačový čas. Riešením by mohli byť tzv. rýchle simulácie. Na základe znalostí o profiloch hadrónových spŕšok možno približne nasimulovať odozvu kalorimetra 1000x rýchlejšie. Cieľom tejto práce je vytvorenie programu na rýchle Monte Carlo simulácie, ktorý bude vychádzať z výsledkov experimentálnych testov s modulmi a prototypmi hadrónového kalorimetra experimentu ATLAS.

2 Fyzikálna motivácia

2.1 Štandardný model

Štandardný model je fyzikálna teória popisujúca elementárne častice a interakcie medzi nimi. Podľa ŠM sa elementárne častice delia na fundamentálne fermióny, kvantá silových polí (intermediálne bozóny) a Higgsove častice. Fundamentálne fermióny — častice so spinom ½ sa delia na leptóny a kvarky. Oba typy častíc sa ďalej delia na tri generácie. Ku každej častici existuje jej antičastica s rovnakou hmotnosťou ale opačným nábojom. Zatiaľ čo leptóny (napr. elektrón) sa vyskytujú voľne v prírode, samostatné kvarky pozorovať nemožno, pretože vytvárajú hadróny — viazané stavy 3 kvarkov resp. systém kvark-antikvark ako napr. protón, neutrón alebo π^0 mezón.

Existujú štyri typy interakcií medzi týmito časticami – elektromagnetická, silná a slabá interakcia a gravitácia. ŠM úspešne popisuje prvé tri, gravitáciu nezahŕňa. Interakcie sú prenášané časticami so spinom 1. Elektromagnetickú interakciu sprostredkovávajú fotóny. Slabá interakcia je prenášaná kalibračnými bozónmi Z^0, W^+ a W^-. Obe interakcie sa podarilo zjednotiť do jedinej - elektroslabej interakcie. Slabá a elektromagnetická interakcia sú rôznymi prejavmi tej istej interakcie pričom pri vysokých energiách sa stráca rozdiel medzi nimi. Elektroslabou interakciou interagujú leptóny rovnako ako kvarky. Silná interakcia prebieha len medzi kvarkami. Sprostredkováva ich 8 farebných gluónov s nulovou hmotnosťou. Otvorená je zatiaľ otázka zjednotenia silnej a elektroslabej interakcie.

Podľa ŠM existuje ešte ďalšie kalibračné pole, tzv. Higgsovo pole. Kvantum tohto poľa je Higgsov bozón. V normálnych podmienkach nemôže Higgsov bozón existovať voľne, existuje len tzv. Higgsov kondenzát, ktorý tvorí vákuum. Dôležitosť Higgsovho poľa spočíva v tom, že pri interakcii s ním nadobúdajú kalibračné bozóny a fundamentálne fermióny nenulovú hmotnosť.

Okrem ŠM existujú aj iné teórie, ktoré ho dopĺňajú alebo vysvetľujú niektoré javy alternatívnym spôsobom. Je to napr. teória Technicolour (QTD), ktorá nezavádza Higgsov bozón. Teória supersymetrie (SuSy) zase zahŕňa aj gravitáciu. Predpokladá, že

každá častica má svojho supersymetrického partnera. Podľa teórie superstrún je fundamentálny objekt superstruna existujúca v D-rozmernom časopriestore, pričom D=10 (príp. 26). Všetky nadbytočné rozmery okrem 4 sú skompaktifikované. Rôzne GUT teórie sa snažia o zjednotenie elektroslabých a silných interakcií.

Z uvedených teórií doteraz najlepšie súhlasí s experimentmi práve ŠM. Preto sa súčasná experimentálna fyzika snaží hlavne o jeho verifikáciu. Ide najmä o hľadanie Higgsovho bozónu, skúmanie fyziky ťažkých kvarkov atď. V súčasnosti najväčším projektom v tomto smere je LHC.

2.2 Experiment ATLAS

Experiment atlas je univerzálne navrhnutý časticový experiment, ktorý bude pracovať s protibežnými zväzkami protónov. Je to jeden zo štyroch experimentov navrhnutých pre urýchľovač LHC — Large Hadron Collider.

2.2.1 Parametre LHC

LHC je nový urýchľovač, ktorý sa buduje v CERNe v tuneli, kde predtým fungoval LEP. Jeho dokončenie je plánované na rok 2005. Bude urýchľovať protibežné zväzky protónov a ťažkých iónov. Jeho základné parametre sú:

Energia zväzkov - 7 TeV ⊗ 7 TeV pre protóny
574 TeV ⊗ 574 TeV pre Pb

Luminozita - 10^{34} $cm^{-2}s^{-1}$ pre protóny
2.10^{27} $cm^{-2}s^{-1}$ pre Pb

Čas medzi zrážkami- 0,025 μs pre protóny
0,165 μs pre Pb

Obvod urýchľovača- 26 659 m

Na urýchľovači budú bežať štyri experimenty zamerané na rôzne oblasti fyziky – ATLAS, ALICE, CMS a LHCb.

2.2.2 Ciele experimentu

Experiment ATLAS bude zameraný najmä na hľadanie Higgsovho bozónu. Bude citlivý na jeho detekciu v rozsahu hmotností od ~ 80GeV/c^2 až do teoretického limitu ~ 1TeV/c^2. Možné kanály rozpadu sú v tabuľke 1.

Hmotnostný interval (GeV)	rozpad
$90 < m_H < 100$	$H \to b\bar{b}$
$90 < m_H < 150$	$H \to \gamma\gamma$
$130 < m_H < 2m_Z$	$H \to ZZ^* \to 4l^{\pm}$
$m_H > 2m_Z$	$H \to ZZ \to 4l^{\pm}, 2l^{\pm}2\nu$
$m_H \leq 2m_Z$	$H \to WW, ZZ \to l^{\pm}\nu 2jety, 2l^{\pm}2jety$

Tabuľka 2.1: Možné kanály rozpadu Higgsovho bozónu.

Pri energiách a luminozite na LHC bude možné skúmať fyziku *top* kvarku. Predpokladá sa výroba 10^7 $t\bar{t}$ za rok, čo umožní detailné štúdium procesov s prítomnosťou *t* kvarku. Na verifikáciu ŠM bude zamerané štúdium fyziky *b* kvarku.

Ďalšou dôležitou úlohou bude hľadanie SuSy častíc. Predpokladá sa, že najľahšia SuSy častica má hmotnosť rádovo ~ 1TeV. SuSy časticu nebude možné v detektore zachytiť, jej prítomnosť bude možné zistiť len z merania chýbajúcej priečnej hybnosti.

2.2.3 Detekčný systém

ATLAS je typický kolajderový detektor symetrický okolo osi *z*. V centrálnej časti sa nachádzajú pixelové a stripové polovodičové detektory určené na presné stanovenie interakčného bodu (vertexu), ďalej tzv. sekundárnych vertexov (miesta rozpadov nestabilných častíc) a na presné stopovanie častice (určenie jej trajektórie). Potom nasleduje elektromagnetický kalorimeter LAr s akordeónovou geometriou, s absorbátorom z olova a aktívnou látkou tekutým argónom. Za ním nasleduje systém supravodivých magnetov a kryostat. Druhú časť kalorimetrickej vrstvy predstavuje hadrónový kalorimeter zložený zo železa a scintilačných platničiek. Poslednú detekčnú vrstvu tvorí miónový detektor.

Základné požiadavky kladené na detekčný systém sú:

- veľmi presná elektromagnetická kalorimetria na identifikáciu elektrónov a fotónov a meranie ich energie, doplnená precíznym stanovením energie jetov a priečnej energie E_T[1]
- presný tracking pri vysokej svetlosti
- presnosť pri meraniach miónov až do maximálnej svetlosti a schopnosť merať veľmi nízke E_T
- široký rozsah η (pseudorapidity)[1]
- energetické rozlíšenie hadrónového kalorimetra — $\frac{50\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%[GeV]$ pre $\eta<3$ a $\frac{100\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%[GeV]$ pre $3<\eta<5$.

2.2.4 Úloha hadrónového kalorimetra

Veľmi dôležitou časťou tohto detekčného systému bude (popri elektromagnetickom) práve hadrónový kalorimeter. V prípade trekových detektorov, pomocou ktorých sa dá určiť hybnosť častice zo zakrivenia jej trajektórie v magnetickom poli, sa rozlíšenie so zvyšujúcou energiou zhoršuje. Energetické rozlíšenie kalorimetrov sa naopak s rastom energie zlepšuje. Kalorimeter je navyše citlivý ako na nabité tak aj na neutrálne častice. Hadrónový kalorimeter pohltí väčšinu častíc, ktoré prenikli cez elektromagnetický detektor. Ako bolo spomenuté, rozpad Higgsovho bozónu sa prejaví výletom elektromagnetických častíc alebo dvojicou jetov. V iných reakciách s prítomnosťou inertných častíc ako neutrín alebo hypotetických SuSy častíc bude dôležité presné stanovenie priečnej hybnosti. Hlavnými úlohami hadrónového kalorimetra teda bude [6],[7]:

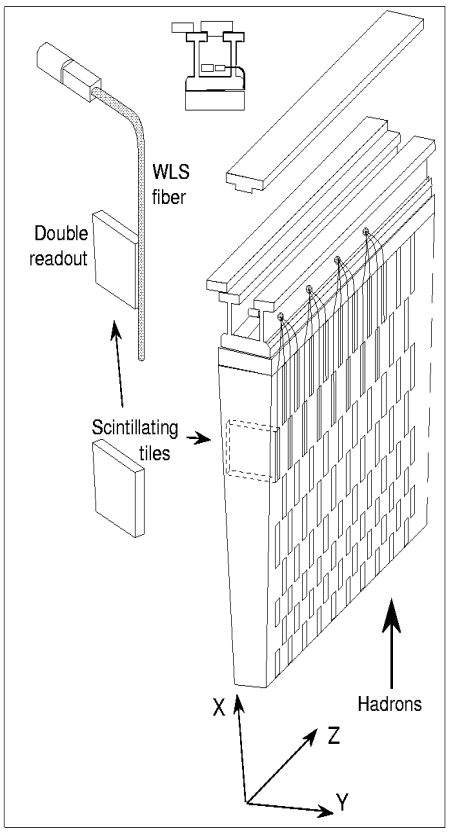
- meranie energie a smeru jetov (spŕška hadrónov a gama častíc letiacich v úzkom kuželi, ktorej pôvodom je jeden kvark)
- prispieť k stanoveniu chýbajúcej priečnej hybnosti (pri vzniku neutrín alebo iných inertných častíc ako napr. SuSy častíc môžeme zistiť ich prítomnosť z nesymetrie nameranej priečnej hybnosti)

---

[1] $E_T = E \sin\theta$, kde θ je uhol medzi dráhou častice a osou zväzku

- pomôcť pri identifikácii častíc, t.j. napríklad odlíšenie jetov a hadrónov od fotónov a elektrónov
- výber zaujímavých eventov (trigger)

Fyzikálne zaujímavé procesy pritom budú prebiehať na veľmi vysokom pozadí, predpokladá sa až okolo 800 interakcií za 1 μs. Bude to znamenať veľké nakopenie signálov v čase aj priestore. Správna funkcia kalorimetra si vyžaduje rýchlu odozvu, vysoké priestorové aj energetické rozlíšenie a schopnosť pracovať vo veľkom zaťažení.

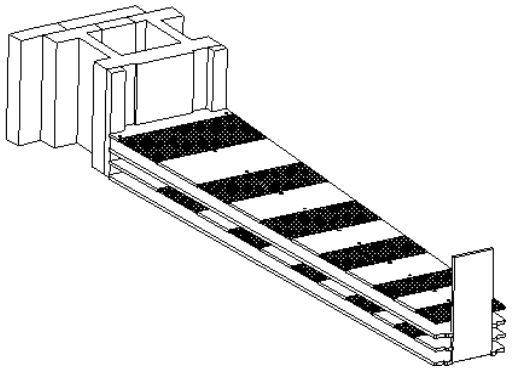


Obrázok 2.1: Principiálna schéma modulu.

Hadrónový kalorimeter experimentu ATLAS bude mať cylindrickú geometriu a bude sa skladať zo 7 častí: „Barrel“ – centrálna časť, 2x „Extended Barrel“ – okrajové časti, 2x „End Cap“ a 2x „Forward Calorimeter“. End cap a forward calorimeter budú mať aktívne médium tekutý argón. Barrel a extended barrely budú zložené zo železa ako absorbátora a plastického scintilátora ako aktívneho média. Geometrické rozmery

[1] Pseudorapidita je definovaná ako $\eta = -\log(\tan(\theta/2))$, kde θ je uhol medzi dráhou častice a osou zväzku

jednotlivých častí budú: dĺžka barrelu 564 cm, dĺžka extended barrelu 265 cm, vnútorný a vonkajší polomer 228 cm resp. 423 cm. Barrel sa bude v smere φ (v rovine kolmej na os) deliť na rovnakých 64 modulov. Každý modul bude tvorený 311 periódami. Jedna perióda je tvorená dvoma železnými nosnými platňami hrúbky 5 mm. Na každej platni bude prilepených 11 vymedzovacích platní s hrúbkou 4 mm ale s rôznou dĺžkou, medzi nimi budú vložené scintilačné doštičky hrúbky 3 mm obalené reflexnou fóliou. Svetelný signál bude z každého scintilátora snímaný dvojicou optických vlákien. Signály z viacerých optických vlákien budú zmiešavané v optických mixéroch a privedené na vstup fotonásobičov. Podľa jednotlivých dvojíc fotonásobičov bude celý hadrónový kalorimeter rozdelený na bunky, pričom sa bude registrovať signál z každej bunky zvlášť.



Obrázok 2.2: Pohľad na jednu periódu.

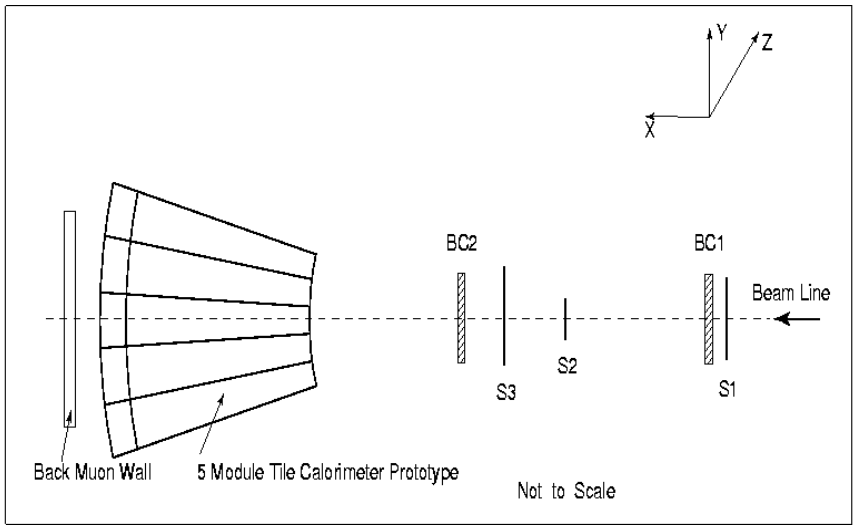
2.2.5 MODULE5

Pred zhotovením definitívnej varianty kalorimetra boli postupne skonštruované viaceré prototypy, na ktorých sa testovali použité materiály a zariadenia. V rokoch 1993-1995 bol vyrobený prototyp MODULE5. V tejto práci používame geometriu tohto testovacieho modulu a na ňom namerané experimentálne výsledky v máji 1995. Výsledky teda budú platné pre MODULE5, no dajú sa ľahko aplikovať aj na ATLAS, pretože využité princípy sú platné pre hadrónovú kalorimetriu všeobecne.

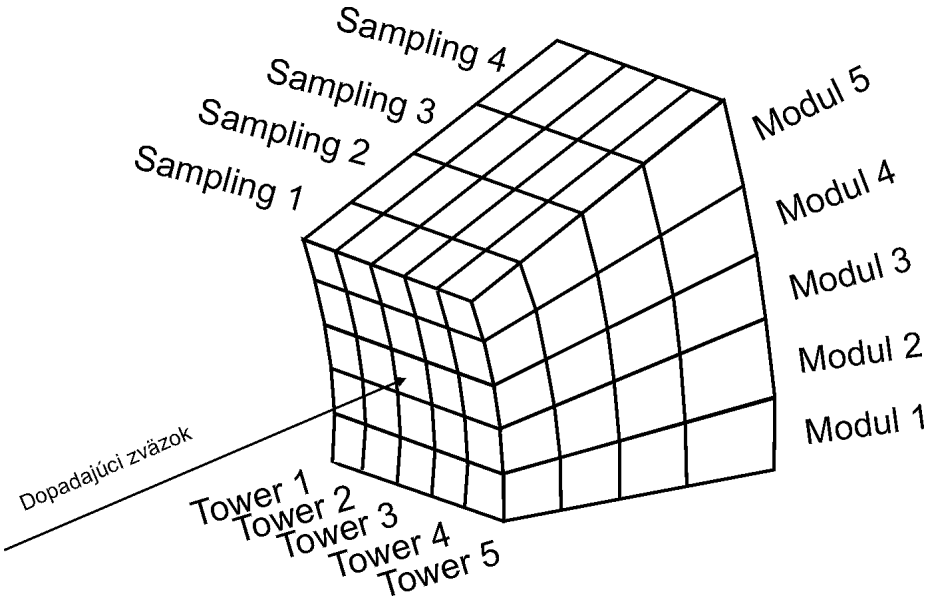
MODULE5 sa skladá s 5 modulov, ktorých rozmery sú iné ako pre ATLAS. Ich dĺžka je 102,6 cm, vnútorný polomer 203 cm a vonkajší 383 cm. Počet vymedzovacích platní na jednej perióde je 18 a všetky majú rovnakú dĺžku 10 cm. Moduly sa skladajú

z 57 periód. Prototyp sa podľa dvojíc fotonásobičov logicky člení na bunky, vrstvy buniek v jednotlivých smeroch na moduly, samplingy a towery.

Počas testovacieho runu bol MODULE5 umiestnený na pohyblivej konštrukcii, ktorá dovoľovala nastaviť rôzne miesta a uhly dopadu vzhľadom na os zväzku. Pred ním sa nachádzali tri scintilačné detektory, ktoré vymedzili zväzok na priemer 20mm a dve časovo projekčné komory, ktoré presne lokalizovali miesto dopadu častíc na čelo detektora. Za prototypom sa nachádzali 3 miónové detektory (muon wall), ktoré neprekrývali celú zadnú stenu. Boli to scintilačné detektory určené na detekciu minimálne ionizujúcich častíc a zároveň na posúdenie priečnych a pozdĺžnych únikov častíc z kalorimetra. Testovacími časticami boli vysokoenergetické elektróny, mióny a pióny. Výstupné signály z detektorov sa ukladali na magnetické pásky.



Obrázok 2.3: Schéma testovacieho runu.



Obrázok 2.4: Logické členenie MODULE5.

3 Kalorimetria

3.1 Princíp kalorimetrie

Kalorimeter je vo všeobecnosti blok látky, ktorý pohltí celú energiu dopadajúcej častice a časť tejto energie premení na merateľný signál. Energia častice je pritom rozptýlená medzi množstvo sekundárnych častíc. Signál sa získava podľa typu aktívneho média zo scintilačného žiarenia, Čerenkovovho žiarenia alebo ionizačného prúdu.

Podľa štruktúry delíme kalorimetre na homogénne a zložené (samplingové). Homogénny kalorimeter je zložený len z aktívneho média. Celý objem teda poskytuje merateľný signál. Zložený kalorimeter sa skladá z pasívneho média, látky s veľkým Z (zvyčajne olovo alebo železo), a z aktívneho média (napr. scintilátora). Pasívne médium slúži na zabrzdenie častice a rozptýlenie jej energie na veľké množstvo sekundárnych častíc. Aktívne médium potom mení energiu sekundárnych častíc na signál. Aktívne a pasívne médium sú v objeme rozložené striedavo tak, aby sa dosiahla čo najvyššia homogenita.

Podľa typu častíc, na meranie ktorých je kalorimeter určený, delíme kalorimetre na elektromagnetické a hadrónové. Oba typy sú však citlivé na hadróny, elektróny aj gama žiarenie. Hadrónový kalorimeter býva umiestnený za elektromagnetickým, teda meria všetko, čo sa nezachytilo v elektromagnetickom kalorimetri. Väčšinou sú to práve hadróny.

Častica, ktorá vletí do kalorimetra, interaguje z látkou a vytvára spŕšku. Podľa zloženia delíme spŕšky na elektromagnetické a hadrónové. Elektromagnetickú spŕšku tvoria elektróny, pozitróny a gama častice. Rozvoj spŕšky prebieha tak, že incidentná častica (napr. elektrón), ktorá vstúpi do objemu kalorimetra ionizuje prostredie a pri interakcii s potenciálom jadier vyžaruje fotóny brzdného žiarenia. Ak má fotón brzdného žiarenia dostatočnú energiu, môže vytvoriť $e^+ e^-$ pár. Fotóny s nižšou energiou interagujú s prostredím Comptonovým rozptylom alebo fotoefektom, teda odovzdávajú energiu elektrónom. Pri ionizácii dochádza tiež k vyžarovaniu δ elektrónov (vysoko

energetických elektrónov). Týmto spôsobom sa počet častíc v spŕške množí, až dosiahne maximum. Za maximom je už energia jednotlivých častíc taká malá, že prevládajú straty ionizáciou a počet častíc v spŕške klesá. V spŕške sa väčšina energie rozloží medzi elektróny s nízkou energiou (~MeV). Keďže sa tvoria hlavne v pasívnom médiu a majú krátky dobeh, prispievajú k merateľnému signálu len tie, ktoré vznikli tesne pri hranici aktívneho a pasívneho média. Elektromagnetické spŕšky vykazujú malé fluktuácie v objemovom rozložení aj v množstve uloženej energie. Linearita signálu (závislosť odozvy od energie častice) aj energetické rozlíšenie sú dobré.

Deje v hadrónovej spŕške sú podstatne rôznorodejšie a komplikovanejšie. V prípade, že do objemu kalorimetra vletí hadrón (napr. π^-), preletí istú vzdialenosť, pričom ionizuje prostredie. Brzdné žiarenie hadrónov možno zanedbať, lebo sú to ťažké častice. V priemere po preletení 1 interakčnej dĺžky interaguje hadrón s jadrom prostredníctvom silnej interakcie. Produktom tejto reakcie môžu byť pióny, protóny, neutróny, ľahké jadrá aj ťažšie štiepne produkty. Najenergetickejšie z nich neskôr znovu silne interagujú z ďalším jadrom. π^0 mezóny, ktoré tiež vo veľkom počte vznikajú pri týchto interakciách, sa rozpadajú na elektromagnetické častice a tie vytvoria elektromagnetickú zložku spŕšky. Tým sa počet častíc v spŕške znásobuje. Podobne ako pri elektromagnetickej spŕške dosiahne počet častíc maximum, keď je energia jednotlivých častíc malá na ďalšie množenie častíc. Počet častíc potom postupne klesá. Opäť je signál tvorený hlavne nízkoenergetickými časticami.

Na rozdiel od elektromagnetických, existujú v hadrónových spŕškach veľké fluktuácie v množstve uloženej merateľnej energie. Pri jadrových reakciách sa časť energie spotrebuje na väzbovú energiu, teda je principiálne nemerateľná. Veľké množstvo energie odnášajú neutróny, ktoré môžu uniknúť z objemu kalorimetra, prípadne uložiť svoju energiu s veľkým časovým oneskorením. Na zlepšenie citlivosti kalorimetra na neutróny sa používajú aktívne materiály s vysokým obsahom vodíka. Podiel energie uloženej v kalorimetri hadrónom je teda vo všeobecnosti menší ako elektromagnetickou časticou s tou istou incidentnou energiou.

Ďalším zdrojom fluktuácií je prítomnosť π^0 mezónu. Jeho polčas rozpadu je $8{,}4\text{x}10^{-17}$ s. Aj pri relativistických energiách rádovo ~100 GeV preletí len niekoľko μm, teda z hľadiska kalorimetra sa rozpadne priamo v mieste vzniku. Podiel energie pripadajúcej na π^0 mezóny f_{π^0} sa dá parametrizovať výrazom [2]:

$$f_{\pi^0} = 1 - \left(\frac{E_{inc}}{E_0} \right)^{(k-1)} \tag{3.1}$$

kde E_{inc} je energia incidentnej častice, E_0= 1 GeV je priemerná energia potrebná na vytvorenie 1 π^0 a k = 0,85.

π^0 mezón sa rozpadá vždy na elektromagnetické častice. Ako bolo povedané, odozva kalorimetra je vo všeobecnosti odlišná pre hadróny a elektromagnetické častice. Pre signál z detektora S_e majúci pôvod v elektromagnetickej zložke spŕšky resp. S_h pre hadrónovú časť môžeme napísať:

$$S_e = e.E_e \tag{3.2}$$

$$S_h = h.E_h \tag{3.3}$$

kde e a h sú koeficienty konverzie elektromagnetickej resp. hadrónovej zložky spŕšky na signál a E_e a E_h sú energie týchto zložiek. Koeficienty e a h závisia od materiálov, z ktorých je kalorimeter skonštruovaný. Vzhľadom na stratu merateľnej energie v podobe väzbovej energie platí všeobecne:

$$e/h > 1 \tag{3.4}$$

Tento fakt sa nazýva *nekompenzovanosť* kalorimetra. Pre kompenzovaný kalorimeter by platilo: $e/h \cong 1$. Keďže elektromagnetická zložka má pôvod v π^0 mezónoch platí:

$$E_e = f_{\pi^0}(E_{inc}) \cdot E_{inc} \tag{3.5}$$

Teda pre celkový signál detektora S máme:

$$S = S_e + S_h = h \cdot \left[1 + \left(\frac{e}{h} - 1 \right) \cdot f_{\pi^0}(E_{inc}) \right] \cdot E_{inc} \tag{3.6}$$

Z posledného výrazu vidíme, že ak $e/h \neq 1$, veľkosť signálu závisí od podielu energie π^0 v spŕške. To spôsobuje jednak nelinearitu závislosti signálu od energie, lebo f_{π^0} je rastúca funkcia incidentnej energie, jednak zhoršenie rozlíšenia spôsobené fluktuáciami f_{π^0}.

Rozlíšenie kalorimetra sa dá parametrizovať výrazom:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus b \tag{3.7}$$

Prvý člen sa nazýva stochastický, druhý konštantný. Stochastický člen vzniká kvôli tomu, že premena energie na signál v kalorimetri je štatistický proces. Predstava je taká, že energia incidentnej častice sa rozdelí na N nízkoenergetických kvánt. Počet

kvánt pohltených v aktívnom médiu je náhodné číslo s Poissonovým rozdelením. Fluktuácie počtu zaregistrovaných kvánt sú úmerné $\sqrt{N}$. Počet energetických kvánt je úmerný energii incidentnej častice a teda fluktuácie signálu sú úmerné $\sqrt{E_{inc}}$. Konštantný člen vnáša rôzne ďalšie vplyvy spôsobujúce fluktuácie signálu. Medzi ne patria najmä nehomogenita kalorimetra, prenos svetla optickými vláknami a šumy v elektronike.

3.2 Monte Carlo simulácie - GEANT

Pre potreby štúdia procesov sprevádzajúcich interakcie vysokoenergetických častíc s látkou bolo vyvinutých niekoľko simulačných programov. Najrozšírenejším je simulačný balík GEANT. Výsledky získané týmto programom sú v dobrej zhode s experimentálnymi dátami, napriek nesmiernej zložitosti a rôznorodosti dejov v hadrónových spŕškach.

Vstupnými údajmi programu sú geometria a materiálové zloženie kalorimetra, miesto dopadu a hybnosť častice a tzv. „cutoff“ energia pre jednotlivé sekundárne častice – úroveň energie, po ktorú program častice sleduje. Program pracuje tak, že sleduje každú časticu v malých krokoch, počas ktorých stráca častica energiu ionizáciou. Po každom kroku sa podľa tabuľky účinných prierezov rozhoduje, či prebehne interakcia a ak áno, aké nové častice vzniknú. V prípade že vzniknú, zapíše ich typ, polohu a hybnosť do zásobníka. Potom postupne každú z nich sleduje až do ďalšej interakcie alebo do zabrzdenia na úroveň „cutoff“ energie. Takto premodeluje všetky častice v spŕške. Užívateľ má možnosť sledovať energiu uloženú v podobe ionizačnej energie, typ vzniknutých častíc, geometriu spŕšky a pod. Takto možno určiť rozlíšenie, linearitu signálu, závislosť signálu od uhla dopadu a ďalšie veličiny dôležité pri plánovaní konštrukcie kalorimetra, jeho kalibrácii a počas behu experimentu.

Pretože je potrebné sledovať veľké množstvo častíc až do nízkych energií (~100 KeV), je simulácia náročná na počítačový čas. Premodelovanie spŕšky od 1 π^- s energiou 100 GeV trvá na PC s procesorom Athlon 1GHz približne 1 minútu. Aj za predpokladu, že súčasný rýchly rozvoj počítačovej techniky bude pokračovať rovnakým

tempom, aj v čase spustenia experimentu ATLAS bude počítačový čas potrebný na dôsledné simulácie príliš veľký. V situáciách, keď treba na odlíšenie pozadia od zaujímavých signálov počas experimentu alebo pri analýze dát nasimulovať veľké množstvo eventov, môžu byť riešením tzv. *rýchle simulácie* odozvy kalorimetra. Rýchle simulácie, ako naznačuje ich pomenovanie, sú rádovo 1000x rýchlejšie.

3.3 Rýchle simulácie

Od rýchlych simulácií očakávame, že ich výsledok bude korešpondovať s hodnotami získanými experimentom. Ide najmä o energetické rozlíšenie a geometrický profil spŕšky, teda v našom prípade odozvu jednotlivých logických buniek kalorimetra. Jedným spôsobom, ako získať správne energetické rozlíšenie pre každú hodnotu incidentnej energie, je nasledovný postup. Myšlienka vychádza zo spôsobu, akým sa energia meranej častice premieňa v kalorimetri na signál a bola pôvodne navrhnutá G. Grindhammerom pre elektromagnetické spŕšky [3].

Častica vytvára spŕšku a odovzdáva energiu sekundárnym časticiam. Tie z nich, ktoré sú pohltené v aktívnom médiu, prispievajú k meranému signálu. Z experimentálnych výsledkov poznáme stochastický člen energetického rozlíšenia (zatiaľ zanedbáme konštantný člen) a veličinu s_f (sampling fraction) definovanú ako podiel merateľnej energie uloženej v aktívnom médiu E_a k celkovej energii uloženej v kalorimetri E_0.

$$s_f = \frac{E_a}{E_0} \tag{3.8}$$

Predpokladajme, že energiu incidentnej častice rozdelíme na N energetických kvánt. Energia q pripadajúca na 1 kvantum bude:

$$q = \frac{E_0}{N} \tag{3.9}$$

Spŕšku v kalorimetri teda reprezentuje N kvánt, z ktorých každé môže byť pohltené buď v aktívnom alebo pasívnom médiu. V priemere N_a z nich bude pohltených v aktívnom médiu, pričom platí:

$$N_a = s_f \cdot N \tag{3.10}$$

s_f je malé číslo ($s_f << 1$) a teda N_a je náhodná premenná z Poissonovým rozdelením. Relatívna odchýlka ε počtu N_a teda určuje energetické rozlíšenie, pre ktoré platí parametrizácia podľa vzťahu (3.7) (ak zanedbáme konštantný člen):

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{N_a}}{N_a} = \frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \tag{3.11}$$

Zo vzťahov (3.8) až (3.11) dostávame počet a energiu energetických kvánt, ktorý nám zaručí správne energetické rozlíšenie:

$$q = \varepsilon^2 \cdot s_f \cdot E_0 = a^2 \cdot s_f \tag{3.12}$$

$$N = \frac{E_0}{q} \tag{3.13}$$

Tento počet kvánt energie rozdistribuujeme v objeme kalorimetra podľa nejakej rozdeľovacej funkcie. Hľadanie jej tvaru je úlohou tejto diplomovej práce. V prípade každého kvanta sa potom podľa pravdepodobnosti s_f rozhodneme či je zaregistrované alebo nie. Získame merateľnú energiu uloženú v každej bunke aj v celom kalorimetri, z ktorej po vydelení konštantou s_f dostávame okalibrovanú hodnotu energie.

Pre získanie správneho pomeru signálu medzi jednotlivými bunkami potrebujeme poznať *geometrický profil* spŕšky. Musíme si uvedomiť, že spŕška sa nezačne rozvíjať hneď po vniknutí častice do kalorimetra, ale až v určitej hĺbke, v ktorej dôjde k prvej silnej interakcii s jadrom. Pravdepodobnosť, že častica sa dostane do hĺbky h bez interakcie je daná:

$$p(h) = e^{-h/\lambda} \tag{3.14}$$

kde λ je interakčná dĺžka pre danú časticu v danom materiále.

Ako už bolo povedané, do prvej interakcie stráca častica energiu len ionizáciou, pričom brzdné žiarenie možno zanedbať. Energia, ktorú takto častica stratí, je v porovnaní z jej celkovou energiou malá, teda tvar spŕšky nezávisí od hĺbky, v ktorej vznikne. Položme počiatok súradnej sústavy do miesta prvej interakcie a os x stotožnime s trajektóriou častice pred interakciou. Ak predpokladáme, že spŕška je symetrická okolo osi x, môžeme tvar normovaného rozdelenia energie spŕšky $\Psi(x,r)$ vyjadriť nasledovne:

$$\Psi(x,r) = \frac{1}{E_0} \cdot \frac{dE}{dx} \cdot \phi(x,r) \tag{3.15}$$

Funkcia *dE/dx* predstavuje pozdĺžnu zložku rozdelenia a $\phi(x,r)$ radiálnu zložku. Keďže hadrónová spŕška má dve zložky – elektromagnetickú pochádzajúcu z rozpadu π^0 a čisto hadrónovú, je vhodné uvažovať funkciu $\Psi(x,r)$ ako superpozíciu dvoch funkcií [12]:

$$\Psi(x,r) = w \cdot \Psi_e(x,r) + (1-w) \cdot \Psi_h(x,r) \tag{3.16}$$

kde $\Psi_h(x,r)$ a $\Psi_e(x,r)$ sú normované rozdelenia energie hadrónovej resp. elektromagnetickej zložky. Parameter *w* vyjadruje podiel signálu od elektromagnetickej zložky k celkovému signálu. Tento podiel je daný jednak energetickým podielom π^0 a jednak účinnosťou detekcie hadrónovej a elektromagnetickej spŕšky. Vychádzajúc zo vzťahov (3.2) a (3.3) možno napísať:

$$w = \frac{e/h \cdot f_{\pi^0}}{(e/h - 1) \cdot f_{\pi^0} + 1} \tag{3.17}$$

Pomer *e/h = 1.32* pre MODULE5 je známy z experimentálnych výsledkov [5]. Parameter *w* je však náhodná veličina a vzťah (3.17) vyjadruje jej strednú hodnotu. Fluktuácie *w* sú dané najmä fluktuáciami f_{π^0}.

Tvar funkcie *dE/dx* vo výraze (3.15) bol už veľakrát skúmaný experimentálne aj pomocou Monte Carlo simulácií [1], [9], [11]. Rozvoj spŕšky je charakterizovaný prudkým nárastom počtu častíc a teda aj uloženej energie na jednotku dĺžky, potom nasleduje dosiahnutie maxima a pozvoľný pokles. Funkciou, ktorá dobre vystihuje tento proces, je napr. funkcia hustoty pravdepodobnosti gama rozdelenia, ktorá má 2 parametre:

$$g(x,\alpha,\beta) = \frac{x^{\alpha-1} \cdot e^{-x/\beta}}{\beta^{\alpha} \cdot \Gamma(\alpha)} \tag{3.18}$$

Funkciou tvaru (3.18) možno dobre popísať priemernú spŕšku. Parametre α, β sa pre elektromagnetickú a hadrónvú spŕšku značne líšia. Pre hadrónovú zložku platí $\beta \approx \lambda_{int}$ (λ_{int} — interakčná dĺžka), zatiaľ čo pre elektromagnetickú zložku platí $\beta \approx X_0$ (X_0 — radiačná dĺžka). V literatúre sa preto väčšinou používa škálovaná dĺžka $s = x/\lambda_{int}$ pre hadrónovú spŕšku a $t = x/X_0$ pre elektromagnetickú spŕšku. My budeme vyjadrovať dĺžku v centimetroch, pretože je to prirodzená dĺžka v programe GEANT aj v našom programe, pričom prechod na škálovanú dĺžku je triviálny.

Jednotlivé spŕšky sa veľmi líšia od priemerného profilu vyjadreného formou (3.18), čo platí najmä pre elektromagnetickú zložku, ktorej veľkosť a tvar udáva množstvo a miesto vzniku π^0. Pri rýchlych simuláciách to musíme vziať do úvahy a pre každý event stanoviť iný tvar rozdeľovacej funkcie.

Pre funkcie $\phi(x,r)$ je charakteristický exponenciálny pokles v premennej r. Pokles je výrazne prudší pre elektromagnetickú časť, preto má význam aj v prípade radiálnej zložky uvažovať elektromagnetickú a hadrónovú časť osobitne.

Zhrňme si teda algoritmus rýchlych simulácií:

1. Určenie počtu a veľkosti energetických kvánt podľa (3.12) a (3.13).
2. Nájdenie vertexu spŕšky podľa vzťahu (3.14) a uloženie ionizačnej energie.
3. Určenie parametra w vyjadrujúceho podiel hadrónovej a elektromagnetickej zložky.
4. Stanovenie rozdeľovacích funkcií oboch zložiek berúc do úvahy fluktuácie.
5. Rozhodnutie, či sa kvantum zaregistruje.
6. Rozhodnutie, či sa kvantum umiestni podľa elektromagnetickej alebo hadrónovej distribučnej funkcie podľa parametra w.
7. Výpočet polohy podľa rozdeľovacej funkcie.
8. Uloženie kvanta a prevedenie súradnej sústavy na prirodzenú sústavu detektora – bunky.
9. Opakovanie bodov 6 až 9 pre všetky kvantá.
10. Opakovanie bodov 2 až 10 pre všetky eventy.

4 Geometrický profil spŕšky

4.1 Cieľ

Cieľom tejto diplomovej práce je štúdium geometrických profilov hadrónových spŕšok a ich fluktuácií a získané údaje aplikovať v programe pre rýchle simulácie. Konkrétne pôjde o rýchlu simuláciu odozvy hadrónového kalorimetra ATLAS, vychádzajúc z experimentálnych dát získaných z testov na prototype kalorimetra MODULE5.

4.2 Metódy práce

Najvhodnejším nástrojom na skúmanie profilov hadrónových spŕšok sú plné simulácie programom typu GEANT. Hoci simulácie neodrážajú úplne presne všetky stránky reálneho fyzikálneho procesu hadrónovej kaskády, postačujú na získanie predstavy o geometrii spŕšky a jej fluktuáciách. Experimentálne dáta majú oproti plným simuláciám niekoľko nevýhod[1]:

- v experimente nevieme dobre odlíšiť elektromagnetickú a hadrónovú zložku spŕšky
- nepoznáme presne miesto prvej silnej interakcie – začiatok spŕšky
- priestorové rozlíšenie kalorimetra je pomerne slabé

Experimet teda bude slúžiť najmä na testovanie programu.

V tejto práci sme používali programový balík GEANT, ktorý na modelovanie silných interakcií využíva program FLUKA. Prevzali sme program upravený pre geometriu MODULE5. Bolo potrebné ho upraviť tak, aby bolo možné rozlíšiť elektromagnetickú a hadrónovú časť. Energia častíc, ktoré mali pôvod v rozpade π^0,

[1] Existujú síce experimenty, v ktorých sú niektoré z týchto nevýhod odstránené (vysoké priestorové rozlíšenie, necitlivosť na hadrónovú zložku spŕšky...), no ich výsledky je problematické previesť na prípad kalorimetra typu ATLAS, lebo profil spŕšky závisí od použitých materiálov a konštrukcie.

bola zaznamenávaná osobitne od energie ostatných častíc. Ďalej bolo treba určiť miesto vzniku spŕšky — vertex. Kritériom bol vznik hadrónu v interakcii. Po nájdení polohy vertexu sme do nej položili počiatok novej súradnej sústavy. Os x bola totožná s dráhou nalietavajúcej častice. Všetky geometrické parametre spŕšky sme sledovali v tejto novej súradnej sústave. Skúmanou incidentnou časticou bol π^- mezón. Najprv sme skúmali energiu $E_0 = 100\ GeV$ a uhol dopadu $\theta = 10^0$. Potom sme hľadali energetickú závislosť geometrických parametrov spŕšky a porovnali výsledky s experimentálnymi dátami.

Niektoré funkcie použité na parametrizáciu nasimulovaných dát nemajú priamy fyzikálny význam. Hlavnou požiadavkou pri výbere tvaru funkcií bol minimálny počet parametrov pri dostatočnej presnosti.

4.3 100 GeV - Fluktuácie parametra *w*

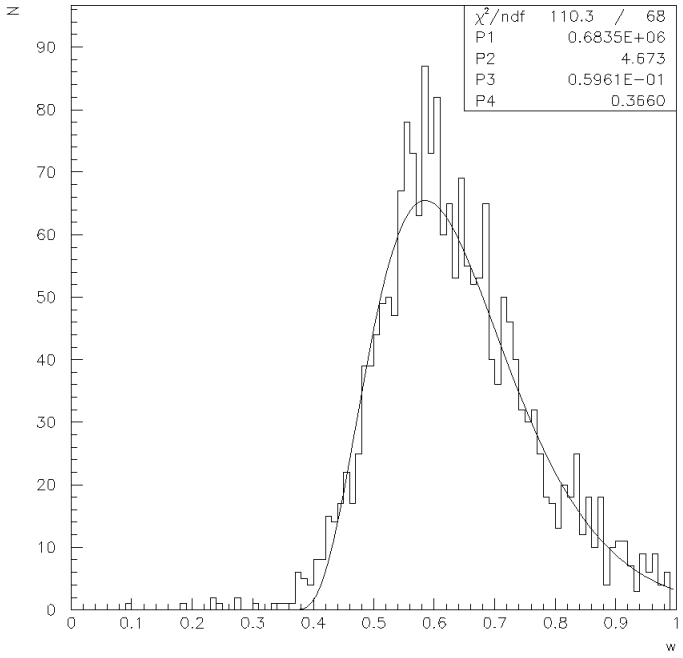
Parameter w vo funkcii (3.16) vyjadruje podiel signálu od elektromagnetickej zložky spŕšky na celkovom signále. Jeho strednú hodnotu udáva vzťah (3.17). Na obr. 4.1 je hustota pravdepodobnosti tohto parametra získaná programom GEANT a fit funkciou:

$$p(w) = N(w - w_0)^{\alpha_w - 1} e^{-(w - w_0)/\alpha_w} \tag{4.1}$$

Stredná hodnota je podľa GEANTU <w> = 0,63. Zo vzťahov (3.17) a (3.1) dostávame hodnotu 0,55, v [4] sa uvádza pre tento kalorimeter 0,53±0,03. Tieto hodnoty sa od našej dosť líšia. V programe teda použijeme pre rekonštrukciu experimetntálnych dát strednú hodnotu 0,55 a tvar rozdelenia získaný pomocou GEANTu. Dá sa to napr. urobiť zmenou parametra w_0.

parameter	hodnota	σ
w_0	0,3592	0,0082
α_w	4,70	0,15
β_w	0,0602	0,0013

Tabuľka 4.1: Parametre hustoty pravdepodobnosti *p(w)*.



Obrázok 4.1: Podiel elektromagnetickej energie.

4.4 100 GeV - Pozdĺžny profil

4.4.1 Elektromagnetická zložka spŕšky

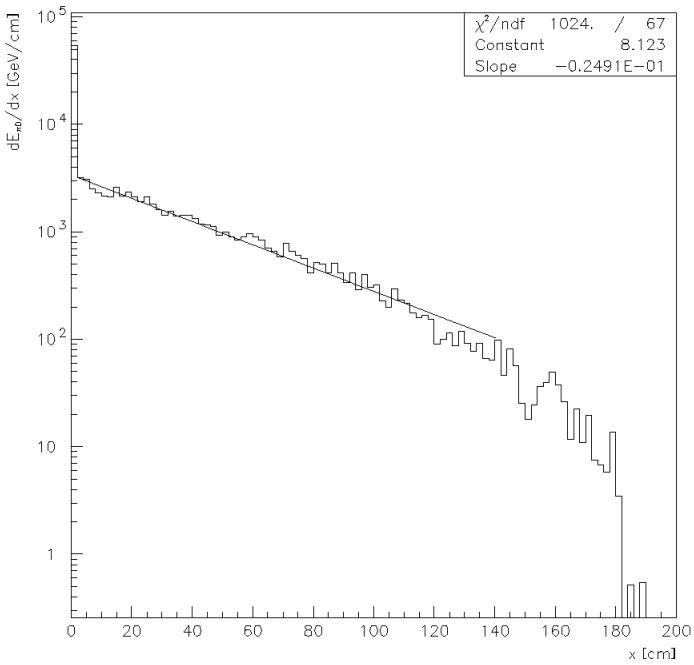
Priemerný pozdĺžny profil elektromagnetickej zložky $dE_e/dx(x)$ získaný programom GEANT je na obr. 4.3. Na vertikálnej osi je priemerná energia uložená v aktívnom médiu vo vrstve hrubej 1 cm, kolmej na os x, presumovaná cez všetky eventy. Tvar tohto rozdelenia je daný 2 faktormi:

- miestom vzniku (= miesto rozpadu) π^0 a ich energiou
- tvarom elektromagnetickej spŕšky od 1 π^0

Je teda dôležité vedieť, aký tvar má funkcia priestorového rozdelenia energie vzniknutých π^0. Táto funkcia je na obr. 4.2. Vidíme, že veľká časť π^0 vznikne v prvej interakcii (približne ½). Potom ich sumárna energia exponenciálne klesá. Funkcia sa dá parametrizovať výrazom:

$$\frac{dE_{\pi^0}}{dx}(x) = \begin{cases} C_1\delta(x) & x = 0 \\ C_2 e^{-x/\lambda_{\pi 0}} & x > 0 \end{cases} \tag{4.2}$$

kde $\delta(x)$ je Diracova delta funkcia. V tomto prípade je C_1 obsah 1.binu histogramu a hodnoty C_2 a $\lambda_{\pi 0}$ získame z fitu pre x>0.



Obrázok 4.2: Priestorové rozdelenie energie π^0 mezónov.

Predpokladajme, že tvar normovaného rozdelenia energie elektromagnetickej spŕšky vyvolanej 1 π^0 nezávisí od energie π^0 [1] a takisto fluktuácie v jej tvare možno zanedbať (spŕška od elektromagnetickej častice). Teda N π^0 mezónov s celkovou energiou E vyvolá približne rovnakú spŕšku ako 1 π^0 mezón s energiou E. Táto funkcia nech má tvar (3.18), s parametrami α_e, β_e. Potom priemerná rozdeľovacia funkcia $dE_e/dx(x)$ je konvolúciou funkcie priestorového rozdelenia energie π^0 (4.2) a funkcie $g(x,\alpha_e,\beta_e)$ (3.18):

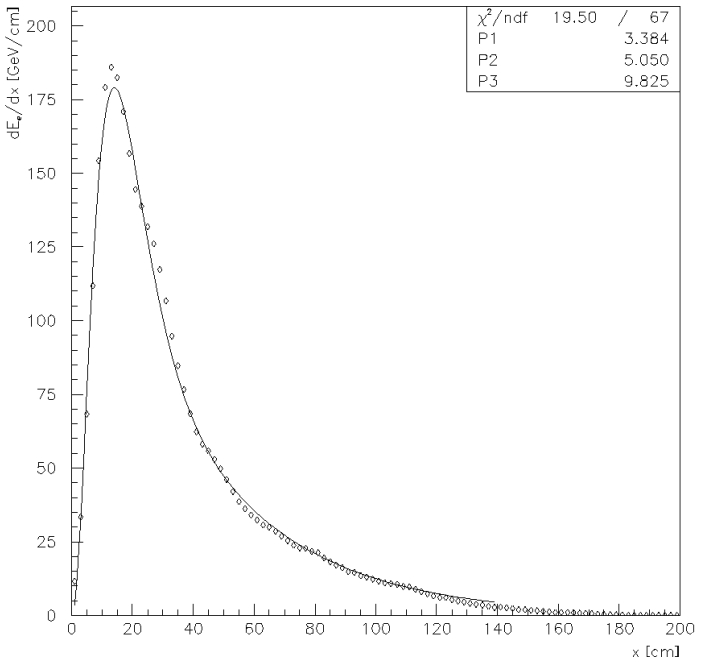
$$\frac{dE_e}{dx}(x) = \eta \int_0^x \frac{dE_\pi}{dt}(t) \cdot g(x-t, \alpha_e, \beta_e) dt \qquad (4.3)$$

Veličina η<1 vyjadruje fakt, že len časť energie od π^0 sa uloží v aktívnom médiu. Po dosadení dostávame:

[1] V skutočnosti pozdĺžny rozmer spŕšky závisí od energie logaritmicky

$$\frac{dE_e}{dx}(x) = \eta\left(C_1 g(x,\alpha_e,\beta_e) + C_2 \int_0^x e^{-\frac{t}{\lambda}} \cdot g(x-t,\alpha_e,\beta_e)dt \right) \qquad (4.4)$$

Na obr. 4.3 je fit nasimulovaného pozdĺžneho rozdelenia elektromagnetickej energie funkciou (4.4) pre nezávislé parametre α_e , β_e a η.



Obrázok 4.3: Pozdĺžny profil elektromagnetickej spŕšky (body) a fit funkciou (4.4).

4.4.2 Fluktuácie elektromagnetickej zložky

Tvar jednotlivých spŕšok sa výrazne líši od priemeru na obr. 4.3. Na obr. 4.4 je na ilustráciu pozdĺžne rozdelenie energie 4 jednotlivých spŕšok. Pod ním je prislúchajúce rozdelenie energie π^0 mezónov vzniknutých v danej spŕške. Ako sme predpokladali vyššie, tvar spŕšky je definovaný miestom ich vzniku a ich energiou. To isté platí aj pre fluktuácie tvaru spŕšky — tie sú dané najmä fuktuáciami dE_{π^0}/dx.

Povedali sme že funkcia dE_{π^0}/dx má dve časti. Pozrime sa najprv na prvú z nich – konštantu pri $\delta(x)$ funkcii v bode 0. Histogram na obr. 4.5 ukazuje fluktuácie pomeru celkovej energie π^0 — $f_1 = C_1/(C_1+C_2)$, ktoré vznikli v prvej hadrónovej interakcii, k celkovej energii pripadajúcej na π^0 v celej spŕške. Funkcia $p(f_1)$ má tvar orezaného Gaussovho rozdelenia:

$$p(f_1)=\begin{cases} N\exp\left(\dfrac{-(f_1-\mu_{f1})^2}{2\sigma_{f1}{}^2}\right) & x\in(0;1) \\ 0 & x\notin(0;1) \end{cases} \tag{4.5}$$

Stredná hodnota tohto rozdelenia sa rovná podielu $C_1/(C_1+C_2)$. Výnimočnosť bodu x = 0 je v tom, že je to bod prvej interakcie, kde vo väčšine prípadov vznikne isté množstvo π^0, ktoré odnášajú podstatnú časť energie. Poloha ďalších takýchto interakcií je náhodná. Ich počet na jednotku dĺžky sa však približne riadi exponenciálnou závislosťou funkcie dE_{π^0}/dx. Podiel f_i energie π^0 pochádzajúcich z jednej interakcie k celkovej π^0 energii je tiež náhodný. Rozdelenie pravdepodobnosti $p(f_i)$ je na obr. 4.6. Funkcia $p(f_i)$ sa dá parametrizovať v tvare:

$$p(f_i)=Nf_i^{a_{fi}-1}\exp(-f_i/b_{fi}) \tag{4.6}$$

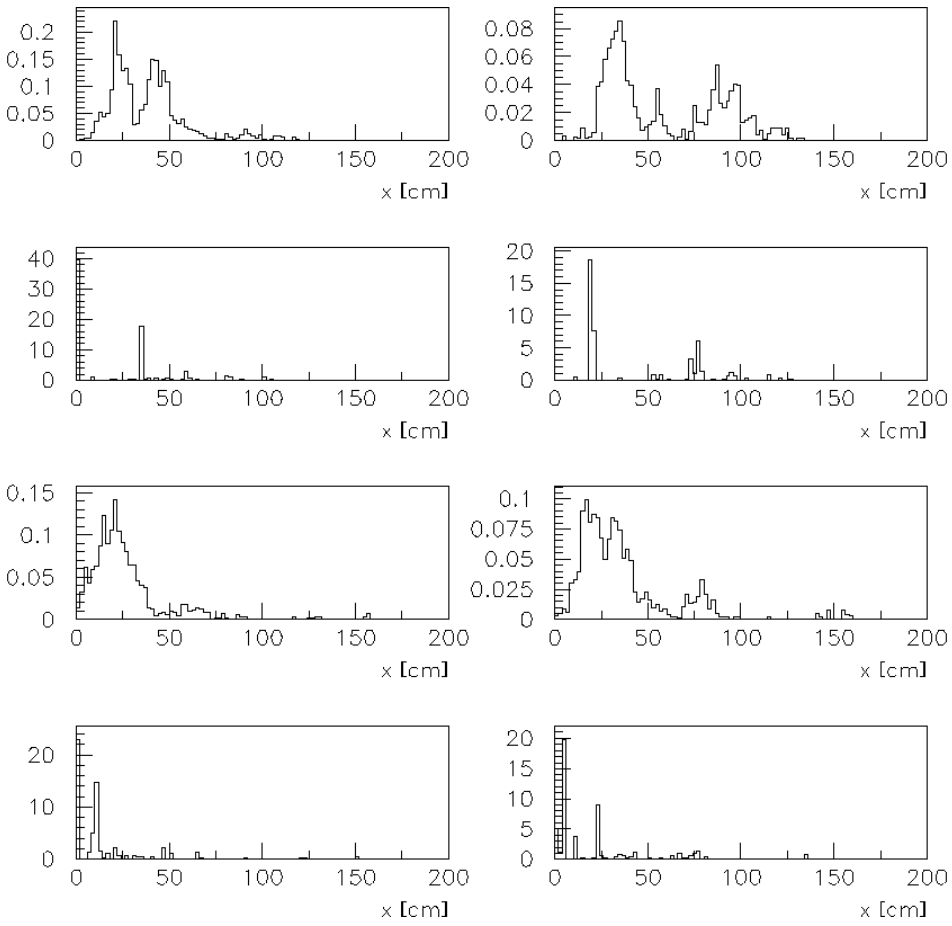
Treba poznamenať, že energia π^0, o ktorej hovoríme, je celková energia častice, teda kinetická plus pokojová 135 MeV. Parametrizácia (4.6) teda platí až od istej minimálnej hodnoty relatívnej energie. V okolí 0 je funkcia $p(f_i)$ rovná 0. Pre 100 GeV spŕšku je minimálna hodnota $f_{imin}\approx 0{,}002$.

Zhrňme si algoritmus výpočtu pozdĺžneho profilu elektromagnetickej zložky spŕšky. Predpokladáme, že jej tvar je nezávislý od podielu energie v nej. Chceme získať normované rozdelenie energie elektromagnetickej spŕšky. Algoritmus, ktorý sa dá využiť v programe pre rýchle simulácie a zahŕňa fluktuácie prediskutované v predošlej časti, vyzerá nasledovne:

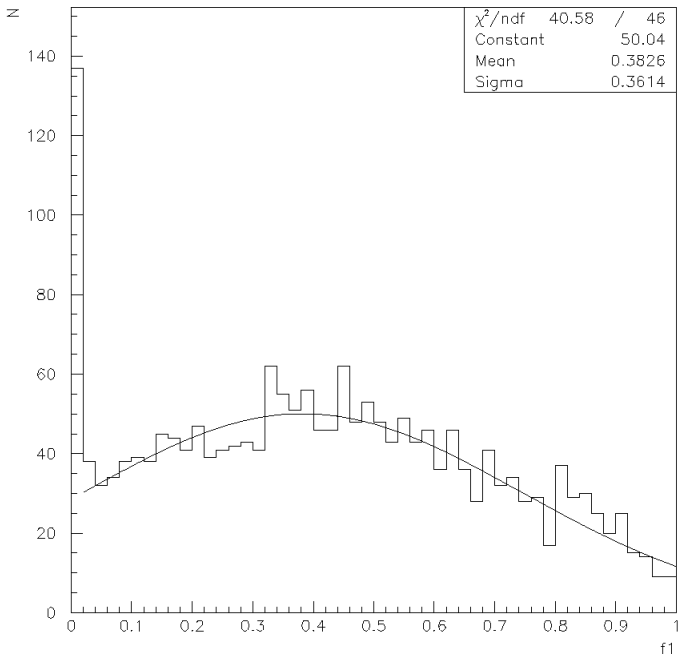
1. Určenie f_1 - podielu energie π^0 v prvej interakcii k celkovej energii všetkých π^0 podľa (4.5).
2. Určenie f_i – podielu energie π^0 v ďalšej interakcii k celkovej energii všetkých π^0 podľa (4.6).
3. Určenie polohy x_i ďalšej interakcie podľa exponenciálnej časti funkcie (4.2).
4. Opakovanie bodov 2 a 3 pokiaľ $\sum_{i>1} f_i < 1-f_1$.
5. Vytvorenie funkcie dE_e/dx v tvare:

$$\frac{dE_e}{dx}(x)=f_1\cdot g(x,\alpha_e,\beta_e)+\sum_{i>1} f_i\cdot g(x-x_i,\alpha_e,\beta_e) \tag{4.7}$$

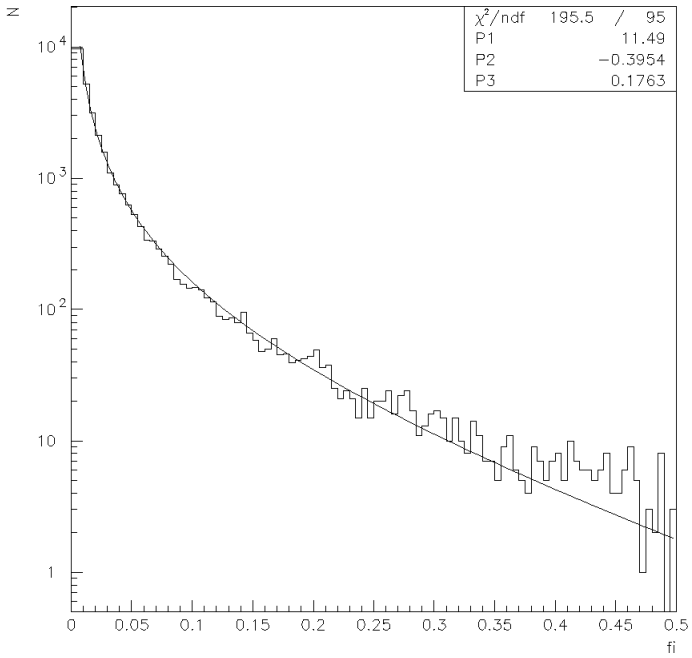
kde $g(x,\alpha,\beta)$ má tvar (3.18).



Obrázok 4.4: Profily elektromagnetických zložiek spŕšky v štyroch jednotlivých prípadov a k ním prislúchajúce rozdelenia energie π^0.



Obrázok 4.5: Pomer energie π^0 vzniknutých v prvej interakcii f_1 k celkovej energii všetkých π^0.



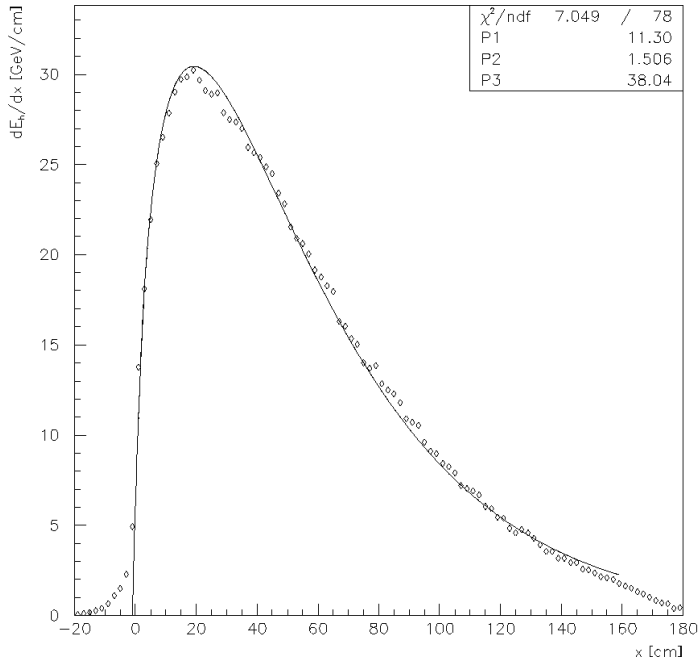
Obrázok 4.6: Podiel energie π^0 v jednej interakcii (okrem prvej) k celkovej energii všetkých π^0.

parameter	hodnota	σ
α_e	3,44	0,14
β_e	4,96	0,29
$\lambda_{\pi 0}$	40,14	0,19
σ_{f1}	0,383	0,016
μ_{f1}	0,369	0,017
a_{fi}	-0,395	0,013
b_{fi}	0,176	0,012

Tabuľka 4.2: Parametre pozdĺžneho profilu a jeho fluktuácií pre elektromagnetickú zložku spŕšky.

4.4.3 Hadrónová zložka spŕšky

Profil hadrónovej zložky spŕšky získaný programom GEANT je na obr.4.7. Rovnako ako v prípade elektromagnetickej zložky je na vertikálnej osi priemerná energia uložená vo vrstve hrubej 1 cm kolmej na os x. V prípade hadrónovej zložky sme brali do úvahy iba eventy, pri ktorých vertex bol v hĺbke menšej ako 20 cm. Takto sme potlačili vplyv úniku energie, ktorý je v spŕškach začínajúcich hlbšie významný. Na fitovanie hadrónového profilu sme použili funkciu (3.18), nájdené parametre sú uvedené v tabuľke 4.3. V [9] sa uvádzajú hodnoty získané Monte Carlo simuláciami pre hadrónovú zložku α_h = 1,53 a β_h = 33,5 cm. Tieto hodnoty boli získané pre kalorimeter s rovnakým zložením ale s iným usporiadaním aktívneho média. V našom prípade je teda β_h o niečo väčšie a spŕška je dlhšia.



Obrázok 4.7: Pozdĺžny profil hadrónovej zložky spŕšky a fit funkciou (3.18).

4.4.4 Fluktuácie hadrónovej zložky

Jednotlivé hadrónové spŕšky sa rovnako ako elektromagnetické líšia od priemerného tvaru. V tejto práci sme vyskúšali dva prístupy k zahrnutiu fluktuácií geometrického profilu.

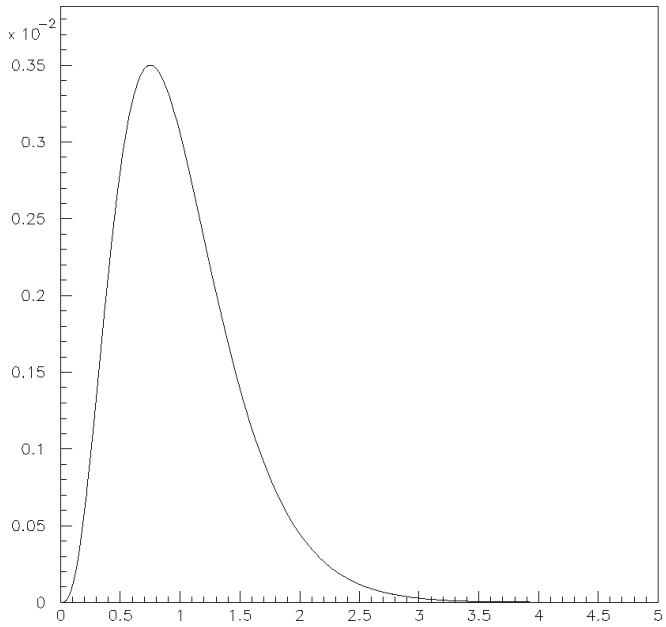
a) Prvý, jednoduchší spôsob sme prevzali z práce E. Graugésa [9]. Fluktuácie dĺžky spŕšky možno podľa nej dosiahnuť škálovaním premennej x náhodným číslom s:

$$x' = s \cdot x \tag{4.9}$$

Pre 100 GeV spŕšku je stredná hodnota s 1.07 a stredná kvadratická odchýlka 0,45. Autori neuvádzajú analytický tvar funkcie hustoty pravdepodobnosti pre s. My sme použili gama rozdelenie, ktoré malo rovnakú strednú hodnotu aj kvadratickú odchýlku.

$$p(s) = \frac{s^{p-1} e^{-s/q}}{q^p \Gamma(p)} \tag{4.10}$$

kde p = 0,2 a q = 0,5.



Obrázok 4.8: Funkcia hustoty pravdepodobnosti škálovacieho parametra *s*.

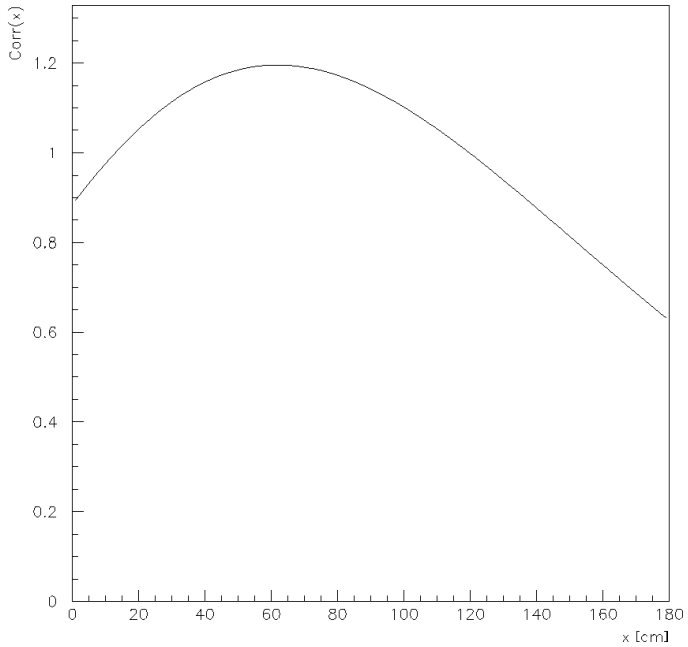
Profil priemernej spŕšky sa vplyvom takýchto fluktuácii čiastočne deformuje. Jeho deformovaný tvar si môžeme vyjadriť ako konvolúciu hustoty pravdepodobnosti škálovacieho parametra *s* a funkcie (3.18).

$$\frac{dE_h'}{dx}(x) = \int_0^\infty p(s) \cdot \frac{dE_h}{dx}(sx) \cdot s ds = \\ = \frac{dE_h}{dx}(x) \cdot \left(\frac{q\beta}{\beta + qx} \right)^{p+\alpha_h} \cdot \frac{\Gamma(p+\alpha_h)}{q^p \Gamma(p)} \cdot e^{x/\beta_h} \tag{4.11}$$

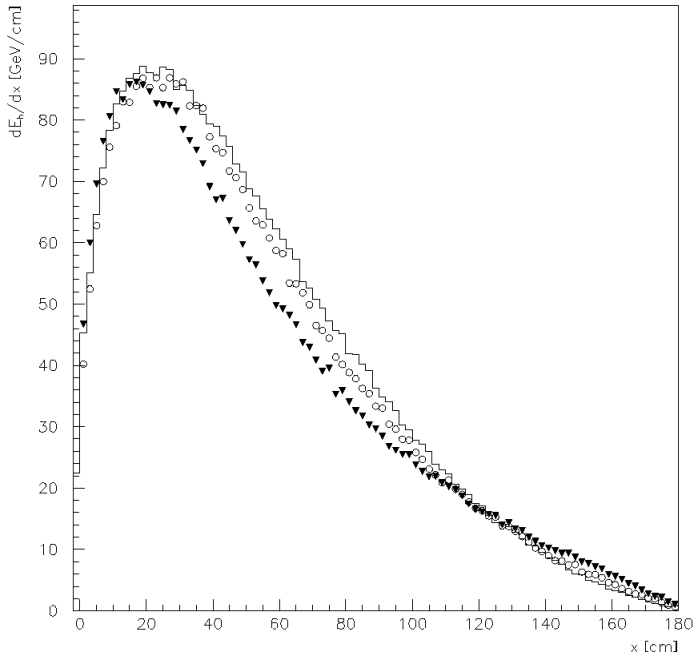
Vidíme, že ak chceme, aby priemerná spŕška mala správny tvar, musíme funkciu dE_h/dx pre jednotlivé škálované spŕšky vynásobiť korekčnou funkciou $C(x)$ nezávislou od s, ktorej tvar je:

$$C(x) = \left(\frac{q\beta}{\beta + qx} \right)^{-(p+\alpha_h)} \cdot \frac{q^p \Gamma(p)}{\Gamma(p+\alpha_h)} \cdot e^{-x/\beta_h} \tag{4.12}$$

Tvar funkcie $C(x)$ je na obrázku obr. 4.9. Na obr. 4.10 je pre porovnanie tvar hadrónovej zložky profilu získanej naším programom pre rýchle simulácie bez a s korekciou. Bez uplatnenia korekcií má profil dlhšiu chvostovú časť, čo spôsobuje nadmerný únik energie z kalorimetra.



Obrázok 4.9: Korekčná funkcia pre hadrónový profil (31).



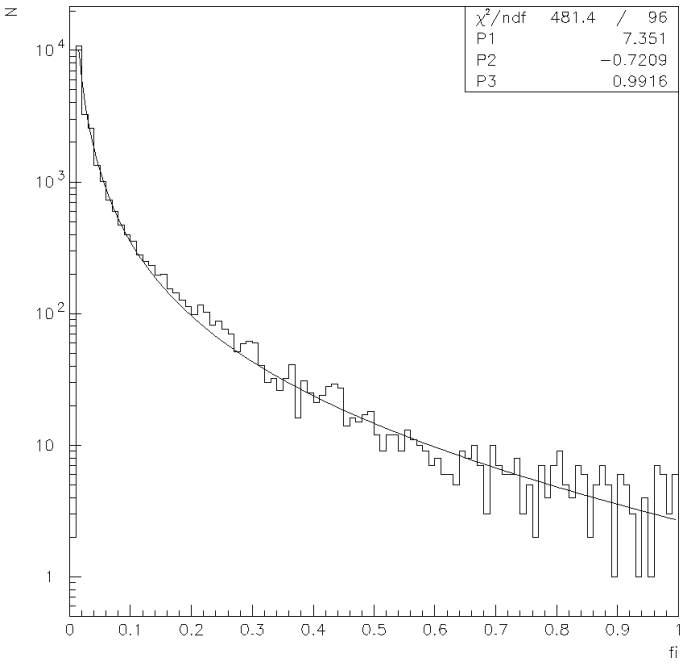
Obrázok 4.10: Vplyv korekčnej funkcie na hadrónový profil v rýchlych simuláciách. Plná čiara – GEANT, krúžky – rýchle simulácie s korekciou, trojuholníky - rýchle simulácie bez korekcie.

Keďže pri každej hadrónovej interakcii s produkciou π^0 vznikajú aj ostatné hadróny, je tvar oboch zložiek spŕšky je čiastočne korelovaný. Neskúmali sme tieto korelácie kvantitatívne. V našom programe sme použili nasledovný zjednodušený prístup. Dĺžku hadrónovej spŕšky v programe určujeme škálovaním súradnice x vynásobením škálovacím parametrom s. Týmto parametrom preškálujeme aj tvar funkcie rozdelenia energie π^0 (4.2), čím dosiahneme koreláciu medzi dĺžkami oboch zložiek spŕšky.

b) Druhý spôsob, akým možno zahrnúť fluktuácie hadrónovej zložky, je podobný ako v prípade elektromagnetickej zložky. Vychádzame z myšlienky, že tvar spŕšky je daný niekoľkými najenergetickejšími časticami „prvej generácie“, ktoré vyletia z prvej interakcie. Tieto častice letia približne v smere osi zväzku. V priemere po preletení efektívnej interakčnej dĺžky každá z nich zinteraguje s jadrom prostredia. Môžeme povedať, že od tohto miesta sa začne rozvíjať čiastková spŕška. Priemerný pozdĺžny profil týchto spŕšok bude popísaný gamma funkciou (3.18) s parametrami α'_h a β'_h. Pravdepodobnosť, že čiastková spŕška sa začne rozvíjať vo vzdialenosti väčšej ako x od prvej interakcie, je daná vzťahom (3.14). Pre jednoduchosť predpokladajme, že interakčná dĺžka λ_i v (3.14) a parameter β'_h sa rovnajú. Priemerný tvar celej spŕšky je daný konvolúciou exponenciály (3.14) a gamma funkcie (3.18):

$$\frac{dE_h}{dx}(x) = \int_0^x \frac{e^{-t/\beta'_h}}{\beta_h} \cdot \frac{(x-t)^{\alpha'_h-1} e^{-(x-t)/\beta'_h}}{\beta_h'^{\alpha'_h}\Gamma(\alpha'_h)}\,dt = \\ = \frac{x^{(\alpha'_h+1)-1} e^{-x/\beta'_h}}{\beta_h'^{(\alpha'_h+1)}\Gamma(\alpha'_h+1)} \tag{4.13}$$

Vidíme, že pri použitých priblíženiach je priemerný profil opäť popísaný gamma funkciou v tvare (3.18). Medzi parametrami priemerného profilu a jednotlivých čiastkových spŕšok je nasledovný vzťah: $\alpha_h = \alpha'_h + 1$ a $\beta'_h = \beta_h$.



Obrázok 4.11: Podiel energie jednotlivých častíc vyletujúcich z prvej interakcie k energii incidentnej častice.

Podiel hadrónovej zložky energie, ktorú odnášajú jednotlivé častice prvej generácie možno popísať funkciou v tvare:

$$p(f_i) = N f_i^{c_{fi}-1} \exp(-f_i / d_{fi}) \tag{4.14}$$

Jej tvar na obr. 4.11. Z tohto spektra sme vylúčili π^0 mezóny a od celkovej energie stabilných častíc sme odčítali ich pokojovú energiu. Za energetické častice budeme považovať len tie s energiou väčšou ako určitý prah E_p. V prípade 100 GeV spŕšky sme stanovili jeho hodnotu na 0,02. Pri vytváraní aktuálneho profilu hadrónovej spŕšky pre konkrétny event budeme postupovať podobne ako pri elektromagnetickom profile:

1. Určenie f_i – podielu energie častice podľa (4.14), pričom akceptujeme len hodnoty väčšie ako istý prah E_p.
2. Určenie polohy jej interakcie x_i podľa (3.14) s interakčnou dĺžkou β_h.
3. Opakovanie bodov 1 a 2 pokiaľ $\sum_i f_i < 1$.
4. Vytvorenie funkcie dE_h/dx v tvare: $\frac{dE_h}{dx}(x) = \sum_i f_i \cdot g(x - x_i, \alpha_e, \beta_e)$

Je zrejmé, že pri interakciách vyvolaných týmito časticami väčšinou vznikajú aj π^0 mezóny. Môžeme teda zlúčiť algoritmy pre výpočet hadrónového

a elektromagnetického profilu. Urobíme to tak, že nájdeme polohu x_i do ktorej položíme miesto interakcie častice prvej generácie aj π^0 mezón. To nám zabezpečí koreláciu medzi tvarmi oboch zložiek spŕšky. Koeficienty v exponenciálnych závislostiach, podľa ktorých hľadáme polohy x_i v oboch prípadoch sa líšia len málo. V prípade π^0 je to $\lambda_{\pi 0}$ = 40,14 cm a v prípade častíc prvej generácie $\lambda_i = \beta_h$ = 38,0 cm. Budeme používať hodnotu β_h. Tým sa mierne zdeformuje tvar elektromagnetického profilu, ale len v koncovej časti, kde prevláda hadrónová zložka. Počet interakcií, pri ktorých vznikajú π^0, je väčšinou vyšší ako počet energetických častíc prvej generácie, pretože π^0 môžu vznikať aj v ďalších generáciách. Takže keď sa dokončí výpočet profilu hadrónovej spŕšky, pokračuje algoritmus len pre elektromagnetickú spŕšku.

parameter	hodnota	σ
α_h	1,51	0,12
β_h	38,0	4,1
p	2,0	-
q	5,0	-
c_{fi}	-0,721	0,063
d_{fi}	0,992	0,085

Tabuľka 4.3: Parametre pozdĺžneho profilu a jeho fluktuácií pre hadrónovú zložku spŕšky.

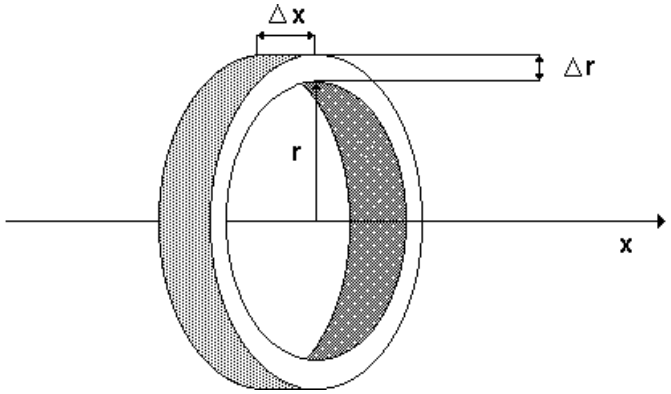
4.5 100 GeV - Radiálny profil spŕšky

Jednou z možností, ako určiť radiálnu zložku v rozdeľovacej funkcii spŕšky (3.15), je zaznamenávanie energie uloženej v malom objeme, ktorého tvar vidno na obr. 4.12. Je to prstenec z objemom $\Delta V = 2\pi r.\Delta r.\Delta x$. Ak použijeme priblíženie, že v celom tomto objeme je funkcia $\Psi(x,r)$ konštantná, platí pre energiu ΔE_r v ňom uloženú:

$$\Delta E_r(x,r) = 2\pi \int_{x-\Delta x/2}^{x+\Delta x/2} \int_{r}^{r+\Delta r} \Psi(x,r) \cdot r dr \approx E_0 \cdot \Psi(x,r) \cdot 2\pi r \Delta r \Delta x \qquad (4.15)$$

kde E_0 je celková energia uložená v celom objeme kalorimetra. Z toho nám pre radiálnu zložku $\phi(x,r)$ vychádza:

$$\phi(x,r) = \frac{\Delta E_r(x,r)}{2\pi r \cdot \Delta r \cdot \Delta x \cdot \frac{dE}{dx}(x)} \tag{4.16}$$



Obrázok 4.12: Tvar objemu použitého na študovanie radiálneho profilu, Δx = 10 cm, Δr = 1 cm.

Pri rýchlych simuláciách potrebujeme poznať hustotu pravdepodobnosti premennej *r*. Vzťah medzi hustotou pravdepodobnosti *p(r)* a radiálnou zložkou rozdelenia $\phi(x,r)$ je nasledovný:

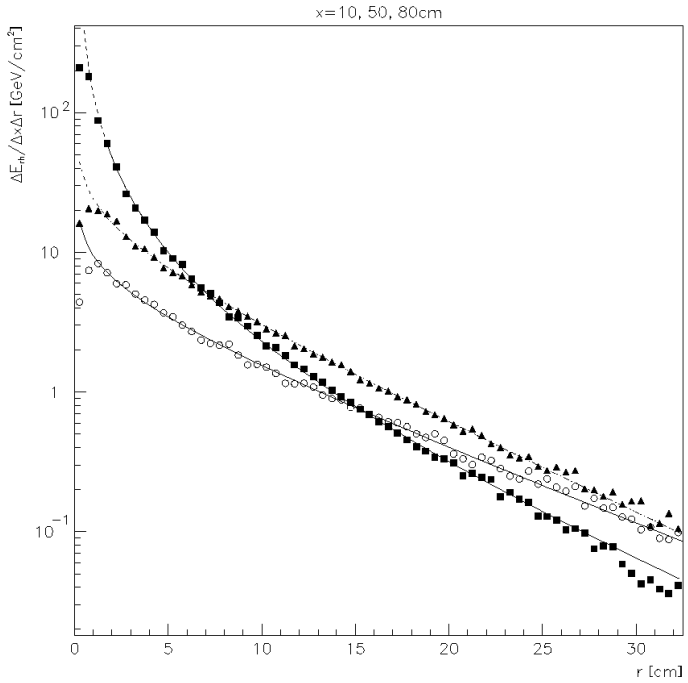
$$p(x,r) = 2\pi r.\phi(x,r) \tag{4.17}$$

Porovnaním vzťahov (4.16) a (4.17) dostávame pre *p(r)* v danej hĺbke *x*:

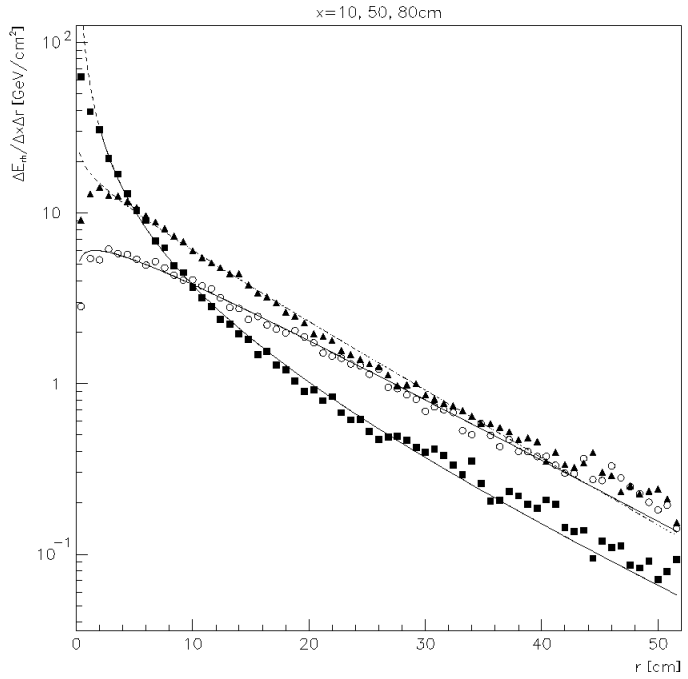
$$p(x,r) = K(x) \cdot \frac{\Delta E_r(x,r)}{\Delta x \Delta r} \tag{4.18}$$

kde *K(x)* je veličina závislá len od *x*. Znamená to teda, že funkciu $\Delta E_r(x,r)/\Delta r \Delta x$ získanú GEANTom možno po prenormovaní priamo použiť v rýchlych simuláciách na hľadanie súradnice *r*.

Funkciu sme ukladali do histogramov v 16 hĺbkach x = 10 cm, 20 cm ...160 cm, osobitne pre hadrónovú a elektromagnetickú zložku, pričom Δx = 10 cm a Δr = 1 cm. Na obr. 4.13 a 4.14 sú na ilustráciu grafy funkcie pre obe zložky v 3 hĺbkach.



Obrázok 4.13: *ΔE_r(x,r)/ΔrΔx,* elektromagnetická zložka, pre *x* = 10 cm (štvorce), 50 cm (trojuholníky) a 80 cm (krúžky).



Obrázok 4.14: *ΔE_r(x,r)/ΔrΔx,* hadrónová zložka, pre *x* = 10 cm (štvorce), 50 cm (trojuholníky) a 80 cm (krúžky)

Vyskúšali sme niekoľko analytických tvarov funkcie $\Delta E_r(x,r)/\Delta r\Delta x$. V prípade oboch zložiek spŕšky jej tvar vo všetkých hĺbkach najlepšie vystihuje funkcia:

$$\frac{\Delta E(x,r)}{\Delta x \Delta r} = c.r^{\alpha_r(x)-1} e^{-r/\beta_r(x)} \tag{4.19}$$

kde $\alpha_r(x)$ a $\beta_r(x)$ sú parametre pre jednotlivé hĺbky. Takýto tvar funkcie však nepopisuje dobre spŕšku v okolí osi incidentného zväzku. Jeho polomer je pri simuláciách taký ako počas testovacieho runu $r \cong 1{,}5$ cm. Ak predpokladáme, že hustota uloženej energie je v tejto oblasti približne konštantná, potom je tu funkcia $\Delta E_r(r)/\Delta r\Delta x$ úmerná súradnici r. Teda pre popis radiálnej zložky na celom intervale používame nasledovnú modifikovanú funkciu:

$$\frac{\Delta E(x,r)}{\Delta x \Delta r} = \begin{cases} c r^{\alpha_r(x)-1} e^{-r/\beta_r(x)} & r > r_0 \\ r \cdot c r_0^{\alpha_r(x)-1} e^{-r_0/\beta_r(x)} & r < r_0 \end{cases} \tag{4.20}$$

kde $r_0 = 1{,}5$ cm je polomer zväzku. Zistili sme, že pre elektromagnetickú zložku môžeme pre x–ovú závislosť použiť tieto funkcie (obr. 4.15 a 4.16):

$$\alpha_{re}(x) = \alpha_{e0}\left(1 - 2e^{-x/\alpha_{e1}}\right) \tag{4.21}$$

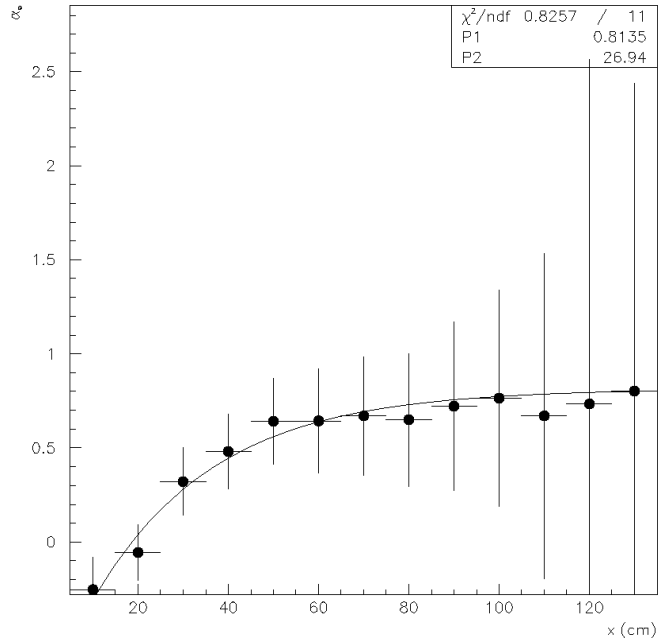
$$\beta_{re}(x) = \begin{cases} \beta_{e1} + \beta_{e2} x & x \in (0,30) \\ \beta_{e3} + \beta_{e4} x & x \in (30,180) \end{cases} \tag{4.22}$$

Podobne pre hadrónovú zložku (obr. 4.17 a 4.18):

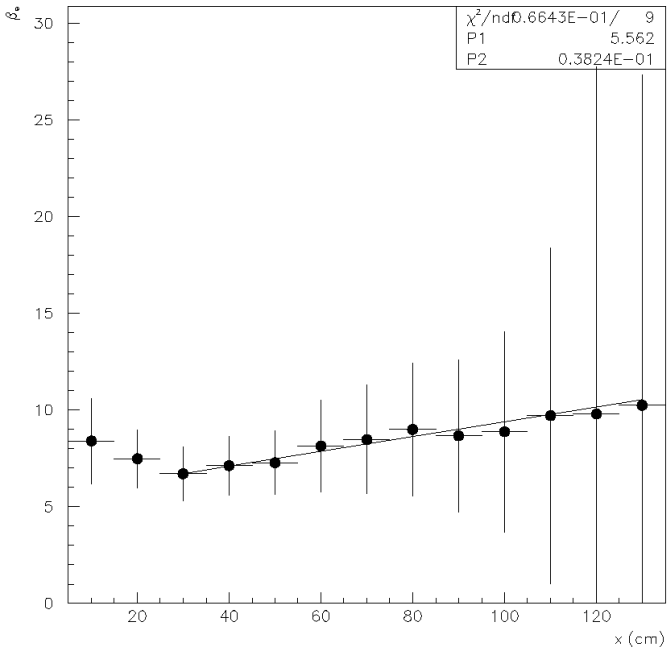
$$\alpha_{rh}(x) = \alpha_{h0} + \alpha_{h0} \ln(x) \tag{4.23}$$

$$\beta_{rh}(x) = \begin{cases} \beta_{h1} + \beta_{h2} x & x \in (0,30) \\ \beta_{h3} + \beta_{h4} x & x \in (30,180) \end{cases} \tag{4.24}$$

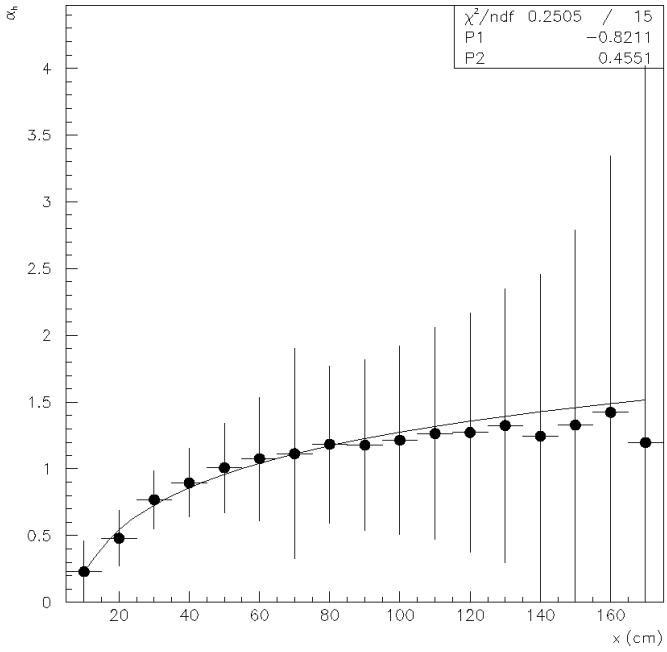
V prípade radiálnej zložky sme neskúmali fluktuácie oproti priemernému tvaru. Jej fluktuácie v rýchlych simuláciách budú dané len popísanou metódou náhodného rozdeľovania konečného počtu energetických kvánt.



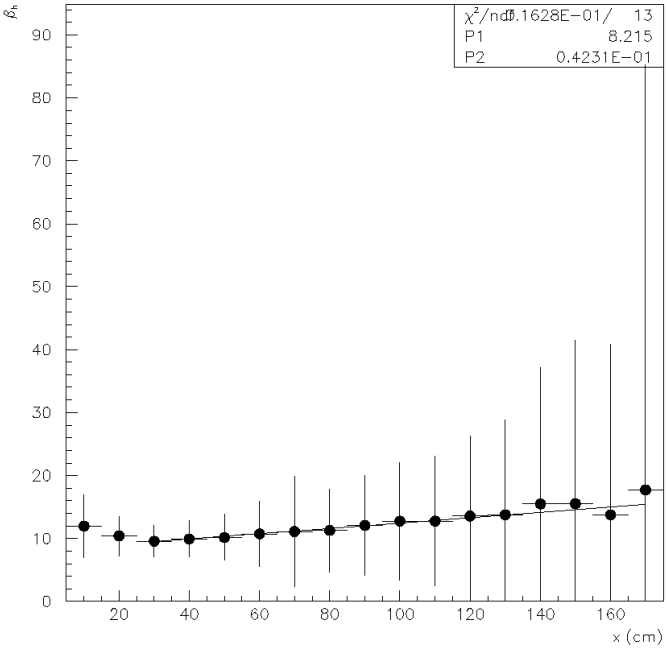
Obrázok 4.15: Závislosť parametra α_{re} od x.



Obrázok 4.16: Závislosť parametra β_{re} od x.



Obrázok 4.17: Závislosť parametra α_{rh} od x.



Obrázok 4.18: Závislosť parametra β_{rh} od x.

parameter	hodnota	σ
α_{h0}	0,81	0,15
α_{h1}	26,9	4,5
β_{h1}	9,2	3,0
β_{h2}	-0,82	0,12
β_{h3}	5,6	2,1
β_{h4}	0,038	0,013

Tabuľka 4.4: Parametre priečneho profilu hadrónovej zložky spŕšky.

parameter	hodnota	σ
α_{e0}	-0,821	0,47
α_{e1}	0,45	0,13
β_{e1}	12,78	6,3
β_{e2}	-0,109	0,254
β_{e3}	8,21	3,2
β_{e4}	0,042	0,057

Tabuľka 4.5: Parametre priečneho profilu elektromagnetickej zložky spŕšky.

4.6 Energetická závislosť parametrov

Doteraz sme sa zaoberali spŕškou vyvolanou π^- s energiou 100 GeV. Na tomto príklade sme si ukázali spôsob získania analytického tvaru funkcie rozdelenia energie a tiež jej fluktuácie. Ukázali sme, že na popis geometrie spŕšky potrebujeme nasledovné parametre:

- 3 parametre na popis fluktuácií podielu elektromagnetickej energie: w_0, α_w, β_w.
- 3 parametre na popis pozdĺžneho profilu elektromagnetickej zložky: α_e, β_e, $\lambda_{\pi 0}$ a 4 parametre na popis jej fluktuácii: σ_{fl}, μ_{fl}, a_{fi}, b_{fi}.
- 2 parametre na popis pozdĺžneho profilu hadrónovej zložky: α_h, β_h a 2 parametre na popis jej fluktuácií škálovaním dĺžky: p, q alebo 2 parametre na fluktuácie sledovaním energetických častíc prvej generácie: c_i, d_i.
- 6 parametrov na popis radiálneho profilu elektromagnetickej zložky: α_{e0}, α_{e1}, β_{e1}, β_{e2}, β_{e3}, β_{e4}.

- 6 parametrov na popis radiálneho profilu hadrónovej zložky: α_{h0}, α_{h1}, β_{h1}, β_{h2}, β_{h3}, β_{h4}.

Rovnaký postup sme použili na získanie geometrických parametrov spŕšky aj pre iné energie, konkrétne 20, 50, 200 a 500 GeV. Pre každý parameter sme tak získali jeho energetickú závislosť. Tvary niektorých týchto závislostí sú na obr.4.19 až 4.23. Pre náš program potrebujeme poznať ich analytické vyjadrenie. Väčšina z nich sa dá popísať logaritmickou funkciou v tvare:

$$P_i(E) = a_i + b_i \ln(E_0) \tag{4.25}$$

kde P_i je parameter pri energii incidentnej častice E_0. V niektorých prípadoch sme použili lineárnu závislosť:

$$P_i(E) = c_i + d_i E_0 \tag{4.26}$$

V prípade, že parameter sa s energiou významne nemenil, zafixovali sme ho na jeho priemernej hodnote a znovu sme urobili fit pre všetky energie. Takýto parameter je teda vzhľadom na energiu konštanta. V tabuľkách 4.6 až 4.9 sú uvedené parametre spŕšky, typ funkcie pre energetickú závislosť a parametre tejto závislosti. Tieto hodnoty sú vstupnými údajmi pre náš program na rýchle simulácie.

Elektromagnetická zložka, pozdĺžny profil			
P_i	závislosť	a_i (c_i)	b_i (d_i)
w_0	Log	-0,0358	0,0832
α_w	K	5,0	-
β_w	Log	0,102	-0,00948
α_e	Log	1,83	0,333
β_e	Log	4,53	0,120
$\lambda_{\pi 0}$	Log	14,9	5,08
σ_{fl}	Log	0,716	-0,0680
μ_{fl}	Log	0,695	-0,0643
a_{fi}	Log	0,445	-0,179
b_{fi}	K	0,20	-

Tabuľka 4.6: Energetická závislosť parametrov, Log – logaritmická závislosť (4.25), Lin – lineárna závislosť (4.26), K – konštanta.

Hadrónová zložka, pozdĺžny profil			
P_i	závislosť	$a_i(c_i)$	$b_i(d_i)$
α_h	Log	0,806	0,147
β_h	Log	26,5	2,48
p	K	5,0	-
q	K	0,2	-
c_{fi}	K	-0,721	-
d_{fi}	K	0,992	-

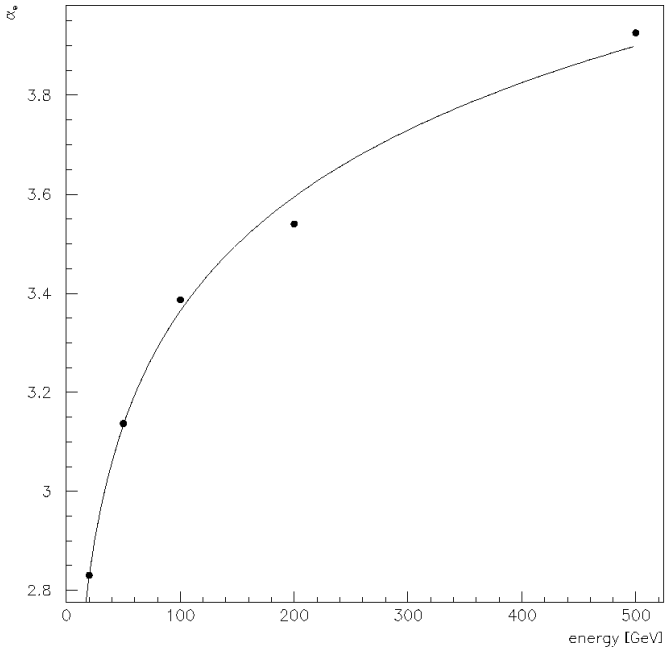
Tabuľka 4.7: Energetická závislosť parametrov, Log – logaritmická závislosť (4.25), Lin – lineárna závislosť (4.26), K – konštanta.

Elektromagnetická zložka, radiálny profil			
P_i	závislosť	$a_i(c_i)$	$b_i(d_i)$
α_{e0}	Log	0,741	-0,0811
α_{e1}	Log	-10,9	8,51
β_{e1}	Log	4,50	1,06
β_{e2}	Log	0,00130	-0,0207
β_{e3}	Lin	5,43	0,00177
β_{e4}	K	0,0274	-

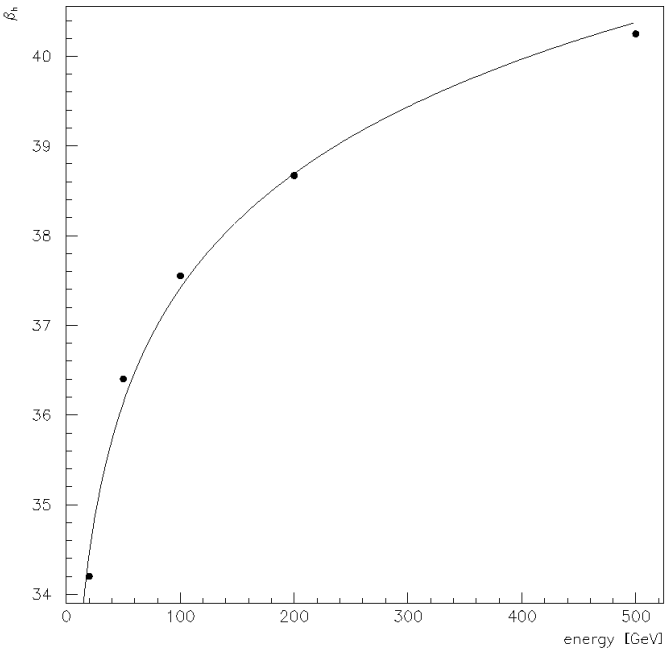
Tabuľka 4.8: Energetická závislosť parametrov, Log – logaritmická závislosť (4.25), Lin – lineárna závislosť (4.26), K – konštanta.

Hadrónová zložka, radiálny profil			
P_i	závislosť	$a_i(c_i)$	$b_i(d_i)$
α_{h0}	Lin	-0,806	-0,000581
α_{h1}	Log	0,571	-0,0186
β_{h1}	Log	1,88	2,58
β_{h2}	Log	0,138	-0,0601
β_{h3}	Log	2,80	1,16
β_{h4}	K	0,0527	-

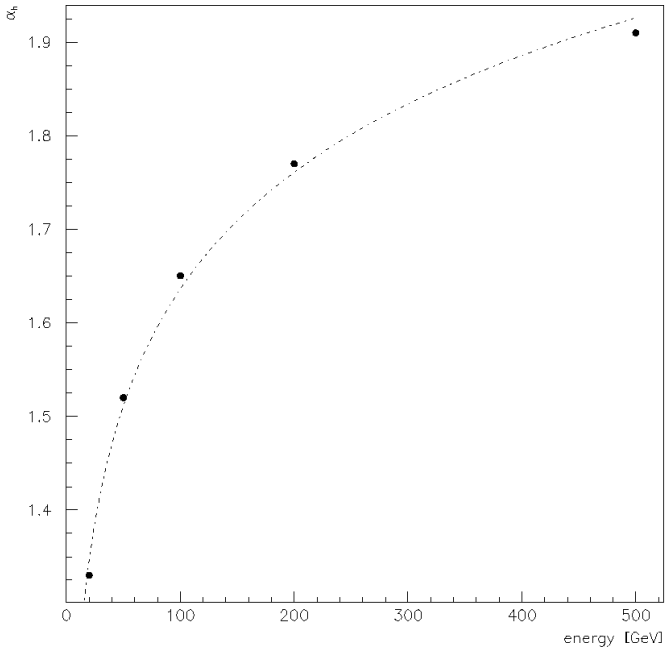
Tabuľka 4.9: Energetická závislosť parametrov, Log – logaritmická závislosť (4.25), Lin – lineárna závislosť (4.26), K – konštanta.



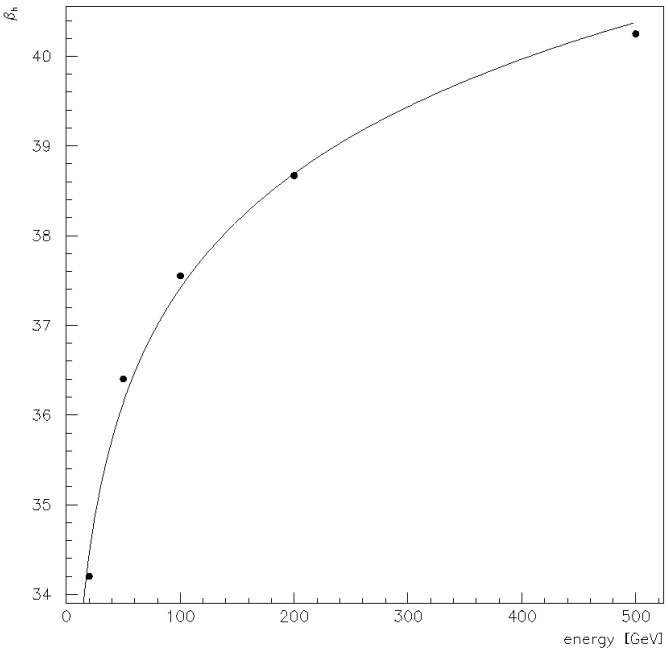
Obrázok 4.19: Závislosť parametra α_e od energie.



Obrázok 4.20: Závislosť parametra β_e od energie.



Obrázok 4.21: Závislosť parametra α_h od energie.



Obrázok 4.22: Závislosť parametra β_h od energie.

5 Výsledky

5.1 Popis programu

Program na rýchle simulácie je napísaný v jazyku FORTRAN. Využíva niektoré cernovské knižnice. Má približne 1000 riadkov zdrojového kódu. Vstupné dáta načíta z 2 súborov. V jednom sú parametre popisujúce hybnosť a miesto dopadu incidentnej častice, počet eventov a základné vlastnosti detektora, ako je interakčná dĺžka, rozlíšenie a „sampling fraction“. V druhom súbore sú uložené parametre popisujúce spŕšku, ktoré sme získali v našej práci.

Program pracuje podľa algoritmu popísaného v kapitole 3.3. Výstupom je súbor obsahujúci informáciu o energii uloženej v jednotlivých bunkách kalorimetra v každom evente vo formáte tzv. „ntuple“ knižnice HBOOK, čo je druh viacrozmerného poľa. Vo výstupnom súbore sú aj ďalšie histogramy slúžiace na kontrolu činnosti programu. Ako sme očakávali, program pracuje o 3-4 rády rýchlejšie ako programy pre dôsledné simulácie, napr. pre 100 GeV nasimuluje 2000 eventov za cca 15 sekúnd oproti 30 hodinám, ktoré pre tú istú energiu potrebuje GEANT.

5.2 Porovnanie s GEANTom

Na obr. 5.1 až 5.4 je porovnanie pre energiu 100 GeV a incidentný uhol $\theta = 10^0$ pre 2000 eventov. Porovnávali sme energiu uloženú v celom detektore a v jednotlivých samplingoch, moduloch a toweroch. Energia je kalibrovaná tak, aby stredná hodnota celkovej uloženej energie bola rovnaká ako energia incidentnej častice. Pre popis fluktuácií hadrónovej zložky sme tu použili prístup škálovania dĺžky.

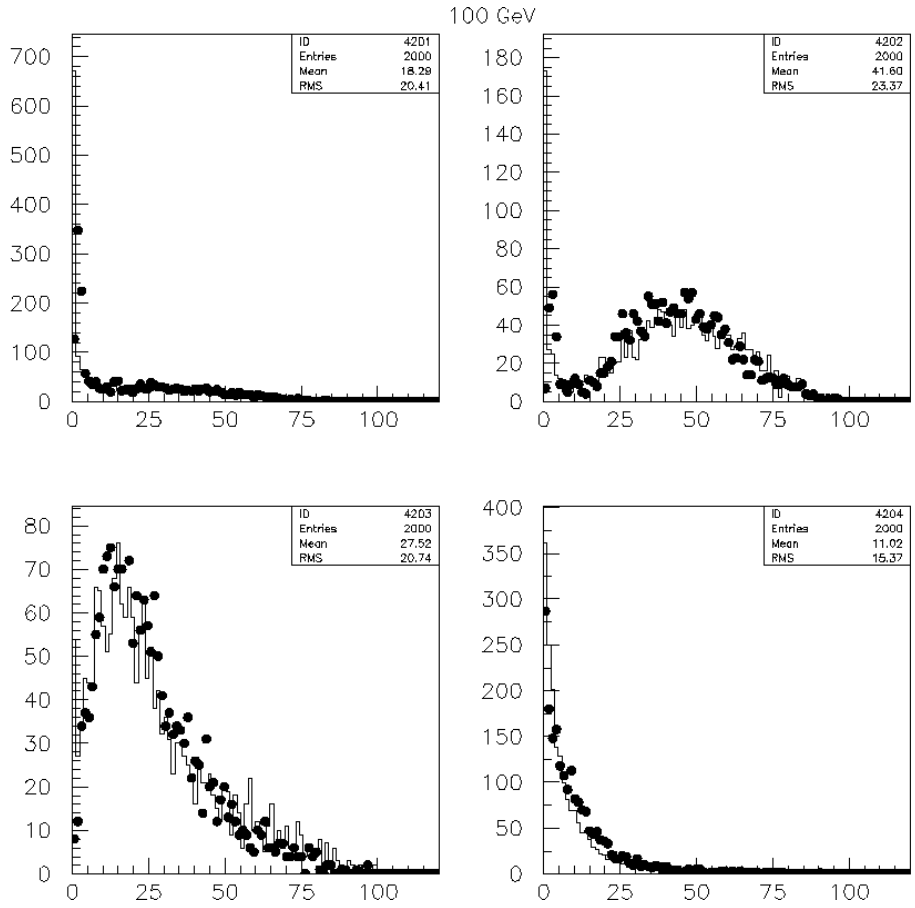
Vidíme, že porovnávané grafy sa dobre zhodujú. V spektrách uloženej energie sa ale prejavuje diskrétnosť spôsobená konečnou veľkosťou energetických kvánt. Pre 100 GeV spŕšku je celkový počet kvánt 11400. Z nich sa v aktívnom médiu zaregistruje v priemere 400, pričom veľkosť kvanta je po kalibrácii 0,25 GeV. To sa na histogramoch prejaví štruktúrou s periódou energie 1 kvanta.

5.3 Porovnanie s experimentálnymi dátami

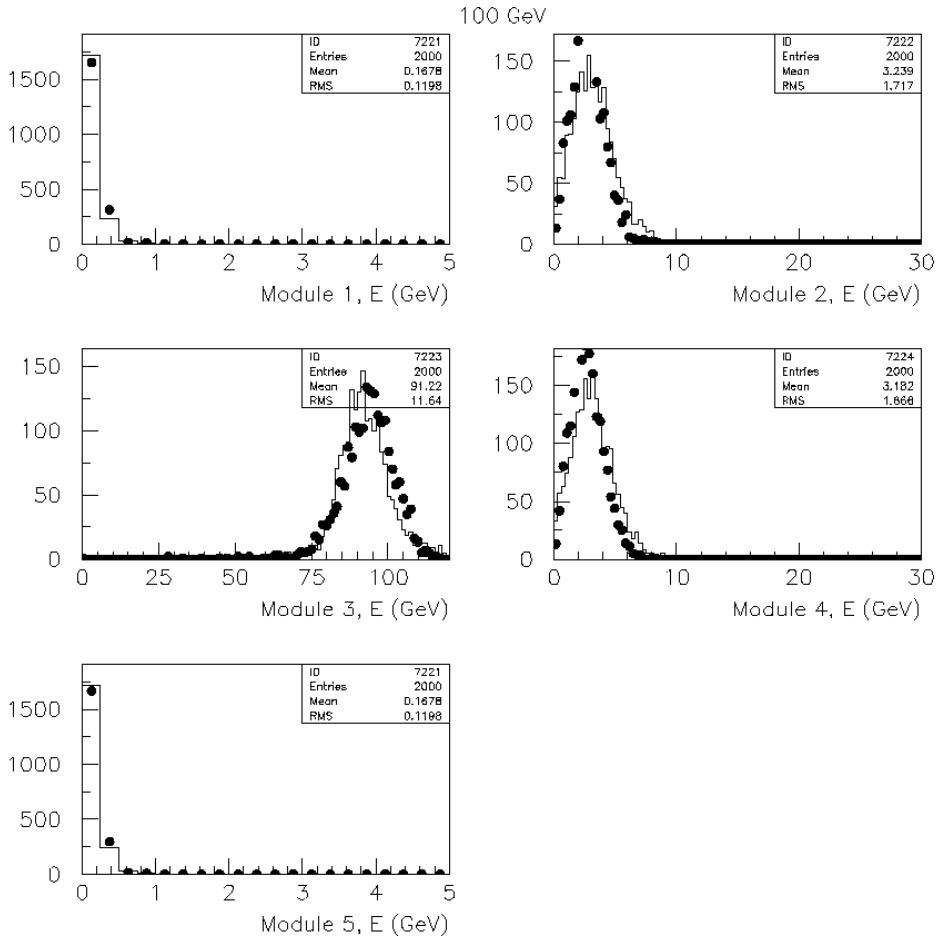
Porovnanie rýchlych simulácií s experimentálnymi hodnotami získanými na testovacom MODULE5 pre energie 50, 100 a 200 GeV a incidentný uhol $\theta = 10^0$ je na obr. 5.5 až 5.25. V rýchlych simuláciách sme použili pre hadrónovú zložku na porovnanie oba popísané typy fluktuácií. Hodnotu parametra w_0 vo funkcii hustoty pravdepodobnosti podielu elektromagnetickej energie v spŕške sme upravili tak, aby stredná hodnota tohto podielu bola v zhode s hodnotou danou vzťahom (3.17). Opäť porovnávame energiu uloženú v samplingoch, moduloch, toweroch a celkovú energiu. Tvar rozdelenia celkovej energie nezávisí od typu použitých fluktuácií geometrie spŕšky, preto z experimentom porovnávame iba rozdelenie získané prvým typom fluktuácií. Z experimentálnych dát boli vylúčené nefyzikálne a miónové eventy a v prípade potreby odčítané pozadie [10]. Signál z kalorimetra je znovu kalibrovaný tak, aby stredná hodnota celkovej uloženej energie bola rovná energii incidentnej častice.

V tomto prípade porovnávame viac ako 7000 eventov pre 50 GeV a viac ako 10000 eventov pre 100 a 200 GeV, teda štatistika je oveľa vyššia ako pri porovnaní s GEANTom a všetky odchýlky sa prejavia výraznejšie. Vidíme, že zhoda je v prípade fluktuácii časticami prvej generácie lepšia ako pri škálovaní dĺžky. Rozdiel je zrejmý najmä pri 50 GeV. Je to preto, že pri tejto energii je počet energetických častíc z prvej interakcie, ktoré definujú tvar spŕšky, nižší ako pri vyšších energiách. Teda aj fluktuácie sú väčšie a nedajú sa dobre popísať len škálovaním dĺžky priemerného profilu. Pri energii 200 GeV je ich počet vyšší, čo má za následok, že spŕška fluktuuje menej a oba prístupy dávajú podobné výsledky.

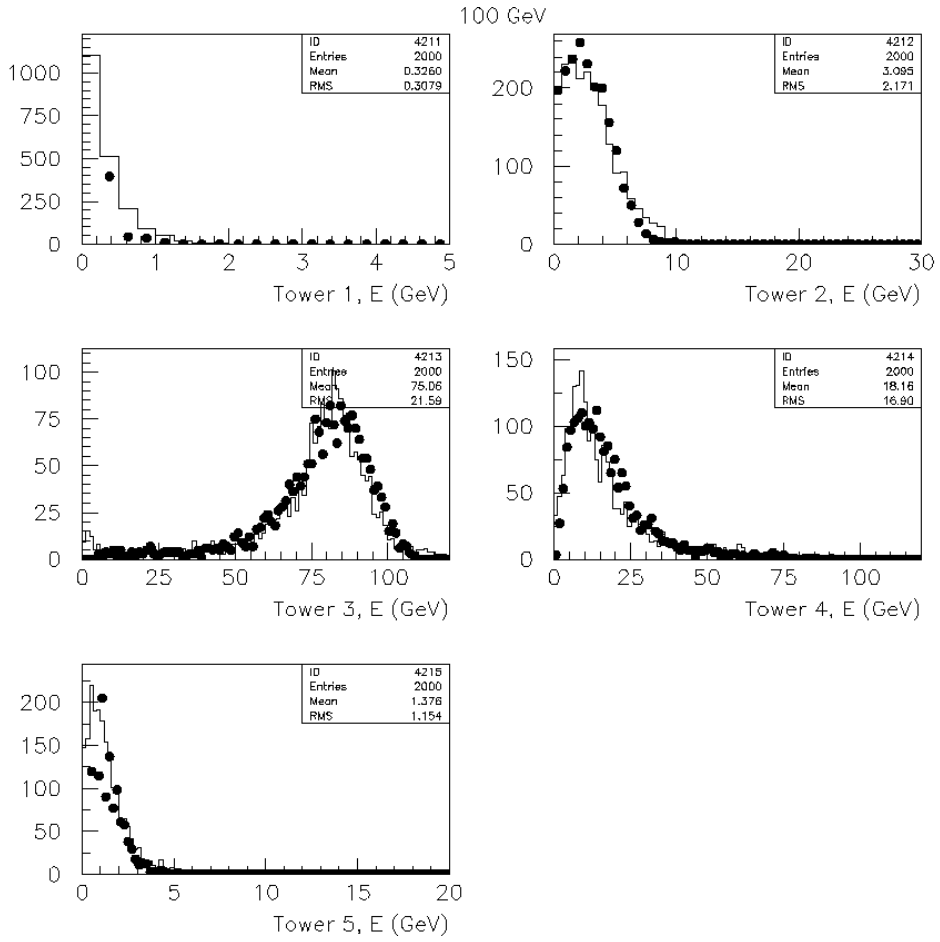
Používaný algoritmus nezahŕňa dôležitý fakt, že uložená energia je pri spŕške s veľkým podielom elektromagnetickej energie vyššia ako v prípade z menším podielom. Tento jav spôsobuje chvost v spektre celkového signálu kalorimetra na strane vyšších energií, ako vidno na obr. 5.11, 5.18 a 5.25 ale čiastočne aj v spektre jednotlivých logických častí. V dôsledku toho napríklad pri rýchlych simuláciách neexistuje súvis medzi šírkou spŕšky a množstvom uloženej energie. Preto je v budúcnosti potrebné upraviť algoritmus tak, aby zahŕňal aj túto dôležitú koreláciu.



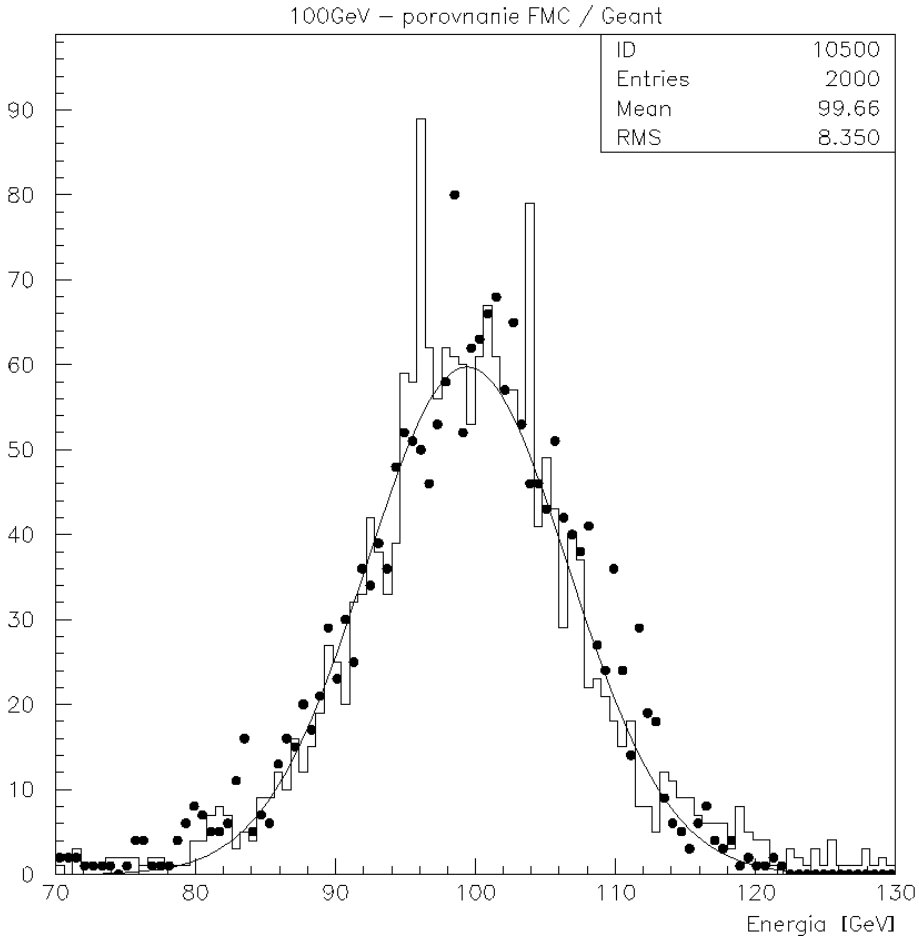
Obrázok 5.1: 100 GeV, energia uložená v samplingoch, rýchle simulácie – body, GEANT – plná čiara.



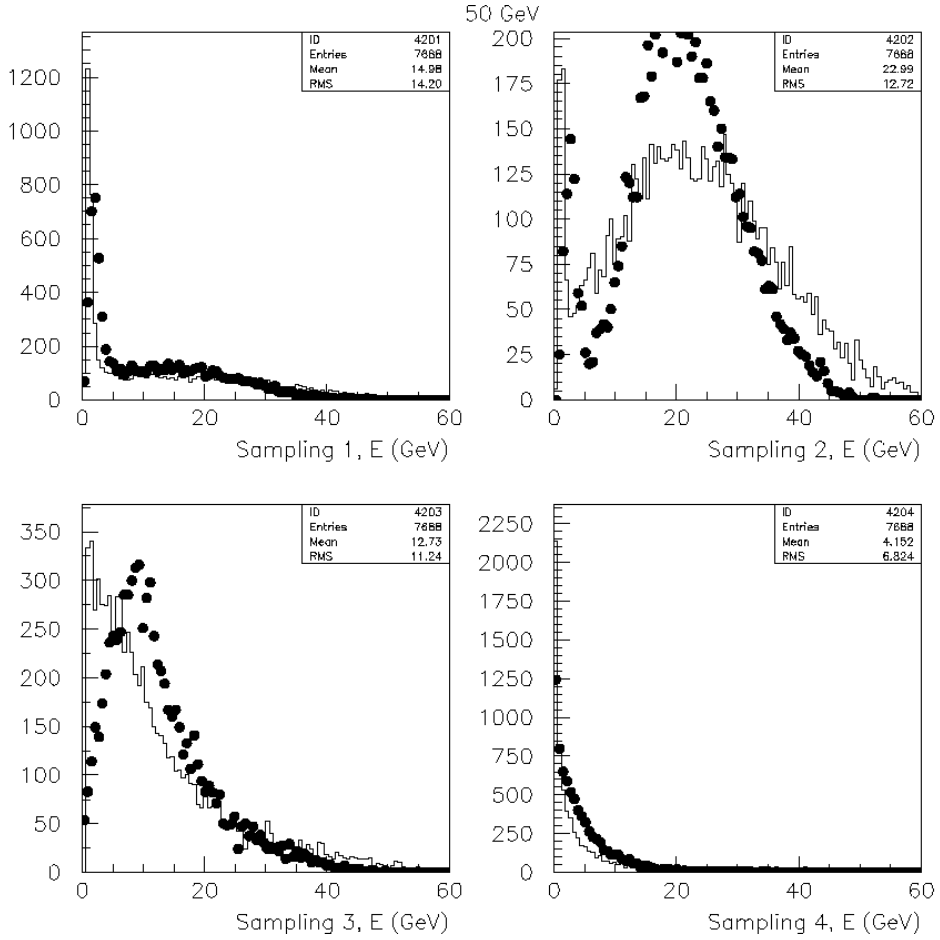
Obrázok 5.2: 100 GeV, energia uložená v moduloch, rýchle simulácie – body, GEANT – plná čiara.



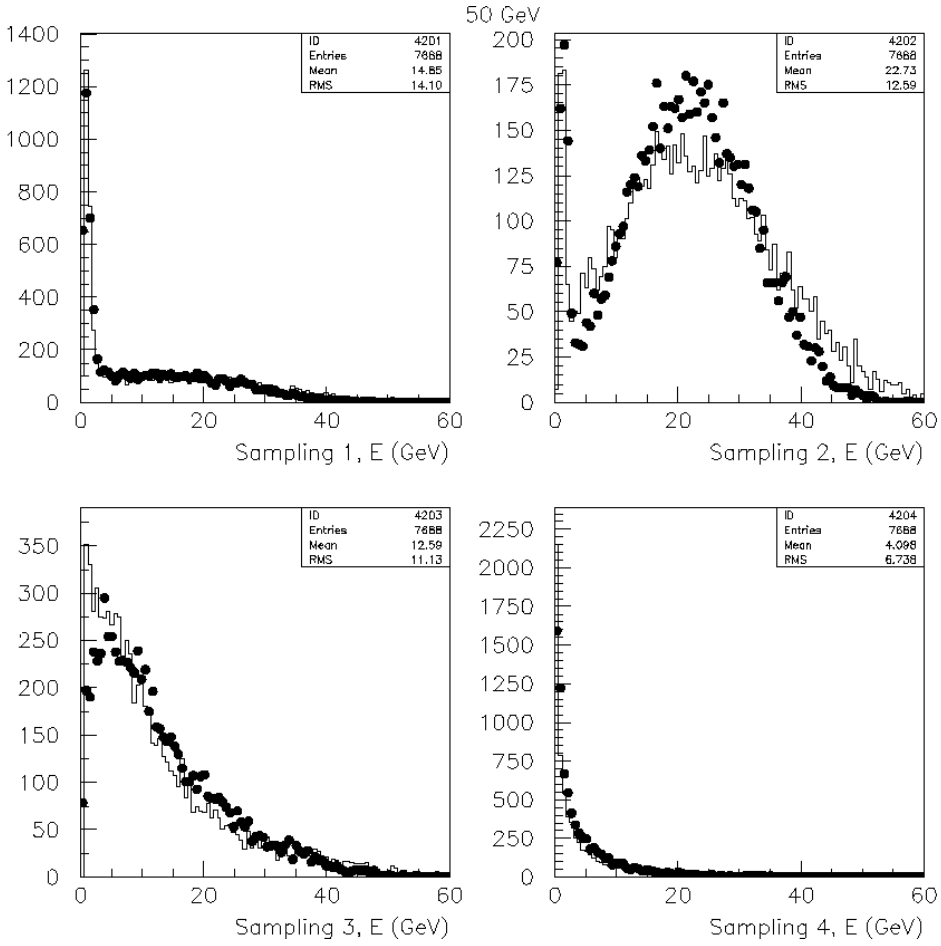
Obrázok 5.3: 100 GeV, energia uložená v toweroch, rýchle simulácie – body, GEANT – plná čiara.



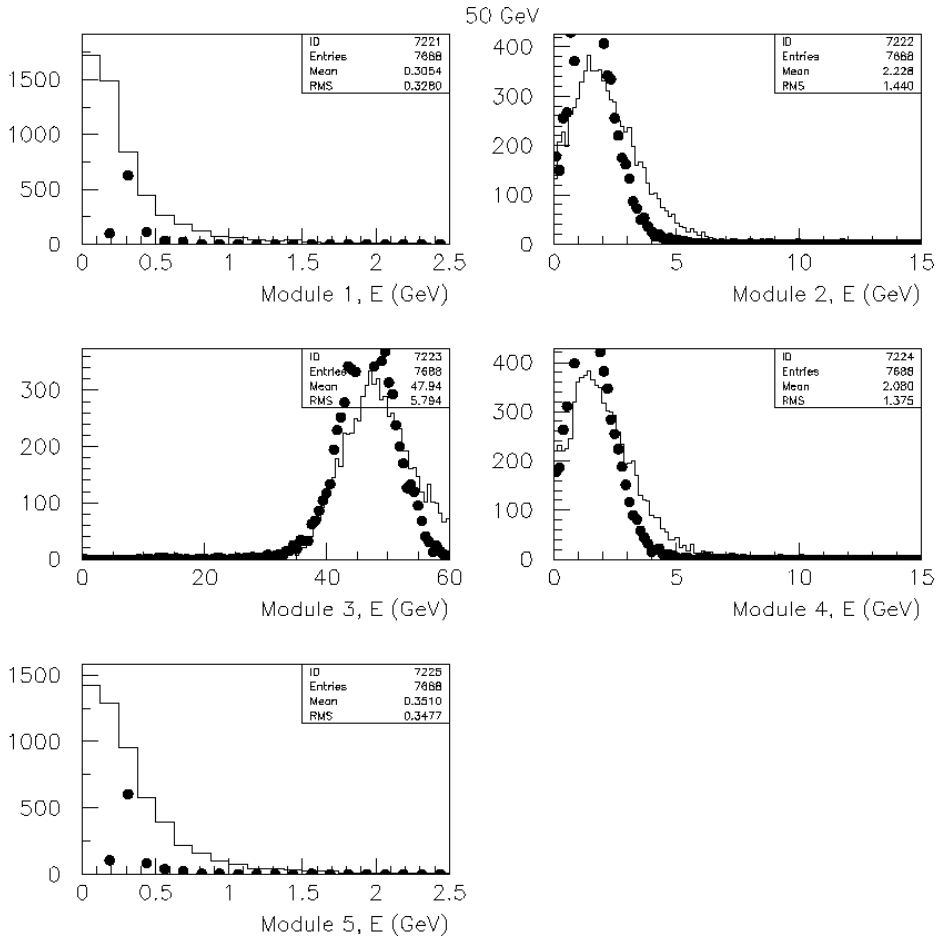
Obrázok 5.4: 100 GeV, celková energia uložená v kalorimetri, rýchle simulácie – body, GEANT – plná čiara.



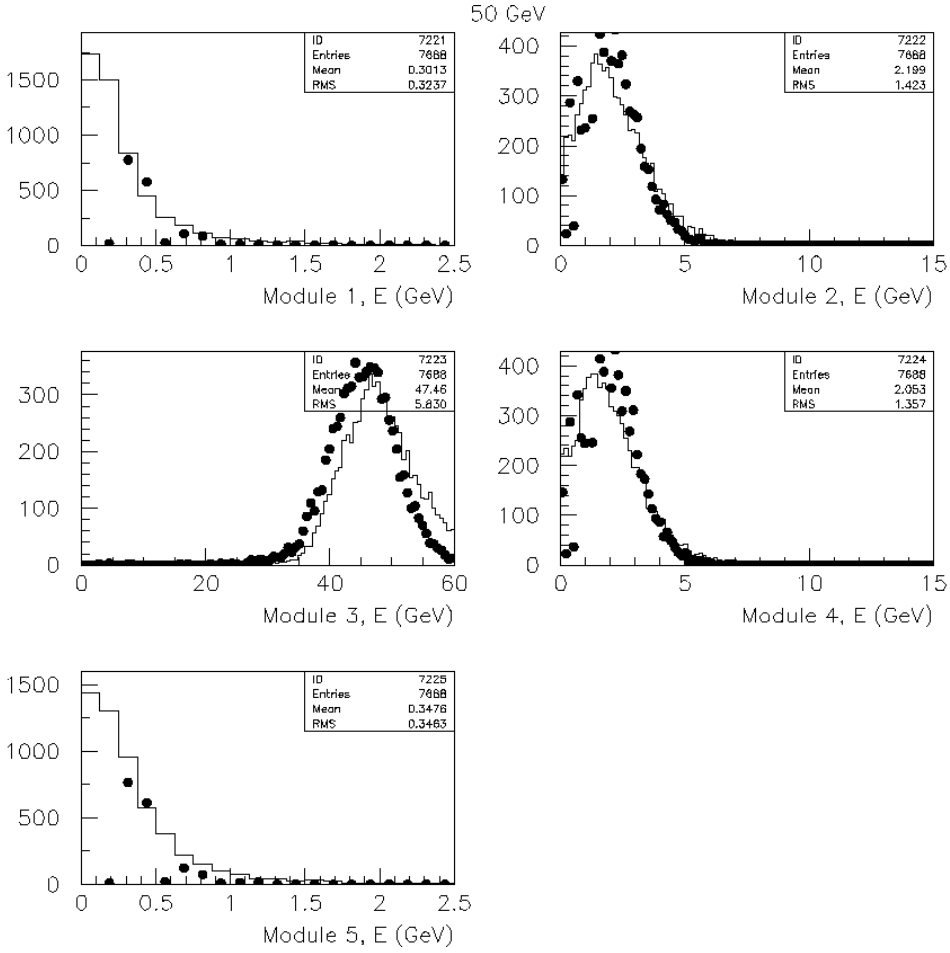
Obrázok 5.5: 50 GeV, energia uložená v samplingoch, škálovanie dĺžky; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



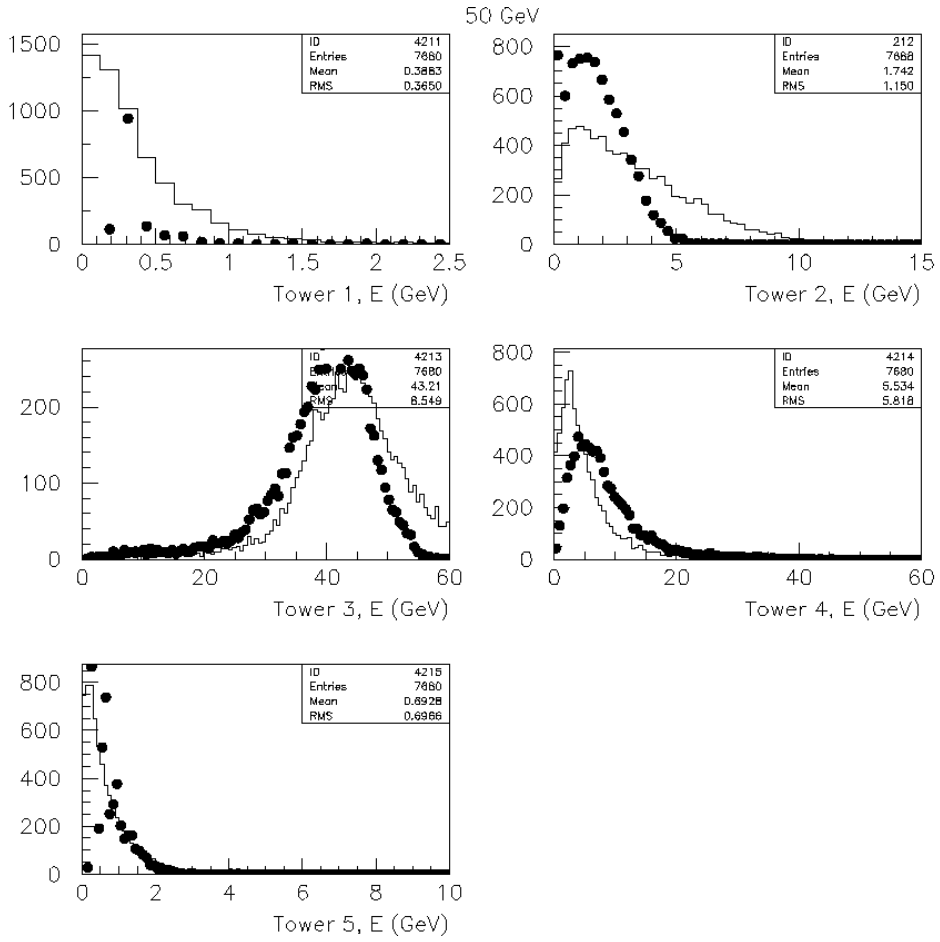
Obrázok 5.6: 50 GeV, energia uložená v samplingoch, fluktuácie časticami prvej generácie; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



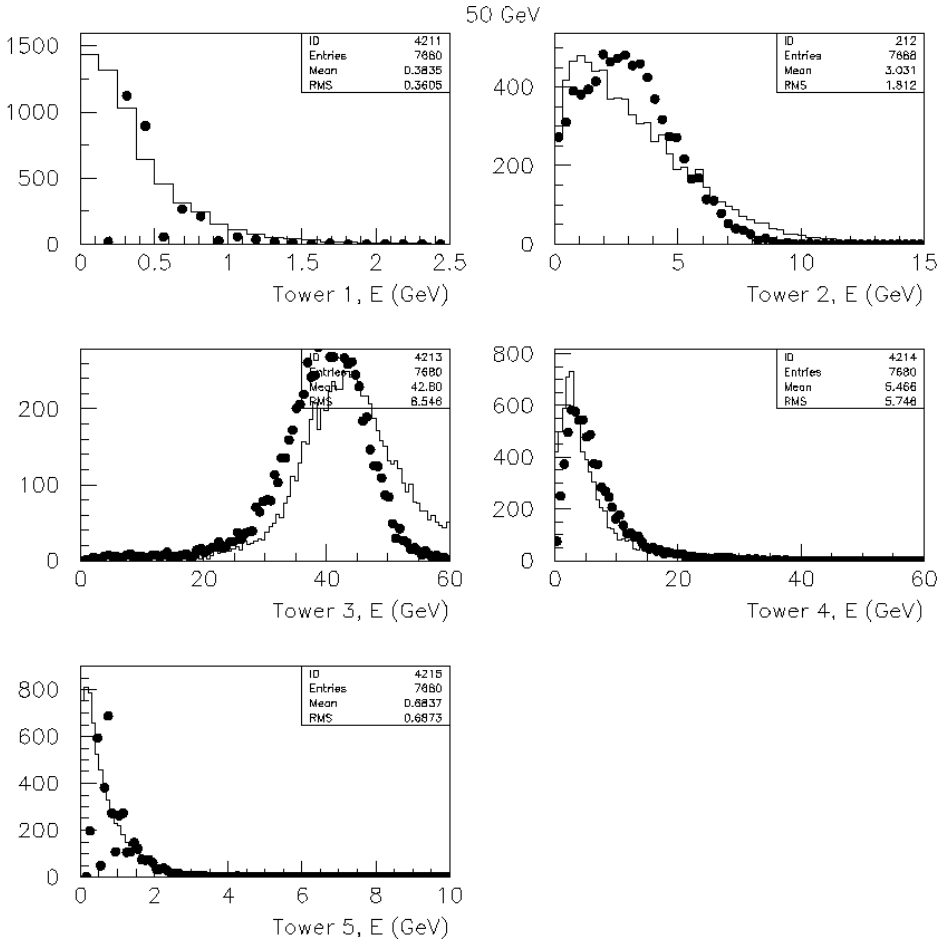
Obrázok 5.7: 50 GeV, energia uložená v moduloch, fluktuácie škálovaním dĺžky; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



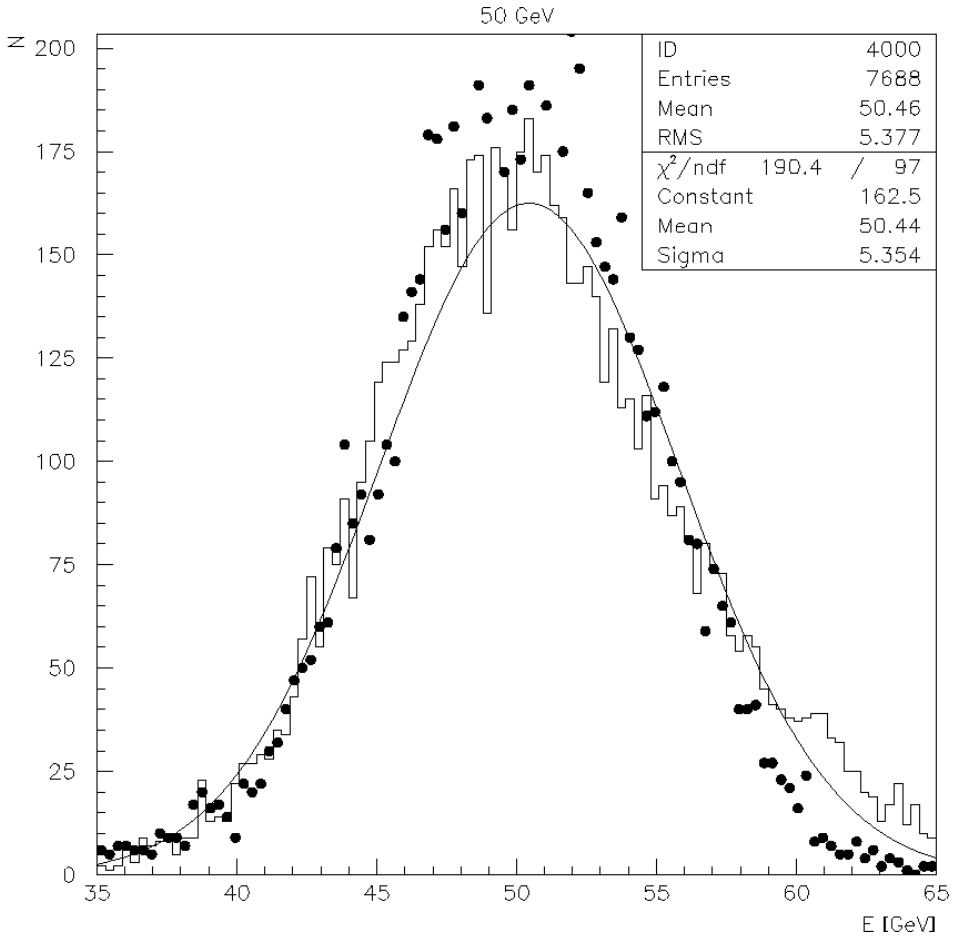
Obrázok 5.8: 50 GeV, energia uložená v moduloch, fluktuácie časticami prvej generácie; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



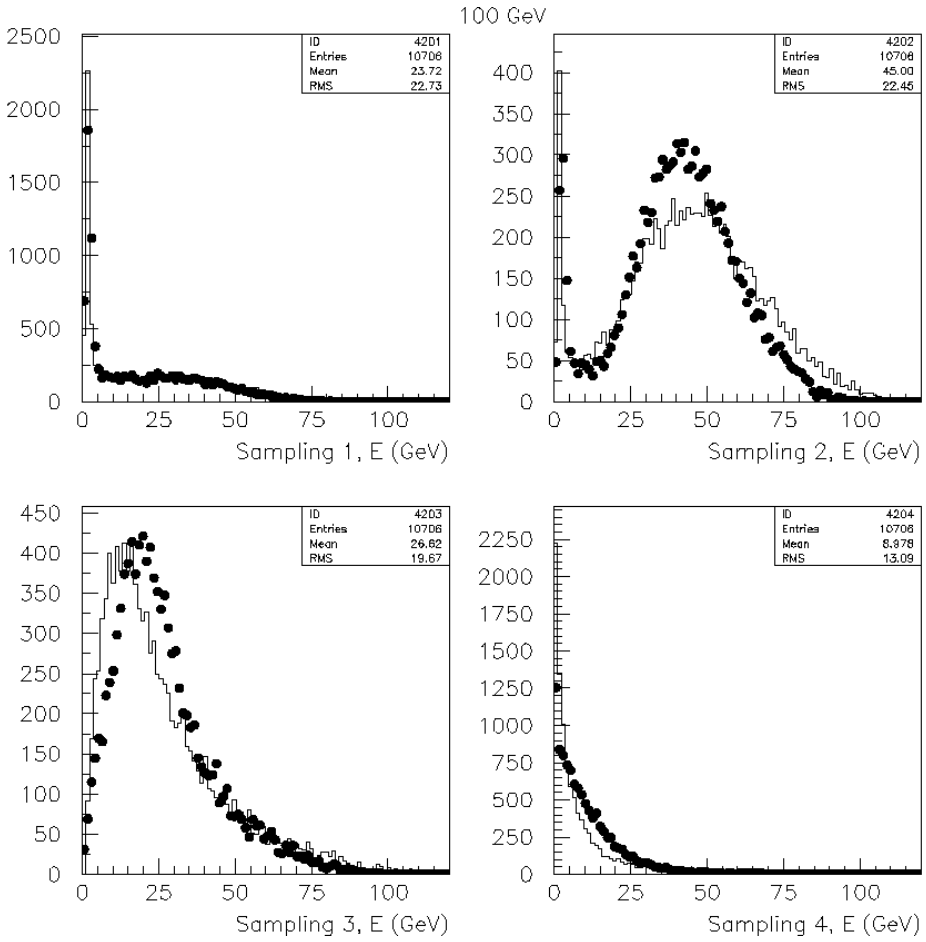
Obrázok 5.9: 50 GeV, energia uložená v toweroch, fluktuácie škálovaním dĺžky; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



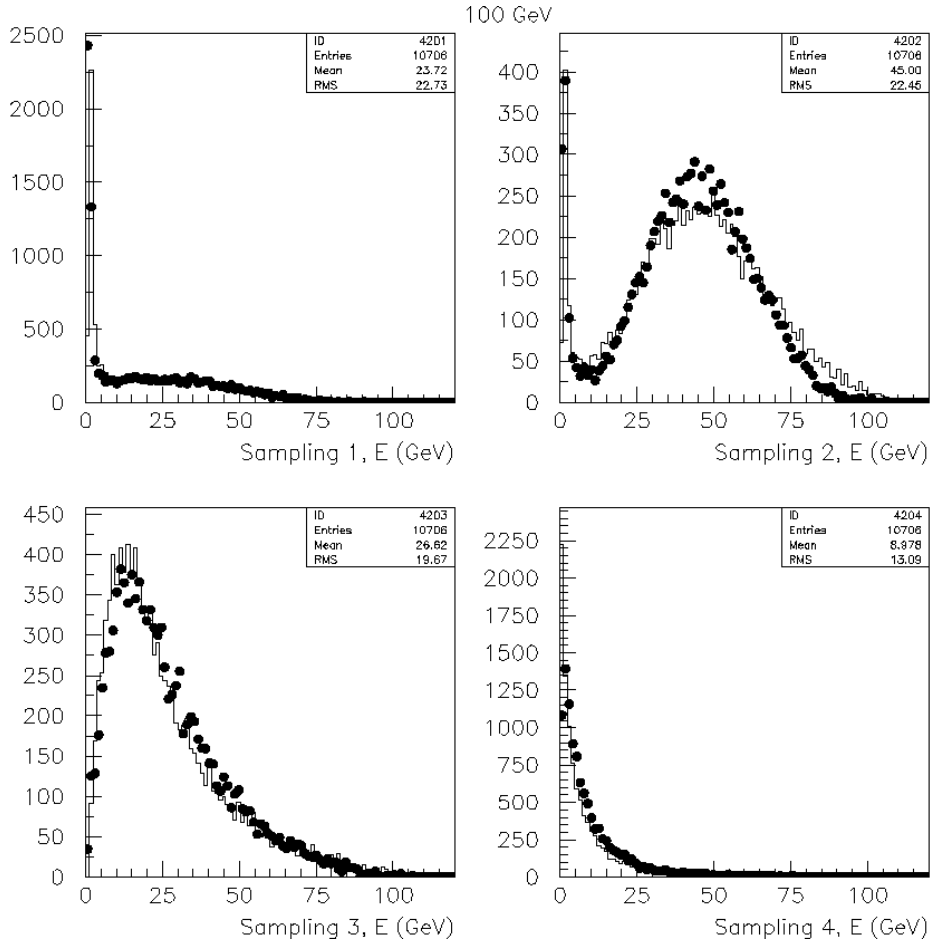
Obrázok 5.10: 50 GeV, energia uložená v toweroch, fluktuácie časticami prvej generácie; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



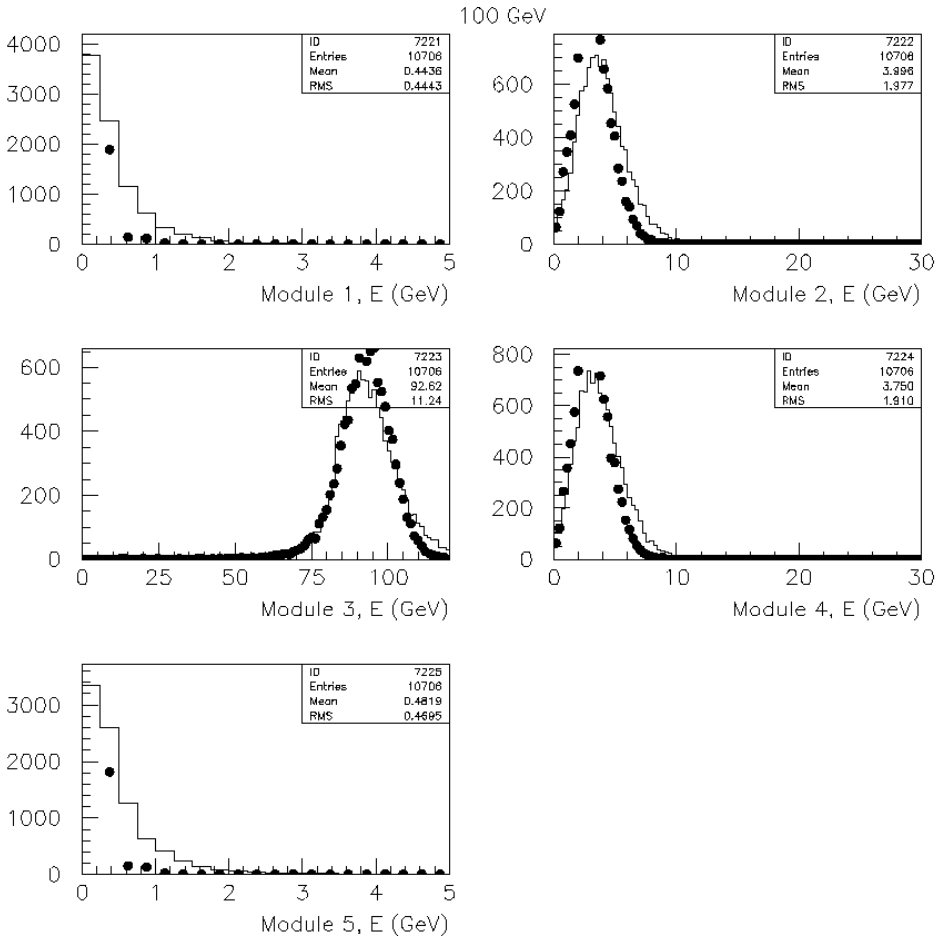
Obrázok 5.11: 50 GeV, celková energia uložená v kalorimetri, rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



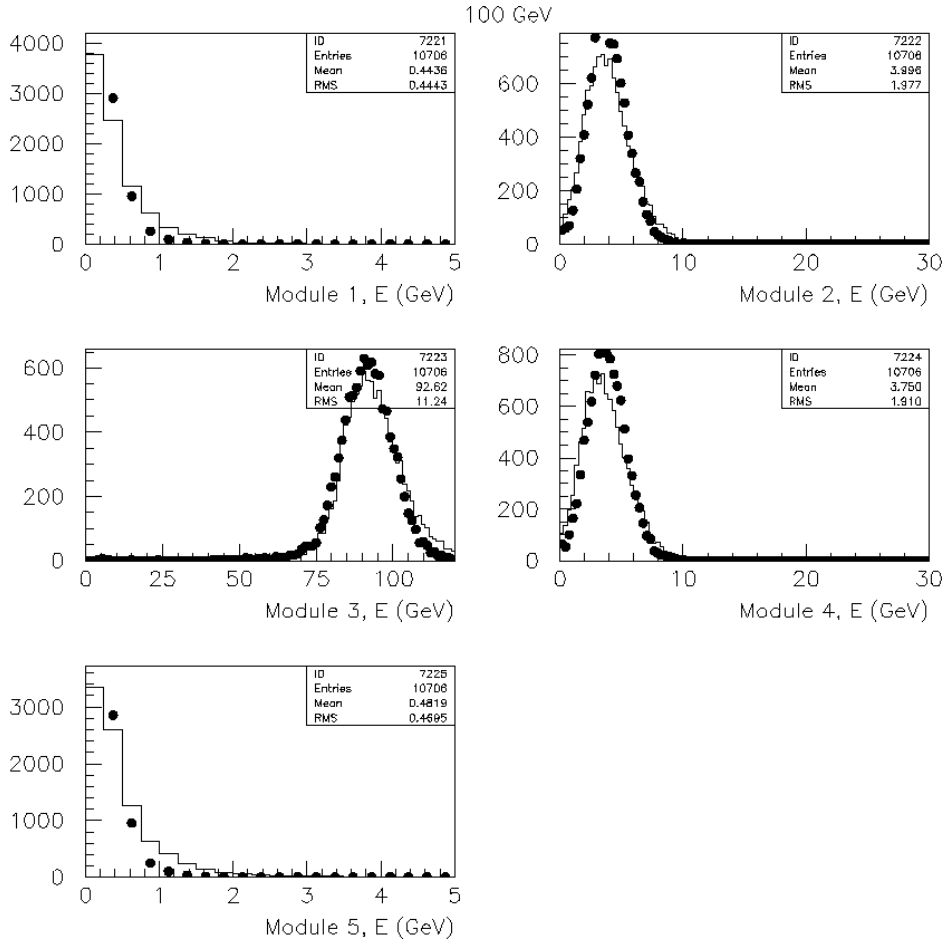
Obrázok 5.12: 100 GeV, energia uložená v samplingoch, fluktuácie škálovaním dĺžky; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



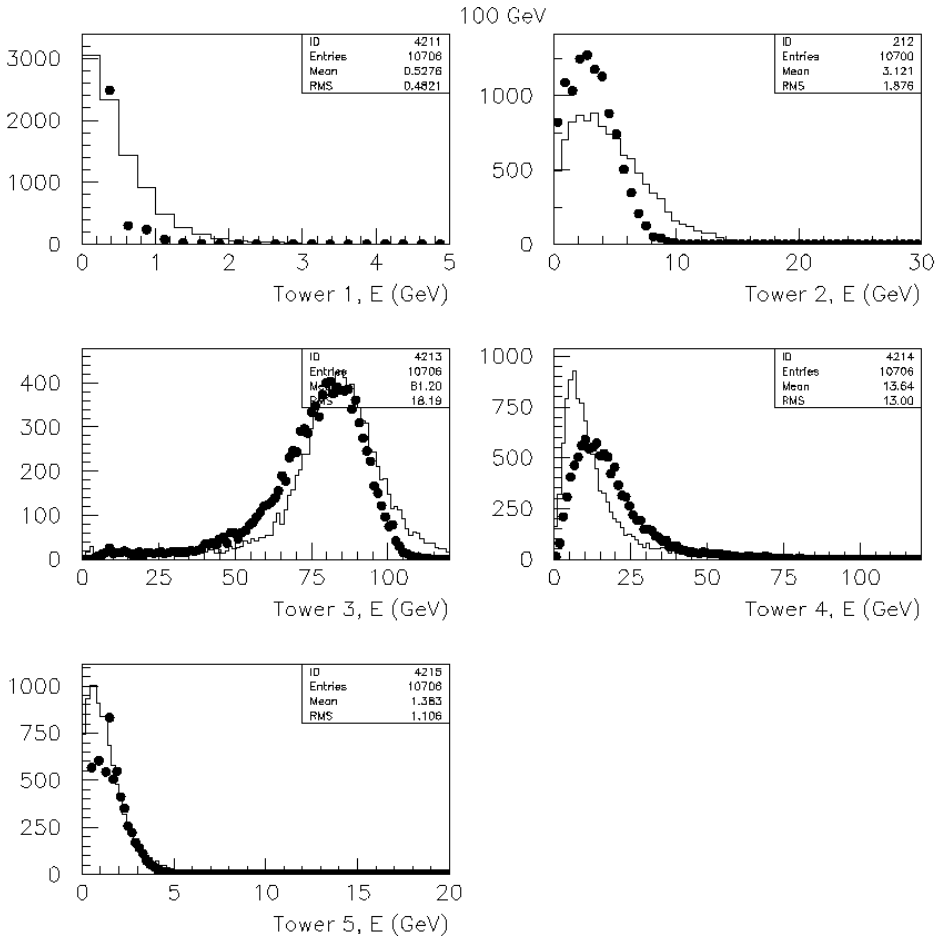
Obrázok 5.13: 100 GeV, energia uložená v samplingoch, fluktuácie časticami prvej generácie; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



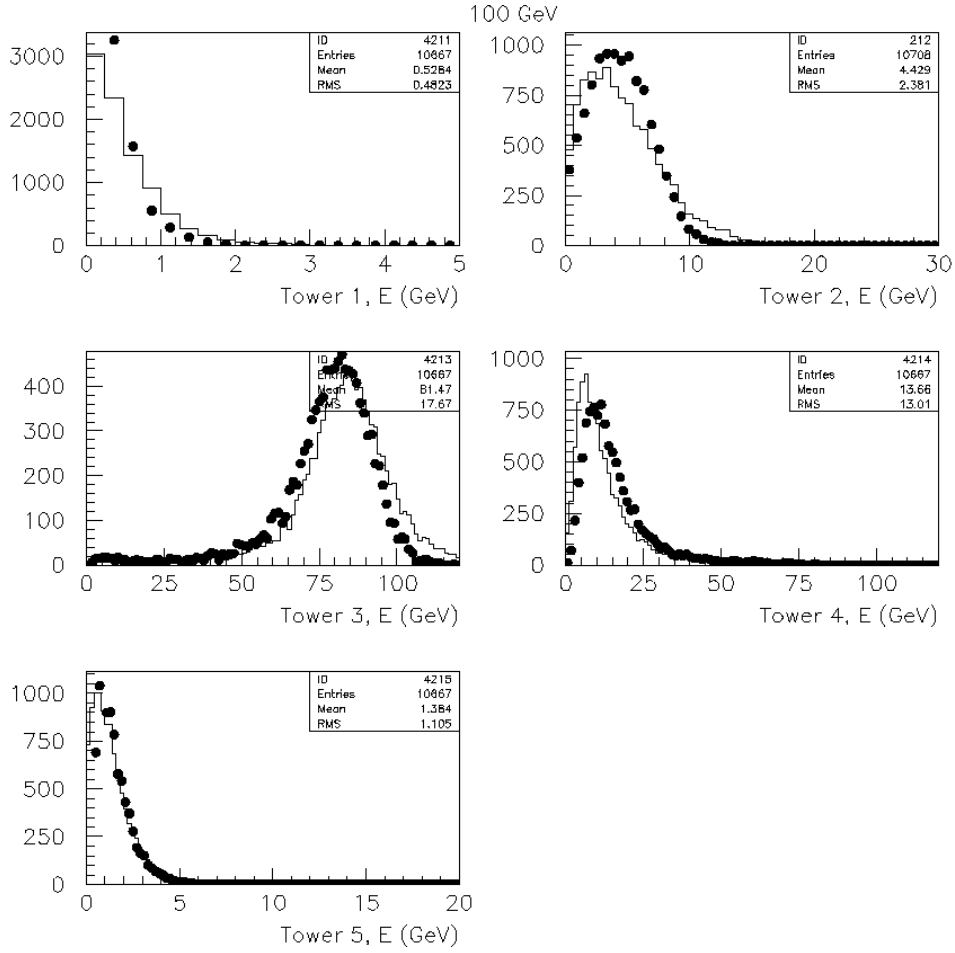
Obrázok 5.14: 100 GeV, energia uložená v moduloch, fluktuácie škálovaním dĺžky; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



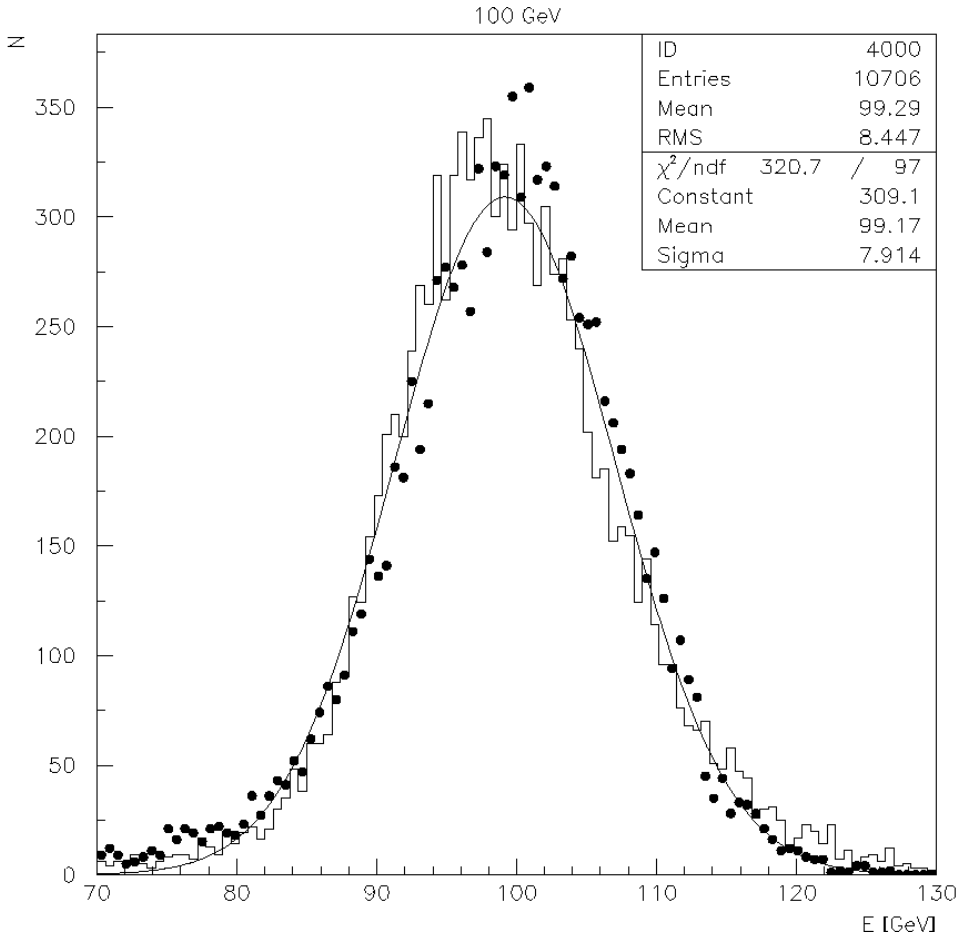
Obrázok 5.15: 100 GeV, energia uložená v moduloch, fluktuácie časticami prvej generácie; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



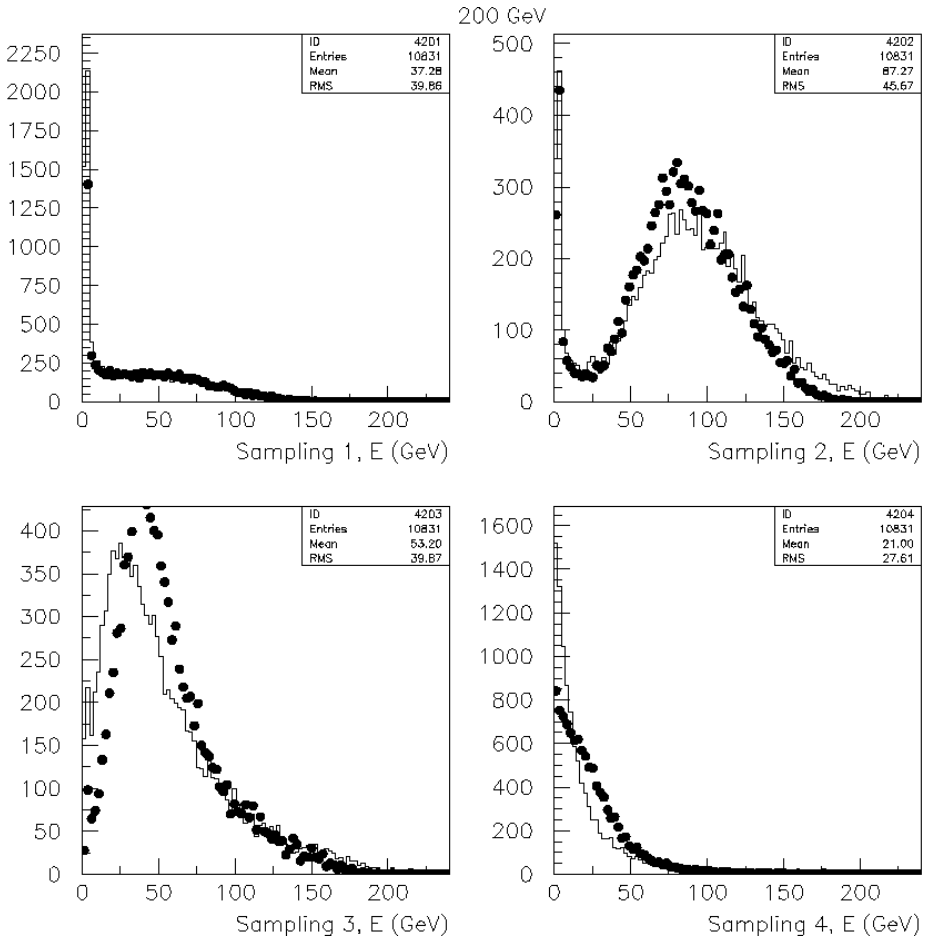
Obrázok 5.16: 100 GeV, energia uložená v toweroch, fluktuácie škálovaním dĺžky; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



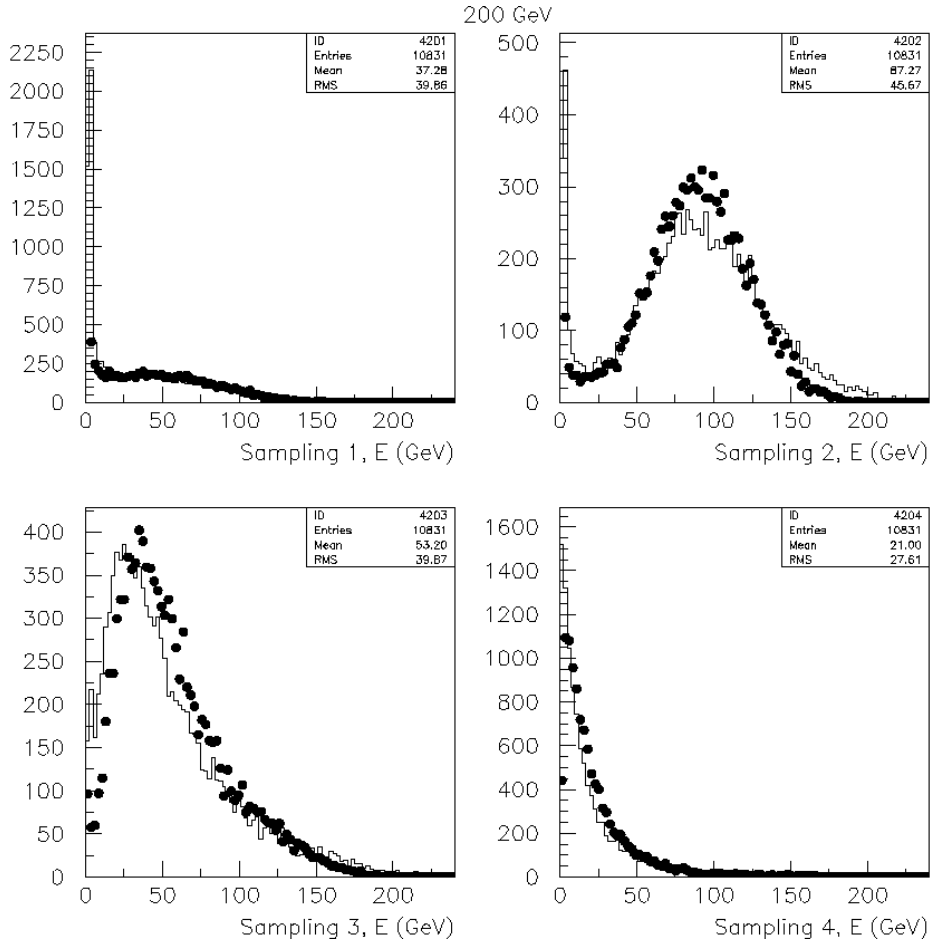
Obrázok 5.17: 100 GeV, energia uložená v toweroch, fluktuácie časticami prvej generácie; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



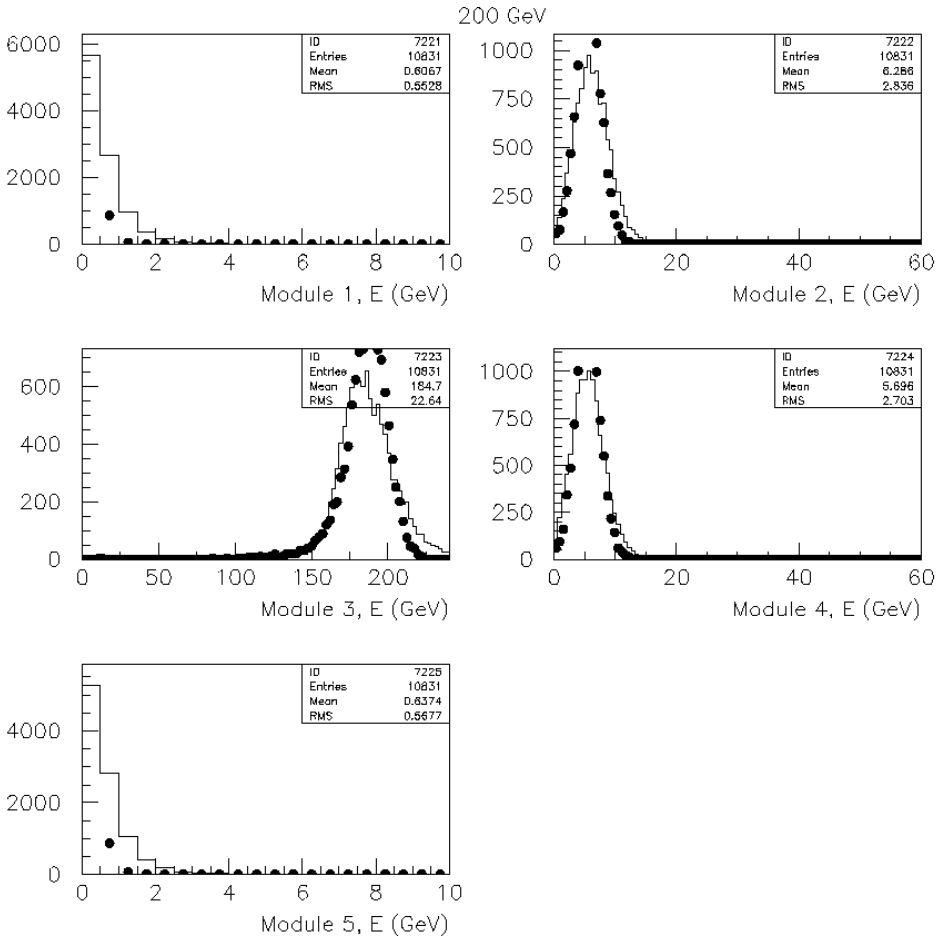
Obrázok 5.18: 100 GeV, celková energia uložená v kalorimetri, rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



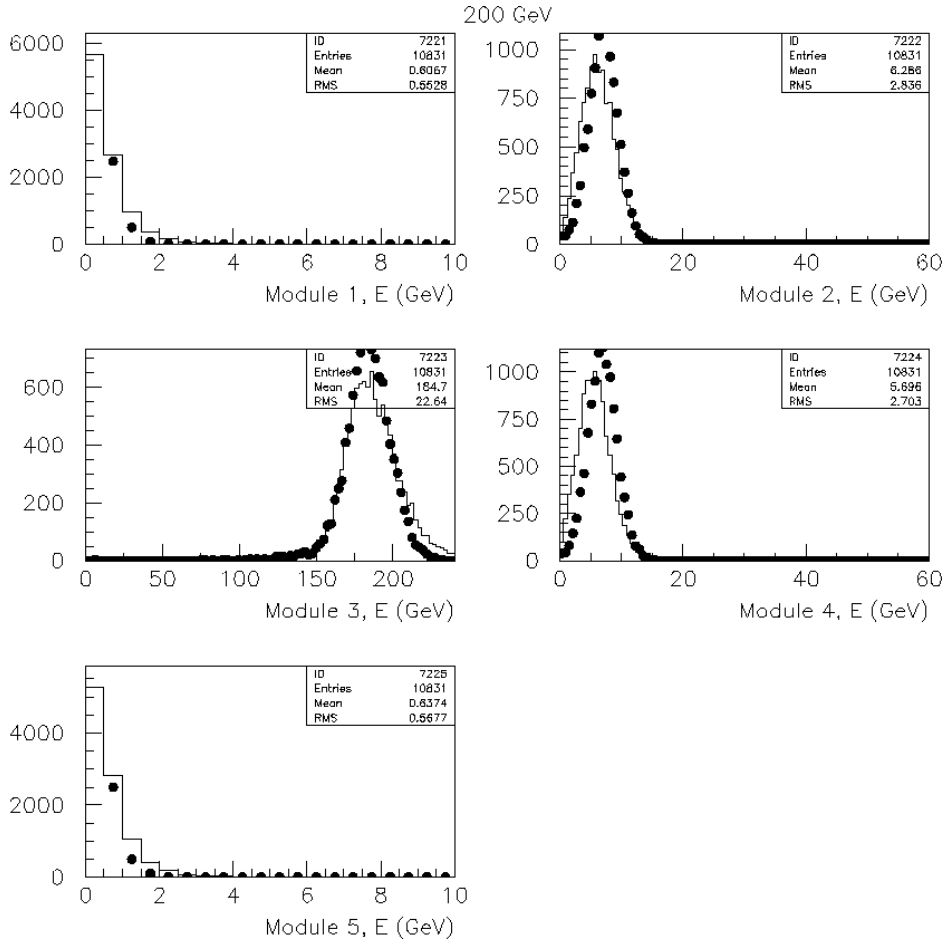
Obrázok 5.19: 200 GeV, energia uložená v samplingoch, fluktuácie škálovaním dĺžky; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



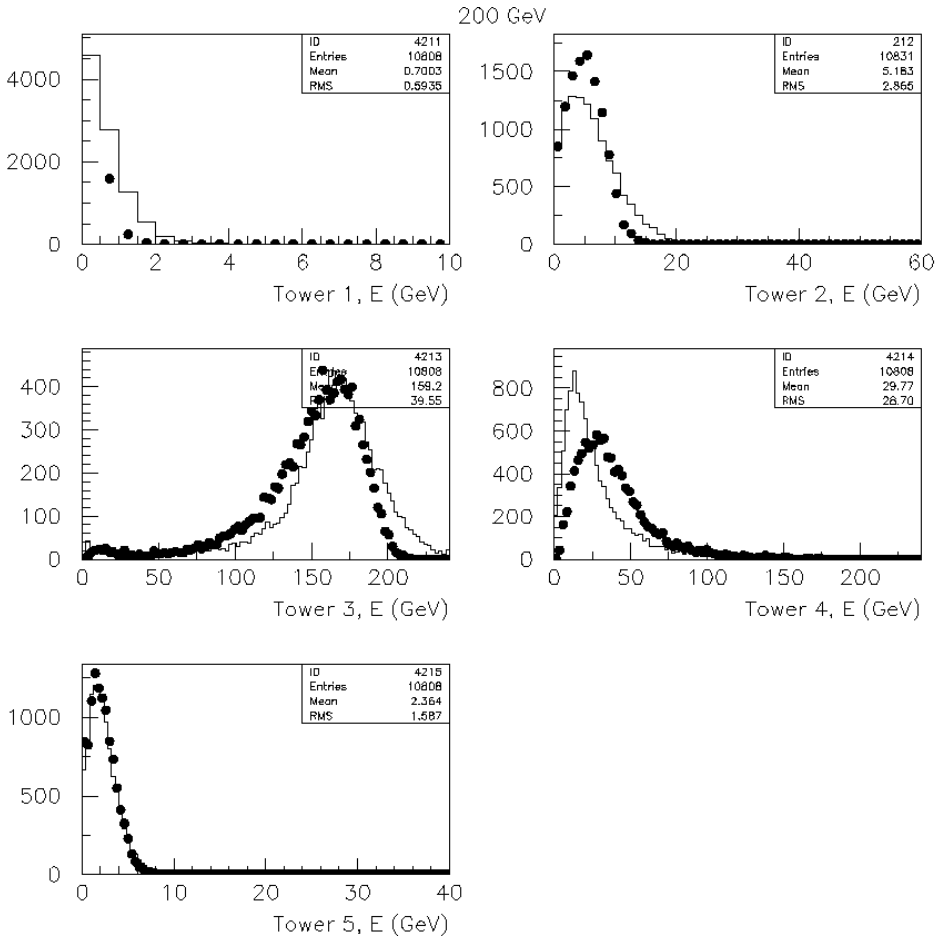
Obrázok 5.20: 200 GeV, energia uložená v samplingoch, fluktuácie časticami prvej generácie; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



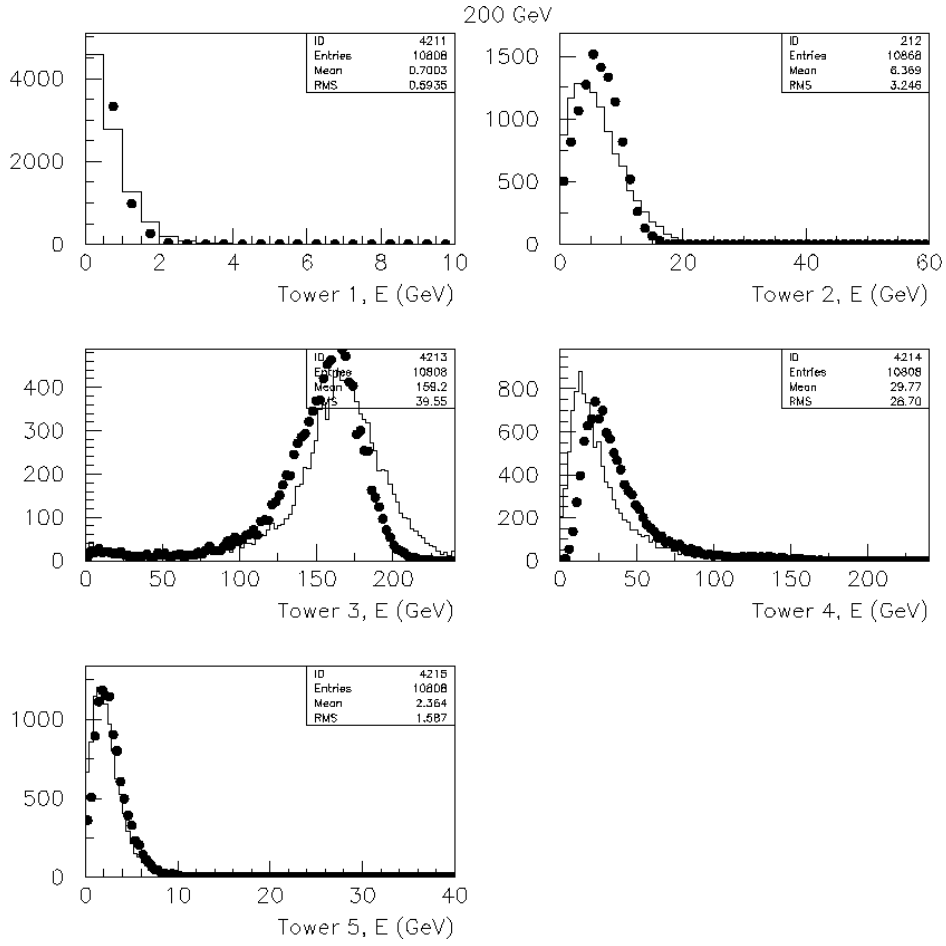
Obrázok 5.21: 200 GeV, energia uložená v moduloch, fluktuácie škálovaním dĺžky; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



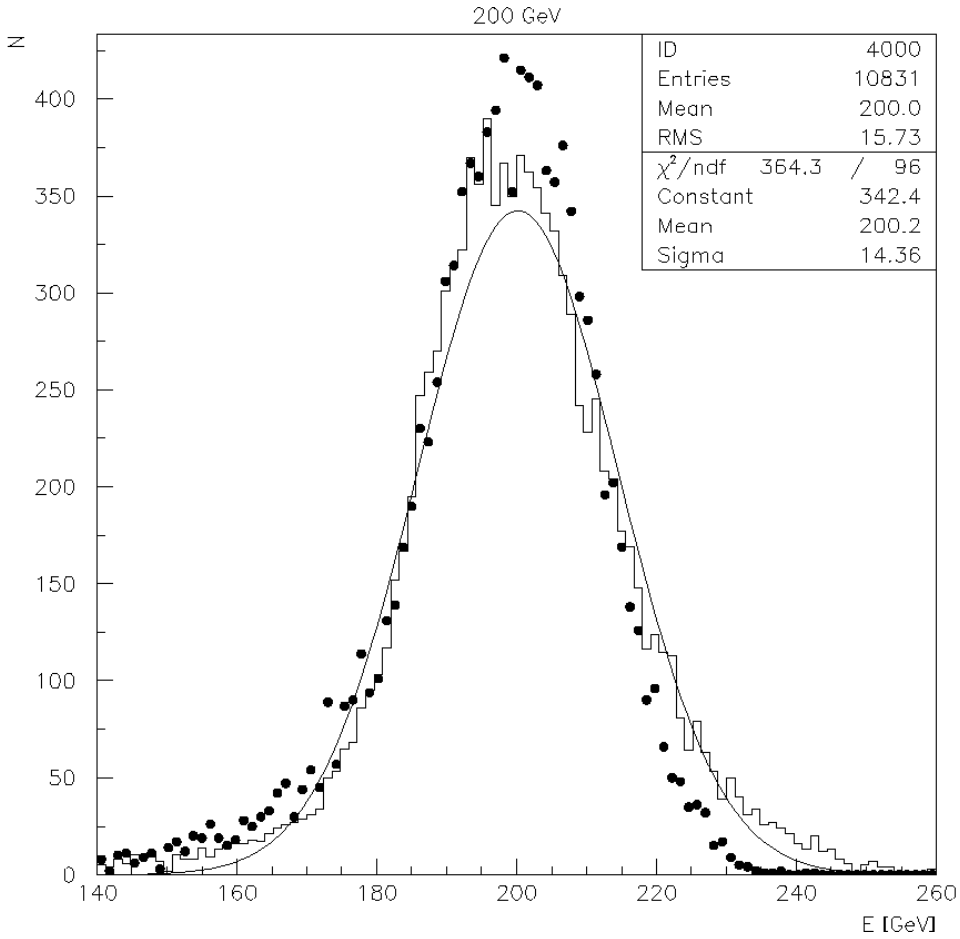
Obrázok 5.22: 200 GeV, energia uložená v moduloch, fluktuácie časticami prvej generácie; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



Obrázok 5.23: 200 GeV, energia uložená v toweroch, fluktuácie škálovaním dĺžky; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



Obrázok 5.24: 200 GeV, energia uložená v toweroch, fluktuácie časticami prvej generácie; rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.



Obrázok 5.25: 200 GeV, celková energia uložená v kalorimetri, rýchle simulácie – body, experimentálne dáta – plná čiara.

6 Záver

V tejto práci sme pomocou Monte Carlo simulácií (GEANT) študovali rozvoj hadrónovej spŕšky v kalorimetri. Našli sme priemerný tvar pozdĺžneho aj priečneho profilu spŕšky a jeho závislosť od energie incidentnej častice. Našli sme aj spôsob, akým možno popísať fluktuácie pozdĺžneho profilu. Získané znalosti sme uplatnili v programe na rýchle simulácie, ktorý modeluje odozvu hadrónového kalorimetra a dosiahli sme dobrú zhodu s Monte Carlo simuláciami.

Program sme otestovali porovnaním s reálnymi experimentálnymi dátami. Monte Carlo simulácie použité pri jeho vývine neodrážajú presne všetky stránky fyzikálneho procesu v kalorimetri. Pri adaptácii programu na rekonštrukciu experimentu však stačilo zmeniť iba 1 parameter – strednú hodnotu podielu elektromagnetickej energie v spŕške. Ukázali sme, že takto upravený program správne rekonštruuje nielen celkovú uloženú energiu ale aj energiu uloženú v jednotlivých bunkách (cells) kalorimetra, najmä pri použití fluktuácií profilu spŕšky pomocou sledovania energetických častíc, pochádzajúcich z prvej interakcie (2. metóda).

Program možno vylepšiť zahrnutím korelácií medzi množstvom elektromagnetickej energie v spŕške a uloženou energiou. Tento jav vždy sprevádza hadrónovú spŕšku v nekompenzovaných kalorimetroch a spôsobuje nelinearitu signálu a deformáciu energetického spektra. Ďalej je možné zaviesť dodatočné fluktuácie radiálneho profilu.

Počas ďalšej fázy testovania kalorimetrického systému experimentu ATLAS boli vykonané ďalšie testovacie „runy“. Testovalo sa kombinované usporiadanie elektromagnetického a hadrónového kalorimetra. V budúcnosti je potrebné adaptovať rýchle simulácie na tento prípad a porovnať ich s existujúcimi experimentálnymi dátami. Podobne je nutné rozšíriť ich aj pre modelovanie ostatných častíc a jetov.

Literatúra

[1] *R. Wigmans,* **Calorimetry – Energy Measurement in Particle Physics**, Oxford University Press, New York, U.S.A., 2000

[2] *D. E Groom*, NIM A265(1988), 275

[3] *G. Grindhammer et al.,* NIM A289(1990), 469

[4] *J. A. Budagov et al.,* **Study of the Hadron Shower Profiles with the ATLAS Tile Hadron Calorimeter**, ATLAS Internal Note, TILECAL-No-127, 20.10.1997

[5] *J. A. Budagov et al.,* **Electron Response and *e/h* Ratio of Atlas Iron-Scintilator Hadron Prototype Calorimeter with Longitudinal Tile Configuration,** ATLAS Internal Note, TILECAL-No-72, 2.5.1996

[6] *B. Di Girolamo,* **An Overview of the ATLAS TILECAL Hadronic Calorimeter,** ATLAS Internal Note, TILECAL-No-085, 12.9.1996

[7] *ATLAS / Tile Calorimeter Collaboration*, **ATLAS Tile Calorimeter Technical Design Report,** CERN / LHCC 96-42, 15.12.1996

[8] *ATLAS / Tile Calorimeter Collaboration*, **ATLAS Calorimeter Performance,** CERN / LHCC 96-40, 13.01.1997

[9] *E. Graugés,* **Fast Simulation of Hadronic Showers in Sampling Calorimeters,** Universitat Autònoma de Barcelona,ATL-TILECAL-98-158, máj 1996

[10] *G. Krajčovič*, **Využitie topológie hadrónových spŕšok pri rekonštrukcii experimentálnych dát z hadrónového kalorimetra,** diplomová práca, MFF UK, Bratislava, 1999

[11] *Y. A. Kulchitsky, V. B. Vinogradov,* **Analytical Representation of the Longitudinal Hadronoc Shower Development,** ATLAS Internal Note, TILECAL-No-153, 22.2.1998

[12] *R. K. Bock et al.*, NIM 186 (1981), 533

[13] *P.* Šťavina et al.. NIM A364(1995), 124-132