

MATEMATICKO-FYZIKÁLNA FAKULTA
UNIVERZITY KOMENSKÉHO V BRATISLAVE

PROJEKT DIZERTAČNEJ PRÁCE

ŠTÚDIUM HADRÓNOVÝCH SPRŠIEK
PRE POTREBY KALORIMETRIE VYSOKÝCH ENERGII

Študent: Mgr. Peter Holík

Katedra jadrovej fyziky Univerzity Komenského v Bratislave

Školiteľ: RNDr. Stanislav Tokár CSc.

Katedra jadrovej fyziky Univerzity Komenského v Bratislave

Bratislava 1999

Obsah

1	Prehľad súčasného stavu problematiky	3
1.1	Úvod	3
1.2	Fyzikálna motivácia	3
1.3	Kalorimetria vo fyzike vysokých energií	7
1.3.1	Kalorimetre samplingového typu	8
1.4	Detektory hadrónových spŕšok	9
1.4.1	Elektromagnetická interakcia	10
1.4.2	Rozmery elektromagnetickej spŕšky	11
1.4.3	Teória hadrónovej spŕšky	13
1.4.4	Rozmery hadrónovej spŕšky	15
1.5	Rekonštrukcia dát z hadrónového tile kalorimetra	18
1.6	Rekonštrukcia dát z kombinovaného testu (hadrónový a elektromagnetický kalorimeter	20
1.6.1	Korekcie	21
2	Ciele dizertačnej práce	22
3	Návrh riešenia načrtnutých úloh	23
3.1	Dosiahnuté výsledky	23

1 Prehľad súčasného stavu problematiky

1.1 Úvod

Hlavnými cieľmi budúcich urýchľovačov, ako je napríklad LHC (Linear Hadron Collider, CERN Ženeva), sú testy štandardného modelu s dôrazom na hľadanie Higgsovho bozónu a štúdium fyziky t-kvarku, ako aj hľadanie možných dôkazov existencie nových častíc (ďalších vektorových bozónov, Z' , W' , supersymetrických (SUSY) častíc, vzbuđených leptónov...). Okrem iného sú na dosiahnutie postavených fyzikálnych cieľov nevyhnutné veľké kalorimetre s dobrým energetickým a priestorovým rozlíšením.

Pre potreby štúdia zriedkavých procesov fyziky elementárnych častíc sa vyvíjajú mohutné detekčné systémy, ktorých rozhodujúcimi zložkami sú práve kalorimetre. Od budúcich kalorimetrov sa požaduje vysoko presné meranie energie a súradníc častíc a tiež ich identifikácia. Optimálne realizácie týchto zariadení môžu byť dosiahnuté optimalizáciou parametrov ich štruktúrnych elementov.

Simulácia pomocou metódy Monte Carlo je veľmi efektívnym a nenákladným spôsobom ako ohodnotiť energetické rozlíšenie rôznych typov kalorimetrov a vplyv ich rôznych štruktúrnych parametrov na toto rozlíšenie. Nevyhnutnosť modelovania odozvy takýchto zariadení je potrebná pre preskúvanie možností experimentálnych zariadení pozorovať a študovať vyššie zmienené procesy - ako sú procesy s Higgsovým bozónom a pod. Zvlášť použitie rýchlych simulácií založených na parametrizácii tvaru spršky umožňuje preskúvanie veľkého počtu eventov pri menení rôznych parametrov detektora, čo má veľký význam pre štúdium zriedkavých procesov.

1.2 Fyzikálna motivácia

Podľa súčasných predstáv je hmota vesmíru zložená z troch generácií kvarkov a troch generácií leptónov, ktoré vytvárajú základné štruktúry hmoty ako sú atómové jadrá, atómy atď. Tieto častice sú fermiónmi, pričom každá častica má svoju antičasticu. Sú zoskupené v troch skupinách charakterizovaných leptónovými a kvarkovými vôňami. Členovia jednej leptónovej alebo kvarkovej skupiny sa navzájom líšia o jeden elementárny elektrický náboj.

Druhý sektor elementárnych častíc tvoria intermediálne bozóny, ktoré sprostredkujú interakcie (sú kvantami interakčných polí). Pre tieto častice neplatí Pauliho vylučovací princíp a patria sem gluóny (silné interakcie), $W^\pm$, Z^0 a γ (elektroslabé interakcie). Teória opisujúca tieto elementárne častice

a interakcie medzi nimi sa nazýva štandardným modelom. Zahŕňa v sebe silné (QCD - kvantová chromodynamika) a elektroslabé interakcie (QED - kvantová elektrodynamika).

Z hľadiska štandardného modelu má veľký význam ešte jeden sektor častíc, tzv. Higgsov sektor, ktorý je tvorený v prípade minimálneho štandardného modelu jednou neutrálnou časticou. Význam Higgsovho sektoru je v tom, že prostredníctvom mechanizmu spontánneho narušenia symetrie dáva časticiam hmotnosť. Presnejšie, častice nadobúdajú hmotnosť v dôsledku svojej interakcie s Higgsovým kondenzátom, ktorý tvorí vákuum. Higgsov bozón nebol doposiaľ objavený a jeho hľadanie je jednou z hlavných úloh súčasnej a budúcej fyziky vysokých energií.

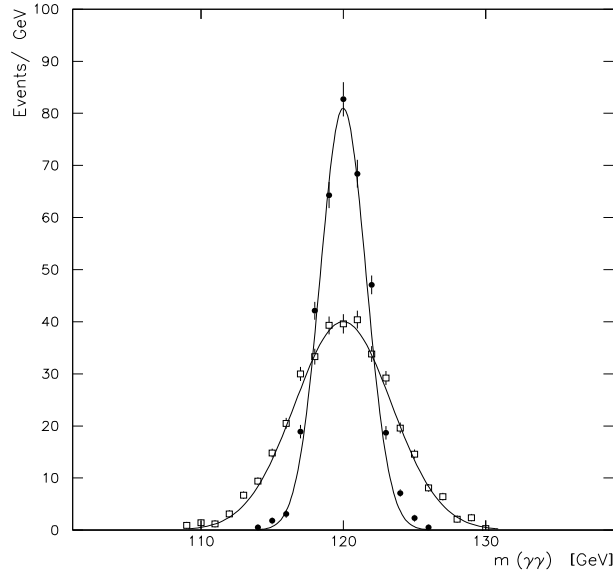
Štandardný model je veľmi úspešnou teóriou, ktorá však nemôže vyriešiť niektoré základné problémy, ako sú pôvod narušenia CP symetrie, nemožnosť predpovedať hmotnosti častíc, nezahrnutie gravitačnej interakcie a pod. Štandardný model má príliš veľa voľných parametrov (18 v minimálnej verzii). V súčasnosti sa očakáva, že bude možné nájsť teóriu, ktorá by tento vysoký počet parametrov zredukovala. Riešenie vyššie spomenutých problémov je fyzikou za štandardným modelom. Pre pochopenie štruktúry vesmíru je potrebné zjednotiť modely elektroslabých, silných a gravitačných interakcií. Jedným zo sľubných kandidátov tohto zjednotenia je tzv. supersymetria. Najvýznamnejším dôvodom, pre ktorý sa supersymetrické modely intenzívne študujú je ten, že supersymetria poskytuje možnosť zjednotenia základných síl zahrňujúcich aj gravitáciu. Preto supersymetriu považuje veľa ľudí za "teóriu všetkého". Minimálna supersymetrická verzia štandardného modelu vyžaduje pre každú SUSY časticu existenciu jej supersymetrického partnera (superpartnerom leptónu je bozón a naopak).

Ako bolo spomenuté vyššie, štandardný model je veľmi úspešnou teóriou. Preto je veľmi dôležité testovať jeho parametre a ich schopnosť predpovedať. Dobrým testom tejto teórie by malo byť objavenie Higgsovho bozónu, ktorý je poslednou neobjavenou fundamentálnou časticou predpovedanou štandardným modelom. Okrem tohto cieľa existuje viacero parametrov, ktoré nemôžu byť štandardným modelom vypočítané, ako sú hmotnosti častíc, elektrický náboj atď. Meranie týchto parametrov tak presne ako je to len možné, je jedným z najdôležitejších cieľov úsilia na poli experimentálnej časticovej fyziky. Ďalším cieľom súčasnej experimentálnej fyziky vysokých energií je hľadanie "novej fyziky" - fyziky za štandardným modelom.

Plánované neštandardné experimenty ako sú ATLAS alebo CMS (predpokladané experimenty na LHC) budú veľmi komplikovanými systémami, na ktorých plánovaní a vyvíjaní sa zúčastňuje viacero organizácií. Každá časť detekčného systému musí byť čo najlepšie optimalizovaná, okrem iného aj pre dôležitosť minimalizácie nákladov. Fyzikálne požiadavky na parametre

detektorov vychádzajú z detailných znalostí fyziky spojenej s očakávanými procesmi.

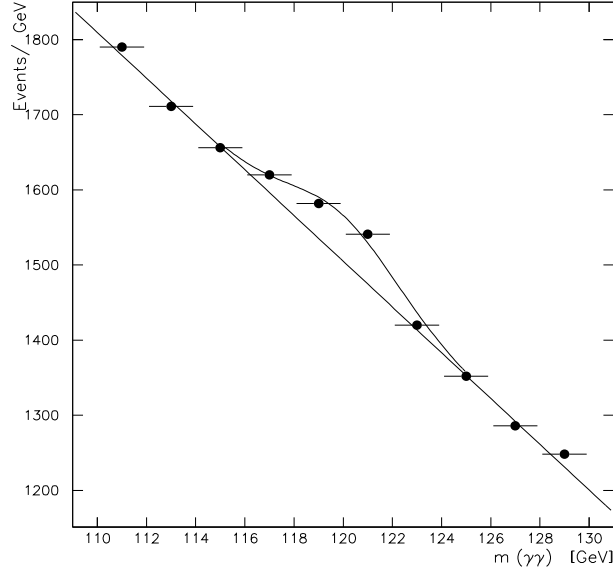
Energetické rozlíšenie kalorimetrických systémov (meranie energie) je jedným z rozhodujúcich parametrov pri ich výbere. Početnosť skúmaných procesov môže byť veľmi malá a preto meranie dostatočného počtu eventov môže trvať dlhší čas. Faktor kvality daného detekčného systému je definovaný ako $S/\sqrt{B}$, kde S a B sú počty eventov, ktoré tvoria signál, resp. pozadie. Dôležitosť energetického rozlíšenia je demonštrovaná na obrázkoch 1 a 2. Na obrázku 1 sa nachádzajú dve simulované spektrá s rovnakým počtom eventov ($S_1 = S_2$), ale rôznym energetickým rozlíšením (1.34 % a 2.66 %) pre očakávanú hmotnosť Higgsovho bozónu 120 GeV rekonštruovanú na základe rozpadu $H \rightarrow \gamma\gamma$.



Obrázok 1: Porovnanie dvoch simulovaných spektier pre očakávanú hmotnosť $m_H = 120 \text{ GeV}$ pre rovnaký počet eventov.

Tieto odozvy sú fitované Gaussovou krivkou. V tomto prípade štandardná odchýlka $\sigma_2 \approx 2\sigma_1$. Na obrázku 1 je vidieť, že počet binov pod širšou fitovanou krivkou je zhruba dvojnásobný ako pod užšou z nich. Efekt ($H \rightarrow \gamma\gamma$) pozorujeme na pozadí iných $\gamma\gamma$ eventov (nepatria efektu) ako je vidieť na obrázku 2. Z tohto obrázku vyplýva, že pre reálny prípad je počet pozadových eventov v prípade horšieho rozlíšenia (širšie simulované spektrum z obrázku 1) približne dvakrát väčší ako v prípade spektra s lepším rozlíšením.

Aby sme ukázali, že nami skúmaný efekt reálne existuje, požadujeme faktor kvality $S/\sqrt{B} > 3 - 5$. Z uvedených faktov vyplýva, že



Obrázok 2: Očakávané spektrum $H \rightarrow \gamma\gamma$ pre hmotnosť $m_H = 120 \text{ GeV}$, s $\gamma\gamma$ pozadím pri predpokladanej luminozite 10^5 pb^{-1} .

$(1/\sqrt{2}) \cdot (S/\sqrt{B_1}) \approx (S/\sqrt{B_2})$ (kde $S = S_1 = S_2$ sú počty signálových eventov, B_1 a B_2 sú počty pozadových eventov pod Gaussovskými krivkami so štandardnými odchýlkami σ_1 a σ_2). Nakoniec, aby sme dosiahli rovnaký faktor kvality, potrebujeme v druhom prípade (horšie rozlíšenie) dvakrát viac urýchľovačového času. Vezmúc do úvahy cenu tohto času, rekonštrukcia spomínaných procesov, ako je rozpad Higgsovho bozónu, registrácia SUSY častíc, skúmanie fyziky b (alebo t)-kvarkov, bude značne ovplyvnená rozlíšením kalorimetrických systémov.

1.3 Kalorimetria vo fyzike vysokých energií

Veľa z našich súčasných vedomostí o elementárnych časticiach sme získali pokračujúcim zdokonaľovaním techník merania trajektórií nabitých častíc. Veľký vplyv na možnosti experimentu nám poskytuje iná trieda detektorov - kalorimetrov, ktorá sa začína vo väčšej miere uplatňovať v posledných 20-tich rokoch. Tento typ detektorov tvorí základnú časť experimentov na súčasných urýchľovačoch ako sú HERA, LEP, TEVATRON, LHC alebo SSC.

Kalorimetre sú požívané na meranie energie vysoko energetických častíc. Kalorimetrom nazývame blok materiálu, ktorý zachytí primárnu časticu a je dostatočne hrubý na to, aby v ňom táto častica zinteragovala a odovzdala celú svoju energiu v nasledujúcej kaskáde (spršky) menej energetických častíc. Nakoniec, väčšina energie incidentnej častice sa tu uloží vo forme tepla. Nejaká (obyčajne malá, zvyčajne je to niekoľko percent) časť uloženej energie je detekovaná vo forme merateľného signálu, ktorý je proporcionálny vstupnej energii častice. Ako signál môže slúžiť scintilačné svetlo, Čerenkovovo svetlo alebo ionizačný náboj. Interakčné procesy, ktoré tu hrajú úlohu, závisia od energie a typu častice, od sily Coulombovského poľa, atómového čísla materiálu kalorimetra. Sú výsledkom pôsobenia elektromagnetických, silných a menej často slabých síl medzi časticami a základnými zložkami kalorimetra.

Prvé kalorimetre boli použité pri štúdiu kozmického žiarenia. Záujem o ne rástol počas konca 60-tych a začiatku 70-tych rokov zásluhou nových urýchľovačov v Cerne (ISR - Intersecting Storage Rings, SPS - Super Proton Synchrotron a FNAL - Fermi NATIONAL Accelerator LABORATORY), s ich veľmi zmenenými experimentálnymi smermi a požiadavkami.

Kalorimetre ponúkajú veľa atraktívnych vlastností, dopĺňajú alebo nahrádzajú informácie získané pomocou magnetických spektrometrov:

- Sú citlivé na nabitú aj neutrálnu časticu
- Strata energie rozvojom časticovej kaskády je štatistický proces, priemerný počet $\langle N \rangle$ sekundárnych častíc je proporcionálny energii vstupnej častice. V princípe je neistota v meraní energie ovládaná štatistickými fluktuáciami N a teda relatívne energetické rozlíšenie je $1/\sqrt{N} \approx E^{-1/2}$.
- Potrebná dĺžka detektora je úmerná logaritmu energie vstupnej častice $\log E$, zatiaľ čo pre magnetické spektrometre je dĺžka úmerná hybnosti p ako $p^{1/2}$, pre dané relatívne rozlíšenie hybnosti $\delta p/p$.
- Informácia o rozvoji spršky z detektorov samplingového typu umožňuje presné merania pozície častice a uhla, pod ktorým do detektora vstúpila.

- Ich odlišná odozva na elektróny, mióny a hadróny môže byť využitá na identifikáciu vstupnej častice.
- Ich rýchla odozva umožňuje ich fungovanie vo vysokých tokoch energie a model uloženia energie môže byť využitý pre on-line výber eventov.

1.3.1 Kalorimetre samplingového typu

Kalorimeter môže byť vyrobený z absorpčného materiálu produkujúceho signál (homogénny kalorimeter) alebo zo striedajúcich sa vrstiev, obvyčajne jedného pasívneho materiálu s vysokým Z (olovo, urán, železo, ...) a jedného aktívneho s nízkym Z (plastický scintilátor, tekutý argón, ...). Kalorimeter zložený z týchto dvoch základných častí, pričom merateľný signál sa produkuje iba v aktívnej, sa nazýva kalorimeter samplingového typu. Vo väčšine experimentov fyziky vysokých energií prevláda použitie kalorimetrov samplingového typu nad plne homogénnymi kalorimetrami napriek tomu, že vnáša do merania energie dodatočné fluktuácie. Tieto fluktuácie sú spôsobené faktom, že len časť energie je uložená v aktívnom materiáli (od 10^{-5} pre plynne kalorimetre po niekoľko percent pre kalorimetre s tuhým alebo kvapalným aktívnym médiom). Výhody týchto kalorimetrov sú nasledovné:

- Kalorimetre samplingového typu môžu byť vyrobené oveľa kompaktnejšie ako homogénne kalorimetre. Napríklad na uloženie 95 % energie hadrónovej spršky vyvolanej $100 \text{ GeV } \pi^-$ je potrebný 4 m dlhý homogénny NaI kalorimeter, pokým len 1.5 m dlhý kalorimeter samplingového typu, kde je pasívnym médiom Fe . Použitie tohto typu kalorimetra znižuje priestorové a cenové náklady.
- Dodatočné fluktuácie sa stávajú menej dôležitými pri vysoko energetických časticiach, energetickému rozlíšeniu dominujú systematické efekty.
- Ladením kalorimetra (kompenzáciou) sa dá dosiahnuť rovnaká odozva elektromagneticky a hadrónovo interagujúcej časti spršky.
- Možnosť dosiahnuť veľmi dobré priestorové rozlíšenie kvôli vysokej efektívnej hustote a striedaniu aktívneho a pasívneho média.

Ako si uvedieme neskôr, mechanizmus ukladania energie je iný pre elektromagneticky interagujúcu časť spršky ako pre hadrónovo interagujúcu časť (nekompenzovanosť odozvy kalorimetra), čoho následkom môžu dve rôzne častice s rovnakou vstupnou energiou plne absorbované v kalorimetri vyvolať

rôzne veľké signály. Faktory, ktoré vplývajú na veľkosť odozvy elektromagnetickej a hadrónovej časti spršky ovplyvňujú:

- strednú hodnotu signálu a jeho závislosť od typu častice,
- fluktuácie signálu, ktoré určujú energetické rozlíšenie.

1.4 Detektory hadrónových spršok

Doposiaľ neexistuje žiadny jednoduchý opis hadrónovej spršky, pričom elementárne procesy, ktoré sa tu vyskytujú, sú dobre preštudované. Typickými hadrónovými interakciami, pri ktorých dochádza k množeniu častíc s priečnym momentom $\langle p_T \rangle \approx 0.35 \text{ GeV}/c$, sa spotrebuje asi polovica dostupnej energie. Zvyšok energie je nesený rýchlymi, priamo idúcimi (vedúcimi) časticami. Sekundárne častice sú zväčša tvorené pióňmi alebo nukleónmi a ich množenie je len slabo energeticky závislé.

Principiálne fyzikálne ohraničenie energetického rozlíšenia hadrónových kalorimetrov je dané dvoma jeho špecifickými črtami:

- Značná časť sekundárnych častíc sú π^0 mezóny, ktoré interagujú elektromagneticky ($\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) bez ďalšej jadrovej interakcie. Veľkosť zložky tvorenej π^0 mezónmi je zväčša určená jeho produkciou v prvej interakcii a preto sú dôležité fluktuácie tejto produkcie okolo jej priemernej hodnoty pri jednotlivých eventoch.
- Na excitáciu alebo rozbitie jadra je spotrebovaný veľký podiel energie, pričom len časť z neho bude detekovaná (viditeľná energia).

Tieto dva navzájom prepojené procesy môžu viesť pre daný vstupujúci hadrón k veľmi rôznemu zloženiu spršky, následkom čoho je veľmi rozdielna aj veľkosť detekovanej odozvy. Na druhej strane nás tieto črty hadrónovej spršky vedú k teoretickému rozdeleniu spršky na elektromagnetickú a čistú hadrónovú časť. Procesy prebiehajúce pri rozvoji oboch častí spršky, ich šírenie v pozdĺžnom ako aj priečnom smere, budú vysvetlené v nasledujúcich kapitolách.

Elektromagnetická časť spršky sa tvorí fotónmi, η a (zväčša) π^0 mezónmi produkovanými počas rozvoja spršky. Čistá hadrónová časť spršky obsahuje procesy ako trieštenie (alebo rozbitie jadra), v ktorom sú uvoľnené α častice, protóny a neutróny. Na uvoľnenie týchto častíc sa spotrebuje energia prevyšujúca ich väzbovú energiu, ktorá neprispieva do merateľného signálu a celkovo tvorí jeho rozhodujúcu časť (neviditeľná energia).

V materiáloch zložených z ťažších prvkov sa môžu vyskytovať iné závažné procesy ako napríklad jadrové štiepenie, pri ktorom sa tvoria málo energetické vyparené neutróny a fotóny, ktoré prispievajú do merateľného signálu. Ďalšie fotóny z jadrových interakcií pochádzajú z prechodu excitovaných jadier (produkovaných štiepením alebo trieštením) do ich základného stavu.

Existujú dve parametrizácie časti f_{π^0} vstupnej energie častice E , ktorá prechádza na tvorbu neutrálnych piónov v hadrónovej sprške. Jedna predpokladá slabo zápornú mocninovú závislosť pochádzajúcu od D.E. Grooma [6].

$$f_{\pi^0} = 1 - \left(\frac{E}{E_0}\right)^{m-1} \quad (1)$$

kde $E_0 = 1 \text{ GeV}$ a $m = 0.85$. Druhá pochádza od R. Wigmansa [7] a predpokladá logaritmickú závislosť.

$$f_{\pi^0} = 0.11 \cdot \ln(E) \quad (2)$$

Táto Wigmansova parametrizácia je empirická a vykazuje nefyzikálne asymetrické správanie, pretože zastúpenie elektromagnetickej časti môže byť záporné pre malé hodnoty energie E a presiahnuť 1 pre veľké E ($\approx \text{TeV}$). Prvá parametrizácia je získaná fitovaním údajov získaných metódou Monte Carlo, ale len pre určitú oblasť energie, čiže je nespoľahlivá pre jej malé a veľké hodnoty.

1.4.1 Elektromagnetická interakcia

Ak vysoko energetický elektrón alebo fotón vstúpi do bloku materiálu, zinteraguje a vyprodukuje elektromagnetickú spršku. Mechanizmus straty energie je ovládaný kvantovou elektrodynamikou (QED) a dá sa rozdeliť do troch skupín:

- vysoko energetické procesy, zodpovedné za množenie častíc v počiatočnom štádiu rozvoja spršky,
- nízko energetické procesy dominantné pri rozpade spršky pre častice s energiou menšou ako je ich kritická energia E_C ,
- a nakoniec sú to procesy zodpovedné za priečny rozvoj spršky.

Za množenie častíc sú zodpovedné dva procesy: najmä pre elektróny a pozitrony vyšších energií je to brzdné žiarenie a pre fotóny s energiou $E > 1.022 \text{ MeV}$ produkcia párov. Tieto dva procesy dominujú pri vyšších energiách ($E \geq 100 \text{ MeV}$). V rozpade spršky prichádza do úvahy Comptonov

rozptyl fotónov na voľných elektrónoch (považujeme ich za voľné, keďže ich väzbová energia je zanedbateľná v porovnaní s energiou fotónov), fotoelektrický jav a ionizačné straty nabitých častíc spŕšky. Pomocou týchto procesov je ukladaná energia vstupnej častice, ktorá vyvolala spŕšku. Na priečny rozvoj spŕšky vplývajú: uhol (odklonenie) emisie fotónov brzdného žiarenia od osi spŕšky, Comptonov rozptyl fotónov a Coulombovský rozptyl nabitých častíc.

Správanie rôznych materiálov pri nízkych energiách interagujúcej častice je značne rozdielne. Obe energie, energia pri ktorej sa stávajú dominantnými Comptonov rozptyl a fotoelektrický jav nad tvorbou párov a energia, pri ktorej začínajú dominovať ionizačné straty nad brzdným žiarením sú silne závislé od materiálu kalorimetra a to nepriamo úmerne od Z .

Kritická energia E_C je dôležitou charakteristikou materiálov opisujúcou rozvoj elektromagnetickej spŕšky, ktorá rozdeľuje energetickú škálu na dve oblasti. Je definovaná ako energia, pri ktorej sa straty brzdným žiarením rovnajú ionizačným stratám.

$$\frac{dE_C}{dx}|_{ion} = \frac{dE_C}{dx}|_{brem.} \quad (3)$$

Dá sa tiež vyjadriť pomocou približného vzťahu.

$$E_C(MeV) = \frac{550}{Z} \quad (4)$$

ktorý je určený s chybou $\leq 10\%$ pre $13 \leq Z \leq 92$.

V oblasti nad kritickou energiou prevládajú vyššie energetické procesy a počet častíc v spŕške narastá. Pre $E < E_C$ už v spŕške nedochádza k zvyšovaniu počtu častíc, fotóny produkujú priemerne jeden elektrón, či Comptonovým rozptylom alebo fotoelektrickým javom a takto vzniknuté elektróny neprodukujú nové fotóny, ale strácajú energiu ionizáciou.

Mióny strácajú svoju energiu tiež prostredníctvom elektromagnetických procesov, ale nevykazujú také správanie ako elektróny alebo fotóny do veľmi vysokých energií ($\approx 100 GeV$). Kritická energia je pre mióny najmenej $200 GeV$ v závislosti od absorbčného materiálu. Energetickým stratám miónov preto dominuje ionizácia materiálu a podstatne závisia od hustoty elektrónov v absorpčnom médiu.

1.4.2 Rozmery elektromagnetickej spŕšky

Rozmery spŕšky je možné opísať nezávislým spôsobom, využitím Molierovho polomeru (ρ_M) pre priečny rozvoj a radiačnej dĺžky (X_0) pre

pozdlžny rozvoj spršky.

Pozdlžny sprškový profil

Radiačná dĺžka (X_0) je definovaná pomocou rovnice opisujúcej priemerné energetické straty v materiáli spôsobené brzdným žiarením (integráciou spektra brzdného žiarenia).

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = -\frac{E}{X_0} \quad (5)$$

kde t je hrúbka materiálu v jednotkách X_0 a E je energia vstupného elektrónu v MeV . Radiačnou dĺžkou nazývame vzdialenosť počas ktorej vysoko energetický elektrón ($E_e > 1 GeV$) priemerne zmenší svoju energiu e krát prostredníctvom procesu brzdného žiarenia. Túto dĺžku môžeme vyjadriť pomocou B. Rossiho vzťahu [8].

$$\frac{1}{X_0} = -\frac{4\alpha \frac{N_A}{A} Z(Z+1)r_e^2 \ln(183Z^{-1/3})}{1 + 0.12(\frac{Z}{82})^2} \quad (6)$$

kde α - konštanta jemnej štruktúry, A - hmotnostné číslo materiálu, Z - atómové číslo materiálu, N_A - Avogadrovo číslo a r_e - polomer elektrónu v cm . Túto hodnotu môžeme tiež približne vyjadriť podľa U. Amaldiho približného vzťahu [9].

$$X_0 \approx 180 \frac{A}{Z^2} [g/cm^2] \quad (7)$$

Neistota X_0 vyjadrená týmto vzťahom je menšia ako 20 % pre $13 \leq Z \leq 92$. Radiačná dĺžka stráca zmysel pri malých energiách ($\approx MeV$). Napríklad pre $10 GeV e^-$ je dĺžka profilu obsahujúceho najmenej 95% energie spršky okolo $25 X_0$, čo odpovedá $14cm Pb$, $44cm Fe$ a $220cm Al$.

Stredný pozdlžny profil elektromagnetickej kaskády v smere osi x je dobre popísaný rovnicou [12]:

$$\frac{dE}{dt} = E_0 b \frac{(bt)^{a-1} e^{-bt}}{\Gamma(a)} \quad (8)$$

pričom E_0 je vstupná energia nalietajúcej častice, $t = x/X_0$, $\Gamma()$ je Gama funkcia, a a b sú parametre a maximum t_{max} sa dosahuje pri:

$$t_{max} = (a-1)/b = 1.0 \cdot (\ln(y) + C_j), \quad j = e, \gamma \quad (9)$$

kde $y = E/E_C$, $C_e = -0.5$ pre kaskádu vyvolanú elektrónom a $C_\gamma = 0.5$ pre kaskádu vyvolanú fotónom.

Priečny spráškový profil

Priečny rozvoj elektromagnetickej sprášky je charakterizovaný Molierovým polomerom ϱ_M , ktorý opisuje priemerné priečne odbočenie elektrónov s kritickou energiou E_C po prejdení jednej radiačnej dĺžky X_0 v smere osi sprášky a je definovaný podľa U. Amaldiho [9]:

$$\varrho_M = \frac{21X_0}{E_C} \approx \frac{7A}{Z} \text{ [g/cm}^2\text{]} \quad (10)$$

Podobne ako v pozdĺžnom smere pre radiačnú dĺžku, Molierov polomer neberie do úvahy zvláštnosti, ktoré sa vyskytujú v oblasti MeV energií.

Ako sme už spomenuli, priečny rozvoj je spôsobený brzdnými fotónmi emitovanými v určitom uhle od osi sprášky, viacnásobným pružným rozptylom nabitých častíc (Coulombovský rozptyl) a Comptonovým rozptylom fotónov. Tieto efekty hrajú rôznu úlohu pri nízkych a vysokých energiách vstupnej častice. Prvý efekt dominuje v prvej časti rozvoja sprášky, kým ďalšie dva pre nižšie energie nabitých častíc a fotónov po prechode sprášky jej maximom (najväčší počet častíc v spráške).

Elektromagnetická spráška je tvorená centrálnym a energetickým jadrom obklopeným nízko energetickým oblakom. Spráška je v prvých radiačných dĺžkach veľmi úzka, energetické jadro sa stráca v spráškovom maxime. Vďaka týmto vlastnostiam môžeme pomocou jemne vrstvených kalorimetrov veľmi presne určiť miesto vzniku elektromagnetickej interagujúcej častice do materiálu.

Stredný priečny profil (funkcia závislá od vzdialenosti r od osi sprášky pre konkrétnu hĺbku x) je často opisovaný sumou dvoch Gaussovských kriviek a podľa Grindhamera [13] je opísaný funkciou:

$$f(r) = \frac{2rR^2}{(r^2 + R^2)^2} \quad (11)$$

kde R je fenomenologickou funkciou x/X_0 a $\ln E$.

1.4.3 Teória hadrónovej sprášky

Častice, ktoré sú predmetom silných interakcií (hadróny), sú absorbované v materiáli vo veľa ohľadoch podobným spôsobom ako elektromagnetickej interagujúce častice. Dominantnými interakciami v hadrónovej kaskáde sú interakcie medzi hadrónmi a jadrami materiálu kalorimetra. Štruktúra týchto interakcií je komplikovaná, mechanizmus produkcie častíc je oveľa zložitejší

ako pri elektromagneticky interagujúcich časticiach, následkom čoho je obtiažny opis rozvoja hadrónovej spršky.

Hadrónové interakcie v sprške môžeme rozdeliť do dvoch odlišných fáz s veľmi rozdielnymi fyzikálnymi procesmi:

- fáza rýchlej a vysoko energetickej kaskády, kde dochádza k nárastu počtu častíc,
- pomalšia a nízko energetická fáza, do ktorej patrí deexcitácia jadier s vyparovaním častíc (väčšinou pomalých neutrónov) a (v prípade ^{238}U ako absorbátora) jadrovým štiepením.

V prvom kroku je popis založený na kaskádnom modeli, pokiaľ v druhej fáze je použitý model zloženého jadra. Dve fázy hadrónových interakcií môžeme stručne popísať nasledovne:

- Hadrónové interakcie nastávajú počas kaskádneho štádia, ktoré je charakterizované časom 10^{-22} s. Vysoko energetický hadrón, vstupujúci do bloku materiálu, ionizuje atómy materiálu a niekde interaguje s jedným jadrom. Časť vstupnej energie odovzdaná jadru spôsobí produkciu častice, najčastejšie piónu. Takto vzniknutá častica môže interagovať s inými nukleónmi vnútri jadra a vyvolať vznik vnútrojadrovej kaskády. Ak je energia dostatočná, jadro môže produkovať veľa častíc (rýchle protóny, neutróny a ťažšie fragmenty jadra, napríklad α častice), ktoré môžu byť emitované a odnesú pritom väčšinu energie (trieštenie) alebo môže byť rozdelené (rýchle štiepenie).
- Jadrá deexcitujú v postupných krokoch vyparovania nukleónov (termálne neutróny, protóny, α častice) a emitovania fotónov počas jadrových prechodov. V tejto fáze si pre ťažšie jadrá konkurujú procesy vyparovania a štiepenia. Štiepne fragmenty sú tiež v excitovanom stave a prechádzajú na nižšiu energetickú hladinu vyparovaním produkujúc väčšinou neutróny, ktoré v prípade ^{238}U môžu spôsobiť sekundárne štiepenie.

Počas fázy vyparovania častíc je uvoľnený relatívne malý počet nabitých častíc ako sú protóny a α častice, čo je spôsobené existenciou Coulombovskej bariéry excitovaných jadier. Väčšina protónov sa preto produkuje v rýchlej časti kaskády s podielom približne rovným podielu počtu protónov k počtu neutrónov jadra:

$$\frac{N(p)}{N(n)} \approx \frac{Z}{A - Z} \approx 63\% \text{ pre } ^{238}\text{U} \text{ a } 66\% \text{ pre } ^{208}\text{Pb} \quad (12)$$

Na záver môžeme povedať, že elektromagnetická sprška sa rozrastá rýchlo, ale hladko, pokým hadrónová v prudších skokoch.

Značná časť energie vstupného hadrónu môže detekcii uniknúť (forma neviditeľnej energie) a to konkrétne energia potrebná na uvoľnenie nukleónov z poľa jadra, ktoré ich viaže. Táto časť môže v priemere dosiahnuť 40% energie rozptýlenej v neelektromagnetickej forme.

Niektoré častice produkované v sprške (γ , η a π^0) budú interagovať elektromagneticky bez ďalších jadrových interakcií, následkom čoho bude hadrónová sprška obsahovať zložku interagujúcu elektromagneticky. Dominantnou pri tvorbe tejto zložky je produkcia π^0 mezónov. Priemerne každý tretí mezón produkovaný v prvej interakcii je π^0 mezón. Iný mezón, ktorý môže vzniknúť v prvej interakcii, môže tiež produkovať π^0 mezón v druhej generácii interakcií a tak ďalej. Hadróny ukladajú svoju energiu v 4 základných, rôznych zložkách:

- elektromagnetickej, zväčša tvorenej π^0 a η^0 rozpadom,
- energia potrebná na rozbitie jadra (neviditeľná energia),
- ionizačné energetické straty nabitých hadrónov pri interakcii s hmotou,
- neutróny, s energiou až po niekoľko MeV .

Relatívny príspevok jednotlivých zložiek je závislý od materiálu, v ktorom sa sprška rozvíja a môže sa veľmi meniť od eventu k eventu.

1.4.4 Rozmery hadrónovej spršky

Profil hadrónovej spršky je veľmi podobný profilu elektromagnetickej spršky, ale v inej škále.

Pozdĺžny sprškový profil

Vysoko energetický hadrón má pravdepodobnosť $1 - 1/e$ interagovať s materiálom predtým, ako prejde vzdialenosť jednej absorpčnej dĺžky λ_{int} (tiež sa nazýva jadrovou interakčnou dĺžkou):

$$\lambda_{int} = \frac{A}{N_A \varrho \sigma} \quad [cm] \quad (13)$$

kde ϱ je hustota absorpčného materiálu a σ je totálny účinný prierez. Dĺžka charakterizujúca hadrónovú spršku je niekoľko krát väčšia ako dĺžka charakterizujúca elektromagnetickú spršku (pre ťažšie materiály ako Pb , U až okolo

30 krát), čo zabezpečuje dobrú elektrón-piónovú diskrimináciu založenú na tvare spršky.

Hadrónová sprška sa môže po prvej interakcii rozvíjať viac alebo menej rýchlo v závislosti od časti energie, ktorú nesú sekundárne elektromagneticky interagujúce častice. Spomalenie rozpadu spršky je spôsobené mnohonásobným rozptylom neutrónov, ktorého následkom je značné rozšírenie spršky.

Stredný pozdĺžny rozvoj hadrónovej spršky je opísaný viacerými funkciami, jednou z najznámejších je Bockova parametrizácia [2]. Súradnica x popisuje hĺbku od počiatku spršky.

$$\frac{dE_s(x)}{dx} = N \left\{ w \left(\frac{x}{X_0} \right)^{a-1} e^{-b \frac{x}{X_0}} + (1-w) \left(\frac{x}{\lambda_I} \right)^{a-1} e^{-d \frac{x}{\lambda_I}} \right\} \quad (14)$$

kde X_0 je radiačná dĺžka, λ_I je interakčná dĺžka, a , b , d , w sú parametre a N je normalizačný faktor .

Priečny sprškový profil

Priečny hadrónový sprškový profil sa tiež až na mierku podobá elektromagnetickému. Priečna hĺbka R charakterizujúca polomer valca (os spršky je osou valca), potrebného na uloženie 95% energie hadrónovej spršky, získaná fitom experimentálnych údajov podľa C. Fabjana [10] má tvar:

$$R(95\%) = 1 \lambda_{int} \quad (15)$$

Priečny rozvoj spršky závisí (tak ako pre elektromagnetickú spršku) od konkrétnej pozdĺžnej hĺbky. Obsahuje 2 zložky:

- kolimované jadro obsahujúce elektromagnetickú a vysoko energetickú časť, ktorá sa obyčajne aj veľmi rýchlo rozpadá,
- okrajovú zložku, zloženú z nízko energetických častíc (zväčša pomalých neutrónov), ktoré značne rozširujú spršku smerom od jej osi a ktorá sa rozpadá pomalšie. Je to spôsobené strednou voľnou dráhou neutrónov (nerelativistických), ktorá je rádovo niekoľko cm .

Stredný priečny rozvoj hadrónovej spršky v hĺbke x kalorimetra je napríklad opísaný pomocou troch exponenciál. Táto parametrizácia bola získaná v rámci projektu ATLAS pri porovnávaní simulovaných a experimentálnych dát (súradnica x opisuje hĺbku od prednej steny kalorimetra).

$$\Phi(x, r) = \frac{\sum_{i=1}^3 \frac{a_i(x)}{\lambda_i(x)} K_0\left(\frac{r}{\lambda_i(x)}\right)}{2\pi \sum_{i=1}^3 a_i(x) \lambda_i(x)} \quad (16)$$

kde K_0 je modifikovaná Besselova funkcia, $a_i(x)$ a $\lambda_i(x)$ sú lineárne funkcie hĺbky x :

$$a_i(x) = \alpha_i + \beta_i x \quad (17)$$

$$\lambda_i(x) = \gamma_i + \delta_i x. \quad (18)$$

a α_i , β_i , γ_i , δ_i sú parametre, ktoré závisia od energie vstupnej častice.

1.5 Rekonštrukcia dát z hadrónového tile kalorimetra

Jedným zo základných problémov hadrónovej kalorimetrie je vysporiadať sa s efektom nekompensovanosti. Tento efekt je spôsobený rozličnou odozvou kalorimetra na elektromagneticky a silne interagujúce častice. Stredný podiel π_0 - mezónov v hadrónovej spíške (ktoré ďalej interagujú elektromagneticky) sa zvyšuje s rastúcou energiou interagujúcej častice, čo má za následok nelinearosť odozvy. Fluktuácie podielu π_0 - mezónov v spíške vedú potom k zhoršovaniu energetického rozlíšenia kalorimetra.

My sme sa zaoberali rekonštrukcou experimentálnych dát nameraných v septembri 1996. V rámci vývoja prototypu Tile kalorimetra bolo vyrobených 5 skrátených modulov s dĺžkou 1 meter, ktoré boli testované samostatne ako aj spolu s prototypom elektromagnetického kalorimetra. Ďalej bol neskôr skonštruovaný tzv. Modul 0, ktorý by mal byť presným vzorom modulov, ktoré budú použité v experimente ATLAS. Pri teste bol použitý prototyp (Modul 0), ku ktorému boli priložené zhora aj zdola skrátené moduly (5M geometria).

Jeden modul pozostáva zo železných absorbérových plátov, medzi ktorými sú uložené scintilačné a železné doštičky. Aktívnym médiom je plastický scintilátor, ktorého základ tvorí granulovaný polystyrén s prídavkom 1.5 % PTP a 0.04 % POPOP. Detaily konštrukcie jednotlivých modulov je možné podrobnejšie vidieť na obrázku 3.

Kalorimeter má semiprojektívnu štruktúru dosiahnutú zoskupením istého počtu readout vlákien na jednotlivé fotonásobiče, čím dochádza k efektívnemu rozdeleniu kalorimetra na určitý počet readout buniek. V radiálnom smere je kalorimeter členený na takzvané samplings.

Na popis podielu π^0 - mezónov potrebujeme najšť vhodné parametre. Na tento popis je vhodné použiť poznatok, že pri eventoch s vysokým podielom π^0 - mezónov je spíška výrazne užšia.

Zadefinujeme si parameter t_T ako

$$r_T = \frac{\sum_{i=1}^{N_{cell}} r_i \cdot S_i}{\sum_{i=1}^{N_{cell}} S_i} \quad (19)$$

kde

- r_i je vzdialenosť stredu i-tej bunky od osi spíšky
- S_i je signál v i-tej bunke
- N_{cell} je počet buniek

Pre každý event rekonštruujeme stredný rozmer spíšky t_T . Keď predpokladáme, že rekonštruovaná energia E_{rec} závisí na r_T ako

$$E_{rec} = f(r_T)$$

potom pre štandardnú odchýlku energie platí

$$\sigma_{E_{rec}}^2 = \sigma_{E_{r_T}}^2 + \sigma_{nom}^2$$

kde σ_{nom}^2 je nereducibilná komponenta odchýlky, spôsobená samplingovými fluktuáciami, šumom v elektronike a detektore. Použijúc korekčnú funkciu, dostávame pre rekonštruovanú energiu vzťah

$$E_{cor} = E_{rec} \cdot \frac{E_{nom}}{f(r_T)}$$

kde E_{nom} je nominálna energia.

Takto odstránime reducibilnú komponentu odchýlky a dostávame pre odchýlku korigovanej energie E_{cor} vzťah

$$\sigma_{E_{cor}}^2 = \sigma_{E_{nom}}^2 \quad (20)$$

Uvedenú závislosť $E_{rec} = f(r_T)$ vyjadríme rovnicou

$$E_{rec} = p_1 \cdot (1 + p_2 \cdot \exp(p_3 \cdot r_T)) \quad (21)$$

Príklad závislosti $E_{rec} = f(r_T)$ pre energiu incidentnej častice 80 GeV je na obr. 4. a porovnanie energetických rozlíšení na obr. 5.

1.6 Rekonštrukcia dát z kombinovaného testu (hadrónový a elektromagnetický kalorimeter)

V kombinovanom teste, ktorý sa uskutočnil v apríli 1996, boli testované spoločne elektromagnetický a hadrónový kalorimeter. Pre test Tile kalorimetra bolo použitých už spomínaných 5 modulov s dĺžkou 1 meter. Elektromagnetický kalorimeter bol uložený v kryostate. Celú zostavu je možné vidieť na obr 6.

Na rekonštrukciu energie sme použili nasledovný vzťah

$$E^{rec} = \alpha_1(E) \cdot Q^H + \alpha_2(E) \cdot E^{EM} + CC \quad (22)$$

kde

$$CC = d_{cryostat} \cdot \frac{\frac{\alpha_2(E) \cdot E^{EM3}}{7} + \frac{\alpha_1(E) \cdot Q^{H1}}{13.6}}{2}$$

- E^{rec} je rekonštruovaná energia
- E^{EM} je rekonštruovaná energia v elektromagnetickom kalorimetri
- Q^H je signál z Tile kalorimetra
- $\alpha_1(E)$ je kalibračná funkcia pre Tile kalorimeter
- $\alpha_2(E)$ je kalibračná funkcia pre elektromagnetický kalorimeter
- $d_{cryostat}$ je hrúbka kryostatu
- E^{EM3} je energia rekonštruovaná v poslednom samplingu elektromagnetického kalorimetra
- Q^{H1} je signál z prvého samplingu Tile kalorimetra

Kalibračné funkcie $\alpha_1(E)$ a $\alpha_2(E)$ boli fitované použitím vzťahu

$$\alpha_x(E) = p_1 \cdot \ln^2(E) + p_2 \cdot \ln(E) + p_3 \quad (23)$$

Popísaná metóda sa vyznačuje tým, že prirodzeným spôsobom zaručuje lineárnu odozvu kalorimetrického systému, pretože kalibračné funkcie veľmi presne popisujú fyziku spojenú s nárastom stredného počtu π_0 mezónov v závislosti od rastúcej energie incidentných častíc. Táto vlastnosť metódy rekonštrukcie je jasne demonštrovaná na obr. 7.

1.6.1 Korekcie

Rekonštruovanú energiu incidentnej častice sme korigovali berúc do úvahy efekty spojené s fluktuáciami v produkcii π_0 mezónov. Ako prvú sme aplikovali korekciu na r_T , ktorá bola prezentovaná v predchádzajúcej kapitole. Pre odhad r_T sme pre tento prípad použili vzťah

$$r_T^2 = \frac{\sum r_i^2 \cdot S_i}{\sum S_i} \quad (24)$$

kde

- r_i je vzdialenosť stredu i-tej bunky od osi spíšky
- S_i je signál v i-tej bunke

Rekonštruovaná energia bola potom korigovaná použitím vzťahu

$$E_{rec} = p_1 \cdot (1 + p_2 \cdot \exp(p_3 \cdot r_T)) \quad (25)$$

V ďalšom kroku sme aplikovali korekciu, ktorá popisuje vzťah medzi rekonštruovanou energiou a časťou energie, uloženou v elektromagnetickom kalorimetri. Táto korekcia môže byť vyjadrená nasledovne:

$$V_E = a \cdot E_{EM} + b \cdot E_{EM} + c \quad (26)$$

$$W = \frac{E_{rec}}{V_E} \quad (27)$$

$$E_{rec}^{(cor)} = E_{rec} \cdot W \quad (28)$$

Zlepšenie energetického rozlíšenia, po aplikácii týchto dvoch korekcií je jasne vidieť na obr. 8.

2 Ciele dizertačnej práce

Ciele dizertačnej práce sú stanovené v súlade s potrebami riešenia simulčných úloh na Katedre jadrovej fyziky Matematicko-fyzikálnej fakulty Univerzity Komenského v Bratislave a s našou účasťou v projekte ATLAS. Tento projekt je tvorený budúcim plánovaným experimentom na urýchľovči LHC (Linear Hadron Collider), CERN Ženeva. Hlavnými cieľmi dizertačnej práce sú:

- Nájsť profily hardónových spršíek pre potreby rýchlej simulácie kalorimetra využívúc experimentálne informácie získané v testoch prototypov hadrónového kalorimetra experimentu ATLAS
- Zovšeobecnenie metódy rýchlych simulácií na ľubovoľné typy hadrónových kalorimetrov
- Aplikácie na kalorimetre samplingového typu
- Preštudovať efekty nekompenzovanosti odozvy hadrónového kalorimetra - nájsť kritéria (topologické) pre rozlíšenie eventov s rôznym podielom elektromagnetickej zložky
- Preštudovať možnosti kalibrácie hadrónových kalorimetrov s cieľom minimalizovať efekt nekompenzovanosti

3 Návrh riešenia načrtnutých úloh

Riešenie spomenutých úloh vyplývajúcich z cieľov práce bude vychádzať z doteraz získaných vedomostí o tvare hadrónovej spršky, zastúpení jej elektromagnetickej a hadrónovej zložky, šírení spršky v pozdĺžnom a priečnom smere. Základom pre navrhnutie metódy popisujúcej rozvoj hadrónovej spršky bude spracovanie a vyhodnocovanie experimentálnej informácie, získanej počas testovacích beamov (test beam runs). V súčasnej dobe existujú stredné pozdĺžne profily, t.j. energetická závislosť parametrov, ktoré ich opisujú (napr. parametrizácia Bocka [2]). Nedostatkom sú chýbajúce informácie o fluktuáciách pozdĺžneho a priečneho profilu hadrónovej spršky a popis stredného priečneho profilu hadrónovej spršky iba pre energiu incidentnej častice 100 GeV . Čiže hlavným problémom získania sprškových profilov odpovedajúcich experimentálnym, bude zabudovanie fluktuácií. Tento problém budeme riešiť prostredníctvom fluktuácií parametrov funkcií opisujúcich sprškové profily. Informácie o fluktuáciách týchto parametrov získame z porovnania simulovaných a experimentálnych dát. Ďalším problémom bude nekompenzovanosť odozvy hadrónového kalorimetra (signál vyvolaný elektromagneticky interagujúcou časticou je väčší ako signál vyvolaný hadrónom pri rovnakých vstupných energiách a predpoklade uloženia ich celej energie). Tento problém je možné riešiť ako problém topológie spršky. Jeho podstata spočíva v rozdelení eventov na "elektromagnetické" (menší priečny aj pozdĺžny rozmer) a "hadrónové" zavedením parametra charakterizujúceho topológiu spršky, podľa ktorého by sa eventy separovali.

3.1 Dosiahnuté výsledky

Na simuláciu odozvy hadrónového kalorimetra sme použili 5M geometriu starých modulov, testovaných pre potreby experimentu ATLAS. Súradnicový systém parametrizácie je postavený tak, že os X tvorí smer incidentnej častice, pričom plocha, kde $X = 0$, je prednou stenou kalorimetra. Ak označíme ϕ ako azimutálny uhol, r ako vzdialenosť od osi spršky, x ako hĺbku (profil spršky je azimutálne symetrický), môžeme energiu E_{ijk} uloženú v bunke s objemom V_{ijk} a rozmermi (x_c, y_c, z_c) vyjadriť:

$$E_{ijk}(x_c, y_c, z_c) = \int_{V_{ijk}} \Psi(x, r) r dr d\phi dx, \quad (29)$$

kde $\Psi(x, r)$ je hustota uloženej energie v hĺbke x a vzdialenosti r od osi spršky.

Energiu E_{ijk} môžeme tiež napísať použitím iného súradnicového systému, kde namiesto hĺbky x od prednej steny kalorimetra zavedieme vzdialenosť x' od miesta vzniku spršky:

$$E_{ijk}(x'_c, y_c, z_c) = \int_{V'_{ijk}} \Psi'(x', r) r dr d\phi dx', \quad (30)$$

Parametrizácia rozvoja hadrónovej spršky s popisom od začiatku kalorimetra sa dá vyjadriť nasledovným vzťahom:

$$\Psi(x, r) = \frac{dE(x)}{dx} \cdot \Phi(x, r) \quad (31)$$

kde $\Phi(x, r)$ možno nájsť podľa vzťahu 16. a $dE(x)/dx$ možno odvodiť z parametrizácie navrhovanej Bockom a kol. (parametrizácia od počiatku spršky 14):

$$\begin{aligned} \frac{dE(x)}{dx} = N \left\{ \frac{w X_0}{a} \left(\frac{x}{X_0} \right)^a e^{-b \frac{x}{X_0}} {}_1F_1 \left(1, a+1, \left(b - \frac{X_0}{\lambda_I} \right) \frac{x}{X_0} \right) \right. \\ \left. + \frac{(1-w) \lambda_I}{a} \left(\frac{x}{\lambda_I} \right)^a e^{-d \frac{x}{\lambda_I}} {}_1F_1 \left(1, a+1, (d-1) \frac{x}{\lambda_I} \right) \right\} \quad (32) \end{aligned}$$

Naša simulácia zahŕňa do úvahy fakt, že počiatky jednotlivých spršok sú v rôznych vzdialenostiach od prednej steny kalorimetra. Preto v simulácii používame funkciu hustoty uloženej energie zo vzťahu 30. Avšak doteraz nebol parametrizovaný priečny profil hadrónovej spršky s použitím súradnicového systému začínajúceho od počiatku spršky. Hustota uloženej energie od počiatku spršky sa dá odvodiť zo vzťahu:

$$\Psi(x, r) = \int_0^x \Psi'(x', r) \cdot \frac{1}{\lambda_i} \cdot \exp \frac{x_v}{\lambda_i} dx' \quad (33)$$

kde $x_v = x - x'$ a je to vzdialenosť počiatku spršky od prednej steny kalorimetra. Z tohto vzťahu dostaneme hľadanú hustotu uloženej energie:

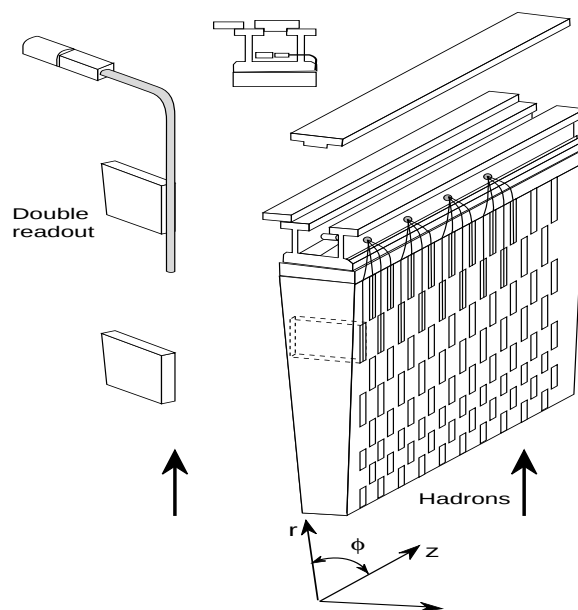
$$\Psi'(x', r) = \Psi(x, r) + \lambda_i \cdot \frac{d}{dx} \Psi(x, r), \quad (34)$$

Použitím vzťahu 34 pre energiu incidentnej častice 100 GeV, sampling fraction 0.029 môžeme dostať výsledky, ktoré sú na obrázkoch pod textom. Pri parametrizácii pozdĺžneho profilu sme použili parametre α_i , β_i , γ_i , δ_i , ktoré

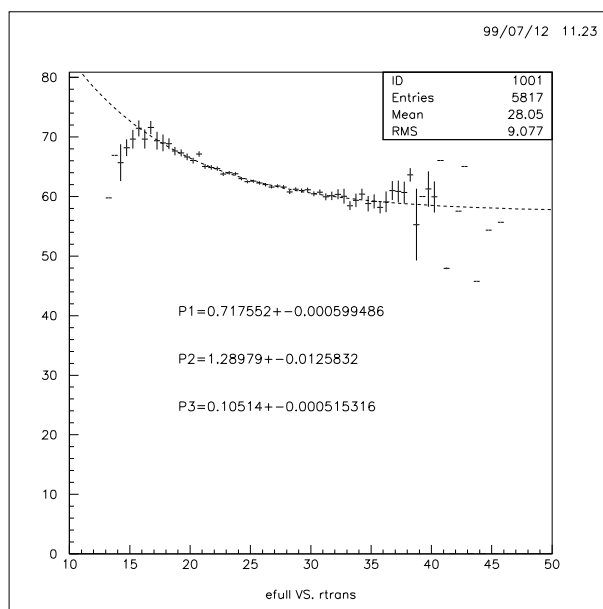
boli získané Budagovom a kol. [4]. Simulovali sme 100 eventov, hodnotu sampling fraction sme rozmazávali pomocou Gaussovej distribúcie so $\sigma = 5\%$, súradnicu x pozdĺžneho rozvoja elektromagnetickej spršky tiež Gaussovou distribúciou so $\sigma = 45\%$, tak ako aj pre rozvoj hadrónovej spršky so $\sigma = 55\%$, pre hadrónový priečny profil r so $\sigma = 85\%$ a pre elektromagnetický so $\sigma = 35\%$. Na obrázku 9 sa nachádzajú experimentálne výsledky pre jednotlivé sampliny kalorimetra, na obr. 10 pre tower a na obr. 11 pre moduly kalorimetra. Údaje sú z experimentálneho runu, pričom incidentná častica dopadala do stredu prednej steny kalorimetra pod uhlom 10 stupňov vzhľadom na stenu toweru. Analogické výsledky simulácie, pričom sme očakávali rozlíšenie kalorimetra 0.05 iba pri samplingových fluktuáciách, radiačnú dĺžku 2.25 cm a interakčnú 20.7 cm, sú na obrázkoch 12, 13, 14. Pre pozdĺžny rozvoj spršky sme vzali do úvahy nasledovné hodnoty parametrov: $d = 0.978$, $b = 0.29$, $a = a_1 + a_2 * \log(En)$ and $w = w_1 + w_2 * \log(En)$ where $a_1 = 0.786$, $a_2 = 0.427$, $w_1 = 1.032$, $w_2 = -0.159$

Literatúra

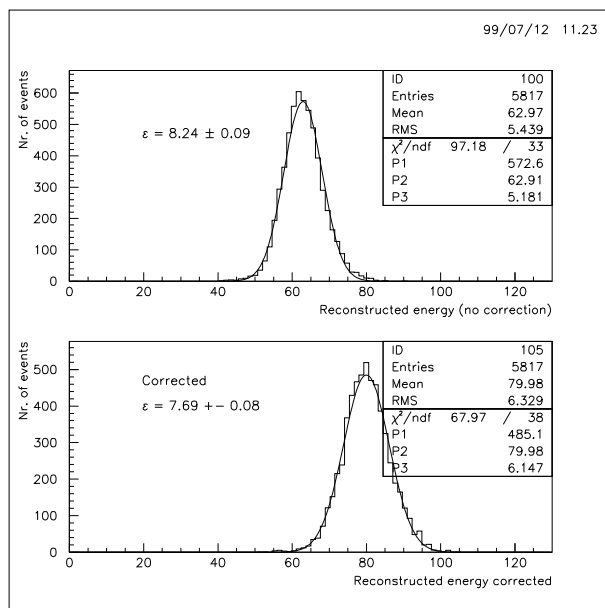
- [1] G. Grindhammer *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. (NIM) A289 (1990) 469.
- [2] R.K. Bock *et al.*, NIM 186 (1981) 533.
- [3] E. Hughes, Proc. of the I Int. Conf. on Calor. in HEP, p. 525, FNAL, Batavia, 1990.
- [4] J.A. Budagov, Y.A. Kulchitsky, V.B. Vinogradov *et al.*, JINR, E1-97-318, 1997, Dubna, Russia; ATLAS Internal note, TILECAL-No-127, 1997, CERN, Geneva, Switzerland.
- [5] S. Angvall *et al.*, CERN-PPE subm. to NIM (1998).
- [6] D.E. Groom, NIM A338(1994), 336-346.
- [7] R. Wigmans, NIM A269(1987), 389-429.
- [8] B. Rossi, High Energy Particles, Prentice Hall, New York (1952).
- [9] U. Amaldi, Phys. Scripta. 23 (1981) 409.
- [10] C. Fabjan, Calorimetry in High Energy Physics, CERN-EP/85-54 (1985).
- [11] E. Graugés, A fast simulation of hadronic showers in sampling calorimeters, ATL-TILECAL-98-158.
- [12] E. Longo a I. Sestili, NIM 128, 283 (1975).
- [13] G. Grindhammer et al., in Proceedings of the Workshop on Calorimetry for the Supercollider, Tuscaloosa, AL, March 13 -17, 1989, edited by R. Donaldsonom and M.G.D. Gilchriese (Worl Scientific, Teaneck, NJ, 1989), p. 151.



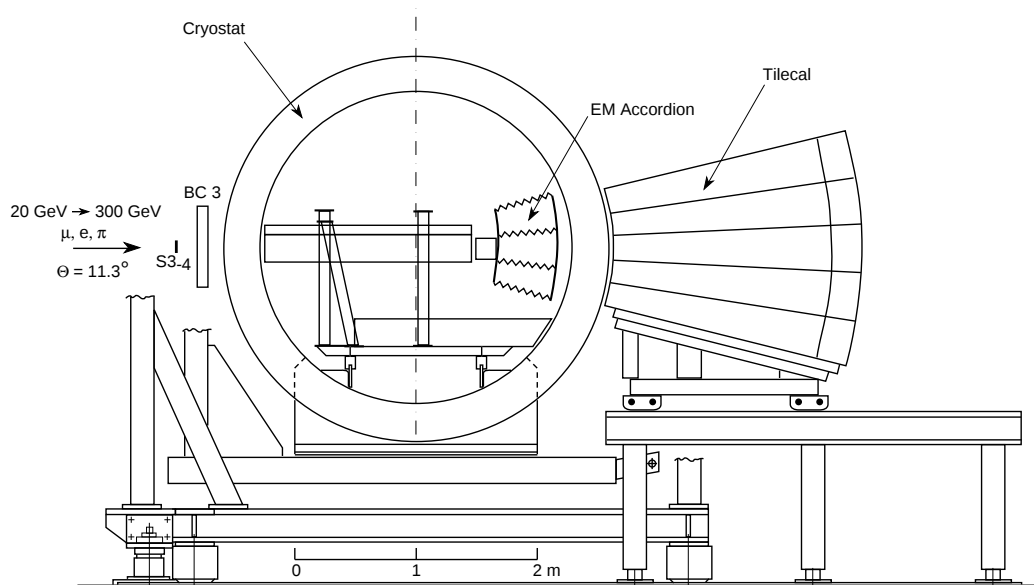
Obrázok 3: Modul hadrónového Tile kalorimetra



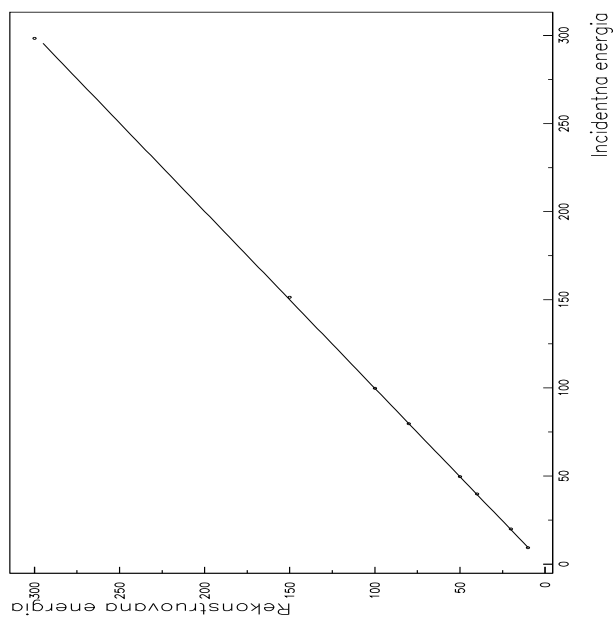
Obrázok 4: Závislosť rekonštruovanej energie od r_T



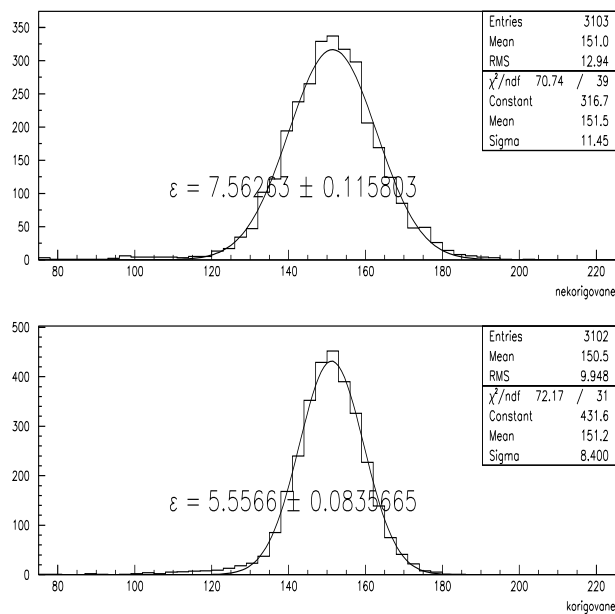
Obrázok 5: Nekorigované a korigované energetické rozlíšenie



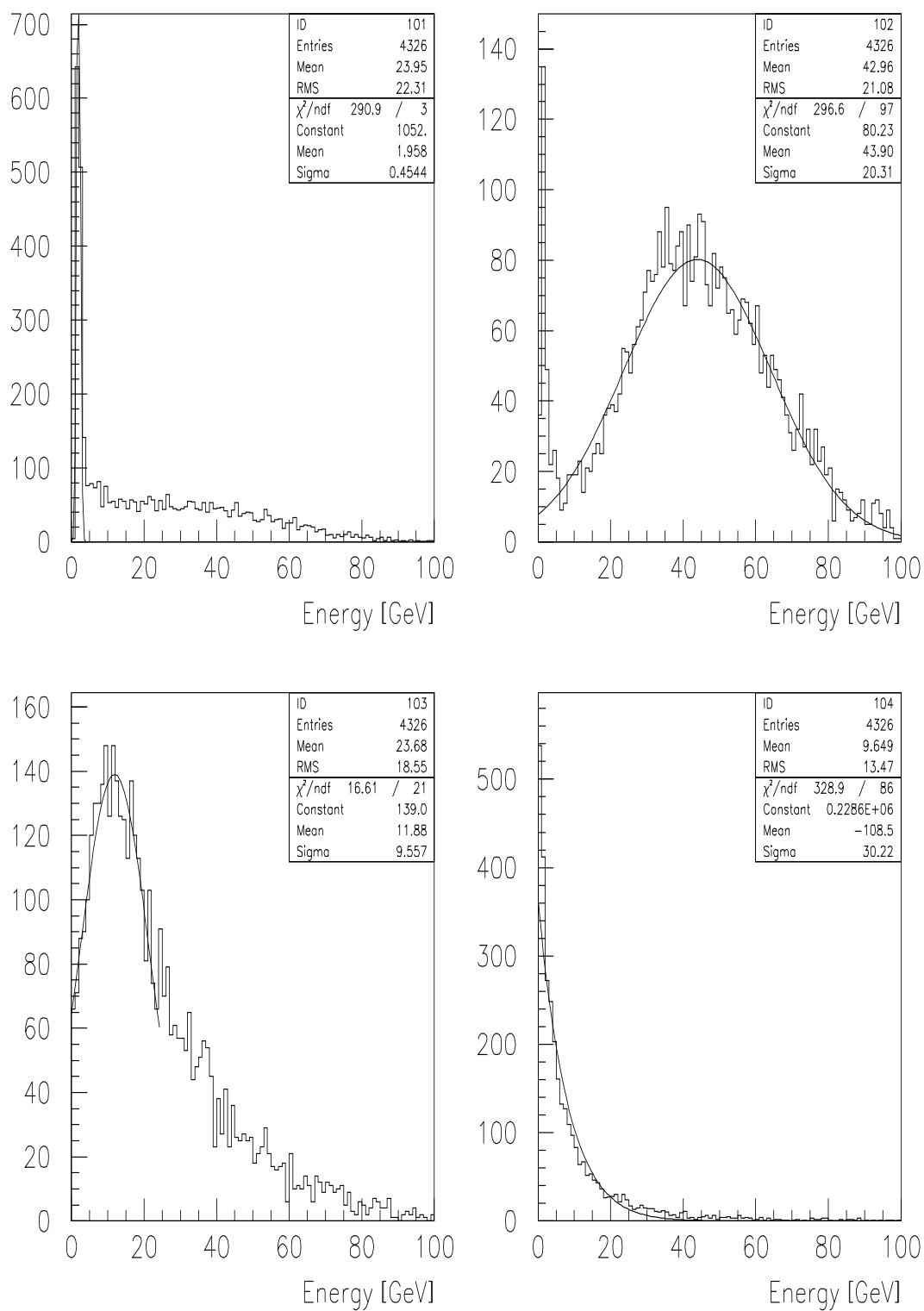
Obrázok 6: Zostava kombinovaného testu



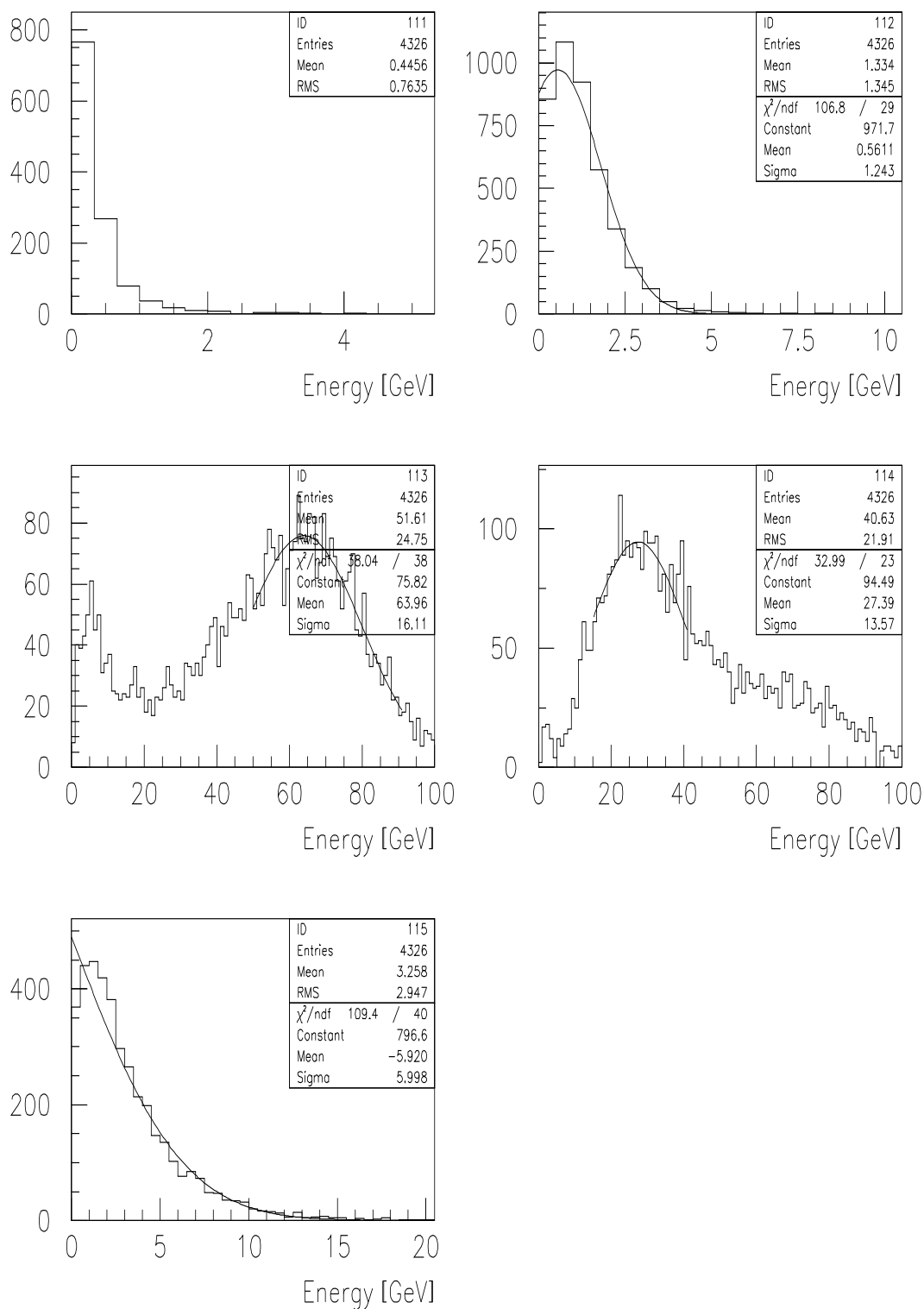
Obrázok 7: Linearita navrhnutej metódy



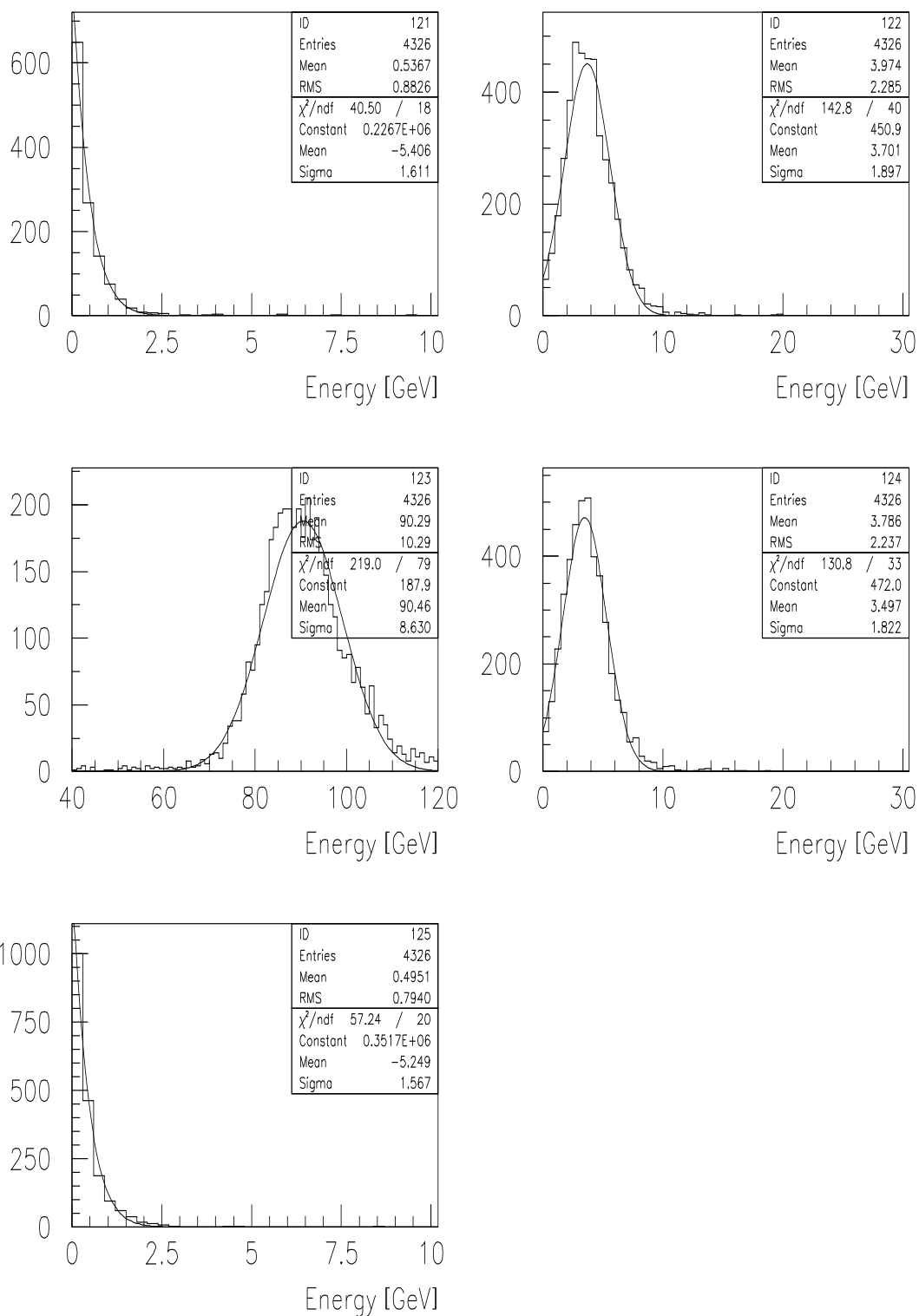
Obrázok 8: Porovnanie nekorigovaného a korigovaného energetického rozlíšenia pre incidentnú energiu 150 GeV.



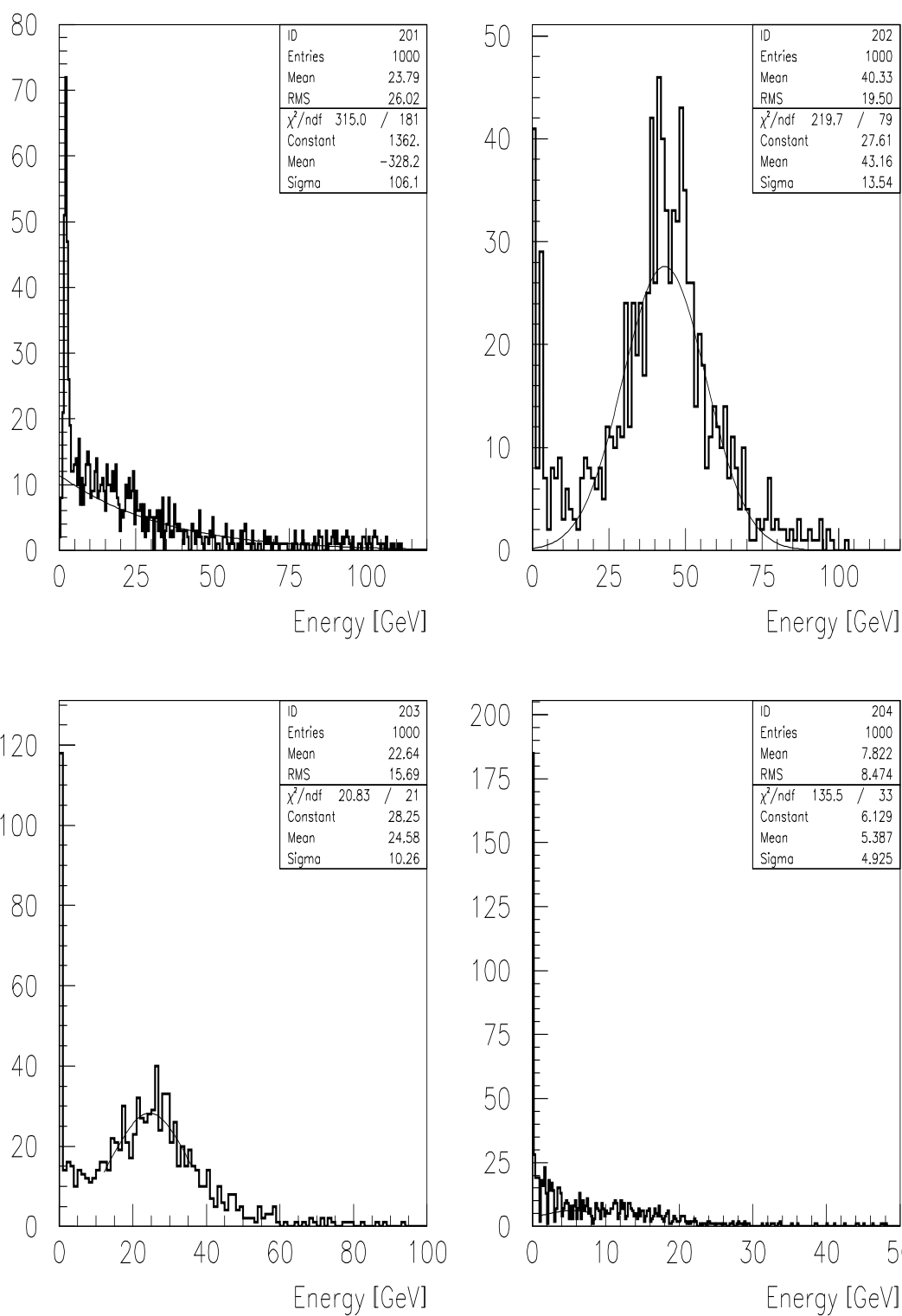
Obrázok 9: Experimentálna energia uložená v jednotlivých samplingsoch



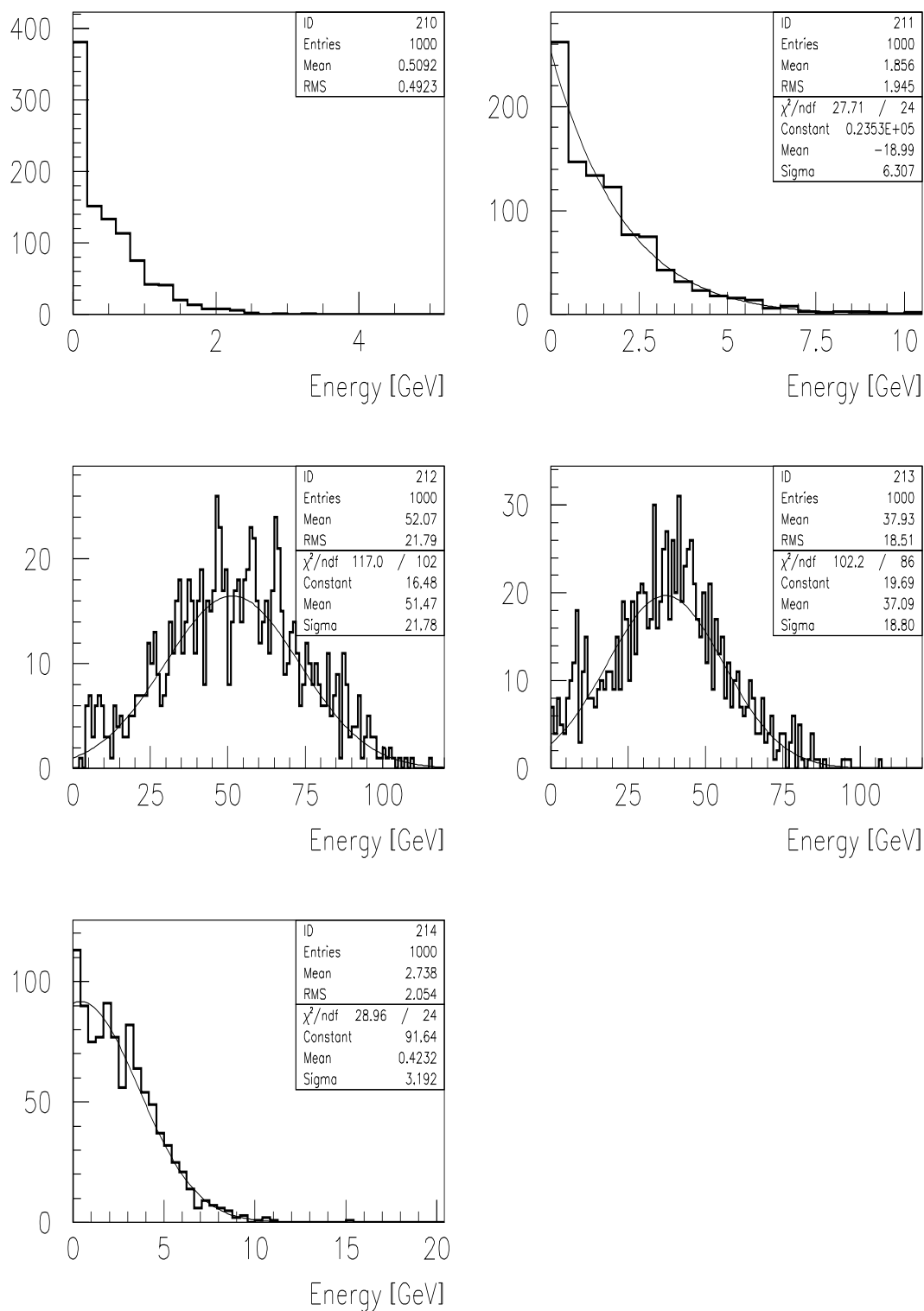
Obrázok 10: Experimentálna energia uložená v jednotlivých toweroch



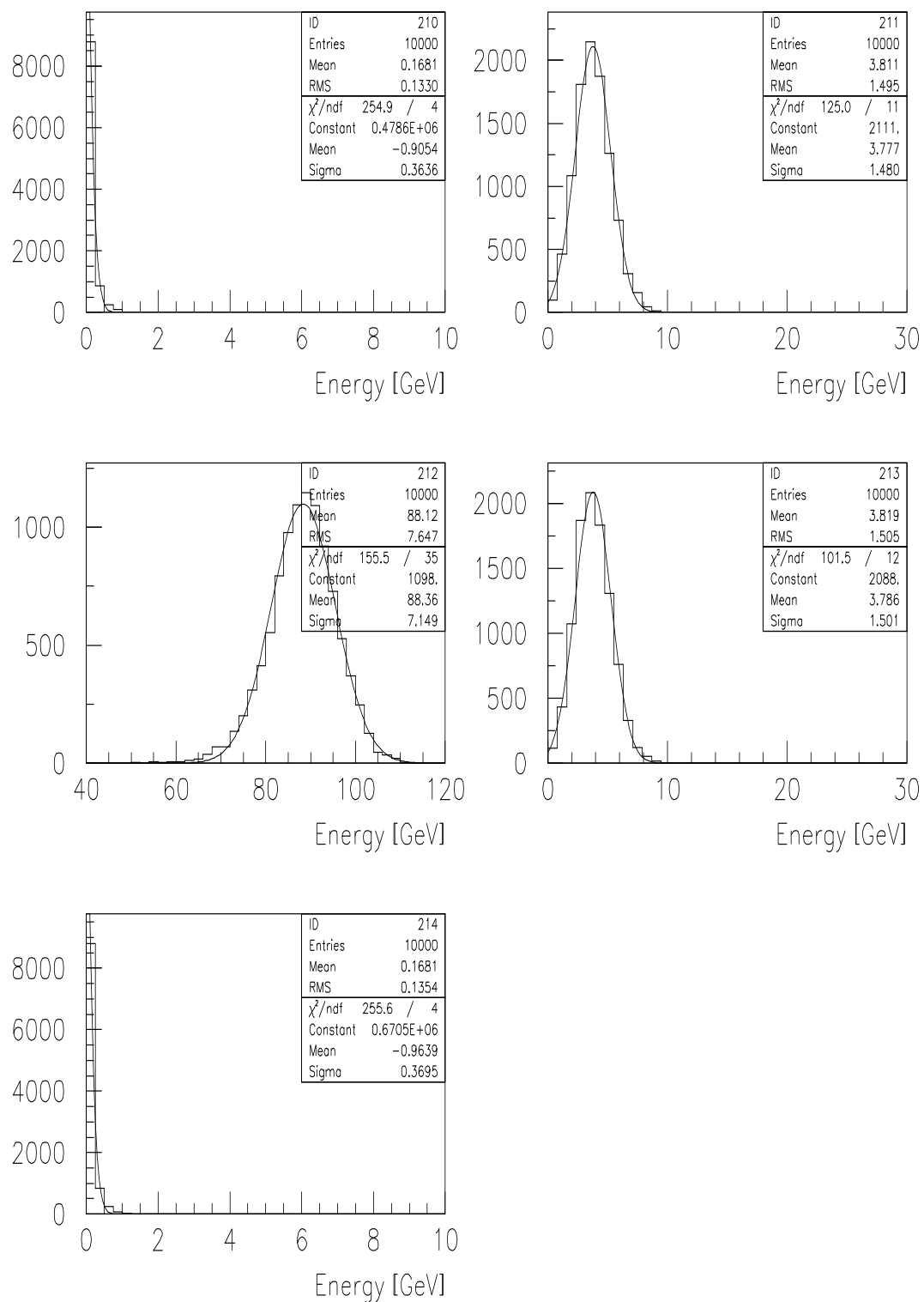
Obrázok 11: Experimentálna energia uložená v jednotlivých moduloch



Obrázok 12: Simulovaná energia uložená v jednotlivých samplings



Obrázok 13: Simulovaná energia uložená v jednotlivých toweroch



Obrázok 14: Simulovaná energia uložená v jednotlivých moduloch