

FAKULTA MATEMATIKY, FYZIKY A INFORMATIKY  
UNIVERZITY KOMENSKÉHO  
BRATISLAVA



Meranie  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W) \times \text{BF}(W \rightarrow e\nu)$   
v experimente *CDF*  
a  
Jedno-fotoelektrónová metóda  
analýzy svetelných signálov

Dizertačná práca

2004

Doktorand: RNDr. Ivan Fedorko  
Školiteľ: Doc.RNDr. Stanislav Tokár, CSc.



## *Pod'akovanie*

Na tomto mieste by som sa rád pod'akoval všetkým ľuďom, ktorým vd'ačím za pomoc alebo podporu a vytvorenie vhodných podmienok počas môjho *PhD.* štúdia.

Na prvom mieste d'akujem Doc. RNDr. Stanislavovi Tokárovi, CSc. za uvedenie do problematiky detekcie svetla a vedenie počas práce na zadaných úlohách ako aj za podporu pri získavaní medzinárodných kontaktov vo vedeckej komunite.

Ďalej by som sa rád pod'akoval Doc. RNDr. Ivanovi Sýkorovi, *PhD.* za pomoc pri spoločnej práci v laboratóriu KJFB UK.

Časť práce bola vykonaná v zahraničí, kde som sa stretol s mnohými skúsenými odborníkmi. Moja vd'aka je venovaná týmto kolegom: Dr. Igor Chirikov-Zorin, SÚJV, Dubna, za intenzívnu výuku v experimentálnych zručnostiach, ktorá presahovala rámec jeho povinností.

Dr. Aldo Menzione, (INFN Pisa), za poskytnutú možnosť participovať na práci *CDF* skupiny v INFN Pisa.

Dr. Alessio Piccioli, (INFN Pisa), za bezprecedentnú pomoc počas môjho celého pobytu v Taliansku.

Dr. Sandra Leone, (INFN Pisa), a Dr. Giorgio Chiareli, (INFN Pisa), za trpezlivosť a nekončiacu ochotu odpovedať na otázky, ktoré sa neustále vynárali pri práci v kolaborácii *CDF* experimentu.

Dr. Antonio Sidoti, (INFN Pisa), za sprostredkovanie poznatkov a skúsenosti s analýzou dát, ktorými prispel k môjmu poznaniu. Zároveň mu vd'ačím za množstvo praktických rád s prácou a pobytom vo Fermilabe.

Rád by som sa pod'akoval aj Prof. RNDr. Jozefovi Masarikovi, DrSc. a Doc. RNDr. Karolovi Hollému, CSc. za podporu pri získaní pozície za účelom dokončenia tejto práce.

Ďalej d'akujem svojej rodine, predovšetkým manželke, rodičom a súrodencom za dlhodobú finančnú a morálnu podporu ako aj množstvo preukázanej trpezlivosti počas celého štúdia.

Priateľom by som sa rád pod'akoval za nespočetné množstvo zaujímavých diskusií, potrebnú pomoc a skvelé zážitky, ktoré doplnili čas strávený vedou.

Ak tu nie je niekto uvedený priamo, neznamená to, že mu nepatrí moja vd'aka.



# Obsah

Pod'akovanie . . . . .	iii
<b>Úvod</b>	<b>3</b>
<b>1 Ciele dizertačnej práce</b>	<b>7</b>
1.1 Analýza experimentálnych dát z detektora <i>CDF</i> . . . . .	7
1.2 Príspevok k štúdiu odozvy fotonásobičov . . . . .	7
<b>2 Experiment <i>CDF</i></b>	<b>9</b>
2.1 Produkcia <i>W</i> bozónov na urýchľovači <i>Tevatron</i> . . . . .	9
2.2 Fyzikálne ciele experimentu <i>CDF</i> v období <i>Run II</i> . . . . .	12
2.3 Detektor <i>CDF</i> : Prehľad . . . . .	14
2.4 Urýchľovač protibežných častíc <i>Tevatron</i> . . . . .	18
2.5 Monitorovanie zväzku . . . . .	20
2.6 Magnet . . . . .	21
2.7 Poddetektory <i>CDF</i> detektora . . . . .	22
2.7.1 Dráhové kremíkové detektory . . . . .	22
2.7.2 Centrálny dráhový detektor <i>COT</i> . . . . .	25
2.7.3 Preletový detektor <i>TOF</i> . . . . .	26
2.7.4 Centrálny kalorimeter . . . . .	27
2.7.5 Dopredné kalorimetre . . . . .	30
2.7.6 Miónové detektory . . . . .	33
2.8 Trigger, zber dát a ich úprava . . . . .	35
2.8.1 Prvá úroveň trigeru, <i>L1</i> . . . . .	35
2.8.2 Druhá úroveň trigeru, <i>L2</i> . . . . .	37
2.8.3 Tretia úroveň trigeru, <i>L3</i> . . . . .	38
2.8.4 Softvér na spracovanie dát . . . . .	38
2.9 Algoritmy . . . . .	40
2.9.1 Hľadanie primárneho vertexu . . . . .	40

2.9.2	Dráhové algoritmy . . . . .	42
2.9.3	Algoritmus na vytvorenie <i>EM</i> klastra . . . . .	45
<b>3</b>	<b>Vzorky dát, Monte Carlo simulácií a vybrané postupy</b>	<b>47</b>
3.1	<i>MET_PEM</i> trigger pre výber <i>W</i> bozónu . . . . .	47
3.2	Luminozita . . . . .	48
3.3	Opis premenných použitých v analýze dát . . . . .	48
3.4	Korekcie premenných z nameraných dát . . . . .	51
3.4.1	Kalorimetrické korekcie . . . . .	51
3.4.2	Korekcie chýbajúcej priečnej energie . . . . .	52
3.5	Vzorky Monte Carlo simulácií . . . . .	52
3.5.1	Ladenie $P_T$ rozdelenia generovaného bozónu . . . . .	53
3.5.2	Ladenie dodatočného množstva simulovaného materiálu detektora . . . . .	54
3.6	Kontrolná vzorka dát $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ . . . . .	55
3.6.1	<i>QCD</i> pozadie pre $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ dáta pri počítaní účinnosti . . . . .	58
<b>4</b>	<b>Meranie účinného prierezu</b>	<b>65</b>
4.1	Stratégia analýzy . . . . .	65
4.2	Selekcia signálu . . . . .	66
4.3	Pozadie signálu . . . . .	69
4.3.1	<i>QCD</i> pozadie . . . . .	70
4.3.2	Elektroslabé pozadie . . . . .	74
4.3.3	Rozdelenia kinematických premenných pre procesy pozadia . . . . .	77
4.4	Kinematická a geometrická akceptancia . . . . .	78
4.4.1	Výpočet akceptancie . . . . .	78
4.4.2	Systematická neurčitosť akceptancie . . . . .	83
4.5	Účinnosť rekonštrukcie primárneho vertexu a jeho detekcie . . . . .	90
4.6	Účinnosť identifikácie elektrónu, <i>ID</i> kritériá . . . . .	92
4.7	Účinnosť rekonštrukcie a asociácie dráhy . . . . .	94
4.8	Účinnosť kritéria $E/p$ . . . . .	97
4.9	Účinnosť trigeru . . . . .	98
4.10	Výsledky . . . . .	104

<b>5</b>	<b>Experiment <i>ATLAS</i> a svetelný výt'azok <i>Tile</i> kalorimetra</b>	<b>107</b>
5.1	Opis detektora <i>ATLAS</i> . . . . .	107
5.2	Kalorimetria detektora <i>ATLAS</i> . . . . .	110
5.3	Hadrónový <i>Tile</i> kalorimeter . . . . .	112
5.3.1	Kalorimetria vo fyzike vysokých energií . . . . .	112
5.3.2	Hadrónová spíška . . . . .	113
5.3.3	Hadrónový kalorimeter samplingového typu . . . . .	114
5.3.4	Svetelný výt'azok hadrónového <i>Tile</i> kalorimetra . . . . .	116
5.4	Experimentálne aparatóry . . . . .	117
5.4.1	Experimentálna aparatóra pre meranie odozvy fotonásobičov . . . . .	118
5.4.2	Experimentálna aparatóra v Dubne . . . . .	118
<b>6</b>	<b>Fotonásobič</b>	<b>123</b>
6.1	Základná konštrukcia fotonásobiča a jeho operačné princípy . . . . .	123
6.2	Fotokatóda . . . . .	125
6.3	Elektrónový vstupný systém . . . . .	125
6.4	Dynódny systém . . . . .	126
6.4.1	Násobenie elektrónov . . . . .	128
6.4.2	Štatistika dynódneho zosilnenia . . . . .	129
6.4.3	Konštrukcia dynódneho systému . . . . .	131
6.5	Anóda - anódový záchytný priestor . . . . .	132
6.6	Niektoré charakteristiky fotonásobiča . . . . .	134
6.6.1	Temný prúd . . . . .	134
6.6.2	Časové charakteristiky . . . . .	135
<b>7</b>	<b>Model nábojovej odozvy fotonásobiča</b>	<b>137</b>
7.1	Model ideálnej odozvy fotonásobiča . . . . .	137
7.2	Realistická odozva fotonásobiča . . . . .	138
7.2.1	Javy zahrnuté v realistickej odozve . . . . .	138
7.2.2	Realistická funkcia odozvy fotonásobiča . . . . .	142
7.2.3	Limitné spektrum a šumový faktor . . . . .	145
<b>8</b>	<b>MC simulácie odozvy fotonásobiča</b>	<b>147</b>
8.1	Konverzia fotónov . . . . .	147
8.2	Zosilnenie signálu v dynódnom reť'azci . . . . .	148
8.3	Pozadie fotonásobiča . . . . .	148
8.4	Ďalšie javy zahrnuté v modeli . . . . .	149

---

8.5	Simulovanie odozvy . . . . .	150
8.5.1	Vstupné parametre simulácie . . . . .	150
8.5.2	Proces simulácie . . . . .	151
<b>9</b>	<b>Jedno-fotoelektrónová metóda v experimente</b>	<b>155</b>
9.1	Šumový faktor pre fotonásobič <i>Hamamatsu R5900</i> a <i>R7877</i> .	155
9.2	Stabilita spektrometrického kanála a fotonásobič <i>Hamamatsu R5600</i> . . . . .	159
<b>10</b>	<b>Záver</b>	<b>165</b>
	<b>Zoznam použitej literatúry</b>	<b>167</b>





# Úvod

Jednou z fundamentálnych otázok fyziky je otázka, aké sú základné stavebné prvky hmoty. Hľadaním a štúdiom takýchto fundamentálnych objektov sa zaoberá časticová fyzika. Odpoveď na otázku, ktoré častice sú základné a ktoré nie, sa menila s vývinom poznatkov v danej oblasti.

Štandardný model [1], ako aktuálna teória fyziky elementárnych častíc, popisuje vlastnosti hmoty pomocou troch sektorov častíc, a síce fundamentálnych fermiónov, sem patria tri generácie leptónov a kvarkov, intermediálnych bozónov ( $W$ ,  $Z$ , gluóny,  $\gamma$ ), ktoré sa nazývajú kalibračnými bozónmi a sektora Higgsových bozónov. Leptóny a kvarky sú fermióny so spinom  $1/2$  a sú konštituentami diskretných štruktúr prírody ako sú nukleóny, atómy atď. Kalibračné bozóny sú častice so spinom  $1$  a v danom modeli plnia úlohu sprostredkovateľa interakcií. V tejto teórii sú vyššie zmienené častice považované za elementárne, pričom pod pojmom elementárnosti sa myslia bodové častice bez vnútornej štruktúry a bez excitovaných stavov. Sektor Higgsových bozónov hrá v Štandardnom modeli veľmi dôležitú úlohu – prostredníctvom tzv. Higgsovho mechanizmu je zdrojom hmotnosti elementárnych častíc. Higgsov bozón je jedinou časticou predpovedanou Štandardným modelom, ktorá nebola dosiaľ experimentálne potvrdená.

Tri základné interakcie, elektromagnetická, slabá a silná, sú sprostredkované pomocou spomenutých intermediálnych bozónov. Elektromagnetickú interakciu sprostredkováva fotón, slabé interakcie  $W$  a  $Z$  bozóny. Silné interakcie sú sprostredkované gluónmi. V Štandardnom modeli sa podarilo zlúčiť elektromagnetické a slabé interakcie do jednej univerzálnej elektroslabej interakcie. Nejedná sa však o teóriu zjednocujúcu elektroslabé a silné interakcie. Takéto zjednotenie sa očakáva až pri škálach  $\mathcal{O}(10^{15} \text{ GeV})$  a je predmetom štúdia fyziky za Štandardným modelom. Vážnym nedostatkom Štandardného modelu je to, že nezahŕňa gravitačnú, teda štvrtú fundamentálnu silu, kvôli problému s vytvorením kvantovej teórie gravitácie.

Dôležitým poznatkom časticovej fyziky je existencia antičastíc k elementárnym časticiam. Jedná sa o častice rovnakej hmotnosti ako „normálne“ častice, ale s opačnými hodnotami diskretných kvantových čísel (náboj, po-

divnosť, ...).

Jedným z hlavných zdrojov informácie v časticovej fyzike je štúdium zrážok častíc s vysokou energiou (rádovo GeV a TeV) pomocou detekcie produktov zrážky. Častice s vysokými energiami sa nachádzajú v kozmickom žiarení. V laboratórnych podmienkach častice získavajú svoju energiu v elektromagnetickom poli urýchľovačov. Pri relativistických energiách sa najväčšia energia pre zrážajúce sa častice dosiahne v zrážkach protibežných zväzkov častíc. Jedná sa o kolajderovú techniku. Pri zrážke tak prispievajú obe urýchlené častice do celkovej energie v sústave hmotného stredu<sup>1</sup>, na rozdiel od experimentov s pevným terčikom, kde k energii v sústave hmotného stredu prispieva odmocninou svojej energie iba nalietajúca častica<sup>2</sup>. V súčasnosti najenergetickejšie zväzky častíc, tvorené urýchlenými protónmi a antiprotónmi, poskytuje urýchľovač protibežných zväzkov *Tevatron*, umiestnený vo Fermilabe, *Fermi National Accelerator Laboratory*, štát Illinois, USA [2]. V sústave hmotného stredu majú zrážajúce sa častice energiu 1,96 TeV s plánovanou maximálnou luminozitou<sup>3</sup>  $\mathcal{L} = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

Ešte energetickejší zväzok častíc poskytne urýchľovač protibežných zväzkov *LHC*, *Large Hadron Collider* v CERNe, Švajčiarsko [3]. Bude sa jednať o urýchľovač s celkovou energiou zrážajúcich sa častíc v sústave hmotného stredu 14 TeV s maximálnou luminozitou  $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , ktorá sa podľa predpokladov dosiahne po prvých troch rokoch. Na rozdiel od urýchľovača *Tevatron*, budú použité zväzky protónov a nie protónu a antiprotónu, pretože účinné prierezy pre  $p\bar{p}$  a  $pp$  v oblasti energií TeV sú si veľmi podobné, ale počet protónov, ktoré môžu byť udržiavané v jednom zväzku, je podstatne väčší než u antiprotónov.

Nevýhodou zrážania urýchlených hadrónov je množstvo reakcií, ktoré môžu pri dosahovaných energiách prebiehať a z ktorých musia experimentálni fyzici vyberať zaujímavé udalosti, nazývané eventy. Vhodným riešením je urýchlenie a zrážanie elektrónov s pozitronmi, pričom sa kvôli radiačným stratám pri ich urýchľovaní nedosahujú rovnako energetické zväzky ako na hadrónových urýchľovačoch, ale pozadie študovaných procesov je oveľa menšie.

Na detekciu fyzikálnych procesov v zrážkach urýchlených častíc sa vyžadujú mohutné a sofistikované detekčné zariadenia. Schéma detektorov na detekciu zrážok dvoch zväzkov je spoločná pre mnohé experimenty. Zväčša majú takmer  $4\pi$  pokrytie detekčného priestoru. Najbližšie k zväzku sú v magnetickom poli umiestnené dráhové detektory, ktorými je možné určiť

<sup>1</sup>Je to energia, ktorá je k dispozícii pre produkciu častíc v uvažovanej zrážke.

<sup>2</sup>V terčíkových experimentoch je na druhej strane možné produkovať sekundárne zväzky krátko žijúcich častíc.

<sup>3</sup>Definícia je v časti 2.4.

dráhu častice a jej hybnosť. Dráhové detektory sú obklopené elektromagnetickými a hadrónovými kalorimetrami slúžiacimi na určenie energie častíc, pričom dôjde k pohlteniu detekovanej častice. Za oblasť kalorimetrov by sa mali dostať z detekovateľných častíc len mióny, preto sústavu uzatvárajú miónové detektory. Takáto schéma je použitá aj v experimente *CDF*, *Collider Detector at Fermilab* [4], jednom z dvoch komplexných detektorov na urýchľovači *Tevatron*. Prvé eventy boli na tomto experimente detekované už v roku 1985 a predpokladaná prevádzka detektora je do roku 2009<sup>4</sup>. Kollaborácia experimentu *CDF* sa venuje predovšetkým štúdiu top kvarku, ale aj otázkam precíznej elektroslabej fyziky a štúdiu hadrónov obsahujúcich *b* kvark [7]. Okrem týchto hlavných smerov sa venuje hľadaniu nových častíc, štúdiu modelov fyziky za Štandardným modelom ako aj detekcii Higgsovho bozónu v procese  $p\bar{p} \rightarrow WH \rightarrow l\nu b\bar{b}$  [8].

V roku 2007 by sa mal začať zber dát na experimente *ATLAS*, *A Toroidal LHC Apparatus* [9], ako jednom zo štyroch nových detektorov určených pre detekciu zrážok na urýchľovači *LHC*.

Počas svojho PhD štúdia som sa venoval projektom, ktoré boli súčasťou programov v experimente *CDF*, ako aj v experimente *ATLAS*. V práci sú opísané dva projekty. Jeden sa venuje analýze experimentálnych dát experimentu *CDF*, druhý sa venuje problematike metód v oblasti detekcie slabých svetelných signálov pre potreby fyziky vysokých energií.

Prvým z projektov je analýza dát z experimentu *CDF* na urýchľovači *Tevatron*. Modernizácia<sup>5</sup> *CDF* detektora pre *Run II* obdobie zberu dát, ktoré sa začalo na jeseň roku 2001, sa týkala veľkého množstva poddetektorov. Veľmi významné zlepšenie zaznamenala dopredná oblasť (pre pseudorapidity<sup>6</sup> väčšie než 1). Z pohľadu obdobia zberu dát v rokoch 1992 až 1996, nazývané tiež *Run I* obdobie, sa jedná prakticky o nový detektor v doprednej oblasti. Preto bolo potrebné preštudovať jeho odozvu. Vhodným procesom na štúdium detektora, vzhľadom na jeho konštrukciu a pokrytie priestoru dráhovými detektormi a kalorimetrickým systémom, sa javí produkcia *W* bozónov v zrážke  $p\bar{p}$  a ich rozpad na neutríno a elektrón detekovaný v študovanej doprednej oblasti. Meranie účinného prierezu procesu  $p\bar{p} \rightarrow WX \rightarrow e\nu X$ <sup>7</sup> je zdrojom pochopenia účinnosti rekonštrukcie signálu a metodiky na selekciu signálu *W* bozónov, čo je základom pre ďalšie analýzy využívajúce elektrón detekovaný v doprednej oblasti. Jedná sa napríklad o detailné štúdium prípadov rôznych početností jetov, teda štúdium vzorky *W* + *jety*, prípadne rekonštrukciu  $t\bar{t}$  eventov v prípade rozpadu jedného z kvarkov prostredníctvom

<sup>4</sup>V dobe písania práce.

<sup>5</sup>*upgrade*

<sup>6</sup>Pre definíciu pozri vzt'ah 2.3.

<sup>7</sup>Pod *W* sa myslí  $W^\pm$ , následne *e* predstavuje  $e^\pm$  a  $\nu$  príslušné antineutríno a neutríno.

procesu ( $W \rightarrow e\nu$ ). V oboch prípadoch chápanie detekcie elektrónov v doprednej oblasti je prínosom pre zväčšenie akceptancie detekcie, teda následne aj vzorky zaujímavých eventov.

Druhým dokumentovaným projektom je vytvorenie metódy dekonvolúcie odozvy fotonásobiča s dynódnym systémom typu *Metal channel* a jej použitie v experimentálnej fyzike, konkrétne pri štúdiu charakteristík fotonásobičov použitých v centrálnom hadrónovom kalorimetri (*Hadron TileCalorimeter*) detektora *ATLAS*, na ktorého vývoji a konštrukcii sa podieľajú aj skupiny zo Slovenska. Naša skupina sa spolupodieľala práve na vývoji centrálného hadrónového kalorimetra. Jedným z kľúčových parametrov pri chápaní svetelného výt'ážku scintilátorov je šumový faktor (*excess factor*) fotonásobiča, ktorý je možné spočítať na základe znalosti činnosti dynódného systému fotonásobiča, alebo určiť experimentálne na základe poznania nameranej odozvy fotonásobiča a schopnosti jej dekonvolúcie.

Ciele, ktoré sme zadefinovali pre predkladanú dizertačnú prácu, sú zhrnuté v prvej kapitole. V druhej kapitole bližšie opíšeme konštrukciu detektora *CDF*, vlastnosti trigeru, metódy rekonštrukcie dráh v detektore a rekonštrukcie energie v elektromagnetickom kalorimetri. V tretej kapitole sú opísané definície premenných, vzorky dát a Monte Carlo simulácií použitých pri našej analýze. Selekcia signálu, pozadia signálu a nájdenie ďalších komponentov potrebných pre určenie súčinu účinného prierezu pre produkciu  $W$  bozónu v zrážke protónu a antiprotónu a vetviaceho pomeru<sup>8</sup> pre rozpad na neutríno a elektrón detekovaný v doprednej oblasti ( $\sigma(p\bar{p}) \times \text{BF}(W \rightarrow e\nu)$ ) sú opísané v štvrtej kapitole.

Ďalších päť kapitol je venovaných štúdiu odozvy fotonásobiča. Opisu hadrónového kalorimetra detektora *ATLAS* a svetelného výt'ážku tohto kalorimetra, ako aj opisu ďalších poddetektorov v experimente *ATLAS*, je venovaná kapitola piata. V šiestej kapitole je možné nájsť charakteristiku fotonásobiča ako zariadenia na detekciu svetelného signálu. V siedmej kapitole je vysvetlená funkcia odozvy fotonásobiča, ktorá tvorí základ metódy dekonvolúcie odozvy, spolu so spôsobom určenia šumového faktora a s následným opisom simulácie odozvy fotonásobiča v ôsmej kapitole. V deviatej kapitole sú opísané výsledky určenia šumového faktora pre fotonásobiče použité v hadrónovom kalorimetri detektora *ATLAS* a ďalšie použitie metódy dekonvolúcie odozvy fotonásobiča s dynódnym systémom *metal channel*. Desiata kapitola obsahuje závery oboch projektov.

---

<sup>8</sup>*Branching Fraction/Ratio*

# Kapitola 1

## Ciele dizertačnej práce

Ciele dizertačnej práce boli stanovené s ohľadom na úlohy riešené na Katedre jadrovej fyziky a biofyziky Fakulty matematiky, fyziky a informatiky Univerzity Komenského a v súlade s úlohami vyplývajúcimi zo spolupráce so SÚJV v Dubne, Ruská federácia, a s INFN v Pise, Taliansko, konkrétne so skupinou pracujúcou na problematike miónových poddetektorov experimentu *CDF* a analýze dát z doprednej časti detektora tohto experimentu. Naša skupina sa zároveň podieľala na vývoji a testovaní centrálného hadrónového kalorimetra experimentu *ATLAS* umiestnenom na budovanom urýchľovači *LHC*, v inštitúte CERN, Ženeva, Švajčiarsko. Základnými cieľmi dizertačnej práce sú:

### 1.1 Analýza experimentálnych dát z detektora *CDF*

- Namerat'  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow W) \times \text{BF}(W \rightarrow e\nu)$ , súčin účinného prierezu produkcie  $W$  bozónu pri zrážke protónu a antiprotónu a vetviaceho pomeru pre rozpad bozónu na antineutríno, resp. neutríno, a elektrón, resp. pozitron, detekovaný v doprednej oblasti detektora experimentu *CDF*.

### 1.2 Príspevok k štúdiu odozvy fotonásobičov

- Navrhnuť model odozvy fotonásobiča s dynódnym systémom typu *metal channel* a na jeho základe vytvoriť metódu analýzy odozvoých spektier fotonásobiča.
- Na základe modelu odozvy fotonásobiča s dynódnym systémom typu

*metal channel* experimentálne určiť šumový faktor<sup>1</sup> fotonásobičov použitých v centrálnom hadrónovom kalorimetri experimentu *ATLAS*.

- Realizovať aplikáciu metódy analýzy odozvočných spektier fotonásobiča pri monitorovaní detektorov detekujúcich svetelný signál pomocou fotonásobičov.

---

<sup>1</sup>*excess factor*

# Kapitola 2

## Experiment *CDF*

Detektor experimentu *CDF* (*Collider Detector at Fermilab*) predstavuje komplexný detekčný systém projektovaný pre riešenie viacerých fyzikálnych úloh pri štúdiu vysokoenergetických zrážok protónu a antiprotónu ( $p\bar{p}$ ) [10]. V tejto kapitole stručne spomenieme fyzikálne ciele experimentu *CDF*, vrátane štúdia produkcie  $W$  bozónu, opíšeme jednotlivé poddetektory a vysvetlíme základné algoritmy rekonštrukcie dráh a energie v kalorimetroch, v rozsahu potrebnom pre pochopenie jednotlivých krokov a premenných v analýze dát. Ak nie je uvedená pri jednotlivých obrázkoch citácia, rozumie sa pôvod z interných stránok *CDF* [4], určených pre prezentáciu experimentu. Obrázky 2.2, 2.8 a 2.13 boli vytvorené autorom práce.

### 2.1 Produkcia $W$ bozónov na urýchľovači *Tevatron*

Bozóny<sup>1</sup>  $W^\pm$  a  $Z^0$  boli prvýkrát pozorované na  $Spp\bar{p}S$  urýchľovači v stredisku CERN v roku 1983 [5]. Štúdium procesov spojených s ich produkciou predstavuje jeden z najdôležitejších zdrojov testov Štandardného modelu. Analýza produkcie bozónov, napr. v závislosti od ich rapidity, a rozpadových produktov bozónov umožňuje pochopiť štruktúru hadrónov, ktorú úspešne popísal partónový model. Bezštruktúrnosť leptónov sa potvrdila v nepružných zrážkach dvoch leptónov. Naopak, v nepružných zrážkach leptónov a hadrónov bolo potvrdené, že hadróny majú štruktúru. V rámci modelu tejto štruktúry hadróny pozostávajú z partónov. Pozorovaním produkcie jetov v reakciách ( $e^+e^- \rightarrow 2$  jety, 3 jety) boli tieto partóny identifikované nie len

---

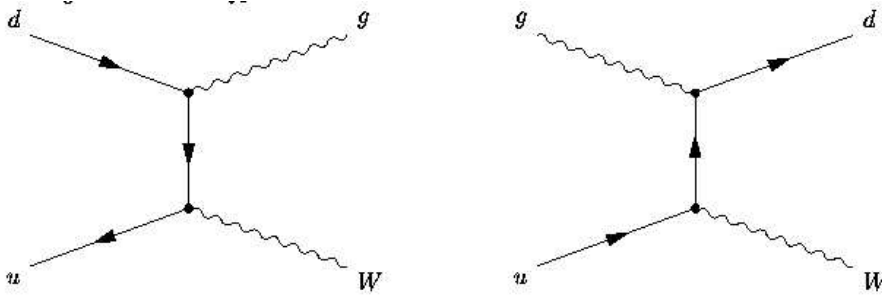
<sup>1</sup>V práci sa používa označenie  $W$  ako rovnocenné označeniu  $W^\pm$ . Obdobné pravidlo platí pre označenie  $e-e^\pm$  a  $\nu$ -antineutríno a neutríno.



ako kvarky  $q$  ale aj gluóny  $g$  v reakciách  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}, q\bar{q}g$ . Partónový model môže byť použitý aj na popis hadrón-hadrónových zrážok, v prípade experimentov na urýchľovači *Tevatron* zrážok protónu a antiprotónu s následnou produkciou  $W$  a  $Z$  bozónu. Jedná sa o reakciu  $p\bar{p} \rightarrow V + X \rightarrow P + X$ , kde  $P$  je označenie pre produkty rozpadu bozónu  $V$  a  $X$  je označenie pre hadrónový produkt spojený s produkciou bozónov. Produkciu takýchto procesov a následného rozpadu vyprodukovanej častice je možné popísať ako súčin účinného prierezu produkcie častice  $\sigma(p\bar{p} \rightarrow V + X)$  a vetviaceho pomeru  $\text{BF}(V \rightarrow P)$ , kde vetviaci pomer predstavuje pomer šírky rozpadu pre daný kanál  $\Gamma_l$  k šírkam rozpadu všetkých kanálov  $\Sigma_i\Gamma_i$ :

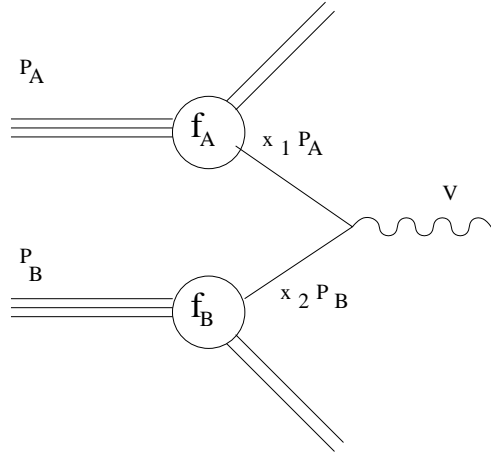
$$\text{BF}(V \rightarrow P) = \frac{\Gamma_l}{\Sigma_i\Gamma_i}. \quad (2.1)$$

V našej analýze sme študovali produkciu  $W$  bozónu na hadrónovom kolajderi v interakcii kvarkov a gluónov pochádzajúcich z protónu a antiprotónu. Ak interagujúci partón emituje gluón, bozón je produkovaný s priečnou hybnosťou. Oba základné procesy produkcie  $W$  bozónu na hadrónovom kolajderi je možné vidieť schématicky načrtnuté na obrázku 2.1. Vzhľadom na pozadie  $p\bar{p}$  interakcií, detekujeme v tomto prostredí len leptónové kanály rozpadu  $W$  bozónu.



Obrázok 2.1: Príklad produkcie  $W$  bozónu s gluónom (vľavo) alebo kvarkom (vpravo) v konečnom stave.

Veľký význam pre predpovede modelov má meranie účinných prierezov v hadrón-hadrónových procesoch, pretože partónový model aplikovaný na tieto procesy umožňuje zrátať účinný prierez z prvotných princípov. Ako prvý na to upozornili Drell a Yan [6]. Proces hadron-hadrónového rozptylu s partónovým podprocesom je ilustrovaný na obrázku 2.2. Vzhľadom na to, že kvarky a gluóny nie sú v experimente priamo pozorované, na rozdiel od hadrónov (resp. leptónov), experimentálne merané účinné prierezy sú účinné prierezy procesov s hadrónmi v počiatočnom aj konečnom stave (v konečnom aj s leptónmi). Na druhej strane teória  $QCD$  počíta účinné prierezy



Obrázok 2.2: Produkcia bozónu v Drell-Yan procese v partónovom modeli pri zrážke hadrónov s hybnosťami  $P_A$  a  $P_B$ . Reagujúce partóny si nesú hybnosť  $x_1 \cdot P_A$  a  $x_2 \cdot P_B$ .

(amplitúdy) partónových (kvarky a gluóny) procesov. Pre porovnanie experimentálnych výsledkov s predpoveďami teórie sa používa tzv. faktorizačná teoréma. Jej podstata je vo vyjadrení hadrónového účinného prierezu ako konvolúcie partónového účinného prierezu a partónových štruktúrnych funkcií<sup>2</sup> PDF. Konkrétne v našom prípade sa účinný prierez  $\sigma_{AB}$  produkcie bozónu  $V$  v zrážke hadrónov  $A$  a  $B$  získava preváňovaním účinného prierezu  $\hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow V}$  procesu  $q\bar{q} \rightarrow V$  partónovými štruktúrными funkciami  $f_A(x, \mu_f^2)$  a  $f_B(x, \mu_f^2)$ , ktoré určujú pravdepodobnosť nájdenia daného partónu v hadróne  $A$ , resp.  $B$  s relatívnou pozdĺžnou (v smere hybnosti hadrónu) hybnosťou  $x$  a presumovaním cez všetky kvark-antikvarkové a kvark-gluónové kombinácie:

$$\sigma_{AB} = \sum_q \int f_A(x, \mu_f^2) f_B(x, \mu_f^2) \hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow V}(s, \mu_f, \mu_r) dx_A dx_B, \quad (2.2)$$

kde  $\mu_f$  je faktorizačná škála, ktorá určuje aká štruktúra hadrónu je pri interakcii pozorovaná a  $\mu_r$  je renormalizačná škála určujúca veľkosť konštanty silnej interakcie  $\alpha_s = \alpha_s(\mu_r^2)$ . Práve partónový účinný prierez  $\hat{\sigma}$  je veličina, ktorú teória počíta, a proces inkluzívnej produkcie  $W$  bozónu je jedným z najlepšie spočítaných procesov. Tento proces je dnes spočítaný v rámci poruchovej teórie s presnosťou do rádu NNLO [23]. Preto detekcia produkcie  $W$  bozónu je užitočná pre overenie predpovedí teórie. Komponenty

<sup>2</sup>Parton Distribution Functions, získanými zo štúdia hlboko nepružných zrážok leptónov a hadrónov.

vzt'ahu pre experimentálny účinný prierez je možné nájsť v rovnici 4.1 v časti 4.1. Skúmanie produkcie  $W$  bozónu má aj praktický význam pre ďalšie analýzy, ako aj pre štúdium procesov, ktoré sú súčasťou pozadia nových fyzikálnych javov. V prípade fyziky na urýchľovači *Tevatron* sa jedná napríklad o produkciu  $Wb\bar{b}$  ako pozadia k produkcii Higgsovho bozónu v procese  $p\bar{p} \rightarrow HW \rightarrow b\bar{b}W$ , prípadne rozšírenie akceptancie<sup>3</sup> pre detekciu produkcie  $t\bar{t}$  párov.

Doteraz bola realizovaná v centrálnej oblasti<sup>4</sup> detektora *CDF* séria meraní účinných prierezov produkcie  $W$  a  $Z$  bozónu vynásobených vetviacim faktorom pre miónový a elektrónový kanál. Nebola pozorovaná žiadna závislosť na type častice (elektrón alebo mión) pre rozpad bozónov a výsledky jednotlivých meraní boli skombinované do hodnôt:  $\sigma \times \text{BF}(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow l\nu) = 2755 \pm 10$  (stat)  $53 \pm$  (sys)  $167 \pm$  (lum) pb a  $\sigma \times \text{BF}(p\bar{p} \rightarrow \gamma^* / Z \rightarrow l\nu) = 254,9 \pm 3,3$  (stat)  $4,6 \pm$  (sys)  $15,2 \pm$  (lum) pb [21, 24], kde *lum* označuje chybu v meraní integrovanej luminozity (vysvetlenie pojmu vid' nižšie v texte) s hodnotou  $72 \text{ pb}^{-1}$ .

## 2.2 Fyzikálne ciele experimentu *CDF* v období *Run II*

Výsledky analýzy dát nameraných v experimente *CDF* do roku 1996, do konca obdobia *Run I*, boli predstavené v zhruba dvoch stovkách publikácií a predstavovali veľký prínos pre časticovú fyziku. Napríklad v článkoch [11, 12, 13] a [14] bol prvýkrát experimentálne evidovaný top kvark (ďalej len  $t$  kvark) s hmotnosťou  $m_t = 176,1 \pm 6,6 \text{ GeV}/c^2$ . Ďalším zaujímavým výsledkom v precíznej elektroslabej fyzike je meranie hmotnosti  $W$  bozónu  $m_W = 80,433 \pm 0,079 \text{ GeV}/c^2$  [15]. Analýzy zahŕňajú aj určovanie polčasu rozpadu  $b$  hadrónov [16]. Fyzikálny program v prvej fáze obdobia *Run II* bude nadväzovať na predošlé analýzy so zahrnutím výhod nového detektora (väčšia akceptancia, lepšia rekonštrukcia dráh, efektívnejší trigger a ďalšie vylepšenia). Hlavné body programu pre predpokladané množstvo nameraných dát  $2 \text{ fb}^{-1}$  počas obdobia *Run II* sú (podrobný opis vid' [19]):

- určenie vlastností  $t$  kvarku,
- globálny program precíznych meraní elektroslabých interakcií,
- priame meranie nových javov,

<sup>3</sup>Pojem je opísany v časti 4.4.

<sup>4</sup>Vymedzenie oblasti vid' v časti 2.3.

- testovanie poruchovej  $QCD$ ,
- určenie elementov matice  $CKM$  (predovšetkým  $V_{bu}$ ,  $V_{bc}$ ) na základe vysokej štatistiky rozpadov  $b$  hadrónov.

Spomenieme niektoré dôležité merania z tohto programu. Súčasťou výsledkov by mala byť prvá kompletná štúdia  $t$  kvarku, k čomu by mala prispieť vzorka  $\approx 1400 t\bar{t}$  eventov získaných  $b$ -vzorkovaním<sup>5</sup>. Predpokladá sa, že hmotnosť  $t$  kvarku bude určená s presnosťou  $3,5 \text{ GeV}/c^2$  (posledný<sup>6</sup> verejne prezentovaný výsledok merania  $m_t$  je  $177,8 + 4,0 - 5,0(\text{stat}) \pm 6,2(\text{syst}) \text{ GeV}/c^2$  [20]) a účinný prierez s presnosťou  $\Delta\sigma_{t\bar{t}}/\sigma_{t\bar{t}} < 9\%$  (viď obrázok 2.3). Je predpoklad, že sa podarí izolovať elektroslabú produkciu samotného  $t$  kvarku s určením  $\Gamma(t \rightarrow Wb)$  na úrovni  $26\%$  a určenie  $|V_{tb}|$  s presnosťou  $13\%$ .

Jedným z hlavných cieľov „elektroslabého programu“ je meranie hmotnosti  $W$  bozónu  $m_W$  s presnosťou  $\pm 40 \text{ MeV}/c^2$ . Má to veľký význam pri spojení s poznatkami o hmotnosti  $t$  kvarku  $m_t$  pre precízne elektroslabé testy  $SM$ , v rámci ktorých je možné získať ohraničenie na hmotnosť Higgsovho bozónu bez jej priameho merania (pozri obrázok 2.5). Oproti výsledkom z experimentov na urýchľovači  $LEP$ <sup>7</sup> sa predpokladá nameranie rozpadovej šírky  $\Gamma_W$  s chybou do  $30 \text{ MeV}$ . Na obrázku 2.4 je možné vidieť porovnanie publikovaných výsledkov z činnosti do roku 1996 a predpoveď pre  $2\text{fb}^{-1}$  analyzovaných dát.

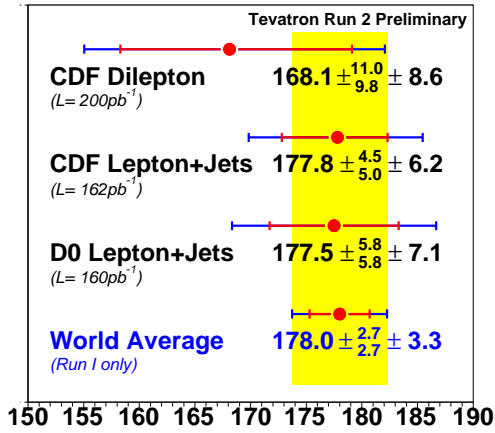
Na overenie predpovedí  $SM$  je vhodné aj meranie nábojovej asymetrie  $A_{FB}$  pre produkciu  $e^+e^-$  párov v  $p\bar{p}$  zrážkach, keďže hodnota asymetrie je citlivá na prípadné príspevky procesov nepredpovedaných  $SM$ . Výhodou experimentu na urýchľovači *Tevatron* je meranie  $A_{FB}$  až do invariantnej hmotnosti  $e^+e^-$  páru  $600 \text{ GeV}/c^2$  [22], viď obrázok 2.6. Štúdium procesov na experimente *CDF* s  $b$  hadrónmi by malo predovšetkým upresneniť päť parametrov  $CKM$  (*Cabbibo-Kobayashi-Maskawa*) matice (zmiešania kvarkov v dôsledku slabých interakcií) a umožniť štúdium javu  $CP$  narušenia. Vďaka možnosti selektovať rozpad  $b$  hadrónov na úrovni trigera pomocou dráhových a miónových detektorov sú študované  $A_{CP}$  asymetrie v rozpadoch  $B_d^0 \rightarrow J/\psi K_s^0$  a  $B_d^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , a tieto by mali byť zmerané s presnosťou porovnateľnou

<sup>5</sup>*b-tagging*, jedná sa o hľadanie prípadov v skúmanej  $t\bar{t}$  vzorke, v ktorých pôvodcom jetu/jetov z rozpadnutých  $t$  kvarkov je  $B$  mezón, teda sa jedná o detekciu  $b$ -jetov ako rozpadových produktov  $t$  kvarku. Je dôležité si uvedomiť, že dominantným rozpadovým kanálom  $t$  kvarku je kanál  $t \rightarrow Wb$ .

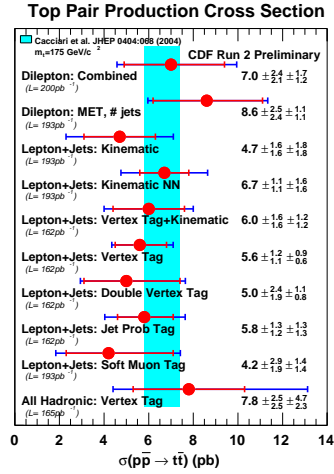
<sup>6</sup>V dobe písania práce.

<sup>7</sup>Urýchľovač elektrónov a pozitronov v CERNe, činnosť ukončil v roku 2000, výsledky zo štyroch experimentov, ktoré na ňom detekovali zrážky, pokrývajú fundamentálne poznatky v elektroslabej fyzike.

A)



B)



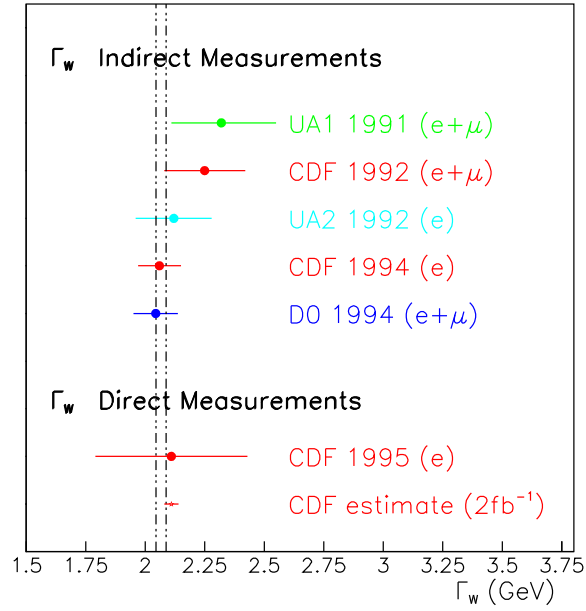
Obrázok 2.3: (A) Optimalizovaná hmotnosť  $t$  kvarku získaná pre rôzne kanály v experimente  $CDF$  a  $D0$ . Zvislá čiara predstavuje predpovede najpoužívanejších teoretických modelov. Výsledky sú aktuálne k 18. októbru 2004 [20]. (B) Účinný prierez pre produkciu  $t\bar{t}$  pre rôzne kanály a rôzne metódy analýzy. Jednotlivé spôsoby sa navzájom líšia počtom označených jetov v  $t\bar{t}$  evente a druhom topológií eventu. Zvislá čiara predstavuje predpovede najpoužívanejších teoretických modelov. Výsledky sú aktuálne k 18. októbru 2004 [20]

s experimentmi zameranými výhradne na štúdium  $b$  hadrónov. Porovnanie výsledkov experimentu  $CDF$ , získaných do leta 2004, s výsledkami ďalších experimentov je na obrázku 2.7. Aktuálny status meraní je možné zistiť zo zdroja [25]. Pre prehľad cieľov štúdia  $b$  hadrónov je vhodný zdroj [26].

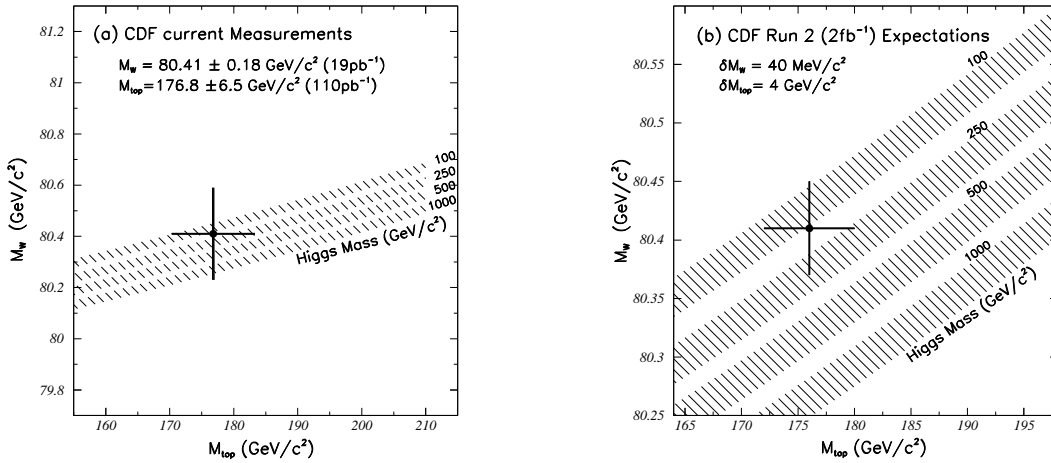
Výhodou experimentu  $CDF$  je dostatočná energia zrážky v sústave hmotného stredy na produkciu  $B_s^0$  a  $\bar{B}_s^0$ . Cez merania parametrov zmiešavania stavov  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  sa budú určovať elementy  $|V_{td}|$  v rozsahu predpovedí Štandardného modelu.

## 2.3 Detektor $CDF$ : Prehľad

Detektor má azimutálnu, ako aj predo-zadnú symetriu. V magnetickom poli o veľkosti 1,4 T supravodičového solenoidu s dĺžkou 4,8 m a polomerom 1,5 m sa nachádzajú detektory zabezpečujúce stopovanie dráhy častice. Za soleno-

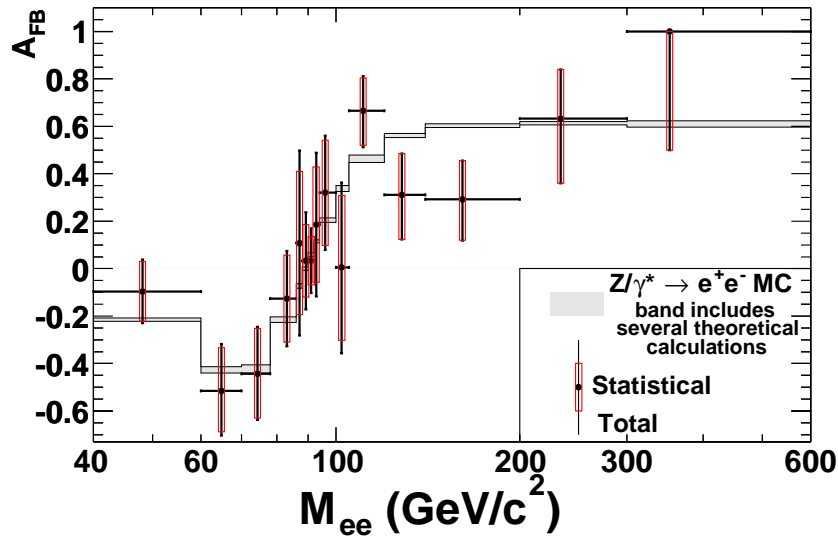


Obrázok 2.4: Priamo a nepriamo určené hodnoty  $\Gamma_W$ . Zvislé čiary reprezentujú predpovede Štandardného modelu [19].

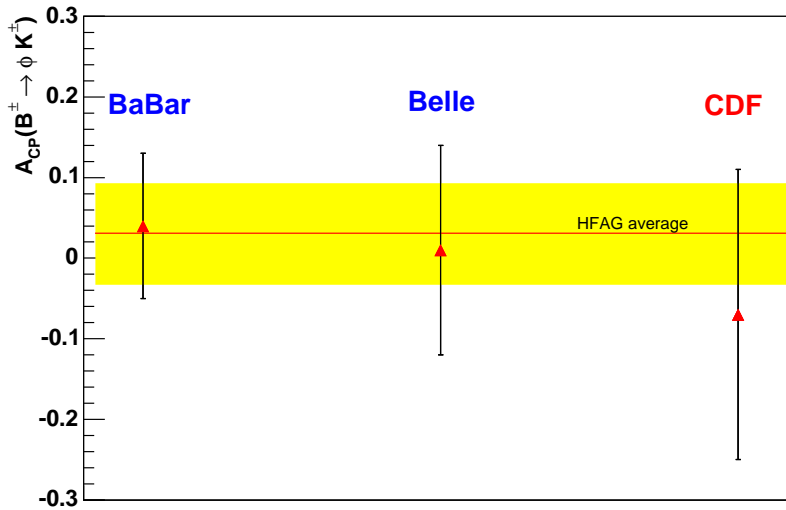


Obrázok 2.5: Experimentálne určenie hmotností  $W$  bozónu a  $t$  kvarku na  $CDF$  s dátami z obdobia *Run I* (vľavo) a predpokladaný výsledok (vpravo). Na pozadí výpočty berúce do úvahy rôzne hmotnosti  $m_H$  [19].

idom sú umiestnené detektory merajúce energiu častíc a detektory na identifikáciu prítomnosti miónov. Schématicky je detektor  $CDF$  zobrazený na obrázku 2.9. Os  $z$  prechádza stredom detektora rovnobežne so zväzkom. Polárny uhol  $\theta$  sa meria od zväzku so začiatkom odčítavania od kladnej polosi



Obrázok 2.6: Predo–zadná nábojová asymetria  $A_{FB}$  produkcie  $e^+e^-$  párov porovnaná s teoretickými predpoveďami [22].

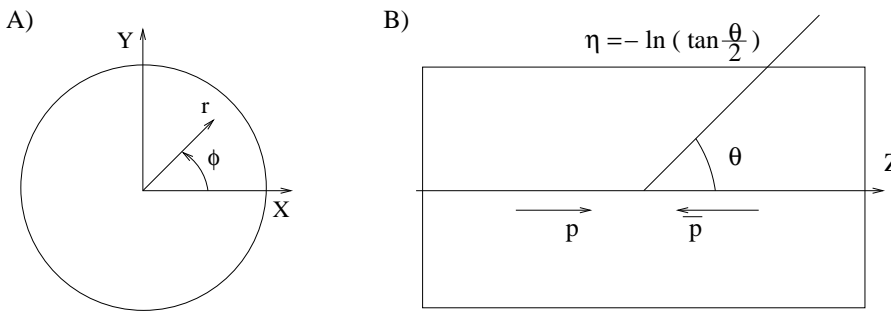


Obrázok 2.7: Zo  $180\text{pb}^{-1}$  dát bol určený pomer vetviacich pomerov pre  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$  a  $B^\pm \rightarrow \Phi K^\pm$ . Zobrazená  $CP$  asymetria,  $A_{CP}$ , odvodená z nameraných vetviacich pomerov, je porovnaná s výsledkami ďalších experimentov [25].

(v smere protónov) a následne pseudorapidita je určená vzt'ahom

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.3)$$

Azimutálny uhol  $\phi$  sa meria okolo osi zväzku, kde os  $y$  smeruje od spodnej časti detektora k vrchnej a spolu s kolmou osou  $x$  tvoria priečnu rovinu, nazývanú aj  $x$ - $y$  alebo  $r$ - $\phi$  rovinu, kde  $r$  je vzdialenosť zvoleného bodu od centra detektora  $[0,0]$  v priečnej rovine. Rovina kolmá k priečnej sa nazýva aj  $r$ - $z$  rovina. Schéma označenia súradníc na experimente CDF je na obrázku 2.8. Celú detekčnú oblasť možno rozdeliť na tri oblasti, a sice *centrálnu*, pre  $|\eta| < 1$ , a dve dopredné oblasti, pre  $|\eta| > 1$ . Dopredná oblasť sa rozdeľuje na západnú ( $\eta < 0$ ) a východnú ( $\eta > 0$ ).

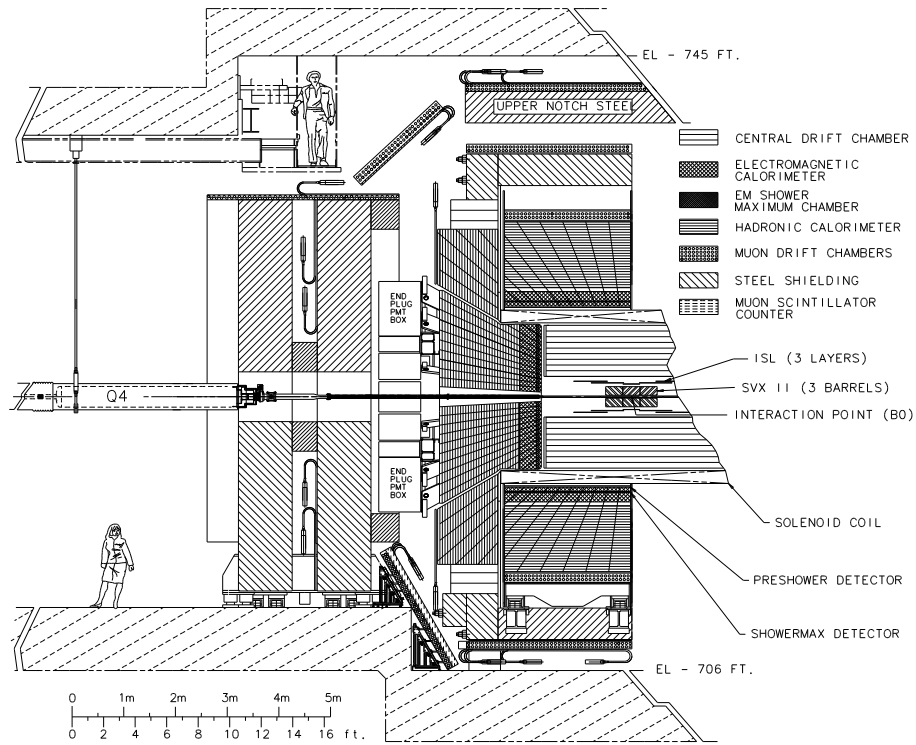


Obrázok 2.8: Schéma označenia súradníc na experimente CDF. Na obrázku A) sú označené súradnice v priečnej rovine, jedná sa o pohľad proti smeru zväzku protónov. Na obrázku B) sú označené súradnice v  $r$ - $z$  rovine.

Posledná rekonštrukcia detektora sa uskutočnila v období rokov 1996 až 2001 [17]. Hlavnými cieľmi bolo skvalitniť dráhové detektory, aby poskytovali lepšie parametre rekonštruovaných dráh pri vyššej luminozite zväzku a zväčšiť pokrytie detektora, ďalej nazývané akceptancia detektora.

Detektor po vylepšení umožňuje napr. rekonštruovať dráhy nabitých častíc s veľkou účinnosťou pre rozšírenú oblasť pseudorapidity (v prípade elektrónov až do  $|\eta| < 2,8$ ), trigerovať zaujímavé procesy vo väčšej miere oproti obdobiu *Run I* už na prvej úrovni trigera, identifikovať a rekonštruovať kinematické parametre fotónov, elektrónov, miónov a  $b$  hadrónov, merať typ častice pomocou energetických strát a doby preletu v oblasti pseudorapidity  $|\eta| < 1,0$ .



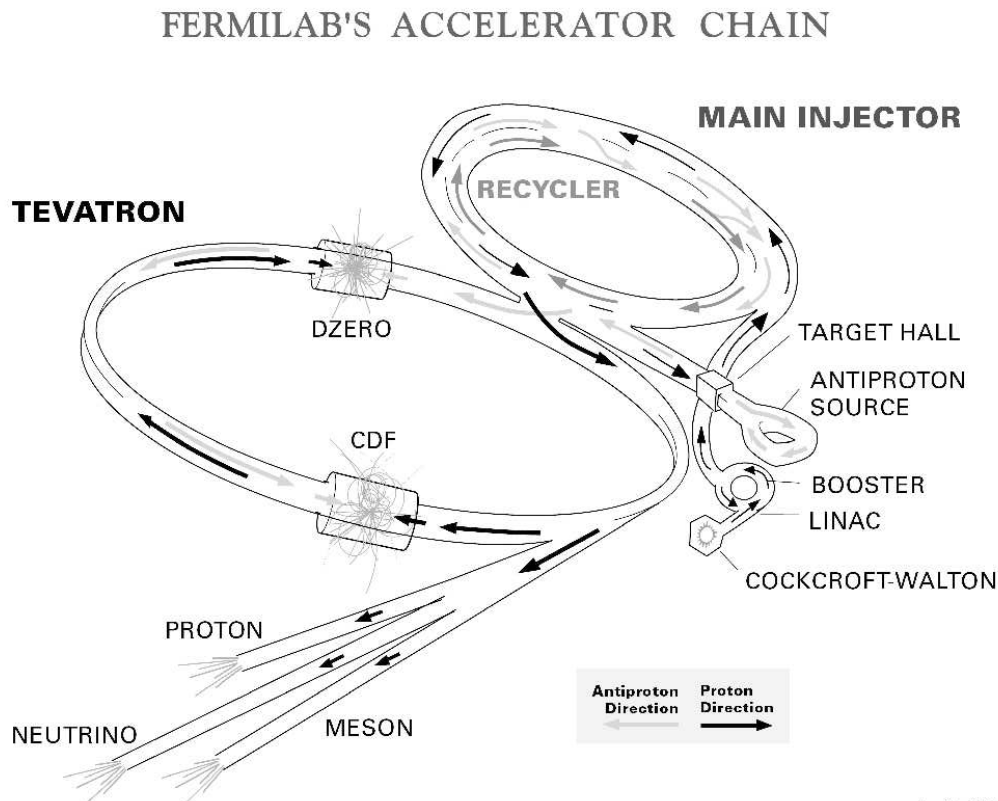


Obrázok 2.9: Rez detektorom *CDF* s označením poddetektorov. Detailný opis jednotlivých poddetektorov je v časti 2.7.

## 2.4 Urýchľovač protibežných častíc *Tevatron*

Vo Fermilabe je inštalovaný systém urýchľovačov, ktoré v nadväznosti na seba dopravujú do hlavného urýchľovača protibežných zväzkov (*Tevatron*) zväzky protónov a antiprotónov. Schéma urýchľovača *Tevatron* je na obrázku 2.10.

Protóny sa začínajú produkovať v *Cockcroft-Walton* urýchľovači, ktorý produkuje ióny vodíka a transportuje ich do lineárneho urýchľovača *Linac*. Na konci urýchľovača *Linac* sú k dispozícii protóny očistené od elektrónov. Následne vstupujú do synchrotrónneho urýchľovača *Booster*, kde sú urýchlené na kinetickú energiu 8 GeV. Po opustení *Boostera* sú následne transportované do urýchľovača *Main injector*. *Main injector* je kruhový urýchľovač, ktorý urýchli protóny a antiprotóny na energiu 150 GeV. Antiprotóny sú produkované zrážkou protónov s energiou 8 GeV s niklovým terčikom. Následne sú antiprotóny zozbierané do spojitého zväzku a chladené. Na tento účel slúži *Debuncher Ring* a *Accumulator*, tvoriace *Antiproton source*. Pri dostatočnom množstve antiprotónov, čo predstavuje hodnotu zhruba  $10^{12}$ ,



Obrázok 2.10: Schéma urýchľovača Tevatron s jednotlivými súčastami opísanými v texte.

sú tieto presmerované do urýchľovača zvaného *Recycler Ring* alebo iba *Recycler*, ktorý využíva rovnaký tunel ako *Main Injector*. Hlavným prínosom tohto urýchľovača je v tom, že po ukončení zrážania sa častíc<sup>8</sup> pre detekciu experimentmi *D0* a *CDF* sa antiprotony nezahodia, ale zvyšok sa uchová v *Recycle Ring* a doplní novými antiprotonmi. Po ukončení zrážania sa častice sa takýmto spôsobom využije až 75 % antiprotonov z pôvodného množstva.

*Tevatron* je urýchľovač kruhového tvaru so 6 km obvodom, v ktorom sa urýchľujú protóny a antiprotony v protibežnom smere z energie 150 GeV na  $\sim 1$  TeV. Dôležitým parametrom urýchľovača je luminozita, ktorá charakterizuje intenzitu zrážajúcich sa zväzkov v jednotkách [počet častíc.  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ].

<sup>8</sup> *store*, časový interval, počas ktorého dochádza k detekcii zrážok zväzkov, pričom počas tohto obdobia si zväzky musia udržať kvalitu (početnosť častíc, priemer zväzku, smer) v stanovených medziach.

Početnosť výskytu<sup>9</sup> procesu s účinným prierezom  $\sigma$  je charakterizovaná súčinom  $\mathcal{L}\sigma$ . Na urýchľovači *Tevatron* sa počíta okamžitá luminozita<sup>10</sup> podľa nasledujúceho vzorca

$$\mathcal{L} = \frac{N_{p\bar{p}}}{\sigma_{in}\epsilon_{CLC}} \quad (2.4)$$

kde  $N_{p\bar{p}}$  je početnosť výskytu nepružných  $p\bar{p}$  zrážok meraných monitormi luminozity  $CLC$ <sup>11</sup>,  $\epsilon_{CLC}$  je akceptancia detektorov  $CLC$  a  $\sigma_{in}$  je účinný prierez nepružnej  $p\bar{p}$  zrážky. Pre tento účinný prierez sa na experimente *CDF* používa hodnota 61,7 mb pre  $\sqrt{s} = 1,96$  TeV. 6 % neurčitost' luminozity je ovplyvnená hlavne neurčitost'ou v absolútnej normalizácii akceptancie  $CLC$  monitorov (< 20 %) a neurčitost'ou účinného prierezu zrážky < 4 %. Luminozita pre *Run II* obdobie bola naplánovaná na hodnotu  $2 \cdot 10^{32} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , pričom častice sú rozdelené vo zväzku do 36 zhlukov<sup>12</sup>. Zväzok počas trvania zrážok stráca svoju kvalitu. Typická doba zrážania sa zhlukov<sup>13</sup> je osem hodín, jeden až dva runy<sup>14</sup>. Hodnoty okamžitej luminozity pre jednotlivé intervaly zrážania sa častíc sú na obrázku 2.11. Doterajšia integrovaná<sup>15</sup> luminozita počas obdobia *Run II* je zobrazená na grafe 2.12. Plánovaná integrovaná luminozita pre prvú časť obdobia *Run II* je  $2 \text{fb}^{-1}$ .

## 2.5 Monitorovanie zväzku

Detektory  $CLC$  (*Cherenkov Luminosity Counters*) ktoré zabezpečujú monitorovanie luminozity, pozostávajú z plynových Čerenkovových detektorov umiestnených na oboch koncoch interakčného priestoru [27]. Schématicky je ich umiestnenie načrtnuté na obrázku 2.13. Technika merania luminozity je založená na sledovaní výskytu nepružných  $p\bar{p}$  interakcií, ktoré majú dostatočne veľký účinný prierez. Tradične sa na dané meranie využívajú scintilačné detektory. V prípade *CDF* experimentu sa scintilátory  $BSC$  (*Beam Shower Counter*) na vstupe a výstupe zväzku z detekčnej haly využívajú na meranie

<sup>9</sup>production rate

<sup>10</sup>instantaneous luminosity [18], luminozita zväzku v danej zrážke

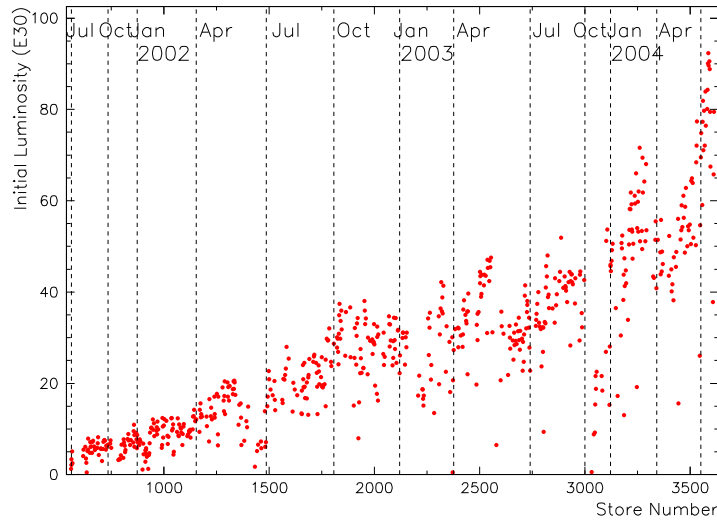
<sup>11</sup>Vid' časť 2.5.

<sup>12</sup>bunch

<sup>13</sup>Vyššie spomínaný store.

<sup>14</sup>V žargóne *CDF* experimentu sa za run považuje istá, zväčša niekoľko hodinová, perióda zberu dát s vyprodukovaným množstvom dát vhodnej veľkosti na nasledujúcu manipuláciu.

<sup>15</sup>Integrál okamžitej luminozity za dané obdobie zberu dát.

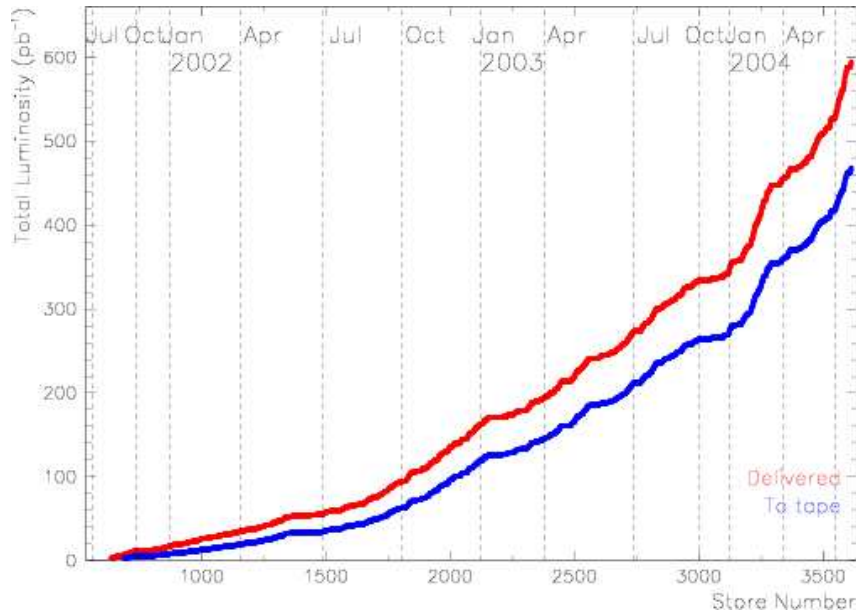


Obrázok 2.11: Okamžitá luminozita počas jednotlivých periód (nazývaných *store*) detekovania zrážok experimentom *CDF*.

strát častíc vo zväzku a monitorovanie okolia zväzku. Koincidencia početnosti vychádzajúcich častíc z interakčného priestoru je interpretovaná ako príspevok k interakciám, ale na druhej strane, prevaha počtu častíc na jednom z východov sa interpretuje ako strata protónového, prípadne antiprotónového zväzku. Tieto straty sú dôsledkom interakcie jedného zo zväzku s materiálom okolo zväzku, prípadne nečistotami v samotnom priestore zväzku. Monitorovanie strát je dôležité, pretože vychýlenie zväzku do oblasti detektora môže výrazne poškodiť dráhové detektory. Pozadie z takýchto neželaných interakcií môže ovplyvniť funkčnosť ostatných detektorov a je zdrojom k pozadiu študovaných procesov [28].

## 2.6 Magnet

Dráhový systém *CDF* detektora sa nachádza v homogénnom magnetickom poli o veľkosti 1,4T. Pole je rovnobežné so zväzkom a  $\vec{B}$  je orientované oproti osi  $z$ . Toto pole pokrýva priestor o dĺžke 3,5m s priemerom 2,8m. Je tvorené supravodivým solenoidom, chladeným kvapalným héliom. Napriek faktu, že magnet bol uvedený do prevádzky v roku 1980, predpokladá sa jeho plná funkčnosť počas celého obdobia *Run II*.



Obrázok 2.12: Integrovaná luminozita počas zberu dát v období *Run II* detektorom *CDF*. Červená krivka je pre celkovú luminozitu dodanú urýchľovačom a modrá pre luminozitu uloženú na nasledovné spracovanie.

## 2.7 Poddetektory *CDF* detektora

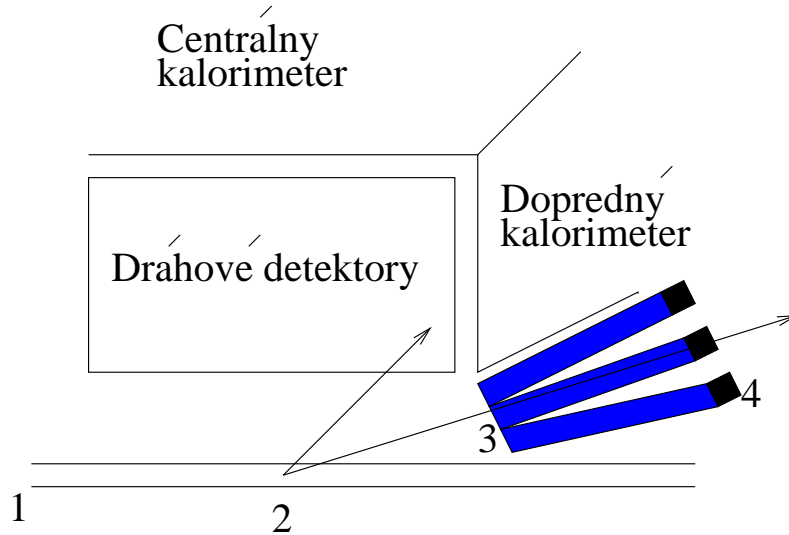
Jednotlivé poddetektory sú opísané v rámci rozsahu nevyhnutného pre pochopenie zámerov a krokov v analýze opísanej v časti 3 a 4. Náhľad na detektor *CDF* je na obrázku 2.14.

### 2.7.1 Dráhové kremíkové detektory

Dráhový systém detektora *CDF* začína sériou kremíkových detektorov (obrázok 2.16) už od tesnej blízkosti zväzku ( $\sim 1,5\text{cm}$  od osi zväzku). Prvú vrstvu tvorí *Layer 00* [31], kremíkový detektor konštruovaný s ohľadom na veľkú radiačnú záťaž. Signál je čítaný z jednej strany kremíkovej doštičky<sup>16</sup>. Táto vrstva po plnej implementácii v rámci rekonštrukcie informácie o dráhe produktov zrážky nezanedbateľne zvyšuje rozlíšenie impaktného parametra<sup>17</sup>. V prípade poškodenia prvej vyššej vrstvy kremíkoveho detektora, ktorá nie

<sup>16</sup>*silicon wafer*

<sup>17</sup>Najbližšia vzdialenosť medzi dráhou (jej predĺžením) a zvoleným bodom, najčastejšie prvotný interakčný bod.

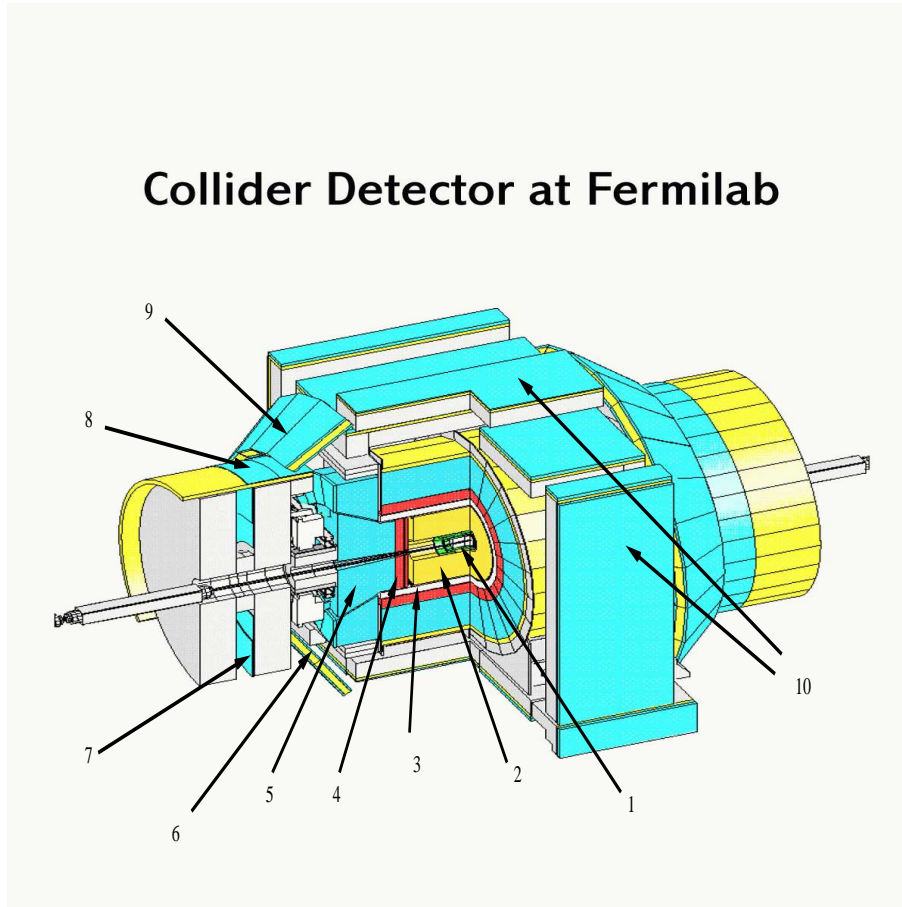


Obrázok 2.13: Schéma umiestnenia jedného Čerenkovovho detektora (označené číslom 3) pre meranie luminozity na CDF. Číslom 1 je označená rúra, v ktorej sú vedené zväzky na zrážku. Číslom 2 je označené miesto interakcie protónov a antiprotónov. Číslom 4 sú označené fotonásobiče na čítanie svetla zo scintilátorov.

je rovnako radiačne odolná, bude slúžiť prvá vrstva ako záloha funkčnosti detektora v tomto priestore.

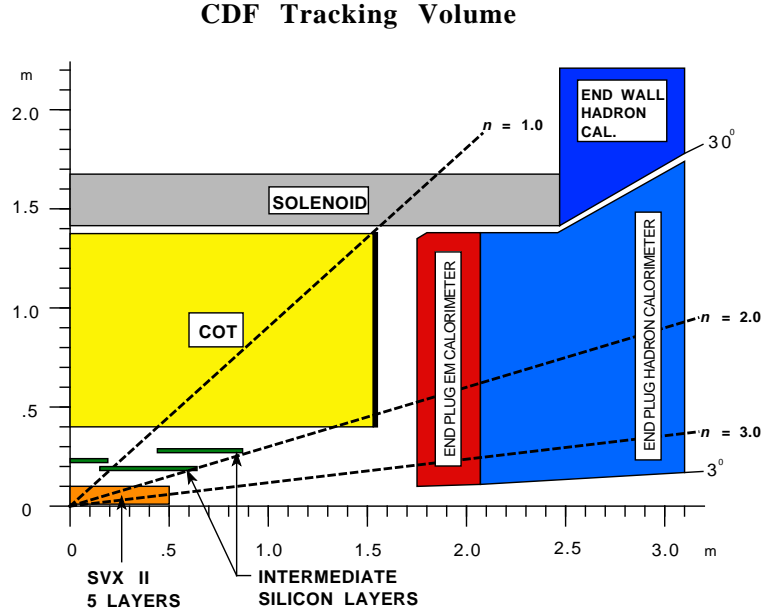
Samotné jadro kremíkového dráhového detektora je tvorené piatimi vrstvami doštičiek so signálom čítaným z oboch strán. Jedná sa o nástupcu predošlého SVXI detektora a označuje sa ako SVXII. Detekovaný signál, ktorého zdrojom je interakcia prelietavajúcej častice s materiálom detektora, sa číta pomocou stripov, ktoré budeme ďalej nazývať bod. Jedna vrstva kremíkových doštičiek meria polohu bodu dráhy v priečnej rovine, tieto body nazývame axiálne body, a druhá strana doštičiek má senzory pootočené vzhľadom na smer magnetického poľa: pre pootočenie o malý uhol  $1,2^\circ$  v dvoch vrstvách doštičiek hovoríme o malých stereo bodoch, v skratke SAS body<sup>18</sup>, alebo pre pootočenie o  $90^\circ$  pre tri vrstvy doštičiek hovoríme o stereo bodoch. Pomocou informácie získanej detekciou SAS a stereo bodov sa zabezpečuje získanie trojrozmernej informácie pre rekonštrukciu dráhy. Týchto päť vrstiev je umiestnených vo vzdialenosti od 2,5 do 10 cm od osi zväzku a rozprestierajú sa 45 cm na každú stranu od interakčného bodu  $[0,0]$ . Schéma usporiadania dráhových detektorov je zobrazená na obrázku 2.15. Ako je spomenuté v úvodnej kapitole, jedným z hlavných cieľov prestavby detekto-

<sup>18</sup>Shallow Angle Stereo



Obrázok 2.14: Náhľad na detektor *CDF* pre použitie v *Run II* období. Vybrané poddetektory sú označené nasledovne: č.1 kremíkový dráhový detektor (zelená farba), č.2 *COT* dráhová komora, č.3 *TOF* detektor (ružová farba, za týmto detektorom sa nachádza magnet), č.4 elektromagnetický kalorimeter, č.5 hadrónový kalorimeter. Zvyšné čísla označujú jednotlivé časti miónového detektora, konkrétne jeho časti konštruované na báze scintilátora: č.6 detektor *CSX Miniskirt*, č.7 detektor *TSU*, č.8 detektor *BSU*, č.9 detektor *CSX Externall*, č.10 detektor *CSP*.

ra bolo zväčšiť jeho akceptanciu. Pôvodne sa počítalo s rozšírením kapacity dráhových detektorov do doprednej oblasti pomocou detektora na báze scintilačných vlákien. Takéto riešenie sa ukázalo ako problematické a pristúpilo sa ku konštrukcii kremíkových detektorov, označených ako *ISL* (*Intermediate Silicon Layers*) [32], s čítaním informácie z oboch strán obdobným spôsobom ako je tomu u dvoch vrstiev *SVXII* detektora, teda je k dispozícii trojrozmerná dráhová informácia (stereo body sú odklonené o uhol  $1,2^\circ$ ). V centrálnej



Obrázok 2.15: Schématický náčrt dráhových detektorov. Preletový detektor nie je v schéme zahrnutý [29].

oblasti je vo vzdialenosti 22cm od osi zväzku umiestnená jedna vrstva. V doprednej oblasti  $1 < |\eta| < 2$  sú umiestnené dve vrstvy vo vzdialenosti 20 a 29 cm od osi zväzku. Pohľad na usporiadanie vrstiev v  $r$ - $z$  rovine je na obrázku 2.16. Na obrázku 2.17 je fotografia zhotoveného *ISL* detektora. Tieto vrstvy, spolu s *SVXII* vrstvami umožňujú rekonštrukciu dráh v oblastiach mimo pôsobnosti hlavného dráhového detektora *COT*, opísaného v nasledovnej časti, s výsledným dráhovým  $P_T$  rozlíšením kremíkových detektorov  $0.4\%/P_T^2$  a rozlíšením impaktného<sup>19</sup> parametra  $\sim 20 \mu\text{m}$ .

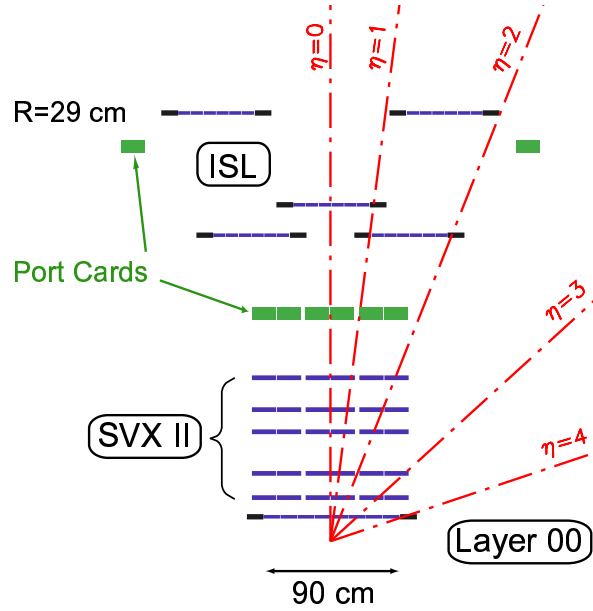
## 2.7.2 Centrálny dráhový detektor *COT*

Vývoj a konštrukcia *COT* (*Central Outer Tracker*) detektora namiesto pôvodného *CTC* (*Central Tracking Chamber*) bola nevyhnutná z dôvodu nárastu frekvencie zrážok v novom zväzku a následnej zvýšenej vyt'ažnosti<sup>20</sup> detektora [33]. *COT* zaberá priestor medzi 40 až 138cm od zväzku. Jedná sa o driftovú komoru naplnenú plynnou zmesou 50:35:15 argónu, etánu a  $\text{CF}_4$  s dobou driftu  $\sim 100 \text{ ns}$ , ktorá zabezpečuje dostatočne rýchlu odozvu na to,

<sup>19</sup>impact

<sup>20</sup>occupancy





Obrázok 2.16: Schématický náčrt vrstiev kremíkového detektora na experimente *CDF* [30].

aby sa predišlo nakladaniu signálu. Tento dráhový detektor je schopný rekonštruovať dráhy do hybnosti 300 GeV/c v oblasti pseudorapidity  $|\eta| < 1$ .

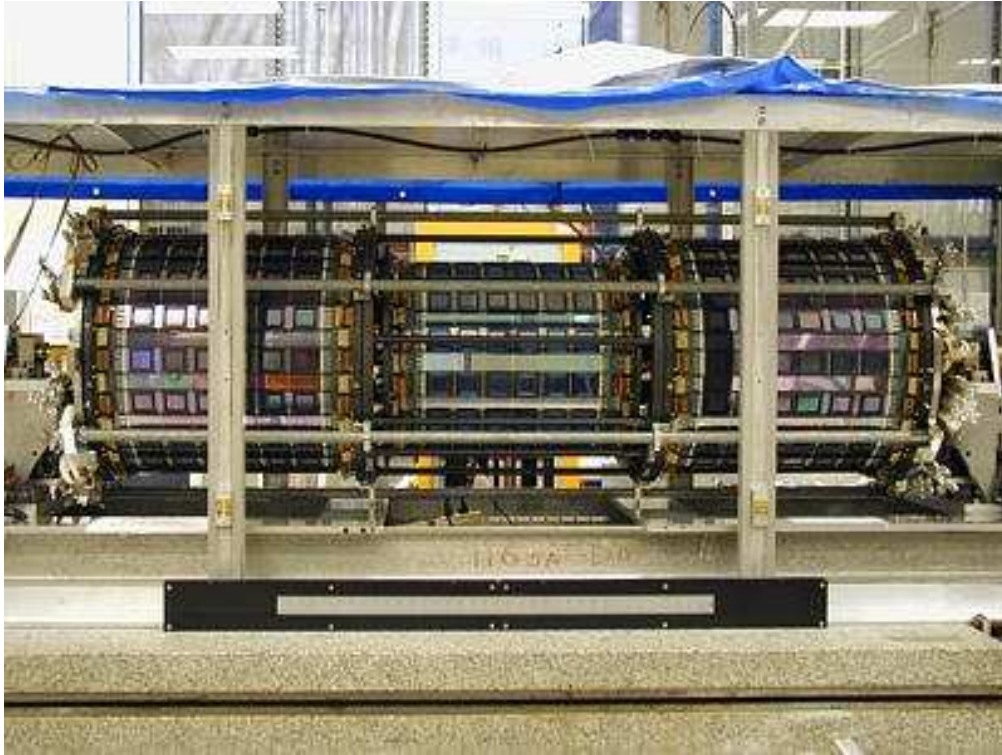
Detektor je segmentovaný na osem supervrstiev<sup>21</sup>, pričom každá z nich pozostáva z dvanástich podvrstiev. Každá podvrstva je zložená z citlivých vlákien na zber signálu, striedaných s vláknami na tvarovanie elektrického poľa (vid' obrázok 2.18). Podľa orientácie vlákien sa striedajú axiálne a stereo vrstvy. Axiálne vrstvy majú vlákna rovnobežné s magnetickým pólom a zabezpečujú meranie polohy bodu dráhy iba v priechnej rovine. Stereo vrstvy majú vlákna mierne vychýlené a zvierajú s magnetickým pólom uhol  $\pm 2^\circ$  [34].

### 2.7.3 Preletový detektor *TOF*

Priestor pre *TOF* (*Time-of-Flight*) detektor je vymedzený vnútornou stranou solenoidu a dráhovým *COT* detektorom (zhruba 140 cm od osi zväzku) [43]. Scintilačné tyče s rozmermi  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  a dĺžkou  $\sim 3 \text{ m}$  sú ukončené z dvoch strán fotonásobičmi *Hamamatsu R5946* s mriežkovým dynódovým systémom<sup>22</sup>, ktoré zabezpečujú meranie času výskytu a veľkosti impulzu. Ako je možné

<sup>21</sup> *superlayers*

<sup>22</sup> *fine mesh dynode system*



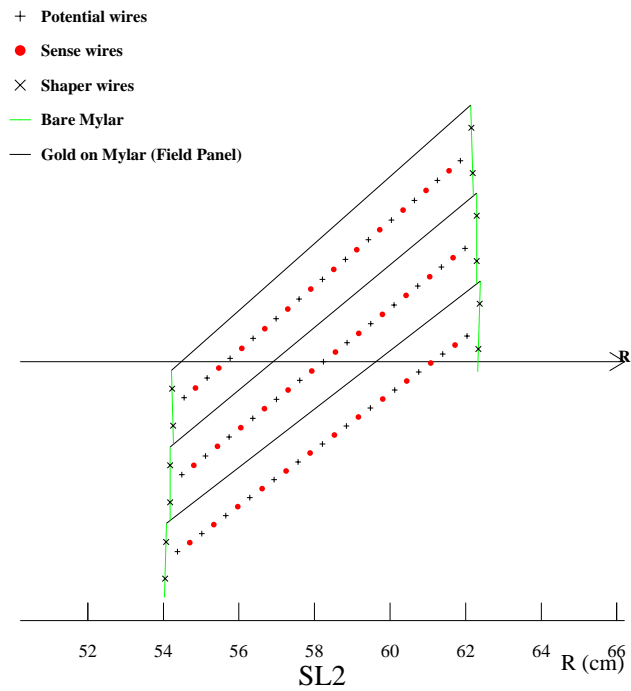
Obrázok 2.17: Fotografia zhotoveného *ISL* detektora pre experiment *CDF*.

vidieť na obrázku 2.19, scintilačné dosky sú rovnobežné s osou  $z$ . Celý systém pozostáva z 216 scintilačných tyčí. Ako scintilátor bol použitý materiál *Bicron 408* s krátkou dobou vyžarovania ( $\sim 0,9$  ns) scintilačného fotónu a zoslabovacou dĺžkou (380 cm). Detail riešenia svetelného prechodu medzi scintilátorom a fotonásobičom je na obrázku 2.20.

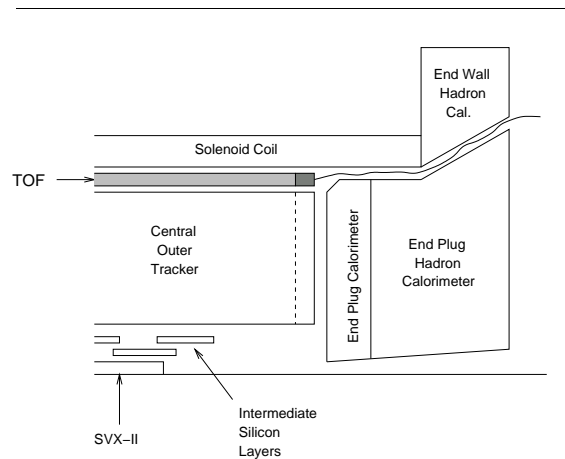
Porovnaním časovej odozvy z oboch koncov tyčí je možné získať časovú informáciu o prechode častice s presnosťou  $\sim 100$  ps, čo umožňuje rozlíšenie nabitého kaónu a piónu na úrovni  $2\sigma$  pre hybnosti do 1,6 GeV (vid' obrázok 2.21), a polohu prechodu častice vzhľadom na os  $z$ . Táto informácia sa neskôr kombinuje s extrapoláciou trojrozmernej dráhy a získava sa spojenie medzi časovou a dráhovou informáciou o detekovanej častici.

#### 2.7.4 Centrálny kalorimeter

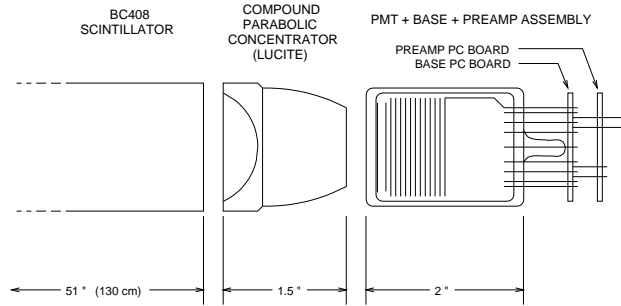
Vo všetkých kalorimetroch experimentu *CDF* je použitá technológia kalorimetrov samplingového typu s oddelenou časťou pre detekciu hadrónových a elektromagnetických spršok, pričom pokrývajú aj dopredné oblasti.



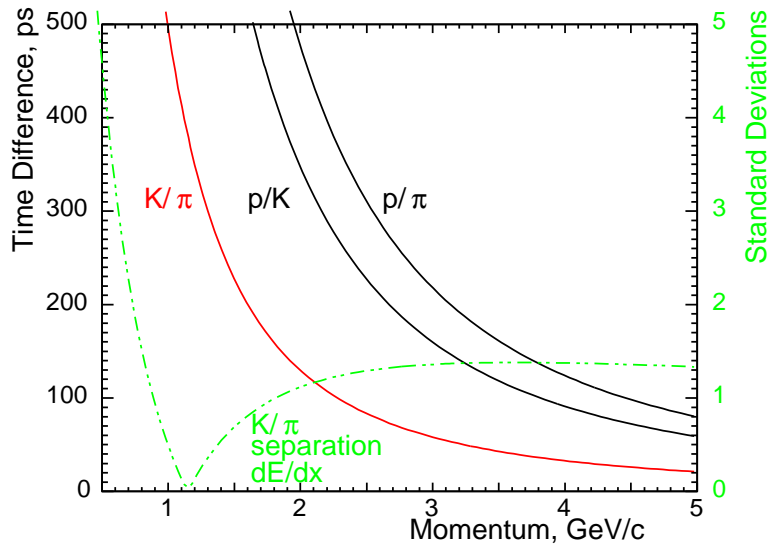
Obrázok 2.18: Vzhľad časti druhej supervrstvy dráhového *COT* detektora, kde znakom + sú označené potenciálové vlákna, červenou bodkou citlivé vlákna so zberom dát a znakom × vlákna tvarujúce pole [35].



Obrázok 2.19: Schéma umiestnenia *TOF* detektora.



Obrázok 2.20: Riešenie svetelného prechodu medzi fotonásobičom a scintilátorom [36].



Obrázok 2.21: Časový rozdiel doby preletu dráhy 140 cm medzi  $K/\pi$ ,  $p/K$  a  $p/\pi$  ako funkcia hybnosti [37]. Na pravej osi je časový rozdiel prepočítaný na rozlíšenie preletového detektora. Prerušovaná čiara predstavuje schopnosť rozlíšiť medzi  $K$  a  $\pi$  na základe merania ionizačných strát  $-dE/dx$  v  $COT$  detektore.

Na centrálnom elektromagnetickom kalorimetri ( $|\eta| < 1$ ) boli vykonané len minimálne zmeny. Pozostáva z projektívnych veží, ktoré sú konštruované striedaním olovených pasívnych a scintilačných častí, v ktorých sa detekuje signál. Rozmer jednej veže je  $15^\circ \Delta \phi$  a  $0,11 \Delta \eta$ . Signál je zo scintilátorov čítaný pomocou vlákien s posunom vlnovej dĺžky<sup>23</sup> a následne transportovaný čírymi vláknami k fotonásobičom. U žiadneho z týchto prvkov nebolo pozorované výrazné zníženie funkčnosti v dôsledku radiačnej zát'áže. Centrálny

<sup>23</sup>Použitý materiál *polymethylmethacrylate*.

elektromagnetický kalorimeter s hrúbkou  $19 X_0$  (radiačných dĺžok) dosahuje rozlíšenie

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{14,0\%}{\sqrt{E}} \oplus 2\%. \quad (2.5)$$

Zvláštnosťou kalorimetra je umiestnenie vláknových komôr<sup>24</sup> vo vzdialenosti maxima elektrónovej spříšky. Takýto detektor, nazývaný *CES*, poskytuje informáciu o polohe spříšky a zároveň umožňuje potlačiť prípady chybných identifikácií elektrónu. Ďalšia komora (*CPR*) sa nachádza pred samotným kalorimetrom v úlohe predspříškového detektora<sup>25</sup> a výrazne prispieva k rozlíšeniu medzi elektrónom a fotónom.

Hadrónová časť kalorimetra je zložená z 23 vrstiev železných a scintilačných platní. Projektívna geometria sa zhoduje s geometriou elektromagnetickej časti. Centrálny hadrónový kalorimeter s hrúbkou  $\sim 4,5 \lambda_I$  (interakčných dĺžok) dosahuje rozlíšenie

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{50,0\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%. \quad (2.6)$$

### 2.7.5 Dopredné kalorimetre

V doprednej oblasti  $1,10 < |\eta| < 3,64$  (prierez vid' na obrázku 2.22) bola použitá podobná technológia ako v centrálnej oblasti [38], jednak z dôvodu homogenosti dát a jednak z dôvodu rýchlosti odozvy<sup>26</sup>.

Kalorimeter je rozdelený v priečnej rovine na moduly s  $\Delta\phi = 15^\circ$ . Z pohľadu pseudorapidity je modul tvorený 12 vrstvami. Do pseudorapidity  $|\eta| < 2,11$  je segmentovaný v rámci modulu do 16 projektívnych veží v jednom module, pre oblasť  $2,11 < |\eta| < 3,6$  do štyroch. Segmentácia modulu je názorne vykreslená na obrázku 2.23.

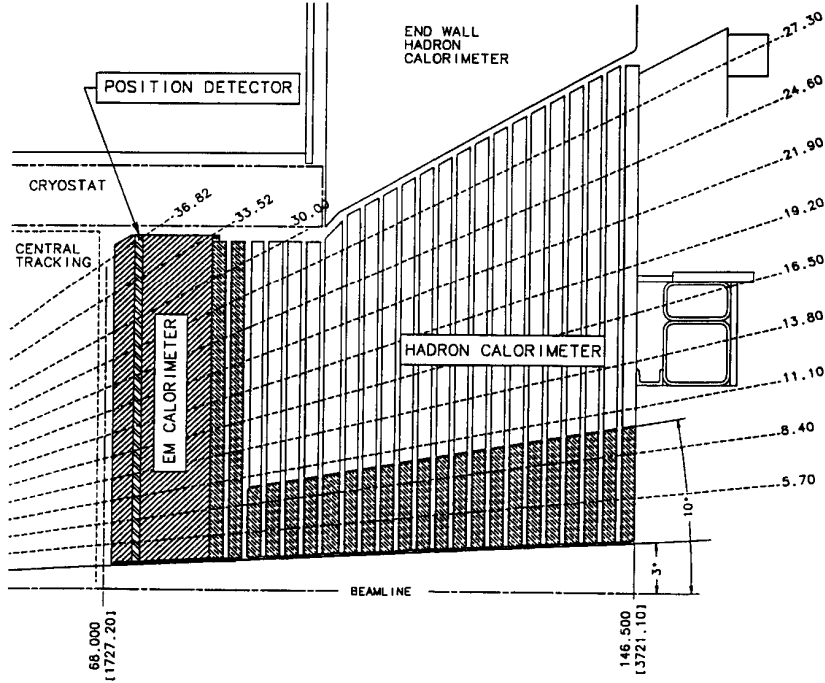
Ako absorbér v elektromagnetickom kalorimetri bolo použité olovo. Takéto platne sa striedali so scintilátormi hrúbky 4 mm. Prvú aktívnu vrstvu tvorí scintilátor plniaci funkciu predspříškového detektora, *PPR*<sup>27</sup>. Za týmto účelom je scintilačná platňa hrubšia (10 mm) a priehľadnejšia. Je čítaná

<sup>24</sup>wire chamber

<sup>25</sup>preshower detector

<sup>26</sup>Predošlá technológia plynového kalorimetra nespĺňala požiadavky pri prechode zhlukov častíc každých 132 ns.

<sup>27</sup>Preshower detector



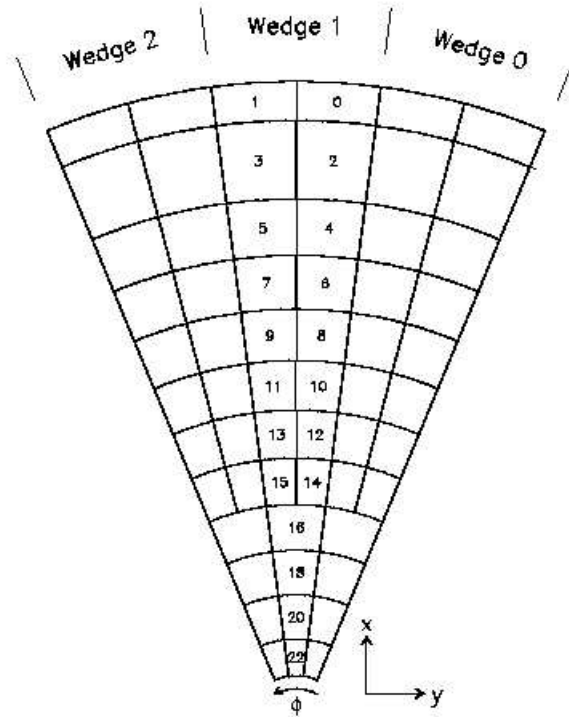
Obrázok 2.22: Prierez hornou časťou dopredného kalorimetra *CDF* detektora [38]. Na obrázku je naznačené umiestnenie *PES* detektora označením *Position detector*, rovnako ako je naznačená segmentácia kalorimetra v  $r$ - $z$  rovine.

osobitne od ostatných vrstiev kalorimetra mnohoanódovými<sup>28</sup> fotonásobičmi. Dopredný elektromagnetický kalorimeter s hrúbkou  $21 X_0$  dosahuje rozlíšenie

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{16,0\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%. \quad (2.7)$$

Aj v tomto detektore zhruba na úrovni šiestich radiačných dĺžok (za štvrtou platňou absorbéra) je umiestnený detektor na meranie polohy maxima elektromagnetickej spršky, zvaný *PES* [39]. Pozostáva z dvoch vrstiev, označovaných ako *U* a *V*. Každá vrstva sa skladá z 5 mm hrubých scintilačných pásov pokrývajúcich v smere uhla  $\phi$  oblasť  $45^\circ$ . Vrstvy sú voči osi modulu navzájom posunuté o  $+22,5$  a  $-22,5^\circ$  a teda poskytujú dvojrozmernú

<sup>28</sup>*multi-anode*



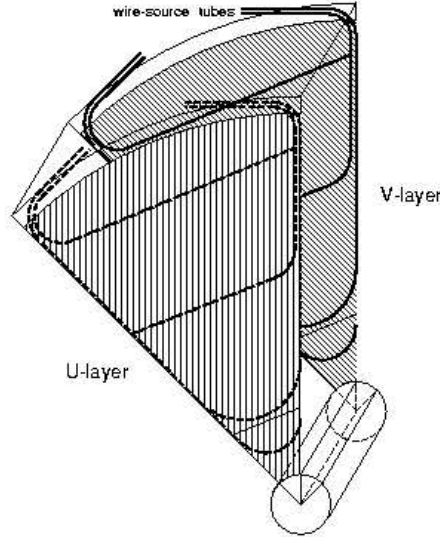
Obrázok 2.23: Segmentácia modulu (*wedge*) dopredného elektromagnetického kalorimetra *CDF* detektora s  $\Delta\phi = 15^\circ$ , s 12 vrstvami a naznačenými 20 projektívnymi vežami.

informáciu o polohe spršky s presnosťou 1 mm. Jednotlivé pásy sú čítané pomocou optických vlákien s posunom spektra. Geometria jedného  $45^\circ$  sektora sprškového detektora je na obrázku 2.24. Funkciou tejto časti kalorimetra bude zabezpečiť popri meraní polohy spršky rozlíšenie elektrónov a fotónov od častíc  $\pi^0$ .

Hadrónový detektor pokrýva priestor pseudorapidity  $1,30 < |\eta| < 3,64$  s hrúbkou  $7 \lambda_I$ . Dosiahnuté rozlíšenie

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{80,0\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\%. \quad (2.8)$$

je limitované predovšetkým samplingovými fluktuáciami v železnom absorberi (vklad konštantného člena je veľký pre energie nad 100 GeV). Hlavný dôraz pri konštrukcii bol kladený na homogénosť svetelného výťazku.



Obrázok 2.24: Schématický náčrt 45° segmentu sprškového detektora. Znázornené sú dve vrstvy  $U$  a  $V$  pootočené navzájom o 45° [39].

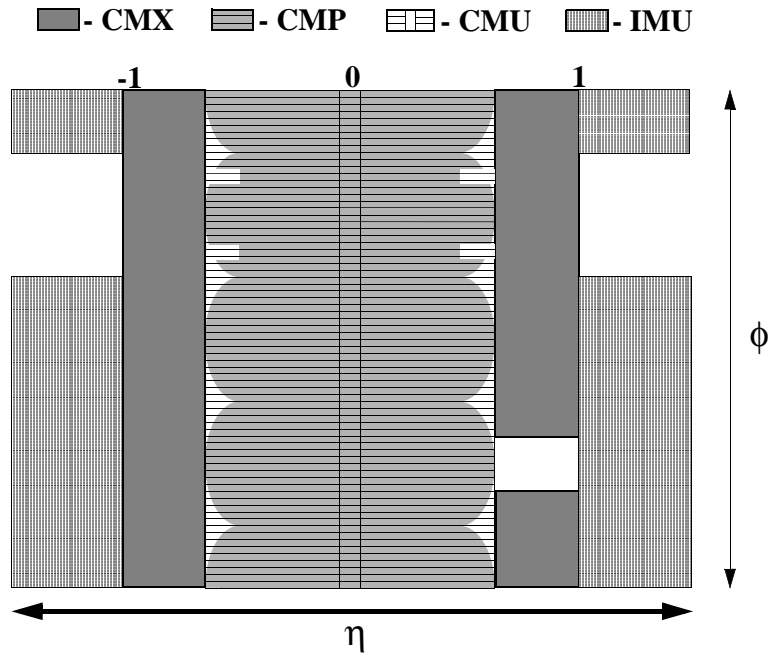
### 2.7.6 Miónové detektory

Pokrytie miónového systému v  $\eta$ - $\phi$  rovine je vykreslené na obrázku 2.25. Miónový systém v centrálnej oblasti pozostáva z  $CMU$  (*Central Muon Detector*) a  $CMP$  (*Central Muon Upgrade*) detektorov. Prvý z nich je tvorený 144 modulmi, kde každý z modulov je tvorený 16 štvorcovými bunkami (štyri bunky v štyroch vrstvách) s rozmermi bunky  $6,35 \times 2,68 \times 225 \text{ cm}^3$  [40]. Každá bunka pozostáva z komory pracujúcej v proporcionálnom režime.  $CMU$  je umiestnený hneď za hadrónovým kalorimetrom, ktorý pohltí 99% nabitých hadrónov. Okolo (z pohľadu interakčného bodu) tohto detektora (pokrivajúc plochu  $55^\circ \leq \theta \leq 90^\circ$ ) boli umiestnené ďalšie bunky detektora  $CMP$  s dodatočným tienením oceľovými platňami s hrúbkou 60cm. Jednotlivé bunky  $CMP$  detektora sú jednovláknové komory pracujúce v proporcionálnom režime a opäť sú usporiadané v štyroch vrstvách. Na okraji  $CMP$  (z pohľadu interakčného bodu) sa nachádza  $CSP$  (*Central Scintillator Upgrade*) detektor (pozri obrázok 2.14), pozostávajúci z platní scintilátorov. Ďalší zo systémov miónových detektorov je  $CMX$  (*Central Muon Extension*) a s ním spojený  $CSX$  (*Central Scintillator Detector*). Posledné dva spomenuté detektory rozširujú pokrytie v zmysle uhla  $\theta$  z  $55^\circ$  na  $44^\circ$ , s medzerou  $\phi = 30^\circ$ , ktorá je použitá kryogénnym systémom, a s medzerou  $\phi = 90^\circ$  kvôli podlahe haly, v ktorej sa nachádza detektor  $CDF$ . V prípade  $CMX$  sa jedná o driftové



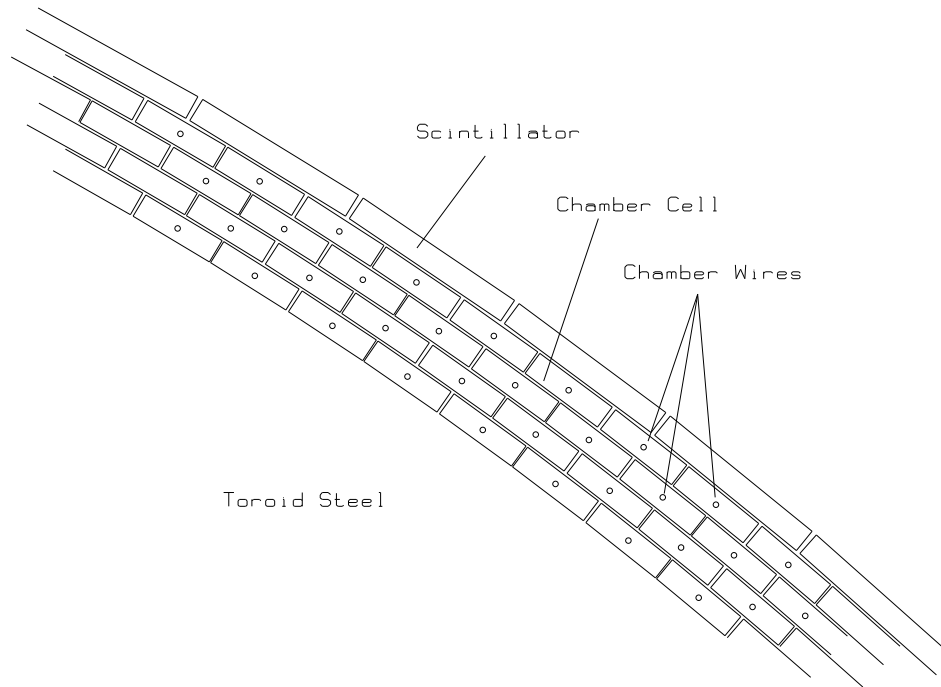
komory kónického tvaru.

V doprednej oblasti sa využíva *IMU* (*Intermediate Muon Detector*) detektor, ktorý bude ako tienenie proti hadrónom využívať toroidný magnet z predošlej konštrukcie *CDF* bez energetizácie a s dodatočnými platňami ocele. Opäť je použitá kombinácia driftových komôr a scintilačných platní, ako je možné vidieť na obrázku 2.26



Obrázok 2.25: Pokrytie priestoru v  $\eta$ - $\phi$  rovine miónovým systémom [42].

Pre nové scintilačné detektory ako napríklad v prípade *CSP* bola použitá technika zberu svetla zo scintilátora pomocou optických vlákien s posunovačom optických dĺžok [42, 44]. Schéma konštrukcie takéhoto detektora je na obrázku 2.27. Výhodou takéhoto riešenia oproti klasickej konštrukcii zberu svetla na kratšej strane detektora pomocou vodiča svetla, tzv. konštrukcia *fish tail*, je menšia závislosť na lokálnych poruchách v priesvitnosti scintilátora, menšia plocha fotokatódy pre zber svetla, menší mŕtvy priestor zaberaný vodičom svetla a rozmernými fotonásobičmi.



Obrázok 2.26: Náčrt barelu *IMU* detektora s detailom (*Chamber*) komôr a príslušných scintilátorov.

## 2.8 Triger, zber dát a ich úprava

Triger dát<sup>29</sup> sa líši od predošlých systémov, pričom hlavnou motiváciou pri jeho budovaní bolo zabezpečiť separáciu eventov pri prelete zhlukov častíc každých 132 ns [46]. Pozostáva z dvoch hardvérových úrovní a jednej softvérovej úrovne. Schéma trigerovacieho systému je na obrázku 2.28.

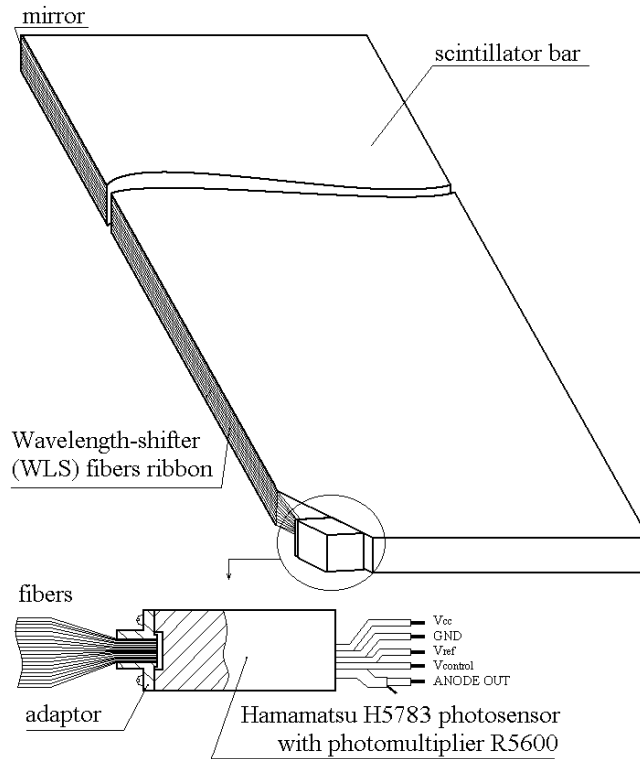
### 2.8.1 Prvá úroveň trigeru, *L1*

Elektronika poddetektorov je napojená na synchronnú dátovú zbernicu<sup>30</sup>, ktorá uchováva 42 eventov v chronologickej postupnosti. Jedná sa o čisto hardvérovú úroveň, ktorá rozhodne o splnení kritérií počas  $4 \mu\text{s}$ . Ak sa event vyskytuje veľmi často, môže triger vyberať z možných eventov iba istú podmnožinu<sup>31</sup> a takto zmenšiť množstvo uložených eventov. Prvá úroveň

<sup>29</sup> *data trigger*

<sup>30</sup> *synchronous pipeline*

<sup>31</sup> *prescaling*. Ak je napríklad požiadavka pre triger iba výskyt elektromagnetického klastra s detekovanou priechnou energiou  $> 20 \text{ GeV}$ , musel by celý systém trigeru spracovávať signál príliš často. Preto sa pri takýchto kritériách volí faktor určujúci, koľký vhodný



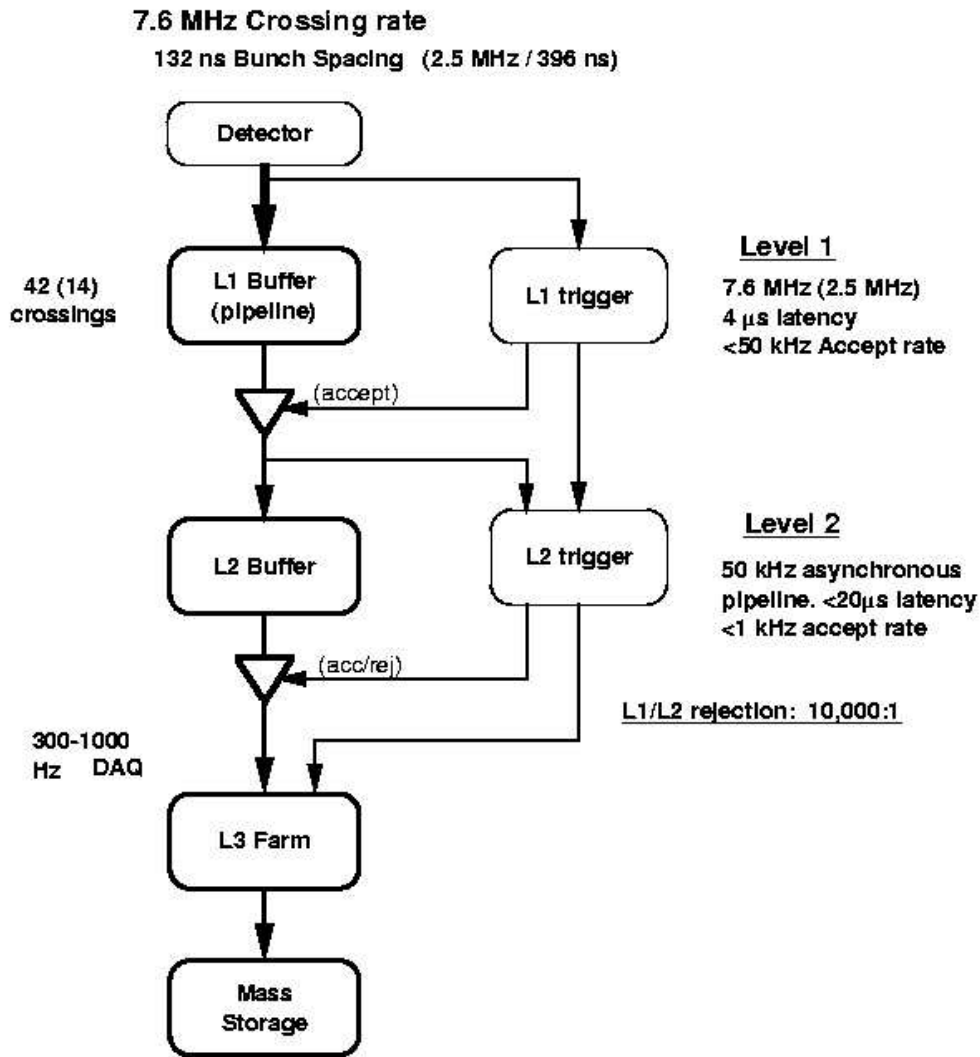
Obrázok 2.27: Scintilačný detektor so zberom svetla pomocou optických vlákien (*fibers ribbon*) pozdĺž scintilačnej platne [42].

zabezpečí potlačenie zberu faktorom  $\sim 150$ , čo následne zabezpečí zníženie frekvencie dát zo 7,6 MHz na 50 kHz. Môže kombinovať jednotlivé sledované požiadavky, pričom je možné sledovať 64 skupín pozostávajúcich z kombinácií informácií nasledovných modulov a objektov:

- modul *XFT* (*eXtremely Fast Tracker*) rekonštruje dráhu v priečnej rovine na základe informácií z *COT* detektora. Zároveň modul *XTRP* (*Track Extrapolation System*) umožňuje extrapoláciu tejto dráhy do oblasti kalorimetrov a miónových detektorov.
- kalorimetrický modul, ktorý sleduje informáciu o detekovaných elektrónoch, fotónoch, jetoch, celkovej priečnej a chýbajúcej energii.
- miónový modul, ktorý spája informáciu z modulu *XTRP* a signálu v miónových detektoroch

---

event, zo všetkých možných v poradí, sa spracuje, napr. každý stý.



Obrázok 2.28: Blokový diagram trigeru pre *CDF* detektor na obdobie *Run II*. Opis trigeru jev texte.

- skonštruované trigerovacie objekty (elektróny, mióny, atď.) na základe dostupných detektorových informácií.

## 2.8.2 Druhá úroveň trigeru, *L2*

Pozostáva zo štyroch nezávislých asynchrónnych bufferov, kde je informácia o evente uložená až do rozhodnutia o vymazaní alebo akceptovaní. Faktor

potlačenia dát je  $\sim 150$  a následná výstupná frekvencia dát je 300Hz. Na tejto úrovni môže dôjsť k naplneniu všetkých bufferov a následnej mŕtvej dobe až do uvoľnenia jedného z nich. Aby bola táto doba na rozumnej hodnote (asi 10% prvej úrovne), aj v tomto prípade sa využívajú zbernice, ktoré rozdelia rozhodovací proces do dvoch krokov. V prvom kroku sú vyhodnocované informácie z jednotlivých detektorov a aplikované algoritmy na vytvorenie trigerovaných objektov (elektróny, mióny, atď.):

- V prípade jetov sa sumuje energia vo viacerých vežiach klasterovým algoritmom *L2CAL* a meria sa celková energia jetu.
- Informácia (*XCES*) zo sprškových detektorov v kalorimetroch potlačuje výskyt falošných elektrónov a fotónov a poskytuje informáciu pre nájdenie príslušnej dráhy meranej *XFT* modulom.
- Kremíkové detektory poskytujú informáciu pre modul *SVT* (*Silicon Vertex Tracker*), ktorý rekonštruje dráhu a jej impaktný parameter.
- Zbierajú sa ďalšie informácie z prvej úrovne.

V druhej časti zbernice sú jednotlivé informácie konfrontované so skupinou požiadaviek. Takýchto skupín je zhruba stovka, od pomerne jednoduchých požiadaviek na prítomnosť leptónu až po zložité kombinácie impaktných parametrov a rekonštruovaných invariantných hmotností v príslušnom hmotnostnom intervale. Schéma použitia informácií z jednotlivých detektorov spomenutými modulmi je na obrázku 2.29.

### 2.8.3 Tretia úroveň trigeru, *L3*

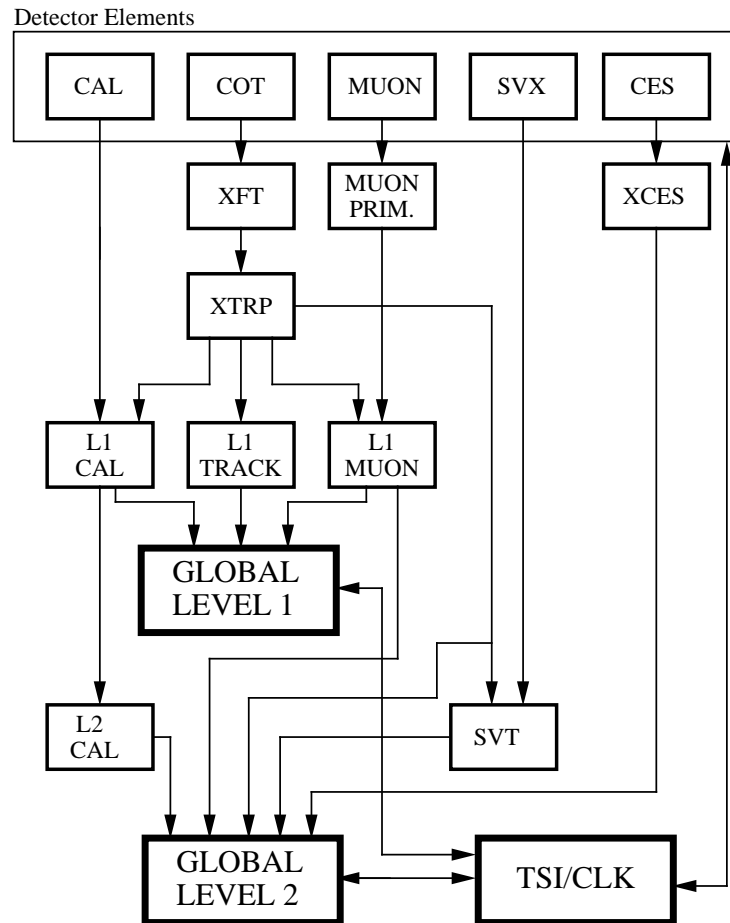
Ak je event akceptovaný druhou úrovňou, informácia o evente je rekonštruovaná softvérom. Jedná sa o softvér na báze C++, ktorý zahŕňa v sebe rovnaké rekonštrukčné algoritmy aké sú použité aj pre offline spracovanie dát. Po rekonštrukcii eventu sú jeho charakteristiky histogramované a ak splnia jednotlivé stanovené požiadavky, je udalosť zapísaná na pásku. Faktor potlačenia dát je zhruba na úrovni desiat, čo vedie k frekvencií výskytu dát asi 50 Hz.

### 2.8.4 Softvér na spracovanie dát

Cieľom softvéru na spracovanie dát<sup>32</sup> je vlastne preklad informácie z detektora (detektorové bity, výstupy v rôznych súboroch) na štruktúry premenných

<sup>32</sup>*production software*

## RUN II TRIGGER SYSTEM



PJW 9/23/96

Obrázok 2.29: Blokový diagram použitia informácií z jednotlivých detektorov pre moduly trigeru.

s fyzikálnou informáciou. Zároveň slúži ako spoločný rámec pre prístup k rôznym formám súborov. Softvér pre spracovanie dát sa vyvíja každý deň. Dáta sú spracované pre použitie jednotlivými užívateľmi starostlivo skontrolovanou verziou, ktorá odráža aktuálny vývin softvéru, fungovania detektora a charakteristík dát. Avšak užívateľ si pri spracovávaní dát môže voliť moduly rekonštrukcie informácie z detektora, napríklad rekonštrukciu dráhy alebo elektrónu v kalorimetri, a táto rekonštrukcia môže byť realizovaná na dátach,

ktoré už boli pred tým rekonštruované. To umožňuje aplikovať pri spracovaní dát najnovšie poznatky o algoritmoch (zmeny, nájdené chyby...) a stave detektora (kalibrácie, korekcie premenných podľa aktuálnej funkčnosti detektora) vzhľadom na verziu softvéru, ktorá bola použitá pri prvotnom spracovaní dát. Tieto moduly si volí užívateľ cez *Tcl/Tk* rozhranie.

## 2.9 Algoritmy

V nasledovných častiach stručne opíšeme algoritmy, ktoré považujeme za dôležité z hľadiska chápania analýzy.

### 2.9.1 Hľadanie primárneho vertexu

Určenie pozície interakcie protónu a antiprotónu, teda primárneho vertexu, je dôležité nielen pre potreby analýzy ako takej, ale aj pre samotnú rekonštrukciu dráh. Pozícia v priečnej rovine<sup>33</sup> je daná meraním pozície zväzku. V experimente *CDF* sa teda pod pojmom primárneho vertexu myslí pozícia interakcie na osi  $z$ .

V prvom kroku sú zostavené možné dráhy z kvalitných signálov jednotlivých častí kremíkového detektora. Nejedná sa o rekonštrukciu ozajstným dráhovým algoritmom, jedná sa skôr o akýsi preddráhový<sup>34</sup> algoritmus. Zoberú sa trojrozmerné body (jedná sa o výsledok kombinácie axiálnych a *SAS* bodov z tej istej kremíkovej dosky) z troch vrstiev kremíkového detektora a urobia sa priamky z kombinácií bodov vnútornej a vonkajšej vrstvy. Za dráhu sa považuje priamka, ktorej je možné priradiť trojrozmerný bod aj na vnútornej vrstve. Schématický náčrt takto nájdenej dráhy je na obrázku 2.30. Tieto preddráhy sú extrapolované do zväzku a poloha priesečníku je histogramovaná. Po extrapolovaní dostupných dráh sa nájde maximum histogramovaných polôh, ktoré sa označí ako primárny vertex. V spektre sa môže vyskytovať viacero primárnych vertexov, keďže pri zrážke zhlukov častíc môže byť prítomných viacero kolízií protónu a antiprotónu. Príklad extrapolácií je možné vidieť na obrázku 2.31. Takýto primárny vertex sa používa pri rekonštrukcii tzv. *SiSa* dráhy, opísanej v nasledujúcej časti, a budeme ho nazývať dočasný primárny vertex<sup>35</sup>.

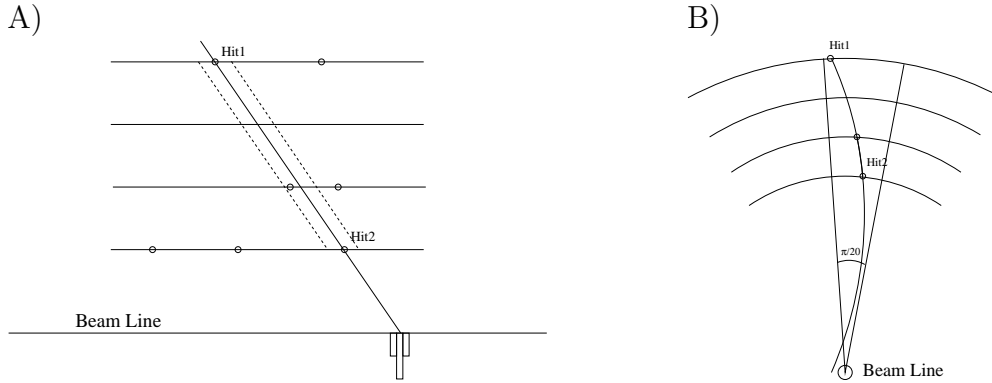
Pod premennou  $P_{VZ}$  opísanou v časti 3.3 sa myslí taký primárny vertex, ktorý je nájdený pomocou váhovaného priemeru primárnych vertexov dráh<sup>36</sup>

<sup>33</sup>Popis vid' v časti 2.3.

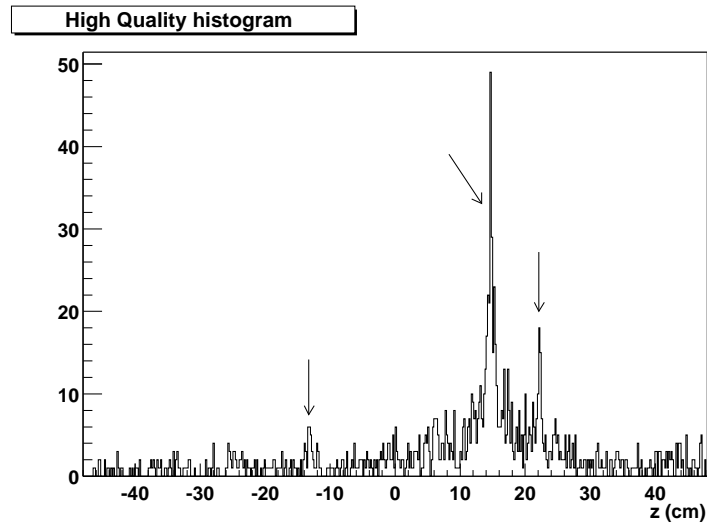
<sup>34</sup>*pre-tracking*

<sup>35</sup>V terminológii experimentu *CDF* sa nazýva *Pre-Tracking Primary Vertex*.

<sup>36</sup>V prípade dráhy sa za primárny vertex považuje prienik extrapolácie dráhy a zväzku.



Obrázok 2.30: Príklad dráhy vytvorenej z kombinácie trojrozmerných bodov (*Hit1* na vonkajšej, *Hit2* na vnútornej vrstve a jeden rekonštruovaný trojrozmerný bod na medzivrstve v rámci vymedzeného intervalu okolo spojnice bodov *Hit1* a *Hit2*) a extrapolácia do zväzku (*beamline*). Pohľad na dráhu A) v  $r$ - $z$ , B) v  $r$ - $\phi$  rovine [50].



Obrázok 2.31: Príklad histogramu extrapolácií do zväzku pre  $t\bar{t}$  event s pridanými dvoma minimum bias eventami. Šípky označujú identifikované dočasné primárne vertexy [50].

( $z_0$ ) rekonštruovaných štandardnými dráhovými algoritmi. Váha je nepriamo úmerná kvadrátu chyby v určení primárneho vertexu dráhy. Hlavným parametrom na výber vertexu<sup>37</sup> je potom kvalita dráh, ktoré sa použili

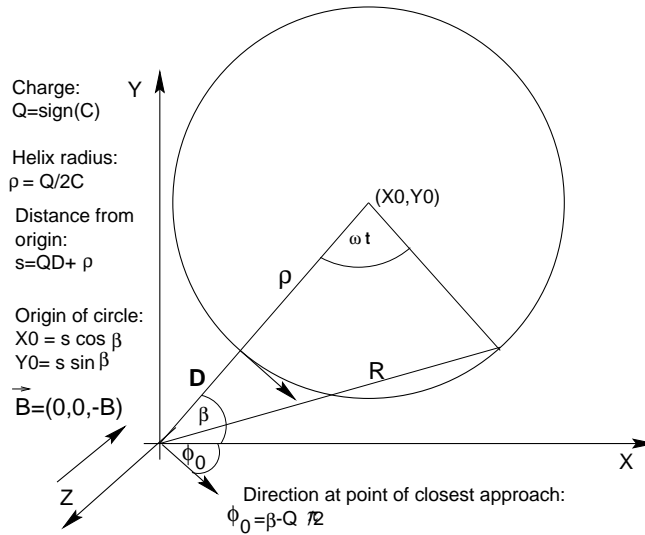
<sup>37</sup> *vertex quality*



pri hľadaní primárneho vertexu<sup>38</sup>.

## 2.9.2 Dráhové algoritmy

V našej analýze využívame predovšetkým trojrozmerné dráhy, ktoré sú získané rekonštrukciou informácie z *COT* a kremíkových detektorov, uložených v magnetickom poli. Dráha častice je v magnetickom poli zakrivená a v experimente *CDF* sa krivka dráhy popisuje nasledovnými piatimi parametrami<sup>39</sup> [51] (vid' obrázok 2.32):



Obrázok 2.32: Schématický popis parametrizácie priemetu dráhy pozitívne nabitých častice do priecnej roviny  $x-y$ .

- $\cot \theta$  : kotangens uhla medzi osou  $z$  a spojnicou primárneho vertexu s najbližším bodom dráhy (k primárnemu vertexu) v rovine  $r-z$ .
- $C$  : zakrivenie dráhy<sup>40</sup>, má rovnaké znamienko ako náboj častice.
- $z_0$  : pozícia bodu na osi  $z$ , ktorý je najbližšie ku krivke dráhy.
- $D$  : impaktný parameter, ide o minimálnu vzdialenosť primárneho vertexu a najbližšieho bodu dráhy (k primárnemu vertexu) v rovine  $x-y$ .

<sup>38</sup>Modul na hľadanie vertexu sa volá *ZVertexColl*.

<sup>39</sup>Perigee parametrizácia.

<sup>40</sup>half curvature

- $\Phi_0$  : smer dráhy. Uhol medzi osou  $x$  a dotičnicou ku krivke dráhy v bode, ktorý je najbližšie k primárnemu vertexu v rovine  $x-y$ .

### Metóda rekonštrukcie dráhy *Outside-In*

Táto stratégia vychádza z rekonštrukcie dráhy v *COT* detektore [54]. Tento detektor pokrýva dostatočne veľký priestor vo väčšej vzdialenosti<sup>41</sup> od zväzku než kremíkový detektor a poskytuje dostatočný potenciál na najrýchlejšiu rekonštrukciu dráhy. Jeden z použitých algoritmov rekonštruje informáciu v jednotlivých supervrstvách. Tieto segmenty sú následne spájané do dráh. Viac o dráhových algoritmoch v *COT* je v prácach [52] a [53].

Po takejto rekonštrukcii dráhy sa pripája v *Outside-In* stratégii informácia z kremíkového detektora. Dráha z *COT* je postupne extrapolovaná do oblasti kremíkového detektora. Postupne sa myslí tak, že najprv sa extrapoluje dráha do najbližšej vrstvy, asociuje sa axiálny bod<sup>42</sup> kremíkového detektora k predĺženiu z *COT* a prefitujú sa parametre dráhy aj s týmto novým bodom. Ak je viacero bodov v danej vrstve na asociáciu v rámci zvoleného intervalu<sup>43</sup> okolo extrapolácie, následne je vytvorených viacero kópií dráhy s rôznymi vhodnými bodmi. Po extrapolovaní všetkými vrstvami kremíkového detektora je k dispozícii zväčša viacero výsledných dráh. Vyberie sa tá s najlepším  $\chi^2$  na najväčší počet asociovaných bodov v kremíkovom detektore. K tejto dráhe sa postupne v rámci cesty hľadajú *SAS* a stereo body. Po priradení aj týchto bodov sa opäť prefitujú parametre dráhy.

### Metóda rekonštrukcie dráhy *Silicon Standalone - SiSa* dráhy

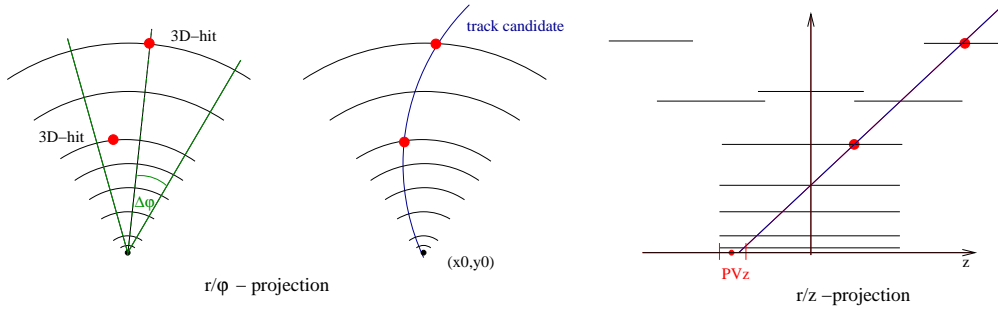
V tomto prípade sa využíva iba informácia z kremíkového detektora [55]. Aby sa znížilo množstvo kombinácií bodov na rekonštrukciu *SiSa* dráhy, z rekonštrukcie sú vylúčené body, ktoré boli použité v metóde rekonštrukcie dráhy *Outside-In*. Na rozdiel od metódy rekonštrukcie *Outside-In*, kde sa body priradovali extrapolácii *COT* dráhy, je potrebné v prípade *SiSa* algoritmu vytvoriť prvotnú predlohu, nazývanú tiež *seed*. Jedná sa o zložitú úlohu nie z pohľadu vytvorenia predlohy, ale z pohľadu výberu predlohy, pretože iba pár predlôh zodpovedá skutočnej dráhe. Na začiatku sú požadované tri body v  $r-\phi$  rovine (axiálne body) a dva v  $r-z$  rovine (požadujú sa *SAS* body). Kombináciou axiálnych a *SAS* bodov získavame trojrozmernú informáciu o polohe bodu. Takto nájdené body sa označujú ako *3D* body.

<sup>41</sup>Dráhy sú dobre izolované, je potrebné menej kombinácií na spájanie bodov do dráhy než v oblasti kremíkových detektorov.

<sup>42</sup>Význam názvov bodov v kremíkovom detektore vid' v časti 2.7.1.

<sup>43</sup>Interval okolo extrapolovanej dráhy definuje cestu dráhy, nazývanú aj *road*.

Nájdené  $3D$  body rovnakého druhu musia byť z rôznych vrstiev, mali by ležať v priestore  $\Delta\phi = \pm\frac{\pi}{20}$  a v  $r$ - $z$  rovine by mala extrapolácia priamky vytvorená z týchto bodov prechádzať  $\pm 5$  cm okolo dočasného primárneho vertexu. Algoritmus teda začína rekonštruovať dráhu na základe predlohy vytvorenej z  $3D$  bodov a informácie o dočasnom primárnom vertexe (pozri časť 2.9.1). Použitím informácie o dočasnom primárnom vertexe sa zavádza vplyv (*bias*) nájdenia polohy zväzku, primárneho vertexu, čo treba mať na zreteli pri použití algoritmu v analýze. Schéma takejto dráhy je na obrázku 2.33.



Obrázok 2.33: Vyhľadanie dráhy pomocou dvoch trojrozmerných (v texte označených  $3D$ ) bodov a pozície dočasného primárneho vertexu. Schéma je zobrazená naľavo v  $r$ - $\phi$ , napravo v  $r$ - $z$  rovine [55].

Z takto vytvorených kandidátov sa vyberajú na fitovanie kandidáti s najvyššou priečnou hybnosťou  $P_T$  a s vhodnou kombináciou vrstiev, z ktorých pochádzajú použité  $3D$  body. Body použité v týchto kandidátoch už nesmú byť použité pre inú dráhu, čo výrazne znižuje počet dráh na fitovanie.

### Metóda rekonštrukcie dráhy *Inside-Out*

Táto stratégia je nadstavbou metódy rekonštrukcie dráhy *SiSa* [56]. V prípade, že častica prechádza časťou *COT* detektora, avšak príliš krátkou na rekonštrukciu samostatnej dráhy v *COT* (čo je menej než štyri supervrstvy), tak sa extrapoluje *SiSa* dráha do *COT* detektora a z bodov (ako základ sa berie aspoň 6 axiálnych a 2 stereo body) v *COT* detektore sa sformuje cesta<sup>44</sup>, v rámci ktorej sa rekonštruje *COT* dráha, pričom sa využíva informácia zo *SiSa* dráhy o impaktnom parametri a polohe interakcie v priestore zväzku.

<sup>44</sup>*road*, začiatok je na prieniku vnútornej vrstvy *COT* detektora a extrapolácie *SiSa* dráhy a je široká  $\sim 1,4$  mm, na konci je široká  $\sim 2,0$  mm. V rámci cesty sa formuje dráha z dostupných bodov.

*SiSa* dráha sa potom znovu zrekonštruuje, pričom body *SiSa* dráhy sa prefitujú na predĺženie *COT* dráhy<sup>45</sup> do kremíkového detektora. Zároveň sa táto stratégia využíva na overenie *SiSa* algoritmu a jeho prípadných zmien. Teda *SiSa* dráha poskytne pre definíciu *COT* dráhy vymedzenie cesty, kde sa *COT* dráha hľadá, a svoje parametre. Späťne *COT* dráha poskytne extrapoláciu (*seed*) pre prefitovanie bodov *SiSa* dráhy.

### 2.9.3 Algoritmus na vytvorenie *EM* klastra

Segmentácia elektromagnetických (*EM*) kalorimetrov na veže je jemnejšia než rozmer spršky. Preto elektromagnetický objekt, napr. elektrón, je charakterizovaný súborom veží, ktoré tvoria tzv. klaster. Pri formovaní elektromagnetického klastra v kalorimetroch sú použité rozdielne algoritmy pre centrálnu a doprednú oblasť. Hlavnou motiváciou bol fakt, že štandardný algoritmus používaný v centrálnej oblasti<sup>46</sup> vytvorí klaster s rozmerom  $3 \times 3$  veže. Takýto klaster pozostáva z hlavnej veže, nazývanej aj *seed tower*, obklopenej 8 vežami. Tento rozmer klastra s 9 vežami však v doprednej oblasti obsahoval veľké množstvo pozadia k detekovanému elektromagnetickému objektu, bol príliš veľký. Preto sa vytvoril algoritmus nazývaný *BF\_PEMClustering*<sup>47</sup> algoritmus, ktorý formuje klaster s rozmerom  $2 \times 2$  veže [57]. Algoritmus zjednušene pracuje nasledovne: vytvorí si zoznam veží spĺňajúcich isté kritériá. Tieto veže označí ako vhodné na pridanie do rekonštruovaného klastra. Z tejto skupiny veží na základe náročnejších kritérií vyberie veže, ktoré môžu slúžiť za základ klastra ako hlavné veže. Potom k hlavnej veži hľadá z okolitých veží, vhodných na klasterovanie, najenergetickejšiu, v zmysle s najväčšou priečnou energiou  $E_T$ <sup>48</sup>. Takáto dvojica hlavnej a susediacej najenergetickejšej veže tvoria základ klastra. Na doplnenie do rozmeru  $2 \times 2$  sa hľadajú medzi ďalšími susediacimi vežami (musia susediť s oboma vežami už zaradenými do klastra) také, ktoré zabezpečia výslednému klastru najväčšiu priečnu energiu  $E_T$ . Pre výsledný klaster je zároveň požadované, aby pomer medzi energiou uloženou vo výslednom hadrónovom a elektromagnetickom klastru<sup>49</sup> bol menší než hodnota 0,125. Veže už použité na formovanie jedného klastra sa nemôžu začleniť do druhého klastra.

<sup>45</sup>Teda *COT* dráha slúži ako *seed*.

<sup>46</sup>Algoritmus sa nazýva *SeedEMClustering*, detaily o tomto algoritme je možné nájsť v práci [57].

<sup>47</sup>*BF* je skratka pre *Brute Force*.

<sup>48</sup>Definíciu priečnej energie pozri v časti 3.3. Pri formovaní klastra je priečna energia počítaná vzhľadom k centrálnemu bodu [0,0].

<sup>49</sup>Tu je potrebné pripomenúť, že hadrónový a elektromagnetický kalorimeter majú rovnakú projektívnu segmentáciu.



# Kapitola 3

## Vzorky dát, Monte Carlo simulácií a vybrané postupy

Pre potreby určenia všetkých komponent na meranie súčinu účinného prierezu produkcie  $W$  bozónu a vetviaceho pomeru jeho rozpadu na elektrón a neutríno používame niekoľko vzoriek experimentálnych dát a Monte Carlo simulácií. V tejto kapitole je detailne opísaný trigger, použitý na detekciu vzorky dát určenú na výber  $W$  bozónov pomocou elektrónu detekovaného v doprednej oblasti, a luminozita príslušnej vzorky. Pri analýze sme používali vzorky MC simulácií, ktorých produkcia je opísaná v tejto kapitole. Nasleduje opis premenných, ktoré sú použité v postupoch opísaných v nasledujúcej kapitole. Okrem vzoriek procesu ( $p\bar{p} \rightarrow W + X$  s  $W \rightarrow e\nu$ ) pri analýze používame aj dáta procesu  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  vyprodukovaného v zrážke  $p\bar{p}$ , ktoré sú použité na určenie niektorých účinností. Takáto vzorka dát sa zvykne pri analýze nazývať kontrolná vzorka<sup>1</sup>. V závere je opis metódy určenia  $QCD$  pozadia v procese  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ , potrebná pre spresnenie výpočtu účinnosti opísaného v nasledujúcej kapitole.

### 3.1 *MET\_PEM* trigger pre výber $W$ bozónu

Dáta, ktoré boli použité v našej analýze, pochádzajú z intervalu runov<sup>2</sup> 141544 až 156847, nameraných v období od februára 2002 až po technickú odstavku detektora v januári 2003. Vzorka dát, elektrón a neutríno, pre prezentovanú analýzu bola nameraná pomocou súboru triggerovacích požiadaviek<sup>3</sup> nazývaných *MET\_PEM*, ktoré vyberajú eventy s priečnou energiou

---

<sup>1</sup> *control sample*

<sup>2</sup> Definíciu runu na experimente *CDF* vid' v časti 2.4.

<sup>3</sup> *trigger paths*

$E_T > 20\text{GeV}$ , nameranou v doprednej oblasti (definíciu doprednej oblasti vid' v časti 2.3), a chýbajúcou priečnou energiou  $\cancel{E}_T > 15\text{GeV}$ . Tento súbor obsahuje trigger nielen pre analyzované dáta, ale aj tzv. záložné trigre používané pri vyhodnocovaní účinností jednotlivých úrovní triggera pre zber požadovaných dát. Požiadavky v *MET\_PEM* pre dáta použité v našej analýze využívajú informáciu z dopredného kalorimetra a na jednotlivých úrovniach majú nasledovnú formu:

- Prvá úroveň: nazývaná *L1\_EM8\_MET15*  
Na prvej úrovni sa vyžaduje jedna veža triggera v elektromagnetickom kalorimetri s priečnou energiou ( $E_T$ ) väčšou než 8 GeV, pomer energie v hadrónovom a elektromagnetickom kalorimetri *Had/Em* menší než 0,125 a chýbajúca priečna energia ( $\cancel{E}_T$ ) väčšia než 15 GeV (vysvetlenie premenných vid' v časti 3.3).
- Druhá úroveň: nazývaná *L2\_PEM20\_L1\_EM8\_MET15*  
Vyžaduje splnené požiadavky z prvej úrovne *L1\_EM8\_MET15*. K tomu sa vyžaduje klaster v doprednom elektromagnetickom kalorimetri s priečnou energiou väčšou než 20 GeV a *Had/Em* menšie než 0,125.
- Tretia úroveň: *L3\_PEM20\_MET15*  
Po splnení požiadaviek prvej a druhej úrovne sa vyžaduje elektromagnetický klaster spracovaný offline softvérom s priečnou energiou väčšou než 20 GeV, *Had/Em* meším než 0,125 a s offline vyhodnotenou chýbajúcou priečnou energiou väčšou než 15 GeV.

## 3.2 Luminozita

Celková integrovaná luminozita, ktorá zodpovedá analyzovaným dátam, je  $64\text{pb}^{-1}$ . Jej meranie vychádzalo zo zoznamu dobrých runov (aktuálna verzia je v zdroji [59]). Navyše k týmto štandardným kritériám [58] boli ešte požadované zapojené všetky zložky kremíkoveho dráhového detektora. Na výpočet integrovanej luminozity pre jednotlivé runy bol použitý vzorec 2.4.

## 3.3 Opis premenných použitých v analýze dát

V tejto časti opíšeme premenné použité v našej analýze. Najprv sa sústreďíme na premenné v doprednej oblasti, neskôr opíšeme premenné použité pre elektrón kontrolnej vzorky detekovaný v centrálnej oblasti detektora (vymedzenie centrálnej a doprednej oblasti vid' 2.3).

- **Elektromagnetický klaster a pričná energia  $E_T$**   
Pri formovaní elektromagnetického klastra v kalorimetri je použitý *BF-Clustering*<sup>4</sup> algoritmus. Na každý klaster sú aplikované korekcie opísané v nasledujúcej časti 3.4.1 a dodatočné energetické škálovanie, opísané v časti 3.6.  $E_T$  sa počíta ako súčin celkovej energie v klasteri a  $\sin \theta$  ( $\theta$  je polárny uhol).
- ***Had/Em***  
Je to podiel celkovej energie z hadrónového kalorimetra a energie v elektromagnetickom kalorimetri, ktorá je uložená vo vežiach tvoriacich analyzovaný klaster.
- ***IsoRel***  
Energia izolácie je definovaná ako  $E_T^{izol}$  podľa vzt'ahu

$$E_T^{izol} = E_T^{0,4} - E_T^{klaster}, \quad (3.1)$$

kde  $E_T^{0,4}$  je energia v kónuse  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} \leq 0,4$  okolo osi elektrónového klastra. Od tejto energie v kónuse je odčítaná pričná energia<sup>5</sup> uložená v samotnom elektromagnetickom klasteri,  $E_T^{klaster}$ . Izolovaná energia, nazývaná aj *isolation*, je korigovaná na únik energie do susedných veží, ako je opísané v časti 3.4.1. V našej analýze sme používali relatívnu energiu izolácie, *IsoRel*, čo je pomer energie izolácie a energie  $E_T^{klaster}$ .

- **$\vec{E}_T$**   
Chýbajúca pričná energia, získaná sumou energie v klastroch kalorimetrov v priestore vymedzenom vzt'ahom  $|\eta| < 3,6$ .

$$\vec{E}_T = - \sum_i E_T^i \hat{n}^i, \quad (3.2)$$

kde  $\hat{n}^i$  je jednotkový vektor kolmý na os  $z$  a smerujúci k  $i$ -temu klasteru s energiou  $E_T^i$ .

<sup>4</sup>Stručný opis algoritmu je v časti 2.9.3.

<sup>5</sup>Vo zvyšku práce sa pričná energia detekovaná v klasteri označuje ako  $E_T$ .



- $P_{VZ}$   
Primárny vertex (opis vid' v časti 2.9.1) rekonštruovaný modulom *ZVertexColl* za použitia *Outside-In* a *SiSa* dráh s pričnými hybnosťami  $P_T > 0,5 \text{ GeV}/c$ .
- $\Delta X, \Delta Y$   
Dráha je extrapolovaná do oblasti spíškového detektora v oblasti kalorimetra, ktorý meria pozíciu spíšky.  $\Delta X$  a  $\Delta Y$  sú rozdiely (namerané v pričnej rovine  $x-y$ ) medzi extrapoláciou dráhy a pozíciou spíšky napríklad elektrónového kandidáta.
- $E/P$   
Je to pomer energie uloženej v študovanom klastru a hybnosti nameranej z rekonštruovanej trojrozsmernej dráhy, ktorá je asociovaná s daným klastrom. Asociovanie dráhy a klastra je opísané v časti 4.2.

Vysvetlenie premenných použitých v centrálnej oblasti [60, 61]:

- $E_T$   
Pozri predošlú definíciu pričnej energie. V prípade centrálnej oblasti sa používa rozmer troch veží v smere pseudorapidity ( $\Delta \eta \simeq 0,3$ ) a jednej v smere uhla  $\phi$  ( $\Delta \phi \simeq 15^\circ$ ) na definíciu rozmeru klastra.
- $\chi_{strip}^2$   
Výška a tvar impulzu zo spíškového *CES* detektora v centrálnom elektromagnetickom kalorimetri je porovnávaná s parametrami impulzu získaných počas testov kalorimetra. Premenná je  $\chi^2$  fitu medzi dátami a testovacou odozvou.
- $Lshr$   
Pričný profil elektromagnetickej spíšky je použitý na porovnanie rozdelenia energie v pričnom smere voči smeru letu elektrónu s rozdelením získaným počas testov kalorimetra.
- $P_T$   
V prípade centrálnej oblasti sa myslí pričná hybnosť dráhy meranej *COT* detektorom.
- $P_{VZ}$   
V centrálnej oblasti sa používa ako primárny vertex parameter  $z_0$  dráhy asociovanaj k elektromagnetickému klastru, kde  $z_0$  je prienik dráhy a zväzku. K asociácii dochádza v centrálnej oblasti už na úrovni trigera.

- $Q$   
náboj častice.
- $\Delta X, \Delta Z$   
Rozdiel medzi koordinátmi dráhy extrapolovanej do *CES* detektora a koordinátmi meranými spíškovým *CES* detektorom v  $r - \phi$  rovine pre  $\Delta X$  a v  $r - z$  rovine pre  $\Delta Z$ . Premenná  $\Delta X$  je pre násobená nábojom elektrónu  $Q$ .
- **Kritériá na kvalitu dráhy**  
Aby sa predišlo použitiu eventu so zle nameranou dráhou, sú stanovené minimálne požiadavky na kvalitu asociovanej dráhy. Takáto dráha musí pozostávať z informácie nameranej aspoň v 3 axiálnych a 3 stereo supervrstvách *COT*, pričom v každej vrstve musí byť zaznamenaných aspoň 7 bodov.
- ***fidEle=1***  
Táto premenná v sebe zahŕňa definíciu priestoru, v ktorom je meranie spoľahlivé. Vylúčené sú veže a bloky veží, o ktorých sa vie, že nie sú schopné dobre detekovať časticu (poškodený systém na zber svetla a pod.), ako aj priestory použité na vedenie káblov.

## 3.4 Korekcie premenných z nameraných dát

Vzorka dát nameraná vyššie opísaným *MET\_PEM* trigerom je identifikovateľná v systéme dát experimentu *CDF* označením *bhel08*. Pôvodne na spracovanie nameraných dát bola použitá verzia 4.8.4 produkčného softvéru<sup>6</sup>. Pred samotnou analýzou boli niektoré veličiny prepracované novou verziou softvéru, konkrétne verziou 4.11.1. Prepracovali sa kalorimetrické a dráhové veličiny, aby sa zobrali do úvahy nové kalorimetrické korekcie a lepšie možnosti softvéru pri rekonštrukcii dráh.

### 3.4.1 Kalorimetrické korekcie

Korekcie pre odozvu jednotlivých veží dopredného kalorimetra sú aplikované pri rekonštruovaní klastra a sú brané z databázy. S použitím verzie 4.11.1 boli dodané pri formovaní kalorimetrického klastra nasledovné korekcie:

---

<sup>6</sup>Opísaný v časti 2.8.4.

- korekcia na variáciu zisku od veže k veži<sup>7</sup>, kde sa upravuje získaná odozva veže tak, aby sa vyhladili veľké variácie medzi odozvami jednotlivých veží [62].
- korekcia na časovú závislosť zmeny odozvy detektora pre jednotlivé veže. Tieto korekcie sú získané z kalibrácie detektora pomocou lasera a zdroja rádioaktívnych častíc počas zberu dát [62].
- maskovacie korekcie<sup>8</sup>. Jedná sa o korekciu  $x$  a  $z$  pozície odozvy spíškoveho detektora v kalorimetri. Táto korekcia sa zisťuje z dát získaných počas testov s testovacím zväzkom [62].
- Energia izolácie v kalorimetri je korigovaná na únik energie<sup>9</sup> z detekovanej oblasti, v prípade že os spíšky je posunutá k okraju elektrónového klastra [63] a nie všetka energia, ktorá by mala byť detekovaná v elektromagnetickom klastru je v ňom naozaj detekovaná. Korekčný faktor sa aplikuje na odčítavanú priečnu energiu elektrónu.

### 3.4.2 Korekcie chýbajúcej priečnej energie

Na úrovni trigera a pri prvotnom spracovaní informácie produkčným softvérom je chýbajúca priečna energia počítaná za predpokladu, že zrážka nastala v strede detektora  $z = 0,0$  cm. My sme korigovali túto energiu vo všetkých prípadoch, kedy bol nájdený primárny vertex vzhľadom k jeho pozícii.

## 3.5 Vzorky Monte Carlo simulácií

Vzorky MC simulácií sa používajú na určenie akceptancie detektora a štúdia procesov prispievajúcich k pozadiu signálu  $W \rightarrow e\nu$ , ako aj na porovnanie s experimentálnymi rozdeleniami. Vzorky boli vyprodukované pomocou programového balíka *Pythia* 6.203 [65, 66] s partónovými distribučnými funkciami *CTEQ5L*[67]. *Pythiou* boli generované bozóny na úrovni *leading order (LO)* s  $P_T$  rozdelením bozónu doladeným na zhodu s *CDF* dátami (vid' časť 3.5.1). Na úrovni generovania procesu neboli aplikované žiadne obmedzenia na  $P_T$  vyprodukovaného leptónu a jeho rapidity. Energia zväzku pre reakciu bola nastavená na hodnotu 980 GeV a pozícia interakčného

---

<sup>7</sup>*tower to tower*

<sup>8</sup>*face correction*

<sup>9</sup>*correction for leakage energy*

bodú je posunutá v kladnom smere osi  $z$  o 3 cm s Gaussovským rozdelením so šírkou 25 cm, čo odzrkadľuje skutočnosť pozorovanú v experimentálnych dátach. Pri produkcii vzoriek bola použitá realistická simulácia odozvy detektora s doladením množstva simulovaného materiálu detektora (viď časť 3.5.2). Vzorky, ktoré sme používali pri našej analýze, sú výsledkom spolupráce odborníkov na simuláciu detektora a fyzikálnych procesov so skupinou venujúcou sa štúdiu úloh v oblasti elektroslabej fyziky. Jedná sa o tieto vzorky:

- Vzorka *wewk9e* pre proces  $W \rightarrow e\nu$  použitá na určenie akceptancie detektora.
- Štyri vzorky (*wewk3e*, *wewk4e*, *wewk6e* a *wewk8e*) procesu  $W \rightarrow e\nu$  použité na štúdium systematických efektov pri určovaní akceptancie. Jednotlivé vzorky sa líšia extra materiálom umiestneným v simuláciách pred kalorimetrami, pričom sa jedná o  $\pm 1\sigma$  variácie množstva materiálu oproti základnej vzorke *wewk9a*.
- Vzorka *zewk1e* pre proces  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  (Drell–Yanovské páry) na štúdium príspevku tohto procesu k pozadiu. Minimálna invariantná hmotnosť dvojelektrónového systému bola nastavená na 30 GeV.
- Vzorka *wewk1t* pre proces  $W \rightarrow \tau\nu$  na štúdium príspevku tohto procesu k pozadiu signálu.

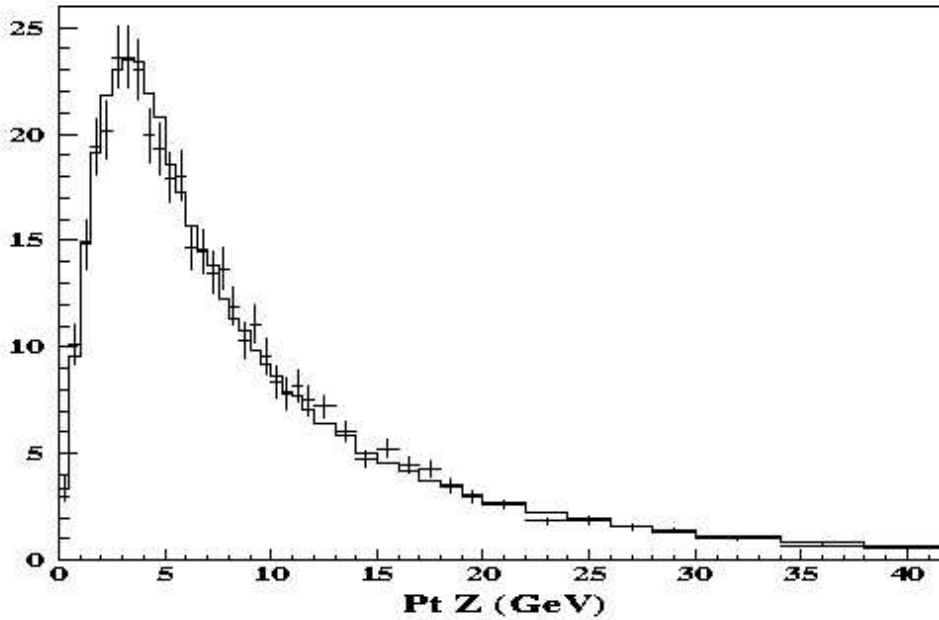
### 3.5.1 Ladenie $P_T$ rozdelenia generovaného bozónu

Pomocou programového balíka *Pythia* a programu na simuláciu odozvy *CDF* detektora boli vyprodukované vzorky Drell–Yan dileptónových párov.  $P_T$  rozdelenie intermediálneho vektorového bozónu je ladené za účelom dosiahnutia zhody s dátami z *Run I* obdobia zberu dát na *CDF* detektore. Detaily postupu sú v práci [68]. Ladené je  $\frac{d\sigma}{dP_T}$  rozdelenie dvojelektrónového páru s invariantnou hmotnosťou v intervale  $66 < M_{ee} < 116$  GeV. Ladenie sa týkalo parametrov, ktoré ovplyvňujú vlastnosti *ISR*<sup>10</sup> (PARP(62), PARP(64) [69]) cez nastavenia vlastnosti škály interakcie  $Q^2$ , ktorá ovplyvňuje výsledné  $P_T$  bozónu, a parametrov ovplyvňujúcich vlastnosti jednotlivých prvkov zväzku<sup>11</sup> cez zmenu priečnej hybnosti partónov (PARP(91), PARP(93) [70]), čo ovplyvňuje výsledné  $P_T$  bozónu. PARP(91) parameter ovplyvňuje polohu píku  $\frac{d\sigma}{dP_T}$  rozdelenia okolo hodnoty 3 GeV. Parametre PARP(62) a PARP(64)

<sup>10</sup>*Initial-State Radiation*

<sup>11</sup>*beam remnants*

menia  $P_T$  rozdelenie v oblasti 7 až 25 GeV. Parameter PARP(93) sa prejavil bez výrazného vplyvu na  $P_T$  spektrum bozónu. Porovnanie vyladeného rozdelenia  $\frac{d\sigma}{dP_T}$  s rozdelením nameraným v období *Run I* je na obrázku 3.1.



Obrázok 3.1: Vyladené rozdelenie  $\frac{d\sigma}{dP_T}$   $ee$  párov, s invariantnou hmotnosťou v intervale  $66 < M_{ee} < 116$  GeV, ako funkcia  $P_T$ . Dáta z *Run I* obdobia sú znázornené krížikmi a model *Pythie* je zobrazený ako histogram. Na osi  $y$  je  $\frac{d\sigma}{dP_T}$  v pb na GeV/c [77].

### 3.5.2 Ladenie dodatočného množstva simulovaného materiálu detektora

Základná simulácia odozvy detektora odráža najlepšie pochopenie plynúce z poznania konštrukcie detektora, použitého materiálu ako aj poznatkov expertov o jednotlivých častiach detektora. Opis základnej simulácie *CDF* detektora sa nachádza v práci [72]. Pri simulácii bola použitá verzia softvéru 4.9.1, pričom štúdium týchto vzoriek ukázalo, že častice v simulácii prechádzajú menším množstvom materiálu, než v reálnych eventoch [73]. Na štúdium presnosti simulácie množstva materiálu v detektore bolo použitých viacero metód. Stručne opíšeme jednu metódu použitú v centrálnej a jednu v doprednej oblasti (details pozri v práci [73] a jej citáciách).

V centrálnej oblasti sa študovalo rozdelenie  $E/p$  elektrónov, keďže elektrón pri prechode materiálom vyžaruje brzdné žiarenie, ktoré znižuje nameranú hybnosť, pričom v kalorimetri je detekovaná celá energia elektrónu, aj s brzdným žiarením.

Konkrétne sa študoval pomer medzi počtom eventov v oblasti píku ( $0,9 < E/p < 1,1$ ) s nízkym vyžarovaním elektrónu, k počtu eventov v oblasti spádu spektra ( $1,5 < E/p < 2,5$ ) s vysokým vyžarovaním. Následne sa porovnávali výsledky simulácií s pomermi z experimentálnych dát. Oblasť nad hodnotu pomeru 2,5 je silne ovplyvnená pozadím od  $QCD$  procesov a metóda stráca citlivosť na množstvo simulovaného materiálu.

Pri simulácii rozdelení elektrónov z rozpadu  $W$  ako aj  $Z$  bozónu bol pridávaný objekt tvaru cylindra v centrálnej oblasti medzi dráhové detektory a kalorimeter. Týmto spôsobom sa zohľadňoval výskyt káblov a drobných prvkov podpornej konštrukcie dráhových detektorov v danej oblasti, ktoré neboli jednotlivo zahrnuté do simulácie konštrukcie detektora. Skúmalo sa množstvo a typ dodatočného materiálu, pre ktorý bola najlepšia zhoda medzi simulovanými a nameranými rozdeleniami. Výsledne množstvo dodatočného materiálu v centrálnej oblasti je  $4,5 \pm 1,5\% X_0$  medi (variácia zodpovedá hodnote  $\pm 1\sigma$ ).

V doprednej oblasti sa skúmal pomer medzi množstvom energie uloženej v predsprškovom detektore  $PPR$ <sup>12</sup>, umiestnenom pred kalorimetrom, a množstvom energie uloženej v kalorimetri. Na základe porovnania experimentálnych a simulovaných dát sa určilo, že je potrebné v simuláciách dodať pred dopredný kalorimeter  $1/3 \pm 1/6 X_0$  železnej dosky (variácia zodpovedá hodnote  $\pm 1\sigma$ ).

### 3.6 Kontrolná vzorka dát $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$

Vzorka dileptónového rozpadu  $Z$  bozónov, ktorých jedna zložka je detekovaná v centrálnej a druhá v doprednej oblasti, je vhodnou kontrolnou vzorkou pre štúdium vlastností detekcie elektrónu a pozitronu (ďalej len elektrónu). My sme danú vzorku použili na:

- nájdenie energetického škálovacieho faktora pre elektromagnetický kalorimeter
- doladenie energetického škálovania v MC vzorke, aby sa zhodovalo s dátami
- hľadanie účinnosti jednotlivých výberových kritérií signálu

<sup>12</sup>Detektor je opísaný v časti 2.7.5.

Centrálny elektrón je rekonštruovaný pomocou reťazca požiadaviek uvedených v tabuľke 3.1. Základné požiadavky pre dopredný elektrón, z ktorých vychádza neskorší výber dopredných elektrónov na štúdium jednotlivých účinností rekonštrukcie<sup>13</sup>, sú zhrnuté v tabuľke 3.2. Elektrón, ktorý splní uvedené kritériá, nazývame základný elektrón. Pre prehľadnosť sú v tabuľke 3.3 uvedené kritériá aplikované v našej analýze na základný dopredný elektrón za účelom štúdia jednotlivých účinností.

Premenná	Kritérium
$E_T$	$> 20 \text{ GeV}$
$ \eta $	$< 1,0$ $fidEle = 1$
$IsoRel$	$< 0,1$
$P_T$	$> 10 \text{ GeV}/c$ $> 50 \text{ GeV}/c$ pre $E_T > 100 \text{ GeV}$
$E/P$	$< 2,0^*$
Kritériá dráhy	3 axiálne, 3 stereo supervrstvy v <i>COT</i> každá s aspoň 7 bodmi
$ z_0 $	$< 60 \text{ cm}$
$\chi_{strip}^2$	$< 10,0$
$Q \cdot \Delta X$	$> -3,5 \text{ cm}$ $< 1,5 \text{ cm}$
$ \Delta Z $	$< 3,0 \text{ cm}$

Tabuľka 3.1: Kritériá pre centrálny elektrón. \* Kritérium sa vypúšťa pre elektróny s  $E_T > 100 \text{ GeV}$ , pretože meranie zakrivenia dráhy v magnetickom poli nie je pre takéto energie presné.

Premenná	Kritérium
$E_T$	$> 20 \text{ GeV}$
$ \eta $	$> 1,1$ $< 2,8$
$Had/Em$	$< 0,125$

Tabuľka 3.2: Kritériá pre základný dopredný elektrón.

<sup>13</sup>Opísaných v častiach 4.5 až 4.8.

Premenná	Kritérium
$Had/Em$	$< 0,05$
$IsoRel$	$< 0,1$
Asociácia dráhy	
$\Delta X, \Delta Y$	$< 3 \text{ cm}$
$P_T$	$< 1 \text{ GeV}/c$
$E/P$	$> 0,5$
$E/P$	$< 2,0$

Tabuľka 3.3: Jednotlivé kritériá aplikované na základný dopredný elektrón. Interval invariantných hmotností  $e^+e^-$  páru v našej analýze bol  $\pm 10 \text{ GeV}$  okolo pozície píku.

Rekonštruovaná invariantná hmotnosť  $Z^0 \rightarrow ee$  bozónov bola použitá na nájdenie energetickej škály elektromagnetického kalorimetra „*in situ*“. V prípade, že aplikované energetické korekcie spomenuté vyššie sú správne, musí rekonštruovaná invariantná hmotnosť mať pík v hodnote  $91,19 \text{ GeV}$  [48]. Poloha píku bola však mierne posunutá v dátach aj v MC vzorke. Výsledné hodnoty energetickej škálovacieho faktora, ktorý sa aplikuje na dáta a na MC pre rekonštruovaný elektromagnetický klaster sú v tabuľke 3.4.

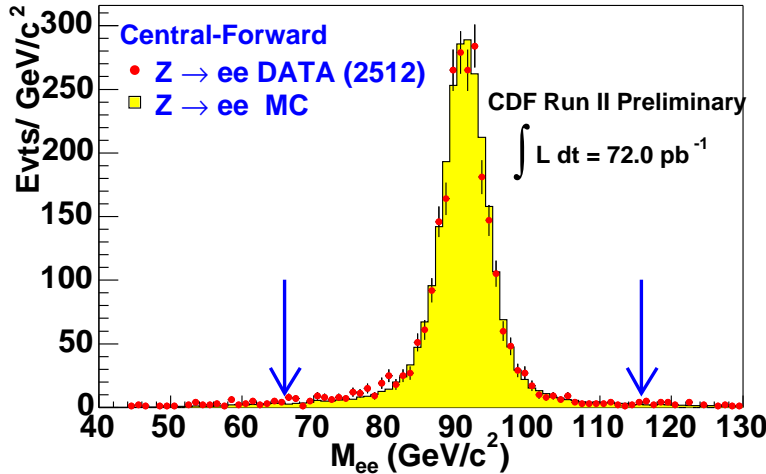
	škálovanie	rozlíšenie
CC dáta	0	-
CP dáta $V$	+3,6 %	-
CP dáta $Z$	+3,1 %	-
CC MC	-0,2 %	0,0
CP MC $V$	+2,5 %	2,7 %
CP MC $Z$	+2,5 %	2,7 %

Tabuľka 3.4: Škálovacie parametre pre dáta a MC.  $CC$  znamená centrálno-centrálny leptónový pár,  $CP$  centrálno-dopredný pár [76].  $V$  znamená východná oblasť,  $Z$  znamená západná oblasť.

Škálovací faktor globálnej energetickej kalibrácie bol nájdený nasledovným spôsobom: pík invariantnej hmotnosti z dvoch centrálnych elektrónov v dátach bol umiestnený do polohy  $91,19 \text{ GeV}$  a určený škálovací faktor pre centrálny elektrón, ktorý sme museli aplikovať na energie elektrónov pre dosiahnutie daného posun píku. Následne sa rovnaký postup aplikoval



val na centrálno-dopredné páry a našiel sa škálovací faktor pre východnú a západnú doprednú oblasť (pre definíciu oblasti pozri časť 2.3). Potom sa hľadali škálovacie faktory pre MC. Jeden škálovací faktor pre posun píku MC simulácie do polohy 91,19 GeV a jeden pre energetické rozlíšenie, čo predstavovalo dodatočné rozmazanie energie tak, aby bola dosiahnutá čo najlepšia zhoda rozdelenia invariantnej hmotnosti medzi dátami a MC. Táto zhoda sa hľadala pomocou  $\chi^2$  rozdelenia rozdielu medzi dátami a preškálovaným MC (najprv pre energetickú škálu a potom pre energetické rozlíšenie). Optimálna hodnota parametra zodpovedala minimu  $\chi^2$  rozdelenia ako funkcie škálovacieho parametra (pozri napr. časť 4.4.2). Na obrázku 3.2 je invariantná hmotnosť pre centrálno-dopredné elektrónové páry po aplikovaní všetkých korekcií na dáta a MC. Details analýzy, ktorá viedla k spomínaným hodnotám v tabuľke 3.4, je v práci [76].



Obrázok 3.2: Invariantná hmotnosť  $Z^0$  bozónov pre centrálno-dopredné elektrónové páry po aplikovaní všetkých korekcií na dáta (body) a MC (histogram) [76]. Šípky vymedzujú interval 66 až 116  $\text{GeV}/c^2$ .

### 3.6.1 QCD pozadie pre $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ dáta pri počítaní účinnosti

Pri počítaní účinnosti v nasledujúcej kapitole pomocou dopredného elektrónu z dvojelektrónového páru je nutné poznať počet eventov od procesov pozadia, ktoré prešli výberovými kritériami. Dominantným zdrojom pozadia pre dvojelektrónové páry procesu  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  sú 2-jetové prípady.

Pod 2-jetovými prípadmi sa myslí výskyt dvoch jetov s vysokou priečnou hybnosťou  $P_T$ . Podrobná štúdia procesov, ktoré sú v rámci jetu zdrojom napodobnenia elektrónu, je v práci [64], kde je podrobne opísaná celá metóda hľadania príspevkov pozadia pre počítanie účinnosti. Keďže sme v našej analýze pracovali s odlišnými kritériami pre dopredné elektróny než v spomínanej práci a v práci [76], kde sa tiež určovalo pozadie dvojelektrónových párov, uvádzame opis postupu a dosiahnuté výsledky.

Ako je uvedené v predošlej časti, elektróny, resp. elektromagnetické klastre, ktoré sú použité pre výpočet účinnosti, musia prejsť výberovými kritériami a invariantná hmotnosť centrálno-dopredných párov musí ležať v intervale 80 až 100 GeV/c<sup>2</sup>. Teda cieľom štúdie je získať spektrá invariantných hmotností dvoch jetov, kde jednotlivé jety napodobnia detekciu elektrónov. Pri štúdiu sme použili vzorku dát *jet20*, ktorá bola získaná triggerovaním na prítomnosť aspoň jedného jetu s priečnou energiou väčšou než 20 GeV v zrážkach  $p\bar{p}$ .

V prvom kroku určíme pravdepodobnosť výskytu falošných elektrónov nazývanú *Fake Rate* (ďalej *FR*-faktor) vo vzorke dát. Hovoríme o pravdepodobnosti s akou jet napodobňuje elektrón, ktorý prešiel istými výberovými kritériami. Inými slovami, hľadáme pravdepodobnosť, že algoritmus na vytváranie elektromagnetických klastrov zrekonštruuje elektromagnetický klaster v rámci signálu generovaného v kalorimetri jetom. V druhom kroku vytvoríme príslušné spektrá invariantných hmotností dvoch jetov, pričom oba jety prispievajú do spektra s príslušnými váhami, ktoré zodpovedajú *FR*-faktorom nájdeným v prvom kroku. Postup pre hľadanie *FR*-faktorov pre jednotlivé oblasti detektora a pre jednotlivé reťazce výberových kritérií je opísaný v nasledujúcej časti. Následne budú zostrojené všetky potrebné spektrá invariantnej hmotnosti dvoch jetov za použitia príslušných *FR*-faktorov.

### Hľadanie *Fake Rate* faktora jetov

Pravdepodobnosť napodobnenia elektrónu jetom je definovaná ako pomer medzi jetmi, ktoré splnia určené kritériá pre výber elektrónu, a všetkými jetmi v danej oblasti (doprednej, alebo centrálnej). Jetom, ktorý splní kritériá pre výber elektrónu, je jet, pre ktorý sa v jeho kónuse  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2} \leq 0,4$  nachádza rekonštruovaný elektromagnetický klaster spĺňajúci príslušné výberové kritériá z tabuľky 3.3. Aby sme vylúčili v skúmanej vzorke prítomnosť skutočných elektrónov, teda bez pôvodu z jetu, musíme zo vzorky vylúčiť príspevky od procesov  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  a  $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$ . To zabezpečíme požiadavkou, aby sa v danom evente vyskytoval maximálne jeden elektromagnetický klaster a chýbajúca priečna energia bola menšia než 15 GeV.

Očakávame, že jety s väčšou energiou môžu napodobniť elektrón s väčšou

pravdepodobnosťou. Preto hľadáme  $FR$  faktor ako funkciu  $E_T$  jetu.

Energia jetu v jeho kónuse je samozrejme väčšia než energia detekovaná v elektromagnetickom klastri, pretože priestor vymedzený elektromagnetickým klastrom na určenie energie je menší než priestor vymedzený kónusom pre meranie energie jetov. To musíme zohľadniť v prípade, že chceme vytvoriť spektrum invariantných hmotností dvoch jetov napodobňujúcich spektrum dvoch elektrónov. Do invariantnej hmotnosti dvoch leptónov prispieva jet menšou energiou než je energia jetu. Spôsob, akým to môžeme zohľadniť, spočíva v histogramovaní pomeru medzi rekonštruovanou priečnou energiou  $E_T^e$  rekonštruovaného elektromagnetického klastra v jete a priečnou energiou samotného jetu  $E_T^{jet}$  (detekovanou v spomínanom kónuse).

Na obrázkoch 3.3 a 3.4 sú príklady  $FR$  faktorov pre východnú a západnú doprednú oblasť v prípade elektrónu po aplikovaní  $Had/Em$  a  $IsoRel$  kritérií a v prípade základného dopredného elektrónu. V prípade základného elektrónu sme považovali štatistiku rozdelenia za dostatočnú na použitie hodnoty v danom bine  $E_T^{jet}$  rozdelenia ako hodnotu  $FR$  faktora (viď obrázok 3.4). Pre  $FR$  faktory získané po aplikovaní prísnejších výberových kritérií elektromagnetického klastra sme sa v kolaborácii rozhodli použiť lineárnu parametrizáciu. Výsledky sú zhrnuté v tabuľke 3.5. Keďže výberové kritériá pre elektromagnetický klaster v centrálnej oblasti používame totožné s ostatnými analýzami v časti kolaborácie pracujúcej na problematike elektroslabej fyziky, pravdepodobnosť napodobenia elektrónu v centrálnej oblasti  $-0,0002098 + 1,229 \cdot 10^{-5} \times E_T^{jet}$  sme prebrali z práce [76]. Pomer  $E_T^e/E_T^{jet}$  pre kritériá základného elektrónu v doprednej oblasti je 0,8476 pre východnú oblasť a 0,8405 pre západnú oblasť.

Premenná	Kritérium	$FR$ faktor pre V oblasť' $FR$ faktor pre Z oblasť'
$Had/Em$	$<0,05$	0,009108
$IsoRel$	$<0,1$	0,009717
Asociácia dráhy $\Delta X, \Delta Y$	$< 3 \text{ cm}$	$-0,0003361 + 2,54 \cdot 10^{-0,5} \times E_T^{jet}$
$P_T$	$< 1 \text{ GeV}/c$	$-0,0002112 + 1,9 \cdot 10^{-0,5} \times E_T^{jet}$
$E/P$	$> 0,5$	$3,59 \cdot 10^{-5} + 1,90 \cdot 10^{-0,6} \times E_T^{jet}$
$E/P$	$< 2,0$	$-2,77 \cdot 10^{-5} + 3,09 \cdot 10^{-0,6} \times E_T^{jet}$

Tabuľka 3.5: Nájdené hodnoty  $FR$  faktorov pre jednotlivé výberové kritériá dopredného elektromagnetického klastra vo východnej  $V$  (vrchná) a západnej  $Z$  (dolná hodnota v 3. bunke stĺpca) oblasti detektora  $CDF$ .

Pomer pre elektromagnetické objekty, ktoré splnia kritériá na identifikáciu elektrónu, je 0,9804 pre východnú oblasť a 0,9805 pre západnú oblasť. Pre ďalšie kritériá bol použitý tento posledne uvedený pomer, pretože stredné hodnoty rozdelení boli rovnaké v rámci chýb, ale pre nasledovné kritériá s výrazne menšou štatistikou.

Na získanie systematickej chyby v určení hodnôt  $FR$  faktorov sme použili nasledovný model: vzorka *jet20* je získaná trigerovaním na jeden jet s  $E_T > 20$  GeV. Pričom jet, ktorý prejde trigerovacím výberom, má väčšiu pravdepodobnosť napodobniť elektromagnetický klaster než jet s energiou menšou než trigerovacia podmienka. Teda  $FR$  faktory určené z jetov nad trigerovacou podmienkou a pod ňou sú rozdielne. My v analýze nerozlišujeme aký jet prispieva do výslednej pravdepodobnosti. Pristúpme k zjednodušeniu a predpokladajme, že naša vzorka pozostáva z dvoch jetov v každom evente, pričom jeden jet spĺňa trigerovaciu podmienku a druhý nie. Používame nasledovné označenie pravdepodobnosti  $p$  ako  $FR$  faktora pre jet bez vplyvu trigerovacieho výberu. Potom  $2p$  je priemerná hodnota  $FR$  faktora vo vzorke s jedným trigerovaným a jedným netrigerovaným jetom. Je to tá hodnota, ktorú sme našli naším postupom opísaným vyššie. Vzt'ah medzi pravdepodobnosťami s vplyvom trigeru a bez vplyvu bol študovaný pomocou vzoriek *jet50* a *jet100* (číslo označuje hodnotu  $E_T$  pre trigerovaný jet). Hodnota  $FR$  faktora pre jety s  $E_T < 45$  GeV vo vzorke *jet50* a s  $E_T < 95$  GeV vo vzorke *jet100* boli zhruba na polovičnej hodnote  $FR$  faktorov nájdených vo vzorke *jet20* bez rozlišovania jetov. Pri tomto označení je následne  $FR$  faktor, určený z trigerovacích jetov, rovný  $3p$ . Pravdepodobnosť pre zjednodušenú vzorku 2-jetových eventov, že napodobnia  $ee$  pár (čo vlastne skúmame), je  $4p^2$  (súčin pravdepodobností od každého jetu), ak berieme priemerovanú pravdepodobnosť pre oba jety, a  $3p^2$  ak rozlišujeme netrigerované a trigerované jety. Rozdiel medzi týmito dvomi hodnotami bol braný ako systematická chyba pre jeden  $FR$  faktor, ktorá je spôsobená vplyvom trigeru. Rozdiel bol študovaný na výsledkoch z rôznych vzoriek. Hodnotu rozdielu a teda systematickú chybu  $FR$  faktora sme prevzali z výsledkov prác [64, 76] a má hodnotu 30% pre jeden faktor.

### Invariantná hmotnosť dvoch jetov

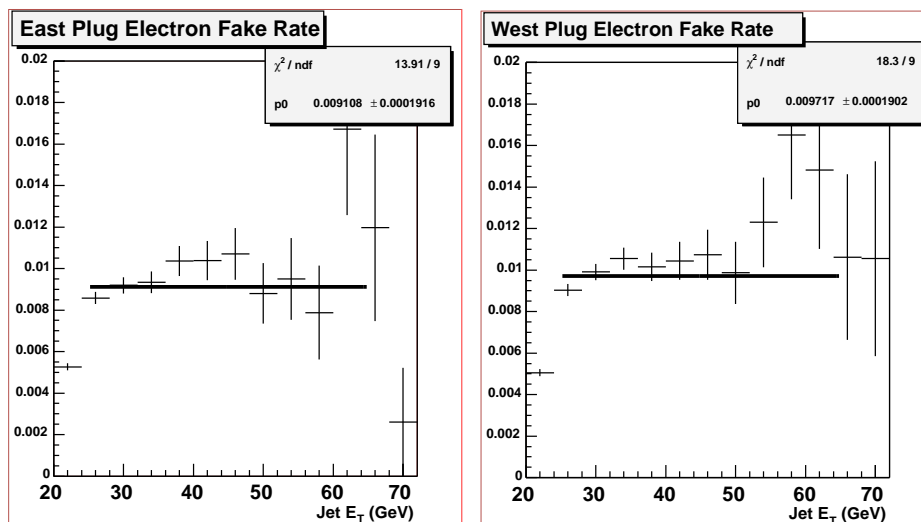
Po určení  $FR$  faktorov nasledovala rekonštrukcia invariantných hmotností. Pre tento účel sme opäť použili *jet20* vzorku, kde sme vyberali centrálnodoprednú dvojicu jetov pomocou kritérií: centrálny jet s  $E_T > 25$  GeV a dopredný jet s  $E_T > 20$  GeV. Každý jet vstupuje do spektra s váhou zodpovedajúcou hodnote  $FR$  faktora. Pre dopredný jet sa aplikuje  $FR$  faktor pre príslušný reťazec výberových kritérií (vid' tabuľku 3.5) podľa toho, pre aký

dopredný elektrón hľadáme príspevok pozadia. Jet napodobňujúci elektrón vstupuje do spektra s príslušným energetickým preškálovaním priechnej energie jetu na energiu napodobneného elektrónu, teda súčin priechnej energie jetu a strednej hodnoty histogramovaných pomerov  $E_T^e/E_T^{jet}$ <sup>14</sup>. Príspevok pozadia z dvojjetových eventov je rovný ploche v príslušnom intervale hmotností. Príklady spektier sú na obrázku 3.5 a obrázku 3.6 pre hmotnosti s použitými *FR* faktormi z obrázkov 3.3 a 3.4, v danom poradí, v prípade určenia účinnosti v našej analýze sme použili interval invariantných hmotností od 80 GeV/c<sup>2</sup> do 100 GeV/c<sup>2</sup>. V skutočnosti sme ešte výslednú hodnotu prenášobili číslom 384 [76] a to z dôvodu, že pri zbere vzorky *jet20* bol aplikovaný *prescaling*<sup>15</sup>, teda že z príliš veľkého množstva dostupných eventov trigger vyberal vzorku, ktorú sme použili. Uvedené číslo zodpovedá váhovaciemu faktoru luminozity. Systematická chyba je určená za predpokladu 30% systematickej chyby pre každý z *FR* faktorov.

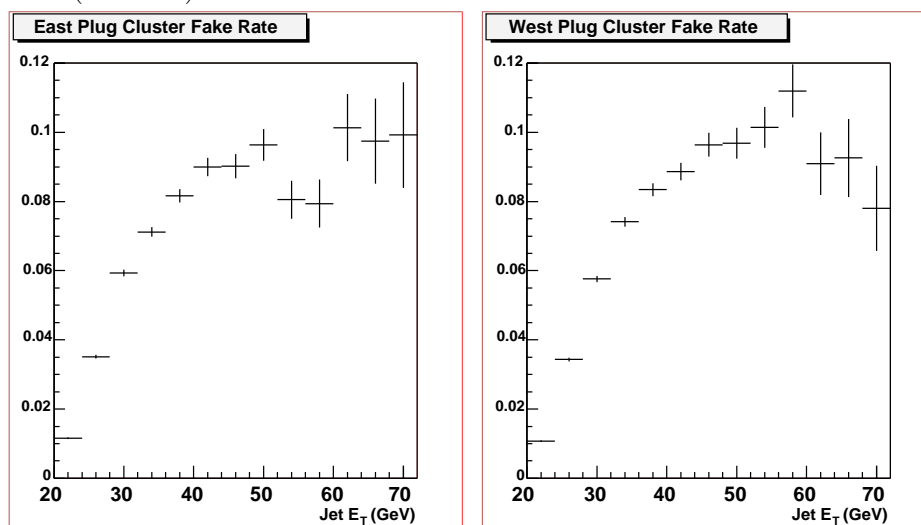
---

<sup>14</sup>Pík histogramu bol fitovaný Gaussovou funkciou.

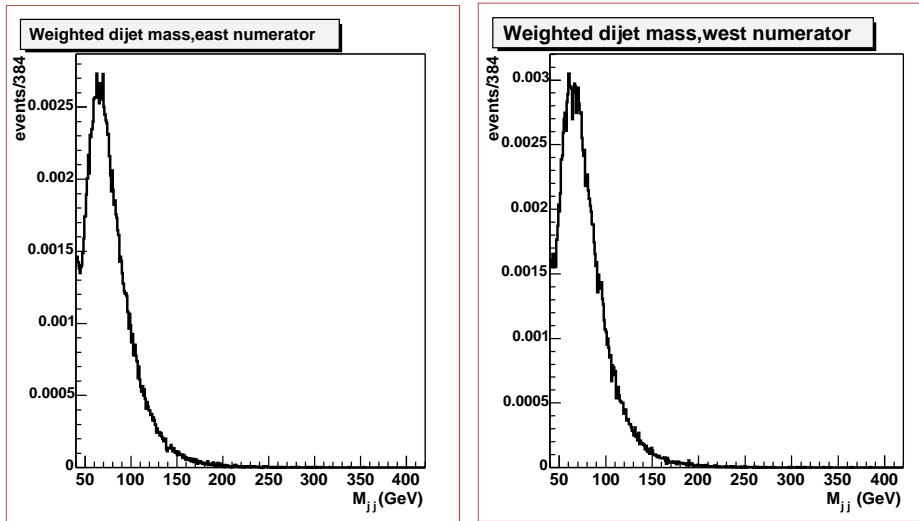
<sup>15</sup>Pre vysvetlenie pojmu pozri časť 2.8.



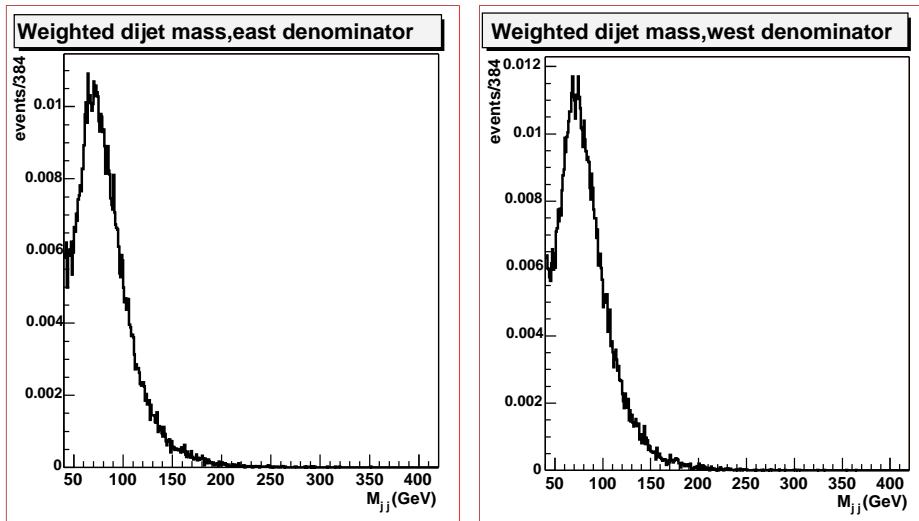
Obrázok 3.3:  $FR$  faktor ako funkcia  $E_T$  jetov pre východné (vľavo) a západné (vpravo) dopredné elektróny po aplikovaní elektrónových kritérií  $Had/Em$  a  $IsoRel$ . (Tab.3.3).



Obrázok 3.4:  $FR$  faktor ako funkcia  $E_T$  jetov pre východné (vľavo) a západné (vpravo) základné dopredné elektróny (Tab.3.2).



Obrázok 3.5: Invariantná hmotnosť dvoch jetov váhovaných  $FR$  faktormi centrálného a dopredného jetu (pre dopredný jet pozri obrázok 3.3).



Obrázok 3.6: Invariantná hmotnosť dvoch jetov váhovaných  $FR$  faktormi centrálného a dopredného jetu (pre dopredný jet pozri obrázok 3.4).

# Kapitola 4

## Meranie účinného prierezu

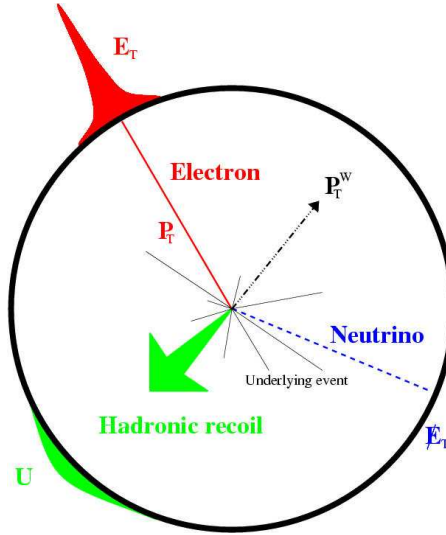
V tejto kapitole opíšeme výber signálu zo vzorky dát a určenie kontaminácie signálu pozad'ovými procesmi. Jednotlivé účinnosti sme určili za pomoci experimentálnych dát produkcie  $Z$  bozónu a MC vzoriek. Postupy opisujeme v samostatných častiach. Na záver ukážeme výpočet samotného súčinu účinného prierezu a príslušného vetviaceho pomeru.

### 4.1 Stratégia analýzy

Základom nášho merania účinného prierezu produkcie  $W$  bozónu v procese  $p\bar{p} \rightarrow W + X$ , kde sa  $W$  bozón ďalej rozpadá  $W \rightarrow e\nu$ , je kombinácia kalorimetrickej informácie s informáciou o dráhe častice. Na hadrónových urýchľovačoch sa detekuje rozpad  $W$  bozónu na leptón a neutríno pomocou detekcie izolovaného elektrónu resp. miónu a merania chýbajúcej energie cez rozdelenie detekovanej energie v kalorimetri. Určiť chýbajúcu energiu je možné iba v priečnej rovine. Typická topológia eventu v priečnej rovine (pre definíciu priečnej roviny vid' obrázok 2.8) je na obrázku 4.1. Dobre izolovaný elektrón je najprv vybraný zo vzorky na základe informácie z kalorimetra. Následne je využitá informácia o dráhe smerujúcej k elektrónovému kandidátovi. V spojení tohto výsledku s informáciou o chýbajúcej priečnej energii získavame event, ktorý nazývame kandidátom na  $W$  bozón, alebo skrátene kandidátom.

Vzhľadom na konštrukciu  $CDF$  detektora, veľká časť dráh v doprednej oblasti je rekonštruovaná na základe informácie z kremíkového dráhového detektora. Rekonštruované trojrozmerné dráhy sú asociované s elektrónovým kandidátom a použité na ďalšie potlačenie pozadia v oblasti signálu. Takýmto spôsobom sú vybraní kandidáti v počte  $N_{signal}$  a následne je určené množstvo eventov, ktoré prislúchajú ireducibilnému pozadiu,  $N_{pozadie}$





Obrázok 4.1: Topológia detekcie rozpadu  $W$  bozónu na elektrón a neutríno pomocou merania  $E_T$  a  $\cancel{E}_T$ . *Recoil energy* predstavuje spätnú (voči  $W$ ) energiu [4].

(jedná sa o eventy, ktoré prejdú výberovými kritériami, ale nemajú pôvod v študovanom procese, napríklad pochádzajú z  $QCD$  procesov, z rozpadu  $Z$  bozónu atď.). Účinnosť detekcie  $\epsilon$  je výsledkom súčinu účinnosti triggerovacieho výberu, akceptancie, teda účinnosti kinematických a geometrických kritérií, ktoré zahŕňajú aj rozlíšenie merania energie, ako aj účinnosti ďalších kritérií, aplikovaných pri výbere signálu. Pre nameranú luminozitu  $\mathcal{L}$  je súčin účinného prierezu  $\sigma$  a vetviaceho pomeru BF daný nasledovnou rovnicou:

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X) \times \text{BF}(W \rightarrow e\nu) = \frac{N_{\text{signal}} - N_{\text{pozadie}}}{\epsilon \times \mathcal{L}} \quad (4.1)$$

## 4.2 Selekcia signálu

Vo vzorke 1097340 eventov vybraných triggerom opísaným v časti 3.1 a po aplikovaní korekcií opísaných v časti 3.4.1 boli kandidáti na  $W$  bozón selektovaní súborom výberových pravidiel, nazývaných tiež kinematické a geometrické výberové kritériá:

- poloha primárneho vertexu  $P_{VZ} < 60$  cm, aby sme uvažovali len tie interakcie, ktoré sa nachádzajú v priestore, kde sme schopní efektívne detekovať.

- elektromagnetický klaster patrí do doprednej oblasti,  $1,1 < |\eta| < 2,8$ , čím vymedzíme požadovaný priestor v detektore.
- v elektromagnetickom klastrí, ktorý je kandidátom na elektrón, je detekovaná priečna energia  $E_T > 20$  GeV
- pre daný event je  $\cancel{E}_T > 20$  GeV ako pre kandidáta na prítomnosť neutrína.

Po tejto sérii požiadaviek nám ostalo 243650 kandidátov. Počty kandidátov po jednotlivých výberoch sú uvedené v tabuľke 4.1.

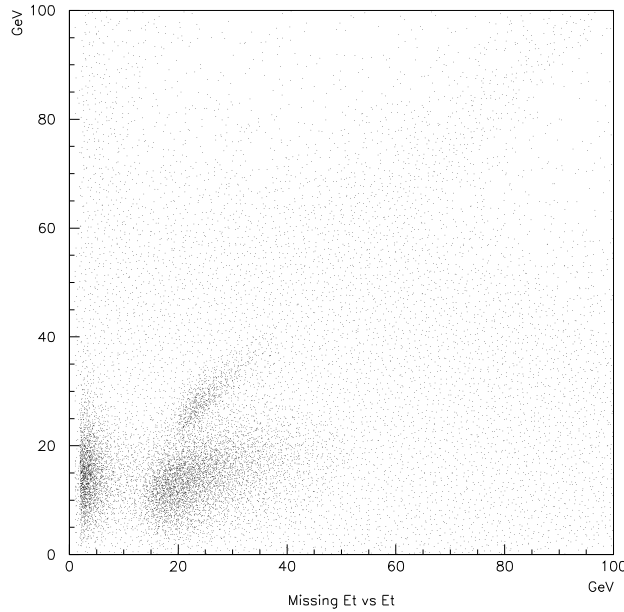
Pre úplnosť na obrázku 4.2 je rozdelenie chýbajúcej priečnej energie ako funkcie priečnej energie kandidátov po aplikovaní triggerovacieho výberu a všetkých korekcií. Je možné na ňom pozorovať tri oblasti výrazne zaplnené eventmi. Prvou je oblasť s malými priečnymi energiami, do ktorej najviac prispievajú  $QCD$  procesy, teda jety, ktoré napodobnia elektromagnetický klaster a zároveň je v evente detekovaná chýbajúca priečna energia. Na diagonále je možné vidieť signál s jasnou koreláciou medzi oboma zobrazenými veličinami  $E_T$  a  $\cancel{E}_T$ , pretože pre hľadaný signál  $W \rightarrow e\nu$  je  $P_T$  elektrónu a neutrína rovnaká. Chýbajúca hybnosť neutrína, ktoré nie je detekované ale rekonštruované ako  $\cancel{E}_T$ , je teda rovnaká ako nameraná  $E_T$  elektrónu. Oblasť pod diagonálou signálu je tvorená prevažne príspevkom od elektromagnetických procesov  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  a  $W \rightarrow \tau\nu$ .

Po takomto výbere sme aplikovali identifikačné (pre elektrón) kritériá, nazývané *elektrón ID*, s cieľom vybrať izolovaný elektromagnetický objekt:

- $IsoRel < 0,1$
- $Had/Em < 0,05$

Po tomto výbere nám zostalo 90265 kandidátov. Na obrázkoch 4.3 až 4.7 sú porovnané rôzne rozdelenia po uvedenom výbere pre dáta a MC simuláciu. Cieľom bolo porovnať tvar rozdelení, preto sú všetky rozdelenia normalizované na jednotku. Na obrázkoch 4.3 a 4.4 sú zobrazené rozdelenia premenných  $\phi$  (azimutálny uhol elektrónu) a  $\eta$  (pseudorapidita elektrónu).

Na obrázkoch 4.5, 4.6 a 4.7 sú zobrazené rozdelenia pre  $E_T$ ,  $\cancel{E}_T$  a priečnu hmotnosť  $W$  bozónu,  $M_T^W$ . MC simulácia predstavuje očakávané rozdelenie a z rozdielu medzi očakávaným a nameraným tvarom rozdelenia pre kinematické závislosti  $E_T$ ,  $\cancel{E}_T$  a  $M_T^W$  vidíme, že príspevok pozadia je stále veľký, napr. pre rozdelenie  $\cancel{E}_T$  je viditeľný rozdiel medzi rozdelením z dát a z MC simulácie v oblasti 20 až 30 GeV, spôsobený príspevkom pozadia. Pre  $M_T^W$  rozdelenie nie je pozorovaný Jakobianovský pík.



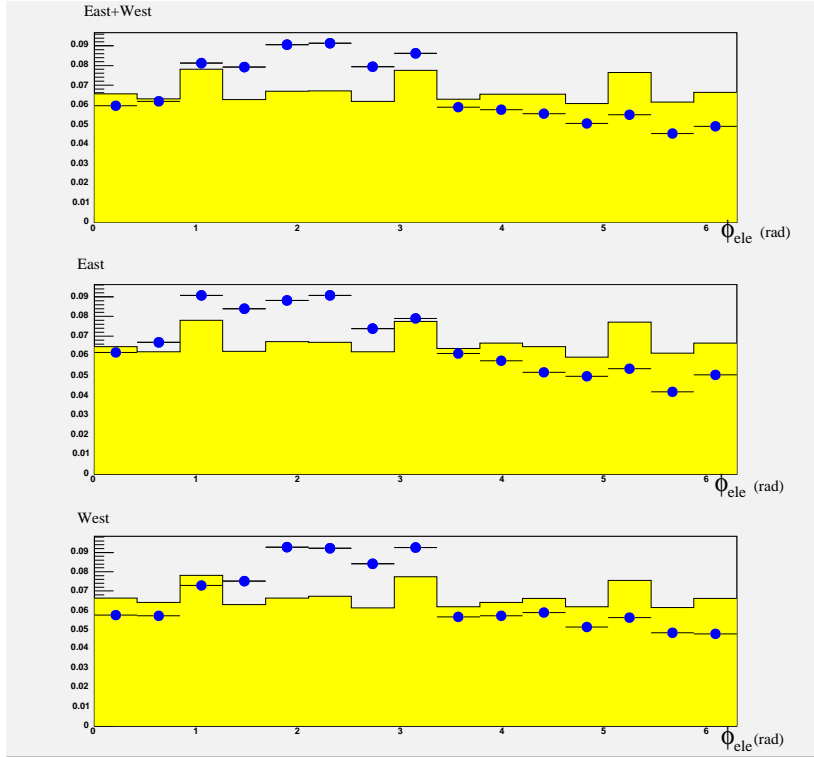
Obrázok 4.2:  $\cancel{E}_T$  ako funkcia  $E_T$  elektrónu na základe výberu MET\_PEM trigrom. Veličiny sú zobrazené po aplikovaní všetkých korekcií pri meraní energie.

Po tomto výbere bola na ďalšie potlačenie pozadia asociovaná dráha s elektrónovým kandidátom v elektromagnetickom klastri. Asociáciu sme realizovali pomocou veličín opísaných v časti 3.3. A síce sme vyžadovali, aby rozdiel medzi polohou extrapolácie dráhy do spíškového *PES* detektora<sup>2</sup> a polohou elektrónového kandidáta bol menší než 3 cm pre  $\Delta X$  a  $\Delta Y$ . Pre asociáciu sme použili dráhy s  $P_T > 1$  GeV/c, aby sme vylúčili rôzne nízko energetické dráhy nepochádzajúce zo študovaného procesu. Príslušné rozdelenie  $\Delta X$  a  $\Delta Y$  zo vzorky *W* bozónov je zobrazené na obrázku 4.8 a pre dopredné elektróny zo vzorky *Z* bozónov na obrázku 4.9.

Akonáhle máme kandidáta s priradenou dráhou, aplikujeme poslednú požiadavku, ktorou je hodnota pomeru medzi nameranou energiou a hybnosťou, ktorá musí ležať v intervale medzi 0,5 a 2,0. Po tomto reťazci požiadaviek sme získali 10461 kandidátov, z toho 5409 kandidátov bolo detekovaných vo východnej a 5052 v západnej doprednej oblasti. Na obrázku 4.10 je zobrazená korelácia pre signál medzi veličinami  $E_T$  a  $\cancel{E}_T$ . Na obrázkoch 4.11

<sup>1</sup> $M_T^W = \sqrt{2P_T^e P_T^\nu (1 - \cos\Delta\phi)}$ , kde  $\Delta\phi$  je uhol medzi elektrónom a neutrínom.

<sup>2</sup>Vid' časť 2.7.5.



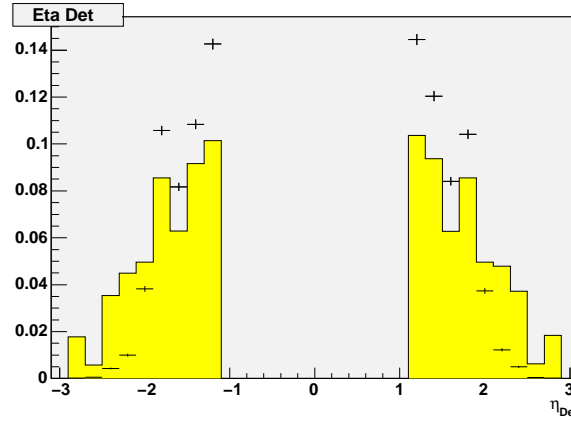
Obrázok 4.3: Rozdelenie azimutálneho uhla elektrónu  $\phi$  pre kandidátov na  $W$  bozón vo vzorke dát po aplikovaní kalorimetrických kritérií, dáta (body), MC (histogram), obe početnosti sú normované na jednotku. Vrchný obr.: kombinácia východnej a západnej oblasti, stredný obr.: východná oblasť, spodný obr.: západná oblasť.

až 4.13 vidíme, že na rozdiel od vyššie spomenutých rozdelení (4.5 až 4.7) po aplikovaní dráhových požiadaviek boli výrazne eliminované rozdiely medzi očakávanými a experimentálne získanými rozdeleniami, spôsobené príspevkami pozadia v oblasti signálu.

### 4.3 Pozadie signálu

V nami vybraných kandidátoch je stále príspevok od pozad'ových procesov, ktoré prešli všetkými výberovými kritériami a nie je ich možné odlíšiť od signálu. Jedná sa o  $QCD$  procesy a elektroslabé procesy<sup>3</sup>, ako rozpad  $W$  bozónu na  $\tau$  a na  $\nu$ , kde  $\tau$  sa rozpadá ďalej na elektrón, ktorý je detekovaný ako elektrón priamo z rozpadu  $W$  bozónu, a príspevok od rozpadu  $Z$  bozónu

<sup>3</sup>Nazývané  $EWK$  pozadie.



Obrázok 4.4: Rozdelenie pseudorapidity  $\eta$  pre kandidátov na  $W$  bozón vo vzorke dát po aplikovaní kalorimetrických kritérií, dáta (body), MC (histogram), obe počtosti sú normované na jednotku.

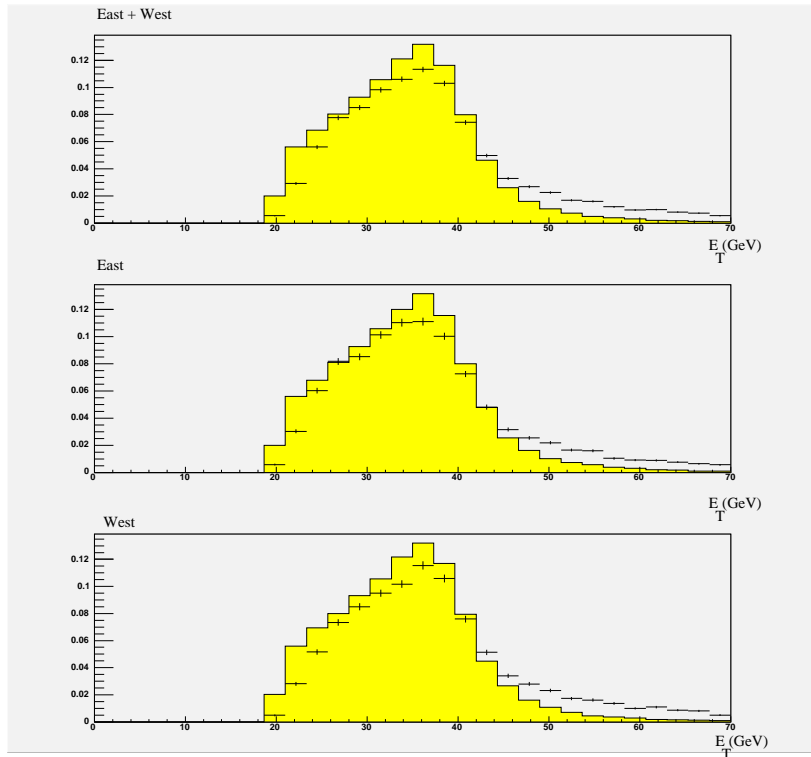
Kritérium	Počtnosť'	V oblasť'	Z oblasť'
Triger	1097340	-	-
$ P_{VZ}  < 60$ cm	762572	-	-
Aspoň jeden EM objekt	761831	523044	501294
$1,1 <  \eta  < 2,8$	716279	397480	393653
$E_T > 20$ GeV	691829	351248	349682
$\cancel{E}_T > 20$ GeV	243650	117236	128068
$IsoRel < 0,1, Had/Em < 0,05$	90265	43098	47167
Asociácia dráhy	18181	9357	8824
$0,5 < E/p < 2,0$	10461	5409	5052

Tabuľka 4.1: Výťažok kandidátov na  $W$  bozón zo vzorky experimentálnych dát pre jednotlivé kritériá. V tret'om stĺpci je výťažok samostatne pre východnú, vo štvrtom stĺpci pre západnú oblasť'.

na elektrón pozitronový pár. Ak je jeden leptón z daného páru nedetekovaný, alebo detekovaný chybné, jedná sa o event s dobre izolovaným elektrónom a veľkou  $\cancel{E}_T$ .

### 4.3.1 QCD pozadie

QCD pozadie sme určili metódou *Iso versus*  $\cancel{E}_T$ . Táto metóda vychádza z poznatku, že medzi rozdelením relatívnej energie izolácie *IsoRel* (vid' časť 3.3) a

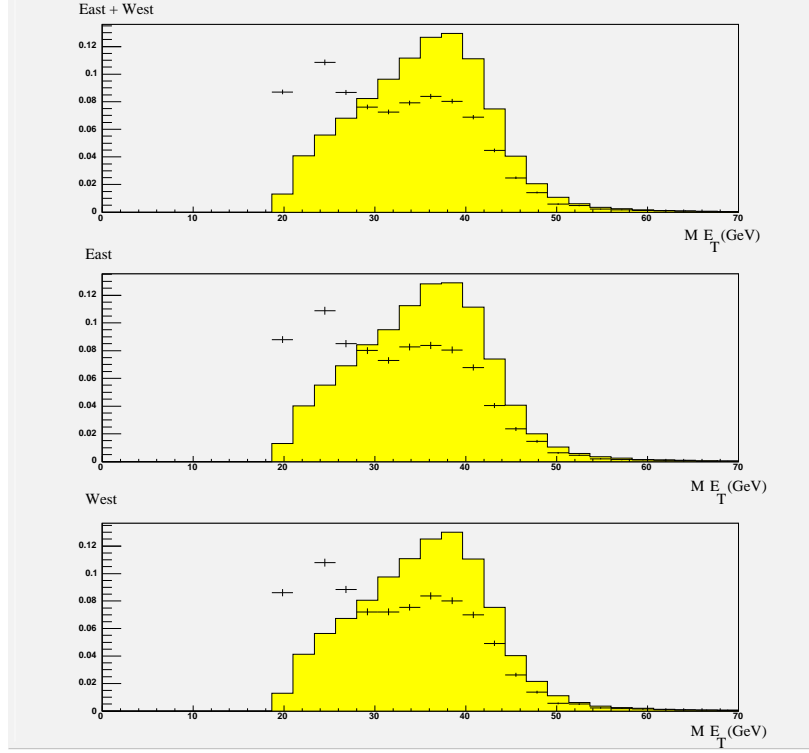


Obrázok 4.5: Rozdelenie priemernej energie  $E_T$  elektrónu pre kandidátov na  $W$  bozón vo vzorke dát po aplikovaní kalorimetrických kritérií, dáta (body), MC (histogram), obe početnosti sú normované na jednotku. Vrchný obrázok: kombinácia východnej a západnej oblasti, stredný obr.: východná oblasť, spodný obr.: západná oblasť.

chýbajúcej priemernej energie  $\cancel{E}_T$  pre pozad'ové procesy nie je korelácia. Na obrázku 4.14 je takéto rozdelenie pre dáta po aplikovaní všetkých výberových kritérií okrem kritéria izolácie a  $\cancel{E}_T$ . V priestore eventov sú vymedzené štyri oblasti:

- oblasť A  $\cancel{E}_T < 10$  GeV a  $IsoRel < 0,1$
- oblasť B  $\cancel{E}_T < 10$  GeV a  $IsoRel > 0,2$
- oblasť C  $\cancel{E}_T > 20$  GeV a  $IsoRel > 0,2$
- oblasť D  $\cancel{E}_T > 20$  GeV a  $IsoRel < 0,1$

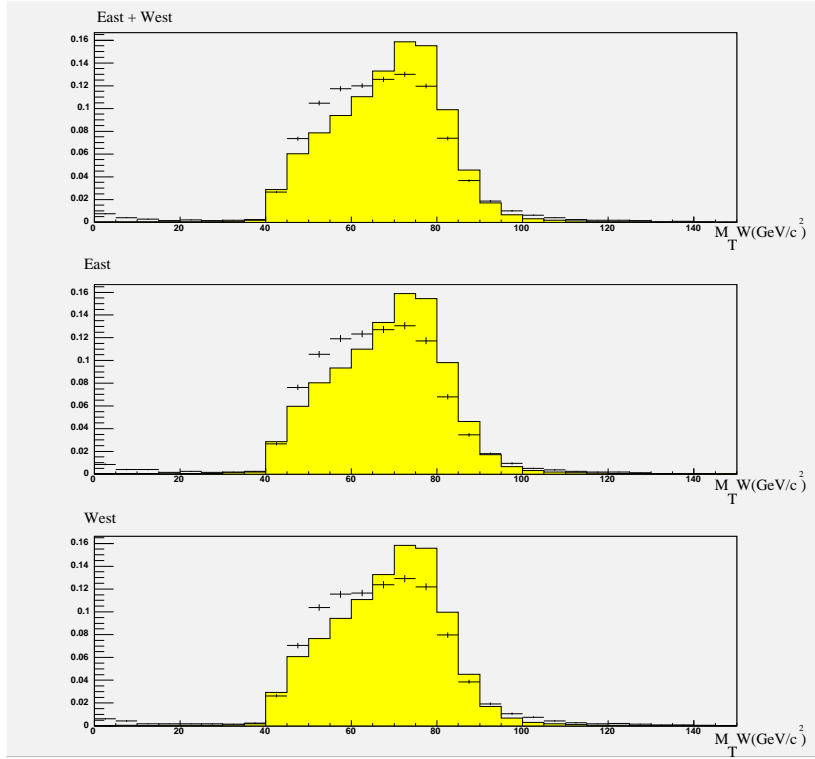
Posledná oblasť  $D$  je oblasť signálu a pomocou vzt'ahu



Obrázok 4.6: Rozdelenie chýbajúcej priechnej energie  $\cancel{E}_T$  ( $ME_T$ ) pre kandidátov na  $W$  bozón vo vzorke dát po aplikovaní kalorimetrických kritérií, dáta (body), MC (histogram), obe početnosti sú normované na jednotku. Vrchný obrázok: kombinácia východnej a západnej oblasti, stredný obr.: východná oblasť, spodný obr.: západná oblasť.

$$N_{bckg} = N_A \times \frac{N_C}{N_B} \quad (4.2)$$

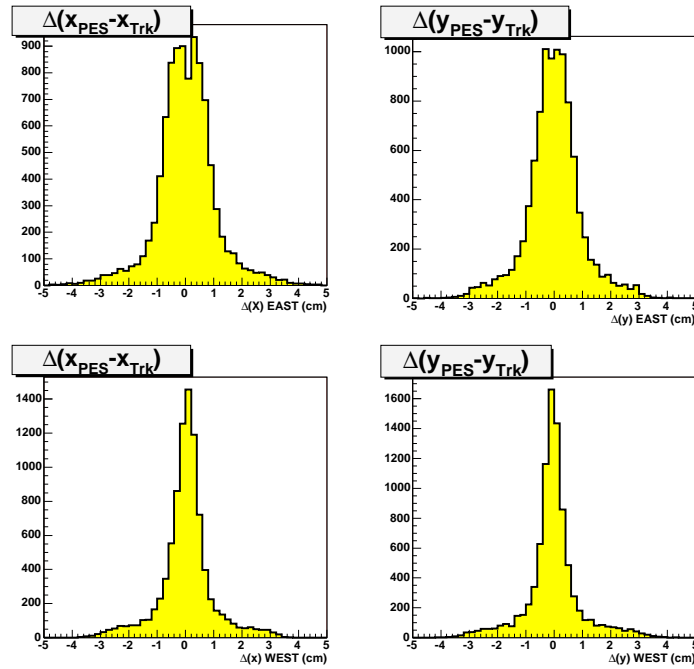
je extrapolovaný počet pozad'ových eventov ( $N_A, N_B, N_C$ ) z nesignálových oblastí  $A, B, C$  do oblasti signálu  $D$  s počtom eventov  $QCD$  pozadia  $N_{bckg}$ . Takto získané pozadie od  $QCD$  procesov nazývame *RAW* pozadie. Avšak sú v ňom obsiahnuté príspevky od ostatných spomenutých elektroslabých procesov ako aj od samotného signálu. Preto sa z tohto *RAW* pozadia odstráni príspevky *EWK* pozadia a signálu a to na základe rozdelení *IsoRel versus*  $\cancel{E}_T$  získaných zo vzoriek MC simulácií. Z týchto rozdelení sme určili počet eventov, ktoré prispievajú do jednotlivých oblastí pri určení *RAW QCD* pozadia. Po ich odčítaní od počtu eventov v jednotlivých oblastiach určených z dát (a ktoré boli použité pri výpočte *RAW* pozadia) sme dostali



Obrázok 4.7: Rozdelenie pričnej hmotnosti  $M_T^W$   $W$  kandidátov vo vzorke dát po aplikovaní kalorimetrických kritérií, dáta (body), MC (histogram), obe početnosti sú normované na jednotku. Vrchný obrázok: kombinácia východnej a západnej oblasti, stredný obr.: východná oblasť, spodný obr.: západná oblasť.

hodnoty uvedené v tabuľke 4.2 a príspevok k pozadiu od  $QCD$  procesov bol stanovený na hodnotu  $495 \pm 62$  eventov. Systematická neurčitost' určenia pozadia vyplýva z voľby kritérií pre vymedzenie štyroch oblastí. Požiadavky na vymedzenie oblasti signálu definujú hranicu izolácie  $IsoRel < 0,1$  a  $\cancel{E}_T > 20$  GeV. Zvyšné požiadavky sú kompromisom medzi požiadavkou byť ďaleko od oblasti signálu a mať dostatočnú štatistiku v pozad'ovej oblasti. Hodnoty  $IsoRel > 0,2$  a  $\cancel{E}_T < 10$  GeV boli stanovené na základe skúsenosti z analýz všetkých skupín pracujúcich na úlohách v oblasti elektroslabej fyziky experimentu  $CDF$ . V rámci vlastného štúdia sme vytvorili závislosti určeného  $RAW$  pozadia ako funkcie dvoch premenných  $IsoRel$  a  $\cancel{E}_T$  s ich hodnotami mimo oblasť signálu. Sú na obrázku 4.15. Ukazuje sa, že určenie pozadia viac závisí od kritéria pre relatívnu energiu izolácie ako od kritéria  $\cancel{E}_T$ . Aby sme dodržali zásadu konzervatívneho prístupu k výsledkom, stanovili sme chybu určenia pozadia na základe fluktuácií hodnôt  $RAW$   $QCD$





Obrázok 4.8:  $\Delta X$  a  $\Delta Y$  rozdelenia zo vzorky  $W$  bozónov. Vrchný obrázok: východná oblasť, spodný obrázok: západná oblasť

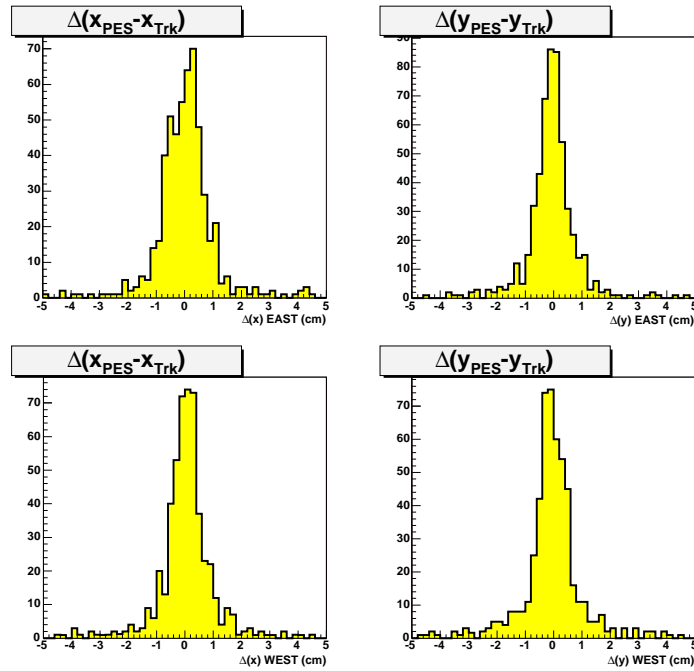
pozadia ako funkcie hranice  $\cancel{E}_T$ . Pre systematickú chybu sme určili hodnotu  $\pm 50\%$ , ako odhad fluktuácie hodnoty  $RAW$   $QCD$  pozadia pri zmene  $IsoRel$  vymedzenia pozad'ových oblastí.

Počet $QCD$ eventov	$495 \pm 62(\text{stat})$	$\pm 247(\text{sys})$
Počet $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ eventov	$87 \pm 13(\text{stat})$	
Počet $W \rightarrow \tau\nu$ eventov	$324 \pm 23(\text{stat})$	

Tabuľka 4.2: Príspevky od jednotlivých procesov k pozadiu signálu.

### 4.3.2 Elektroslabé pozadie

Príspevky elektroslabých procesov, spomenutých v úvode časti, sme určili za pomoci vzoriek MC simulácií. Na vzorky MC sme aplikovali výberové kritériá pre signál (pozri posledných 8 riadkov tabuľky 4.1) a získali akceptanciu procesu, ktorý napodobňuje signál. Následne na základe znalosti po-



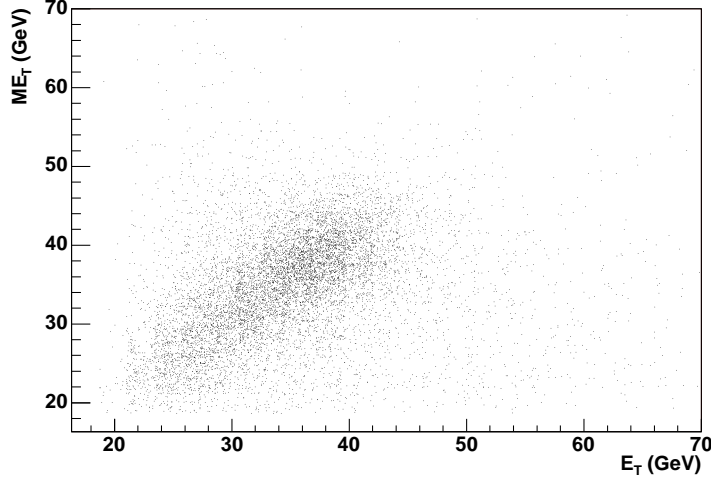
Obrázok 4.9:  $\Delta X$  a  $\Delta Y$  rozdelenia pre dopredný elektrón z rozpadu  $Z$  bozónov. Vrchný obrázok: východná oblasť, spodný obrázok: západná oblasť

četnosti výskytu<sup>4</sup> procesu pozadia a samotného signálu sme určili očakávaný počet eventov pozadia v nájdenom signále. Využívali sme pri tom informácie o  $NNLO$  výpočtoch pre procesy  $p\bar{p} \rightarrow W + X$  a  $p\bar{p} \rightarrow Z + X$  [47] a z týchto teoretických výpočtov sme určili pomer

$$R = \frac{\sigma \cdot \text{BF}(W \rightarrow e\nu)}{\sigma \cdot \text{BF}(\text{proces\_pozadia})}. \quad (4.3)$$

Zostavili sme vzťahy (4.4 a 4.3.2) platiace pre príspevok od rozpadu  $W$  bozónu na  $\tau$ , rozpadajúce sa ďalej na leptóny, a od rozpadu  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ . V prípade rozpadu  $W$  na  $\tau$  sme predpokladali, že s procesom rozpadu  $W$  na elektrón majú rovnaký účinný prierez. Po aplikácii výberových kritérií na MC vzorku pre proces  $W \rightarrow \tau\nu$  sme určili akceptanciu pre tieto eventy na úrovni  $0,32 \pm 0,02\%$ . Ak je pomer  $R(W_e/W_\tau)$  súčin pomeru  $R$  zo vzťahu 4.3 a pomeru akceptancií (účinností detekcie) oboch rozpadov  $W$  bozónu, potom platí

<sup>4</sup>production rate



Obrázok 4.10:  $\cancel{E}_T$  ( $ME_T$ ) ako funkcia  $E_T$  pre eventy  $W$  kandidátov po aplikovaní všetkých výberových kritérií.

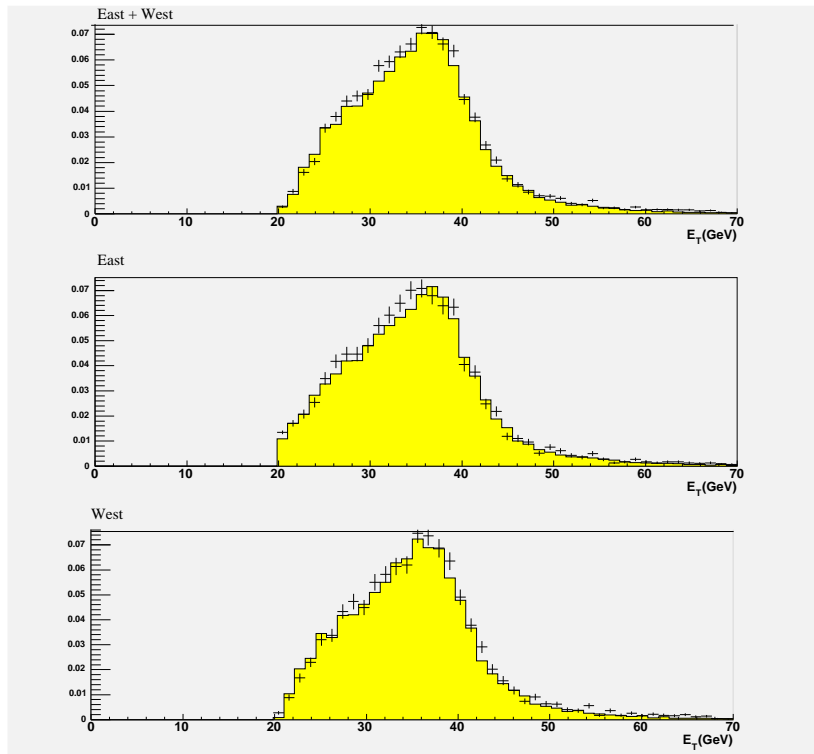
$$N_\tau = \frac{N_{\text{reálne-}W\text{-bozóny}}}{R(W_e/W_\tau)} = \frac{N_C - N_O - N_\tau}{R(W_e/W_\tau)} \quad (4.4)$$

kde  $N_C$  je počet kandidátov na  $W$  bozón,  $N_O$  je príspevok od  $QCD$  a  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  pozadia.

Obdobne v prípade príspevku od  $Z$  bozónu sme použili pomer  $R$  pre proces  $W \rightarrow e\nu$  a  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  s hodnotou  $10,66 \pm 0,05$ . Účinnosť našich výberových pravidiel pre MC vzorku pre proces  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  je  $0,92 \pm 0,01$ . Ak  $R(W_e/Z_e)$  označíme ako pomer súčinov účinných prierezov (vynásobených vetviacimi pomermi) a účinnosti výberu elektrónu z daného procesu, tak príspevok od  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  procesu je možné vyjadriť vzt'ahom

$$N_Z = \frac{N_C - N_O - N_Z}{R(W_e/Z_e)} \quad (4.5)$$

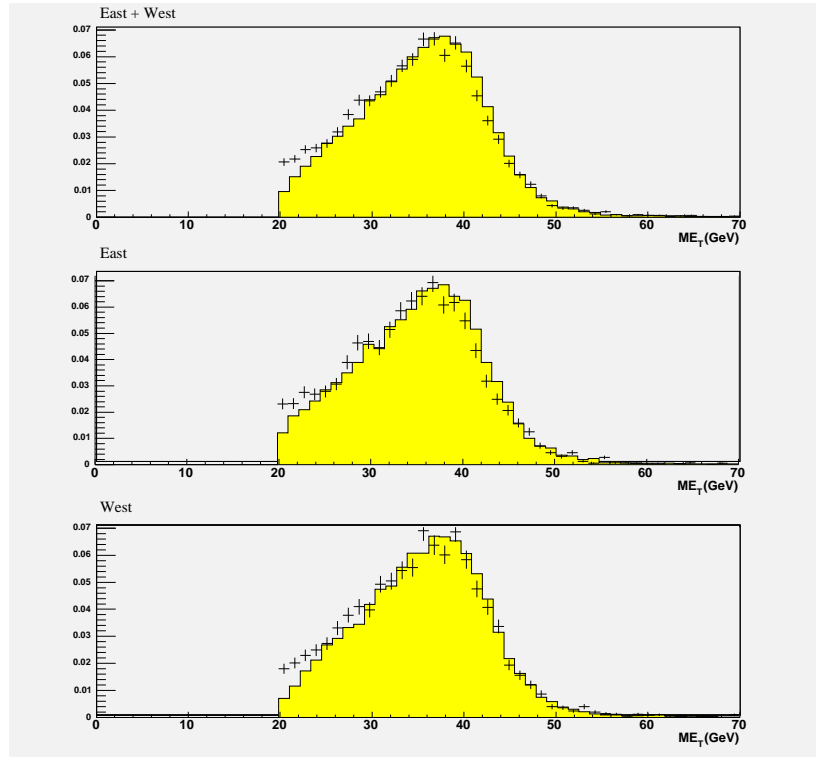
kde  $N_O$  je početnosť príspevkov od  $QCD$  pozadia a od procesu rozpadu  $W$  bozónu na  $\tau$  a  $\nu$ . Riešením týchto dvoch rovníc s príspevkom od  $QCD$  procesov sme určili príspevky od elektroslabých procesov. Sú uvedené v tabuľke 4.2.



Obrázok 4.11: Rozdelenie priečnej energie  $E_T$  elektrónu pre kandidátov na  $W$  bozón vo vzorke dát po aplikovaní všetkých výberových kritérií, dáta (body), MC (histogram), obe početnosti sú normované na jednotku. Vrchný obrázok: kombinácia východnej a západnej oblasti, stredný obr.: východná oblasť, spodný obr.: západná oblasť.

### 4.3.3 Rozdelenia kinematických premenných pre procesy pozadia

Následne je možné pre signálny proces s príspevkami od pozadia porovnať rozdelenia rôznych kinematických premenných ( $E_T$ ,  $\cancel{E}_T$  a  $M_T^W$ ). Rozdelenia príslušných premenných sú v danom poradí na obrázkoch 4.16, 4.17 a 4.18. Priebeh rozdelenia pre elektroslabé procesy je určený z MC simulácií, priebeh  $QCD$  príspevku je určený tvarom rozdelenia eventov v  $C$  oblasti. Zobrazené sú aj jednotlivé príspevky pozadia normované na hodnoty z tabuľky 4.2. Výsledné očakávané rozdelenie je výsledkom konvolúcie MC odozvy študovaného procesu a rozdelení procesov pozadia. Pre všetky rozdelenia považujeme zhodu medzi predpovedaným a nameraným tvarom rozdelenia za dobrú.



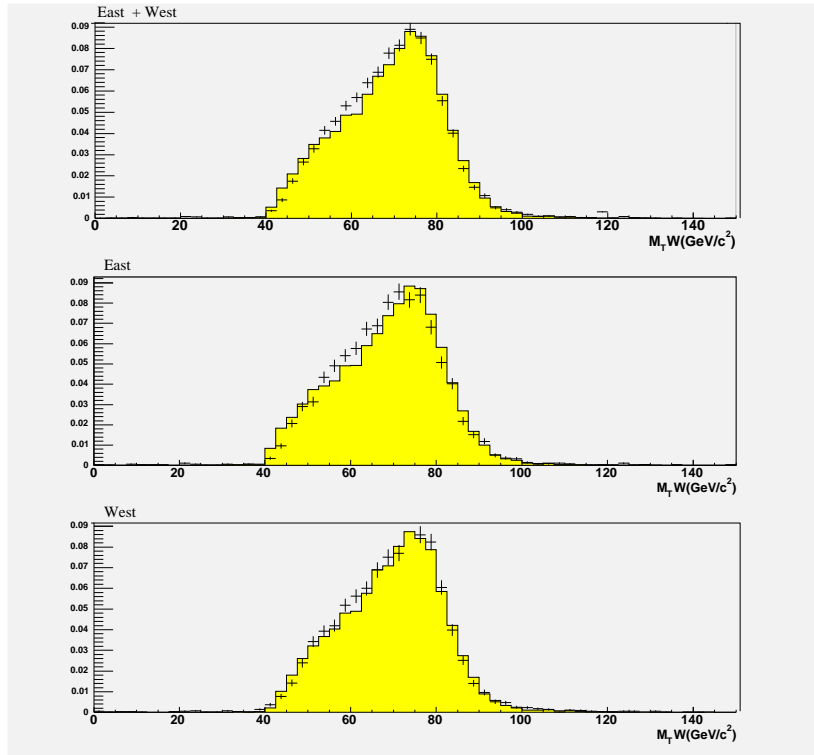
Obrázok 4.12: Rozdelenie chýbajúcej pričnej energie  $\cancel{E}_T$  ( $ME_T$ ) pre kandidátov na  $W$  bozón vo vzorke dát po aplikovaní všetkých výberových kritérií, dáta (body), MC (histogram), obe počtenosti sú normované na jednotku. Vrchný obrázok: kombinácia východnej a západnej oblasti, stredný obr.: východná oblasť, spodný obr.: západná oblasť.

## 4.4 Kinematická a geometrická akceptancia

### 4.4.1 Výpočet akceptancie

Kinematická komponenta akceptancie je daná prahom pre  $E_T$  a  $\cancel{E}_T$ . Geometrická zložka je tvorená pravdepodobnosťou, že elektrón prejde sledovanou oblasťou detektora. Na určenie akceptancie geometrických a kinematických kritérií sme použili MC vzorku *wewk9e* opísanú v časti 3.5. Kritériá boli nasledovné:

- EM klaster v priestore  $1,1 < |\eta| < 2,8$
- EM klaster s  $E_T > 20$  GeV
- $\cancel{E}_T > 20$  GeV

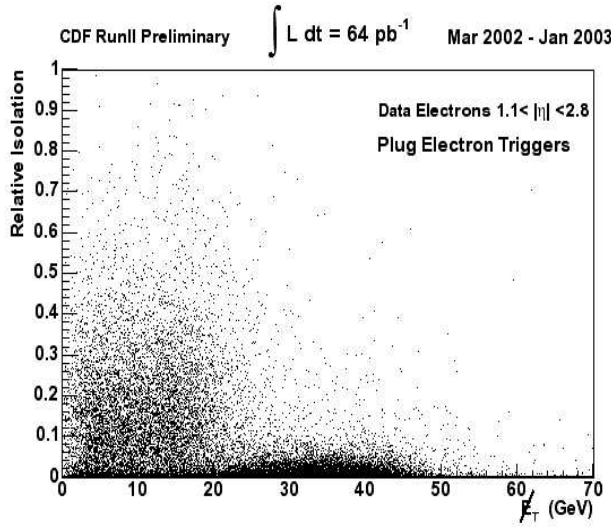


Obrázok 4.13: Rozdelenie priecnej hmotnosti  $M_T^W$   $W$  kandidátov vo vzorke dát po aplikovaní všetkých výberových kritérií, dáta (body), MC (histogram), obe početnosti sú normované na jednotku. Vrchný obrázok: kombinácia východnej a západnej oblasti, stredný obr.: východná oblasť, spodný obr.: západná oblasť.

Po vyprodukovaní MC vzorky boli navyše korigované niektoré veličiny, aby sa dosiahla čo najlepší zhoda medzi dátami a samotným MC. Doladená bola  $E_T$  elektromagnetického klastera a jej rozlíšenie. Vklad kritéria na  $\cancel{E}_T$  do akceptancie je ovplyvnený schopnosťou simulácie zohľadniť uloženie energie bozónu a produktov zrážky, priebeh hadrónovej spříšky a adekvátnym zohľadnením *underlying* eventov<sup>5</sup>. Použitá simulácia neberie do úvahy viacnásobné interakcie v zhluku zrážajúcich sa častíc a urýchľovačové pozadie. Preto sa vo vzorke MC simulácie doladuje rozdelenie spätnej energie<sup>6</sup> tak, aby sa dosiahla čo najlepší zhoda experimentálneho rozdelenia s roz-

<sup>5</sup>Eventov s viac než jednou nepružnou hadrónovou interakciou pochádzajúcou od sprievodných (*spectator*) partónov, ktoré sa priamo neúčastnia reakcie.

<sup>6</sup>*recoil energy*



Obrázok 4.14: Relatívna energia izolácie ako funkcia  $E_T$  pre  $W$  kandidátov.

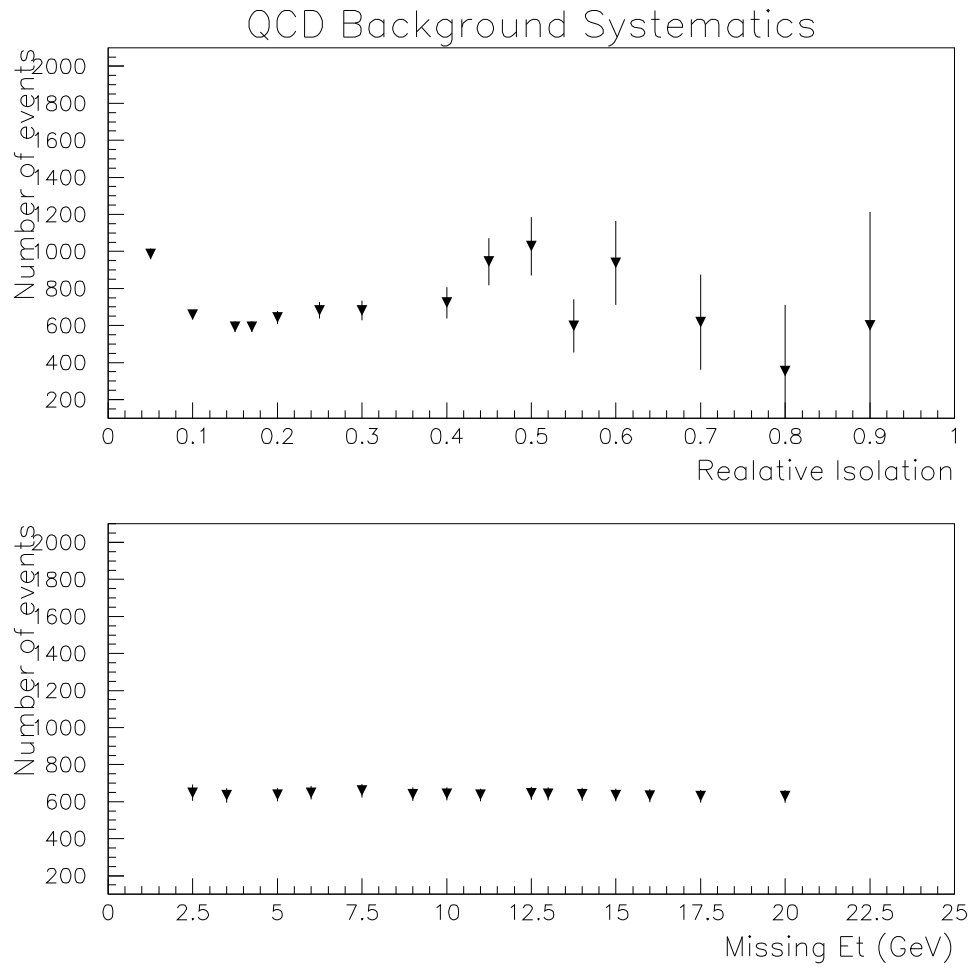
delením získaným z MC simulácie. Spätaná energia  $\vec{U}^7$  je energia detekovaná v kalorimetri bez príspevku energie detekovaného leptónu  $E_T$ :

$$\vec{U} = -\vec{\cancel{E}}_T - \vec{E}_T. \quad (4.6)$$

Po preškálovaní  $\vec{U}$  je spätne prepočítaná korigovaná  $\cancel{E}_T$ . Presný postup, ako boli nájdené korekčné faktory pre spätnú energiu, je opísaný v nasledovnej časti venovanej systematickej neurčitosti akceptancie.

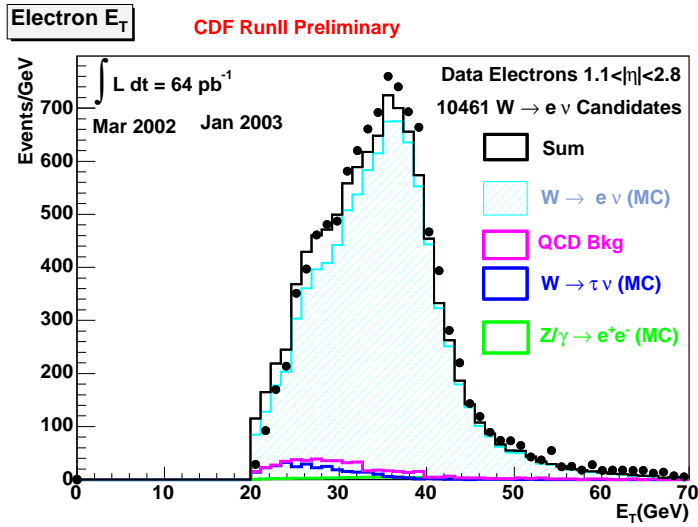
Akceptancia je definovaná ako pomer medzi počtom eventov spĺňajúcich kinematické a geometrické kritériá a počtom eventov vygenerovaných v oblasti primárneho vertexu  $\pm 60$  cm. Napriek tomu, že všetky MC simulácie na *CDF* poskytujú realistický popis interakčnej oblasti, neurčujeme účinnosť výberu primárneho vertexu  $P_{VZ}$  eventu v interakčnom priestore zo vzorky MC, ale z experimentálnych dát. Určenie účinnosti kritéria  $|P_{VZ}| < 60$  cm a rekonštrukcie  $P_{VZ}$  opisujeme v časti 4.5. Prehľad výt'ážku jednotlivých kritérií je v tabuľke 4.3. Výsledná geometrická a kinematická akceptancia  $\epsilon_{\text{Kin}}$  je  $0,3112 \pm 0,00072$ .

<sup>7</sup>Jedná sa v podstate o príspevok od systému  $X$  z produkcie  $W$  bozónu v procese  $p\bar{p} \rightarrow W + X$ .

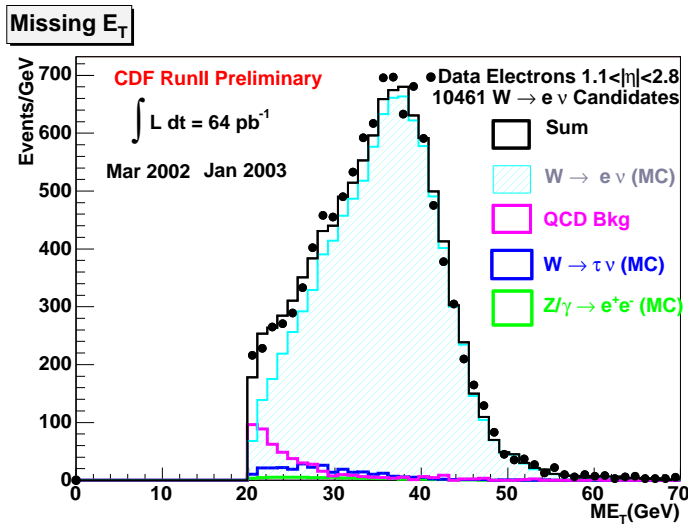


Obrázok 4.15: *RAW QCD* pozadie ako funkcia relatívnej energie izolácie (horný obrázok) a ako funkcia  $\cancel{E}_T$  (dolný obrázok).

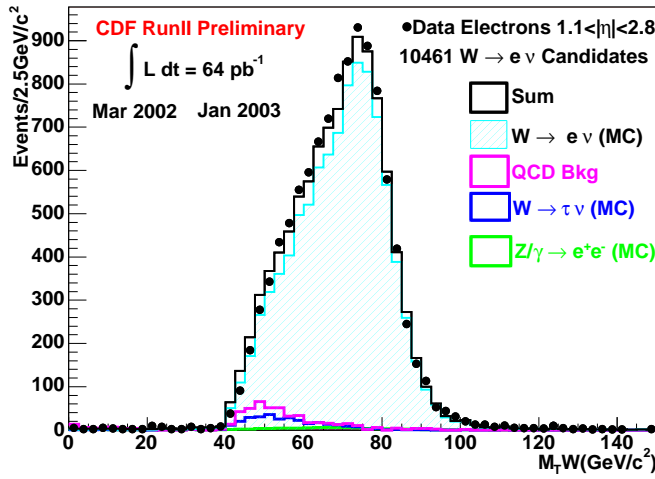




Obrázok 4.16: Rozdelenie priečnej energie  $E_T$  elektrónu pre kandidátov na  $W$  bozón porovnané s očakávaným signálom.



Obrázok 4.17: Rozdelenie chýbajúcej priečnej energie  $\cancel{E}_T$  ( $ME_T$ ) pre kandidátov na  $W$  bozón porovnané s očakávaným signálom.



Obrázok 4.18: Rozdelenie priečnej hmotnosti  $W$  kandidátov porovnané s očakávaným signálom.

Kritériá výberu	Počet eventov
Počet generovaných eventov	430500
Eventy generované s $ P_{VZ}  < 60$ cm	416315
Aspoň jeden EM objekt	399348
Dopredná oblasť $1,1 <  \eta  < 2,8$	194922
$E_T > 20$ GeV	139219
$\cancel{E}_T > 20$ GeV	129551

Tabuľka 4.3: Eventy MC vzorky procesu  $p\bar{p} \rightarrow W(W \rightarrow e\nu) + X$  vzorky, ktoré prešli výberovými kritériami signálu pre kinematickú a geometrickú akceptanciu.

#### 4.4.2 Systematická neurčitost' akceptancie

Pre jednotlivé korekcie MC vzorky opísané v predošlej časti a v časti 3.5 sme študovali ich vplyv na počítanie akceptancie a určili ich príspevky do systematickej neurčitosti akceptancie. Študovali sme nasledovné vplyvy na výslednú akceptanciu:

- určenie energetickej škály a rozlíšenia energie elektromagnetického klastra (pozri časť 3.6)
- určenie dodatočného množstva simulovaného materiálu v detektore (pozri časť 3.5.1)

- určenie optimálneho  $P_T$  rozdelenia  $W$  bozónu (pozri časť 3.5.2)
- preškáľovanie spätnej energie (vid' nižšie)
- výber partónových štruktúrnych funkcií,  $PDF$  (vid' nižšie)

V časti 3.6 som opísal postup, akým bol nájdený globálny energetický škálovací faktor. Na základe práce [76] boli použité ako hodnoty pre neurčitost' v určení energetickej škály a rozlíšenia kalorimetra hodnoty parametra zodpovedajúce  $3\sigma$  odchýlke od minima rozdelenia  $\chi^2$  porovnania medzi dátami a škálovaným MC. Získané hodnoty sú v tabuľke 4.4. Ako výsledná systematická hodnota bola použitá hodnota, ktorej rozdiel so štandardnou hodnotou akceptancie bol najväčší.

Parameter	$-3\sigma$	$\Delta A$	$\Delta A/A_0$	$+3\sigma$	$\Delta A$	$\Delta A/A_0$
Škáľovanie $E_T$	-0,6 %	0,0011	0,35	+0,6 %	0,0010	0,32
Rozlíšenie $E_T$	-1,1 %	0,0005	0,16	+1,1 %	0,0005	0,16

Tabuľka 4.4: Zmeny akceptancie  $\Delta A$  pre energetické rozlíšenie a škáľovanie, zodpovedajúce zmene parametra o  $\pm 3\sigma$ .  $A_0$  je výsledná akceptancia. Väčšia hodnota z dvoch  $\Delta A$ , osobitne pre škáľovanie a rozlíšenie, prispieva do systematickej neurčitosti

Ako bolo opísané v časti 3.5, základná MC vzorka bola optimalizovaná pre čo najlepšiu zhodu  $P_T$  rozdelení generovaných *Pythiou* a *Run I* dátami. Pre nájdenie najväčších odchýlok od výslednej akceptancie sme použili hodnoty parametrov zodpovedajúce bodom pre  $\pm 3\sigma$  posun od hodnoty parametra zodpovedajúcej minimu  $\chi^2$  rozdelenia (porovnania medzi dátami a optimalizovaným MC). Ich vplyv na akceptanciu je možné vidieť v tabuľke 4.5, kde sú uvedené najväčšie relatívne odchýlky akceptancie pre jednotlivé parametre. Odmocninu sumy ich štvorcov s hodnotou 0,057 % sme považovali za hodnotu pre neurčitosti vyplývajúcu z určenia parametrov  $P_T$  rozdelenia produkovaného  $W$  bozónu.

Po určení množstva dodatočného materiálu v MC simulácii, ktoré dáva lepšiu zhodu s experimentálnymi dátami (vid' časť 3.5.2), boli vyprodukované doplnkové vzorky MC, s pozmeneným množstvom ( $\pm 1\sigma$ ) materiálu v tej ktorej oblasti. Vzorky, ich charakteristiky a ich vplyv na akceptanciu je možné vidieť v tabuľke 4.6. Pri vzorkách s extra materiálom v centrálnej oblasti sme neočakávali zmenu akceptancie, čo potvrdila aj ich analýza. Hodnota výslednej neurčitosti vyplývajúca z určenia množstva extra materiálu potrebného na simuláciu odozvy detektora v doprednej oblasti je 0,9 %.

Parameter	$\Delta A/A_0$ (%)
PARP(62)	0,01
PARP(64)	0,04
PARP(91)	0,04
PARP(93)	0,00
Total	0,057

Tabuľka 4.5: Príspevky do neurčitosti pre jednotlivé parametre ladenia  $\frac{d\sigma}{dP_T}$  rozdelenia.  $A_0$  je výsledná akceptancia. Význam parametrov je opísaný v časti 3.5.1.

MC vzorka	Opis vzorky	$\Delta A$	$\Delta A/A_0$ (%)
<i>wewk4e</i>	extra -1,5 % $X_0$ Cu v c.o.	0,00003	0,00
<i>wewk3e</i>	extra +1,5 % $X_0$ Cu v c.o.	0,00002	0,00
<i>wewk6e</i>	extra -1/6 Fe v d.o.	0,0028	0,90
<i>wewkae</i>	extra +1/6 Fe v d.o.	0,0026	0,84

Tabuľka 4.6: Zmeny akceptancie  $\Delta A$  pre  $\pm 1\sigma$  extra materiálu v centrálnej a doprednej oblasti.  $A_0$  je výsledná akceptancia. Väčšia hodnota z dvoch  $\Delta A$  pre  $\pm 1\sigma$  prispieva do výslednej systematickej neurčitosti akceptancie. c.o. je skratka pre označenie centrálnej oblasti, d.o. pre označenie doprednej oblasti.

Pri hľadaní škálovacích faktorov pre spätnú energiu  $\vec{U}$  sa postupovalo nasledovným spôsobom. Vytvorili sme rozdelenie spätnej energie (podľa vzťahu 4.6) a jej priemetov do smeru rovnobežného  $U_{\parallel}$  a do smeru kolmého  $U_{\perp}$  na smer leptónu po aplikovaní všetkých výberových kritérií pre dáta ako aj pre MC. Definícia priemetov je daná rovnicami:

$$U_x = -E_{Tx} - E_T \cos(\Phi_e) \quad (4.7)$$

$$U_y = -E_{Ty} - E_T \sin(\Phi_e) \quad (4.8)$$

$$U_{\parallel} = U_x \cos(\Phi_e) + U_y \sin(\Phi_e) \quad (4.9)$$

$$U_{\perp} = U_x \sin(\Phi_e) + U_y \cos(\Phi_e) \quad (4.10)$$

$$(4.11)$$

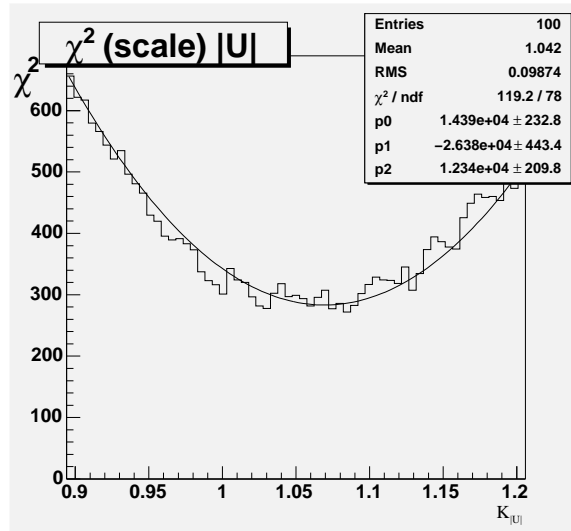
Hľadali sme minimum  $\chi^2$  rozdelenia rozdielu medzi dátami a parametrizovaným MC, pričom sme menili parameter škály a posunu:

$$U'_{\parallel} = K_{\parallel} \times U_{\parallel} + C_{\parallel} \quad (4.12)$$

$$U'_{\perp} = K_{\perp} \times U_{\perp} + C_{\perp} \quad (4.13)$$

$$(4.14)$$

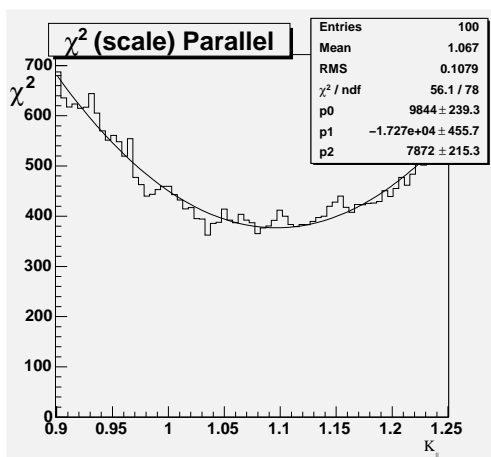
kde  $K$  je parameter škálovania spätnej energie a parameter  $C$  udáva potrebný posun.  $\chi^2$  rozdelenia pre jednotlivé škálovacie parametre sú na obrázku 4.19 pre absolútnu hodnotu spätnej energie, na obrázku 4.20 pre priemet do smeru elektrónu a na obrázku 4.21 pre priemet do smeru kolmého k smeru elektrónu. Hodnota parametra pre najlepšiu zhodu patrí minimu  $\chi^2$  rozdelenia.



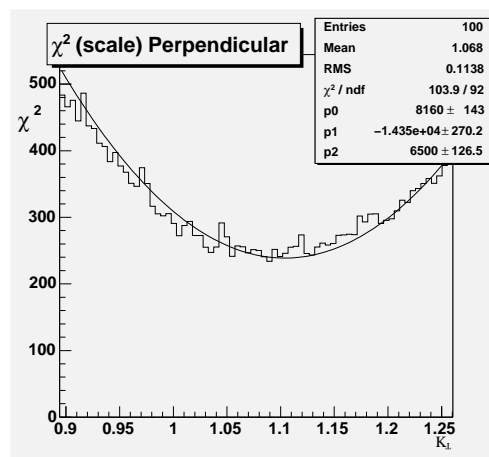
Obrázok 4.19:  $\chi^2$  rozdelenie pre  $|U_{exp}^{\vec{}} - U_{MC}^{\vec{}}|$ . Na osi  $x$  je škálovací parameter.

Na obrázku 4.22 a 4.23 sú  $\chi^2$  rozdelenia pre parameter posunu v smere pohybu elektrónu a v smere naň kolmom. Hodnoty hľadáme postupne v iteratívnom procese, najprv hodnoty pre škálovanie, potom pre posun a potom nasleduje opäť hľadanie škálovacích faktorov so zahrnutím posunu a následne posunu so zahrnutím posledne určenej škály. Ako systematickú neurčitost' v určení spätnej energie uvažujeme hodnoty parametrov zodpovedajúce bodom nachádzajúcim sa vo vzdialenosti  $\pm 3\sigma$  od bodu minima v  $\chi^2$  rozdeleniach. Ich vplyv na akceptanciu je vidieť v tabuľke 4.7.

Ako je z tejto tabuľky vidieť, ako škálovací faktor bola použitá hodnota získaná zo štúdia absolútnej hodnoty spätnej energie, pretože sa jedná o hodnotu blízku priemeru hodnôt získaných štúdiom jej priemetov. Do celkovej



Obrázok 4.20:  $\chi^2$  rozdelenie pre  $U_{\parallel}^{exp} - U_{\parallel}^{MC}$ . Parameter  $K_{\parallel}$  škálovania je na osi  $x$ .

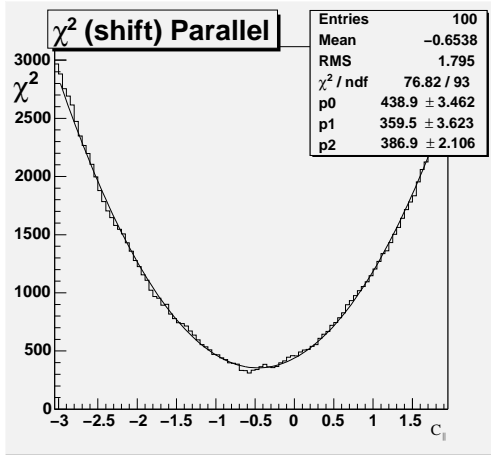


Obrázok 4.21:  $\chi^2$  rozdelenie pre  $U_{\perp}^{exp} - U_{\perp}^{MC}$ . Parameter  $K_{\perp}$  škálovania je na osi  $x$ .

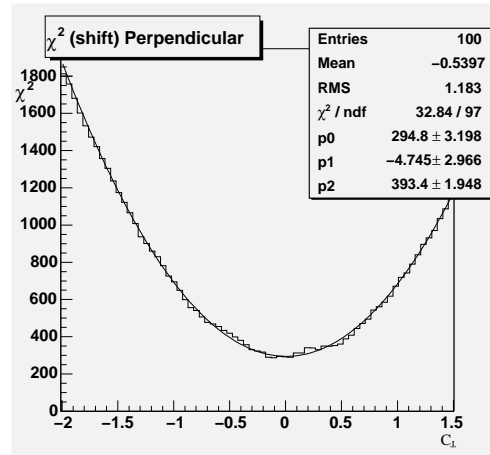
Parameter	Škálovanie $ \vec{U} $	Škálovanie $K_{\parallel}$	Škálovanie $K_{\perp}$	Posun $C_{\parallel}$	Posun $C_{\perp}$
ndf	200	200	200	200	200
$\chi^2_{MIN}$ rozdelenia	1,069	1,097	1,104	-0,465	0,006
$\Delta$ pre $\pm 3\sigma$	0,027	0,034	0,037	0,153	0,151
$\Delta A/A_0(\%)$ pre $+3\sigma$	0,18	-	-	0,29	0,004
$\Delta A/A_0(\%)$ pre $-3\sigma$	0,17	-	-	0,3	0,005
Výsledná neurčitost'	0,35				

Tabuľka 4.7: Výsledky  $\chi^2$  rozdelení rozdielu medzi spätnou energiou v dátach a MC simuláciach a ich vplyv na variáciu akceptancie.  $A_0$  je výsledná akceptancia.

neurčitosti škály spätnej energie sme započítali najväčšiu hodnotu pre príslušný parameter. Rozdelenia absolútnej hodnoty spätnej energie ako aj jej priemetov sú na obrázkoch 4.24 a 4.25, na obrázkoch 4.26 a 4.27 je priemet do smeru elektrónu a na obrázkoch 4.28 a 4.29 do smeru kolmého k smeru elektrónu. Po preškálovaní a prípadnom posune je badateľná lepšia zhoda medzi rozdeleniami získanými z dát a MC.

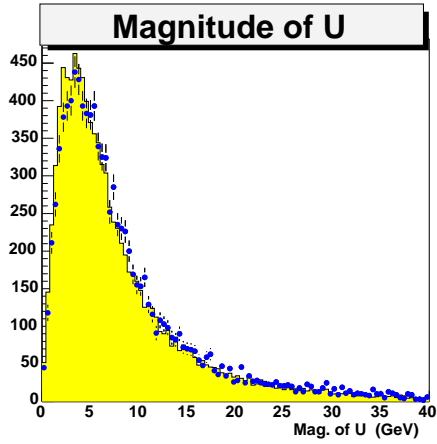


Obrázok 4.22:  $\chi^2$  rozdelenie pre  $U_{\parallel}^{exp} - U_{\parallel}^{MC}$ . Parameter  $C_{\parallel}$  posunu je na osi  $x$ .

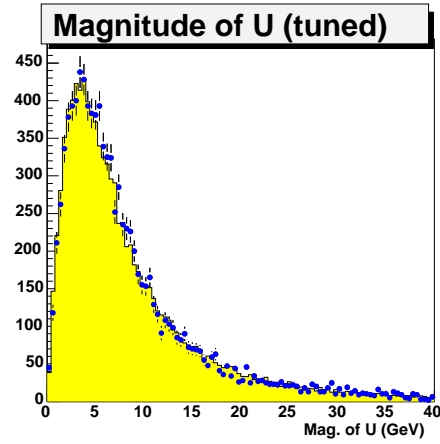


Obrázok 4.23:  $\chi^2$  rozdelenie pre  $U_{\perp}^{exp} - U_{\perp}^{MC}$ . Parameter  $C_{\perp}$  posunu je na osi  $x$ .

*PDF* funkcie formujú rozdelenie generovaných kvarkov a teda produkciu  $W$  bozónov cez procesy  $d\bar{u} \rightarrow W^-$  a  $\bar{d}u \rightarrow W^+$ . Na určenie systematickej chyby výberu *PDF* boli použité funkcie *CTEQ6* [71] a postup doporučený jej autormi [77]. V originálnej verzii *CTEQ6* majú funkcie 20 parametrov, ktoré sú určené minimalizovaním  $\chi^2$  globálneho fitu experimentálnych dát. Problém je v tom, že kovariantná matica týchto parametrov nie je diagonálna a nie je teda možné propagovať chybu parametra spätne k fyzikálnej veličine, v našom prípade k akceptancii. Pre tento účel bola vytvorená sada 20 parametrov, ktorých kovariantná matica je diagonálna a tak zmenu každého parametra je možné samostatne charakterizovať cez zmenu akceptancie. Takto bolo nagenovaných 40 vzoriek MC, kde každá vzorka zodpovedá  $\pm 1\sigma$  každého parametra plus jedna základná vzorka pre optimálne hodnoty parametrov. Pre každú vzorku je určená akceptancia a následne jej odchýlka od akceptancie získanej zo základnej vzorky. Výsledná odchýlka je počítaná osobitne pre kladné ( $P_i$ ) a záporné ( $M_i$ ) odchýlky od základnej vzorky podľa vzťahov 4.15 a vzťahov medzi  $t_+^i$ ,  $t_-^i$  a  $P_i$ ,  $M_i$ , ktoré sú definované v tabuľke 4.4.2.



Obrázok 4.24: Dáta (body) a MC (histogram) porovnanie pre  $|\vec{U}|$  bez ladenia.



Obrázok 4.25: Dáta (body) a MC (histogram) porovnanie pre  $|\vec{U}|$  vy-ladené.

$$\begin{aligned}
 t_+^i &= A_{2i} - A_0 & ; & & t_-^i &= A_{2i+1} - A_0 \\
 Err_{PDF}^+ &= \sqrt{\sum_{i=1}^{20} P_i} & ; & & Err_{PDF}^- &= \sqrt{\sum_{i=1}^{20} M_i}
 \end{aligned} \tag{4.15}$$

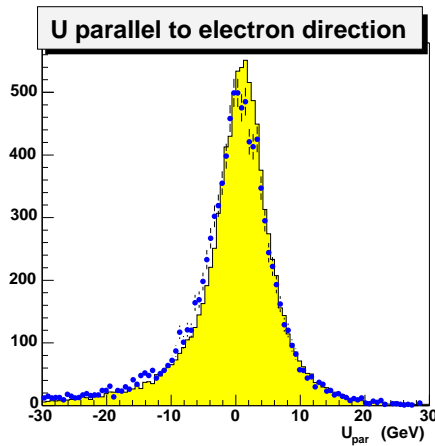
$(P_i, M_i)$	$t_+ < 0$	$t_+ > 0$
$t_- < 0$	$(\frac{1}{2}(t_+^2 + t_-^2), 0)$	$(t_+^2, t_-^2)$
$t_- > 0$	$(t_-^2, t_+^2)$	$(0, \frac{1}{2}(t_+^2 + t_-^2))$

Tabuľka 4.8: Definičné vt'ahy pre  $P_i$  a  $M_i$ .

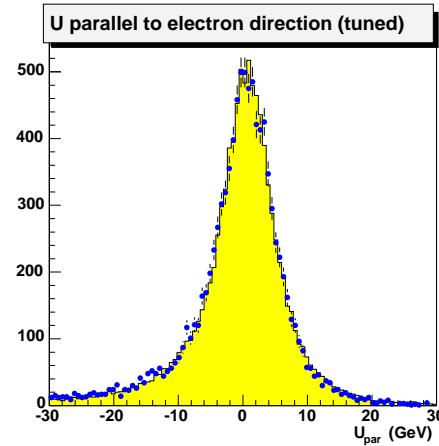
Použili sme nasledovné označenie:  $A_0$  je akceptancia získaná zo základnej vzorky,  $A_{2i}$  je akceptancia vzorky pre  $+1\sigma$  posun  $i$ -tého parametra,  $A_{2i+1}$  je pre  $-1\sigma$  posun  $i$ -tého parametra.  $Err_{PDF}^\pm$  sú výsledkom súčtov jednotlivých príspevkov rovnakej polaritý ( $P_i$  a  $M_i$ ). Je dobré si všimnúť, že zmena parametra o  $-1\sigma$  môže viesť ku kladnej zmene akceptancie, rovnako ako v prípade zmeny akceptancie pre zmenu parametra  $+1\sigma$ . Napríklad pre 13. parameter na obrázku 4.30, kde sú zobrazené relatívne odchýlky akceptancií pre jednotlivé parametre. Výsledná systematická neurčitost' plynúca z výberu  $PDF$  je  $+1,7\%$  a  $-1,4\%$ .

Relatívne systematické chyby sú zhrnuté v tabuľke 4.9 ako odmocnina súčtu ich štvorcov s výslednou chybou  $+2,0$   $-1,7$ , kde najväčší vklad je od neurčitosti v  $PDF$ .





Obrázok 4.26: Dáta (body) a MC (histogram) porovnanie pre  $U_{\parallel}$  bez ladenia.



Obrázok 4.27: Dáta (body) a MC (histogram) porovnanie pre  $U_{\parallel}$  vyladené.

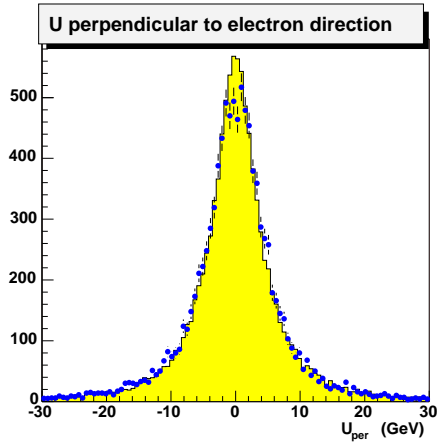
Zdroj	Syst. neurčitosť (%)
Škála doprednej $E_T^e$	0,35
$E_T^e$ rozlíšenie	0,16
$P_T^W$	0,06
$\vec{U}$	0,35
Materiál	0,90
PDF	+1,71 -1,37
Výsledná chyba	+2,00 -1,72

Tabuľka 4.9: Systematická neurčitosť akceptancie pochádzajúca z uvažovaných zdrojov.

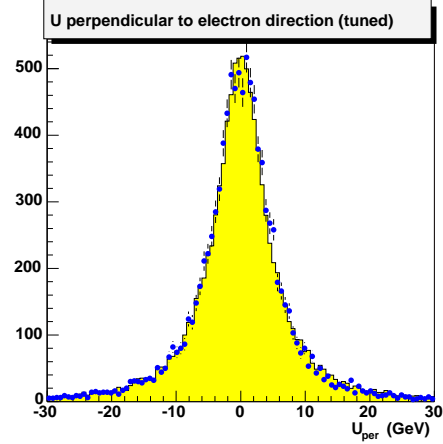
## 4.5 Účinnosť rekonštrukcie primárneho vertexu a jeho detekcie

Na obrázku 4.31 zobrazujeme rozdelenie primárneho vertexu  $P_{VZ}$ <sup>8</sup> pre našich  $\sim 10000$  kandidátov. Tak ako v prípade zobrazenia  $P_{VZ}$  jednotlivo pre východnú a západnú oblasť, tak aj v prípade zobrazenia oboch dopredných oblastí v jednom histograme pozorujeme zhodu medzi simulovanými a nameranými rozdeleniami, čo znamená že vieme dobre popísať interakčný priestor zväzkov.

<sup>8</sup>Vysvetlenie vid' 2.9.1 a 3.3. Jedná sa o pozíciu interakcie  $p\bar{p}$  na osi  $z$ .



Obrázok 4.28: Dáta (body) a MC (histogram) porovnanie pre  $U_{\perp}$  bez ladenia.



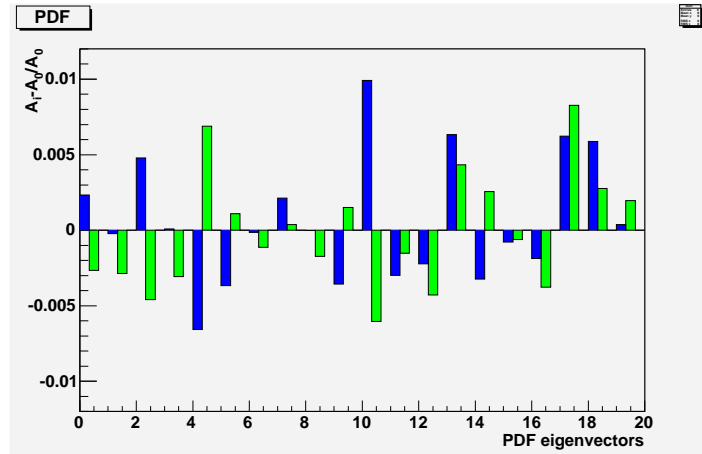
Obrázok 4.29: Dáta (body) a MC (histogram) porovnanie pre  $U_{\perp}$  vyladené.

Účinnosť kritéria požadujúceho, aby primárny vertex bol rekonštruovaný v oblasti  $\pm 60$  cm od stredu detekčnej oblasti, sme určili pomocou kontrolnej  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  vzorky. Ako vyplýva z tabuľky 3.1, súčasťou kritérií na selekciu elektrónu v centrálnej oblasti sú aj kritériá na parametre dráhy, pričom primárny vertex je pre leptón v centrálnej oblasti totožný so  $z_0$  (prienik zväzku a predĺženej asociovej dráhy) dráhy asociovej s centrálnym elektrónom. V štandardnej analýze  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  sa  $z_0$  centrálnemu elektrónu, zvaného aj *tight* elektrón, berie ako primárny vertex aj pre druhý elektrón leptónového páru (primárny vertex je potrebný pre korekciu elektromagnetických veličín). Pre eventy s centrálnym a dopredným elektrónom a asociovanými dráhami sme opakovali procedúru rekonštrukcie primárneho vertexu algoritmom *ZVertexColl*, ale bez centrálnej dráhy<sup>9</sup>. Účinnosť nájdenia primárneho vertexu sme definovali ako počet eventov, ktoré opäťovne mali rekonštruovaný primárny vertex v rozsahu  $\pm 60$  cm okolo nominálneho bodu detektora  $[0, 0, 0]$  cm. Táto účinnosť bola stanovená ako  $\epsilon_{|P_{VZ}| < 60 \text{ cm}} = 92,0 \pm 0,5 \%$ .

Posun primárneho vertexu ovplyvňuje veličiny ako je napríklad  $E_T$ , ktorá je korigovaná na jeho pozíciu. Preto sme použili rozdelenie rozdielu medzi pozíciou primárneho vertexu rekonštruovaného s centrálnou dráhou a bez nej (na obrázku 4.32) na korekciu<sup>10</sup>  $E_T$  vo výpočte akceptancie. Rozdiel oproti základnej akceptancii (0,35 %) sme považovali za systematickú chybu spô-

<sup>9</sup>V časti 2.9.1 som opísal, že rekonštrukcia primárneho vertexu závisí na množstve a kvalite dráh, použitých na jeho rekonštrukciu.

<sup>10</sup> $E_T$  bola prepočítaná vzhľadom na nový primárny vertex, určený bez dráhy *tight* elektrónu.



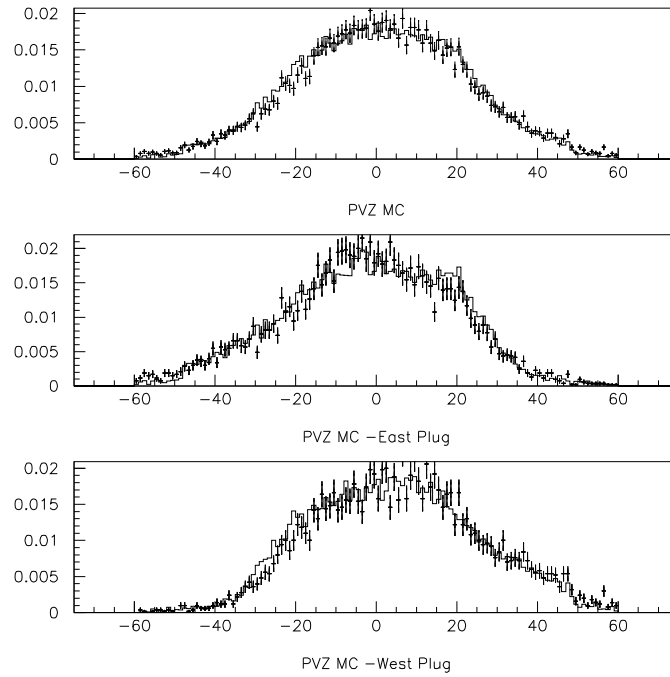
Obrázok 4.30: Relatívne variácie akceptancie pre  $\pm 1\sigma$  hodnoty parametrov *PDF*. Modré označenie zodpovedá výsledkom pre  $+1\sigma$  hodnoty parametra *PDF*, zelené označenie pre  $-1\sigma$  hodnoty.

sobenú procesom rekonštrukcie primárneho vertexu. Následne je dôležité spomenúť, že bola meraná aj pravdepodobnosť detekcie zrážky v oblasti, v ktorej požadujeme výskyt rekonštruovaného primárneho vertexu<sup>11</sup>, pretože luminozita ako je meraná *CLC* detektormi (viď časť 2.5) zodpovedá celému detekčnému priestoru a nie len jeho časti od  $-60$  po  $+60$  cm. Táto pravdepodobnosť bola meraná v práci [74], označujeme ju ako  $\epsilon_{\text{lumi}}$  a má hodnotu  $95,1 \pm 0,1(\text{stat}) \pm 0,5(\text{sys})\%$ . Jedná sa o hodnotu spoločnú pre všetky základné analýzy v experimente *CDF*. Metóda spočíva vo vytvorení rozdelenia primárnych vertexov váhovaných luminozitou jednotlivých runov. Toto rozdelenie je fitované funkciou luminozity zväzku  $d\mathcal{L}(z)/dz$  a následne určený integrál rekonštruovaných eventov v celej oblasti pre menovateľ vzt'ahu pre účinnosť  $\epsilon_{\text{lumi}}$  a integrál rozdelenia v oblasti  $\pm 60$  cm pre jeho čitateľ.

## 4.6 Účinnosť identifikácie elektrónu, *ID* kritériá

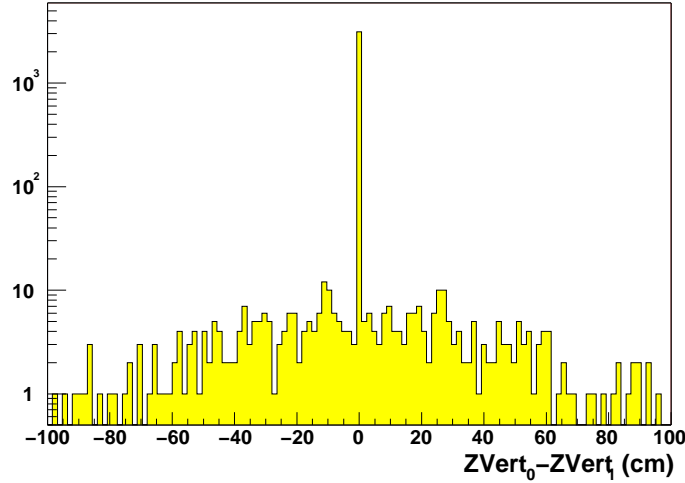
Vďaka použitiu informácie z dráhových detektorov používame minimálny počet kalorimetrických kritérií na identifikáciu elektrónu, konkrétne dve kritériá využívajúce veličiny *Had/Em* a *IsoRel*. Na meranie účinnosti týchto kritérií sme použili vzorku  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  centrálnodopredných elektrónov.

<sup>11</sup>Pre optimálne pokrytie oblasti detektorom.



Obrázok 4.31: Rozdelenie primárneho vertexu  $P_{VZ}$  pre elektrónových kandidátov vo vzorke dát pre  $W$  bozóny po aplikovaní všetkých kritérií, dáta (body), MC (histogram), obe početnosti sú normované na jednotku. Vrchný obr.: kombinácia východnej a západnej obl., stredný obr.: východná obl., spodný obr.: západná obl.

Na základný dopredný elektrón získaný kritériami uvedenými v tabuľke 3.2 sme aplikovali spomenuté kritériá identifikácie elektrónu. Z takto získaných početností eventov (tabuľka 4.10) sme odčítali pozadie, získané *Fake Rate* metódou (pozri časť 3.6.1), a následne použili získané početnosti na určenie účinnosti. Výslednú účinnosť sme určili ako pomer počtu eventov po aplikovaní výberových kritérií (čitateľ) a pred aplikovaním (menovateľ), pričom sme získali hodnotu  $\epsilon_{ID} 96,1 \pm 0,4 \pm 2,2$ . Systematická chyba  $\pm 2,2$  je daná sytematikou *Fake Rate* metódy. Výsledky sú zhrnuté v tabuľke 4.11.



Obrázok 4.32: Rozdiel medzi primárnym vertexom získaným zo vzorky  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  pred a po vylúčení centrálnej dráhy z jeho rekonštrukcie. Bližšie vysvetlenie významu je v texte.

Kritérium	$\epsilon$ (75 – 105 GeV/c <sup>2</sup> )	$\epsilon$ (80 – 100 GeV/c <sup>2</sup> )
$Had/Em < 0,05$	$0,957 \pm 0,004$	$0,967 \pm 0,004$
$IsoRel < 0,1$	$0,934 \pm 0,004$	$0,946 \pm 0,004$
$\epsilon_{ID}$ spoločne	$0,914 \pm 0,005$	$0,929 \pm 0,005$

Tabuľka 4.10: Účinnosti pre  $Had/Em$  a  $IsoRel$  kritériá bez odčítania pozadia. Hodnoty sú uvedené osobitne pre obe kritériá a pre dva intervaly invariantných hmotností.

## 4.7 Účinnosť rekonštrukcie a asociácie dráhy

Táto účinnosť by mala byť získaná z MC vzorky. Avšak vieme o nedostatkoch simulácie detektora ako neúplný model samotnej odozvy kremíkových detektorov, nezahrnutie aktuálneho stavu kremíkoveho detektora (brat' do úvahy informáciu, ktoré bloky boli odstavené počas merania daného eventu). Ďalej  $r$ - $z$  alignment<sup>12</sup> ISL detektora je stále v procese zdokonaľovania, čo vytvára rozdiel medzi účinnosťou rekonštrukcie dráhy v experimentálnych

<sup>12</sup>V rámci poddetektorov vieme určiť polohu signálu, nazvime ju pozíciou v lokálnej sústave. Aby sme mohli spájať informácie z jednotlivých poddetektorov, musíme vedieť prepočítať pozície v lokálnej sústave na pozície v globálnej sústave celého detektora. Alignment predstavuje nájdenie vzájomnej polohy poddetektorov.

	Počet kandidátov	pozadie $QCD \pm \text{sys}$
Čítateľ* východnej oblasti	1420	$11 \pm 5$
Menovateľ* východnej oblasti	1510	$58 \pm 25$
Čítateľ* západnej oblasti	1305	$13 \pm 6$
Menovateľ* západnej oblasti	1422	$63 \pm 26$
$\epsilon_{ID}$	$96,1 \pm 0,4(\text{stat}) \pm 2,2(\text{sys})$	

Tabuľka 4.11: Účinnosť kritérií pre výber elektrónu,  $ID$  kritérií, s odčítaním  $QCD$  príspevku pre interval invariantnej hmotnosti dileptónového páru  $80 < M_{ee} < 100$  GeV. \* definíciu pojmov vid' v texte.

dátach a MC simuláciach. Preto sme sa rozhodli v tomto prípade spoliehať nielen na MC, ale aj na dáta.

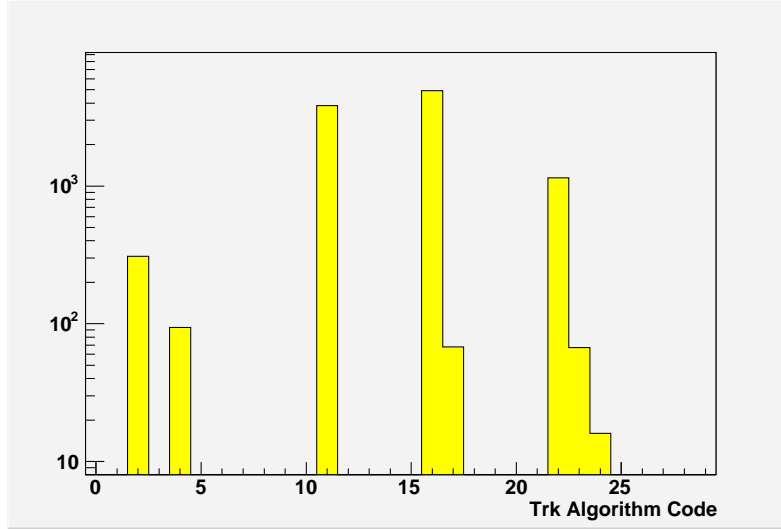
V časti 4.2 sme stručne opísali spôsob asociácie dráhy a elektromagnetického klastra (kandidáta na elektrón) pomocou extrapolácie dráhy do oblasti kalorimetra s detektorom pozície elektromagnetickej spříšky. Dráhovú účinnosť, ktorá v sebe zahŕňa účinnosť rekonštrukcie dráhy a účinnosť asociácie s elektrónom, definujeme ako pomer eventov, pre ktoré je rozdiel medzi pozíciou extrapolovanej dráhy a pozíciou elektrónu menší než 3 cm v smere osi  $x$  aj  $y$ , a celkovým počtom eventov pred asociáciou dráhy. Pre túto asociáciu sme použili dráhy s hybnosťou  $P_T$  väčšou než 1 GeV/ $c$ . Spektrum dráhových algoritmov pre výslednú vzorku  $W$  bozónov je možné vidieť na obrázku 4.33.

Aplikujúc túto definíciu na MC vzorku procesu  $W \rightarrow e\nu$  získavame hodnotu  $0,4138 \pm 0,0014$ . V prípade aplikovania tohto výberu na dáta získavame hodnotu  $0,201 \pm 0,007$ . Tento rozdiel si vysvetľujeme problematickosťou simulovať skutočný stav funkčnosti predovšetkým  $ISL$  detektora. Zároveň si uvedomujeme rezervy algoritmov rekonštruujúcich dráhu iba na základe informácie z kremíkových vrstiev. Je to oblasť, na ktorú sa sústreďuje enormné úsilie  $CDF$  kolaborácie.

Kvôli tomuto rozdielu medzi dátami a MC sme sa rozhodli zdefinovať škálovací faktor  $SF$  ako pomer medzi dráhovými účinnosťami získanými z dát a MC vzoriek pre proces  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ . Následne definujeme dráhovú účinnosť ako:

$$\epsilon_{\text{rekon.dráh}} = \epsilon_{W_{MC}} \times SF, \quad (4.16)$$

kde

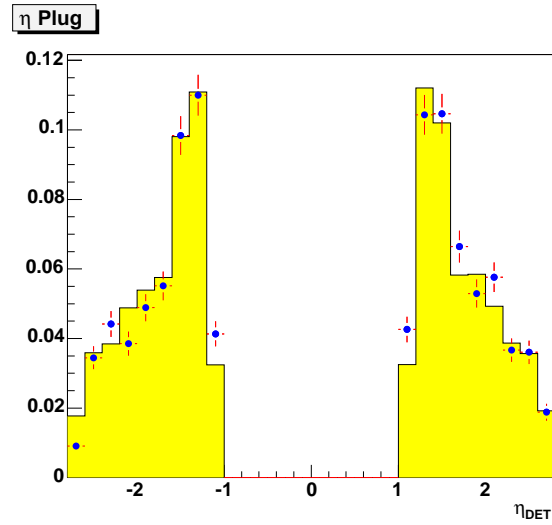


Obrázok 4.33: Početnosť jednotlivých algoritmov pre dopredné dráhy vo vzorke kandidátov na  $W$  bozón. *Inside-Out* algoritmus má kód 4, *Outside-In* má kód 11 a *SiSa* dráhy majú pridelený kód 16. Ostatné kódy predstavujú tri spomenuté algoritmi s dodatočnou podmienkou alebo algoritmy, ktoré vyhodnocujú informáciu len z istého detektora, napr. kód 2 zodpovedá *COT* dráham.

$$SF = \frac{\epsilon_{Z_{\text{data}}}}{\epsilon_{Z_{\text{MC}}}}. \quad (4.17)$$

V intervale invariantnej hmotnosti 80 až 100 GeV/c<sup>2</sup> dileptónového páru sme na základe analýzy 3077 eventov v dátach získali hodnotu škálovacieho faktora  $0,772 \pm 0,02$ , čo vedie po aplikovaní na účinnosť získanú z MC procesu  $W \rightarrow e\nu$  k výslednej účinnosti  $\epsilon_{\text{rekon.dráh}} = 0,322 \pm 0,009$ . Na obrázkoch 4.35, 4.34, 4.36 sú porovnané rozdelenia pre  $\Phi$ ,  $\eta$  a  $E_T$  dopredného elektrónu pre dáta a MC vzorku procesu  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ .

Je zrejmé, že existuje závislosť škálovacieho faktora od pseudorapidity  $\eta$  elektrónu. Avšak ako vyplýva z obrázku 4.37, registrujeme pre rozdelenie  $\eta$  elektrónu z  $W$  a  $Z$  bozónov (myslí sa dopredný elektrón) iba minimálny rozdiel, v rámci štatistických chýb. Nepredpokladáme žiadny príspevok do systematickej chyby výslednej účinnosti. Väčší rozdiel pozorujeme v prípade rozdelenia chýbajúcej priechnej energie  $E_T$ , ako je možné vidieť na obrázku 4.37. Preto sme skúmali škálovací faktor ako funkciu  $E_T$ . Na obrázku 4.38 je zobrazený priebeh škálovacieho faktora ako funkcie  $E_T$ . V analýze pova-



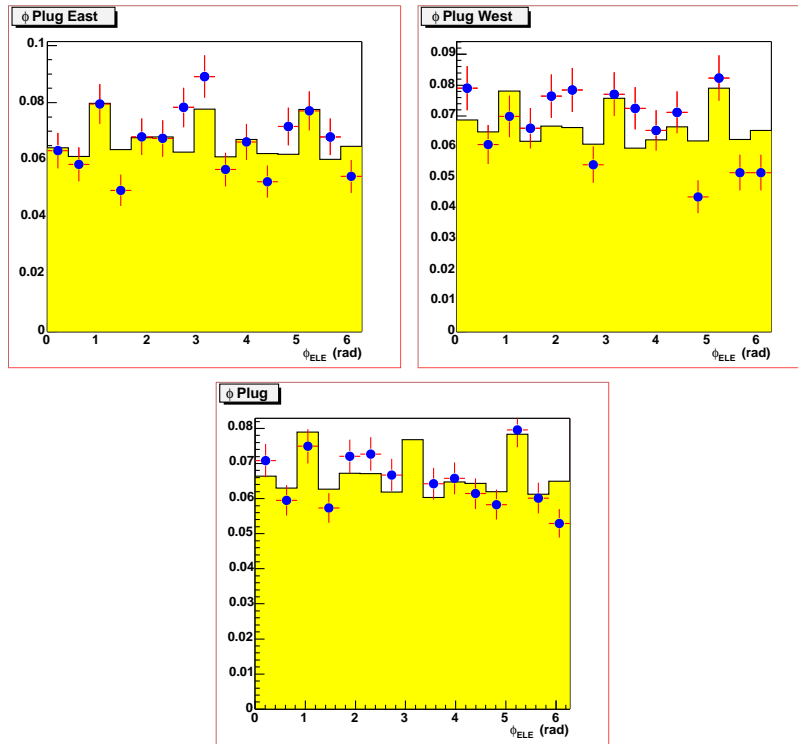
Obrázok 4.34: Rozdelenie pseudorapidity  $\eta$  pre dopredné elektróny  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  eventov, dáta (body) a MC histogram, obe početnosti sú normované na jednotku.

žujeme škálovací faktor za konštantný. Vzhľadom na rozdiel v rozdeleniach  $E_T$  (obrázok 4.37) sme korigovali dráhovú účinnosť pre jednotlivé hodnoty  $E_T$  elektrónov z  $W$  vzorky podľa hodnoty  $SF$  ako funkcie  $E_T$  (obrázok 4.38). Rozdiel 0,019 % oproti účinnosti so  $SF$  ako konštanty voči  $E_T$  považujeme za systematickú neurčitosť zavedenú využitím konštantného škálovacieho faktora.

## 4.8 Účinnosť kritéria $E/p$

V intervale invariantných hmotností dvojelektrónového páru 80 až 100 GeV aplikujeme na dopredný elektrón kontrolnej vzorky  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  po všetkých predošlých kritériách použitých v našej analýze požiadavku  $0,5 < E/p < 2,0$ . Účinnosť je definovaná ako pomer eventov po aplikovaní  $E/p$  kritéria a pred ním. Z čitateľa a menovateľa je odčítané pozadie získané metódou *Fake Rate*. Systematika je daná systematickou neurčitosťou  $FR$  faktora (viď časť 3.6.1). Výsledná účinnosť je  $\epsilon_{E/p} = 0,639 \pm 0,015 \pm 0,001$ . Rozdelenie  $E/p$  dopredného elektrónu z rozpadu  $Z$  bozónu po aplikovaní všetkých kritérií okrem  $E/p$  kritéria je na obrázku 4.39. Z tohto porovnania je zrejmé, že MC nereprodukuje dáta, čo si vysvetľujeme nezhodou rozdelení v oblasti pre  $E/P < 0,5$ . Jedná sa zväčša o kombináciu rozumnej  $E_T$  a veľmi veľkej  $P_T$ , čo zodpovedá takmer priamej dráhe s problematickým meraním hybnosti.





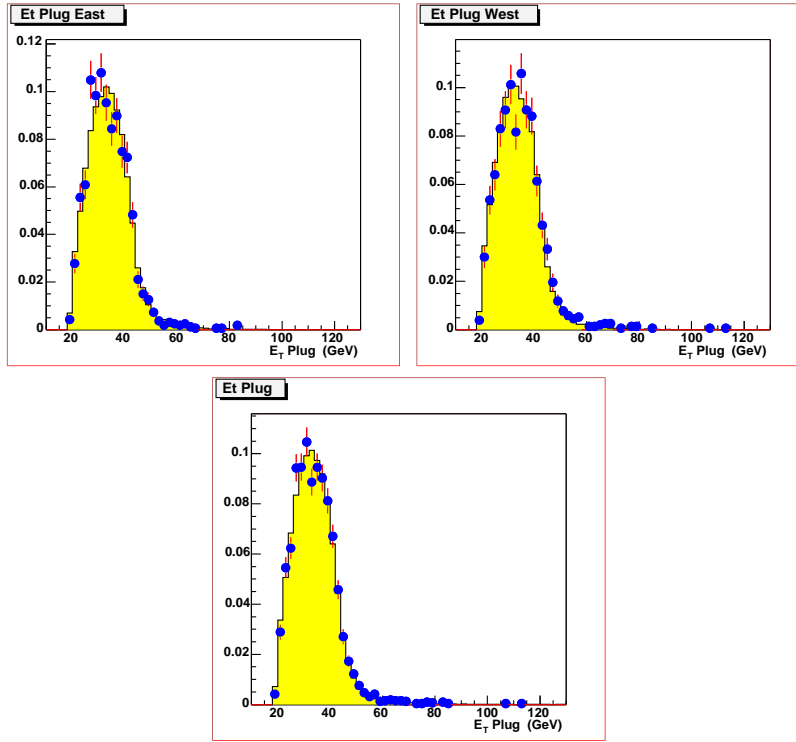
Obrázok 4.35: Rozdelenie azimutálneho uhla  $\phi$  pre dopredné elektróny (Plug)  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  eventov, dáta (body) a MC histogram, obe počtosti sú normované na jednotku. Vrchný ľavý obr. je pre východnú oblasť, vrchný pravý obr. je pre západnú oblasť, spodný obr. je pre východnú a západnú oblasť.

Preto sme konštatovali, že táto oblasť je nedôveryhodná.

## 4.9 Účinnosť trigeru

Vlastnosti *MET\_PEM* trigeru boli intenzívne študované v samostatnej práci [78], obsah ktorej ide nad rámec tejto práce. Účinnosť trigeru sme študovali pomocou záložných súborov trigerov<sup>13</sup>, ďalej označované ako záložný triger. Prehľad záložných trigerov a trigerov určených pre analyzované dáta zo súboru trigeru *MET\_PEM* sú v tabuľke 4.12. Vzorky na štúdium jednotlivých úrovní sme vyberali požadovaním splnenia tej ktorej úrovne trigeru, napr. bit pre *L1\_EM8\_MET15* musel byť rovný 1, aby sme považovali túto trigerovaciu podmienku za splnenú. Na všetky dáta sme aplikovali reťazec kritérií použí-

<sup>13</sup>*backup trigger path*

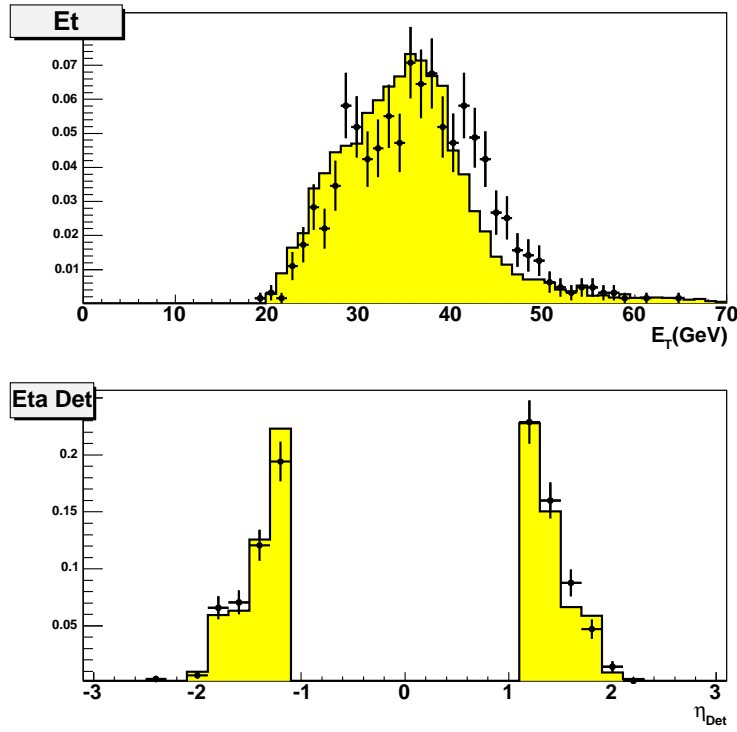


Obrázok 4.36: Rozdelenie priecnej energie  $E_T$  pre dopredné elektróny (Plug)  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$  eventov, dáta (body) a MC histogram, obe počtosti sú normované na jednotku. Vrchný ľavý obr. je pre východnú oblasť, vrchný pravý obr. je pre západnú oblasť, spodný obr. je pre východnú a západnú oblasť.

tých v našej analýze a následne sme študovali jednotlivé účinnosti (teda ak vo vzťahu pre účinnosť vystupuje označenie  $MET\_PEM$ , myslí sa tým vzorka eventov, ktoré spĺňajú všetky úrovne trigeru a výberové kritériá pre signál, opísané napr. v časti 4.2).

Z tabuľky 4.12 je zrejmé, že môžeme merať spoločnú účinnosť  $L1\_MET15$  &  $L3\_MET15$  a potom namerať nezávisle  $L1\_MET15$ . Takýto postup nám slúži na kontrolu výpočtu účinnosti trigeru. Kombinovaná účinnosť  $L1$  a  $L3$   $MET15$  triggerov je:

$$\epsilon(L1\_MET15 \& L3\_MET15) = \frac{P_{20 \& MET\_PEM}}{P_{20}}. \quad (4.18)$$



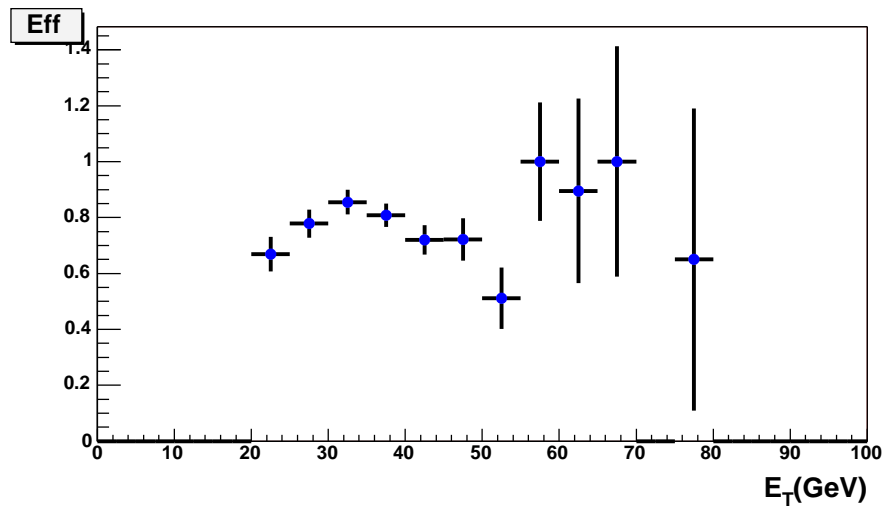
Obrázok 4.37: Porovnanie rozdelení pseudorapidity  $\eta$  (spodný obrázok) a priechnej energie  $E_T$  (horný obrázok) pre elektrónových kandidátov zo vzoriek dát pre  $W$  (body) a  $Z$  (histogram) bozóny. Početnosti sú normované na jednotku.

Ak predpokladáme 100% účinnosť trigera  $L1\_EM8$ , čo podľa meraní v centrálnnej oblasti je rozumný predpoklad, účinnosť  $L1\_MET15$  trigera je:

$$\epsilon(L1\_MET15) = \frac{P_{20\&L1\_EM8\_MET15}}{P_{20}}. \quad (4.19)$$

Na koniec účinnosť  $L3\_MET15$  trigera sme merali pomocou vzťahu

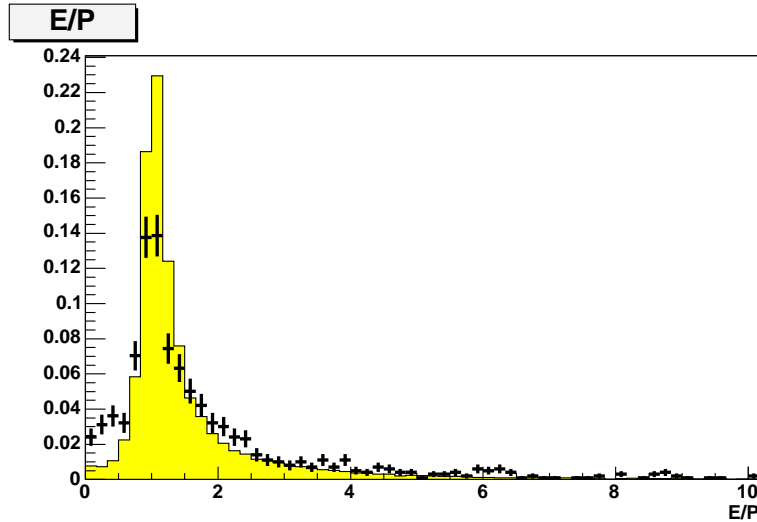
$$\epsilon(L3\_MET15) = \frac{P_{20\&L2\_PEM20\_L1\_EM8\_MET15\&MET\_PEM}}{P_{20\&L2\_PEM20\_L1\_EM8\_MET15}}, \quad (4.20)$$



Obrázok 4.38: Škálovací faktor  $SF$  účinnosti rekonštrukcie a asociácie dráhy ako funkcia  $E_T$ .

Súbor Trigera	Úroveň	Triger
MET_PEM	L1	L1_EM8_MET15
	L2	L2_PEM20_L1_EM8_MET15
	L3	L3_PEM20_MET15
PLUG_ELECTRON_20	L1	L1_EM8
	L2	L2_PEM20_PS10
	L3	L3_PEM20
MET_PEM_L1_EM8_MET15	L1	L1_MET15
	L2	L3_PSX_L1_EM8_MET15
	L3	L3_PEM20_MET15
JET_20	L1	L1_JET5
	L2	L2_PSX_L1_JET5
	L3	L3_JET_20

Tabuľka 4.12: Zoznam rôznych trigerov pre získanie vzoriek použitých v našej analýze. Jednotlivé úrovne trigerovacieho súboru MET\_PEM pre získanie signálu sú vysvetlené v texte. Informácie zo záložných súborov trigerov PLUG\_ELECTRON\_20 a MET\_PEM\_L1\_EM8\_MET15 boli použité pri hľadání účinnosti trigera signálu. JET\_20 je kontrolná vzorka, jej význam je bližšie vysvetlený v texte.



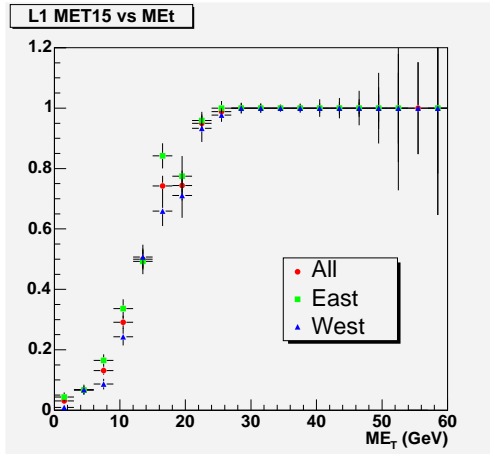
Obrázok 4.39: Rozdelenie  $E/p$  pre dopredné elektróny z procesu  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ . Porovnanie dát a MC. Obe distribúcie sú normované na jednotku. V dátach pozorujeme väčší podiel eventov s pomerom  $E/p < 0,5$  než v MC. Vysvetľujeme si to chybou merania hybnosti pre rekonštruované dráhy s vysokou priechnou hybnosťou  $P_T$ . Rozdiel medzi dátami a MC v oblasti  $0,5 < E/p < 1,5$  je dôsledkom normalizácie.

kde  $P_{20}$  je označenie pre  $PLUG\_ELECTRON20$  trigger. Na obrázku 4.40 ukazujeme účinnosť  $L1$  trigeru ako funkciu  $E_T$ . Hodnota účinnosti bola stanovená ako  $\epsilon_{L1} = 0,995 \pm 0,003$ .

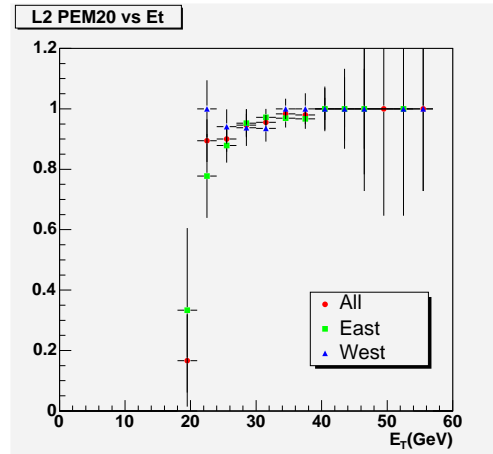
Obdobným spôsobom sme študovali účinnosť trigeru druhej úrovne. Sledovali sme eventy z trigeru  $L2\_PS\_X\_L1\_EM8\_MET15$ , ktoré prejdú našimi výberovými kritériami. Parameter  $X$  označuje, že z dát bol na úrovni trigeru vybraný každý  $X$ -tý event z viacerých možných, ktoré spĺňali kritériá v triggerovacej tabuľke. Tento postup sa nazýva *prescaling*<sup>14</sup>. V závislosti na stave triggerovacej tabuľky boli v analyzovanom období použité hodnoty  $X = 10$  alebo  $X = 20$ . Na obrázku 4.41 je účinnosť druhej úrovne ako funkcia  $E_T$ . Vidíme ostrý nástup trigeru pre prah  $E_T$ . Hodnota účinnosti je  $\epsilon_{L2} = 0,963 \pm 0,011$ .

Poslednou úrovňou trigeru je L3 úroveň. Účinnosť sme merali pomocou kontrolnej vzorky  $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ , konkrétne pomocou dopredných elektrónov z centrálno-doprednej dvojice. Zo 75 dostupných dopredných elektrónov 75 splnilo výberové kritériá (32 vo východnej a 43 v západnej oblasti). Účinnosť

<sup>14</sup>Opis je napr. v časti 2.8



Obrázok 4.40:  $L1\_MET15$  účinnosť ako funkcia  $E_T$ .



Obrázok 4.41:  $L2$  účinnosť ako funkcia  $E_T$ .

bola stanovená ako  $\epsilon_{L3} = 1_{-0,01}^{+0,0}$ , kde spodná hranica chyby bola stanovená pre predpoklad, že jeden event zo 75 by nespĺnil kritériá.

V tabuľke 4.13 sumarizujeme výsledky účinnosti. Rovnaký postup sme vyskúšali pre výberové kritériá bez požiadavky pre  $E/P$ , čím sme chceli otestovať stabilitu výsledku.

Úroveň trigera	$\epsilon$ bez $E/p$	$\epsilon$ s $0,5 < E/p < 2,0$	$\epsilon$ bez $0,5 < E/p < 2,0$
Úroveň 1	$0,975 \pm 0,003$	$0,976 \pm 0,003$	$0,995 \pm 0,003$
Úroveň 2	$0,964 \pm 0,0082$	$0,964 \pm 0,009$	$0,963 \pm 0,011$
Úroveň 3	$1,0_{-0,01}^{+0,00}$	$1,0_{-0,01}^{+0,00}$	$1,0_{-0,02}^{+0,00}$
Výsledná účinnosť	$0,940 \pm 0,009$	$0,940 \pm 0,009$	$0,958 \pm 0,012$

Tabuľka 4.13: Účinnosti trigera.

Získané výsledky sme chceli skontrolovať pomocou inej vzorky dát. Použili sme vzorku dvojjetových eventov s jedným jetom detekovaným v doprednej oblasti. Výsledná účinnosť je  $\epsilon_{MET\_PEM} = 0,842 \pm 0,094$ , kde vo východnej oblasti sme namerali účinnosť  $0,90 \pm 0,13$  (z početnosti eventov 9/10) a v západnej  $0,78 \pm 0,16$  (z početnosti eventov 7/9). Bohužiaľ výsledná štatistika je malá. Po zohľadnení chyby v určení účinnosti konštatujeme, že výsledok je konzistentný s účinnosťou získanou zo záložných triggerov.

## 4.10 Výsledky

Pre určenie súčinu účinného prierezu produkcie  $W$  bozónu v procese  $p\bar{p} \rightarrow W + X$  a vetviaceho pomeru pre jeho rozpad  $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$  bol použitý vzťah

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W + X) \times \text{BF}(W \rightarrow e\nu) = \frac{N_{\text{signal}} - N_{\text{pozadie}}}{\epsilon \times \mathcal{L}} \quad (4.21)$$

Počet eventov signálu  $N_{\text{signal}}$  pozostávajúceho z rekonštrukcie prítomnosti neutrína a detekcie izolovaného elektrónu bol získaný postupom opísaným v časti 4.2. Počet eventov  $N_{\text{pozadie}}$ , ktoré prešli výberovými kritériami zhrnutými v tabuľke 4.1 a ktoré pochádzajú z  $QCD$  a  $EWK$  procesov napodobňujúc signál, bol získaný postupom opísaným v časti 4.3. Celková účinnosť detekcie a rekonštrukcie signálu  $\epsilon$  je výsledkom súčinu viacerých nekorelovaných účinností, ktoré sú zhrnuté v tabuľke 4.14. Postupy získania jednotlivých účinností sú opísané v častiach 4.4 až 4.9. Zodpovedajúca luminozita  $\mathcal{L}$  bola získaná štandardným postupom [59], spoločným pre celú kolaboráciu, komentár je v časti 3.2. V tabuľke 4.15 je súhrn údajov použitých pre výpočet súčinu účinného prierezu a vetviaceho pomeru podľa vzorca 4.1.

Výsledná hodnota súčinu účinného prierezu pre produkciu  $W$  bozónu v zrážke  $p\bar{p}$  a vetviaceho pomeru pre rozpad  $W$  bozónu na elektrón a neutríno je  $\sigma \times \text{BF}(W \rightarrow e\nu) = 2,874 \pm 0,034(\text{stat}) \pm 0,167(\text{sys}) \pm 0,172(\text{lum})$  nb, kde (stat) značí štatistickú chybu, generovanú štatistikou vzorky, (sys) značí systematickú chybu, do ktorej prispievajú všetky zvyšné chyby okrem štatistickej chyby luminosity.

Tento výsledok je v zhode s teoretickou predpoveďou ( $NNLO$  výpočet)  $2,69 \pm 0,10$  nb [80]. V centrálnej oblasti boli namerané v rovnakom období, ako naša analýza, hodnoty pre elektrónový a miónový rozpadový kanál  $W$  bozónu:  $\sigma \times \text{BF}(W \rightarrow e\nu) = 2,782 \pm 0,014(\text{stat}) \pm 0,061(\text{sys}) \pm 0,056(\text{lum})$  nb a  $\sigma \times \text{BF}(W \rightarrow \mu\nu) = 2,772 \pm 0,014(\text{stat}) \pm 0,064(\text{sys}) \pm 0,060(\text{lum})$  nb. Porovnanie výsledku našej analýzy s výsledkami analýzy v centrálnej oblasti v rovnakom období a porovnanie s teoretickou predpoveďou je vidieť na obrázku 4.42. Rovnako sú na obrázku prítomné merania účinného prierezu produkcie  $W$  bozónu v zrážkach hadrónov za posledných 20 rokov. Konštatujeme, že výsledok našej analýzy je v dobrej zhode s predpoveďou Štandardného modelu na úrovni  $NNLO$ , ako aj s meraniami v centrálnej oblasti detektora  $CDF$ . Týmto sme získali metodiku na selekciu  $W$  pomocou detekcie elektrónov v doprednej oblasti detektora  $CDF$ , s využitím kombinácie informácie z kalorimetrického systému a dráhových detektorov.

Dôležitým výsledkom práce je štúdium zhody rôznych experimentálnych rozdelení a rozdelení získaných z MC simulácií. Tieto porovnania sú dôleži-

Účinnosť	Hodnota		Syst.chyba
$\epsilon_{Kin}$	$0,3112 \pm 0,0007$		0,0058
$\epsilon_{PVZ}$	$0,92 \pm 0,005$		0,0035*
$\epsilon_{ID}$	$0,961 \pm 0,004$		0,022
$\epsilon_{trig}$	$0,958 \pm 0,011$		
$\epsilon_{E/p}$	$0,64 \pm 0,015$		0,001
$\epsilon$		$0,170 \pm 0,005$	0,005
$\epsilon_{rekon.dráh}$		$0,322 \pm 0,009$	0,006
$\epsilon_{Lumi}$		$0,951 \pm 0,001$	0,005
Výsledná účinnosť $\epsilon_{celková}$		$0,052 \pm 0,002$	0,002

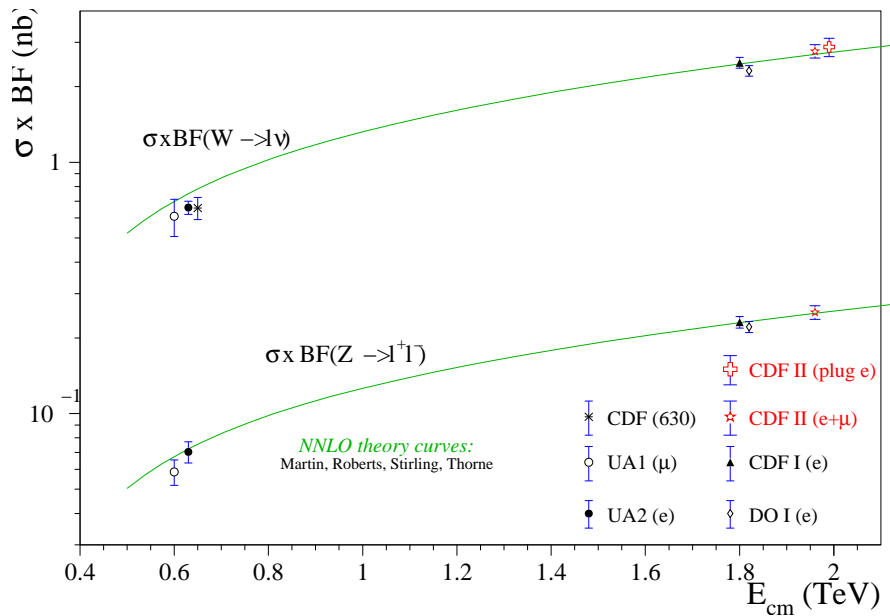
Tabuľka 4.14: Nájdené účinnosti pre jednotlivé postupy detekcie a rekonštrukcie signálu. V druhom stĺpci sú uvedené hodnoty účinnosti detekcie signálu triggerom a rekonštrukcie na základe informácie z kalorimetrického systému detektora *CDF*. Hodnoty sú uvedené so štatistickou chybou. V tret'om stĺpci je uvedená celková účinnosť detekcie a rekonštrukcie signálu v kalorimetrickom systéme  $\epsilon$ , účinnosť rekonštrukcie signálu na základe informácie z dráhového detektora  $\epsilon_{rekon.dráh}$  a účinnosť detekcie zrážky vo vymedzenom priestore  $\epsilon_{Lumi}$  (komentár vid' v časti 4.5).  $\epsilon_{celková}$  je výsledná účinnosť detekcie a rekonštrukcie signálu. V štvrtom stĺpci sú uvedené získané systemtické neurčitosti jednotlivých účinností. \* táto systematika pochádza z určenia  $P_{VZ}$ , ale hodnota sa vzťahuje na  $\epsilon_{Kin}$  (vid' časť 4.5).

té pre určenie miery pochopenia kvality simulácie odozvy detektora, čo má význam pre prácu celej kolaborácie experimentu *CDF*. Rovnako sa počas analýzy určili jednotlivé účinnosti, z ktorých pre využitie v ďalších analýzach je najdôležitejšia účinnosť *MET\_PEM* trigeru a účinnosť rekonštrukcie a asociácie dráhy leptónu v doprednej oblasti  $\epsilon_{rekon.dráh}$ .



Počet eventov procesu $W \rightarrow e\nu$	10461	
Počet eventov $QCD$ pozadia	$495 \pm 62(\text{stat})$	$\pm 247(\text{sys})$
Počet eventov $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ pozadia	$87 \pm 13(\text{stat})$	
Počet eventov $W \rightarrow \tau\nu$ pozadia	$324 \pm 23(\text{stat})$	
$\mathcal{L}$ ( $\text{pb}^{-1}$ )	64	$\pm 4.3(\text{sys})$
$\epsilon_{\text{celková}}$	$0,052 \pm 0,002(\text{stat})$	$\pm 0,002(\text{sys})$

Tabuľka 4.15: Hodnoty premenných použitých pre výpočet účinného prierezu.



Obrázok 4.42: Závislosť súčinu  $\sigma \times \text{BF}$  od energie hmotného stredú. Porovnané sú teoretické hodnoty (zelená čiara) s niektorými hodnotami nameranými počas posledných 20 rokov na hadrónových urýchľovačoch. Výsledok prezentovaný v tejto práci je označený ako „CDFII (plug e)“. Body, ktoré sú blízko seba, sú mierne posunuté za účelom rozlíšenia v grafickej prezentácii.

# Kapitola 5

## Experiment *ATLAS* a svetelný výt'ážok *Tile* kalorimetra

Pri konštrukcii centrálneho hadrónového kalorimetra experimentu *ATLAS* sa využíva svetelný signál zo scintilátora detekovaný fotonásobičmi ako zdroj informácií o uloženej energii v kalorimetri. Potreba ohodnotiť kvalitu svetelného signálu zo scintilátora detekovaného fotonásobičom sa vyžaduje aj pri kontrole spektrometrického kanála v experimentálnom setupe s detekciou svetla pomocou fotonásobiča. V tejto kapitole opíšeme stručne detektor *ATLAS* [81] a jeho centrálny hadrónový kalorimeter, ako aj príklad experimentálneho zariadenia s potrebou monitorovania spektrometrického kanála. Na oboch prípadoch experimentálnych zariadení poukážeme na potrebu ohodnotenia svetelného výt'ážku a kvality fotonásobiča použitého na detekciu svetla. Pokiaľ nie je uvedená pri obrázku citácia, obrázky pochádzajú z oficiálnych zdrojov experimentu *ATLAS*, určených pre prezentáciu detektora [81, 82].

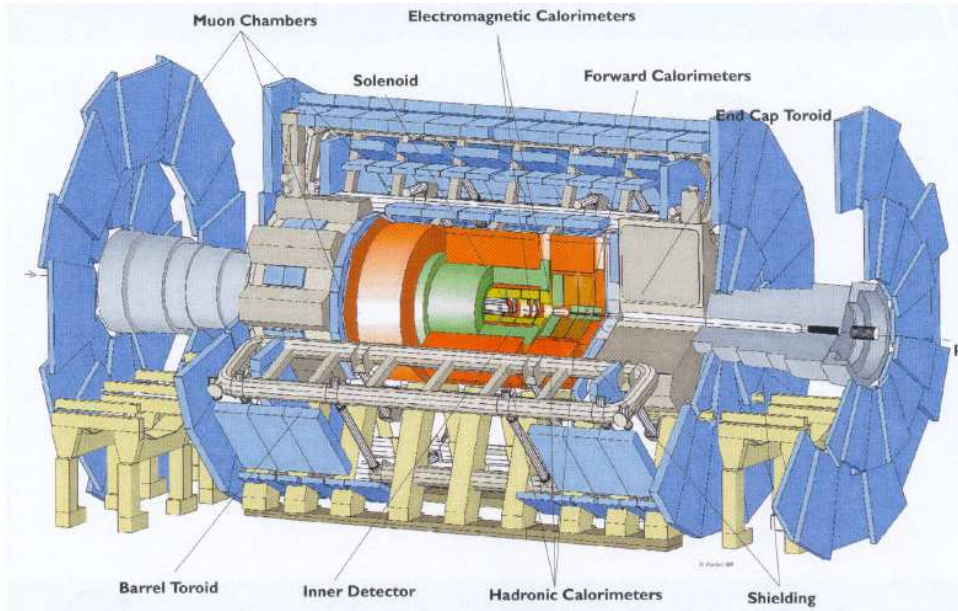
### 5.1 Opis detektora *ATLAS*

Celkový prehľad jednotlivých poddetektorov experimentu *ATLAS* je na obrázku 5.1. Detektor pozostáva zo štyroch základných konštrukčných častí, ktorých podrobný opis je možné nájsť v [82]. Prvou časťou je vnútorný detektor<sup>1</sup>, druhou je kalorimetrický systém, tretou je miónový detekčný systém a štvrtou samostatnou časťou je sústava magnetov.

Vnútorný detektor je umiestnený vo valci 7 m dlhom s priemerom 1,15 m. Vnútorným detektorom merané parametre ako meranie hybnosti, meranie

---

<sup>1</sup>*inner detector*



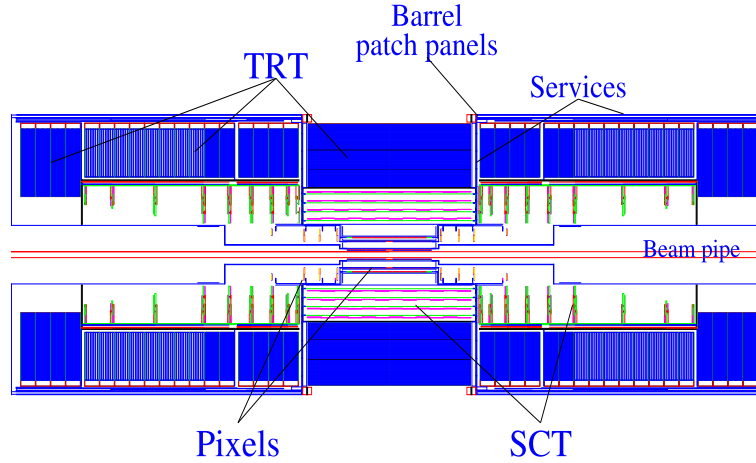
Obrázok 5.1: Schéma detektora *ATLAS* s vyznačenými jednotlivými poddetektormi a ďalšími konštrukčnými prvkami ako je vnútorný detektor *inner detector*, elektromagnetické kalorimetre *electromagnetic calorimeters*, hadrónové kalorimetre *hadronic calorimeters*, dopredné kalorimetre *forward calorimeters*, miónové komory *mion chambers*, solenoid *solenoid*, magnetické cievky v centrálnej *barrel toroid* a koncovej časti *End Cap Toroid*, prvky tienenia *shielding*.

pozície vertexov<sup>2</sup> a identifikácia leptónov, sú určené s vysokým rozlíšením pomocou kombinácie polovodičového pixelového a mikrostripového detektora. Za týmito dvomi detektormi nasleduje tzv. *straw tube* detektor (jedná sa o driftové komory), rozšírený o schopnosť merať prechodové žiarenie. Vnútorný detektor je umiestnený v magnetickom poli 2 T, ktoré je budené supravodičovým solenoidom obklopujúcim tento detektor. Rozlíšenie pri meraní hybnosti vnútorným detektorom bude  $\sigma/P_T \approx 0,05\%$ .  $P_T \oplus 0,1\%$  v rozsahu pseudorapidity<sup>3</sup>  $|\eta| < 2,5$ . Schématický rez vnútorného detektora je na obrázku 5.2.

Kalorimetrický systém pozostáva z elektromagnetického a hadrónového

<sup>2</sup>Pod *vertexom* sa rozumie poloha zrážky zväzkov alebo rozpadu častice vyprodukovanej v zrážke urýchľovaných častíc.

<sup>3</sup>Vid' vzťah 2.3.



Obrázok 5.2: Rez vnútorného detektora s vyznačenou polohou pixelového detektora *Pixel*, microstripového detektora *SCT* a *straw-tube* detektora *TRT*.

kalorimetra, pričom tieto kalorimetre sú delené ďalej na centrálnu<sup>4</sup>, koncovú<sup>5</sup> a doprednú<sup>6</sup> časť. Elektromagnetický kalorimeter samplingového typu s vysokou granularitou merania, postavený na báze kvapalného argónu, pokrýva veľkú oblasť pseudorapidity: centrálna oblasť  $|\eta| < 1,4$ , koncová oblasť  $1,4 < |\eta| < 3,2$ . Za použitia danej technológie je stavaný aj koncový hadrónový kalorimeter ( $1,5 < |\eta| < 3,2$ ) a dopredný kalorimeter ( $3,1 < |\eta| < 4,9$ ), ktoré následne zdieľajú s elektromagnetickým kalorimetrom spoločný kryogénny chladiaci obal. Centrálna ( $|\eta| < 1,0$ ) a bočná<sup>7</sup> ( $0,8 < |\eta| < 1,7$ ) časť hadrónového kalorimetra sú konštruované ako samplingové kalorimetre za použitia železa ako absorbčného materiálu a scintilátora ako aktívneho média. Rozlíšenie elektromagnetického kalorimetra bude

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10,0\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%, \quad (5.1)$$

a hadrónového kalorimetra bude

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{50,0\%}{\sqrt{E}} \oplus 3\%. \quad (5.2)$$

<sup>4</sup>barrel

<sup>5</sup>end-cap

<sup>6</sup>forward

<sup>7</sup>extended barrel

Kalorimeter je obklopený miónovým spektrometrom. Silové pole je vytvárané supravodičovými cievkami so vzduchovým jadrom<sup>8</sup>, pričom konštrukčne je systém vyhotovený ako jeden barel s dvomi postrannými toroidnými magnetmi. Pomocou tohto magnetického poľa sa minimalizuje mnohonásobný rozptyl a výborné miónové rozlíšenie je dosiahnuté tromi skupinami precíznych dráhových komôr. Rozlíšenie v meraní hybností je možno charakterizovať ako  $\sigma/P_T \sim 2 - 7\%$  s pokrytím priestoru pre  $|\eta| < 2,7$ .

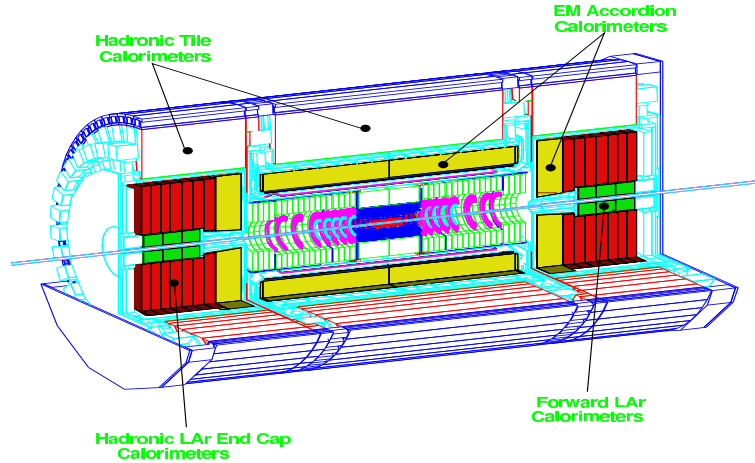
Miónový detektor definuje konečný rozmer detektora *ATLAS*. Vonkajšia komora v strednej časti dektora je vo vzdialenosti 11 m od zväzku. Polovičná dĺžka toroidu v strednej časti detektora je dlhá 12,5 m. Tretia vrstva miónových dopredných komôr, umiestnená na stenách podzemného hangáru, je vo vzdialenosti 23 m od bodu zrážky protibežných zväzkov. Celková hmotnosť detektora *ATLAS* je odhadovaná na 7000 ton.

## 5.2 Kalorimetria detektora *ATLAS*

Štruktúra kalorimetra detektora *ATLAS* je na obrázku 5.3. Základné navrhované parametre sú zhrnuté v tabuľke 5.1. Kalorimeter detektora *ATLAS* zahŕňa elektromagnetický a hadrónový kalorimeter pokrývajúci oblasť pseudorapidity  $|\eta| < 4,9$ . Elektromagnetický kalorimeter využíva kombináciu olova s kvapalným argónom, kde olovené platne majú tvar harmoniky, *accordion geometry*. V rozsahu pseudorapidity  $|\eta| < 1,8$  je umiestnený preddetektor, *presampler*, inštalovaný hneď za stenou kryostatu za účelom korigovania energetických strát pred hadrónovým kalorimetrom.

Celková hrúbka elektromagnetického kalorimetra je 25 radiačných dĺžok  $X_0$ . Celý kalorimeter je štruktúrovaný do troch častí v zmysle hĺbky (v smere letu detekovanej častice). Prvá časť s hrúbkou  $6 X_0$  v závislosti od  $\eta$  je použitá ako predsprškový detektor, umožňujúci zvýšiť možnosť rozlíšenia kombinácií častíc ako  $\mu/\pi^0$  a  $e/\pi$ , a poskytnúť precízne meranie pozície v zmysle  $|\eta|$ . Stredná časť je rozdelená na štvorce  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,025 \times 0,025$ , zhruba  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  pre  $\eta = 0$ . Ďalšia časť má deliteľnosť, *granularitu*,  $0,05 \eta$  a hrúbku od  $2 X_0$  po  $12 X_0$ . Obdobne sú delené aj ďalšie časti kalorimetra, s cieľom uspokojiť fyzikálne požiadavky ako rekonštrukcia jetov a meranie  $E_T$ . Celkový počet kanálov bude dosahovať počet okolo 190000. Jedným z hlavných cieľov a úloh elektromagnetického kalorimetra je merať fotóny  $\gamma$  a leptóny  $l$  z procesov rozpadu  $H \rightarrow \gamma\gamma$  a  $H \rightarrow 4l$ . Očakávané rozlíšenie  $10\%/\sqrt{E}$  so separáciou  $\gamma/jet$  na úrovni  $10^3$  sa dosahuje v kombinácii s vnútorným detektorom.

<sup>8</sup> *air-core*



Obrázok 5.3: Schématické zobrazenie elektromagnetického EM a hadrónového hadronic kalorimetra s vyznačením koncových *End Cup* a dopredných *forward* častí. Pojmy *Tile* a *Accordion* sú objasnené v texte.

Hadrónový centrálny kalorimeter je rozdelený na tri časti: centrálny barel a dva identické bočné barely. Jedná sa o samplingové kalorimetre s plastovými scintilačnými platňami umiestnenými v železnom absorbéri. Pre veľké pseudorapidity je použitá radiačne odolnejšia technológia s kvapalným argónom. Ide konkrétne o koncový hadrónový kalorimeter, kde na rozdiel od elektromagnetického kalorimetra bola použitá kombinácia rovnobežných medených platní a kvapalného argónu. V doprednom kalorimetri je plánovaná kombinácia kvapalného argónu s rovnobežnými elektródami v olovenom obale.

Dôležitým parametrom konštrukcie hadrónového kalorimetra je hrúbka. Kalorimeter musí poskytnúť dostatočný priestor na uloženie spršky a redukovanie prechodu časti spršky do miónového detekčného systému. Celková hrúbka je 11 interakčných dĺžok<sup>9</sup>  $\lambda_I$  pre  $\eta=0$ . To by malo podľa predbežných meraní zabezpečiť dostatočné splnenie kladených nárokov. Do úrovne  $10 \lambda_I$  by mal byť dostatočný priestor na detekovanie aj tých najenergetickejších jetov. Takýto systém poskytuje popri pokrytí veľkého rozsahu pseudorapidity  $\eta$  aj dobré merania chýbajúcej priečnej energie  $E_T$ .

<sup>9</sup>Bližšie vysvetlenie premennej vid' v časti 5.3.2.

EM KALORIMETER	Barelová časť	Koncový detektor	
Pokrytie	$ \eta  < 1,475$	$1,375 <  \eta  < 3,2$	
Pozdĺžne rozvrstvenie	3 vrstvy	3 vrstvy	$1,5 <  \eta  < 2,5$
		2 vrstvy	$1,375 <  \eta  < 1,5$
			$2,5 <  \eta  < 3,2$
Granularita( $\Delta \eta \times \Delta \Phi$ )			
Vrstva 1	$0,003 \times 0,1$	$0,025 \times 0,1$	$1,375 <  \eta  < 1,5$
		$0,003 \times 0,1$	$1,5 <  \eta  < 1,8$
		$0,004 \times 0,1$	$1,8 <  \eta  < 2,0$
		$0,006 \times 0,1$	$2,0 <  \eta  < 2,5$
		$0,1 \times 0,1$	$2,5 <  \eta  < 3,2$
Vrstva 2	$0,025 \times 0,025$	$0,025 \times 0,025$	$1,375 <  \eta  < 2,5$
		$0,1 \times 0,1$	$2,5 <  \eta  < 3,2$
Vrstva 3	$0,05 \times 0,025$	$0,05 \times 0,025$	$1,5 <  \eta  < 2,5$
HADRÓNOVÝ TILE KAL.	Stredná barelová časť	Bočný barel	
Pokrytie	$ \eta  < 1,0$	$0,8 <  \eta  < 1,7$	
Pozdĺžne rozvrstvenie	3 vrstvy	3 vrstvy	
Granularita( $\Delta \eta \times \Delta \Phi$ )			
Vrstva 1 a 2	$0,1 \times 0,1$	$0,1 \times 0,1$	
Vrstva 3	$0,2 \times 0,1$	$0,2 \times 0,1$	
HADRÓNOVÝ LAr		Koncový detektor	
Pokrytie		$1,5 <  \eta  < 3,2$	
Pozdĺžne rozvrstvenie		4 vrstvy	
Granularita( $\Delta \eta \times \Delta \Phi$ )		$0,1 \times 0,1$	$1,5 <  \eta  < 2,5$
		$0,2 \times 0,2$	$2,5 <  \eta  < 3,2$

Tabuľka 5.1: Prehľad navrhovaných parametrov niektorých častí kalorimetra detektora *ATLAS*. Koncové detektory majú v rámci jednej vrstvy rôznu granularitu v závislosti od  $|\eta|$ .

## 5.3 Hadrónový *Tile* kalorimeter

### 5.3.1 Kalorimetria vo fyzike vysokých energií

Kalorimetria je dôležitým spôsobom merania energie, ale aj polohy častice. Jedná sa o deštruktívnu meraciu metódu, kde incidentná častica je úplne absorbovaná. Na rozdiel od ostatných detektorov, v kalorimetroch prebieha zmena pôvodnej častice na iné. Poznáme rôzne konštrukcie kalorimetrov. Môžu byť komponované ako jeden kompaktný blok aktívneho média, teda média, odkiaľ sa získava signál. Častejšie sa však jedná o kombináciu aktívneho a pasívneho média, kalorimetre samplingového typu. Počas prechodu častice pasívnym médiom dochádza k interakcii častice a materiálu absorbera s produkciou ďalších častíc. V takomto kaskádnom procese narastá počet častíc a vzniká spĺška, preto sa kalorimetre často nazývajú spĺškové detek-

tory. Sprška sa šíri predovšetkým v doprednom smere. Rozširuje sa vďaka mnohonásobným Coulombovským rozptylom a priečnej zložke hybnosti sekundárnych častíc. Kalorimetre sú pre fyziku vysokých energií dôležité z troch hlavných príčin:

- Sú schopné detekovať aj neutrálne častice, ich konverziou na nabitú časticu.
- Nárast rozlíšenia s nárastom energie. Absorbancia energie je štatistický proces a závislosť energetického rozlíšenia je  $\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{1}{\sqrt{E}}$ .
- Rýchla odozva (rádovo 10 až 100 ns) umožňuje použiť kalorimetre ako trigerovacie zariadenie.

### 5.3.2 Hadrónová sprška

Častice v hadrónovej sprške interagujú analogicky ako v elektromagnetickej, no hadróny (pióny, protóny, neutróny, ...) na rozdiel od elektrónov sú schopné interagovať aj jadrovými efektami [83]. Časť energie sa spotrebuje na jadrové reakcie. Odhaduje sa, že v prípade, ak fragmenty štiepných reakcií nedosiahnu aktívne médium, až 40 % energie sa takto môže spotrebovať na aktívnym médiom nedekovateľnú energiu. K únikom energie dochádza aj vďaka produkcii neutrín a neutrálnych kaónov. Rovnako aj mióny ako produkty rozpadov piónov a kaónov strácajú len malú časť svojej energie v priestore kalorimetra, preto vo všeobecnosti hadrónová kaskáda dáva v prepočte na jednotku energie incidentnej častice menší signál ako elektromagnetická sprška.

Sprška sa kaskádne rozvíja od prvej interakcie incidentného hadrónu pomocou nepružných hadrónových procesov. Schématický náčrt hadrónovej spršky je na obrázku 5.4

Najviac zastúpenými sekundárnymi časticami v sprške sú pióny ( $\pi^\pm, \pi^0$ ). Keďže sa  $\pi^0$  rýchlo rozpadajú ( $10^{-16}$  s) na dve  $\gamma$  kvantá, dochádza k produkcii elektromagnetickej kaskády. Preto má hadrónová sprška dva komponenty, a sice čisto hadrónovú a elektromagnetickú. Tento fakt je dôležitý pre pochopenie odozvy hadrónového kalorimetra. Stredné zastúpenie elektromagnetickej spršky môžeme parametrizovať. Príkladom môže byť Wigmansova parametrizácia [84]:

$$f_{\pi^0} = k \log \frac{E}{E_h} \quad (5.3)$$

kde  $E$  je počiatočná energia incidentnej častice,  $k = 0,11$  je fenomenologická konštanta a  $E_h$  je referenčná energia, v danom prípade 1GeV.



Na rozdiel od interakčnej dĺžky pre elektromagnetickú kaskádu, pozdĺžny profil hadrónovej kaskády sa vyjadruje v jednotke zvanej interakčná dĺžka  $\lambda_I$ , niekedy jadrová interakčná dĺžka. Súvisí s pravdepodobnosťou  $1 - e^{-x/\lambda}$ , že hadrón bude interagovať silnou interakciou po prejdení vzdialenosti  $x$  [85]. Pre materiál s hustotou  $\rho$  a totálny účinný prierez interakcie  $\sigma$  má hodnotu

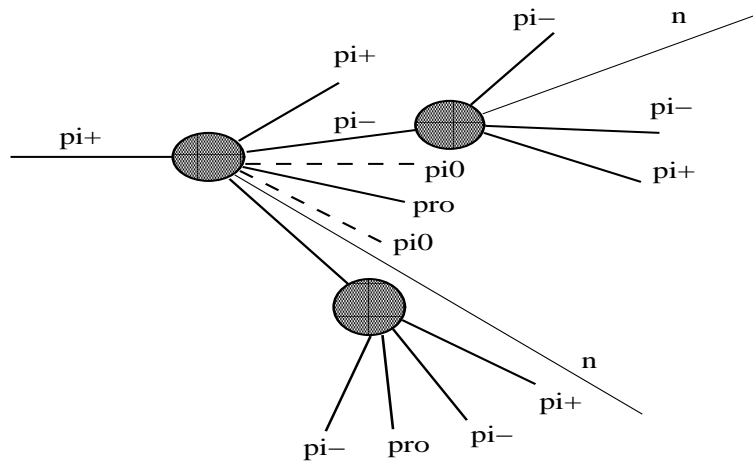
$$\lambda_I = \frac{A}{N_a \rho \sigma}, \quad (5.4)$$

pričom je možné použiť aj približný vzťah [86]:

$$\lambda_I = 35 \frac{A^{1/3}}{\rho}. \quad (5.5)$$

### 5.3.3 Hadrónový kalorimeter samplingového typu

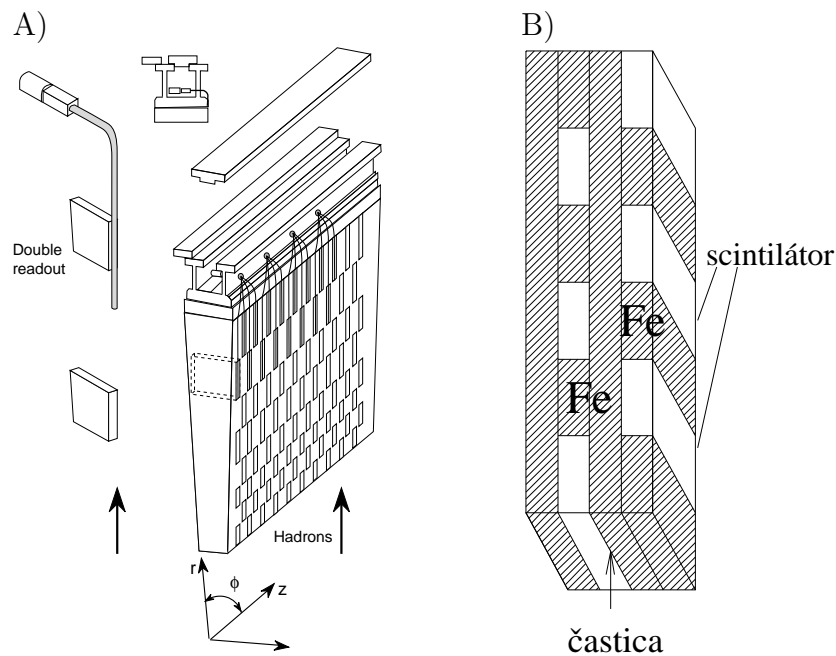
Hadrónový kalorimeter samplingového typu je založený na meraní viacerých vzoriek („samplov“) energie uloženej v kalorimetre. Absorbér je zväčša materiál s vysokou hustotou a teda malou interakčnou dĺžkou. Rozlíšenie hadrónového kalorimetra je ovplyvnené „neviditeľnou“ energiou uloženou v absorbéri, teda nedetekovateľnou, ktorá fluktuuje od eventu k eventu a faktom, že event od eventu fluktuuje aj podiel elektromagnetickej komponenty ( $\pi^0$  mezóny), ktorá konvertuje na signál efektívnejšie ako hadrónová komponenta. Odozva hadrónového detektora preto nie je rovnaká na čisto hadrónovú časť kaskády  $h$  a na čisto elektromagnetickú časť  $e$  hadrónovej spršky (vid' časť 5.3.2). Táto nerovnakosť sa označuje ako nekompenzovanosť a vyjadruje sa pomerom



Obrázok 5.4: Schématický náčrt hadrónovej kaskády. Elektromagnetické spršky produkované rozpadom  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  nie sú zobrazené.

odoziev  $e/h > 1$ . Jedná sa o neželateľný efekt, ktorý je treba minimalizovať. Kalorimeter s  $e/h = 1$  sa nazýva kompenzovaný kalorimeter. Tento parameter je nezávislý od energie incidentnej častice [87]. Kompenzovanosť kalorimetra sa dosahuje hardvérovou alebo softvérovou cestou. Základom hardvérovej cesty je použitie uránu ako absorbného materiálu. V ňom následne vznikajú neutróny ako súčasť odozvy na hadróny. Tieto neutróny sú schopné pretransportovať sa do aktívneho média. Aktívne médium obsahuje atómy vodíka. Neutróny tak strácajú kinetickú energiu v pružných  $n - p$  zrážkach. Tieto protóny ionizáciou zväčšujú odozvu na hadróny. Ďalej sa využíva zmena geometrie aktívneho média a jeho množstva [88]. Softvérová kompenzácia je založená na správnom segmentovaní detektora a následnom softvérovom korigovaní odozvy z miest s veľkou elektromagnetickou odozvou. Napríklad v testoch kalorimetra detektora *ATLAS* sa jedná o rekonštrukciu energie váhovou metódou [89, 90].

V prípade hadrónového *Tile* kalorimetra je ako absorbér použité železo a ako aktívny materiál sú použité platne scintilátora. Princiálny náčrt modulu *Tile* kalorimetra je na obrázku 5.5A). Platne scintilátora, 3 mm hrubé, sú umiestnené rovnomerne do hĺbky. Štruktúra je periodická v smere



Obrázok 5.5: A) Jeden modul hadrónového *Tile* kalorimetra. B) Jedna perióda hadrónového *Tile* kalorimetra.

osi  $z$ , teda v smere zväzku. Hrúbka železných platní je 14 mm v jednej

perióde. Konštrukcia periódy je znázornená na obrázku 5.5B). Dve strany scintilačnej dosky sú čítané optickými vláknami s posunovačom vlnovej dĺžky, ktoré vedú k dvom fotonásobičom, jeden pre každú stranu. Ionizujúca častica excituje molekuly scintilátora, ktoré následne emitujú  $UV$  svetlo. To je konvertované na viditeľné svetlo farbivom scintilátora. Optické vlákna, zabezpečujúce transport svetla úplným odrazom až k fotonásobičom, pretransformujú zozbierané scintilačné svetlo na svetlo, pre ktoré sú priehľadné a na ktoré je zároveň dostatočne citlivá fotokatóda fotonásobiča. V snahe zabezpečiť rovnomernosť pokrytia fotokatódy je medzi optické vlákno a fotonásobič umiestnený svetelný mixér. Od fotonásobičov vzdialenejší koniec optických vlákien je pokrytý hliníkom na zvýšenie odraznosti svetla. Signál zo scintilátora a optických vlákien je rýchly, rádovo ns. Celá „optika“ *Tile* kalorimetra je navrhovaná v snahe získať a počas činnosti udržať taký svetelný výť'azok, aby jeho rozlíšenie nebolo zhoršené nedostatkom počtu detekovaných fotoelektrónov.

### 5.3.4 Svetelný výť'azok hadrónového *Tile* kalorimetra

Optimalizácia hadrónového kalorimetra z pohľadu efektivity získavania signálu si vyžaduje techniky ohodnotenia jej kvantity. Keďže sa používa v hadrónovom *Tile* kalorimetri scintilačná technológia, kvantitatívny popis odozvy detektora je uskutočnený pomocou počtu produkovaných fotoelektrónov na fotokatóde fotonásobičov.

Stanovenie absolútneho počtu fotoelektrónov je dôležité pre vývoj geometrie scintilačných platní, topológie optických vlákien a technológie optických prechodov. O optimalizácii je možné viac sa dozvedieť v [91]. Svetelný výť'azok kalorimetra je možné určiť viacerými experimentálnymi spôsobmi. V testoch pre experiment *ATLAS* sa používa metóda neutrálnych filtrov [92, 93], ďalej prebieha testovanie pomocou miónových dát [94, 95, 96, 97] a pomocou laserových dát [98].

Základom štúdie pomocou miónov je určenie počtu fotoelektrónov získaných zo scintilátora na základe znalosti charakteristiky fotonásobiča, náboja na fotonásobičoch detekujúcich svetlo zo scintilačnej dosky a na základe znalosti konverzného pomeru  $\alpha_e$  medzi zozbieraným nábojom [pC] a uloženou energiou [GeV]. Svetelný výť'azok normalizovaný na veľkosť odozvy a na uloženú energiu získame pomocou vzť'ahu [99]:

$$n_{f.e.} = f_{\text{pmt}} \left( \frac{Q_C}{\sigma_C} \right)^2 \frac{1}{Q_c} \alpha_e. \quad (5.6)$$

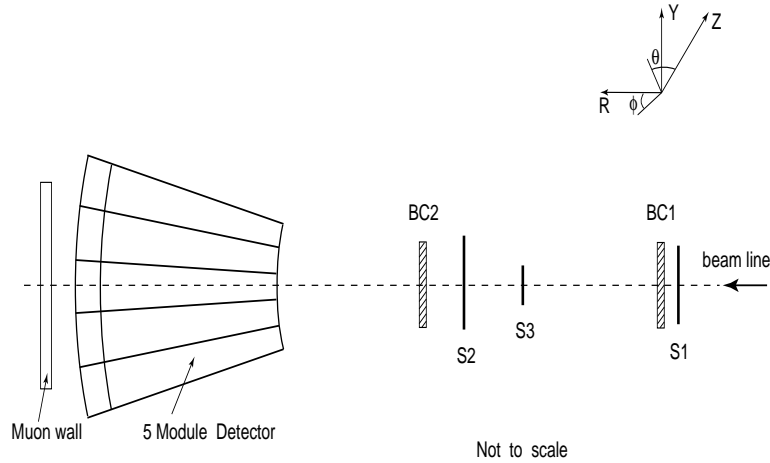
kde  $Q_C$  je náboj (myslí sa stredná hodnota), ktorý získame v prípade *Tile* kalorimetra z dvoch fotonásobičov, pričom oba fotonásobiče detekujú svetlo

z toho istého scintilátora. Ako odchýlka  $\sigma_C$  sa používa *RMS* rozdielu nábojov z oboch fotonásobičov. Konštanta  $f_{\text{pmt}}$  s hodnotou 1,0 až 1,4 predstavuje korekciu zohľadňujúcu stochastické efekty dynódného systému fotonásobiča a nazýva sa šumový faktor, *excess factor*. V predkladanej práci prezentovaná metóda opisu odozvy fotonásobiča umožňuje nájsť túto konštantu  $f_{\text{pmt}}$  experimentálnym postupom individuálne pre každý fotonásobič. Hodnota pomeru  $\alpha_e$  sa získava pomocou zväzku elektrónov so známou energiou [100]. Tento člen je energeticky nezávislý, keďže je určený z podielu nábojového zisku a energie zväzku, ktorej zodpovedá daný nábojový zisk.

Príklad využitia poznatku o svetelnom výťazku je možné ukázať na prototypoch hadrónového *Tile* kalorimetra, ktoré boli v rôznych obmenách testované aj pomocou miónov [94]. Náčrt konfigurácie detektorov pri testoch pomocou zväzku je aj so stručným popisom na obrázku 5.6. Na obrázku 5.7 je zobrazený svetelný zisk, nameraný počas testov, pre rôzne veľkosti scintilátorov z rôznych hĺbok prototypov kalorimetra. Pomer medzi nábojom odozvy a uloženou energiou v kalorimetri je určený pre elektrónový zväzok nalietajúci do detektora pod uhlom  $10^\circ$  a jeho hodnota pre spracovanie dát je  $\alpha_e = 5,59 \text{ pC/GeV}$ . Každý z bodov predstavuje sumáciu výsledkov z 11 až 12 scintilačných platní v jednej bunke. Malé platne sú pripojené k dlhším optickým vláknam než väčšie scintilačné platne, s cieľom dosiahnuť jednotnú veľkosť odozvy v závislosti od hĺbky zberu signálu. Z porovnania ziskov medzi jednotlivými prototypmi je možné konštatovať nárast veľkosti svetelného signálu. Nárast o faktor 2,5 oproti prvému prototypu bol dosiahnutý skvalitnením samotných scintilátorov, topológie optických vlákien a precíznejšou konštrukciou prototypu. Vplyv zvýšenia svetelného výťazku na odozvu kalorimetra na mióny vidíme na obrázku 5.8. Z uvedeného porovnania vyplýva, že 48 fotoelektrónov na GeV uloženej energie je postačujúcich na detekciu miónu rovnako dobre ako 64 fotoelektrónov, no je nutné pripomenúť neskoršie zníženie výťazku v dôsledku radiačnej zát'áže scintilátorov a optických vlákien.

## 5.4 Experimentálne aparatóry

Experimentálne odozvy fotonásobičov boli získavané predovšetkým na aparatóre opísanej v časti 5.4.1, ale aj na setupe opísanom v časti 5.4.2, na ktorom sme použili nami rozvíjanú metódu dekonvolúcie odozvy fotonásobiča na monitorovanie stability spektrometrického kanála pri testoch miónových detektorov pre experiment *CDF* [42].



Obrázok 5.6: Schéma konfigurácie testovacej aparátúry prototypu *Tile* kalorimetra, *Module Detector*. *S1*, *S2* a *S3* sú scintilačné detektory pre kontrolu zväzku a *BC1* a *BC2* sú vláknové komory pre určovanie uhla dopadu zväzku na prototyp kalorimetra [94].

#### 5.4.1 Experimentálna aparátúra pre meranie odozvy fotonásobičov

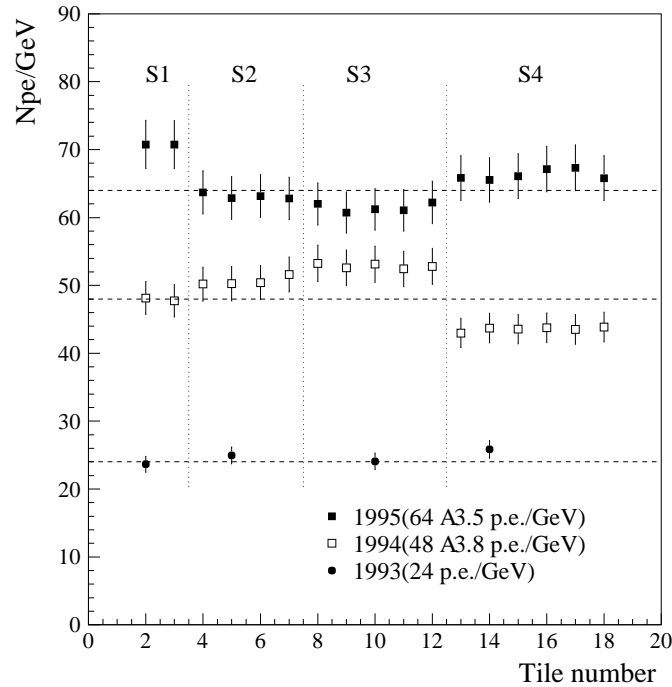
Experimentálne odozvy fotonásobičov použité v tejto práci boli získané pomocou experimentálnej sústavy zobrazenej na obrázku 5.9.

Ako impulzný zdroj svetla bola použitá *LED* dióda *AlGaAs HLMP 8100*, *Hewlett Packard*, riadená generátorom impulzov (*GEN*) s krátkymi impulzmi ( $\approx 10$  ns), ktorý bol súčasne zdrojom trigerovacieho signálu pre analógovo–číslicový *ADC* prevodník. Analógový signál z fotonásobiča bol zosilňovaný predzosilňovačom *PA* s čipom *TL NE592D* a konvertovaný pomocou *ADC* (*LeCroy 2249A*). Šírka *LED* signálu bola 80 ns. Transport svetla od *LED* diódy k fotokatóde fotonásobiča bol realizovaný optickým vláknom. Zber výstupných informácií zabezpečovalo *PC*.

#### 5.4.2 Experimentálna aparátúra v Dubne

V časti 2.7.6 sú opísané scintilačné platne so zberom svetla pomocou optických vlákien s posunovačom spektra<sup>10</sup>, ktoré sú súčasťou miónového detektora experimentu *CDF*, jedná sa napr. o časť označenú ako *CSP*, ktorej platne boli dlhé 300 cm, široké 20 cm a hrubé 2 cm. Všetky scintilačné platne miónového systému boli vyprodukované v SÚJV Dubna, Ruská Federácia,

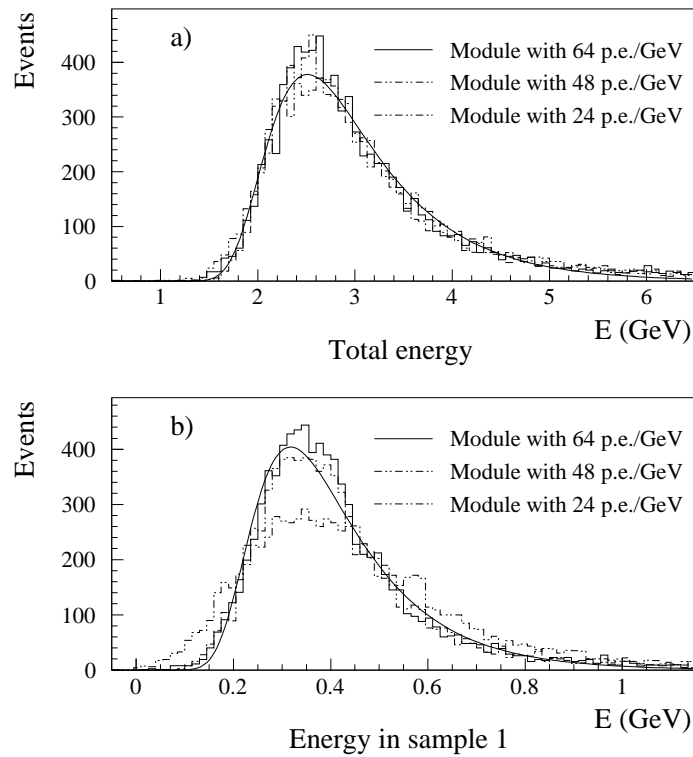
<sup>10</sup>*wave shift*



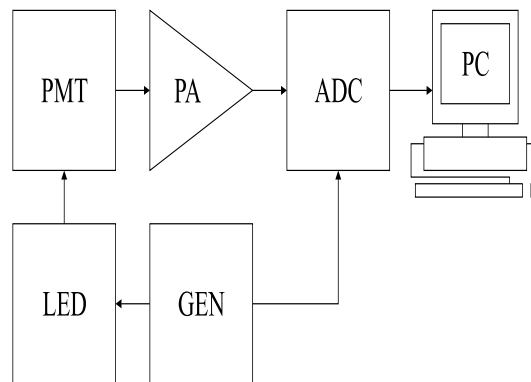
Obrázok 5.7: Svetelný výťažok prototypov *Tile* kalorimetra pri testoch pomocou miónov. Uvedený výťažok je udaný v počte fotoelektrónov na jednotku energie  $N_{pe}/\text{GeV}$  uloženú v bunke čítanej dvoma fotonásobičmi ako funkcia hĺbky čítania, *Tile Number* informácie v kalorimetre. Hodnoty sú dané pre prototypy z rokov 1993, 1994 a 1995. Veľkosť scintilačných platní rastie od platne 1 po platňu 18 [94].

kde boli aj testované. Testy boli vykonané na experimentálnej aparatúre zobrazenej na obrázku 5.10 Táto aparatúra pozostáva zo samotnej scintilačnej platne, obloženej teleskopom na kozmické mióny, ktorý sa pohyboval pozdĺž testovanej platne. Teleskop pozostával z troch scintilačných doštičiek  $7 \times 7 \text{ cm}^2$ , dvoch nad a jednej pod testovanou platňou. Tieto doštičky spúšťali trigger merania odozvy scintilátora po prelete kozmického miónu. Usporiadanie elektroniky spektrometrického kanála bolo analogické s aparatórou použitou v našom laboratóriu s rozdielom v použití zoslabovača signálu *ATT* pre zväčšenie dynamického rozsahu vstupu do *ADC* a v použitom predzosilňovači: analógový signál bol spracovaný predzosilňovačom *Phillip Scientific 777*. Pri meraniach bol svetelný signál detekovaný fotonásobičom *Hamamatsu R5600* s dynódnym systémom typu *metal channel*<sup>11</sup>. Uchytenie fotonásobiča na testovanej platni umožňovalo detekciu svetelného signálu

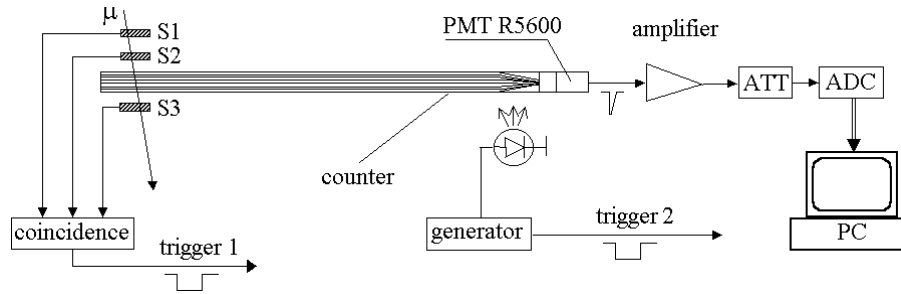
<sup>11</sup>Detaily konštrukcie fotonásobiča a dynódneho systému vid' v časti 6.4.3.



Obrázok 5.8: Energetické straty miónov s energiou 150 GeV pri incidentnom uhle dopadu  $10^\circ$ . V histogramoch sú zobrazené dáta z troch prototypov s rozdielnými rozlíšeniami: 24, 48 a 64 fotoelektrónov na GeV. Horný histogram predstavuje straty v celom prototypu ( $9 \lambda_I$ ), v dolnom histograme sú straty v prvej časti prototypu ( $1,5 \lambda_I$ ) [94].



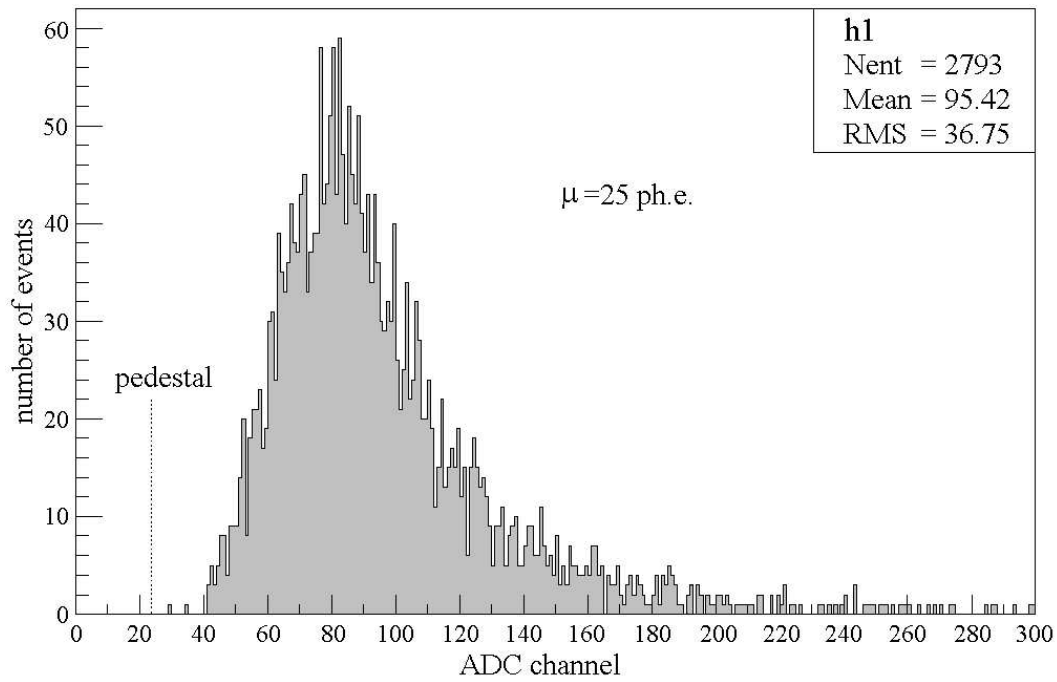
Obrázok 5.9: Bloková schéma meracej aparatúry na meranie odozvy fotonásobiča, umiestnenej v laboratóriu *KJFB UK*.



Obrázok 5.10: Schématický náčrt experimentálnej aparatury na testy scintilačných platní *counter* miónového detektora experimentu *CDF* [42]. Teleskop na kozmické mióny  $\mu$  pozostáva z troch scintilačných doštičiek  $S_1$ ,  $S_2$  a  $S_3$ . Naznačené sú aj dva režimy trigeru, v ktorom pracovala aparatura. Objasnené sú v texte.

z optických vlákien testovanej platne, ako aj signálu z *LED* diódy. Aparatura pracovala v dvoch režimoch. V prvom režime (*trigger 1* na obrázku 5.10) sa detekovala odozva na kozmické mióny (príklad experimentálnej odozvy spomínaného detektora na mióny je na obrázku 5.11), kde triger zabezpečovala koincidencia troch malých scintilátorov (na obrázku 5.10 označených ako  $S_1$ ,  $S_2$  a  $S_3$ ). V druhom režime sa detekovala odozva na svetlo produkované *LED* diódou. V tomto režime (*trigger 2* na obrázku 5.10) bol celý triger riadený generátorom impulzov, obdobne ako v aparature opísanej v časti 5.4.1. Tento režim slúžil na monitorovanie stability spektrometrického kanála a určenie strednej hodnoty nábojovej odozvy na jeden fotoelektrón [42], parameter  $Q_1$  opísaný v časti 7. V tomto režime sme použili na vyhodnotenie meraní práve metódu dekonvolúcie odozvy fotonásobiča, opísanú v kapitole 7.





Obrázok 5.11: Typické spektrum odozvy detektora, opísaného v texte, na kozmické mióny. Trigerovacia sústava scintilačných detektorov bola umiestnená  $\sim 290$  cm od konca, na ktorom bol umiestnený fotonásobič [42]. Pre predstavu o testovanom detektore pozri obrázok 2.27.

# Kapitola 6

## Fotonásobič

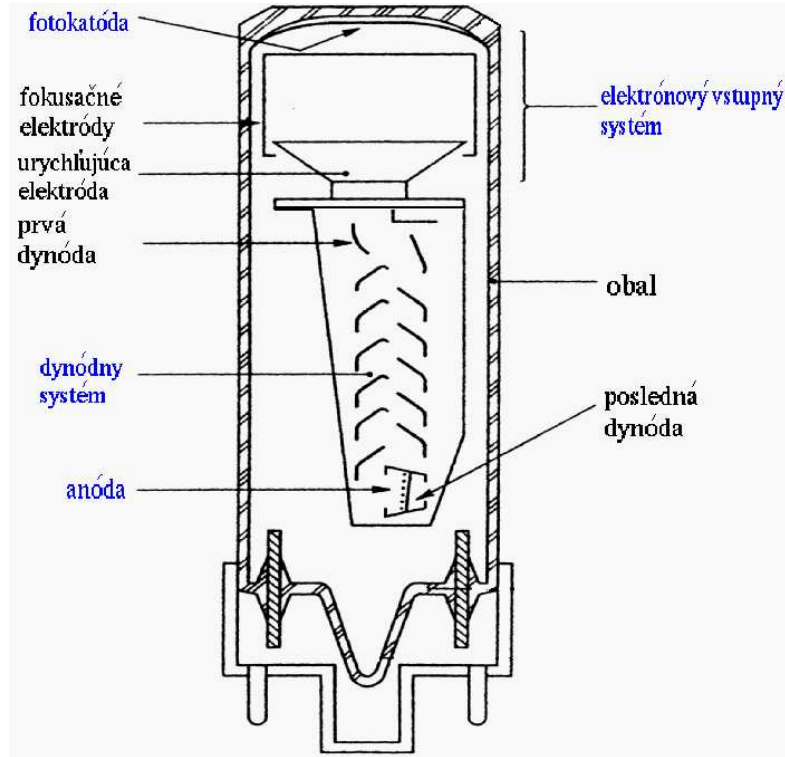
### 6.1 Základná konštrukcia fotonásobiča a jeho operačné princípy

Fotonásobič je zariadenie, ktoré konvertuje svetelný signál na merateľný elektrický impulz. Pozostáva zo štyroch základných častí:

- fotokatóda, zabezpečujúca konverziu svetla na tok elektrónov,
- elektrónový vstupný systém, ktorý urýchľuje a fokusuje elektróny do dynódneho reťazca,
- násobič elektrónov (dynódny systém), ktorý tvoria jednotlivé dynódy - dynódne stupne zosilňujúce vstupný signál,
- anóda, ktorá zachytáva tok elektrónov vystupujúcich z dynódneho systému.

Typický fotonásobič je schématicky znázornený na obrázku 6.1.

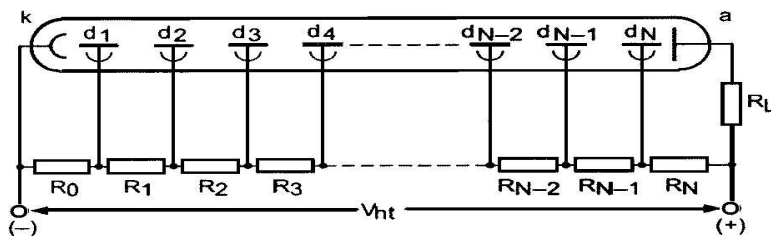
Princíp fotonásobiča je založený na dvoch fyzikálnych javoch: fotoefekt a sekundárna emisia. Fotóny dopadajúce na fotokatódu v nej odovzdávajú energiu elektrónom, pričom niektoré z nich získajú dostatočnú energiu na opustenie materiálu, tzv. fotoelektróny. Obdobne prebieha proces sekundárnej emisie aj pre elektróny dopadajúce na jednotlivé dynódy, kedy sa produkujú tzv. sekundárne elektróny. Počet emitovaných sekundárnych elektrónov vyvolaný dopadom jedného primárneho elektrónu na  $i$ -tú dynódu udáva koeficient sekundárnej emisie  $\delta_i$ . Fotoelektróny dopadajúce na prvú dynódu v počte  $n_{f.e.}$  vyvolajú násobný proces, ktorý sa opakuje na každej dynóde až po zachytenie na anóde. Ak je počet dynódnych stupňov  $N$ , potom stredný počet elektrónov zachytených anódou je



Obrázok 6.1: Časti fotonásobiča, zobrazené na príklade rýchleho fotonásobiča: *Fast PMT 56AVP* [101].

$$n_a = n_{f.e.} \prod_{i=1}^N \delta_i. \quad (6.1)$$

Elektróny sú medzi dynódami urýchľované elektrickým poľom. Príslušné rozdiely potenciálov sa získavajú deličmi napätia. Praktické skúsenosti ukázali, že fotonásobič a delič napätia by mali byť analyzované v konkrétnych aplikáciách ako jeden celok [102]. Príklad zapojenia deliča vysokého napätia je na obrázku 6.2. Vo všeobecnosti môžu byť elektróny fokusované na jednotlivé dynódy magnetickým alebo elektrickým poľom. V nasledujúcich častiach opíšem jednotlivé prvky konštrukcie fotonásobiča potrebné pre chápanie konštrukcie jeho odozvy.



Obrázok 6.2: Príklad zapojenia deliča napätia dynódneho systému [103].

## 6.2 Fotokatóda

Konverzia fotónu na elektrón sa zabezpečuje na fotokatóde prostredníctvom fotoefektu. Z vlastností tohto javu vyplýva, že charakter fotokonverzie závisí od vlnovej dĺžky dopadajúceho svetla a od materiálu fotokatódy. Pre fotoemisiu je charakteristický fakt, že nie všetky fotóny dopadajúce do materiálu spôsobujú fotoemisiu, taktiež nie všetky vytvorené elektróny sú emitované smerom von z materiálu. Táto skutočnosť je zohľadnená v koeficiente kvantovej účinnosti  $\eta(\lambda)$ , ktorej hodnota je vždy menšia ako jeden a definuje sa ako

$$\eta(\lambda) = \frac{n_{f.e.}}{m_{\gamma}(\lambda)}, \quad (6.2)$$

kde  $n_{f.e.}$  je počet emitovaných elektrónov a  $m_{\gamma}(\lambda)$  je počet incidentných fotónov danej vlnovej dĺžky dopadajúcich na fotokatódu. Rozdelenie energie a uhlov výletu závisí od materiálu fotokatódy a od energie primárneho toku. Príklad energetického rozdelenia pre emitované fotoelektróny je na obrázku 6.3. Pre toky fotónov s energiou do 10 eV je energia emitovaných fotoelektrónov niekoľko eV pre väčšinu druhov fotokatód [104, 103].

V praxi sa vlastnosti fotokatódy charakterizujú pomocou fotometrických a rádiometrických veličín.

## 6.3 Elektrónový vstupný systém

Po emisii musia byť fotoelektróny zachytené dynódnym systémom. Aby mohol dynódnny systém pracovať efektívne, je potrebné, aby boli tieto elektróny fokusované na prvú dynódu, pokiaľ možno s minimálnymi stratami. Otázky s týmto spojené rieši *elektrónový vstupný systém*. Najčastejšie sa na fokusáciu využíva elektrické pole vo vhodnej konfigurácii. Magnetické pole môže byť principiálne použité tiež (Kubeckeho elektrónový násobič [105]), no rovnako ako kombinácia oboch polí využíva sa len v špecifických prípadoch. Obrá-

zok 6.4 predstavuje schematický náčrt elektrónového vstupného systému.

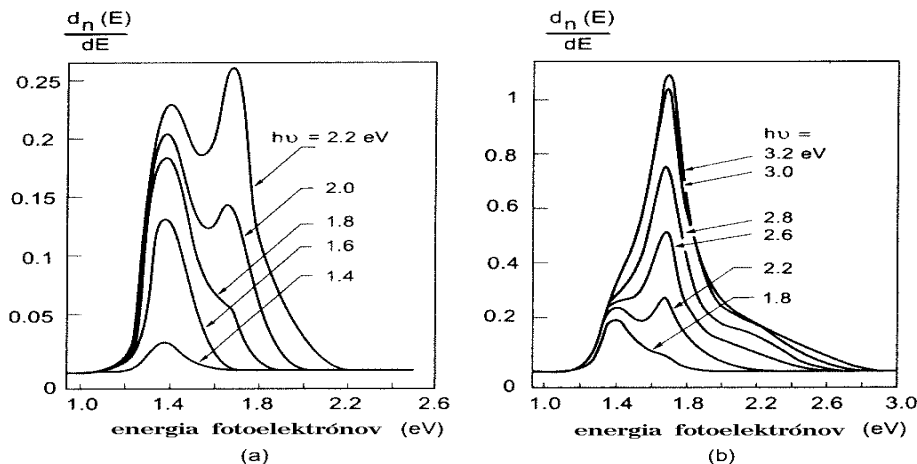
Pri navrhovaní takéhoto systému musia byť zohľadnené nasledujúce základné požiadavky:

- zber musí byť maximálne efektívny pre celú oblasť fotokatódy,
- doba preletu fotoelektrónov z fotokatódy na prvú dynódu nesmie závisieť od miesta emisie,
- musia byť minimalizované chyby vstupného systému, ako napr. fokušácia mimo prvej dynódy.

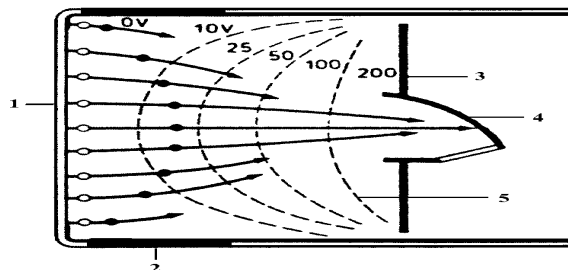
Vysoké nároky na kvalitu sú kladené najmä u rýchlych fotonásobičov. Dôležitou okolnosťou je aj zohľadnenie špecifických pracovných podmienok, napr. pre intenzívne vonkajšie magnetické pole.

## 6.4 Dynódny systém

Zosilnenie vstupného signálu v podobe fotoelektrónov zabezpečuje násobič elektrónov, nazývaný aj dynódny systém. Dynódne systémy sú konštruované tak, aby elektróny emitované jednou dynódou získali pred dopadom na druhú dynódu energiu  $\sim 100$  eV. Ako už bolo spomenuté v časti 6.1, znásobenie počtu elektrónov sa deje na dynódach pomocou javu sekundárnej emisie.

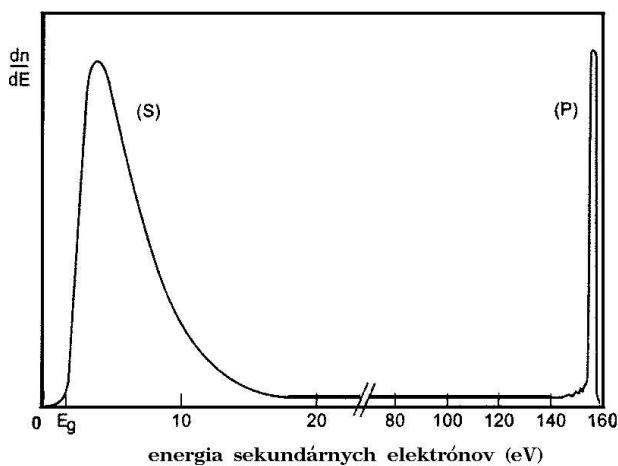


Obrázok 6.3: Energetické spektrum emitovaných fotoelektrónov [103] pre rôzne energie incidentných fotónov. V prípade obrázku (a) je interval energií fotónov nižší než v prípade obrázku (b).



Obrázok 6.4: Schématické znázornenie elektrónového vstupného systému. 1–fotokatóda, 2–fokusačné elektródy, 3–urýchľujúce elektródy, 4–prvá dynóda, 5–ekvipotenciálne čiary [101].

Z vlastností tohto javu vyplýva, že počet emitovaných sekundárnych elektrónov je funkciou energie primárnych elektrónov. V medzidyndnom priestore je energia elektrónov funkciou aplikovaného medzidyndného napätia [106]. Energetické spektrum vystupujúcich sekundárnych elektrónov je na obrázku 6.5. Asymetrická časť *S* so strednou hodnotou rádovo niekoľko eV popi-



Obrázok 6.5: Príklad energetického spektra sekundárnych elektrónov pre materiály s pozitívnou elektrónovou afinitou [103]. Pôvod pík *S* a *P* je vysvetlený v texte.

suje sekundárne elektróny, pík *P* charakterizuje pružne rozptýlené primárne elektróny bez významných energetických strát. Nízkoúrovňové kontinuum medzi časťami *S* a *P* predstavuje predovšetkým nepružne rozptýlené primárne elektróny.

### 6.4.1 Násobenie elektrónov

Pre chápanie odozvy fotonásobiča je dôležité popísať túto odozvu pre ideálny fotonásobič, so 100 % účinnosťou záchytu fotoelektrónu v dynódnom systéme, fotoemisiou iba na fotokatóde a 100 % účinnosťou zberu elektrónov na anóde. Za týchto predpokladov platí pre stredný počet emitovaných elektrónov následný vzťah [106]

$$\delta_i = \text{const} \cdot \left( U_i \right)^\kappa, \quad (6.3)$$

kde  $U_i$  je rozdiel potenciálov medzi  $(i-1)$ -ou a  $i$ -tou dynódou,  $\kappa$  je koeficient nadobúdajúci konštantnú hodnotu z intervalu 0,6 až 0,9 [107, 103]. Spomínaný rozdiel potenciálov medzi dynódami stupňami násobiča elektrónov sa opisuje repartičným pomerom  $r_1 : r_2 : \dots : r_N$  (pre  $N$  dynódny systém). Pri aplikovaní napätia  $U_{AK}$  medzi fotokatódou a anódou je napätie medzi  $(i-1)$ -ou a  $i$ -tou dynódou rovné

$$U_i = r_i \cdot \left( \frac{U_{AK}}{\sum_{p=1}^N r_p} \right) \quad (6.4)$$

Dynódny systém, ako násobič elektrónov, sa charakterizuje koeficientom zosilnenia, *gain*, ktorý je rovný súčinu koeficientov sekundárnej emisie na jednotlivých dynódach (za predpokladu 100% účinnosti záchytu elektrónov na dynódach)

$$G = \prod_{i=1}^N \delta_i. \quad (6.5)$$

Výsledný náboj  $Q_A$  zachytený anódou je rovný

$$Q_A = G \cdot e, \quad (6.6)$$

kde  $e$  je jednotkový náboj a predstavuje nábojovú odozvu fotonásobiča na jeden incidentný fotoelektrón.

V dôsledku štatistického charakteru javu sekundárnej emisie koeficient zosilnenia jednotlivých dynód fluktuuje okolo štatistickej strednej hodnoty [102]. Pri multiplikatívnosti procesu sa aj malá zmena hodnoty  $\delta_i$  prejaví zmenou koeficienta zosilnenia celého násobného reťazca. Napr. pre 10-dynódny systém, s  $\delta_i = \delta$  pre všetky dynódy, je jeho koeficient zosilnenia  $G = \delta^{10}$ , teda

$$\frac{dG}{G} = 10 \cdot \frac{d\delta}{\delta}, \quad (6.7)$$

z čoho je zrejmé, že už pre nehomogénnosť koeficienta sekundárnej emisie 1 % je fluktuácia výsledného koeficienta zosilnenia 10 %.

Fluktuácie sú dané štatistickým charakterom procesov, nehomogenitami materiálov a konštrukciou experimentálnej sústavy. Môžu byť potlačené nárastom  $\delta_i$  a zlepšením rovnorodosti dynód (v zmysle sekundárnej emisie), ako aj výberom vhodnej elektroniky nadväzujúcej na fotonásobič. Minimalizácia fluktuácií a poznanie ich zdrojov je jedným z hlavných predmetov výskumu, pričom miera ich výskytu je pri konštrukcii fotonásobiča ovplyvňovaná výberom materiálu a konfigurácie dynód.

## 6.4.2 Štatistika dynódneho zosilnenia

Z fotokatódy emitované fotoelektróny v počte  $n_{f,e}$  predstavujú v časovom intervale  $\tau$  fotoelektrónový prúd  $I_k$ , ktorý dopadá na prvú dynódu, kde sa vytvárajú sekundárne elektróny. Každý z týchto sekundárnych elektrónov je urýchľovaný k druhej dynóde, kde dochádza k opätovnému znásobeniu. Teda počet elektrónov násobne vzrastá v lavínovom procese od prvej dynódy k poslednej.

Pre zosilnenie vyjadrené vzt'ahom 6.5 môžeme zapísať jeho varianciu nasledovným spôsobom [109, 108]:

$$\sigma_G^2 = G^2 \cdot \left( \frac{\sigma_{\delta_1}^2}{\delta_1^2} + \frac{\sigma_{\delta_2}^2}{\delta_1 \cdot \delta_2^2} + \cdots + \frac{\sigma_{\delta_N}^2}{(\delta_1 \cdots \delta_{N-1}) \cdot \delta_N^2} \right) \quad (6.8)$$

Vzt'ahy 6.5 a 6.8 reprezentujú koeficient zosilnenia, s ktorým je spojený poznatok, že celkový priemerný náboj je určený ziskom sekundárnych emisií na jednotlivých dynódach v dynódnom systéme. Zo vzt'ahu 6.8 vyplýva, že relatívny príspevok od jednotlivých stupňov k celkovým odchýlkam klesá smerom k výstupu systému, teda príspevok od prvej dynódy najviac určuje celkovú varianciu. Z uvedeného vyplýva poznatok, že čím väčšie je zosilnenie na prvej dynóde, tým menšie sa javia príspevky ostatných stupňov k celkovej variancii. Následne sa dá určiť pomer signál/šum:

$$\frac{G}{\sigma_G} = \left( \frac{\sigma_{\delta_1}^2}{\delta_1^2} + \frac{\sigma_{\delta_2}^2}{\delta_1 \cdot \delta_2^2} + \cdots + \frac{\sigma_{\delta_N}^2}{(\delta_1 \cdots \delta_{N-1}) \cdot \delta_N^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (6.9)$$

V tomto vzt'ahu je možné si všimnúť, že pre veľké zosilnenie na prvej dynóde je veľký aj pomer signál/šum.

V ideálnom prípade sa sekundárna emisia popisuje Poissonovým rozdelením [109, 110, 107]. Doteraz uvádzané vzt'ahy boli počítané pre  $\delta_i$  rôzne



u jednotlivých dynód. Je praktické poznať  $\sigma_G$  pre prípad  $\delta_i = \delta$  pre všetky dynódy (pri repartičnom pomere  $1:1: \dots :1:1$ ).

Predpokladajme Poissonovo rozdelenie pre produkciu sekundárnych elektrónov

$$\sigma_{\delta_i}^2 = \delta_i \quad (6.10)$$

Potom sa výraz 6.9 dá prepísať do tvaru

$$\frac{G}{\sigma_G} = \left( \frac{1}{\delta_1} + \frac{1}{\delta_1 \cdot \delta_2} + \dots + \frac{1}{(\delta_1 \cdot \dots \cdot \delta_N)} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (6.11)$$

ktorý s ohľadom na  $\delta_i = \delta$  pre všetky dynódy, prechádza na výraz

$$\sigma_G^2 = \frac{G^2}{\delta - 1} \cdot \left( 1 - \frac{1}{\delta^N} \right). \quad (6.12)$$

Zavedením šumového faktora dynódneho systému  $f_{\text{dyn}}$  sa výraz 6.12 prepisuje do tvaru

$$\sigma_G^2 = G^2 \cdot f_{\text{dyn}}, \quad (6.13)$$

kde

$$f_{\text{dyn}} = \left( \frac{1}{\delta - 1} \right) \left( 1 - \frac{1}{\delta^N} \right) \quad (6.14)$$

Faktor  $f_{\text{dyn}}$  vyjadruje príspevok šumu od dynódneho reťazca (systému).

Takýmto spôsobom máme opísaný proces zosilnenia v dynódnom systéme. Tento popis môžeme spojiť so vstupným signálom do dynódneho reťazca. Vyššie spomínaný stredný počet fotoelektrónov po konverzii svetla na fotokatóde počas doby  $\tau$  je daný vzt'ahom

$$n_{\text{f.e.}} = \eta \cdot m_\gamma \quad (6.15)$$

kde  $\eta$  je koeficient kvantovej účinnosti a  $m_\gamma$  je stredný počet fotónov dopadajúcich na fotokatódu. Variancia počtu fotoelektrónov je

$$\sigma_{n_{\text{f.e.}}}^2 = \eta \sigma_{m_\gamma}^2 \quad (6.16)$$

Takto sa často opisuje vstup do dynódneho cyklu. Výstup na anóde následne preberá tvar:

$$Q_A = \eta \cdot m_\gamma \cdot G = n_{\text{f.e.}} \cdot G \quad (6.17)$$

kde  $G$  je vo všeobecnosti dané výrazmi 6.5 a 6.8. Variancia výstupného množstva elektrónov je počítaná (s uvážením, že násobenie je lavínový proces) ako

$$\sigma_{Q_A}^2 = G^2 \cdot \sigma_{n_{f.e.}}^2 + n_{f.e.} \cdot \sigma_G^2 = G^2 \cdot \eta \cdot \sigma_{m_\gamma}^2 + \eta \cdot m_\gamma \cdot \sigma_G^2 \quad (6.18)$$

kde  $\sigma_G^2$  je vo všeobecnosti daná výrazom 6.8. Za predpoladu platnosti vzťahu  $\sigma_{m_\gamma}^2 = m_\gamma$  je po úprave možné získať vzťah

$$\sigma_{Q_A}^2 = G^2 \cdot \eta \cdot m_\gamma + \eta \cdot m_\gamma \cdot \sigma_G^2 \quad (6.19)$$

Pomocou vzťahu 6.13 a 6.15 prechádza daný výraz na tvar

$$\sigma_{Q_A}^2 = n_{f.e.} (G^2 + \sigma_G^2) = n_{f.e.} \cdot G^2 \cdot (1 + f_{dyn}) \quad (6.20)$$

Ak  $Q_A = n_{f.e.} \cdot G$ , potom pomer signál/šum na anóde môžeme vyjadriť ako

$$\left( \frac{\sigma_{Q_A}}{Q_A} \right)^2 = \frac{n_{f.e.} \cdot G \cdot (1 + f_{dyn})}{n_{f.e.}^2 \cdot G^2} = \frac{1 + f_{dyn}}{n_{f.e.}} \quad (6.21)$$

Pre prípad  $\delta_i = \delta$  pre všetky dynódy platí (zanedbajúc  $1/\delta^N$  vo výraze 6.14)

$$\left( \frac{Q_A}{\sigma_{Q_A}} \right)^2 = n_{f.e.} \cdot \left( 1 - \frac{1}{\delta} \right) \quad (6.22)$$

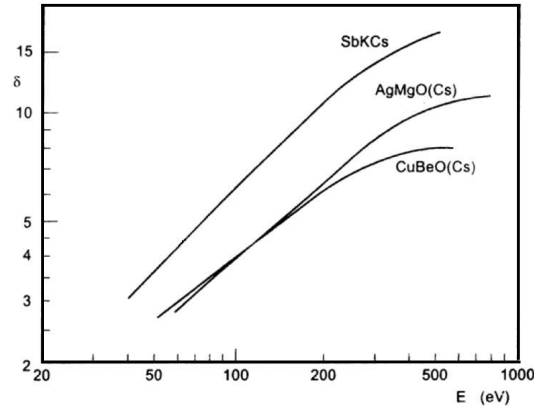
Pre vysoký koeficient zosilnenia sa prejavuje Poissonova štatistika, ktorá udáva výsledný tvar výrazu ako

$$\left( \frac{Q_A}{\sigma_{Q_A}} \right) = \sqrt{n_{f.e.}} \quad (6.23)$$

### 6.4.3 Konštrukcia dynódneho systému

Mnohé z materiálov často používaných na konštrukciu dynód sú izolanty alebo polovodiče. Najčastejšie používanými sú *AgMg*, *CuBe* a *NiAl*, ktoré nemajú uspokojivé hodnoty  $\delta_i$ , ale sú vhodné pre povrchové úpravy na oxidy *MgO*, *BeO* a *Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>*. Závislosť  $\delta_i$  od energie primárnych elektrónov pre tieto materiály je na obrázku 6.6. V súčasnosti sa vyrábajú fotonásobiče s rôznymi geometriami usporiadania dynód [103, 111, 9] (viď obrázok 6.7):

Uplatnenie fotonásobičov v medicíne a vo fyzike vysokých energií kladlo neustále požiadavky na miniaturizáciu fotodetektorov. Miniaturizácia však bola komplikovaná u tradičných fotonásobičov so sklenenými obalmi a pomerne zložitou konštrukciou dynód. Jedným z riešení je použitie systému *metal channel*. Tento typ dynódneho systému je perspektívny pre mnohé



Obrázok 6.6: Koefficienty sekundárnej emisie troch často používaných materiálov, ako funkcie energie primárnych elektrónov [103].

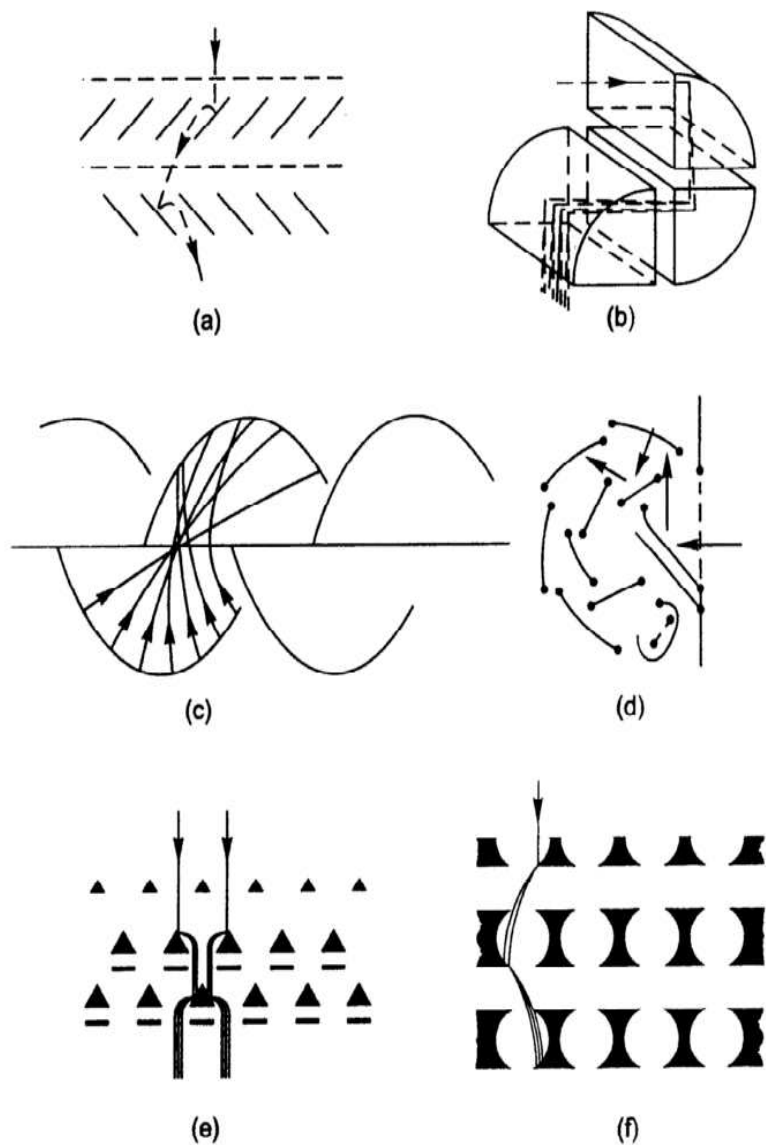
aplikácie. Schématické znázornenie jeho geometrie a procesu násobenia elektrónov je na obrázku 6.8. Takýto dynódny systém bol použitý vo fotonásobičoch *Hamamatsu R5600* (obrázok 6.9A), [111], a *Hamamatsu R5900* (obrázok 6.9B) [112]. Výhodou tohto dynódneho usporiadania je, že môže byť bez technických komplikácií realizované v jednokanálovej, alebo viac kanálovej podobe. Spomenuté typy sa vyznačujú vysokým stupňom miniaturizácie (oproti predchádzajúcim typom dynódnych systémov), rýchlou odozvou, nízkym prahom pre intenzity detekovaného svetla a dobrou odolnosťou voči vonkajšiemu magnetickému poľu.

## 6.5 Anóda - anódový záchytný priestor

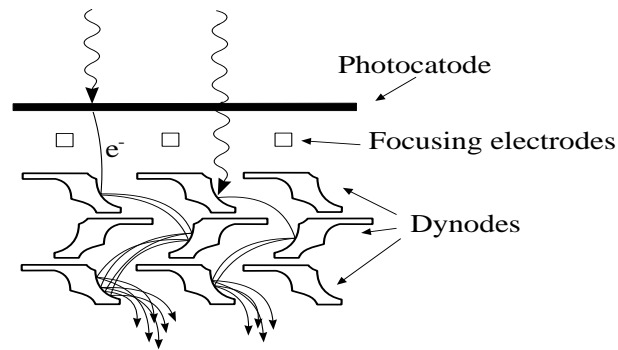
Aj v prípade zberu náboja na anóde sa môže geometria výstupu líšiť pre jednotlivé fotonásobiče, pričom sa musia brať do úvahy nasledovné základné požiadavky:

- úplný záchyt elektrónov emitovaných z poslednej dynódy,
- minimálny efekt priestorového náboja <sup>1</sup>,
- optimálna charakteristika odporu vzhľadom na pripojenie výstupu.

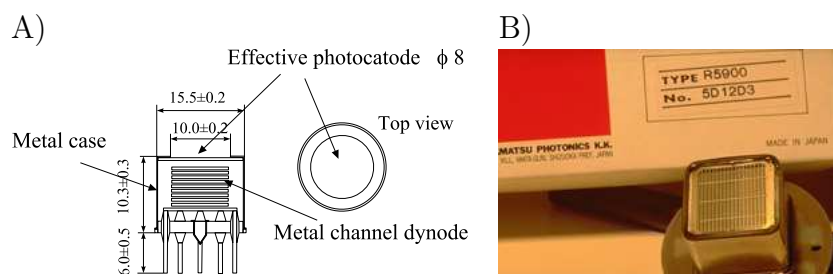
<sup>1</sup>Efekt priestorového náboja vzniká, ak na anódu dopadá veľké množstvo elektrónov, ktorých náboj môže ovplyvňovať trajektórie ďalších prilietavajúcich elektrónov.



Obrázok 6.7: Konfigurácie dynód: (a) *venetian blind*, (b) *box*, (s) *linear focusing*, (d) *circular cage*, (e) *fine mesh*, (f) *foil* [103].



Obrázok 6.8: Proces násobenia elektrónov vo fotonásobiči s dynódnym systémom typu *metal channel* [111].



Obrázok 6.9: A) Prierez fotonásobičom *Hamamatsu R5600* so základnými rozmermi [111]. B) Fotka fotonásobiča *Hamamatsu R5900* s rozmermi  $28 \times 28 \times 20$  mm

## 6.6 Niektoré charakteristiky fotonásobiča

### 6.6.1 Temný prúd

Aj pri nulovom toku fotónov dopadajúcich na fotokatódu je možné pre fotonásobič s aplikovaným napätím na dynódach namerať na anóde prúd<sup>2</sup>, tzv. *temný prúd*. Je niekoľko zdrojov temného prúdu [101]:

- termoemiszia z fotokatódy a dynód.
- zvodový prúd.
- radiačná kontaminácia použitých materiálov.
- ionizácia.

<sup>2</sup>Detekovať náboj.

Ich vklad sa minimalizuje vhodnou konštrukciou zariadenia a výberom materiálov. Hodnota temného prúdu je rôzna pre jednotlivé typy fotonásobičov a je potrebné určovať jeho veľkosť individuálne pre jednotlivé merania. Je možné uvažovať aj ďalšie zdroje pre jednotlivé prípady [113].

### 6.6.2 Časové charakteristiky

Základné časové charakteristiky fotonásobiča sú:

- doba odozvy je pološírka výstupného impulzu.
- doba nábehu impulzu, *the rise time*, je doba, za ktorú sa impulz dostane z 10 % na 90 % hodnoty amplitúdy, pri opačnom procese, teda poklese signálu z 90 % na 10 % hodnoty amplitúdy, sa jedná o dobu spádu impulzu, *the fall time*.
- Doba prenosu elektrónu (*E.T.T* alebo *Electron Transit Time*) je časový interval medzi dopadom svetelného signálu v tvare delta funkcie na fotokatódu a maximom signálu na anóde, ktorý vznikol na základe svetelného pulzu, napr. pre fotonásobič *Hamamatsu R5946* (16 dynódový model) je to hodnota 7,2 ns [114].
- Rozptyl doby prenosu (*T.T.S.* alebo *Transit Time Spread*) je fluktuácia dôb prenosu elektrónu pre jednotlivé počiatočné svetelné impulzy. *T.T.S* sa niekedy nazýva aj časový rozptyl (*time jitter*) fotonásobiča. Dosahuje hodnoty v závislosti na fotonásobiču  $\sim 350$  ps [115].



# Kapitola 7

## Model nábojovej odozvy fotonásobiča

V tejto kapitole je opísaná konštrukcia funkcie nábojovej odozvy fotonásobiča. Schéma konštrukcie začína opisom odozvy ideálneho fotonásobiča, až po výsledný tvar realistickej odozvy, ktorý bol použitý na odvodenie vzťahu medzi šumovým faktorom fotonásobiča a parametrami nábojovej odozvy.

### 7.1 Model ideálnej odozvy fotonásobiča

Na základe informácie z kapitoly 6 je zrejmé, že fotonásobič možno rozdeliť do dvoch samostatných celkov. Prvým je fotokatóda s javom fotoefektu. Pri opise našej experimentálnej aparatury v časti 5.4.1 sme spomínali, že zo záblesku *LED* diódy sme vyberali časť svetla pomocou optického vlákna. Takto k fotokatóde dopravený svetelný signál má Poissonove rozdelenie.

$$P(n, \mu_{f.e.}) = \frac{\mu_{f.e.}^n \cdot e^{-\mu_{f.e.}}}{n!}, \quad (7.1)$$

kde  $\mu_{f.e.} = m \cdot \eta$ . Stredný počet fotoelektrónov vytvorených na fotokatóde predstavuje  $\mu_{f.e.}$ ,  $P(n, \mu_{f.e.})$  je pravdepodobnosť vytvorenia  $n$  fotoelektrónov pri ich strednom počte  $\mu_{f.e.}$ ,  $m$  predstavuje stredný počet fotónov dopadajúcich na fotokatódu a  $\eta$  je kvantová účinnosť fotokatódy.

Druhou časťou je dynódny systém, ktorý zabezpečuje násobenie elektrónov. Lavína elektrónov je vyvolaná zachytením fotoelektróna na prvej dynóde. Model odozvy je postavený na základe nasledovných predpokladov:

- počet sekundárnych elektrónov emitovaných z dynódy má Poissonovo rozdelenie



- elektróny emitované z dynódy majú zanedbateľnú energiu s ktorou sú emitované vzhľadom na energiu, ktorú získajú v medzidynódnom priestore

Ideálny fotonásobič pracuje bez pozad'ových procesov, ktoré by predstavovali nábojový vklad do výslednej odozvy charakterizovanej nasledovným vzťahom:

$$S_{ideal}(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\mu_{f.e.}^n \cdot e^{-\mu_{f.e.}}}{n!} \frac{1}{\sqrt{2\pi n\sigma_1}} \exp\left(-\frac{(x - nQ_1)^2}{2n\sigma_a^2}\right), \quad (7.2)$$

kde  $n$  je počet fotoelektrónov zachytených dynódnym systémom,  $Q_1$  je stredná hodnota odozvy dynódného systému pre jeden incidentný fotoelektrón<sup>1</sup> s tvarom Gaussovho rozdelenia (pre prípad  $n \rightarrow 0$  sa namiesto Gaussovho rozdelenia uvažuje  $\delta(x)$  funkcia) a  $\sigma_1$  je štandardná odchýlka jedno-fotoelektrónovej odozvy.

## 7.2 Realistická odozva fotonásobiča

### 7.2.1 Javy zahrnuté v realistickej odozve

Pri pohľade na odozvu ideálneho fotonásobiča je možné si uvedomiť tri základné prvky, ktoré robia túto odozvu nerealistickou:

- procesy pozadia nie sú zahrnuté v odozve
- Gaussovo rozdelenie odozvy sa predpokladá aj pre malý počet incidentných fotoelektrónov
- nie sú zahrnuté ďalšie javy, ktoré môžu ovplyvniť výslednú odozvu. Jedná sa napríklad o jav presvitu fotokatódy a záchytu fotónu na prvej dynóde, kde dochádza k emisii fotoelektrónov.

Tieto prvky boli skúmané pomocou experimentálnych spektier ako aj MC simulácií odozvy.

Ako je uvedené v časti 6.6.1, do pozadia odozvy prispievajú javy aj v prípade, že na fotokatódu nedopadá žiadny svetelný signál. K tomuto pozadiu prispievajú aj šumy samotnej elektroniky zapojenej za fotonásobičom.

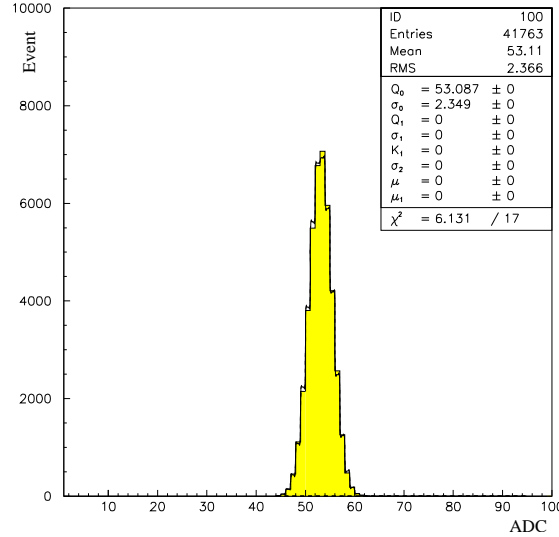
---

<sup>1</sup>Emitovaný z fotokatódy a zachytený prvou dynódou. Odozva sa zvykne nazývať jedno-fotoelektrónová odozva.

Signál detekovaný fotonásobičom pri nulovom vstupnom svetelnom signále nazývame pedestál a popisujeme Gaussovým rozdelením:

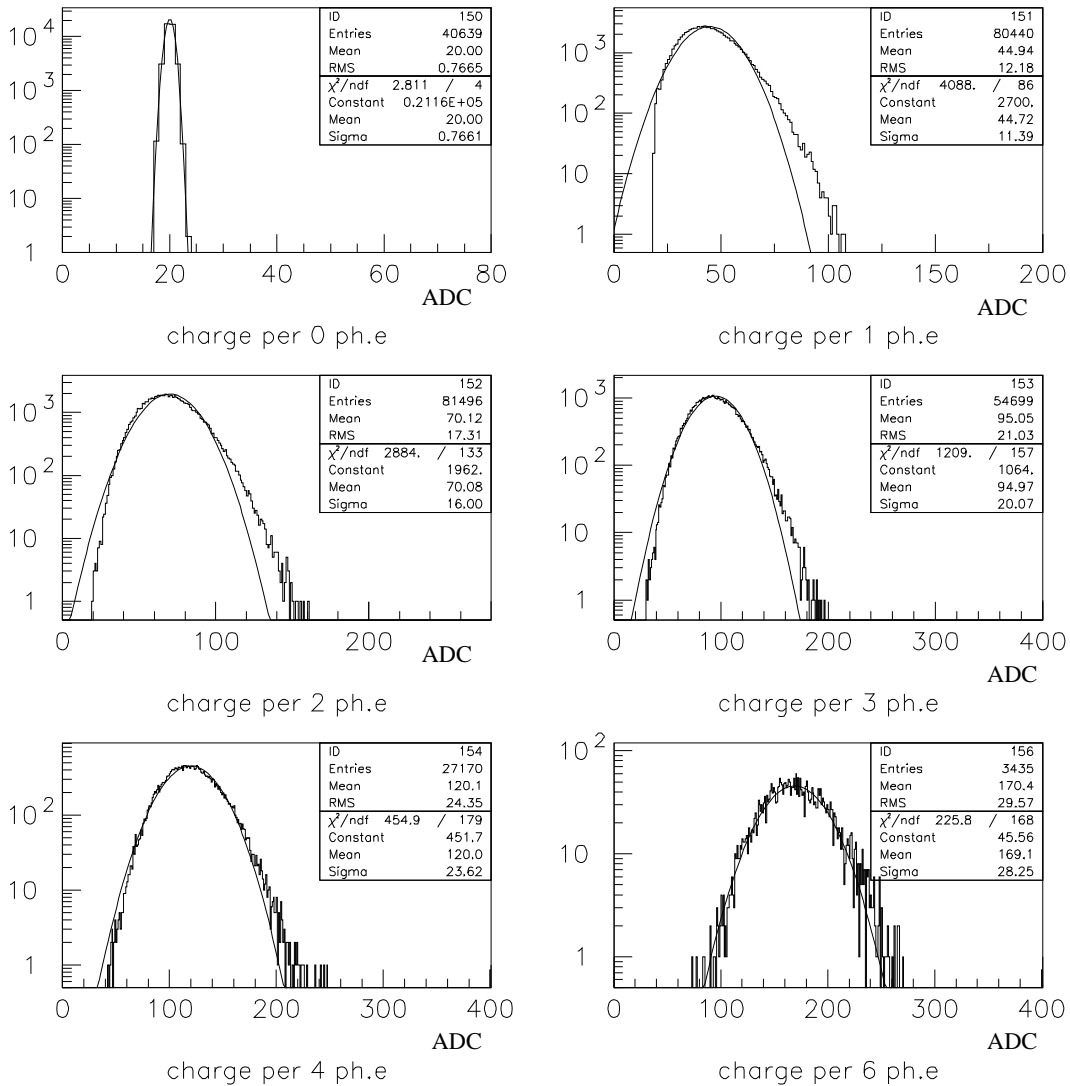
$$S_{\text{Ped}}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\text{Ped}}} \exp\left(-\frac{(x - Q_{\text{Ped}})^2}{2\sigma_{\text{Ped}}^2}\right) \quad (7.3)$$

s polohou pedestálu  $Q_{\text{Ped}}$  a štandardnou odchýlkou  $\sigma_{\text{Ped}}$ , ako je znázornené na obrázku 7.1.



Obrázok 7.1: Príklad pedestálu, ktorý je experimentálnou odozvou fotonásobiča s pracovným napätím 700 V bez vstupného svetelného signálu. Odozva je nameraná na setupe opísanom v časti 5.4.1.

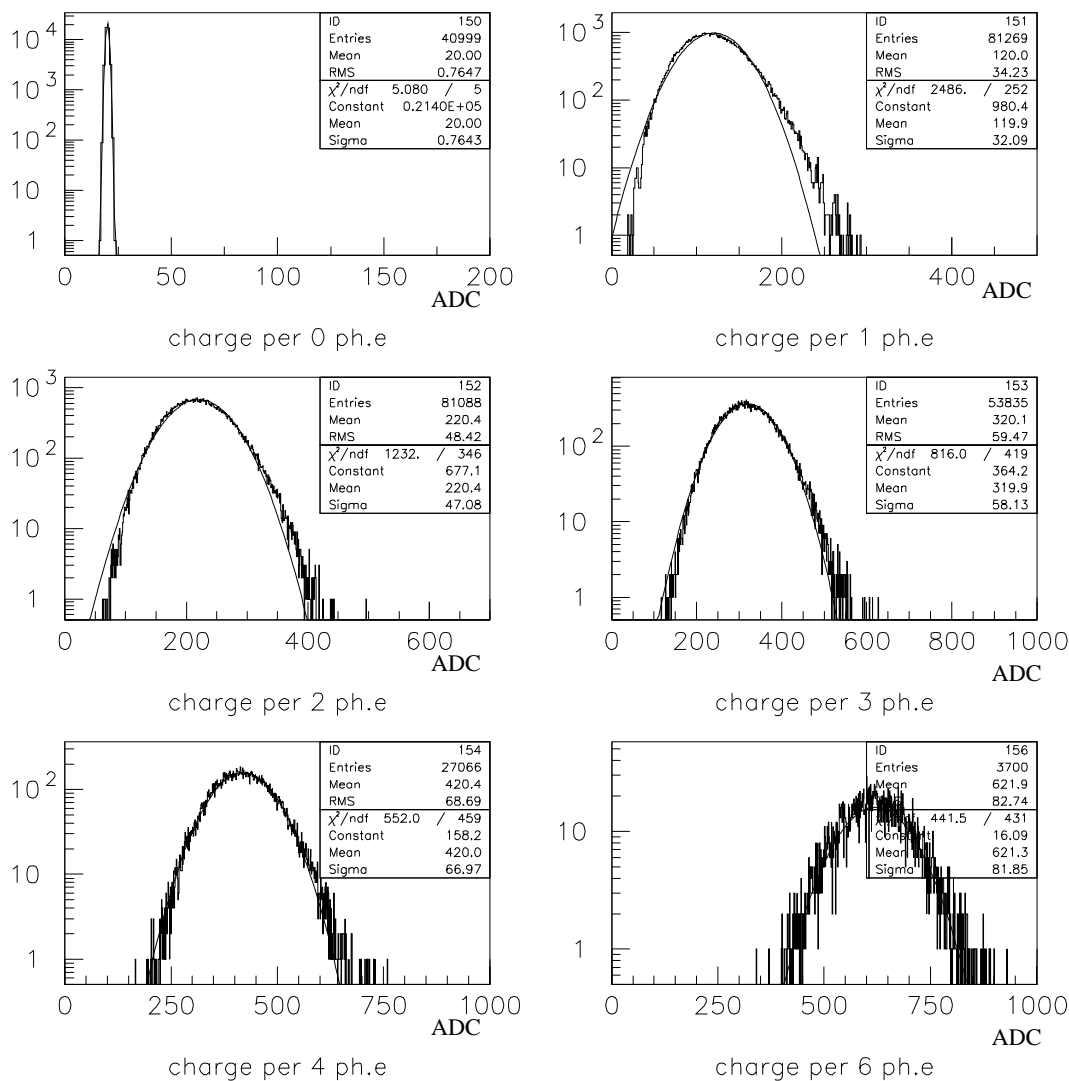
Pre potreby štúdia odozvy bol vypracovaný teoretický model odozvy fotonásobiča a na jeho základe bol vypracovaný počítačový program umožňujúci simuláciu nábojovej odozvy fotonásobiča. Detaily modelu sú opísané v kapitole 8. Cieľom modelu je dosiahnuť zhodu výslednej simulovanej odozvy s odozvou nameranou na experimentálnej aparatúre za tých istých vstupných podmienok. Dosiahnutie týchto cieľov bolo demonštrované v práci [116]. Následne sme študovali simulované odozvy pre jednotlivé početnosti emitovaných fotoelektrónov z fotokatódy, čo bolo nerealizovateľné na experimentálnych dátach. Cieľom získania týchto odoziev bolo určiť, kedy môžeme považovať odozvu od  $n$  fotoelektrónov za gaussovskú a kedy už nie. Na obrázku 7.2 sú odozvy na jednotlivé počty emitovaných fotoelektrónov. Všetky sú ofitované Gaussovým rozdelením. Konštatujeme, že pre prípady troch a viacerých incidentných fotoelektrónov sa jedná o dobré priblíženie opisu pomocou Gaussovho rozdelenia. Pre počty fotoelektrónov menšie než tri



Obrázok 7.2: Simulované odozvy pri napätí 720 V (zodpovedá koeficientu zosilnenia  $10^5$ ) pre fotonásobič *Hamamatsu R5900 (7m02c1)* iniciované rôznymi počtami fotoelektrónov  $n=0, 1, 2, 3, 4$  a 6 emitovaných z fotokatódy a zachytených na prvej dynóde.

sme navrhli riešenie opísané v nasledujúcej časti. Na obrázku 7.3 vidíme, že pre väčší koeficient zosilnenia než na obrázku 7.2 je odozva iniciovaná tromi fotoelektrónmi dostatočne dobre popísaná Gaussovým rozdelením.

Mnohé merania sa aj v dnešnej dobe vyznačujú prítomnosťou veľkých šumov, ktoré sa prejavovali širokým pedestálom. Do tohto pedestálu boli zahrnuté rôzne efekty pozadia, ktoré sa opisovali rôznymi funkciami, napr.



Obrázok 7.3: Simulované odozvy (zodpovedajúce koeficientu zosilnenia  $10^7$ ) iniciované rôznymi počtami fotoelektrónov  $n=0, 1, 2, 3, 4$  a  $6$  emitovaných z fotokatódy a zachytených na prvej dynóde.

exponenciálou [117]. V našej aparátúre a aparátúre spolupracujúceho ústavu SÚJV Dubna sa podarilo výrazne znížiť uroveň šumov, čo umožnilo detekovať pík medzi pedestálom a odozvou. Tento pík pochádzal podľa našich predstáv z presvitu fotokatódy a následného fotoefektu na prvej dynóde. Túto hypotézu sme potvrdili experimentom, v ktorom sme použili fotonásobič *Hamamatsu R5600* s výraznejším fotoefektom na prvej dynóde než v prípade fotonásobiča *Hamamatsu R5900*. Ak sa jedná o presvit fotokatódy, potom

pri zmene napätia medzi fotokatódou a prvou dynódou nemože dôjsť k zmene polohy tohto píku, keďže tá je daná zosilnením dynódneho reťazca a to je determinované aplikovaným napätím. Od druhej dynódy bolo aplikované stále to isté napätie. Ak by sa jednalo teda o efekt spôsobený elektrónmi, musela by sa zmena napätia prejavíť zmenou polohy píku. Na obrázku 7.4 môžeme pozorovať štyri spektrá, každé pre rôzne napätie medzi prvou dynódou a fotokatódou. Na všetkých spektrách pozorujeme rovnakú pozíciu píku medzi pedestálom a hlavným spektrom. Keďže zmenou repartičného pomeru dochádza k zmene fokusačných vlastností dynód, je vysoko pravdepodobné, že eventy nad fitom sú výsledkom preletu fotoelektrónov na druhú dynódu, prípadne výsledkom fokusácie elektrónov na okrajové časti fotokatódy, kde nie je garantovaná homogenita zisku sekundárnej emisie. Prítomnosť fotoefektu na prvej dynóde sme zahrnuli do koncepcie realistickej odozvy fotonásobiča, ktorá bola použitá aj v prípade odoziev na obrázku 7.4.

## 7.2.2 Realistická funkcia odozvy fotonásobiča

Prvým krokom k vytvoreniu realistickej funkcie odozvy fotonásobiča s dynódnym systémom typu *metal channel* je parametrizácia odozvy pre jednotlivé početnosti incidentných fotoelektrónov. Ako bolo ukázané v predošlej časti pomocou simulácií, odozva nie je gaussovská pre menej ako 3 incidentné fotoelektróny, čo vyjadrujeme nasledovnou fukciou odozvy:

$$S_n^{(1)}(x) = \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{K_1^n \cdot e^{-K_1}}{n!} \cdot S_m^{(2)}(x) & n = 1, 2 \\ G(x, Q_{\text{Ped}} + nQ_1, \sigma_{\text{Ped}}^2 + n\sigma_1^2) & n = 0, n \geq 3 \end{cases} \quad (7.4)$$

$Q_{\text{Ped}}$ ,  $\sigma_{\text{Ped}}$  sú poloha a šírka pedestálu,  $Q_1$  a  $\sigma_1$  sú parametre charakterizujúce zosilnenie dynódneho systému signálu o veľkosti jedného fotoelektrónu.  $K_1$  je koeficient sekundárnej emisie na prvej dynóde,  $S_m^{(2)}(x)$  je odozva dynódneho systému iniciovaná elektrónom z prvej dynódy<sup>2</sup>,  $G(x, Q, \sigma^2)$  je odozva s tvarom Gaussovho rozdelenia so strednou hodnotou  $Q$  a štandardnou odchýlkou  $\sigma^2$ .  $\sigma_1$  je štandardná odchýlka jedno-fotoelektrónovej odozvy. Táto odozva nie je symetrická, pod hodnotou  $\sigma_1$  sa myslí

$$\sigma_1 = \frac{\sigma_n^{\text{real}}}{\sqrt{n}}, \quad (7.5)$$

kde  $\sigma_n^{\text{real}}$  je štandardná odchýlka pre prípady, kedy je odozva systému symetrická a je ju možné dobre popísať Gaussovým rozdelením.

---

<sup>2</sup>Má obdobný tvar ako  $S_n^{(1)}(x)$ .



na prvej dynóde a následný príspevok k celkovej odozve je možné popísať nasledovným spôsobom:

$$S_k^{(2)}(x) = \begin{cases} \delta(x) & n = 0 \\ \sum_{m=0}^{\infty} \frac{K_2^m \cdot e^{-K_2}}{m!} \cdot G(x, Q_{\text{Ped}} + mQ_3, \sigma_{\text{Ped}}^2 + m\sigma_3^2) & k = 1 \\ G(x, Q_{\text{Ped}} + kQ_2, \sigma_{\text{Ped}}^2 + k\sigma_2^2) & k \geq 2 \end{cases} \quad (7.6)$$

kde  $k$  je počet emitovaných fotoelektrónov vytvorených na prvej dynóde,  $K_2$  je koeficient sekundárnej emisie na druhej dynóde,  $Q_2 = Q_1/K_1$  je stredný náboj detekovaný anódou systému a iniciovaný elektrónom z prvej dynódy<sup>3</sup>,  $\sigma_2$  je štandardná odchýlka danej odozvy,  $Q_3 = Q_2/K_2$  je stredný náboj detekovaný anódou systému a iniciovaný elektrónom z druhej dynódy<sup>4</sup>,  $\sigma_3$  je štandardná odchýlka danej odozvy.

Za predpokladu, že zahrnutie týchto procesov do funkcií je dostatočné pre popis odozvy fotonásobiča s dynódnym systémom *metal channel*, odozvu fotonásobiča, iniciovanú  $n$  fotoelektrónmi emitovanými z fotokatódy a  $k$  fotoelektrónmi emitovanými z prvej dynódy, popisujeme realistickou odozovou funkciou:

$$S_{\text{real}}(x) = \sum_{n,k=0}^{\infty} \frac{\mu_{f.e.}^n \cdot e^{-\mu_{f.e.}}}{n!} \cdot \frac{\mu_1^k \cdot e^{-\mu_1}}{k!} \cdot \int dx' S_n^{(1)}(x') \cdot S_k^{(2)}(x - x'), \quad (7.7)$$

kde  $\mu_{f.e.}$  je stredný počet fotoelektrónov vytvorených na fotokatóde a iniciujúcich multiplikáciu náboja začínajúcu od prvej dynódy,  $\mu_1$  je počet fotoelektrónov iniciujúcich multiplikáciu náboja začínajúcu od druhej dynódy. Konvolúciu odoziev iniciovaných z fotokatódy a prvej dynódy

$$\tilde{S}_{nk}(x) = \int dx' S_n^{(1)}(x') \cdot S_k^{(2)}(x - x') \quad (7.8)$$

možeme vyjadriť za pomoci vyššie spomenutých vzťahov nasledovným spôsobom:

$$\tilde{S}_{nk}(x) = \begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(nK_1)^m \cdot e^{-nK_1}}{m!} G(x, Q_{\text{Ped}} + (m+k) \cdot Q_2, \sigma_{\text{Ped}}^2 + (m+k) \cdot \sigma_2^2) & n = 1, 2, 3 \\ G(x, Q_{\text{Ped}} + nQ_1 + kQ_2, \sigma_{\text{Ped}}^2 + n\sigma_1^2 + k\sigma_2^2) & n = 0, n > 3 \end{cases} \quad (7.9)$$

Význam premenných je rovnaký ako v predošlých výrazoch od 7.2 až po 7.7.

<sup>3</sup>Elektrónová kaskáda začína na druhej dynóde.

<sup>4</sup>Elektrónová kaskáda začína na tretej dynóde.

### 7.2.3 Limitné spektrum a šumový faktor

V praxi sa často využíva odozva fotonásobiča iniciovaná veľkým svetelným signálom. Takýto prípad je vlastne limitným prípadom našej odozvovej funkcie pre  $\mu_{f.e.} \rightarrow \infty$ . V takýchto prípadoch Poissonovo rozdelenie fotoelektrónov získava podobu Gaussovho rozdelenia, čo môžeme vyjadriť vzt'ahom:

$$\frac{\mu_{f.e.}^n \exp(-\mu_{f.e.})}{n!} \xrightarrow{\mu_{f.e.} \rightarrow \infty} \frac{\exp\left(-\frac{(n-\mu_{f.e.})^2}{2\mu_{f.e.}}\right)}{\sqrt{2\pi\mu_{f.e.}}} \quad (7.10)$$

Tento posun od jedného rozdelenia k druhému platí pre spršky iniciované z fotokatódy ako aj pre spršky iniciované z prvej dynódy. Ak použijeme túto aproximáciu pre  $n$  fotoelektrónov emitovaných z fotokatódy a  $k$  fotoelektrónov z prvej dynódy, konvolúcia odoziev 7.8 prejde na tvar Gaussovho rozdelenia:

$$\tilde{S}_{nk}(x) \xrightarrow{\mu_{f.e.} \rightarrow \infty} G(x, Q_{\text{Ped}} + nQ_1 + kQ_2, \mu_{f.e.}\sigma_1^2 + \mu_1\sigma_2^2) \quad (7.11)$$

V takomto prípade efektívne prispieva do výslednej odozvy iba istá časť fotoelektrónov blízka strednej hodnote – interval fotoelektrónov z fotokatódy  $(\mu_{f.e.} - \sqrt{\mu_{f.e.}}, \mu_{f.e.} + \sqrt{\mu_{f.e.}})$  a pre fotoelektróny z prvej dynódy je to interval  $(\mu_1 - \sqrt{\mu_1}, \mu_1 + \sqrt{\mu_1})$ . Ak vo vzt'ahu 7.7 sumáciu cez všetky elektróny nahradíme integrálom, získame limitné spektrum pre našu odozvoú funkciu:

$$S_{\text{real}}(x) \xrightarrow{\mu_{f.e.} \rightarrow \infty} S_{\infty}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_{\infty}} \exp\left(-\frac{(x - Q_{\text{Ped}} - Q_{\infty})^2}{2\sigma_{\infty}^2}\right) \quad (7.12)$$

kde

$$Q_{\infty} = \mu_{f.e.}Q_1 + \mu_1Q_2 = \mu_{f.e.}Q_1 \left(1 + \frac{\epsilon}{K_1}\right) \quad (7.13)$$

$$\sigma_{\infty} = \sqrt{\sigma_{\text{Ped}}^2 + \mu_{f.e.}(\sigma_1^2 + Q_1^2) + \mu_1(\sigma_2^2 + Q_2^2)} \xrightarrow{\epsilon < 0.1} \sqrt{\mu_{f.e.}(\sigma_1^2 + Q_1^2)} \quad (7.14)$$

kde  $\epsilon = \mu_1/\mu_{f.e.}$  a  $K_1$  je koeficient sekundárnej emisie na prvej dynóde. Ak prepíšeme získané vzt'ahy tak, aby sme vyjadrili početnosť fotoelektrónov na základe odozvy fotonásobiča, získame vlastne definíciu šumového faktora fotonásobiča  $f_{\text{pmt}}$  ako funkciu parametrov  $Q_1$  a  $\sigma_1$  odozvy fotonásobiča



na jeden incidentný fotoelektrón:

$$\mu_{f.e.} = f_{\text{pmt}} \cdot \frac{Q_{\infty}^2}{\sigma_{\infty}^2} \quad (7.15)$$

$$f_{\text{pmt}} = \frac{\sigma_1^2 + \epsilon \sigma_2^2 + Q_1^2 \left(1 + \frac{\epsilon}{K_1^2}\right)}{Q_1^2 \left(1 + \frac{\epsilon}{K_1}\right)^2} \longrightarrow 1 + \frac{\sigma_1^2}{Q_1^2} \quad (7.16)$$

pričom výsledný jednoduchý vzťah medzi  $f_{\text{pmt}}$  a  $Q_1$  platí len v prípade, že efekt  $\epsilon = \mu_1/\mu_{f.e.}$  je malý, teda ( $\epsilon < 0,1$ ). V tomto vzťahu jednoznačne vidíme, že šumový faktor priamo súvisí s rozlíšením dynódneho systému pre jedno-fotoelektrónovú odozvu. Vzťah medzi šumovým faktorom  $f_{\text{pmt}}$ , ktorý sme práve určili a šumovým faktorom dynódneho systému  $f_{\text{dyn}}$  vo vzťahu 6.21 je  $f_{\text{pmt}} = 1 + f_{\text{dyn}}$ . Typická hodnota šumového faktora je v rozsahu 1,1 až 1,5, čo je možné aj demonštrovať teoretickým výpočtom na základe vzťahov 6.3 až 6.5 a vzťahu pre zosilnenie 6.11. V tabuľke 7.1 sú vypočítané hodnoty šumového faktora  $f_{\text{pmt}}$ . Je potrebné si uvedomiť, že označenie zosilnenia  $G$  vo vzťahu 6.11 je ekvivalentné s označením  $Q_1$  vo vzťahu 7.14 a že zo vzťahu 6.11 je možno vypočítať hodnotu  $\sigma_1$  pre daný koeficient zosilnenia.

Zosilnenie $\kappa/N$	$1 \cdot 10^5$	$5 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^6$
0,6	1,263	1,205	1,185	1,146
0,8	1,250	1,195	1,175	1,139
1,0	1,237	1,185	1,167	1,132

Tabuľka 7.1: Teoretické hodnoty šumového faktora  $f_{\text{pmt}}$ , pre rôzne hodnoty koeficienta zosilnenia, repartičný pomer 2 : 2 : 1 : ... : 1 : 2 : 3 a rôzne hodnoty koeficienta  $\kappa$ . Počet dynód je  $N = 8$ .

# Kapitola 8

## MC simulácie odozvy fotonásobiča

V tejto kapitole opíšeme model nábojovej odozvy fotonásobiča, na základe ktorého sme vytvorili program pre Monte Carlo simulácie odozvy. Model predstavuje zhrnutie vlastností opísaných v kapitole 6 a kapitole 7. Z tohto pohľadu sme uvažovali o fotonásobiči ako o zariadení, ktoré tvoria dve nezávislé časti:

- fotokatóda a elektrónový vstupný systém,
- dynódny systém ako násobič elektrónov a anódový záchytný priestor.

Takéto rozdelenie korešponduje s rozdelením prebiehajúcich procesov do dvoch skupín:

- fotokonverzia a záchyt elektrónov dynódnym systémom,
- násobenie elektrónov na dynódach a ich záchyt na anóde.

### 8.1 Konverzia fotónov

Fotokatóda produkuje fotoelektróny prostredníctvom fotoefektu. V mnohých praktických prípadoch počet fotónov dopadajúcich na fotokatódu spĺňa Poissonovo rozdelenie. Tak je to napr. v prípade registrácie časti svetelného signálu emitovaného *LED* diódou (pozri opis experimentálnej aparatury v časti 5.4). Konverzia fotónov na fotoelektróny je náhodný binárny proces. Konvolúcia týchto procesov vedie k tomu, že počet fotoelektrónov vytvorených na fotokatóde predstavuje náhodnú veličinu s Poissonovým rozdelením ako je uvedené vo vzťahu 7.1. V programe sa počet fotoelektrónov generuje

pomocou Poissonovho rozdelenia so zadanou strednou hodnotou. V prezentovaných výsledkoch sme predpokladali 100 % záchyt emitovaných fotoelektrónov dynódnym systémom, ale je možné v simulácii zadať účinnosť záchytu fotoelektrónu pomocou vstupného parametra.

## 8.2 Zosilnenie signálu v dynódnom ret'azci

V dynódnom ret'azci prebieha zosilnenie fotoelektrónového vstupného signálu na jednotlivých dynódach pomocou javu sekundárnej emisie, pričom v našom modeli sú sekundárne elektróny distribuované podľa Poissonovho rozdelenia. Na základe vzťahov 6.3 až 6.5 z časti 6.4 je možné určiť vzťah pre koeficient sekundárnej emisie na jednotlivých dynódach

$$\delta_i = \left( \frac{G}{\left( \prod_{i=1}^N r_i \right)^\kappa} \right)^{\frac{1}{N}} \cdot (r_i)^\kappa \quad (8.1)$$

kde všetky parametre majú význam ako v časti 6.4.

Vychádzajúc z uvedeného vzťahu charakterizujeme dynódný systém v našom programe nasledovnými parametrami:  $N$  - počet dynód,  $\kappa$  - exponent udávajúci závislosť medzi koeficientom zosilnenia a napätím,  $G$  - koeficient zosilnenia dynódného systému,  $r_1 : r_2 \cdots : r_N$  - príslušné repartičné pomery charakterizujúce delič napätia.

Straty medzi jednotlivými stupňami dynódného systému považujeme v našom modeli za nulové.

## 8.3 Pozadie fotonásobiča

Výskyt pozadia je jav nezávislý od toku fotónov dopadajúcich na fotokatódu a tvoria ho javy spomínané v časti 6.6.1.

Procesy pozadia pre fotonásobič s aplikovaným napätím, ktorý je zapojený v schéme ako napr. na obrázku 5.9, môžeme rozdeliť do dvoch skupín:

- prvú skupinu tvoria procesy prejavujúce sa v každom evente a spôsobujúce výskyt malého, ale nenulového náboja na anóde pre prípad emitovania nulového počtu fotoelektrónov z fotokatódy a jeho fluktuácií (napr. zvodový prúd a vlastné šumy elektroniky zapojenej za fotonásobičom). Túto skupinu charakterizujeme Gaussovským rozdelením a označujeme ako pedestal, a ako parametre sú jeho poloha v spektre ADC kanálov a šírka píku.

- druhú skupinu tvoria procesy, ktoré s nenulovou pravdepodobnosťou prispievajú istým nábojom k celkovému náboju na výstupe dynódneho systému (kozmičné žiarenie, radiácia materiálov, termoemisie atď.), teda vyvolávajú kaskádny proces v dynódnom systéme, ale nemajú pôvod vo svetelnom signáli. V našom modeli je termoemisie na jednotlivých dynódach rovnako ako na fotokatóde chápaná ako diskretný proces, pričom výskyt je ovplyvňovaný vstupnými parametrami ako počet úrovní<sup>1</sup> s výskytom termoemisie a následne parametrami, ktoré predstavujú stredný počet termoelektrónov na  $k$ -tej úrovni. V prípade výskytu javu termoemisie na ktorejkoľvek úrovni je počet tzv. termoelektrónov generovaný v súlade s Poissonovým rozdelením.

V prípade simulovania odozvy konkrétnych fotonásobičov s dynódnym systémom typu *metal channel* sme tento druhý typ pozadia v simuláciách neuvažovali, pretože sa v nameraných spektrách<sup>2</sup> nepozorovalo dané pozadie a ukázalo sa, že efekty opísané v nasledujúcej časti majú oveľa väčší vplyv na výsledný tvar odozvy.

## 8.4 Ďalšie javy zahrnuté v modeli

Vo fotonásobiči sa vyskytujú mnohé javy, ktoré ovplyvňujú náboj na výstupe a predstavujú zdroje istých fluktuácií tohto náboja. V našom modeli sú zahrnuté nasledovné zdroje fluktuácií:

- nehomogenita fotokatódy,
- nehomogenita dynód,
- presvit fotónov na prvú dynódu,
- prelet fotoelektrónov z fotokatódy na druhú dynódu.

Nehomogenita fotokatódy spôsobuje, že množstvo fotoelektrónov závisí od miesta dopadu fotónu. Pre fotonásobiče *Hamamatsu R5600* a *R5900* predstavuje táto nehomogenita fluktuáciu kvantovej účinnosti  $\pm 10\%$  [109]. V princípe je správne generovať počet fotónov v súlade s Poissonovským rozdelením a následne sledovať konverziu každého fotónu na fotoelektrón, ale pre početnosti fotónov nad 50000 sa vplyv nehomogenity fotokatódy na výslednom spektre neprejavuje. V prípade prezentovaných simulácií sa

---

<sup>1</sup>prvou úrovňou sa myslí fotokatóda

<sup>2</sup>bez svetelného signálu dopadajúceho na fotokatódu

pre výsledky využil postup opísaný v časti 8.1, bez uvažovania nehomogenity fotokatódy.

Nehomogenita dynód spôsobuje fluktuáciu koeficientu sekundárnej emisie. Z konštatovaní v časti 6.4.2 vyplýva, že na výsledné fluktuácie majú vplyv predovšetkým príspevky od prvých dynód. V našom modeli je percentuálna hodnota nehomogenity dynódy jedným zo vstupných parametrov. Potom je nehomogenita  $i$ -tej dynódy reprezentovaná Gaussovou fluktuáciou koeficienta  $\delta_i$  s relatívnou chybou ako zadaným parametrom.

Ako vyplýva z časti 7.2.1, istá časť dopadajúcich fotónov prejde cez fotokatódu a spôsobuje fotoefekt na prvej dynóde. Takto získané fotoelektróny sa zosilňujú v dynódnom systéme rovnako ako ostatné elektróny, pričom je možné chápať príspevok od týchto fotoelektrónov ako doplnkový náboj  $Q_{\text{add}}$  k výstupnému náboju od fotoelektrónov emitovaných z fotokatódy. V programe je možné uvažovať aj fotoefekty na ďalších dynódach.

Jednou z chýb elektrónového vstupného systému môže byť fokusácia fotoelektrónov na druhú dynódu. Pri zahrnutí tohto faktu je nutné si uvedomiť, že pre koeficient sekundárnej emisie neplatí vzťah 6.3, pretože fotoelektróny sú urýchlené na druhú dynódu väčším napätím. Preto pre koeficient sekundárnej emisie týchto fotoelektrónov platí vzťah

$$\delta_2 = \text{const} \cdot \left( U_1 + U_2 \right)^\kappa \quad (8.2)$$

V našom programe určujeme príspevok posledných dvoch efektov zadaním vstupných parametrov ako množstvo elektrónov súvisiacich s uvedenými efektami, pre ktoré sa simuluje odozva  $Q_{\text{add}}$ . Osobitne pre fotoemisie na prvej dynóde a osobitne pre prelet fotoelektrónov na druhú dynódu.

## 8.5 Simulovanie odozvy

### 8.5.1 Vstupné parametre simulácie

Odozvu modelovanú simulačným programom je možné ovplyvňovať pomocou vstupných parametrov, z ktorých najdôležitejšie boli už spomenuté. V nasledovnom zozname sú uvedené všetky parametre týkajúce sa vlastností fonásobiča a javov vyskytujúcich sa v ňom, ktoré zahŕňa náš simulačný program:

- počet eventov,
- stredný počet fotoelektrónov na fotokatóde  $n_{\text{f.e.}}$  a stredný počet fotoelektrónov  $n_{\text{f.e.}}^1$ , zúčastňujúcich sa fotoefektu na prvej dynóde; ko-

eficient percentuálne určujúci počet elektrónov z  $n_{f.e.}$  pripadajúcich na prelet fotoelektrónov z fotokatódy na druhú dynódu,

- počet dynód  $N$ , príslušné repartičné pomery  $r_i$ , koeficient zosilnenia dynódneho systému  $G$  a koeficient  $\kappa$ ,
- poloha pedestálu  $Q_{Ped}$  a jeho šírka  $\sigma_{Ped}$ ,
- počet dynód s termoemisíou  $N_{therm}$  a príslušný počet termoelektrónov  $n_{therm}(k)$  emitovaných na  $k$ -tej dynóde,
- počet dynód  $N_d$ , na ktorých uvažujeme nehomogenitu, a príslušná percentuálna hodnota nehomogenity  $s_d$ .

### 8.5.2 Proces simulácie

Na začiatku každého eventu je vygenerovaný príslušný počet fotoelektrónov  $n_{f.e.}$  a príslušný počet termoelektrónov emitovaných z fotokatódy. Ich súčet tvorí počet fotoelektrónov vstupujúcich do dynódneho systému, pričom ich zber prebieha v našom modeli bez strát.

V simulácii procesu násobenia náboja sledujeme jednotlivo každý vytvorený fotoelektrón. Pri vstupe fotoelektrónov do dynódneho systému sa program pre každý elektrón rozhoduje, na ktorej dynóde bude tento zachytený (podľa zadaného koeficientu početnosti pre prelet fotoelektrónov na druhú dynódu).

Primárne elektróny spôsobujú na  $i$ -tom dynódnom stupni emisiu nových sekundárnych elektrónov podľa vzťahu opísaného v časti 8.2. V násobnom procese sledujeme elektróny jednotlivo len do istého kritického počtu (v prípade prezentovaných výsledkov  $\sim 50$ ). Potom je množstvo sekundárnych elektrónov získaných na  $i$ -tej dynóde dané Gaussovým rozdelením so štandardnou odchýlkou  $\pm\sqrt{Q}$  a so strednou hodnotou

$$Q = n \cdot \delta_i, \quad (8.3)$$

kde  $n$  je počet incidentných elektrónov. Takýmto spôsobom získame na poslednej dynóde výstupný náboj  $Q_{out}$ , pričom neboli zahrnuté žiadne straty pri zbere náboja na anóde. Rovnakým postupom získame doplnkový náboj  $Q_{add}$  (pozri časť 8.4) od fotoelektrónov emitovaných z prvej dynódy. Ďalším doplnkovým nábojom je náboj od termoelektrónov  $Q_{therm}$ . Ak sú termoelektróny vygenerované na  $i$ -tej dynóde, násobia sa podľa už spomenutých princípov po poslednú dynódu. Súčet takýchto príspevkov tvorí náboj  $Q_{therm}$ .

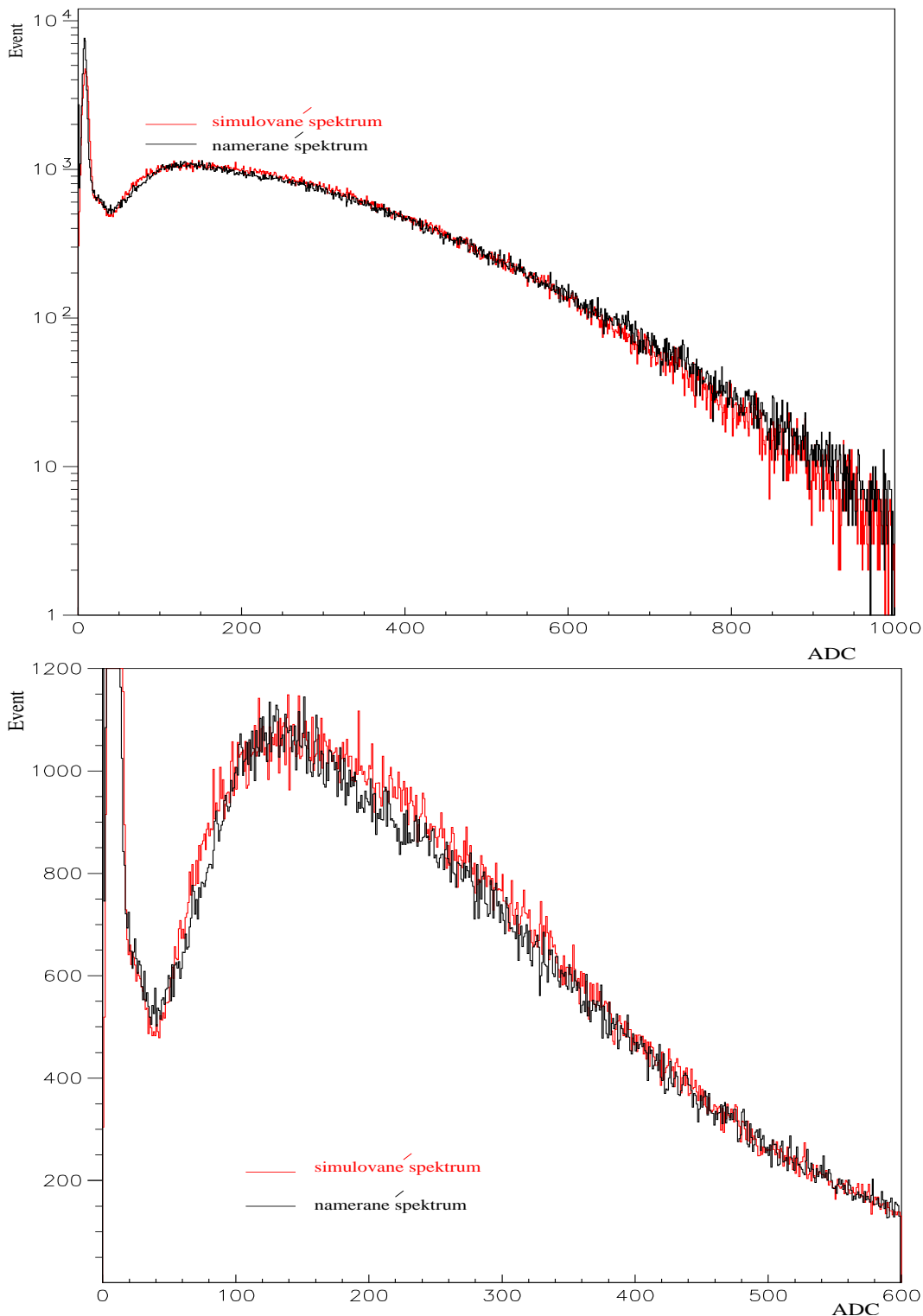
Súčet nábojov  $Q_{out}$ ,  $Q_{add}$  a  $Q_{therm}$  predstavuje výsledný náboj získaný na výstupe fotonásobiča  $Q_{total}$ . Tomuto náboju je nutné priradiť príslušný kanál. Pomocou zosilnenia predzosilňovača a šírky kanálu  $ADC$  sa určí,

aký kanál zodpovedá konkrétnej odozve v danom evente. Pomocou tohto parametra prepočítame  $Q_{\text{total}}$  na polohu v spektre pre prípad, že pedestal je v 0-tom kanáli. Avšak konečná poloha odozvy v spektre je daná súčtom preškálovaného výsledného náboja a polohy pedestalu (fyzikálnej nuly), ktorého konkrétna poloha v danom evente je určená pomocou Gaussovho rozdelenia so strednou hodnotou  $Q_{\text{Ped}}$  a štandardnou odchýlkou  $\sigma_{\text{Ped}}$ .

V prípade fotonásobičov s dynódnym systémom *metal channel* sme boli schopní interpretovať namerané dáta pomocou MC simulácií. Zahrnuli sme pri tom do simulovanej odozvy efekty ako presvit fotokatódy a teda fotoemisiu na prvej dynóde, prelet niektorých fotoelektrónov na druhú dynódu (na úrovni  $\sim 5\%$  fotoelektrónov vytvorených na fotokatóde) a nehomogenitu dynód. Neuvažovali sme jav termoemisie, prípadne ďalších zdrojov náboja na výstupe fotonásobiča. Na obrázku 8.1 je porovnané spektrum fotonásobiča *Hamamatsu R5900* namerané pri napätí<sup>3</sup>  $U_{\text{AK}} = 925 \text{ V}$ . V simulácii sme použili nasledovné parametre z dekonvolúcie reálnych spektier opísanej v kapitole 7: poloha a šírka pedestalu ( $Q_{\text{Ped}} = 8,75 \text{ ADC}$  kanálov) a  $\sigma_{\text{Ped}} = 2,48 \text{ ADC}$  kanálov), počet fotoelektrónov  $n_{\text{f.e.}} = 2,12$  a  $n_{\text{f.e.}}^1 = 0,24$ , a počet eventov  $\sim 400$  tisíc. Repartičný pomer pri simulovaní spektra bol  $2 : 2 : 1 : \dots : 1 : 2 : 3$ . Pre koeficient  $\kappa$  sme uvažovali hodnotu 0,88. Zhodu medzi reálnym spektrom a simuláciou sme dosiahli za predpokladu nehomogenity 25% na prvých dvoch dynódach. Odozva toho istého fotonásobiča, ale pre prípad zapojenia s pracovným napätím  $U_{\text{AK}} = 800 \text{ V}$ , je porovnaná na obrázku 8.2 so simulovanou realistickou odozvou a simulovanou odozvou ideálneho fotonásobiča, pre ktorý sme neuvažovali fotoefekt na prvej dynóde, prelet fotoelektrónov na druhú dynódu a nehomogenitu dynód.

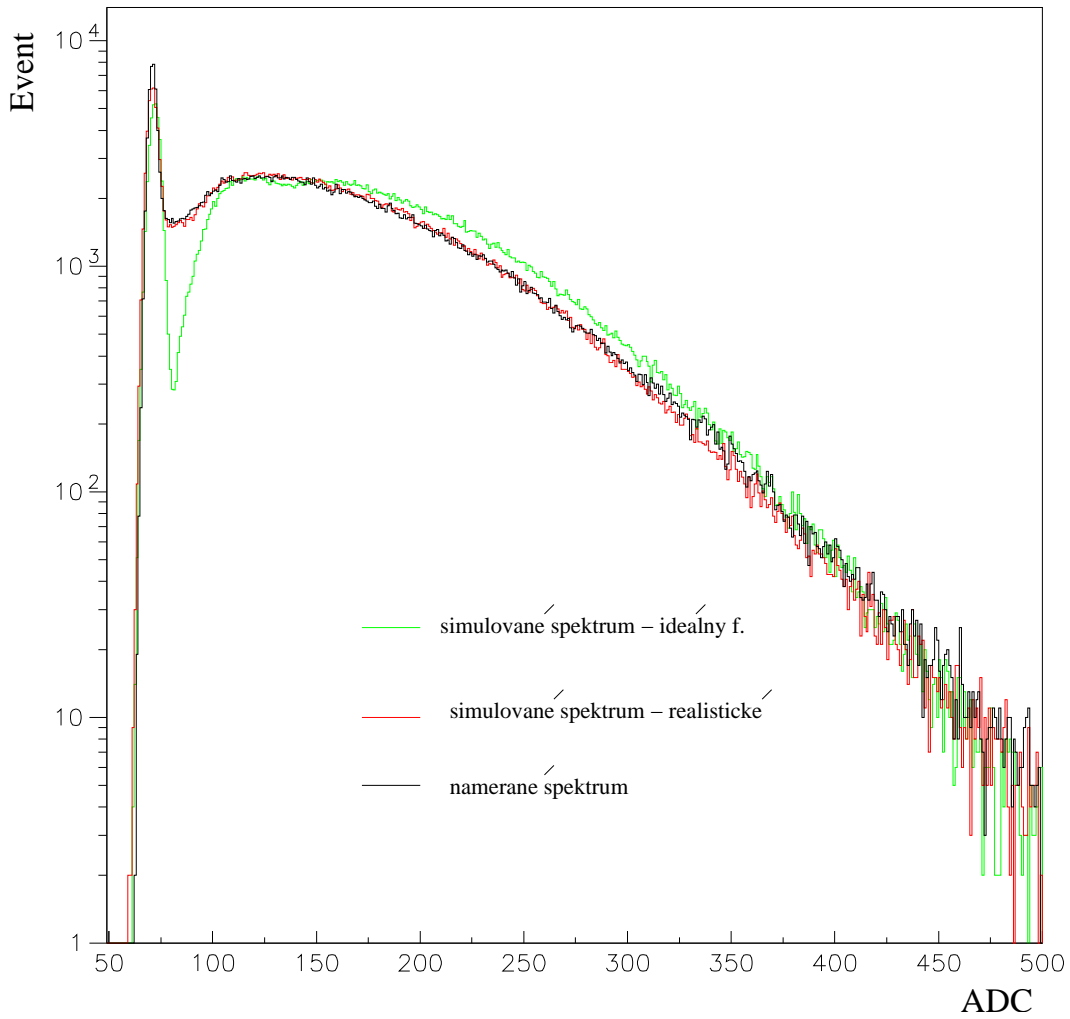
---

<sup>3</sup>význam  $U_{\text{AK}}$  pozri v časti 6.4.1



Obrázok 8.1: Simulované spektrum (červená farba), zahŕňajúce efekty realistickej odozvy (fotoefekt na prvej dynóde, nehomogenitu dynód, ...), ktoré sú opísané v texte, je porovnané s nameranou odozvou (čierna farba) fotónásobiča *Hamamatsu R5900*. Horný obrázok má na zvislej osi logaritmickú, dolný obrázok lineárnu škálu.





Obrázok 8.2: Simulované realistické spektrum (červená farba), je porovnané s nameranou odozvou (čierna farba) fotonásobiča *Hamamatsu R5900* a so simulovanou odozvou ideálneho fotonásobiča (zelená farba).

# Kapitola 9

## Jedno-fotoelektrónová metóda v experimente

Jedno-fotoelektrónovú metódu dekonvolúcie odozvy fotonásobiča s dynód-  
nym systémom typu *metal channel* založenú na fitovaní experimentálnej  
odozvy funkciou, ktorú sme opísali v kapitole 7, sme použili pri konkrét-  
nych aplikáciách. Prvou bolo určenie šumového faktora pre fotonásobiče  
*Hamamatsu R5900*, po niekoľkých vývojových zmenách označovaných ako  
*Hamamatsu R7877*, druhou aplikáciou bola dekonvolúcia spektra fotonáso-  
biča *Hamamatsu R5600* a následné použitie metódy pri určovaní stability  
elektronického kanála testovanej aparatury. Vo všetkých aplikáciách hraje  
kľúčovú úlohu parameter  $Q_1$ , teda parameter odozvy fotonásobiča na jeden  
incidentný fotoelektrón. To je aj dôvodom pre pomenovanie celej metodiky  
ako *jedno-fotoelektrónová analýza/metóda*.

### 9.1 Šumový faktor pre fotonásobič *Hamamatsu R5900 a R7877*

Každé testovanie fotonásobiča pozostávalo z niekoľkých krokov. Prvým  
krokom bolo nameranie spektier pri rôznych aplikovaných napätiach  $U_{AK}$   
(v zmysle označenia zavedenom v časti 6.4.1) a následná dekonvolúcia odoz-  
vy pomocou fitovania dát funkciou 7.7. Výsledkom dekonvolúcie bolo získanie  
ôsmich parametrov. Ich význam už v práci bol spomínaný, pre prehľadnosť  
rekapitulujeme v označení, aké je použité na obrázkoch.

- $Q_0$  poloha pedestálu
- $\sigma_0$  šírka pedestálu

- $Q_1$  poloha píku odozvy fotonásobiča na jeden incidentný fotoelektrón emitovaný z fotokatódy, resp. koeficient zosilnenia.
- $\sigma_1$  štandardná odchýlka odozvy na jeden incidentný fotoelektrón emitovaný z fotokatódy
- $K_1$  koeficient sekundárnej emisie na prvej dynóde
- $\sigma_2$  štandardná odchýlka odozvy  $Q_2$  ( $Q_2 = Q_1/K_1$  je stredná hodnota náboja) na anóde iniciovaná jedným elektrónom emitovaným z prvej dynódy
- $\mu$  stredný počet fotoelektrónov emitovaných z fotokatódy
- $\mu_1$  stredný počet fotoelektrónov emitovaných z prvej dynódy

Príklad dekonvoluovaných spektier získaných pre fotonásobič *Hamamatsu R5900* pri rôznych aplikovaných pracovných napätiach  $U_{AK}$  (jedná sa teda o odozvy pre rôzny koeficient zosilnenia dynódneho systému) je na obrázku 9.1.

Po tomto kroku nasledovalo určenie koeficienta  $\kappa$  (ktorý je potrebný pri hľadaní strednej hodnoty koeficientov sekundárnej emisie) pre daný fotonásobič z fitu nameraných hodnôt vzt'ahom

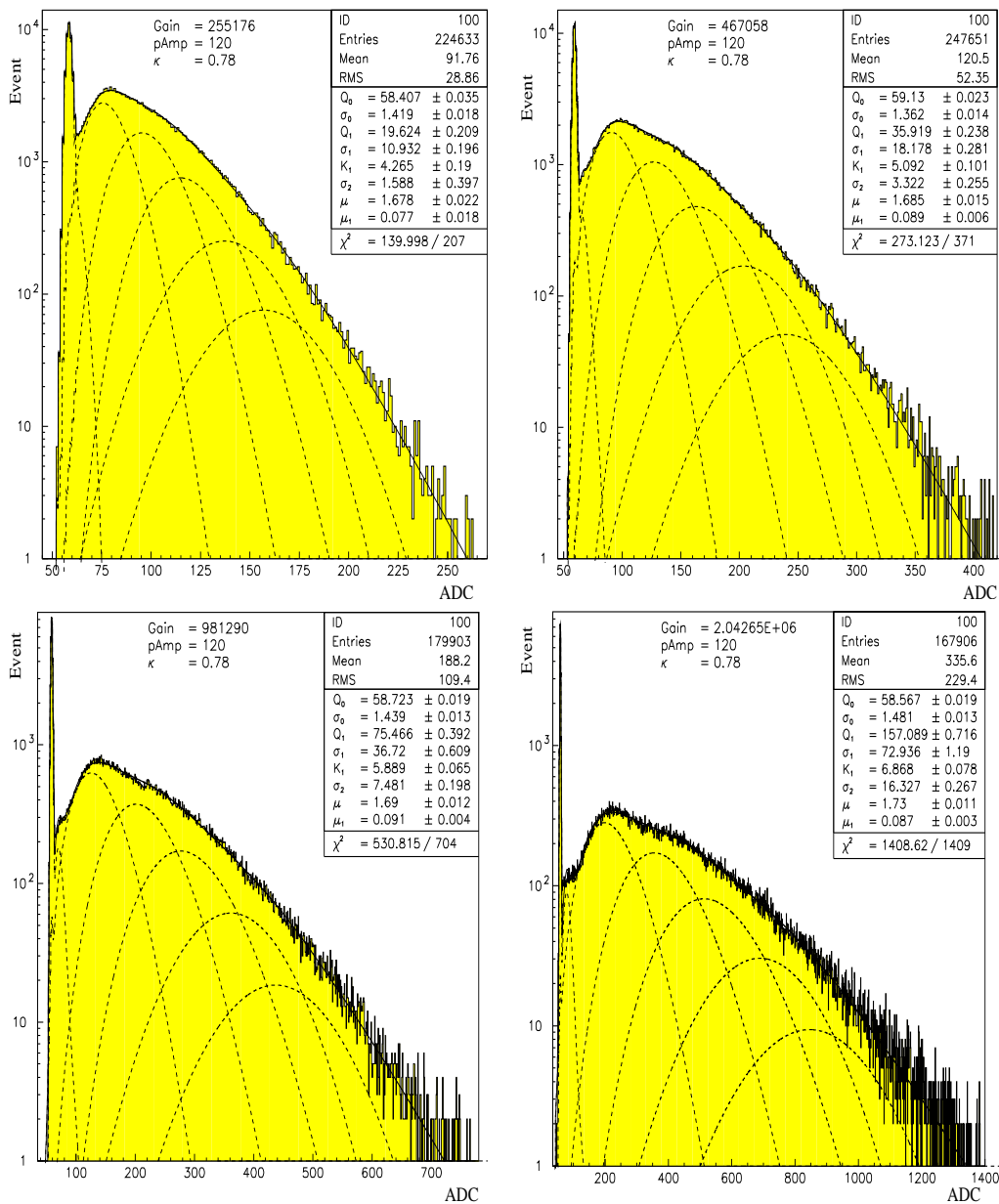
$$Q_1 = a \cdot \left( U_{AK} \right)^b, \quad (9.1)$$

získaným zo vzt'ahu 6.5 po dosadení výrazov 6.3 a 6.4, kde pre  $N$  dynód platí vzt'ah

$$\kappa = \frac{b}{N} \quad (9.2)$$

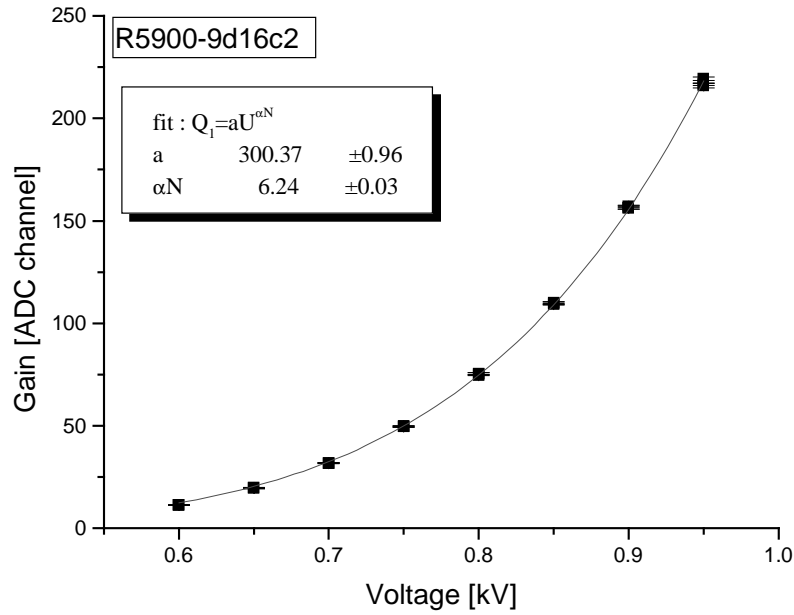
Príklad fitu koeficienta zosilnenia, teda polohy píku  $Q_1$ , ako funkcie aplikovaného pracovného napätia je na obrázku 9.2.

Z hodnôt parametrov  $(Q_1, \sigma_1)$  získaných dekonvolúciou experimentálnej odozvy je možné na základe vzt'ahu 7.16 určiť hodnotu šumového faktora  $f_{\text{pmt}}$ . Na obrázku 9.3 sú zobrazené hodnoty šumového faktora v závislosti od hodnoty aplikovaného napätia [118]. Na prvý pohľad sa môže zdať, že rozptyl hodnôt šumového faktora v rámci intervalu  $\pm 5\%$  okolo priemeru je veľký, ale treba si uvedomiť, že optimálna pracovná oblasť pre fotonásobiče *Hamamatsu R5900* navrhnutá výrobcom bola od 700 V do 900 V. V časti 7.2.3 je opísaný postup aj so získanými hodnotami (vid' tabuľku 7.1) pre teoretický výpočet šumového faktora. Takto získané hodnoty  $f_{\text{pmt}}$  však

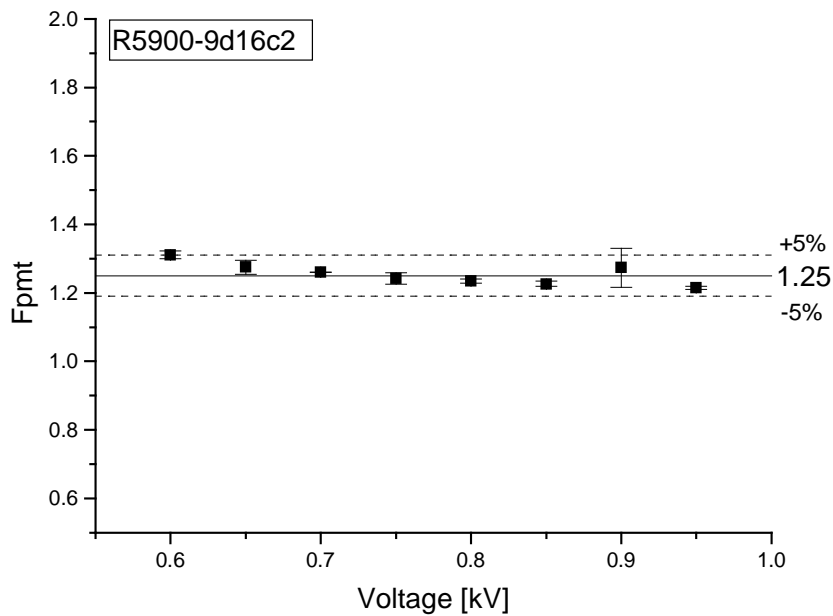


Obrázok 9.1: Dekonvoluované spektrá namerané pre rôzne pracovné napätia (650 V, 712 V, 800 V a 900 V). Čiarkovanými čiarami sú zobrazené príspevky eventov iniciovaných 0, 1, 2, ... fotoelektrónmi emitovanými z fotokatódy, resp. z prvej dynódy.

nezohľadňujú všetky efekty (ako napr. fotoefekt na prvej dynóde) prebiehajúce vo fotonásobiči. V tabuľke 9.1 sú uvedené teoretické a experimentálne



Obrázok 9.2: Koeficient zosilnenia fotonásobiča ako funkcia aplikovaného napätia. Na zvislej osi sú hodnoty parametra  $Q_1$  s príslušnou chybou získanými dekonvolúciou experimentálnych spektier. Experimentálne body sú za účelom získania hodnoty parametra  $\kappa$  fitované funkciou 9.1.



Obrázok 9.3: Šumový faktor ako funkcia aplikovaného napätia.

hodnoty šumového faktora pre konkrétny fotonásobič *R5900/9d16c02* [120], kde je možné vidieť rozdiel medzi teoretickou hodnotou šumového faktora a jeho experimentálnou hodnotou, ktorá zohľadňuje aj fotoefekt na prvej dynóde.

$U_{AK}$ [V]	600	650	700	750	800	850	900	950
$f_{PMT}^{exp}$	1,311	1,274	1,260	1,242	1,235	1,225	1,217	1,214
	$\pm 0,022$	$\pm 0,017$	$\pm 0,019$	$\pm 0,016$	$\pm 0,014$	$\pm 0,022$	$\pm 0,007$	$\pm 0,006$
$f_{PMT}^{th}$	1,283	1,260	1,241	1,225	1,210	1,198	1,188	1,178

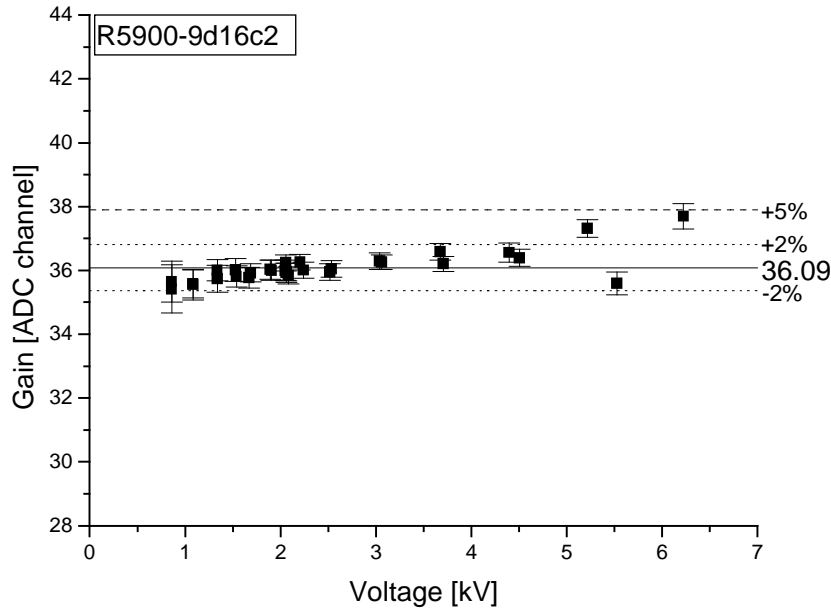
Tabuľka 9.1: Hodnoty šumového faktora  $f_{pmt}^{exp}$  získané pomocou parametrov z dekonvolúcie experimentálnych spektier a hodnoty  $f_{pmt}^{teor}$  získané výpočtom pre ideálny fotonásobič ako funkcia aplikovaného napätia  $U_{AK}$ .

Pri tejto analýze by mohla byť znepokujúca otázka, pri akej intenzite svetelného signálu majú prebiehať testy. Na obrázku 9.4 sú zobrazené získané hodnoty parametra  $Q_1$  pre rôzne intenzity svetelného zdroja. Na základe meraní takejto závislosti konštatujeme, že optimálna stredná hodnota produkovaných fotoelektrónov je v intervale od 1,5 do 4,5 fotoelektrónu. Na obrázku 9.5 vidíme mierny nárast počtu rekonštruovaných fotoelektrónov (parameter  $\mu$ ) tento fakt ale nie je prekvapivý a podľa nás súvisí s miernym zväčšením efektívnosti zberu fotoelektrónov dynódnym systémom s nárastom napätia, aj keď pre napätia nad  $\sim 700$  V by mala byť účinnosť zberu fotoelektrónov saturovaná. Tento jav bol pozorovaný aj v prípade práce fotonásobiča v prúdovom režime [121].

Počas rokov 1999 až 2002 sme otestovali 12 fotonásobičov. Jednotlivé fotonásobiče predstavovali zástupcov vývojových verzií modelu *Hamamatsu R5900* a finálnej verzie fotonásobiča pre *Tile* kalorimeter označenej ako *Hamamatsu RR7877*. Pre tento model sme testovali 8 vzoriek. Našou úlohou bolo určiť rozmedzie hodnôt šumového faktora. V tabuľke 9.2 sú získané hodnoty šumových faktorov pre jednotlivé fotonásobiče, ktoré sa nachádzajú v rozmedzí 1,23 – 1,35 [119].

## 9.2 Stabilita spektrometrického kanála a fotonásobič *Hamamatsu R5600*

Aj pre fotonásobiče *Hamamatsu R5600* sme uskutočnili analýzu obdobným spôsobom ako je opísaný v predošlej časti. Fotonásobiče *R5600* majú rovnaký typ dynódného systému ako fotonásobiče *R5900*, ale líšia sa niektorými konštrukčnými vlastnosťami. Z pohľadu odozvy môžeme konštatovať, že pre



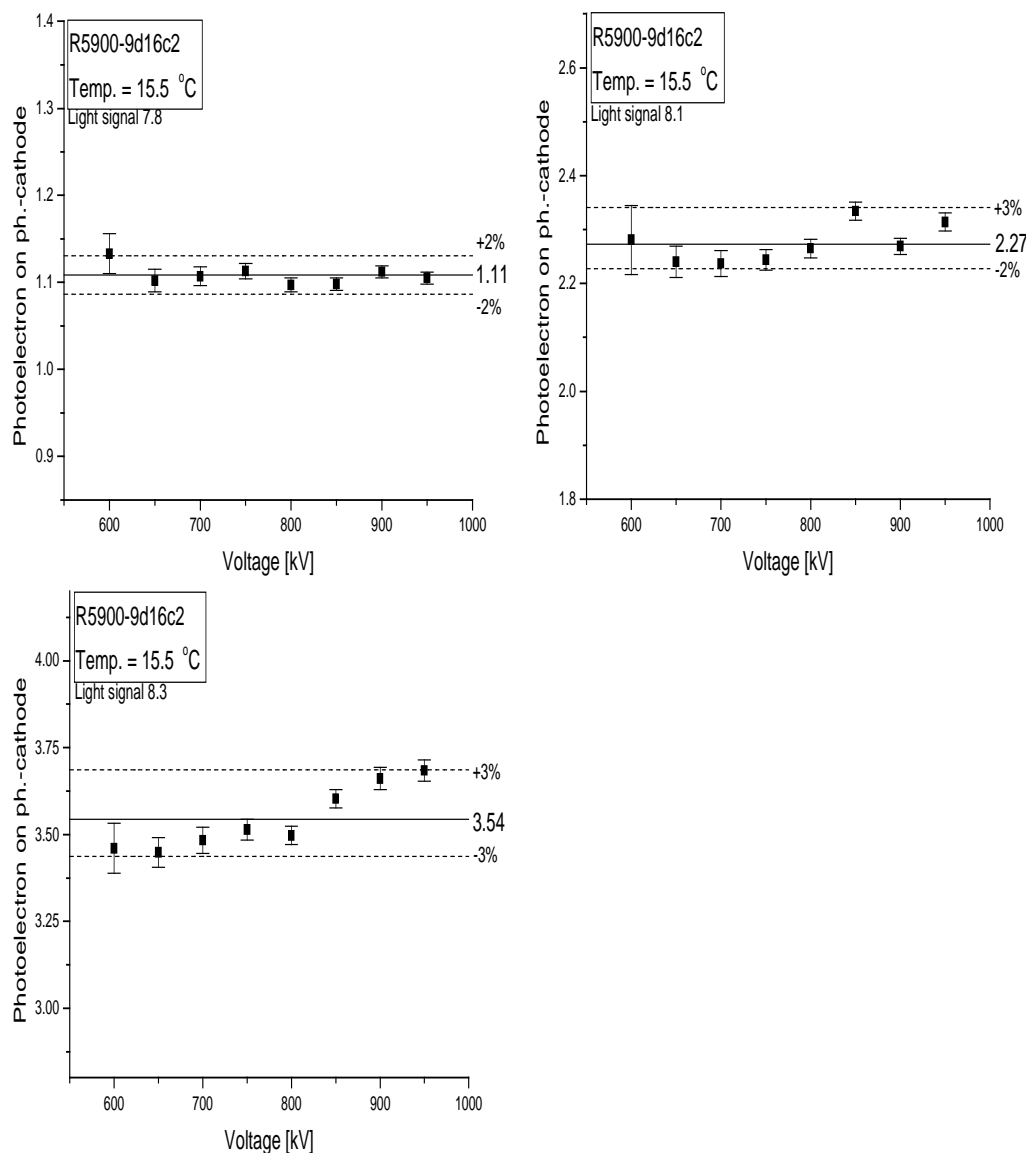
Obrázok 9.4: Poloha píku jedno-fotoelektrónovej odozvy  $Q_1$ , označená Gain, ako funkcia intenzity svetelného zdroja.

AA2219	$1,23 \pm 0,01$
AA2362	$1,25 \pm 0,02$
AA2415	$1,20 \pm 0,02$
AA5674	$1,35 \pm 0,03$
AA5675	$1,30 \pm 0,02$
AA5394	$1,35 \pm 0,02$
AA5396	$1,28 \pm 0,02$
AA5397	$1,27 \pm 0,02$

Tabuľka 9.2: Zhrnutie výsledných hodnôt šumového faktora  $f_{\text{pmt}}$  získané pre fotonásobiče *Hamamatsu RR7877*. Analyzované spektrá boli namerané pri napätí  $U_{\text{AK}}$ , ktoré viedlo k zosilneniu fotonásobiča  $10^5$ . Chyba šumového faktora je extrapoláciou neistôt parametrov získaných fitovaním.

tieto fotonásobiče je jav fotoefektu na prvej dynóde výraznejší než v prípade fotonásobičov *R5900* (porovnaj odozvy na obrázku 7.4 a na obrázku 9.1). Na výsledkoch tejto analýzy chceme demonštrovať, že hodnoty parametrov  $Q_1$  a  $\sigma_1$  sú stabilné aj pri fixovaní istých premenných vo fite spektier funkciou 7.7.

V tabuľke 9.3 vidíme parametre dekonvoluovanej odozvy. Pri dekonvo-



Obrázok 9.5: Počet rekonštruovaných fotoelektrónov ako funkcia napätia pre tri rôzne úrovne svetelného signálu.

lúcii boli všetky parametre brané ako nezávislé. V tabuľke 9.4 vidíme parametre dekonvolúcie tých istých spektier ako v tabuľke 9.3 s tým rozdielom, že bol fixovaný vzťah medzi parametrom  $K_1$  a  $Q_1$  na základe vzťahov 6.3 a 6.4. Na základe platnosti daných vzťahov sme nepredpokladali výraznú zmenu hodnôt parametrov fitu. V oboch prípadoch fitu konštatujeme dobrú stabilitu parametra  $Q_1$  a  $\sigma_1$ .



$U_{AK}$	800 V	850 V	900 V	950 V	1 kV
$Q_0$	$13,55 \pm 0,021$	$13,59 \pm 0,017$	$13,59 \pm 0,015$	$13,45 \pm 0,018$	$13,54 \pm 0,015$
$\sigma_0$	$0,47 \pm 0,017$	$0,47 \pm 0,014$	$0,49 \pm 0,015$	$0,67 \pm 0,02$	$0,53 \pm 0,017$
$Q_1$	$15,13 \pm 0,17$	$23,18 \pm 0,22$	$35,17 \pm 0,26$	$50,48 \pm 0,38$	$72,63 \pm 0,61$
$\sigma_1$	$7,87 \pm 0,16$	$11,46 \pm 0,24$	$17,00 \pm 0,30$	$24,75 \pm 0,48$	$32,19 \pm 0,61$
$K_1$	$5,53 \pm 0,14$	$5,80 \pm 0,11$	$6,33 \pm 0,09$	$6,70 \pm 0,09$	$7,06 \pm 0,08$
$\sigma_2$	$1,62 \pm 0,07$	$2,46 \pm 0,10$	$3,10 \pm 0,08$	$5,92 \pm 0,25$	$6,16 \pm 0,13$
$\mu_{pc}$	$1,450 \pm 0,023$	$1,464 \pm 0,019$	$1,468 \pm 0,015$	$1,521 \pm 0,015$	$1,520 \pm 0,012$
$\mu_1$	$0,804 \pm 0,037$	$0,841 \pm 0,03$	$0,879 \pm 0,025$	$0,880 \pm 0,025$	$0,936 \pm 0,023$
$\chi^2$	73,9/125	125,1/180	258,2/286	413,3/387	530,6/492
$\mu_1/\mu_{pc}$	55,4 %	57,4 %	59,9 %	57,9 %	61,6 %

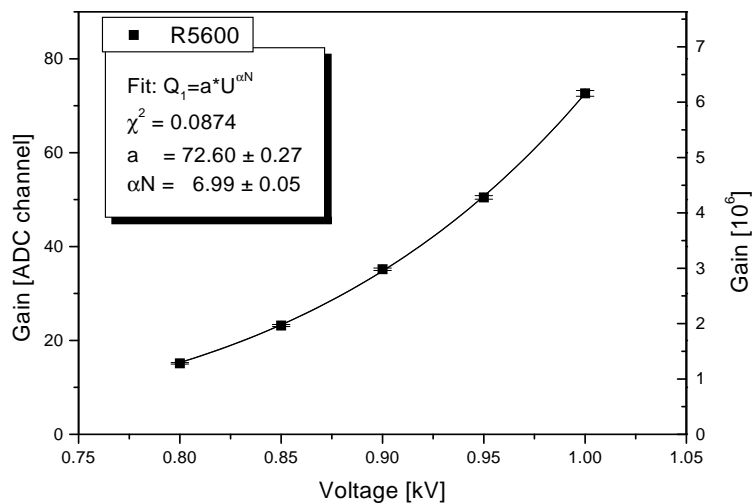
Tabuľka 9.3: Parametre odozvy fotonásobiča *Hamamatsu R5600*. Pri fite boli parametre  $K_1$  a  $Q_1$  nezávislé.

$U_{AK}$	800 V	850 V	900 V	950 V	1 kV
$Q_0$	$13,53 \pm 0,022$	$13,59 \pm 0,017$	$13,59 \pm 0,015$	$13,45 \pm 0,018$	$13,54 \pm 0,015$
$\sigma_0$	$0,47 \pm 0,017$	$0,47 \pm 0,015$	$0,49 \pm 0,015$	$0,67 \pm 0,02$	$0,53 \pm 0,017$
$Q_1$	$15,20 \pm 0,04$	$23,32 \pm 0,09$	$35,24 \pm 0,26$	$50,52 \pm 0,37$	$72,76 \pm 0,63$
$\sigma_1$	$7,80 \pm 0,16$	$11,32 \pm 0,23$	$16,92 \pm 0,31$	$24,73 \pm 0,47$	$32,04 \pm 0,60$
$K_1$	5,74	5,97	6,23	6,58	7,06
$\sigma_2$	$1,60 \pm 0,06$	$2,40 \pm 0,09$	$3,07 \pm 0,08$	$5,55 \pm 0,26$	$6,10 \pm 0,13$
$\mu_{pc}$	$1,446 \pm 0,009$	$1,459 \pm 0,010$	$1,466 \pm 0,015$	$1,520 \pm 0,014$	$1,519 \pm 0,017$
$\mu_1$	$0,832 \pm 0,035$	$0,867 \pm 0,03$	$0,892 \pm 0,025$	$0,883 \pm 0,024$	$0,949 \pm 0,023$
$\chi^2$	77,9/126	134,8/181	260,0/287	413,7/388	533,0/493
$\mu_1/\mu_{pc}$	57,5 %	59,4 %	60,8 %	58,1 %	62,5 %

Tabuľka 9.4: Parametre odozvy fotonásobiča *Hamamatsu R5600*. Pri fite parametre  $K_1$  a  $Q_1$  boli fixované na základe vzťahov 6.3 a 6.4

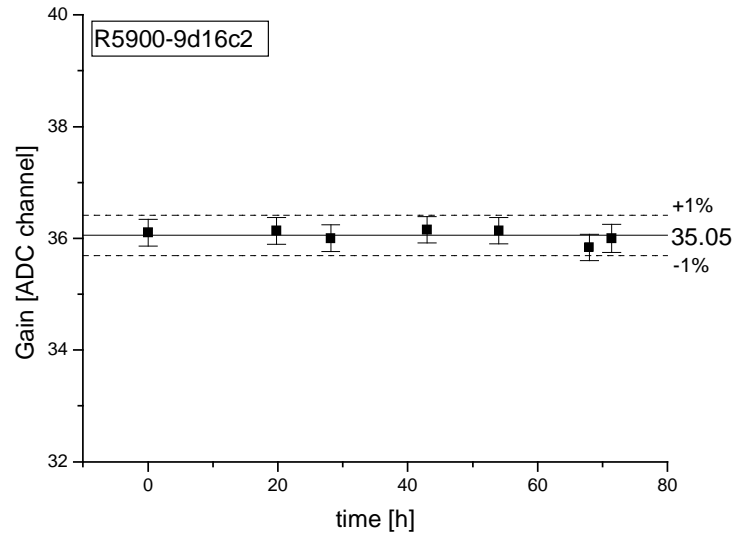
Význam závislosti koeficienta zosilnenia fotonásobiča, teda polohy jednofotoelektrónovej odozvy  $Q_1$ , na aplikovanom pracovnom napätí nie je len v možnosti určiť koeficient  $\kappa$ , ale pri znalosti koeficienta zosilnenia predzosilňovača (vid' obrázok 5.9) a prevodového koeficienta [pC/kanál] analógovo digitálneho prevodníka je možné určiť z danej závislosti koeficient zosilnenia fotonásobiča v absolútnych jednotkách, tak ako je to demonštrované pre fotonásobič *Hamamatsu R5600* na obrázku 9.6. V prezentovanom výsledku bol koeficient zosilnenia predzosilňovača 18,4.

Na obrázku 9.7 vidíme rekonštruovanú hodnotu koeficienta zosilnenia

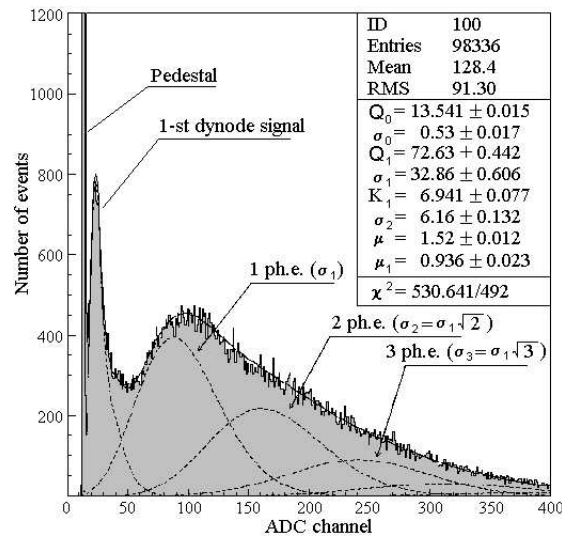


Obrázok 9.6: Koefficient zosilnenia ako funkcia aplikovaného napätia. Experimentálne body sú fitované funkciou 9.1. Na pravej zvislej osi je zosilnenie v absolútnych jednotkách.

ako funkciu času od naštartovania systému. Oproti týmto intervalom je niekoľko minútová procedúra namerania spektra a jeho dekonvolúcie zanedbateľný časový úsek. To vedie prirodzene k myšlienke využiť presné určenie koeficienta zosilnenia na monitorovanie stability spektrometrického kanála. V časti 5.4.2 je opísaná aparátúra na testy scintilačných detektorov pomocou kozmických miónov. Typické spektrum pre odozvu na kozmické mióny je možné nájsť na obrázku 5.11. Aparátúra bola navrhnutá tak, aby po každom takomto meraní, ktoré mohlo trvať od desiatok minút až po niekoľko hodín, bolo možno nabrat' spektrum generované svetelným signálom z *LED* diódy a dekonvoluovať. Typické spektrum odozvy v tomto prípade je na obrázku 9.8. Táto procedúra trvala niekoľko minút. Spolupráca na tomto projekte je dokumentovaná v publikácii [42].



Obrázok 9.7: Rekonštruovaný koeficient zosilnenia ako funkcia času od aplikácie pracovného napätia na fotonásobič. Doba merania spektra je zanedbateľná oproti časovým intervalom medzi jednotlivými meraniami.



Obrázok 9.8: Typické spektrum odozvy fotonásobiča na svetelné impulzy z LED diódy pred a po nameraní spektra odozvy kozmických miónov (viď obrázok 5.11)

# Kapitola 10

## Záver

V prvej časti predkladanej práce prezentujem meranie súčinu účinného prierezu pre produkciu  $W$  bozónu v reakcii  $p\bar{p} \rightarrow W + X$  a vetviaceho pomeru pre rozpad  $W \rightarrow e\nu$  s leptónom<sup>1</sup> detekovaným v doprednej oblasti detektora *CDF*. Analýzu som vykonal na dátach nameraných počas obdobia *Run II*. Celková luminozita zodpovedá prvým 64 pb<sup>-1</sup> dát, detekovaných v období od marca roku 2002 až do januára roku 2003.

Vo svojej práci som sa sústredil na selekciu signálu na základe detekcie izolovaného elektrónu, pričom som využil informáciu z dopredného kalorimetrického systému experimentu *CDF* a jeho dráhových detektorov. Určil som vzorku kandidátov na  $W$  bozón a jej kontamináciu pozad'ovými procesmi. Zároveň som určil celkovú účinnosť detekcie a rekonštrukcie signálu.

V tejto práci je prezentovaná prvá analýza v doprednej oblasti detektora *CDF* počas *RUN II* obdobia s využitím informácie z kalorimetrov a dráhových detektorov [122]. Okrem toho jej prínos pre kolaboráciu je v štúdiu účinnosti rekonštrukcie a asociácie dráhy leptónu v doprednej oblasti a získanie hodnoty účinnosti *MET\_PEM* trigera. Metodika selekcie signálu  $W \rightarrow e\nu$  s detekovaným dopredným signálom tvorí základ ďalších analýz, ako je štúdium účinného prierezu produkcie páru  $t\bar{t}$  kvarkov, kde jeden kvark sa rozpadá na leptón detekovaný v doprednej oblasti, prípadne štúdium vlastností produkcie  $W$  bozónu a jetov, tzv.  $W + jet$  analýza. Na týchto a mnohých ďalších analýzách sa pracuje v skupine pôsobiacej v INFN Pisa, kde sa využívajú poznatky prezentované v predkladanej práci. Uvedená metodika sa aplikuje na nové dáta zozbierané do roku 2004 (zhruba 200 pb<sup>-1</sup>), za použitia novej verzie softvéru (5.3.1). na produkciu dát.

V druhej časti práce prezentujem aktivity spojené s vývojom metódy na dekonvolúciu odozvy fotonásobičov s dynódnym systémom typu *metal*

---

<sup>1</sup>Pod  $W$  sa myslí  $W^\pm$ , následne  $e$  predstavuje  $e^\pm$  a  $\nu$  príslušné antineutrínno a neutrínno.

*channel*. Jedno-fotoelektrónová metóda pozostáva z konštrukcie realistickej funkcie odozvy, ktorá popisuje javy prebiehajúce vo fotonásobiči, a dekonvolúcie spektier pomocou fitu experimentálnej odozvy realistickou funkciou. Výsledkom dekonvolúcie je súbor parametrov vhodných na výpočet šumového faktora  $f_{\text{pmt}}$  fotonásobiča a monitorovanie stability spektrometrického kanála.

Počas práce som vytvoril model odozvy fotonásobiča, ktorý odráža poznatky o javoch pozadia, fotoefektu na prvej dynóde, preletu fotoelektrónov z fotokatódy na druhú dynódu a nehomogenity dynód. Na základe poznatkov o týchto javoch som vytvoril program umožňujúci Monte Carlo simuláciu odozvy fotonásobiča, pomocou ktorého je možné nasimulovať odozvu fotonásobiča zhodnú s experimentálnou odozvou. Poznatky o simulovaných odozvách pre jednotlivé početnosti incidentných fotoelektrónov emitovaných z fotokatódy som využil pri formovaní realistickej funkcie odozvy. Spojením s experimentálnymi výsledkami o jave fotoefektu na prvej dynóde som získal realistickú funkciu odozvy fotonásobiča. Jej použitím pri dekonvolúcii experimentálnych spektier som získal parametre polohy a rozlíšenia ( $Q_1, \sigma_1$ ) odozvy fotonásobiča na jeden incidentný fotoelektrón emitovaný z fotokatódy a zachytený prvou dynódou. Tieto parametre som využil na určenie šumového faktora testovaného fotonásobiča. Počas obdobia 1999-2002 som bol zodpovedný za testovanie fotonásobičov v rámci našej skupiny ako súčasť záväzku pri vývoji hadrónového *Tile* kalorimetra experimentu *ATLAS*. Výsledky boli pravidelne prezentované na stretnutiach *ATLAS* kolaborácie, ktoré sa konali dvakrát prípadne trikrát do roka.

Prezentovanú metódu dekonvolúcie spektier som využil aj počas testov scintilačných detektorov pomocou kozmických miónov. Detektory sa testovali pre experiment *CDF* a všetky sa uskutočnili v SÚJV, Dubna. Počas testov sa pred a po každom meraní kozmickými miónmi detekovala odozva fotonásobiča vhodná na dekonvolúciu a určený parameter  $Q_1$  sa využil na sledovanie stability fotonásobiča a príslušnej elektroniky počas testov. Poznatky z testov o detekcii svetla sa využili pri ďalšej spolupráci, ktorej opis presahuje rámec predkladanej práce ale ktorá vyústila do štúdia rôznych metód zberu svetla v scintilačných detektoroch [123].

# Literatúra

- [1] S. L. Glashow, Partial Symetries of Weak Interaction, *Nucl.Phys.* **22** (1961) 579.  
S. Weinberg, A Model of Leptons, *Phys.Rev.Lett.* **19** (1967) 1264.  
A. Salam, Elementary Particle Theory: Relativistic Group and Analyticity, *Proc. 8th Nobel Symposium Aspenasgarden*, Stockholm, (1968) 367.  
F. Halzen, A. D. Martin, Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics, Wiley, New York, 1984.
- [2] <http://www.fnal.gov/>
- [3] <http://public.web.cern.ch/public/>
- [4] <http://www-cdf.fnal.gov>
- [5] UA1 collaboration, Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at  $s^{**}(1/2) = 540\text{-GeV}$ , *Phys.Rev.* **B122** (1983) 103.  
UA2 collaboration, Observation of single isolated electron of high transverse momentum in events with missing transverse energy at the CERN anti-P P collider, *Phys.Rev.* **B122** (1983) 476.
- [6] S. D. Drell, T. M. Yan, Partons and their application at high-energies, *Ann.Phys.* **66** (1971) 578.
- [7] [http://www-cdf.fnal.gov/rotw/cdf\\_rotw.html](http://www-cdf.fnal.gov/rotw/cdf_rotw.html)
- [8] CDF and D0 collaboration, Results of the Tevatron Higgs Sensitivity Study, *FERMILAB-PUB-03/320-E* October 2003.
- [9] <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/Welcome.html>
- [10] F. Abe *et al.*, The CDF Detector: An Overview, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 259** (1988) 387.

- [11] F. Abe *et al.*, Evidence for Top Production in  $p\bar{p}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV, *Phys.Rev.Lett.* **73** (1994) 225.
- [12] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Evidence for Top Production in  $p\bar{b}$  Collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV, *Phys.Rev.* **D50** (1994) 2966.
- [13] F. Abe *et al.* (CDF Collaboration), Kinematic evidence for top quark pair production in W+multijets events in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV, *Phys.Rev.* **D51** (1995) 4623.
- [14] T. Affolder *et al.* (CDF Collaboration), Measurement of the Top Quark Mass with Collider Detector at Fermilab, *Phys.Rev.* **D** (2000).
- [15] T. Affolder *et al.* (CDF Collaboration), Measurement of the W Boson Mass with Collider Detector at Fermilab, *Phys.Rev.* **D64**, 0522001,2001
- [16] M. Paulini (CDF Collaboration), B Lifetimes, Mixing and CP Violation at CDF, *Int.J.Mod.Phys.* **A14** (1999) 2791.
- [17] The CDF Collaboration, The CDFII Detector Technical Design Report, *Fermilab-PUB-96/390-E* 1996.
- [18] D. Acosta *et al.*, A First Look at the CLC Luminosity Measurements, *CDF Note 6052* 28 August 2002.
- [19] The CDF Collaboration, Physics with CDF in RunII, *CDF Note 3172* 5 June 1995.
- [20] <http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/top/top.html>
- [21] [http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/latest\\_results.html](http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/latest_results.html)
- [22] <http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/2004/afb/>
- [23] N. Kidonakis, N. S. Vera, W hadroproduction at large transverse momentum beyond next-to-leading order, *JHEP* **0402** (2004) 027.
- [24] <http://www-cdf.fnal.gov/physics/ewk/2004/wzxsec/>
- [25] <http://www-cdf.fnal.gov/physics/new/bottom/bottom.html>
- [26] K. Anikeev *et al.*, B Physics at the Tevatron:RunII and Beyond, *Fermilab-PUB-01/197* December 2001.
- [27] J. Elias *et al.*, Luminosity counter based on Cherenkov counters for  $p\bar{p}$  colliders, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 441** (2000) 366.

- 
- [28] M. K. Unel, R. J. Tesarek Beam halo monitoring at CDF, *Nucl. Instrum. Meth.* **A441** (2000) 366.
- [29] A. Sill, CDF RunII silicon tracking projects, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 447** (2000) 1.
- [30] L. Miller, Status of the CDF silicon detector, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 518** (2004) 281.
- [31] Christopher S.Hill, Initial experience with the CDF layer 00 silicon detector, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 511** (2003) 118.
- [32] M. D' Onofrio *et al.*, Status report of the intermediate silicon layers detector at CDF, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 485** (2002) 6.
- [33] Kevin Burket, Design and construction of the CDF central outer tracker, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 461** (2001) 62.
- [34] D. Ambrose, The Central Outer Tracker for RunII at CDF, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 518** (2004) 17.
- [35] K. T. Pitts, The CDF Central Outer Tracker, *Nuclear Physics*, **B 61** (1998) 230.
- [36] The CDFII Collaboration, Proposal for Enhancement of the CDFII Detector, *Fermilab Proposal 909* 1998.
- [37] S. Cabrera *et al.*, The CDFII time-of-flight detector, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 494** (2002) 416.
- [38] M. Albrow *et al.*, The CDF plug upgrade electromagnetic calorimeter: test beam results, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 480** (2002) 524.
- [39] G. Apollinari *et al.*, Shower maximum detector for the CDF plug upgrade calorimeter, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 412** (1998) 515.
- [40] F. Ascoli *et al.*, The CDF Central Muon Detector, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 268** (1988) 33.
- [41] D. Acosta *et al.*, Search for  $B/s_0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  and  $B/d_0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  decays in p anti-p collisions at  $s^{*(1/2)} = 1.96$ -TeV, *Phys.Rev.Lett.* **93** (2004) 032001.



- 
- [42] Ju. A. Budagov, I. Chirikov–Zorin, I. Fedorko, S. Tokár *et al.*, Design and construction of new central and forward muon counters for CDFII, Submitted to *Nucl. Instrum. Meth. A* (2004). *arXiv:physics/0403079* March 2004.
- [43] C. Grozis *et al.*, A Time Of Flight Detector at CDF, *Fermilab-CONF-00/326-E* 2000.
- [44] Ju. A. Budagov *et al.*, Long Scintillation Counters with the Shift-Spectrum Fiber Light Guides, Preprint of the JINR. Dubna, 1998.
- [45] Ju. A. Budagov *et al.*, Test of long scintillating prototypes for CDFII, Preprint of the JINR. Dubna, 1999.
- [46] G. Gómez-Ceballos *et al.*, Event builder and Level 3 at the CDF detector, *Nucl. Instrum. Meth. A* **518** (2004) 522.
- [47] W. K. Sakumoto, W/Z Cross Section Prediction at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV, *CDF Note 6341* 23 November 2003.
- [48] Particle Data Group, *Physical Review* **D54** 1 (2002).
- [49] Claus Grupen, Particle Detectors, Cambridge University Press, 1996. str. 191–193.
- [50] M. Feindt *et al.*, Pre-Tracking Primary Vertex  $z$  Finder, *Fermilab-PUB-98/290-E* 2002.
- [51] H. Wenzel, Tracking in the SVX, *CDF note 1790* 8 July 1992.
- [52] P. Azzi *et al.*, Histogram Tracking in the COT, *CDF Note 5562* 21 February 2001.
- [53] A. Mukherjee, CTC a VTX Tracking, *CDF Note 5490* 16 November 2000.
- [54] W. M. Yao *et al.*, Outside-In Silicon Tracking at CDF, *CDF Note 5991* 5 June 2002.
- [55] S. Menzemer, TrackingKal: A Tracking and Alignment Software Package for the CDFII Silicon Detector TrackinKal, *CDF Note 5968* 24 February 2003.
- [56] Y. Huang *et al.*, Inside-Out Tracking, *CDF Note 6707* 29 September 2003.

- [57] Robert G. Wagner, Electron Identification for RunII:Algorithms, *CDF Note 5456* 28 March 2003.
- [58] H. Frisch *et al.*, The Good Run List, *CDF Note 5613* 24 July 2001.
- [59] <http://www-cdf.fnal.gov/internal/dqm/goodrun/good.html>
- [60] G. Manca, YK. Kim,  $Z^0 \rightarrow e^+e^-$  Cross Section Measurement with RunII Data, *CDF Note 6202* 1 December 2002.
- [61] G. Manca, YK. Kim,  $Z^0$  Cross Section Measurement using RunII Electrons, *CDF Note 6281* 13 March 2003.
- [62] B. Heinemann, Offline Calibration of the Calorimeter, *CDF Note 6406* 2 April 2003.
- [63] B. Heinemann, Correction for Leakage Energy and multiple Interaction for electrons and photons in the Central and Plug Calorimeters, *CDF Note 6167* 28 October 2002.
- [64] G. Veramendi *et al.*, Measurement of Forward-Backward Charge Asymmetry of Electron-Positron Pair, *CDF Note 6815* 15 July 2004.
- [65] T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna, Pythia 6.203:Physics and manual, *hep-ph/0108264* April 2002. <http://www.thep.lu.se/torbjorn/Pythia.html>
- [66] <http://www.thep.lu.se/torbjorn/pythiaaux/present.html>
- [67] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadolsky and W. K. Tung, New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis, *JHEP* **0207** (2002) 012.
- [68] E. Halkiadakis *et al.*, A measurement of  $\sigma \times Br(W \rightarrow e\nu), \sigma \times Br(Z^0 \rightarrow e^+ e^-)$  and  $R = \frac{\sigma \times Br(W \rightarrow e\nu)}{\sigma \times Br(Z^0 \rightarrow e^+ e^-)}$ , using CDF RunII data, *CDF Note 6681* 24 February 2004. Part III, str.15.
- [69] T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna, Pythia 6.203:Physics and manual, *hep-ph/0108264* April 2002. čast' 10.4, str.296.
- [70] T. Sjostrand, L. Lonnblad, S. Mrenna, Pythia 6.203:Physics and manual, *hep-ph/0108264* April 2002. čast' 11.4, str.314.
- [71] J. Huston *et al.*, New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis, *JHEP* **07** (2002) 12. <http://www.phys.psu.edu/cteq/>

- [72] L. Vacavant, GEANT description of the CDF Inner Tracker Passive Material, *CDF Note 5825* 12 April 2002.
- [73] S. S. Chuang, Measurement of the Material in the CDF RunII Tracking Volume using High- $P_T$  Electrons, *CDF Note 6573* 25 February 2004.
- [74] W. Sakumoto, Event  $|Z_{vtx}| < 60$  cm Cut Efficiency for RunII, *CDF Note 6331* 17 February 2003.
- [75] R. G. Wagner, Electron identification for RunII:Algoritmus, *CDF Note 5456* 28 March 2003.
- [76] A. Robson *et al.*, A measurement of  $\sigma x Br(Z^0 \rightarrow e^+ e^-)$  using Run2 central and plug electron in  $72 \text{ pb}^{-1}$ , *CDF Note 6642* 23 February 2004.
- [77] E. Halkiadakis *et al.*, A measurement of  $\sigma \times Br(W \rightarrow e\nu), \sigma \times Br(Z^0 \rightarrow e^+ e^-)$  and  $R = \frac{\sigma \times Br(W \rightarrow e\nu)}{\sigma \times Br(Z^0 \rightarrow e^+ e^-)}$ , using CDF RunII data, *CDF Note 6681* 24 February 2004.
- [78] G. Chiarelli, I. Fedorko, A. Sidoti, Trigger Efficiencies for Plug Electrons in Run II, *CDF Note 6864* 15 March 2004.
- [79] Záver diskusie v elektroslabej skupine (*EWK group*) experimentu *CDF*.
- [80] R. Hamberg, W. L. Van Neerven, T. Matsuura, A complete calculation of the order  $\alpha_s^2$  correction to the Drell-Yan K factor, *Nucl.Phys.* **B 359** (1991) 343.  
R. V. Harlander and W. B. Kilgore, Next-to-next-to-leading order higgs production at hadron colliders, *Phys.Rev.Lett.* **88** (2002) 201801.  
W. K. Sakumoto, W/Z Cross Section Predictions for  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$ . *CDF Note 6341* 23 February 2003.
- [81] <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/>
- [82] ATLAS Collaboration, ATLAS Technical Proposal, *CERN/LHCC/94-43* 1996.  
<http://atlas.web.cern.ch/Atlas/TP/NEW/HTML/tp9new/tp9.html>
- [83] U. Amaldi, Fluctuation in Calorimetry Measurement. *Physica Scripta* **Vol 23** (1981) 409.
- [84] Richard Wigmans, On the energy resolution of uranium and other hadron calorimeters, *Nucl. Instrum. Meth* **A 259** (1987) 389.

- [85] R. K. Bock, A. Vasilescu, The Particle Detector BriefBook, Internetová verzia, heslo „Interaction Length“ [http : //rd11.web.cern.ch/RD11/rkb/titleD.html](http://rd11.web.cern.ch/RD11/rkb/titleD.html)
- [86] B. Rossi, High Energy Particles, Prentice Hall Incorporated, New York, 1952.
- [87] Richard Wigmans, High resolution hadron calorimetry, *Nucl. Instrum. Meth. A* **265** (1988) 273.
- [88] Richard Wigmans, Performance and Limitations of Hadron Calorimeters, *Proceedings of the Second International Conference on Calorimetry in High Energy Physics*, Capri,Italy, (1991) 24.
- [89] M. P. Casado, M. Cavalli-Sforza, H1-inspired analysis of the 1994 combined test of the Liquid Argon and Tilecal calorimeter prototypes, *ATLAS Internal Note Tilecal-NO-066* 1996.
- [90] H1 Calorimeter Group, W.Braunschweig *et al.*, Results from a Test of a Pb Fe Liquid Argon Calorimeter, *DESY internal report 89-022* 1989.
- [91] E. Berger *et al.*, CERN/LHCC 95-94, 1995,
- [92] F. Ariztizabal *et al.*, Construction and Performance of an Iron-Scintillator Hadron Calorimeter with Longitudinal Tile Configuration, *Nucl. Instrum. Meth. A* **349** (1994) 384.
- [93] J. Badier *et al.*, Test results of an electromagnetic calorimeter with 0.5 mm scintillating fibers readout, *Nucl. Instrum. Meth. A* **337** (1994) 314.
- [94] Z. Ajaltouni *et al.*, Response of the ATLAS Tile calorimeter prototype to muons, *Nucl. Instrum. Meth. A* **388** (1997) 64.
- [95] J. Proudfoot, R. Stanek, An Optical Model for the Prototype, *ATLAS Internal Note Tilecal-NO-066* 1995.
- [96] A. Bernstein *et al.*, Beam test of the ZEUS barrel calorimeter. *Nucl. Instrum. Meth. A* **336** (1993) 23.
- [97] E. Bernardi *et al.*, Cosmic ray test of the CDF central calorimeter, *Nucl. Instrum. Meth. A* **267** (1988) 330.
- [98] J. Ivarsson, Calibration of the Scintillator Tile Hadron Calorimeter Prototype for ATLAS. *ATLAS Internal Note Tilecal-NO-004* 1993.

---

<sup>4</sup>[http : //atlasinfo.cern.ch/Atlas/SUB\\_DETECTORS/TILE/tileref/tileref.html](http://atlasinfo.cern.ch/Atlas/SUB_DETECTORS/TILE/tileref/tileref.html)

- [99] E. Bernardi *et al.*, Performance of a compensating lead-scintillator hadronic calorimeter, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 262** (1987) 229.
- [100] J. Budagov *et al.*, Electron Response and  $e/h$  Ratio of ATLAS Iron-Scintillator Hadron Calorimeter with Longitudinal Tile Configuration, *ATLAS Internal Note 72* 1996.
- [101] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer (2<sup>nd</sup> revised edition), Berlin, 1994. str. 177–199.
- [102] V. Tadevosyn *et al.*, A study of gain variation in philips XP-3462p photomultipliers, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 374** (1996) 39.
- [103] E. Flyckt, C. Marmonier, Photomultipliers tube: Principles and applications, Photonis, (2002), str. I:1–36.
- [104] K. Kleinknecht, Particle Detectors, World Scientific Publishing, 1991. str. 25–33.
- [105] N. A. Kapcov, Elektronika, Vyd. SAV, Bratislava, (1959). str. 82–83.
- [106] E. Flyckt, C. Marmonier, Photomultipliers tube: Principles and applications, Photonis, 2002. str. II:5–6.
- [107] E. R. Pike R. Jones, C. J. Oliver, Poissbin. *Applied optics* **1(7)** (1971) 234.
- [108] I. Chirikov-Zorin, I. Fedorko, S. Tokár *et al.*, Method for precise analysis of the metal package photomultiplier single photoelectron spectra, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 456** (2001) 310.
- [109] G. Montarou, Ph. Grenier *et al.*, Characterization of the hamamatsu 10-stages R5900 photomultipliers at Clermot for the tile calorimeter, *ATLAS Internal Note-97-108*, (1997) 33.
- [110] G. Barbiellini, F. Scuri *et al.*, A simulation study of the behaviour of fine mesh photomultipliers in magnetic field, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 362** (1995) 245.
- [111] J. Takeuchi, Y. Yoshizawa, The latest vacuum photodetector, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 387** (1997) 33.
- [112] ATLAS/Tile Calorimeter Collaboration, ATLAS Technical Design Report 3, CERN/LHCC/94-43, 1996, str. 181–207.

- [113] R. Langkau *et al.*, Few electron response and spurious background of linear focused photomultipliers. *Nucl. Instrum. Meth.* **A 342** (1994) 470.
- [114] Hamamatsu, Photomultipliers tube, *TPMO0001E05* May. 1998, Japan.
- [115] Hamamatsu, Photomultipliers tube, *TPMO003E02* Oct. 1998, Japan.
- [116] I. Fedorko, S. Tokár and I. Chirikov-Zorin, Simulation of the photomultiplier response, *ATLAS Internal Note 012*, 1999.
- [117] I. Chirikov-Zorin, S. Tokár *et al.*, Absolute calibration and monitoring of spectrometric channel using a photomultiplier, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 339** (1994) 486.
- [118] I. Fedorko, I. Sýkora, S. Tokár, Stability of Noise Studies of R5900 Phototubes in Single Photoelectron Mode, *ATLAS Week, Tilecal Electronic Engineering Meeting* 04 February 2000. [http : //agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida = a0015](http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a0015)
- [119] I. Fedorko, I. Sýkora, S. Tokár, Analysis of the PMT excess factor, *ATLAS Week, Tilecal Analysis+Tools Meeting* 15 October 2001. [http : //agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida = a01700](http://agenda.cern.ch/fullAgenda.php?ida=a01700)
- [120] I. Chirikov-Zorin, I. Fedorko, S. Tokár *et al.*, Precise analysis of the metal package photomultiplier spectra, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 461** (2001) 587.
- [121] E. Ames *et al.*, Measurement of 20 Hamamatsu R-5900 Photomultiplier Tubes for ATLAS TileCal Module-0, *ATLAS Internal Note Tilecal-NO-98-156* 1998.
- [122] [http : //cdfwww.fnal.gov/physics/ewk/2004/wenu – plug/](http://cdfwww.fnal.gov/physics/ewk/2004/wenu-plug/)
- [123] I. Chirikov-Zorin, I. Fedorko, S. Tokár *et al.*, Monte Carlo simulation of different TOF light readout schemes, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 518** (2004) 612.