

FAKULTA MATEMATIKY, FYZIKY
A INFORMATIKY
UNIVERZITY KOMENSKÉHO V BRATISLAVE



Produkcia nestabilných častíc
v hadrón-protónových zrážkach pri
 $158 \text{ GeV}/c$

DIZERTAČNÁ PRÁCA

Mgr. Michal Kreps

Školiteľ: doc. RNDr. Vladimír Černý, CSc.

Bratislava 2004

Úvodom práce by som rád poďakoval svojmu školiteľovi Vladimírovi Černému za jeho trpezlivosť a pomoc pri vypracovávaní tejto práce. Vďaka patrí aj mnohým ďalším ľuďom, ktorí mi pomohli a spomedzi nich by som chcel poďakovať Hansovi Gerhardovi Fischerovi. Nakoniec najväčšia vďaka patrí mojej manželke, ktorá to so mnou vydržala.

Obsah

1	Úvod	4
2	Experiment NA49	6
2.1	Úvod	6
2.2	Akceptancia, trigger a určovanie centrality	8
2.3	TPC-plyn a jeho monitorovanie	10
2.4	Proporcionálne komory	11
2.5	Elektronika a zber dát	13
2.6	Rekonštrukčný software	14
2.7	Identifikácia častíc	16
3	V-korekcia	18
3.1	Čo je to V-korekcia	18
3.2	Kvalitatívny model	19
3.2.1	Zostrojenie modelu	20
3.2.2	Správanie sa modelu	21
3.3	Výpočet V-korekcie v experimente NA49	23
3.3.1	Častice a reakcie v hre	23
3.3.2	Metóda	23
3.4	Produkcja V-častíc	26
3.4.1	pp zrážky	26
3.4.2	$\pi^\pm p$ zrážky	33
3.5	Výsledky	42
3.6	Záverečné poznámky	44
4	Štúdium produkcie rezonancií v protón-protónových zrážkach	48
4.1	Motivácia	48
4.2	Spôsoby merania multiplicity rezonancií	49
4.3	Základy metódy miešania udalostí	50
4.4	Absolútna normalizácia účinného prierezu	54

4.4.1	Všeobecné vzťahy pre účinný prierez	54
4.4.2	Účinný prierez triggera	55
4.4.3	Výpočet inkluzívneho účinného prierezu v experimente NA49	56
5	Metóda miešania udalostí pre dve rezonancie v udalosti	58
5.1	Miešanie udalostí pomocou modelu produkcie nekorelovaných častíc	58
5.2	Komplementárna Monte Carlo simulácia	61
5.3	Monte Carlo test metódy pre dve rezonancie	63
5.3.1	Porovnanie komplementárnych Monte Carlo simulácií na popis dát	63
5.3.2	Extrakcia stredného počtu rezonancií z triviálneho mo- delu	65
5.3.3	Extrakcia stredného počtu rezonancií z modelu so zá- konom zachovania hybnosti a energie	68
6	Záverečné poznámky k metóde miešania udalostí	73
6.1	Metóda miešania udalostí v hadrón-jadro a jadro-jadrových interakciách	73
6.2	Metóda miešania udalostí v trojčasticovom kanáli	75
7	Účinné prierezy pre produkciu Δ rezonancií v pp zrážkach	77
8	Produkcia N^* rezonancií v pp zrážkach	83
8.1	N^{*0} rezonancie	83
8.1.1	Signál	83
8.1.2	X_F rozdelenie	85
8.1.3	p_T rozdelenie	89
8.1.4	Kontrola X_F rozdelenia	92
8.1.5	Celkový účinný prierez	96
8.2	N^{*+} rezonancie	96
9	Dôsledky produkcie rezonancií	100
9.1	X_F rozdelenie piónov	101
9.2	X_F rozdelenie protónov a neutrónov	103
9.3	X_F rozdelenie Δ rezonancií	105
9.4	Seagull	108
9.5	Porovnanie s modelmi	109
10	Námety na ďalšie štúdium	114

11 Záver	117
A Kinematické veličiny	118
B Metóda miešania udalostí pre prípad jednej baryónovej rezonancie	120
C Metóda miešania udalostí pre prípad dvoch baryónových rezonancií	125
Literatúra	128

1. Úvod

Fyzika vysokých energií je odvetvie, ktoré sa v posledných desaťročiach prudko rozvíja. Výrazným pokrokom v tejto oblasti bolo sformulovanie Štandardného modelu interakcie častíc, ktorý v sebe zahŕňa teóriu elektroslabých interakcií a teóriu silných interakcií. Práve v súvislosti s existenciou štandardného modelu možno pozorovať tri hlavné aktivity vo fyzike vysokých energií a to testovanie štandardného modelu, hľadanie nových javov, ktoré štandardný model nepopisuje a snaha o pochopenie javov, ktoré síce štandardný model popisuje, no súčasné vedomosti nám neumožňujú robiť detailné predpovede. Všetky tri okruhy štúdií potrebujú k svojmu rozvoju teoretickú ale aj experimentálnu prácu.

Príkladom experimentu v súčasnej fyzike vysokých energií môže byť aj experiment NA49, ktorý prispieva do oblasti, kde sa predpokladá, že štandardný model platí, no výpočty nevieme robiť. Je to hlavne oblasť mäkkých nepružných zrážok. Práve tieto zrážky sa tento experiment snaží komplexne študovať a tým prispieť k rozvoju oblasti. Treba povedať, že súčasné experimenty vo fyzike vysokých energií sú mimoriadne komplexné a na ich prípravu, behu a spracovaní sa podieľajú veľké tímy ľudí.

Každý experiment pozostáva z niekoľkých častí a tými sú príprava experimentu, vyriešenie technických otázok súvisiacich s detektorom, či softwarom na spracovanie dát a samotného získavania fyzikálnych výsledkov. Výnimkou nie je ani experiment NA49, v rámci ktorého vznikla táto práca. Z tohoto dôvodu je prvým cieľom práce riešenie technického problému V-korekcie, čo je môj hlavný príspevok k experimentu po technickej stránke. Hlavným cieľom práce bolo zistenie, či sa v protón-protónových zrážkach rodia z baryónových rezonancií iba Δ rezonancie, alebo aj rezonancie s vyššími hmotnosťami, ako napríklad N^* rezonancie a z nameraných dát extrahovať inkluzívny účinný prierez pre produkciu Δ rezonancií v protón-protónových zrážkach a prípadne aj inkluzívny účinný prierez pre produkciu N^* rezonancií. Na splnenie tohoto hlavného cieľa bolo potrebné ďalšie prehĺbenie vedomostí o metóde miešania udalostí a dôkladné otestovanie metódy, takže ďalším cieľom je aj dôkladnejšie preskúmanie metódy miešania udalostí.

Práca je členená nasledovne. Technická časť sa začína kapitolou 2, kde je popísaný experiment NA49. Následne v kapitole 3 je popísaný postup na výpočet V-korekcie pre experiment NA49 aj spolu s niekoľkými ukázkami vý-

sledkov tejto korekcie. Zvyšok práce sa už potom zaoberá štúdiom produkcie rezonancií. To sa začína kapitolou 4, kde je uvedená motivácia na štúdium produkcie rezonancií spolu so základnými informáciami o spôsobe merania účinných prierezov pre produkciu rezonancií. Prehĺbenie vedomostí o metóde miešania udalostí je obsahom kapitol 5 a 6. Za nimi nasledujú dve kapitoly, ktoré obsahujú merania inkluzívnych účinných prierezov pre produkciu Δ rezonancií a pre produkciu N^* rezonancií. V kapitole 9 sa venujem kontrole získaných účinných prierezov a štúdiu dôsledkov produkcie rezonancií na produkciu piónov, protónov a Δ rezonancií. Táto časť práce je potom uzatvorená kapitolou s návrhmi na ďalšie pokračovanie tejto práce.

Práca okrem spomínaných kapitol obsahuje ešte tri dodatky, v prvom sú definované niektoré kinematické veličiny, ktoré sa nezvyknú všeobecne používať, ale v časticovej fyzike sa využívajú intenzívne. Ďalšie dva dodatky obsahujú technické záležitosti ohľadom skúmania metódy miešania udalostí.

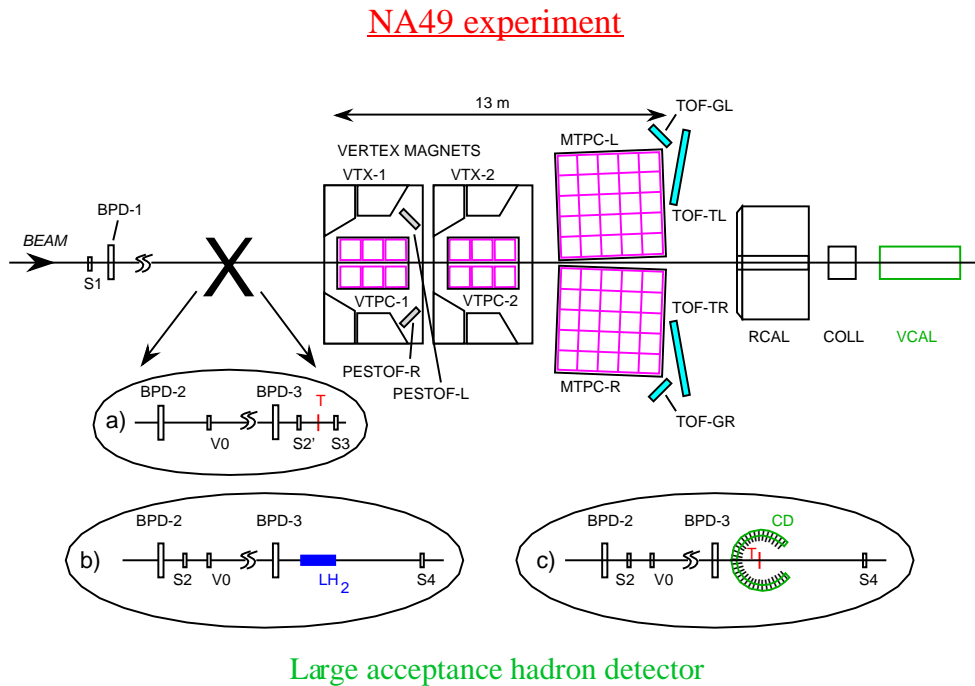
2. Experiment NA49

2.1 Úvod

Experiment NA49 [1] sa nachádza na urýchľovači *SPS* v Európskom centre jadrového výskumu CERN pri Ženeve. Je to experiment s pevným terčom, ktorého cieľom je študovať širokú paletu zrážok, počnúc hadrón-nukleónovými ($\pi^\pm p, pp, \dots$) zrážkami cez hadrón-jadrové zrážky až po zrážky ťažkých iónov ako napríklad zrážky olova na olove (*PbPb*). Zvlášť zaujímavými sú tu zrážky *dp*, ktoré sa vykonávajú s deuterónovým zväzkom a vďaka identifikácii neinteragujúceho nukleónu vieme tieto zrážky rozdeliť na *pp* a *np* zrážky. Experiment sa zameriava na štúdium finálnych hadrónov v tomto širokom spektre možných zrážok, pričom využíva rôzne hybnosti projektilov. V súčasnosti je to v laboratórnej sústave $158 \text{ GeV}/c$ na nukleón a $40 \text{ GeV}/c$ na nukleón. Okrem týchto energií sa v rámci hľadania QGP robí aj štúdium závislosti produkcie niektorých častíc od energie nalietaujúcich jadier a tak pre *PbPb* má experiment aj dáta pri $p_{LAB} = 80 \text{ GeV}/c$ na nukleón a v pláne je ešte zber dát pri dvoch energiách a to 20 a $30 \text{ GeV}/c$. Výhodou experimentu je veľká akceptancia, schopnosť identifikácie častíc vo veľkej časti fázového priestoru ako aj možnosť kontroly centrality zrážky.

Experiment NA49 je magnetický spektrometer, založený na štyroch veľkoobjemových časovo projekčných komorách (TPC). Dve z nich (VTPC1 a VTPC2) sa nachádzajú v magnetickom poli dvoch supravodivých dipólových magnetov (viď obrázok 2.1). Ďalšie dve (MTPC), ktoré sú väčšie, sa nachádzajú mimo magnetického poľa. Rozmery komôr sú uvedené v tabuľke 2.1. Intenzita magnetického poľa v komore VTPC1 je $B = 1.5 \text{ T}$ a v komore VTPC2 je $B = 1.1 \text{ T}$ pre hybnosť projektilov $158 \text{ GeV}/c$. Pre nižšie hybnosti sa intenzita magnetického poľa zvyčajne znižuje tak, aby zostala zachovaná akceptancia. Informácia z týchto komôr sa používa na vyhľadávanie stôp nabitých častíc a meranie ich hybnosti ako aj na identifikáciu týchto častíc pomocou merania merných ionizačných strát.

V oblasti minimálnej ionizácie ($\beta\gamma \approx 3$) je identifikácia posilnená niekoľkými detektormi na meranie doby preletu (TOF). Tieto detektory sa taktiež používajú na zlepšenie identifikácie kaónov. Detektory označené na obrázku 2.1 ako TOF-TL a TOF-TR sú pixlové scintilačné detektory, ktoré dete-



Obrázok 2.1: Experiment NA49.

kujú častice s hybnosťami $3\text{--}12\text{ GeV}/c$ ¹. Detektory označené ako TOF-GL a TOF-GR sú mriežkové scintilačné detektory určené na detekciu častíc s hybnosťami $2\text{--}6\text{ GeV}/c$.

Experiment obsahuje dva kalorimetre, Ring kalorimeter [2] a Veto kalorimeter. Veto kalorimeter sa používa na triggerovanie v jadro-jadrových zrážkach. Ring kalorimeter bol pôvodne určený na meranie priečnej energie v jadro-jadrových zrážkach, no v posledných rokoch sa začal na experimente využívať aj v iných typoch zrážok. Tento detektor sa používa v zrážkach s hadrónovými zväzkami a deuterónovým zväzkom na detekciu rýchlych častíc, ktoré nie sú viditeľné v TPC komorách. Kvôli lepšiemu využitiu Ring kalorimetra boli v roku 1999 pridané dve proporcionálne komory (VPC), ktoré sa nachádzajú medzi MTPC a Ring kalorimetrom a slúžia na rozlišovanie nabitých a nenabitých častíc.

V roku 2001 bol experiment rozšírený o malú TPC komoru (GTPC), ktorá sa nachádza medzi VTPC1 a VTPC2 tak, aby vykryla medzeru v strede komôr.

Na záver ešte spomeňme detektory na kontrolu polohy zväzku (BPD) a detektory na určenie, či došlo k interakcii v terčíku (S1-S4, V0, Centrality

¹Uvedené hybnosti platia pre hybnosť projektilu $158\text{ GeV}/c$.

detektor), o ktorých poviem viac slov pri popise triggerovania.

2.2 Akceptancia, trigger a určovanie centrality

Experiment využíva geometriu experimentov na pevnom terčíku. V týchto experimentoch je stredný uhol emitovaných produktov, ktoré sú akceptované detekčným systémom, vzhľadom na os zväzku okolo 100 mrad ⁱⁱ, vďaka čomu sú produkty sústredené do úzkeho kužela smerujúceho dopredu. Táto geometria je výhodná v spojení s TPC, keďže umožňuje, aby väčšina častíc letela kolmo na elektrické a magnetické pole. Pomocou TPC je možné nájsť dráhy až 80% nabitých častíc produkovaných pri hadrónovej zrážke pri hybnosti zväzku $158\text{ GeV}/c$. Straty častíc sú sústredené v zadnej hemisfére, keďže detektory nie sú schopné registrovať častice s $y^* \leq -1$ ⁱⁱⁱ. Ďalšie straty sú v doprednej oblasti s pozdĺžnymi hybnosťami nad $80\text{ GeV}/c$. Vzhľadom na to, že olovo má vysokú mernú ionizáciu, bolo nutné rozdeliť citlivý objem komôr tak, aby zväzok letel mimo citlivého objemu. Dôvodom je to, že olovený zväzok by spôsoboval zahľtenie komory. Preto detektor nie je symetrický v polárnom uhle. Táto medzera je tiež zodpovedná za straty v doprednej oblasti.

Za účelom aspoň mierneho vykrytia diery v akceptancii v doprednej časti bola do experimentu pridaná GTPC. Ide o časovo projekčnú komoru so siedmimi radmi padov, ktorá sa používa s hadrónovými zväzkami a nachádza sa priamo v dráhe zväzku. Jej hlavným cieľom je zlepšiť hybnostné rozlíšenie pre častice, ktoré vidieť iba v MTPC. Je taktiež snaha použiť túto komoru v spolupráci s VPC a rozšíriť tak akceptanciu prakticky do celej prednej hemisféry.

Druh terčíka a to, ktoré detektory sa nachádzajú v dráhe zväzku, je daný typom reakcie, ktorá sa práve skúma. Sú možné tri usporiadania a to pre hadrón-nukleónové zrážky, hadrón-jadrové zrážky a jadro-jadrové zrážky. V prípade zrážok hadrón-nukleón sa používa geometria zobrazená na obrázku 2.1b. Terčíkom je tu nádoba naplnená tekutým vodíkom (LH_2). V dráhe zväzku sa pre tieto zrážky nachádzajú detektory na kontrolu polohy zväzku (BPD1-BPD3). Okrem toho sa tu ešte nachádzajú scintilačné detektory S1, S2, S4. Tieto detektory sa používajú na triggerovanie, pričom trigger je definovaný ako koincidencia signálov z detektorov S1 a S2 v antikoincidenzii so signálom z detektora S4. Ešte sa používa detektor V0, ktorý má otvor v mies-

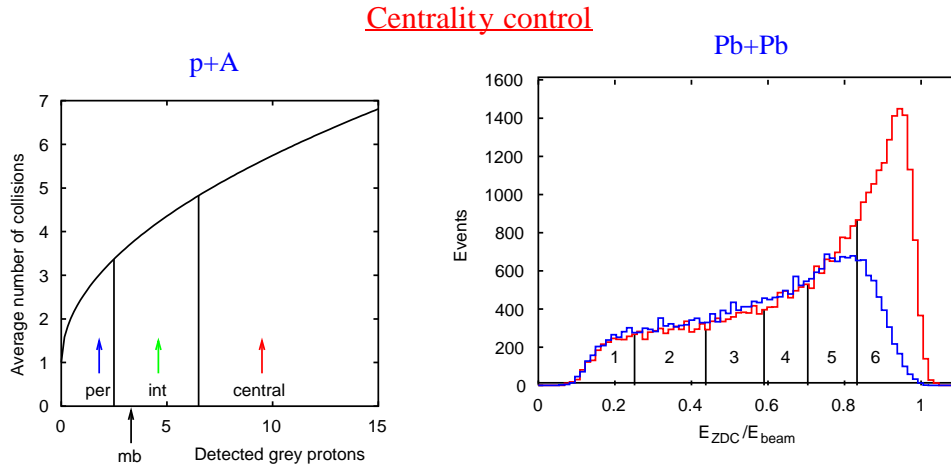
ⁱⁱTento uhol platí pre počiatočnú energiu $158\text{ GeV}/c$

ⁱⁱⁱ y^* je rapidita v CMS systéme.

te zväzku. Tento detektor registruje časticu v prípade, že došlo k interakcii v S2 detektore, takže antikoincenciou tohto detektora s už spomínanými možno vylúčiť prípady interakcie v detektore S2. V takejto definícii interakcie sú vylúčené prípady, kedy sa nalietajúci protón málo vychýli od pôvodného smeru, čo spôsobí, že trafi detektor S4. Zo simulácií vychádza, že sa stráca 80% elastického účinného prierezu a 50% difrakčného účinného prierezu.

Pre hadrón-jadrové zrážky sa ako terčik používa tenká fólia z daného materiálu. Doteraz sa ako terčikový materiál použilo olovo, kremík, uhlík a hliník. Geometrické usporiadanie je na obrázku 2.1c. V tomto usporiadaní sa používa prakticky rovnaký trigger ako v prípade hadrón-nukleónových reakcií, iba pribúda detektor centrality, ktorým možno kontrolovať centralitu týchto zrážok. Je to multielementný proporcionálny detektor, ktorý detekuje vyprodukované šedé protóny. Tento detektor má tvar cylindra, aby detekoval častice v čo možno najväčšom priestorovom uhle. Počet týchto protónov je korelovaný s centralitou zrážky. Pod šedými protónmi sa rozumejú protóny s hybnosťou v laboratórnej sústave v rozmedzí 0.15 až 1 GeV/c . Protóny s hybnosťou pod 0.15 GeV/c sú odseparované pomocou tenkej medenej fólie. Zhora sú ohraňované elektronicky pomocou diskriminátora. Do triggerovacej podmienky je možné zahrnúť minimálny požadovaný počet registrovaných šedých protónov. Počet zrážok, ktoré absolvuje projektil v jadre v závislosti od počtu detekovaných šedých protónov, bol určený pomocou simulácie. Na túto simuláciu bol použitý model VENUS [3], ktorý rozumne popisuje doteraz známe dáta o šedých protónoch. Na obrázku 2.2 vľavo je zobrazená závislosť stredného počtu zrážok od počtu detekovaných šedých protónov, ako aj rozdelenie do jednotlivých binov, ktoré experiment používa.

V prípade jadro-jadrových zrážok sa používa ten istý terčik ako pre hadrón-jadrové zrážky, rozdiel je v detektoroch, ktoré sa používajú na triggerovanie. Ich geometria je na obrázku 2.1a. Na určovanie centrality sa v tomto prípade používa informácia z Veto kalorimetra (VCAL). Tu platí, že čím je centralita zrážky väčšia, tým menej energie sa pozoruje v tomto kalorimetri. Na základe tejto informácie sa potom rozdeľujú interakcie do šiestich binov v centralite, ktoré sú naznačené na obrázku 2.2 vpravo. Tu je na horizontálnej osi vynesovaný podiel energie uložennej v kalorimetri k maximálnej energii, ktorá sa tam môže uložiť. Počet participujúcich nukleónov pre každý bin v centralite sa získava z dát použitím zákona zachovania baryónového náboja. Tu sa stredný počet protónov meria takmer v celom fázovom priestore, počet neutrónov sa určí zo stredného počtu protónov za pomoci modelov VENUS a FRITIOF [4] a stredný počet hyperónov sa určí na základe zákona zachovania podivnosti a meraného stredného počtu nabitých kaónov.



Obrázok 2.2: Určovanie centrality v experimente NA49.

2.3 TPC-plyn a jeho monitorovanie

Najväčším problémom pre experiment pracujúci s TPC sú zrážky ťažkých iónov, kde vzniká obrovské množstvo nabitých častíc. Na urýchľovači *SPS* sa dosahujú pri zrážkach olovo-olovo hustoty častíc až 0.6 častice na cm^2 . Z toho dôvodu je nevyhnutné, aby sa v komorách dosahovalo veľmi dobré dvojstopové rozlíšenie. Taktiež je potrebné dosiahnuť dobré priestorové rozlíšenie, od ktorého závisí presnosť merania hybnosti.

Najdôležitejším parametrom ovplyvňujúcim dvojstopové rozlíšenie je difúzia v pracovnom plyne komory. V experimente NA49 sa používajú pomalé studené plyny skladajúce sa z inertného plynu a prímеси CO_2 . Pre vertexové komory (VTPC) bola vybraná zmes $Ne+CO_2$ (90 : 10)^{iv} a pre hlavné komory (MTPC) to bola trojkomponentná zmes $Ar+CH_4+CO_2$ (90 : 5 : 5). Driftové pole je nastavené na $200 V/cm$. Pri takomto nastavení sú difúzne koeficienty a driftové rýchlosti $\sigma_L = \sigma_T = 220 \mu m/\sqrt{cm}$, $v_d = 1.4 cm/\mu s$ pre vertexové komory a $\sigma_L = \sigma_T = 270 \mu m/\sqrt{cm}$, $v_d = 2.4 cm/\mu s$ pre hlavné komory.

Samozrejme, že život nie je jednoduchý a to, čo sa získalo na dobrých vlastnostiach plynu, sa stratilo niekde inde, a síce v tomto prípade na stabilitu plynu. Komplikáciou je tu, že plyny sú pri zvolenom driftovom poli v nenasaturovanom stave a tak je driftová rýchlosť silno závislá od podielu intenzity elektrického poľa a tlaku plynu E/p . Z toho dôvodu je potrebné neustále

^{iv}Neón má v porovnaní s argónom asi polovičný počet vytvorených elektrón-iónových párov, takže sú menšie problémy s akumuláciou priestorového náboja v komore. Z toho dôvodu je vhodný do miest s vysokou hustotou nabitých častíc.

monitorovanie driftovej rýchlosti v závislosti od teploty a tlaku pracovného plynu. Okrem toho je dôležité sledovať presnosť miešania zmesi nielen kvôli driftovej rýchlosti, ale aj kvôli koeficientu plynového zosilnenia.

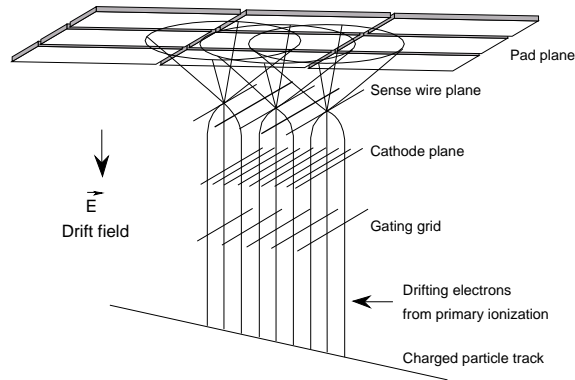
Okrem toho sa tu objavuje problém spojený so záchyтом elektrónov neutrónovými atómami (electron attachment). V zmesiach obsahujúcich CO_2 sa pravdepodobnosť elektrónového záchytu prudko zvyšuje už pri stopových množstvách O_2 alebo H_2O . Zachytený elektrón vytvorí spolu s atómom záporný ión, ktorý má podstatne menšiu driftovú rýchlosť ako elektróny, čo spôsobí, že bude vylúčený z elektrónového oblaku. Toto potom spôsobuje problémy pri identifikácii častíc. Z toho dôvodu je potrebná neustála kontrola koncentrácie týchto prímiesí v plynovej náplni. Na čistenie pracovného plynu sa používajú špeciálne filtre obsahujúce granulovanú meď.

2.4 Proporcionálne komory

Zber náboja z TPC komôr je realizovaný pomocou 62 proporcionálnych komôr (po 6 komôr pre každú VTPC a 25 komôr pre každú MTPC). Proporcionálne komory majú klasickú štruktúru, ktorú možno vidieť na obrázku 2.3. Proporcionálnu komoru oddeľuje od driftového priestoru vrátovacia mriežka (Gating grid) nasledovaná^v Frischovou mriežkou (Cathode plane). Ďalej sa nachádza anódová mriežka (Sense wire plane) a rovina padov (Pad plane). Zber náboja potom prebieha nasledovným spôsobom. Keď elektrón dodriftuje do proporcionálnej komory, vytvorí v okolí anódy lavínu. Elektrónová časť tejto lavíny je rýchlo zozbieraná na anódu. Kladné ióny pomaly driftujú k Frischovej mriežke, pričom na padoch indukujú signál, ktorý sa zbiera. Pady sú orientované tak, že ich dlhšia strana je kolmá na smer drôtov, ktoré sú kolmo na smer detekovaných častíc. Dve z meraných súradníc sa potom určia na základe toho, na ktorom pade vznikol signál a tretia sa určuje z doby driftu. Keďže signál vzniká na viacerých padoch, tak na presnejšie určovanie súradníc sa ráta ťažisko náboja. Doba driftu sa meria od momentu, kedy nám prebehla interakcia, čiže od momentu, keď sa spustil trigger. Pre vysokú presnosť určenia súradnice bodu v smere driftu je dôležité presne poznať okrem času driftu aj rýchlosť driftu. Parametre jednotlivých komôr sú uvedené v tabuľke 2.1. Proporcionálne komory v experimente NA49 majú niekoľko zvláštností. Na určenie polohy aj na identifikáciu sa používa iba informácia z padov, čo je nevyhnutné pri hustote častíc dosahovanej v jadrojadrových zrážkach. Dobrá rozlišovacia schopnosť si vyžaduje úzku funkciu odozvy^{vi} (PRF), čo sa dosahuje malou vzdialenosťou medzi anódovými vlák-

^vVidené z driftového priestoru komory.

^{vi}Pad response function



Obrázok 2.3: Typická štruktúra TPC.

rozmery v <i>mm</i>	VTPC-1	VTPC-2	MTPC-L/R	materiál
šírka	2000	2000	3900	
dĺžka	2500	2500	3900	
výška	980	980	1800	
dĺžka driftu	666	666	1117	
dĺžka padu	16, 28	28	40	
šírka padu	3.5	3.5	3.6, 5.5	
uhol náklonu	12-55°	3-20°	0°, 15°	
vzdialenosť pad/anóda	3	2	2, 3	
priemer anód	0.02	0.02	0.02	W-Re
vzdialenosť anód	4	4	4	(pozlátené)
priemer katód	0.125	0.125	0.125	Cu-Be
vzdialenosť katód	4	4	4	(pozlátené)
Frisch-priemer drôtu	0.075	0.075	0.075	Cu-Be
Frisch-vzdial. drôtov	1	1	1	
Vrát.-priemer drôtu	0.075	0.075	0.075	Cu-Be
Vrát.-vzdial. drôtov	1	1	1	

Tabuľka 2.1: Parametre TPC komôr v experimente NA49.

nami a padmi. Aby bola PRF dobre navzorkovaná, sú potrebné úzke pady (približne 3 mm), čo vedie k vysokej hustote elektronických kanálov. Na jednu komoru, ktorá má plochu $72 \times 72\text{ cm}^2$, pripadá okolo 4000 elektronických kanálov.

Koeficient plynového zosilnenia v proporcionálnych komorách je daný niekoľkými požiadavkami. Na jednej strane musí byť čo najmenší, aby sa zabránilo starnutiu detektora a prierazom. Na druhej strane je potrebné, aby bol kvôli identifikácii dostatočný odstup medzi signálom a šumom a teda vyšší koeficient plynového zosilnenia. Medzi týmito požiadavkami je ešte požiadavka čo najlepšieho využitia dynamického rozsahu elektroniky, aby sa využil celý rozsah a pritom bolo čo najmenej udalostí mimo dynamického rozsahu elektroniky. Po dôkladnej optimalizácii bol koeficient plynového zosilnenia v MTPC nastavený na zhruba 5×10^3 a vo VTPC na 2×10^4 (kvôli kratším padom).

Experiment NA49 má veľmi jednoduchú geometriu, keďže dráhy častíc sú viacmenej rovnobežné, pričom magnetické pole separuje dráhy pozdĺž osi x (smer drôtov) podľa hybnosti. Priestorové rozlíšenie komory sa prudko zhoršuje, keď častica neletí kolmo na drôty a pozdĺž padov. Z toho dôvodu je snaha prispôbiť geometriu tak, aby čo najviac zodpovedala smeru dráh častíc. S drôtmí je ťažké niečo urobiť, ale aspoň tvar padov je prispôbený optimálnym podmienkam. Preto majú pady v experimente NA49 rovnobežníkový tvar, pričom uhol náklonu sa volí tak, aby bol optimálny pre častice s nulovou priečnou hybnosťou [5].

2.5 Elektronika a zber dát

Vzhľadom na komplexný tvar signálu, ktorý sa v experimente spracúva, a potrebu analógového spracovania signálu za účelom identifikácie, je štruktúra elektroniky dosť zložitá. Podrobný popis elektroniky a zberu dát je možné nájsť v článkoch [6], [7]. Tu sa pozrieme iba v stručnosti, ako elektronika vyzerá.

Začiatkom elektronickej trasy sú tzv. front-end karty. Každá karta má na sebe predzosilňovače a tvarovače pre 32 kanálov. Tieto karty sú pripojené priamo na pady. Signál je najprv zosilnený v predzosilňovači (koeficient zosilnenia je $50\text{ mV}/fC$) a potom tvarovaný na tvar blízky gaussiánu. Potom sa signál navzorkuje a uloží do SCA obvodu (Switched Capacitor Arrays), pričom čas medzi dvoma vzorkami je $100\text{ }\mu\text{s}$. Odtiaľto sa signály čítajú analógovo-digitálnym prevodníkom, ktorým sa signál konvertuje do digitálnej podoby. Ide o ADC prevodník Wilkinsonovho typu a v NA49 sa používa 9 bitový rozsah.

Tieto dáta sa potom ďalej spracúvajú pomocou ďalšej karty (Control and Transfer board), ktorá sa taktiež nachádza na konštrukcii TPC komôr. Tu sú dáta zmultiplexované a posielané ďalej optickým vláknom na receiver kartu. Na jedno optické vlákno je zmultiplexovaných 24 front-end kariet, čo zodpovedá 768 elektronickým kanálom.

Receiver karty sa nachádzajú už v kontrolnej miestnosti, kde prebieha zvyšok spracovania. Receiver karta je VME karta s niekoľkými chipmi, ktoré sa starajú o odčítanie pedestálov, kompresiu dát a ich prípravu na zápis. Z tejto karty sa potom údaje ukladajú do pamäte, odkiaľ sú čítané hlavným VME zariadením, ktoré sa stará o to, aby sme pozbierali údaje zo všetkých detektorov a tieto uložili na pásku.

Keďže parametre TPC komôr sú veľmi citlivé na teplotu (teplotná stabilizácia je nutná na úrovni $0.1\text{ }^{\circ}\text{C}$) a veľká časť elektroniky sa nachádza priamo na komore, je potrebnú túto elektroniku chladiť. Chladenie je zabezpečené pomocou vodného chladiaceho systému. Tento systém pracuje pri nižšom tlaku ako je atmosferický, aby sa zabránilo prípadnému úniku vody do priestoru TPC.

2.6 Rekonštrukčný software

Rekonštrukčný software experimentu NA49 je založený na klient-server filozofii, pričom server sa stará o načítavanie a ukladanie údajov a jednotliví klienti pristupujú k týmto dátam v pamäti a vykonávajú potrebné úlohy. V prípade, že urobíme klientské programy špecializované na konkrétnu úlohu, dostaneme tým systém, ktorý bude modulárny a teda bude ľahké prispôbiť rekonštrukciu rôznym podmienkam. Hlavne toto prispôbovanie rekonštrukcie rôznym podmienkam je pre experiment NA49 mimoriadne dôležité, keďže pracuje od zrážok hadrón-protón, kde je hustota častíc v detektore nízka, až po zrážky ťažkých iónov, kde sú hustoty častíc v detektore obrovské.

V praxi sa využíva na strane servera programový balík DSPACK [8]. Jednotliví klienti potom adresujú požiadavku na sprístupnenie potrebnej pamäte, takže dáta sa načítajú raz a potom sa už v pamäti nekopírujú, iba sa na nich vykonávajú potrebné výpočty a zmeny. Na záver rekonštrukcie danej udalosti sa zapíšu dáta, pričom možno určiť, ktoré sa majú zapísať a ktoré nie. Samotná rekonštrukcia potom prebieha v niekoľkých krokoch, ktoré možno v stručnosti zhrnúť do nasledovných bodov:

1. *Načítanie vstupných dát do pamäte.*
2. *Vyhľadávanie klastrov.* Najprv sa vyhľadávajú dvojrozmerné klastre pomocou veľkostí signálov na rade padov v rôznych časových vzorkách.

Poloha každého klastra v smere drôtov aj v smere driftu je určená ako poloha ťažiska projekcie rozloženia náboja na príslušnú os. Celkové rozlíšenie polohy nelineárne závisí od dĺžky driftu (podľa elementárnej teórie by mala σ^2 závisieť priamoúmerne od dĺžky driftu). Pre MTPC je to v blízkosti proporcionálnych komôr $120 \mu m$ a rastie až po $270 \mu m$ pri maximálnej dĺžke driftu. Na záver tejto fázy sa vykonávajú korekcie súvisiace s nehomogenitami elektrického a magnetického poľa, ako aj ich neparalelity.

3. *Konštrukcia lokálnych stôp.* Dráhy jednotlivých častíc sú v tomto kroku vyhľadávané nezávisle v jednotlivých komorách. Stopy častíc sú veľa rovite rozvíjané v smere pozdĺž drôtov, takže väčšina dráh je viacmenej rovnobežná. Toto má výhody pri vyhľadávaní a rozpoznávaní stôp. Vďaka optimalizácii TPC komôr v experimente NA49 tak, aby boli schopné rozlíšiť dve blízke dráhy, je vo väčšine fázového priestoru, ktorý komory pokrývajú, účinnosť vyhľadávania stôp častíc prakticky 100%. Straty častíc sú sústredené hlavne pri zrážkach olovo-olovo v blízkosti zväzku, kde je najväčšia okupancia. Účinnosť rozpoznávania stôp častíc je 100% v prípade, ak je vzdialenosť medzi dráhami častíc viac ako dva centimetre a klesá na zhruba 50% pre dráhy vzdialené jeden centimeter od seba. Pomocou podrobnej simulácie bolo zistené, že v centrálnych zrážkach *PbPb* je celková účinnosť rozpoznávania stôp 95%. Najmenšia je v blízkosti zväzku, kde táto účinnosť klesá na zhruba 30%. Táto simulácia bola robená pomocou vkladania stôp častíc do reálnych dát a následného hľadania týchto stôp.
4. *Spájanie lokálnych stôp do globálnych.* V tomto kroku sa spájajú lokálne segmenty dráh, ktoré boli nájdené v jednotlivých komorách, do globálnych stôp. Táto procedúra kladie vysoké nároky na presnosť vzájomnej orientácie komôr a ich vzdialenosti. Tieto údaje je potrebné poznať na úrovni $100 \mu m$. Takisto je potrebná aj presná znalosť rýchlosti driftu a referenčného času, podľa ktorého sa meria čas driftu. V prípade zlej synchronizácie komôr hrozí štiepenie stôp častíc.
5. *Fitovanie hybnosti a hlavného vertexu.* Na záver celej procedúry sa na základe zakrivenia dráhy v magnetickom poli priraduje jednotlivým dráham hybnosť. Po priradení hybností jednotlivým dráham sa hľadá hlavný vertex s využitím existujúcich dráh a informácie získanej z BPD detektorov, ktoré merajú polohu nalietajúcej častice pred interakciou. Následne po získaní hlavného vertexu sa ešte raz fitujú hybnosti, pričom tu sa už využíva aj informácia o mieste, kde nastala interakcia. Výsledné rozlíšenie hybnosti je zložitou funkciou zložiek hybnosti, ktorá

sa nedá jednoducho parametrizovať. Typické hodnoty, ktoré sa dosahujú sa dajú parametrizovať v tvare $dp/p^2 = 7 \times 10^{-4}(GeV/c)^{-1}$ pre častice prechádzajúce iba VTPC1 (hybnosť v intervale $0.5 - 8 GeV/c$) a $dp/p^2 = 0.3 \times 10^{-4}(GeV/c)^{-1}$ pre častice prechádzajúce komorami VTPC2 a j MTPC (hybnosť v intervale $4 - 100 GeV/c$).

2.7 Identifikácia častíc

Jednou z dôležitých vlastností experimentu je presné meranie merných ionizačných strát dE/dx . Práve toto meranie sa používa na identifikáciu vo veľkej časti fázového priestoru. Stredné ionizačné straty sa dajú popísať nasledovným vzťahom [9]

$$-\frac{dE}{dx} = -K \frac{Z\rho}{A\beta^2} \left[\ln \frac{2mc^2\beta^2 E_m}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2 \right] \quad (2.1)$$

kde

$$K = \frac{2\pi N_A z^2 e^4}{mc^2}$$

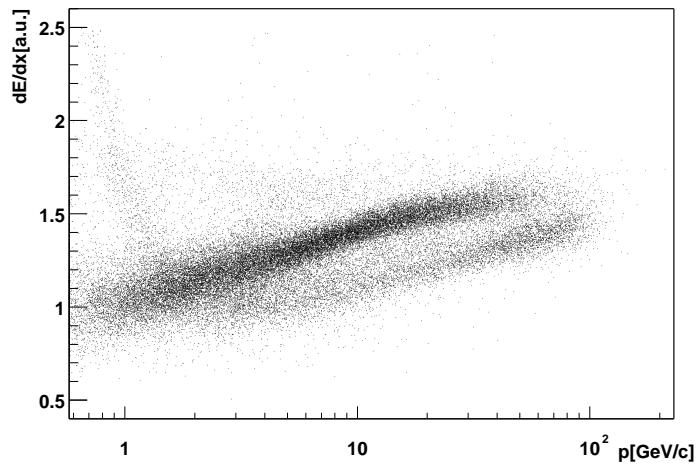
V tomto vzťahu je N_A Avogadrova konštanta, m a e sú hmotnosť a náboj elektrónu, Z , A , ρ sú protónové číslo, nukleónové číslo a hustota prostredia detektora, I je efektívny ionizačný potenciál, z je náboj a β ^{vii} rýchlosť detekovanej častice. Veličina E_m predstavuje maximálnu energiu, ktorú môže častica s hmotnosťou M stratiť v jednej zrážke, ktorú možno vyjadriť vzťahom

$$E_m = \frac{2mc^2\beta^2\gamma^2}{1 + 2\gamma m/M + (m/M)^2} \quad (2.2)$$

No a keďže častice s rovnakou hybnosťou a rôznou hmotnosťou majú rôznu rýchlosť β , majú aj iné stredné ionizačné straty, na základe čoho ich možno rozlíšiť. Samozrejme, že to nie je také jednoduché, vzhľadom na veľké fluktuácie ionizačných strát. Hodnota ionizačných strát sa v experimente získava ako orezaný priemer hodnôt nameraných v jednotlivých bodoch dráhy. Orezaný priemer sa získa tak, že najprv zahodíme 50% najväčších hodnôt a potom sa robí iba priemer z ostatných hodnôt. Výsledné rozlíšenie je potom funkciou počtu bodov, v ktorých bola zmeraná ionizácia a dá sa parametrizovať v tvare [1],

$$\sigma_{dE/dx} = \frac{38\%}{\sqrt{N_c}} \quad (2.3)$$

^{vii} Je to rýchlosť v jednotkách rýchlosti svetla.



Obrázok 2.4: Závislosť dE/dx od hybnosti pre kladné častice v experimente NA49.

kde N_c je celkový počet bodov na dráhe častice. Príklad závislosti merných ionizačných strát od hybnosti pre kladné častice v experimente NA49 je na obrázku 2.4.

3. V-korekcia

V tejto kapitole sa pozrieme na riešenie jedného technického problému experimentu NA49, ktorý je dôležitý z hľadiska extrakcie finálnych inkluzívnych spektier protónov, antiprotónov a piónov.

Na začiatok najprv zdefinujeme problém V-korekcie a potom pomocou jednoduchého modelu ukážeme kvalitatívne správanie sa tejto korekcie. Ťažiskom potom bude vysvetlenie metódy, aká bola na výpočet V-korekcie použitá v experimente NA49, spolu so vstupmi do tohoto výpočtu. Na záver uvedieme niektoré výsledky.

3.1 Čo je to V-korekcia

Predtým než naozaj zdefinujeme, čo je to V-korekcia¹, pozrime sa na to, ako možno rozdeliť častice z hľadiska experimentátora. Pre experimentátora existujú v podstate tri skupiny častíc, ktoré sa líšia dobou života. Prvou skupinou sú krátko žijúce častice, teda tie, ktoré v detektore nevidieť, keďže sa rozpadajú ešte pred vstupom do detektora a na ich vyhľadávanie sa najčastejšie používa metóda spektier invariantných hmotností. V tejto skupine sa nachádzajú hlavne silno sa rozpadávajúce rezonancie. Druhou skupinou sú tzv. stabilné častice, teda tie, ktoré v detektore vidíme v podstate všetky. Do tejto skupiny patria protóny, nabité pióny a kaóny. Poslednou skupinou sú dlhožijúce častice, teda také, ktoré sa môžu rozpadnúť aj pred detektorom, ale aj za ním. Zo známych častíc sú v tejto skupine hlavne tzv. V-častice ako Λ^0 , K_S^0 , Σ^\pm a podobne. Tieto častice dostali názov V-častice v čase experimentov používajúcich bublinové komory, v ktorých boli Λ^0 a K_S^0 videné ako dve dráhy v tvare V, pričom vrchol tohoto V bol mimo miesta interakcie.

Rôzne skupiny častíc majú potom pre experimentátora rôzne dôsledky pre ich meranie. V tejto časti práce sa zameriam na meranie tzv. stabilných častíc a konkrétne na jeden technický problém súvisiaci s ich meraním. Problém, na ktorý sa chcem zamerať, súvisí s tým, že V-častice sa rozpadajú práve na stabilné častice, o ktoré sa v experimente zaujímam. Problémom pri časticiach pochádzajúcich z V-rozpadov je, že rekonštrukčný software správne rozpozná, že niektoré protóny (či iné častice) pochádzajú z V-rozpadov a teda

¹V anglickej literatúre feeddown

ich nezahrnie medzi častice produkované v bode interakcie, tak o niektorých protónoch nezistí, že pochádzajú z V-rozpadu a zahrnie ich medzi častice priamo narodené v zrážke. Pod V-korekciou k spektrám stabilných častíc potom budem chápať príspevok k spektrám stabilných častíc pochádzajúcich z rozpadov V-častíc, ktorý treba odčítať od nameraného rozdelenia. Napríklad pre spektrum protónov do tejto korekcie prispievajú rozpady Λ^0 a Σ^+ . Tu treba zdôrazniť, že táto V-korekcia existuje aj v prípade spektier z iných skupín častíc, napríklad spektrum Λ^0 je ovplyvnené rozpadmi častíc Ξ .

V reálnom svete je rátanie V-korekcie komplexná problematika, keďže tu treba uvažovať odozvu detektora, ktorej vyšetrenie v súčasnom elektronickom experimente nie je jednoduchá úloha. No predtým ako sa budem venovať výpočtu V-korekcie pre experiment NA49, pokúsim sa v časti 3.2 vypracovať jednoduchý model, ktorý síce nemôže pre značné zjednodušenie popísať realitu, ale pomôže nám rádovo odhadnúť veľkosť efektu a jeho kvalitatívne správanie sa. Na modeli sa taktiež ukáže, že výpočet V-korekcie nie je jednoduchou záležitosťou. Z toho dôvodu sa v reálnom svete pri výpočtoch V-korekcie ťažko možno zaobísť bez techník počítačového modelovania experimentu.

Otázka, na ktorú ešte treba zodpovedať, je tá, prečo častice pochádzajúce z V-rozpadov odčítujeme od inkluzívnych spektier, keď častice zo silných a elektromagnetických rozpadov do inkluzívnych spektier zahrňame. Hlavný dôvod je ten, že pri prvých experimentoch robených za pomoci bublinových komôr bolo možné jednoducho produkty V-rozpadov odlíšiť od častíc produkovaných priamo, či v silných rozpadoch, a teda v týchto experimentoch produkty V-rozpadov do inkluzívnych spektier nezahrňali. Pripočítanie toho, čo strácame, by malo zmysel, ak by výpočet takej korekcie bol jednoduchší, no toto nie je náš prípad a výpočet je rovnako zložitý pre obe varianty. Dôvodom je to, že ide o dve doplňujúce sa veci, na určenie ktorých potrebujeme tie isté údaje. Tými sú údaje o produkcii V-častíc, ktoré sú potrebné na obidva typy korekcie a akceptanciu, ktorá sa ráta úplne rovnako pre oba typy korekcie.

3.2 Kvalitatívny model

V tejto časti zostrojím jednoduchý model, na ktorom bude možné demonštrovať kvalitatívne správanie sa celého problému. Pokúsim sa odpovedať pomocou tohoto modelu na dve základné otázky. Prvou z nich je, akú veľkú V-korekciu možno rádovo pre situáciu experimentu NA49 očakávať. Druhou otázkou, na ktorú chcem modelom odpovedať, či produkty rozpadov V-častíc menia hybnostné spektrum častíc, o ktoré sa zaujímam, a teda hrubo aj

odhadnúť závislosť korekcie od hybnosti. Tento model zároveň poslúži na rádovú kontrolu počítačového výpočtu, ktorý bol nakoniec na výpočet V-korekcie použitý.

3.2.1 Zostrojenie modelu

Na úvod zostrojovania modelu by som rád upozornil, že tento model má veľmi málo spoločné s realitou. Dôvodom pre všetky zjednodušenia, ktoré urobím, je to, že chcem mať možnosť všetko potrebné analyticky zapísať a následne z výsledných analytických vzťahov zodpovedať otázky, ktoré ma zaujímajú.

Priestor, v ktorom model vybudujem, bude mať jednu priestorovú súradnicu a jednu časovú. V modeli budem uvažovať častice dvoch typov. Prvými budú nestabilné častice A a druhými budú stabilné častice B, pričom nestabilná častica A sa bude rozpadáť na stabilnú časticu typu B. Pre jednoznačné odlišenie toho, o ktorej častici hovorím, budem častice typu B pochádzajúce z rozpadov častíc typu A označovať C. Po kinematickej stránke bude tento rozpad prebiehať tak, že častica C získa konštantnú časť hybnosti materskej častice. Veličina, o ktorú sa budem, zaujímať je počet častíc B+C v danom mieste s danou hybnosťou.

Pre jednoduchosť situácie nech sa nám v bode 0 narodí n_A častíc typu A s rovnomerným hybnostným rozdelením v intervale $\langle 0; \bar{p}_A \rangle$. Podobne častíc typu B nech je n_B a tiež nech majú rovnomerné rozdelenie v intervale $\langle 0; \bar{p}_B \rangle$.

Keďže častice typu B sú stabilné, budú mať v ľubovoľnom mieste rovnaké hybnostné rozdelenie ako v mieste produkcie. V prípade častíc typu C toto už nebude platiť, vzhľadom na to, že častice s rôznymi hybnosťami majú rôznu strednú dĺžku života. Počet častíc typu A s hybnosťou p , ktoré možno nájsť vo vzdialenosti x od miesta produkcie je

$$N_A(x, p) = n_A e^{-M_A \Gamma_A x/p} \quad (3.1)$$

V tomto vzťahu M_A je hmotnosť rozpadajúcej sa častice a $\Gamma_A = 1/\tau_A$ je šírka rozpadu. Počet meraných častíc v mieste x potom môžeme zapísať ako súčet tých, ktoré sa narodili v mieste produkcie a tých, ktoré nám vznikli z rozpadov častíc A, pričom treba zobrať do úvahy, že keď chceme časticu C s hybnosťou p , pôvodná častica A musí mať hybnosť p/k . Tu k udáva, akú časť hybnosti častice A získa častica C. Výsledok bude teda

$$\frac{dN_{B+C}(p, x)}{dp} = \frac{n_B}{\bar{p}_B} F_1 + \frac{n_A}{k\bar{p}_A} F_2 (1 - e^{-M_A \Gamma_A xk/p}) \quad (3.2)$$

kde F_1 a F_2 sú faktory, ktoré určujú, či pre danú hybnosť príslušný člen prispieva. Dajú sa vyjadriť nasledovne:

$$F_1 = \begin{cases} 1 & p \leq \overline{p_B} \\ 0 & p > \overline{p_B} \end{cases} \quad (3.3)$$

$$F_2 = \begin{cases} 1 & p \leq k\overline{p_A} \\ 0 & p > k\overline{p_A} \end{cases} \quad (3.4)$$

Je zrejmé, že vo vzťahu (3.2) prvý člen vyjadruje pôvodne vyprodukované častice typu B. Druhý člen potom vyjadruje príspevok z rozpadov častíc typu A. Ak teda nameriame rozdelenie $dN_{B+C}(p, x)/dp$, potom V-korekcia k meranému rozdeleniu bude práve druhý člen vo vzťahu (3.2).

3.2.2 Správanie sa modelu

Jednou z vecí, ktoré nás v reálnom svete zaujímajú, je V-korekcia k protónom pochádzajúca z rozpadov Λ^0 . Pozrime sa teda, ako bude podľa nášho jednoduchého modelu vyzerat' V-korekcia pre tento rozpad v experimente NA49.

Okrem údajov charakterizujúcich rozpad Λ^0 potrebujeme aj zopár údajov, ktoré charakterizujú nejakým spôsobom produkciu častíc a údaje, ktoré hovoria niečo o detektore. Čo sa týka produkcie častíc, tu uvažujme pp zrážky, v ktorých je pomer multiplicity vyprodukovaných Λ^0 k multiplicity vyprodukovaných protónov zhruba na úrovni 10%, čiže

$$n_A = 0.1n_B \quad (3.5)$$

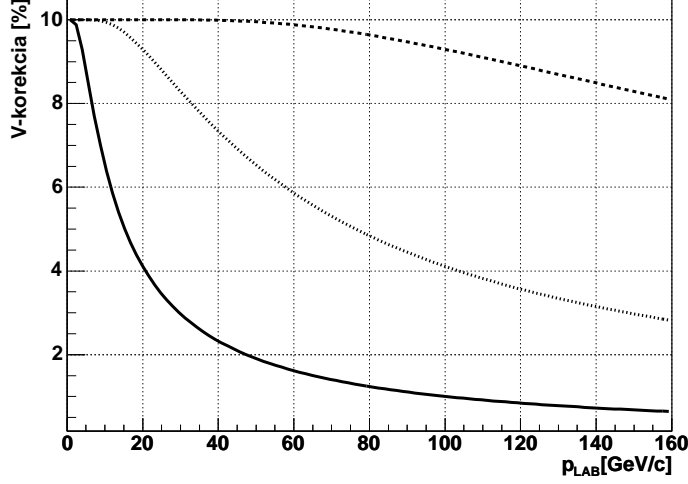
Čo sa týka hybnostného rozdelenia, vychádzajme z toho, že hybnosť zväzku je $160 \text{ GeV}/c$ a teda nech $\overline{p_B} = 160 \text{ GeV}/c$. Pre hodnotu k možno z jednoduchej simulácie zistiť, že v rozpade

$$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$$

je stredná hodnota podielu hybnosti protónu k hybnosti Λ^0 približne 0.84 a teda uvažujme $k = 0.84$. Ďalšou veličinou, ktorú potrebujeme, je hodnota p_A , ktorá by mala byť v podstate rovnaká ako hodnota pre p_B . No keďže však model máme už značne nerealistický, pre jednoduchšie zobrazenie zoberme $p_A = p_B/k$.

Dosadením všetkých vymenovaných vzťahov medzi jednotlivými veličinami môžeme upraviť vzťah (3.2) na nasledovný tvar:

$$\frac{dN_{B+C}(p, x)}{dp} = \frac{n_B}{\overline{p_B}} F_1 + \frac{0.1n_B}{\overline{p_B}} F_2 (1 - e^{-M_A \Gamma_A x k/p}) \quad (3.6)$$



Obrázok 3.1: Predpoveď modelu V-korekcie podľa vzťahu (3.7). Na grafe máme priebeh pre tri vzdialenosti od miesta produkcie. Plná čiara zobrazuje V-korekciu pre $x = 1 m$, bodkovaná čiara je pre $x = 5 m$ a čiarkovaná pre $x = 25 m$.

V tomto vzťahu už pre $p \leq \bar{p}_B$ je F_1 a F_2 rovné 1. Okrem toho faktor n_B/\bar{p}_B je rovnaký pre obidva členy a tak pre jednoduchšie počítanie V-korekcie môžeme vzťah ďalej upraviť na

$$\frac{\bar{p}_B}{n_B} \frac{dN_{B+C}(p, x)}{dp} = 1 + 0.1(1 - e^{-M_A \Gamma_A x k/p}) \quad (3.7)$$

Rozdelenie vyprodukovaných častíc typu B je n_B/\bar{p}_B , a teda vo vzťahu (3.7) prvý člen zodpovedá vyprodukovaným časticiam typu B a druhý vyjadruje V-korekciu, pričom v takto upravenom tvare nám udáva relatívnu predpoveď oproti rozdeleniu, ktoré by sme mali namerať.

Z grafu 3.1 možno vidieť, že čím ďalej sa nachádza detektor, tým je V-korekcia vyššia, no zároveň je menej závislá od hybnosti ako pri malých vzdialenostiach. Pre experiment NA49 je typická vzdialenosť, z ktorej sú protóny pochádzajúce z Λ^0 nájdené ako priamo produkované protóny zhruba okolo $1 m$. Uvedomiac si zároveň, že $x_F \approx 0$ zhruba zodpovedá $p_{LAB} \approx 10 GeV/c$, vidíme, že môžeme očakávať V-korekciu na úrovni 6 % pre $x_F \approx 0$. Taktiež tvar meraného spektra sa zmení oproti pôvodnému tvaru, pričom táto zmena nemusí byť zanedbateľná.

3.3 Výpočet V-korekcie v experimente NA49

V predchádzajúcej časti sme zostrojili jednoduchý model, ktorým sme rádovo vyšetrili, čo môžeme očakávať pre V-korekciu k protónom spôsobenú rozpadmi Λ^0 . Svet je však omnoho zložitejší ako situácia, pre ktorú sme model vypracovali. Ľahko možno prísť na to, že akonáhle sa začneme snažiť upraviť tento model pre reálne podmienky, začneme mať problémy s jeho prílišnou zložitou. Model taktiež neberie do úvahy nič o reálnom detektore. Z týchto dôvodov si pomôžeme počítačovou simuláciou, ktorou sa pokúsime čo najlepšie popísať realitu.

3.3.1 Častice a reakcie v hre

Predtým ako sa začneme venovať samotnému výpočtu V-korekcie, uvedme, aké častice a aké reakcie nás zaujímajú.

V-korekciu samozrejme potrebujeme pre všetky študované reakcie, no vzhľadom na fakt, že mojou úlohou bolo určenie V-korekcie v hadrón-protónových interakciách, v tejto práci sa budeme venovať iba týmto reakciám.

Častice, pre ktoré som rátať V-korekciu, sú tzv. stabilné častice. V-korekcia je samozrejme tiež potrebná aj pre iné častice, napríklad Λ^0 , no týmto sa v tejto práci taktiež nebudeme zaoberať. Ak si teda prezrieme tabuľky elementárnych častíc [9], nájdeme nasledovné rozpady, ktoré nás zaujímajú, aj s pravdepodobnosťami, že sa častica rozpadne daným módom:ⁱⁱ

$$\begin{aligned}
 \Lambda^0 &\rightarrow p + \pi^- && (63.90\%) \\
 \Lambda^0 &\rightarrow n + \pi^0 && (35.80\%) \\
 \bar{\Lambda}^0 &\rightarrow \bar{p} + \pi^+ && (63.90\%) \\
 \bar{\Lambda}^0 &\rightarrow \bar{n} + \pi^0 && (35.80\%) \\
 \Sigma^+ &\rightarrow p + \pi^0 && (51.57\%) \\
 \Sigma^+ &\rightarrow n + \pi^+ && (48.31\%) \\
 \bar{\Sigma}^- &\rightarrow \bar{p} + \pi^0 && (51.57\%) \\
 \bar{\Sigma}^- &\rightarrow \bar{n} + \pi^- && (48.31\%) \\
 K_s^0 &\rightarrow \pi^+ + \pi^- && (68.61\%)
 \end{aligned}$$

3.3.2 Metóda

Je dobré si uvedomiť, že na výpočet V-korekcie potrebujeme dve veci, ktoré sú na sebe nezávislé. Prvou z nich je popis produkcie V-častíc. Tu po-

ⁱⁱKonvencia pre značenie antičastíc je taká, že $\bar{\Sigma}^-$ je antičastica Σ^+ . [9]

trebujeme aj absolútne hodnoty ich účinných prierezov aj rozdelenia v hybnostiach. Druhou vecou, bez ktorej sa pri výpočte nezaobídeme, je čo najvernejší popis detekčného zariadenia. Do tohoto spadá aj popis rekonštrukčného softwaru, takže je zrejmé, že výpočet V-korekcie je náročná úloha. Výpočet rozdělíme na dve časti, keďže detekcia a rekonštrukcia neutrálnych častíc sa líši od detekcie a rekonštrukcie nabitých častíc. Produkciou V-častíc sa budeme zaoberať v časti 3.4.

Neutrálne častice

Vzhľadom na fakt, že rekonštrukcia neutrálnych častíc je jednoduchšia, začneme s popisom metódy pre tieto častice. Keďže pre neutrálne častice nemáme dráhový detektor, jediná informácia, ktorú pre ne máme, je informácia z kalorimetra. Z toho dôvodu celá rekonštrukcia spočíva v nájdení polohy častice v kalorimetri a rekonštrukcie jej energie. Využijúc ešte informáciu z detektorov, ktoré sa nachádzajú pred kalorimetrom, možno ešte určiť, či je častica nabitá, alebo neutrálna. Na základe pomeru energie uloženej v elektromagnetickej časti kalorimetra k energii uloženej v hadrónovej časti môžeme určiť, či išlo o hadrón, alebo elektromagnetickú časticu. Všetky spomínané činnosti sú takmer 100 % účinné a tak najdôležitejším faktorom je tu, či častica pochádzajúca z rozpadu V-častice geometricky trafi detektor. Faktom, na ktorý netreba zabudnúť je, že v kalorimetri nevieme rozlíšiť časticu od antičastice a teda do V-korekcie treba zaradiť nielen neutróny pochádzajúce z V-rozpadov, ale aj antineutróny z V-rozpadov.

Nabité častice

V prípade nabitých častíc máme podstatne zložitejšiu situáciu a to hlavne v určení, či je dcérska častica zrekonštruovaná na hlavný vertex. Kým v prípade neutrálnych častíc je každá častica videná v kalorimetri zrekonštruovaná na hlavný vertex, pri nabitých časticách toto nie je pravda. Spôsobené je to hlavne tým, že pre nabité častice máme k dispozícii dráhový detektor, ktorý meria dráhu častíc bez použitia hlavného vertexu. Túto dráhu potom možno extrapolovať k hlavnému vertexu a rozhodnúť sa, či častica pochádza z tohto vertexu alebo nie. Z toho dôvodu bude pravdepodobnosť rekonštrukcie dcérskej častice V-rozpadu na hlavný vertex zložitou funkciou hybnosti tejto častice.

Celý výpočet bol z technických dôvodov rozdelený do dvoch krokov. V prvom kroku bolo preštudované správanie sa detektora a v druhom kroku sa výsledky pôsobenia detektora aplikovali pomocou jednoduchej simulácie na reálne spektrá V-častíc. Toto rozdelenie bolo dôležité hlavne preto, že štú-

dium správania sa detektora treba robiť simuláciou kompletných udalostí. Je pravdou, že v princípe by stačilo použiť iba simuláciu na udalosti, kde by bola iba jedna V-častica v udalosti, ale takáto simulácia nám nepreštuduje vplyv hľadania hlavného vertexu softwarom. Nutnosť zahrnutia aj tejto časti rekonštrukčného softwaru do simulácie vyplýva z faktu, že prítomnosť V-častice má tendenciu posúvať hlavný vertex a tým aj zvyšovať šancu, že produkt V-rozpadu bude rekonštruovaný na hlavný vertex.

V podstate existujú dva spôsoby, ako získať celé udalosti na takúto simuláciu. Prvým z nich je generovať jednu V-časticu a túto vložiť do existujúcej udalosti. Druhou možnosťou je využiť niektorý z modelov mnohočasticovej produkcie, ako napríklad FRITIOF alebo VENUS. Nevýhodou prvej metódy je, že protón-protónové udalosti majú relatívne nízku multiplicitu a pridaním čo i len jednej častice riskujeme, že zmeníme charakter takejto udalosti. Nevýhodou druhej spôsobu je, že v podstate neexistuje model, ktorý by naozaj zodpovedal realite, každý z modelov je len približný. Vzhľadom na fakt, že sa na experimente rozhodlo, že na štúdium účinnosti vyhľadávania Λ^0 v pp zrážkach sa použije model VENUS, využil som tento model aj ja pre výpočet V-korekcie. Výpočet V-korekcie je totiž komplementárny problém k hľadaniu V-častíc. Okrem toho je nezanedbateľné aj ušetrenie výpočtového časuⁱⁱⁱ, keďže na obe úlohy možno použiť tú istú simuláciu detektora. No keďže model nepopisuje dobre spektrá V-častíc doteraz nameraných, použil som simuláciu s týmto modelom iba na určenie pravdepodobnosti, že daná dcérska častica z V-rozpadu bude rekonštruovaná na hlavný vertex. Túto informáciu som potom využil v ďalšej simulácii, kde som pomocou parametrizácie nameraných údajov o produkcii V-častíc simuloval ich produkciu a rozpad.

Celý proces teda pozostával z dvoch krokov. V prvom kroku sa zistila pravdepodobnosť rekonštrukcie na hlavný vertex pre dcérsku časticu V-rozpadu. Táto pravdepodobnosť bola rátaná ako funkcia X_F dcérskej častice. V tomto štádiu som zanedbal závislosť na p_T , keďže na takúto závislosť nám nepostačovala štatistika simulácie. Toto sa dá urobiť za predpokladu, že model VENUS dostatočne dobre popisuje spektrá v priečných hybnostiach. Na tento výpočet boli použité udalosti z modelu VENUS, ktoré slúžili ako vstup detailnej simulácie detektora. Výsledky simulácie detektora potom boli spracované rekonštrukčným softwarom, ktorý presne zodpovedal rekonštrukcii reálnych dát. V druhom kroku som potom v jednoduchej simulácii generoval príslušnú V-časticu, ktorú som nechal rozpadnúť izotropne v jej kludovej sústave. Na generovanie V-častíc som spravil parametrizáciu existujúcich dát. Dáta boli parametrizované v premenných y/y_{MAX} a p_T . V polárnom uhle boli všetky V-častice rozdelené rovnomerne. Keďže však neexistujú dáta pri

ⁱⁱⁱSimulácia a rekonštrukcia asi 2000 udalostí trvá zhruba 6 hodín

hybnosti zväzku rovnakej, ako má experiment NA49, rozhodol som sa použiť jednu parametrizáciu pre každú V-časticu, ktorá by rozumne popísala existujúce dáta pri rôznych hybnostiach zväzku. Výhodou takéhoto prístupu je to, že je menšia pravdepodobnosť zaviesť do parametrizácie systematické problémy rôznych experimentov. Prehľad dát použitých na parametrizáciu sa nachádza v podkapitole 3.4. Z takejto simulácie som získal rozdelenia dcérskych produktov V-častíc, ktoré zodpovedajú reálnemu svetu. Získané rozdelenia som nakoniec váhoval pravdepodobnosťou rekonštrukcie príslušnej dcérskej častice s danou hybnosťou na hlavný vertex. Na záver som pre každú dcérsku časticu sčítal príspevky od všetkých V-častíc.

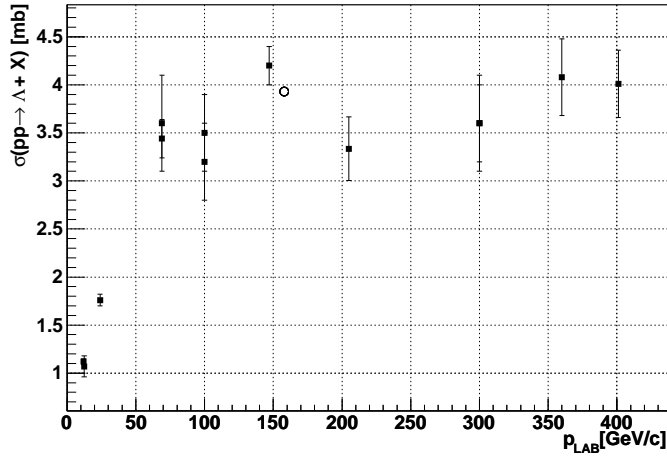
3.4 Produkcia V-častíc

Čo sa týka produkcie V-častíc, najlepšie by bolo použiť informáciu z vlastného experimentu. Tu máme dva problémy, prvým z nich je fakt, že v súčasnosti experiment nemá merané spektrá všetkých V-častíc, ktoré potrebujeme. Druhým problémom je, že experiment je schopný merať Λ^0 iba v intervale v rapidite od -1.5 do 1 [10], no na výpočet V-korekcie potrebujeme poznať kompletne spektrá V-častíc. Samozrejme, že nie o všetkých potrebných V-časticách existujú merania. V prípadoch, kedy merania neexistujú, sme si nakoniec vypomohli istými predpokladmi. Aby bolo jasné, aké údaje boli na výpočet V-korekcie použité, nasleduje prehľad toho, čo je známe z predchádzajúcich experimentov o produkcii V-častíc v pp a $\pi^\pm p$ zrážkach.

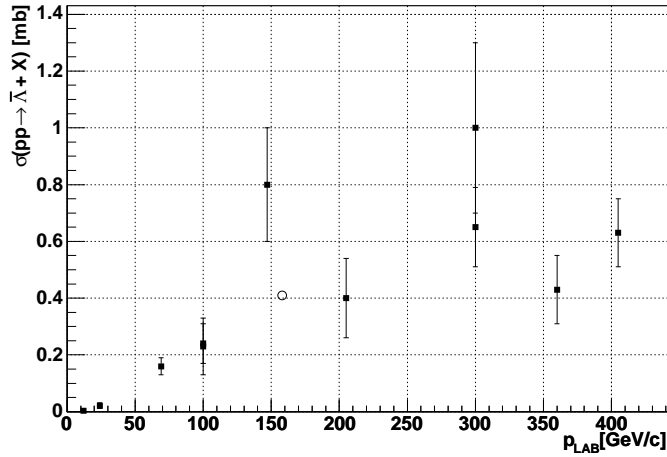
3.4.1 pp zrážky

Začnem prehľadom v protón-protónových zrážkach, nakoľko tu existuje najviac informácií. Na kompletný popis produkcie častíc potrebujem vedieť celkový inkluzívny účinný prierez danej častice, jej rozdelenie v priečnej hybnosti a rozdelenie v pozdĺžnej hybnosti.

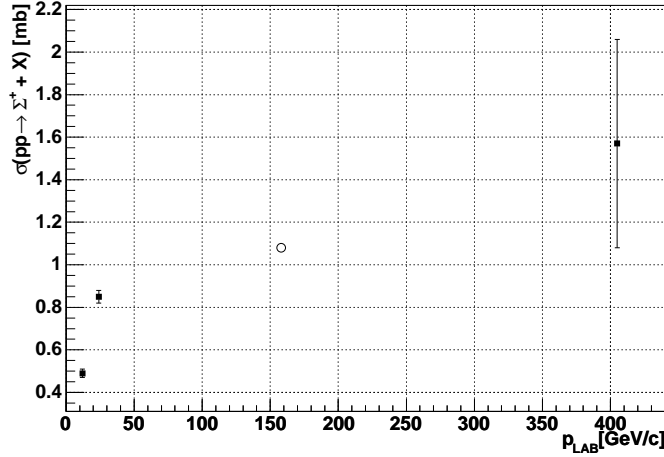
Začneme celkovým inkluzívnym účinným prierezom. Na grafe 3.2 je zobrazený účinný prierez produkcie Λ^0 v závislosti od počiatkovej hybnosti projektilu. Na grafe štvorčeky zobrazujú existujúce údaje [11–22] a krúžkom je naznačená hodnota $\sigma = 3.93 \text{ mb}$, čo je hodnota, ktorú som použil vo svojich výpočtoch. Na grafe 3.3 je potom znázornená závislosť účinného prierezu pre produkciu $\bar{\Lambda}^0$ od hybnosti projektilu [13–22]. Pre hybnosť zväzku experimentu NA49 je rozumná hodnota $\sigma = 0.41 \text{ mb}$. Závislosť účinného prierezu produkcie K_S^0 od hybnosti projektilu nájdeme na grafe číslo 3.5 [11–22]. Účinný prierez, ktorý potrebujeme pre výpočet V-korekcie, je odtiaľ $\sigma = 5.07 \text{ mb}$. Poslednou časticou, o ktorej existujú merania, je Σ^+ . Tu sme našli iba dve



Obrázok 3.2: Inkluzívny účinný prierez produkcie Λ^0 v pp zrážkach. Štvorčeky znázorňujú merané údaje z prác [11–22] a krúžok znázorňuje hodnotu účinného prierezu, ktorú som použil na výpočet V-korekcie.



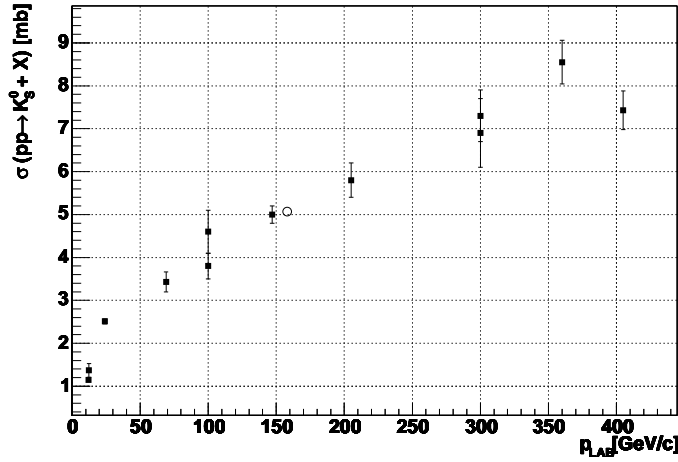
Obrázok 3.3: Inkluzívny účinný prierez produkcie $\bar{\Lambda}^0$ v pp zrážkach. Štvorčeky znázorňujú merané údaje z prác [13–22] a krúžok znázorňuje hodnotu účinného prierezu, ktorú som použil na výpočet V-korekcie.



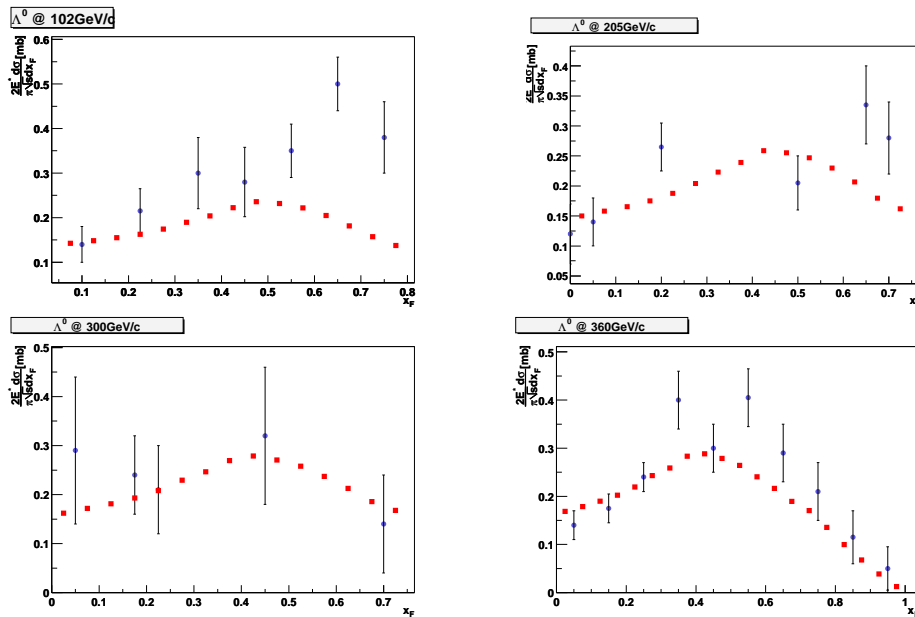
Obrázok 3.4: Inkluzívny účinný prierez produkcie Σ^+ v pp zrážkach. Štvorčeky znázorňujú merané údaje z prác [16, 22] a krúžok znázorňuje hodnotu účinného prierezu, ktorú som použil na výpočet V-korekcie.

vhodné merania [16, 22], ktoré merali účinný prierez pre túto časticu a ich výsledky sú na grafe 3.4. Pre moje výpočty pri hybnosti $158 \text{ GeV}/c$ som použil účinný prierez $\sigma = 1.08 \text{ mb}$. Ešte potrebujeme účinný prierez pre produkciu $\bar{\Sigma}^-$, ktorý však meraný nebol a preto urobíme predpoklad, že podiel účinných prierezov pre produkciu $\bar{\Lambda}^0$ a Λ^0 je rovnaký ako podiel pre produkciu $\bar{\Sigma}^-$ a Σ^+ . Z tohoto predpokladu dostaneme pre $\bar{\Sigma}^-$ $\sigma = 0.16 \text{ mb}$.

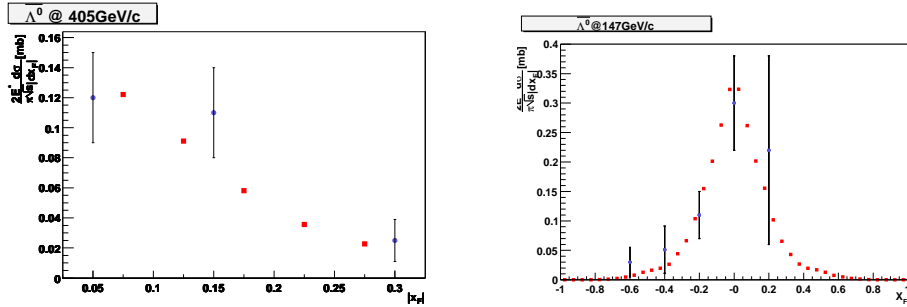
Nasledujúcou veličinou, ktorú potrebujeme, je rozdelenie v pozdĺžnej hybnosti. Znova začneme Λ^0 , keďže pre túto časticu existujú najlepšie merania. Na grafe 3.6 je zobrazené porovnanie X_F rozdelenia, ako bolo merané niekoľkými experimentami [21, 23] a mojou parametrizáciou. Vybrané dáta majú podobnú hybnosť projektilu v laboratórnej sústave, ako má experiment NA49. Vidieť, že moja parametrizácia vcelku popisuje existujúce dáta. Pri porovnávaní si treba uvedomiť, že používame jednu parametrizáciu pre všetky hybnosti zväzku. V prípade antičastice $\bar{\Lambda}^0$ je situácia horšia a prakticky možno povedať, že neexistujú dobré merania X_F rozdelenia $\bar{\Lambda}^0$. Dve z najlepších meraní boli urobené pri $p_{LAB} = 405 \text{ GeV}/c$ [24] a pri $p_{LAB} = 147 \text{ GeV}/c$ [20]. Obidve tieto merania možno popísať tou istou parametrizáciou v y/y_{MAX} a porovnanie tejto parametrizácie s dátami je na obrázku 3.7. Treťou časticou, ktorú potrebujeme, je Σ^+ . Táto častica sa veľmi ťažko detekuje, keďže v oboch významných rozpadových kanáloch má neutrálnu časticu. Ako som už spomínal, našli sme iba dva experimenty, ktoré túto časticu detekovali a to pri $p_{LAB} = 405 \text{ GeV}/c$ [22] a pri dvoch nižších energiách $p_{LAB} = 12 \text{ GeV}/c$



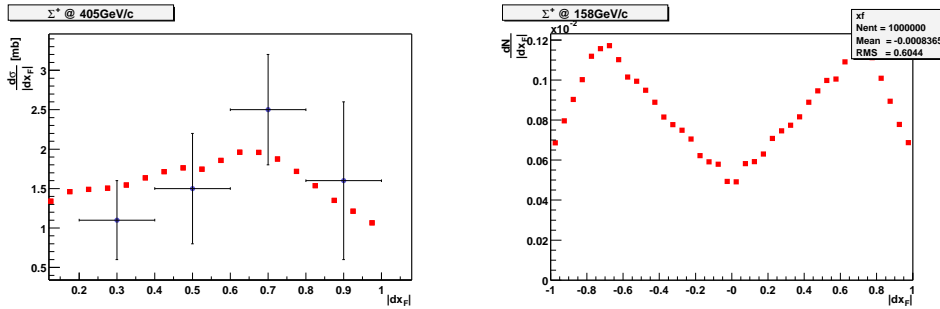
Obrázok 3.5: Inkluzívny účinný prierez produkcie K_S^0 v pp zrážkach. Štvorčeky znázorňujú merané údaje z prác [11–22] a krúžok znázorňuje hodnotu účinného prierezu, ktorú som použil na výpočet V-korekcie.



Obrázok 3.6: Porovnanie X_F rozdelenia Λ^0 z mojej y/y_{max} parametrizácie s existujúcimi dátami [21, 23]. Krúžky predstavujú existujúce údaje a štvorčeky znázorňujú moju parametrizáciu.

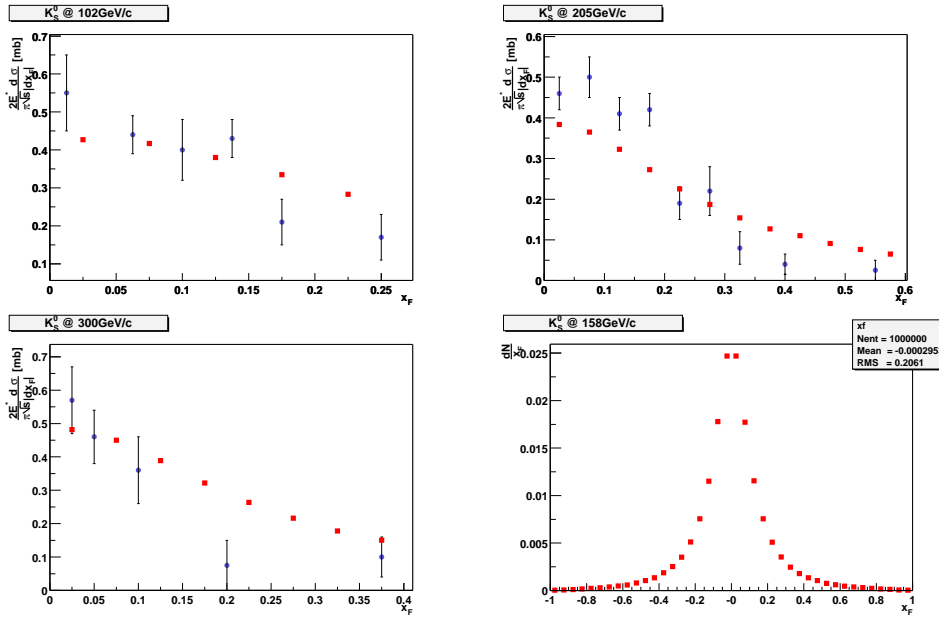


Obrázok 3.7: Porovnanie X_F rozdelenia $\bar{\Lambda}^0$ z mojej y/y_{max} parametrizácie s existujúcimi dátami [20, 24]. Krúžky predstavujú existujúce údaje a štvorčky znázorňujú moju parametrizáciu.



Obrázok 3.8: Porovnanie parametrizácie X_F rozdelenia Σ^+ s existujúcim meraním [22]. Vpravo je X_F rozdelenie použité na výpočet korekcie v experimente NA49. Krúžky predstavujú existujúce údaje a štvorčky znázorňujú moju parametrizáciu.

a $p_{LAB} = 24 \text{ GeV}/c$ [16]. Na grafe 3.8 je porovnanie mojej parametrizácie a dát pri $p_{LAB} = 405 \text{ GeV}/c$ a X_F rozdelenie podľa mojej parametrizácie pri hybnosti $p_{LAB} = 158 \text{ GeV}/c$. Poslednou časticou, o ktorej máme merania X_F rozdelenia, je K_S^0 . Tu existuje viacero meraní, ja som pre porovnanie mojej parametrizácie vybral podobne ako v prípade Λ^0 merania pri hybnostiach blízkych hybnosti experimentu NA49 [23]. Porovnanie X_F rozdelenia z existujúcich dát a mojou parametrizáciou je na obrázku 3.9. Poslednou časticou, pre ktorú potrebujeme X_F rozdelenie, je $\bar{\Sigma}^-$. Tu máme problém, keďže podobne ako v prípade Σ^+ , aj tu je veľmi ťažká detekcia kvôli neutrálnym časticiam v rozpadoch. Tento problém v kombinácii s nižším účinným prierezom pre produkciu má za následok, že merania produkcie tejto častice neexistujú a teda môžeme iba použiť nejaký predpoklad. Keďže ide o antičasticu, je prirodzené uvažovať X_F rozdelenie rovnaké ako pre $\bar{\Lambda}^0$.



Obrázok 3.9: Porovnanie X_F rozdelenia K_S^0 medzi dátami [23] a mojou parametrizáciou.

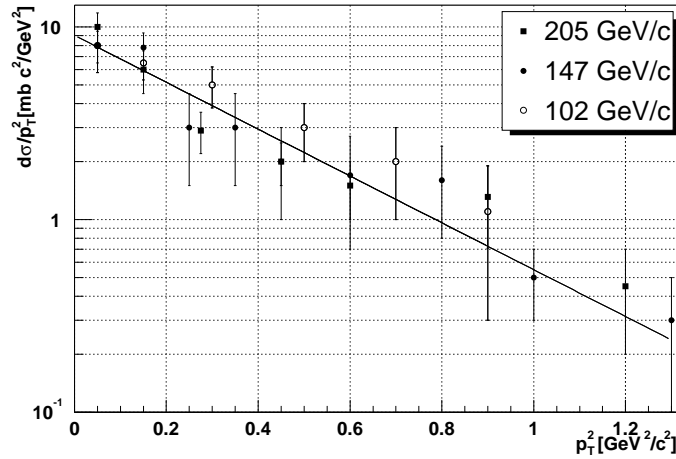
Poslednou vecou, ktorú potrebujeme parametrizovať, je rozdelenie v priemernej hybnosti. Túto som sa rozhodol parametrizovať pre každú časticu jednou krivkou pre všetky X_F , i keď v prírode sa toto sotva realizuje. Problémom pri parametrizácii je to, že neexistuje meranie, na základe ktorého by bolo možné urobiť podrobnejšiu parametrizáciu. Na parametrizáciu som využil dve krivky a to

$$\frac{d\sigma}{dp_t} \approx p_t \cdot e^{-A \cdot p_t^2} \quad (3.8)$$

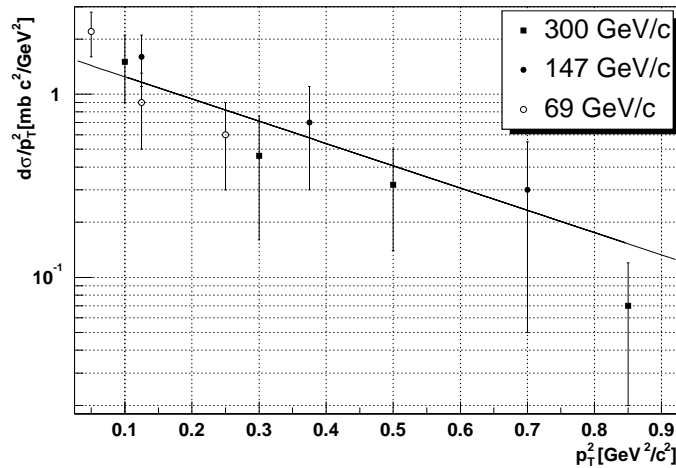
pre baryónové V-častice a

$$\frac{d\sigma}{dp_t} \approx p_t \cdot e^{-A \cdot p_t} \quad (3.9)$$

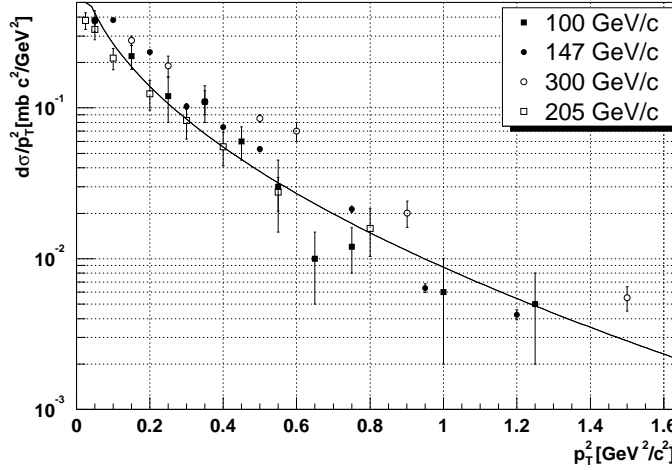
pre mezonóvu V-časticu. Pre časticu Λ^0 som teda použil parametrizáciu (3.8) s parametrom $A = 2.8 \text{ GeV}^{-2}$. Táto parametrizácia je vynesená na grafe 3.10 spolu s dátami [13, 18, 20] v oblasti hybností experimentu NA49. Ako vidno, parametrizácia je konzistentná s týmito dátami. Okrem týchto meraní existujú aj ďalšie merania, ktoré ukazujú rovnaké p_T rozdelenia [12, 14–17, 21, 24–26]. Pre časticu $\bar{\Lambda}^0$ platí tá istá parametrizácia ako pre Λ^0 . Toto je podporené dátami [14, 17, 20] zobrazenými na grafe 3.11. Rovnaké p_T rozdelenia ukazujú aj ďalšie existujúce dáta [17, 24, 26]. Poslednou časticou,



Obrázok 3.10: Rozdelenie Λ^0 v pričnej hybnosti. Body predstavujú dáta z prác [13, 18, 20] a čiara parametrizáciu úmernú $\exp(-2.8p_t^2 \text{ GeV}^{-2})$.



Obrázok 3.11: Rozdelenie $\bar{\Lambda}^0$ v pričnej hybnosti. Body predstavujú dáta z prác [14, 17, 20] a čiara parametrizáciu $\exp(-2.8p_t^2 \text{ GeV}^{-2})$.



Obrázok 3.12: Rozdelenie K_S^0 v priechnej hybnosti. Body predstavujú dáta z prác [13, 14, 19, 20] a čiara parametrizáciu $\exp(-5.0 p_t \text{ GeV}^{-1})$.

o ktorej máme informácie o p_T spektre, je K_S^0 . Merané spektrá [13, 14, 19, 20] sú zobrazené na grafe 3.12. Spolu s nimi je zobrazená aj moja parametrizácia, pre ktorú som využil funkciu (3.9) s $A = 5 \text{ GeV}^{-1}$. Okrem meraní zobrazených na grafe 3.12 existuje ešte niekoľko meraní [12, 15–18, 21, 24, 26], pričom ich výsledky sú podobné zobrazeným meraniam.

3.4.2 $\pi^\pm p$ zrážky

V prípade $\pi^\pm p$ zrážok je situácia horšia, vzhľadom na menší počet experimentov s piónovými zväzkami. Existuje však niekoľko experimentov, ktoré urobili aspoň nejaké merania V-častíc v $\pi^\pm p$ zrážkach, takže sa na ne pozrieme.

Podobne ako v prípade pp zrážok začnem celkovým účinným prierezom. Tu existujú merania pre Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$ a K_S^0 . Pre zvyšné dve častice, o ktoré sa zaujímate, merania neexistujú. Ďalšou komplikáciou, ktorú tu máme je, že máme v počiatočnom stave dva rôzne nábojové stavy. Táto komplikácia však nie je priveľká vzhľadom na to, že účinné prierezy pre produkciu V-častíc v $\pi^+ p$ a $\pi^- p$ zrážkach sú zhruba rovnaké (viď obrázok 3.13). Drobný rozdiel v účinných prierezoch sa v podstate odstráni, ak budeme pracovať s multiplicitami namiesto s účinnými prierezmi, keďže celkové inelastické účinné prierezy pre $\pi^+ p$ a $\pi^- p$ zrážky sú mierne odlišné [9]. Medzi multiplicitou a účinným prierezom platí vzťah

$$n = \sigma(V)/\sigma(\text{inelastic}) \quad (3.10)$$

častica	$\sigma(pp)[mb]$	$\sigma(\pi^-p)[mb]$
Λ^0	2.85	1.58
$\bar{\Lambda}^0$	0.41	0.43
Σ^+	1.08	0.60
$\bar{\Sigma}^-$	0.16	0.17
K_S^0	5.07	3.40

Tabuľka 3.1: Celkové inkluzívne účinné prierezy pre produkciu V-častíc v pp a π^-p zrážkach pri hybnosti $p_{LAB} = 158 \text{ GeV}/c$.

kde $\sigma(V)$ je účinný prierez pre produkciu V-častice a $\sigma(\textit{inelastic})$ je celkový nepružný účinný prierez. Na tomto mieste teda uvediem iba celkový účinný prierez pre produkciu V-častíc v π^-p zrážkach, pričom pre zrážky π^+p budem používať tú istú multiplicitu ako pre π^-p zrážky.

Na grafe 3.14 je zobrazená závislosť účinného prierezu produkcie Λ^0 od hybnosti nalietajúcej častice [28]. Takisto možno nájsť aj parametrizáciu multiplicity v závislosti od hybnosti projektilu. Táto má tvar (pre s udávané v GeV^2)

$$n_{\Lambda^0} = 0.060 + 0.0023 \ln s \quad (3.11)$$

a teda $n_{\Lambda^0} = 0.072$ pre hybnosť NA49. Zodpovedajúci účinný prierez je v tabuľke 3.1. V prípade častice $\bar{\Lambda}^0$ je závislosť účinného prierezu od hybnosti nalietajúcej častice na grafe 3.15 [28]. Podobne ako pre Λ^0 , aj tu máme parametrizáciu pre multiplicitu $\bar{\Lambda}^0$ a to (pre s udávané v GeV^2)

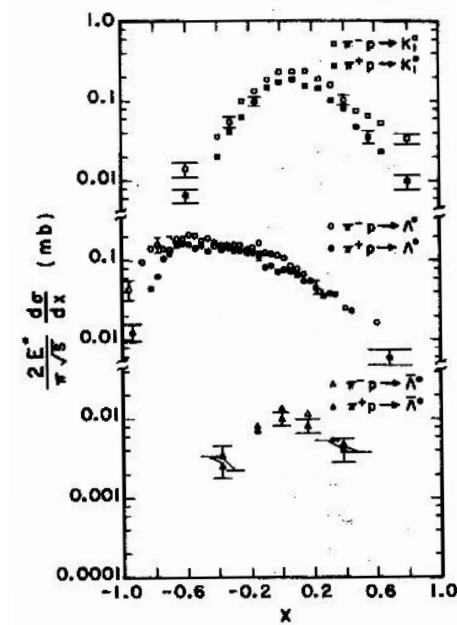
$$n_{\bar{\Lambda}^0} = -0.025 + 0.0075 \ln s \quad (3.12)$$

a teda $n_{\bar{\Lambda}^0} = 0.02$. Poslednou časticou, o ktorej existujú merania, je K_S^0 . Závislosť tohoto účinného prierezu od hybnosti projektilu možno tiež nájsť v [28] a ja ju zobrazujem na grafe 3.16. Tieto údaje sa dajú parametrizovať nasledovne (pre s udávané v GeV^2):

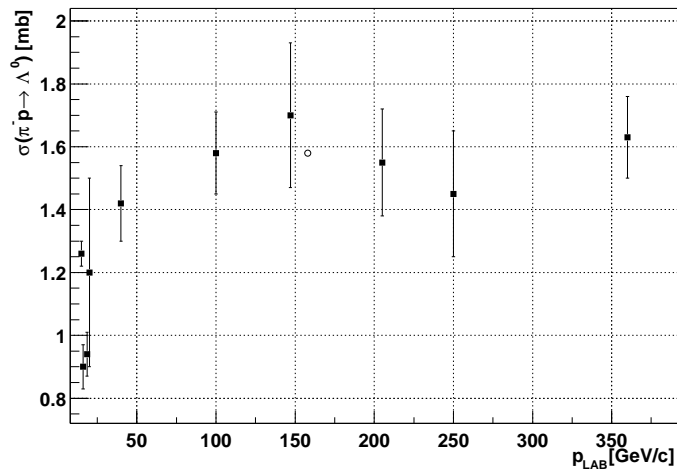
$$n_{K_S^0} = -0.051 + 0.0370 \ln s \quad (3.13)$$

z čoho plynie pre \sqrt{s} pre experiment NA49 $n_{K_S^0} = 0.156$. Pre posledné dve častice merania neexistujú a preto urobíme predpoklad. Predpoklad, ktorý som urobil je, že $n_{\Sigma^+} = 0.38n_{\Lambda^0}$ a $n_{\bar{\Sigma}^-} = 0.38n_{\bar{\Lambda}^0}$. Tento predpoklad vychádza z pomerov platných v pp zrážkach. Z tohoto predpokladu máme $n_{\Sigma^+} = 0.027$ a $n_{\bar{\Sigma}^-} = 0.008$.

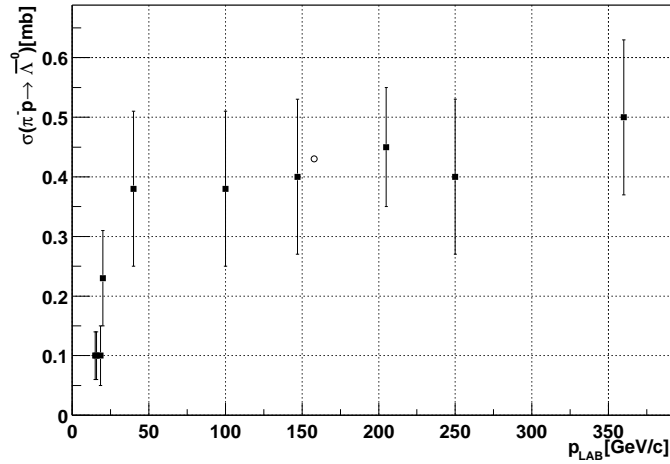
Na grafe 3.17 sú X_F rozdelenia Λ^0 z rôznych experimentov [28–30] spolu s mojou parametrizáciou týchto dát. Tu ešte existujú merania v dostatočne



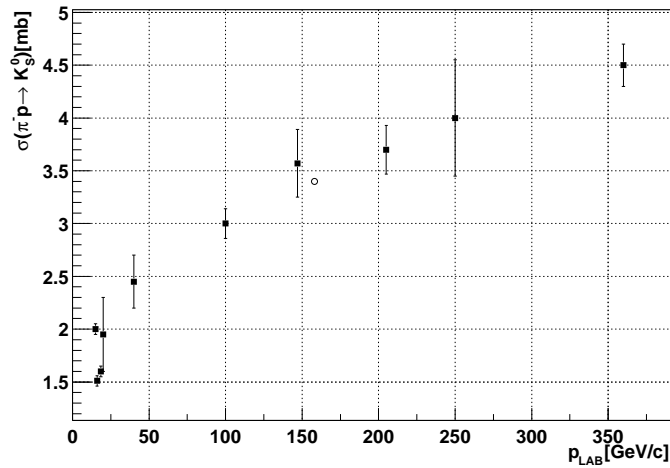
Obrázok 3.13: Porovnanie účinných prierezov pre produkciu V-častíc v π^+p a π^-p zrážkach pri $p_{LAB} = 18.5 \text{ GeV}/c$ [27].



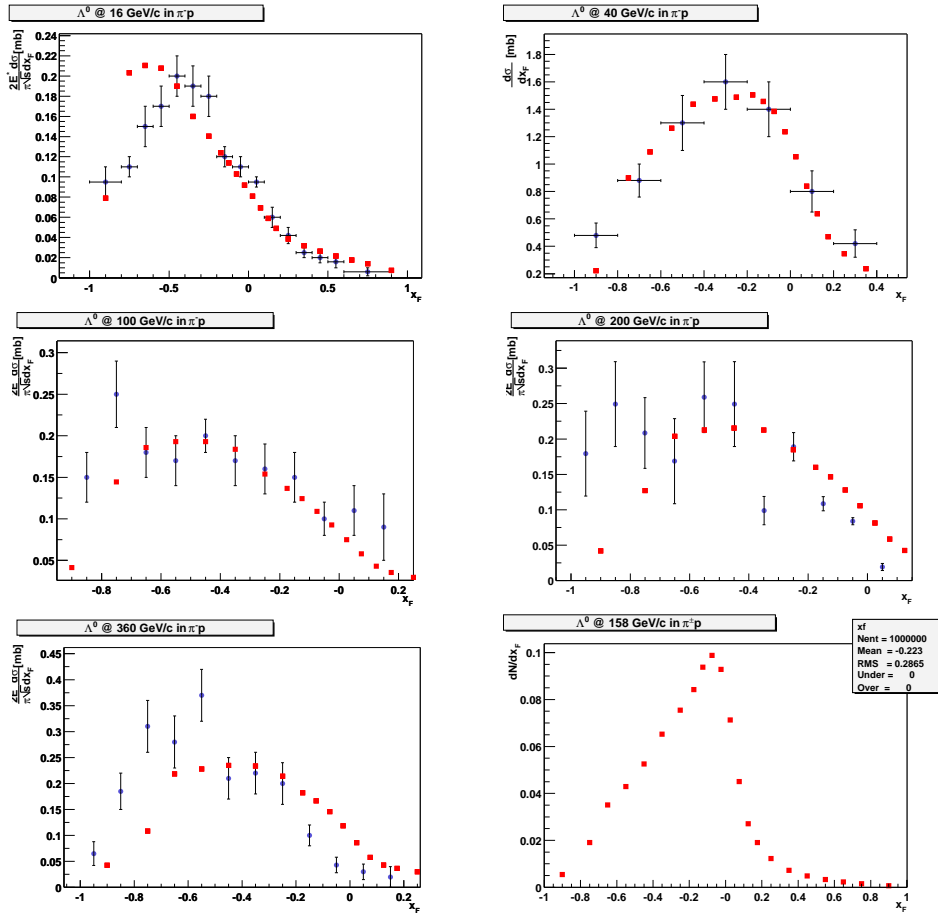
Obrázok 3.14: Závislosť účinného prierezu produkcie Λ^0 od hybnosti nalie-tavajúcej častice v π^-p zrážkach [28]. Štvorčeky zobrazujú existujúce dáta a krúžok znázorňuje hodnotu použitú na výpočet V-korekcie.



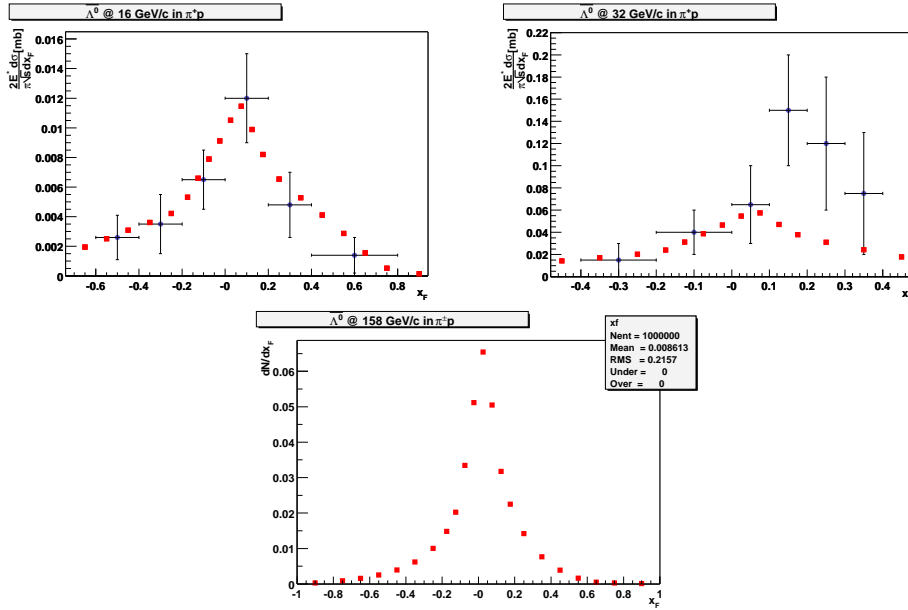
Obrázok 3.15: Závislosť účinného prierezu produkcie $\bar{\Lambda}^0$ od hybnosti nalie-tavajúcej častice v π^-p zrážkach [28]. Štvorčeky zobrazujú existujúce dáta a krúžok znázorňuje hodnotu použitú na výpočet V-korekcie.



Obrázok 3.16: Závislosť účinného prierezu produkcie K_S^0 od hybnosti nalie-tavajúcej častice v π^-p zrážkach [28]. Štvorčeky zobrazujú existujúce dáta a krúžok znázorňuje hodnotu použitú na výpočet V-korekcie.



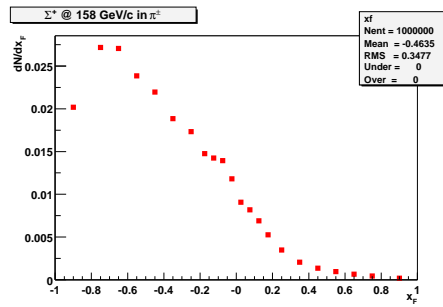
Obrázok 3.17: Porovnanie X_F rozdelení z mojej parametrizácie s meranými rozdeleniami [28–30] pre Λ^0 v π^-p zrážky. Na grafoch štvorčky predstavujú moju parametrizáciu a krúžky merané dáta.



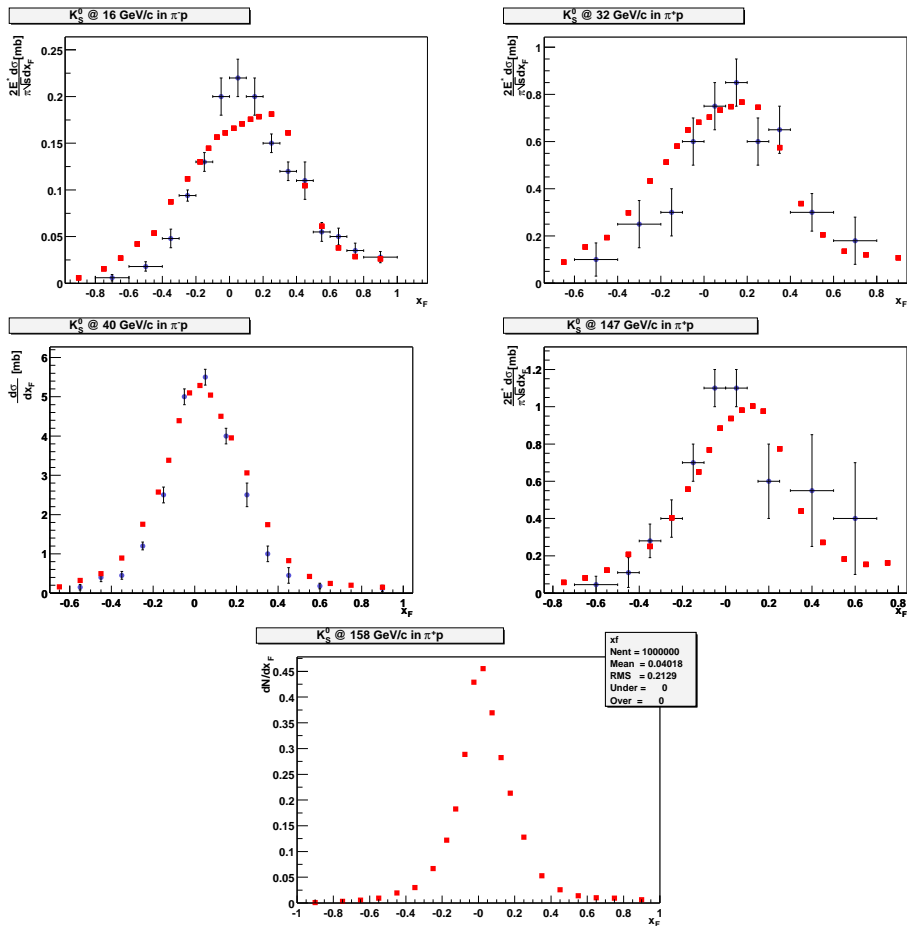
Obrázok 3.18: Porovnanie X_F rozdelení z mojej parametrizácie s meranými rozdeleniami [29, 31] pre Λ^0 v π^+p zrážkach. Krúžky predstavujú existujúce údaje a štvorčky znázorňujú moju parametrizáciu.

veľkom rozsahu počiatkových hybností, ako aj väčšej časti fázového priestoru. Pre Λ^0 je situácia oveľa horšia, keďže meraní je podstatne menej. Tu som našiel len dve merania [29, 31] v π^+p zrážkach, ktoré sa dali použiť na parametrizáciu a tieto sú zobrazené na grafe 3.18. Poslednou časticou, pre ktorú existujú merania X_F rozdelenia v πp zrážkach je K_S^0 . Tu som použil údaje aj z π^+p aj z π^-p zrážok [20, 28, 29, 31]. Získanú parametrizáciu spolu s meranými rozdeleniami možno nájsť na grafe 3.20. Pre častice Σ^+ a $\bar{\Sigma}^-$ merania neexistujú, takže na rad prichádzajú predpoklady. Pre $\bar{\Sigma}^-$ som zvolil rovnaký predpoklad, ako v pp zrážkach a teda X_F rozdelenie pre $\bar{\Sigma}^-$ v πp zrážkach som zobral rovnaké ako pre Λ^0 v πp zrážkach. Pre Σ^+ som v zadnej hemisfére ($X_F < 0$) zobral rovnaké rozdelenie ako v pp zrážkach a v prednej hemisfére rozdelenie rovnaké ako pre Λ^0 v πp zrážkach. Výsledné rozdelenie pre Σ^+ je zobrazené na grafe 3.19.

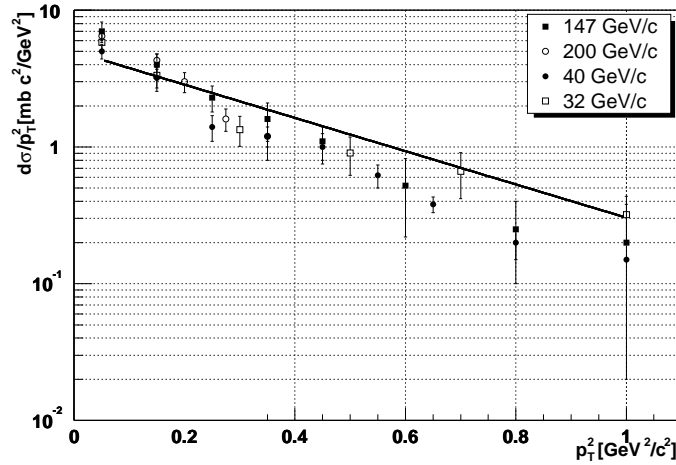
Na záver ešte uvedme p_T rozdelenia V-častíc v πp zrážkach. Hneď na začiatok uvediem, že pre častice, kde neexistujú merania, som urobil predpoklady. V prípade Σ^+ som uvažoval rozdelenie v priečnej hybnosti rovnaké, ako má častica Λ^0 a pre $\bar{\Sigma}^-$ zase rozdelenie rovnaké ako v prípade častice $\bar{\Lambda}^0$. Na grafe 3.21 je rozdelenie $d\sigma/dp_T^2$ pre Λ^0 [20, 28, 30, 31]. Taktiež je tam zobrazená moja parametrizácia tohoto rozdelenia. Na parametrizáciu som použil funk-



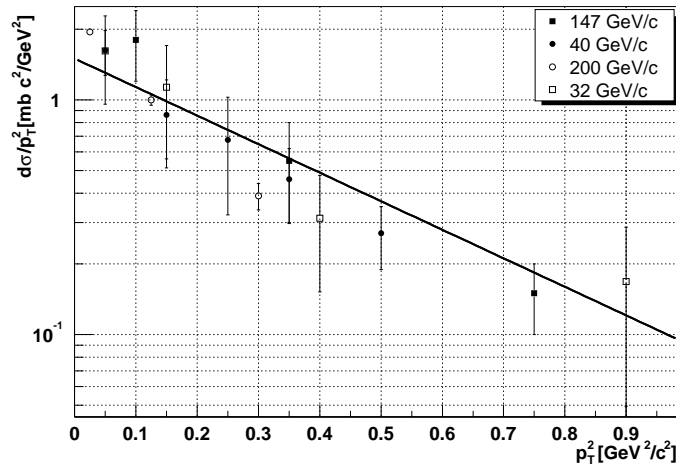
Obrázok 3.19: X_F rozdelenie pre Σ^+ v $\pi^\pm p$. Pre túto časticu v tejto interakcii neexistujú merania.



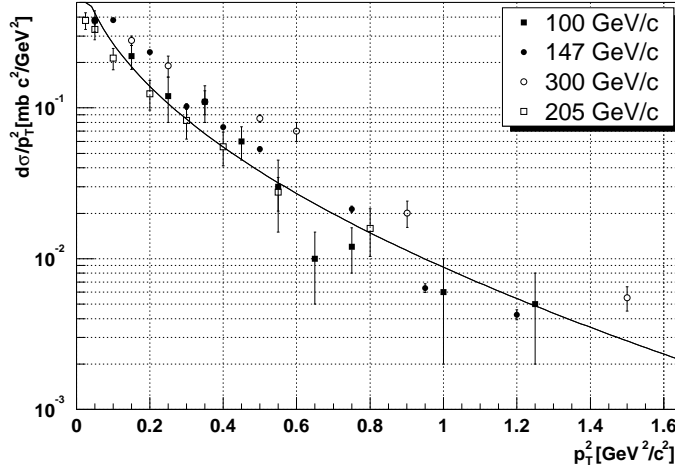
Obrázok 3.20: Porovnanie mojej parametrizácie X_F rozdelenia s existujúcimi dátami [20, 28, 29, 31] pre K_S^0 v $\pi^\pm p$ zrážkach. Krúžky predstavujú existujúce údaje a štvorčky znázorňujú moju parametrizáciu.



Obrázok 3.21: $d\sigma/dp_T^2$ pre Λ^0 v $\pi^\pm p$ zrážkach. Čiara predstavuje parametrizáciu úmernú $\exp(-2.8p_T^2 \text{ GeV}^{-2})$. Na grafe sú porovnané rozdelenia pri viacerých energiách [20, 28, 30, 31].

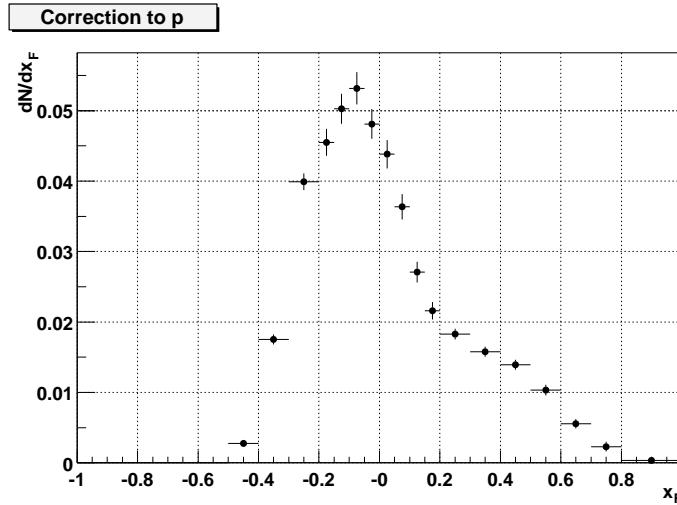


Obrázok 3.22: $d\sigma/dp_T^2$ pre $\bar{\Lambda}^0$ v $\pi^\pm p$ zrážkach. Čiara predstavuje parametrizáciu úmernú $\exp(-2.8p_T^2 \text{ GeV}^{-2})$. Na grafe sú porovnané rozdelenia pri viacerých energiách [20, 28, 30, 31].



Obrázok 3.23: $d\sigma/dp_T^2$ pre K_S^0 v $\pi^\pm p$ zrážkach. Čiara predstavuje parametrizáciu úmernú $\exp(-5.0p_t \text{ GeV}^{-1})$. Na grafe sú porovnané rozdelenia pri viacerých energiách [20, 28, 30, 31].

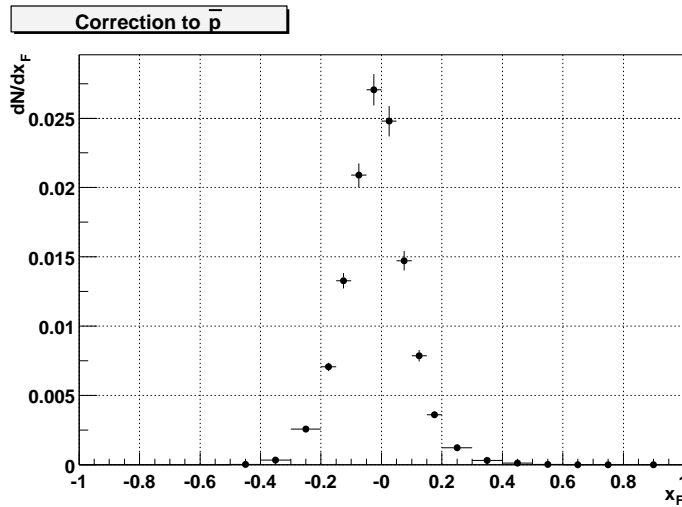
ciu (3.8) s parametrom $A = 2.8 \text{ GeV}^{-2}$. Okrem údajov vynesných na grafe možno nájsť ešte aj ďalšie merania, hlavne pri nízkych energiách [27, 29, 32] a dve práce [30, 33] pri vyšších energiách. Celkove možno povedať, že merania pri rôznych energiách ukazujú rovnaké p_T rozdelenia [30]. Pre časticu $\bar{\Lambda}^0$ je podobné rozdelenie na grafe 3.22. Taktiež je na ňom zobrazená moja parametrizácia, ktorá je rovnaká ako v prípade Λ^0 . Údaje na grafe sú z prác [20, 28, 30, 31]. Okrem zobrazených meraní ešte existujú merania pri nízkych energiách [27, 29, 32] a merania pri vyšších energiách [30, 33], ktoré som nespomenul. V práci [30] možno nájsť merania pri niekoľkých energiách v tom istom experimente a výsledky ukazujú, že v našom energetickom rozsahu je p_T rozdelenie konštantné. Okrem toho je evidencia, že p_T rozdelenia v $\pi^- p$ a $\pi^+ p$ zrážkach sú rovnaké [27]. Poslednou časticou, pre ktorú máme merania, je K_S^0 . Na grafe 3.23 sú dáta pri štyroch rôznych energiách [20, 28, 30, 31]. Parametrizácia má tvar podľa rovnice (3.9) s $A = 5 \text{ GeV}^{-1}$. Aj pre túto časticu, podobne ako pre Λ^0 a $\bar{\Lambda}^0$, je evidencia, že p_T rozdelenia pri rôznych počiatočných energiách sú rovnaké [30]. Taktiež máme náznak, že p_T rozdelenie je rovnaké pre obidva náboje počiatočného piónu [27]. Existuje niekoľko ďalších meraní, ktoré možno nájsť v prácach [19, 29, 32].



Obrázok 3.24: Absolútna hodnota V-korekcie pre protóny v pp zrážkach ako funkcia X_F protónu. Uvedené chyby sú štatistické.

3.5 Výsledky

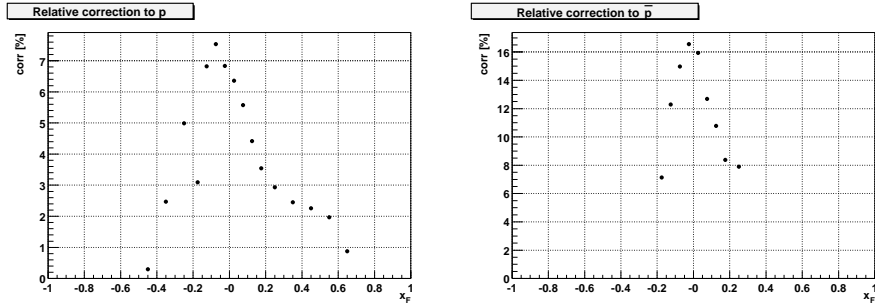
Na záver kapitoly by som ešte zosumarizoval výsledky. Samotné výsledky v princípe nie sú veľmi zaujímavé pre ľudí mimo experimentu NA49, ale čitateľ môže získať predstavu, o akých veľkých efektoch rozprávame. Výsledky uvádzam v multiplicitate, keďže výpočty som robil v nej a vzťah medzi multiplicitou a účinným prierezom je jednoduchý a jednoznačný. Tento vzťah je vyjadrený rovnicou (3.10), kde $\sigma(\text{inelastic}) = 31.7 \text{ mb}$ pre pp zrážky, $\sigma(\text{inelastic}) = 20.97 \text{ mb}$ pre π^-p a $\sigma(\text{inelastic}) = 20.33 \text{ mb}$ pre π^+p . Na grafe 3.24 je zobrazená absolútna hodnota V-korekcie pre protóny v závislosti od X_F detekovaného protónu. Na grafe sú zobrazené štatistické chyby. Korekcia sa použije tak, že sa získané hodnoty korekcie odčítajú od finálneho inkluzívneho X_F rozdelenia protónov. Celkove možno povedať, že v zadnej hemisfére je korekcia väčšia ako v prednej, čo zodpovedá naivným očakávaniam. Pokles V-korekcie pre $X_F < -0.1$ je spôsobený stratou akceptancie. Pre získanie predstavy o veľkosti tohoto efektu si treba uvedomiť, že inkluzívne množstvo priamych protónov je $dN/dX_F(X_F = 0) \approx 0.6$, čiže korekcia je na úrovni zhruba 6.5% pre $X_F = 0$. Toto je potešiteľná vec, keďže je vidieť, že korekcia nie je príliš veľká, a že jej relatívna veľkosť je v rádovom zhode s tým, čo sme očakávali na základe kvalitatívneho modelu. Relatívna veľkosť V-korekcie vzhľadom na inkluzívne X_F rozdelenie protónov sa nachádza na grafe 3.26. Na ďalšom grafe 3.25 je V-korekcia pre antiprotóny v pp zrážkach. V tomto prípade je korekcia viac sústredená do oblasti okolo $X_F = 0$. Toto je



Obrázok 3.25: Absolútna hodnota V-korekcie pre antiprotóny v pp zrážkach ako funkcia X_F antiprotónu. Uvedené chyby sú štatistické.

spôsobené faktom, že V-častice, ktoré sa rozpadajú na antiprotóny, sú viac sústredené okolo $X_F = 0$. V relatívnom vzťahu k meraným antiprotónom je V-korekcia pre antiprotóny vyššia, keď pre $X_F = 0$ dosahuje 16%. Celú relatívnu V-korekciu k antiprotónom možno nájsť na grafe 3.26. V-korekciu k piónom zobrazovať nebudem. Pre ňu však možno povedať, že je sústredená výrazne do oblasti okolo $X_F = 0$, vzhľadom na fakt, že všetky rozpady, ktoré prispievajú, sú rozpady s malou hybnosťou dcérskych produktov v kľudovej sústave V-častice. Relatívna veľkosť V-korekcie k piónom je zhruba do 2% pre $X_F = 0$. Čo sa týka neutrónov, tu je relatívna korekcia vyššia ako v prípade protónov. Maximum v relatívnej mierke je zhruba 12%, čo je spôsobené tým, že všetky detekované neutróny sú automaticky rekonštruované na hlavný vertex. Taktiež treba prirátavať aj príspevok antineutrónov, keďže tie nevieme od neutrónov odlišiť.

Podobne ako pre pp zrážky, aj pre πp zrážky uvádzam na grafe 3.27 absolútnu hodnotu V-korekcie v závislosti od X_F protónu a na grafe 3.28 absolútnu hodnotu V-korekcie pre antiprotóny. Vzhľadom na fakt, že som uvažoval v multiplicitách a tam možno povedať, že produkcia V-častíc je rovnaká pre $\pi^- p$ a $\pi^+ p$ zrážky, aj absolútna hodnota V-korekcie pre obe tieto interakcie bude v multiplicitách rovnaká. Rozdiel je zato mierne viditeľný, ak sa začneme zaujímať o relatívnu hodnotu korekcie. Tieto sú na grafe 3.29 pre $\pi^- p$ interakcie a na grafe 3.30 pre $\pi^+ p$ interakcie. Rovnako ako v prípade pp zrážok ani tu neuvádzam výslednú V-korekciu pre pióny, no tá je v relatívnom ponímaní na zhruba rovnakej úrovni, ako v pp zrážkach a te-



Obrázok 3.26: Relatívna hodnota V-korekcie pre protóny a antiprotóny v pp zrážkach. Získaná je ako absolútna V-korekcia podelená rozdelením protónov, prípadne antiprotónov meraných v experimente.

da maximum jej relatívnej hodnoty je okolo 2%. Taktiež máme zrátanú aj V-korekciu k neutrónom v $\pi^\pm p$ reakciách.

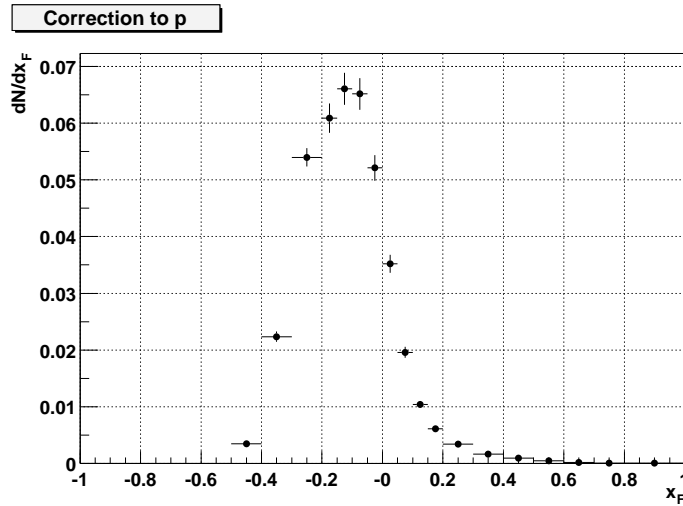
Celkove možno povedať, že správanie V-korekcie je veľmi podobné medzi pp a πp interakciami. Rozdiely v absolútnych korekciách sú dané rozdielmi v produkcii V-častíc, no treba dodať, že rovnako aj v produkcii tzv. stabilných častíc, teda protónov, antiprotónov a nabitých piónov, sú podobné rozdiely medzi pp a πp interakciami ako v produkcii V-častíc a teda relatívne ovplyvnenie spektier je podobné medzi pp a $\pi^\pm p$ interakciami.

3.6 Záverečné poznámky

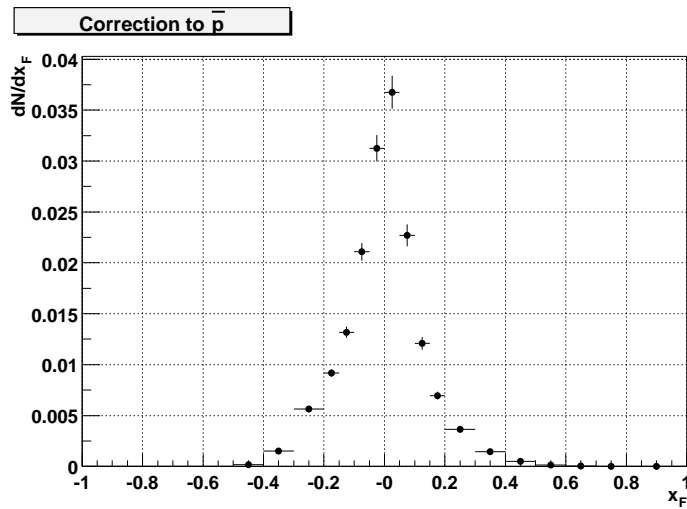
Na záver kapitoly by som ešte chcel doplniť zopár poznámok, ktoré môžu pomôcť vyjasniť niektoré otázky.

Prvou z nich je, prečo sa pri rátaní spoliehať na rozumnosť p_T rozdelení v modeli VENUS, prečo nerátať V-korekciu ako funkciu X_F a p_T zároveň. K tomuto treba povedať, že je naozaj lepšie rátať v binoch X_F a p_T , ale takéto rávanie je náročné na výpočtový čas, ktorý v čase práce na tomto probléme bol obmedzený. Niektoré z výsledkov som prerátal v binoch X_F , p_T a výsledok tejto kontroly je, že výsledky sa plne zhodujú s tými, ktoré boli získané iba v X_F binoch. Podrobnejšie sa týmto výsledkom nebudem venovať, keďže neprinášajú žiadnu novú myšlienku a teda ide iba o technický detail experimentu nezaujímavý pre širšiu verejnosť.

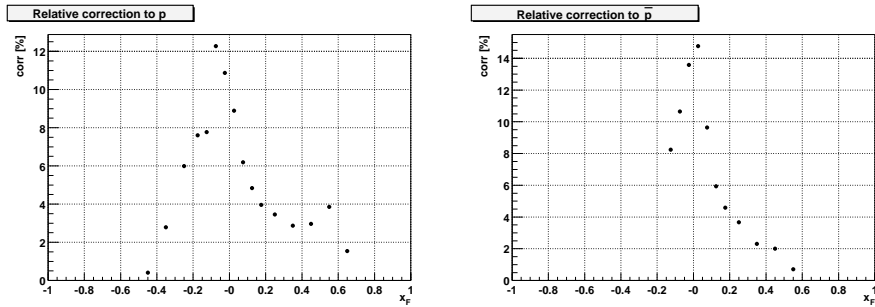
Ďalšou otázkou je, prečo rozdeliť výpočet do dvoch krokov a v jednom z nich použiť model, o ktorom tvrdíme, že nevie popísať dosť dobre realitu. Opodstatnenie takéhoto rozdelenia je v tom, že prvý krok výpočtu je v podstate výpočet akceptancie a tento by mal byť nezávislý od toho, ako v skutočnosti príroda funguje. Ak by tento výpočet mal závisieť od fungo-



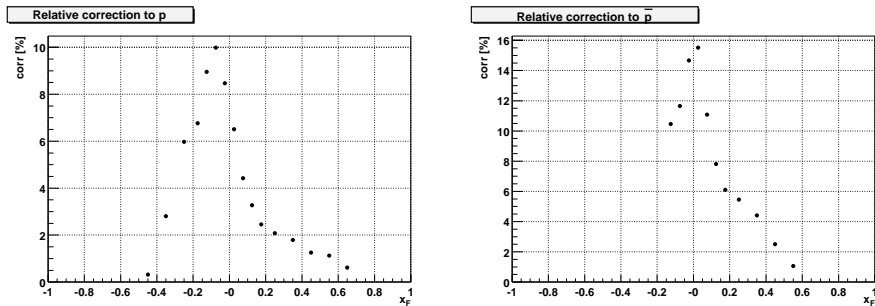
Obrázok 3.27: Absolútna hodnota V-korekcie pre protóny v πp zrážkach ako funkcia X_F protónu. Uvedené chyby sú štatistické.



Obrázok 3.28: Absolútna hodnota V-korekcie pre antiprotóny v πp zrážkach ako funkcia X_F antiprotónu. Uvedené chyby sú štatistické.



Obrázok 3.29: Relatívna hodnota V-korekcie pre protóny a antiprotóny v $\pi^- p$ zrážkach. Získaná je ako absolútna V-korekcia podelená rozdelením protónov, prípadne antiprotónov meraných v experimente.



Obrázok 3.30: Relatívna hodnota V-korekcie pre protóny a antiprotóny v $\pi^+ p$ zrážkach. Získaná je ako absolútna V-korekcia podelená inkluzívnymi rozdeleniami.

vania prírody, potom by bolo problematické sa čokoľvek o prírode z experimentu dozvedieť. Samozrejme, že by to chcelo urobiť aj nejaké testy, nakoľko sa líši korekcia získaná takouto metódou a inými metódami. Jednou z iných metód by napríklad mohlo byť iba simulácia detekcie V-častíc priamo z mojej parametrizácie. Problémom tu zostáva, že takéto simulácie nie sú úplne priamočiare a vyžadujú si čas. Problematické je pri nich hlavne použitie rekonštrukčného softwaru, ktorý potrebuje v takýchto prípadoch modifikáciu. Mnou použitá metóda má práve tú výhodu, že používa presne ten istý rekonštrukčný software, ako sa používa na reálne dáta.

Poslednou vecou, ktorú by som tu rád spomenul, je fakt, že pri porovnaní výslednej V-korekcie s jednoduchým modelom z časti 3.2 zistíme rádovú zhodu. Samozrejme, že presnú predpoveď nemožno urobiť s takým jednoduchým modelom. Na druhej strane nám tento model poskytuje istú kontrolu, keďže výsledná V-korekcia je rádovo rovnaká a teda aj otázky zložitejšej kontroly v tomto svetle nie sú až také dôležité.

Výsledky, ktoré som uvádzal, boli uvedené so štatistickými chybami, preto pár slov o systematických chybách. Hlavným zdrojom systematických chýb je parametrizácia existujúcich dát týkajúcich sa produkcie V-častíc. Veľkosť tejto chyby nie je ľahké odhadnúť. Pri odhade možno vychádzať z porovnania dát z rôznych experimentov a mojej parametrizácie s týmito dátami. Na základe porovnania možno odhadnúť, že systematická chyba by mohla byť na úrovni 20%. Tu pomáha to, že čím väčší príspevok, tým častejšie sa daná častica produkuje a tým pádom je aj lepšie premeraná.

Na záver ešte dodajme, že V-korekcia, ktorú som tu popísal, sa stala štandardnou korekciou, ktorá sa v experimente NA49 používa. Korekcia bola použitá napríklad v prácach A. Rybického [34] a D. Vargu [35].

4. Štúdium produkcie rezonancií v protón-protónových zrážkach

V tejto kapitole uvedieme základnú motiváciu pre štúdium produkcie rezonancií spolu s metódami ich experimentálnej identifikácie. Popíšeme základné experimentálne problémy spojené so získavaním účinného prierezu pre produkciu rezonancií a načrtneme jedno z možných riešení týchto problémov. Navyše pridáme niekoľko technických detailov, ako sa v rámci experimentu NA49 dostaneme od nameraného stredného počtu rezonancií k účinnému prierezu ich produkcie.

4.1 Motivácia

Počas štúdia rôznych typov hadrón-protónových zrážok sa objavil efekt tzv. rezonančnej dominancie. Experimentálne sa zistilo, že veľká časť hadrónov vo finálnom stave (π , K , p , \bar{p}) sa nerodí priamo v zrážke, ale sú produktami rozpadov rezonancií produkovaných v zrážke. Na podporu takéhoto tvrdenia uveďme dva príklady [36]. Prvý z nich je zo zrážok π^+p pri $p_{LAB} = 16 \text{ GeV}/c$, kde bolo zistené, že až 43% všetkých π^- pochádza z ρ a ω rezonancií. Okrem toho bolo taktiež zistené, že veľká časť π^+ pochádza z baryónovej rezonancie Δ^{++} . Druhý taký príklad pochádza z pp interakcií pri $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$, kde získali výsledok, že viac ako 60% všetkých nabitých piónov a kaónov pochádza z rezonancií ρ , ω , K^* .

Ďalším posilnením motivácie pre štúdium rezonancií je otázka dynamiky hadrón-nukleónovej zrážky. Čo sa tohoto týka, najviac akceptovaným pohľadom na dynamiku zrážky je taký, že v prvej fáze zrážky efektívne interagujú dva partóny z rôznych hadrónov, ktoré potom naťahujú strunu, ktorá sa trhá a postupne hadronizuje [37]. Tento pohľad je základom pre modely ako napríklad PYTHIA [37, 38]. V týchto modeloch sa produkujú rezonancie, no zvyčajne sú obmedzené iba na rezonančné stavy s nižšou hmotnosťou. Niektoré modely sa snažia nejaké efektívne rezonancie s hmotnosťami vyššími ako hmotnosť Δ zavádzať. Príkladom takéhoto modelu je model VENUS [3]. Pokračovateľom tohoto modelu je model NEXUS [39], ktorý oproti VENUSu zavádza aj ďalšie baryónové rezonancie. Jedným z alternatívnych pohľadov

je taký, že v zrážke interagujú spolu v podstate celé nukleóny, pričom tieto sa v prvej fáze excitujú na vysoké hmotnosti a následne sa tieto rozpadajú v niekoľkých krokoch až na stabilné častice. V extrémnom prípade môže nastať situácia, kde na strane terčiku aj na strane projektilu vznikne extrémne ťažký objekt. Tieto dva objekty sa potom rozpadajú v niekoľkých krokoch až na stabilné častice. Takýto pohľad je extrémny, ale vyvoláva prirodzenú otázku, či sa v skutočnosti pri trhaní strún neprodukujú aj ťažšie rezonancie. Pre experimentátorov je dôležitá otázka, čo môže v nazeraní na svet povedať experiment. Práve otázka produkcie ťažkých rezonancií (napr. $N^*(1440)$, $N^*(1520)$, $N^*(1680)$, ...) môže priniesť informácie o dynamike zrážky. Treba povedať, že otázky rezonančnej dominancie, teda koľko protónov, piónov a podobne pochádza z rezonancií, či koľko Δ rezonancií pochádza z rozpadov iných rezonancií, nemožno uzavrieť bez dôkladného preštudovania produkcie rezonancií. Práve priniesť nové informácie o produkcii rezonancií je cieľom tejto práce.

4.2 Spôsohy merania multiplicity rezonancií

Doba života väčšiny rezonancií sa pohybuje na úrovni 10^{-23} s. Za takto krátky čas častica nemá šancu preletieť dráhu, ktorá by bola dostatočne veľká na to, aby sa dal vyhľadávať sekundárny vertex. Keďže sa nedajú vyhľadávať sekundárne vertexy, treba použiť inú metódu. Pri štúdiu rezonancií sa teda používa metóda invariantných hmotností, kedy sa urobí histogram invariantných hmotností častíc, ktoré sú dcérskymi produktami rozpadu rezonancie. V ďalšom texte použijeme príklad rezonancie rozpadajúcej sa na dve častice, no princíp platí pre ľubovoľnú rezonanciu rozpadajúcu sa na ľubovoľný počet častíc. Pri získavaní histogramu invariantných hmotností však zostáva experimentálnym problémom fakt, že v experimente nevieme, ktoré častice pochádzajú z rozpadu tej istej rezonancie, a ktoré nepochádzajú z tej istej rezonancie. Tento problém sa rieši tým, že do histogramu sa vložia invariantné hmotnosti všetkých párov, ktoré by mohli pochádzať z rozpadu rezonancie. Takéto riešenie však následne prinesie problém, že v histograme sa nám okrem píku prislúchajúceho rezonancii objaví aj dosť veľké pozadie. No keďže nemáme žiadnu lepšiu metódu, nezostáva nám nič iné, ako žiť s týmto veľkým pozadím a snažiť sa toto pozadie čo najlepšie odčítať.

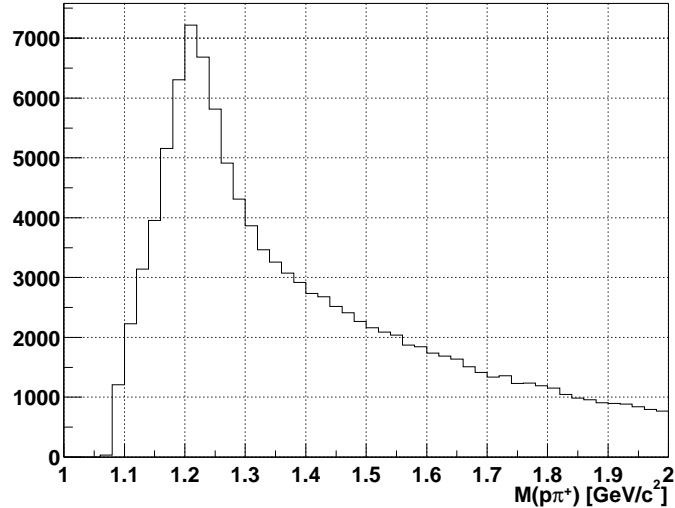
V tejto situácii je preto dôležité vedieť čo najlepšie rozlíšiť pozadie od píku. Toto je však sťažené dvoma problémami. Prvým z nich je malý pomer signálu k šumu. Je to dané hlavne kombináciami častíc, ktoré nepochádzajú z tej istej rezonancie a teda pozadie má kombinatorický charakter. Na ilustráciu predpokladajme, že všetky častice pochádzajú z dvojčasticového

rozpadu jedného typu rezonancie. V takýchto udalostiach so strednou multiplicitou n je potom signál úmerný faktorom $n/2$. Na druhej strane pozadie je úmerné faktorom $(n/2)((n-1)/2)$. Jednoduchým podelením týchto dvoch faktorov zistíme, že pomer signálu k šumu je úmerný faktorom $2/(n-1)$, teda s rastúcou multiplicitou udalosti klesá. Druhým problémom pri odčítaní pozadia od píku je fakt, že neexistuje fundamentálna metóda na výpočet tvaru pozadia. V niektorých prípadoch sa dá pozadie aproximovať jednoduchou krivkou a snažiť sa popísať dáta lineárnou kombináciou pozadia a píku v tvare Breit-Wignerovej funkcie. Tento prístup je však v prípade širokých rezonancií problematický. Ak navyše rezonancia leží blízko kinematického prahu, odhadnúť tvar pozadia pod píkom je mimoriadne náročná úloha.

Na riešenie problémov a popisom pozadia bola navrhnutá metóda miešania udalostí (event mixing) (pozri napríklad [40, 41]). Táto metóda bola neskôr použitá v rôznych aplikáciách. Idea tejto metódy vychádza z faktu, že dvojice častíc pochádzajúce z rozpadu rezonancie sú silno korelované, kým pozadové páry korelované nie sú. Preto by malo byť možné zostrojiť pozadie tak, že zostrojíme rozdelenie invariantných hmotností z párov častíc, ktoré pochádzajú z rôznych udalostí, čo nám zabezpečí to, že jednotlivé páry nebudú navzájom korelované. Napriek jednoduchosti tejto myšlienky je život oveľa zložitejší a tak aplikácia metódy miešania udalostí na reálne dáta nie je jednoduchá. Práve v prácach H. G. Fischera a jeho spolupracovníkov [40, 41] možno nájsť najhlbší pohľad na metódu. Snahu o hlbšie štúdium metódy možno nájsť ešte v práci L'Hota [42]. V prácach Fischera a spolupracovníkov je ukázané, že miešané spektrum nereprodukuje priamo pozadie. Autori miešané spektrum chápu ako pozadie, na ktorom je naložená široká štruktúra, vzniknutá z kombinácií párov pochádzajúcich z rezonancií vyprodukovaných v rôznych udalostiach. Na získanie strednej multiplicity rezonancií bolo navrhnuté využiť Monte Carlo simuláciu. Autori si taktiež všimli, že na to, aby metóda správne fungovala, sú potrebné isté selekčné kritériá, no nebolo nijako hlbšie vysvetlené, prečo sú selekčné kritériá potrebné, ani to, aké by mali byť. Bližšie vysvetlenie toho, prečo sú selekčné kritériá potrebné a zistenie, aké by mali byť možno nájsť v dizertačnej práci J. Braciníka [43].

4.3 Základy metódy miešania udalostí

Ako už bolo povedané, metóda miešania udalostí je založená na jednoduchom fakte, že páry častíc pochádzajúce z tej istej rezonancie sú silno korelované, kým páry nepochádzajúce z tej istej rezonancie korelované nie sú. Z tohoto faktu potom vychádza idea popísať pozadie, ktoré je hlavne kombinatorického charakteru, z experimentálnych dát zostrojením spektra

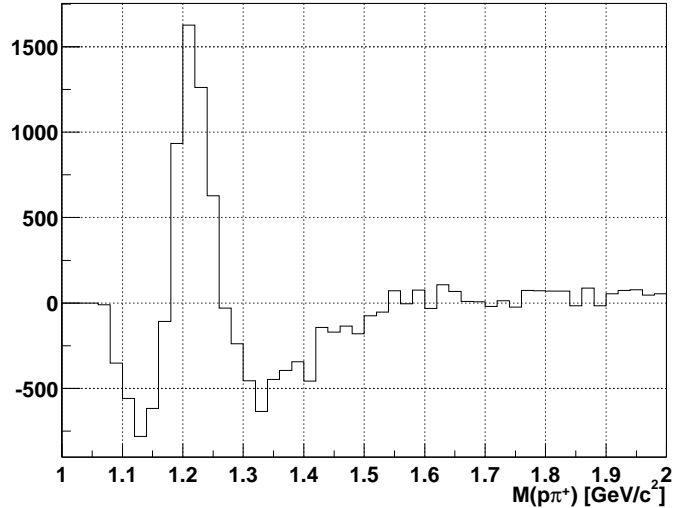


Obrázok 4.1: Rozdelenie invariantných hmotností párov $p\pi^+$ v pp dátach z experimentu NA49. Protón mal fixované X_F v intervale $< 0.4; 0.5 >$. Na rozdelení dosť jasne vidieť rezonančný signál naložený na širokom pozadí.

invariantných hmotností párov pochádzajúcich z rôznych udalostí. Ako bolo ukázané v práci J. Bracinička [43]ⁱ, na to, aby sa pomocou miešania udalostí podarilo získať správnu strednú multiplicitu rezonancií, treba fixovať bin v hybnosti aspoň pre jednu dcérsku časticu. Ako bolo v spomínanej práci ukázané na jednoduchom štatistickom modeli s jednou rezonanciou, je niekoľko dôvodov na fixovanie binu v hybnosti dcérskej častice rezonancie. Jedným z nich je to, že v udalosti sú aj „triviálne“ korelácie, ako napríklad zákon zachovania energie, či hybnosti, ktoré potrebujeme odstrániť.

Okrem toho sa tu objavuje aj ďalšia komplikácia, keďže v rozdeleniach nemáme iba páry pochádzajúce z rezonancie alebo pozadia, ale aj páry, kde jedna častica pochádza z rezonancie a jedna z pozadia. Bolo ukázané, že ak zafixujeme hybnosť jednej dcérskej častice z rozpadu rezonancie, potom pôvodné rozdelenie invariantných hmotností a rozdelenie invariantných hmotností získané miešaním udalostí majú rovnakú plochu. Po odčítaní tak získame rozdelenie, ktoré je v niektorých intervaloch invariantných hmotností kladné a inde záporné. Príklad rozdelenia invariantných hmotností v kanáli $p\pi^+$ je na obrázku 4.1 a príklad rozdelenia, ktoré získame po odčítaní pôvodného a mixovaného rozdelenia je možné vidieť na obrázku 4.2.

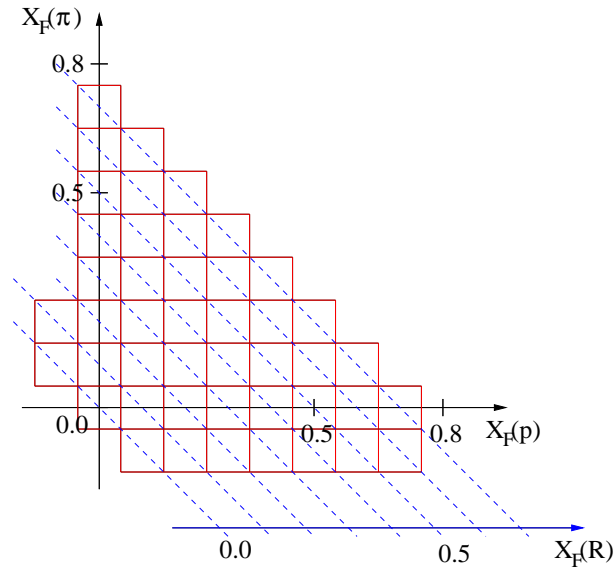
ⁱV dodatku B uvádzam dôležité poznatky zo štúdia metódy miešania udalostí pomocou jednoduchého štatistického modelu z práce [43].



Obrázok 4.2: Spektrum po odčítaní mixovaného spektra od pôvodného spektra v kanáli $p\pi^+$. Protón mal fixované X_F v intervale $< 0.4; 0.5 >$.

Ako vidieť na obrázku 4.2, výsledkom odčítania mixovaného rozdelenia od rozdelenia invariantných hmotností nie je samotný pík, ktorý nás zaujíma, ale zložitejšia štruktúra. Táto v sebe síce nesie informáciu o multiplicitě, no táto informácia je v získanom odčítanom rozdelení zakódovaná. Na získanie informácie o multiplicitě bolo v prácach [40,41] navrhnuté využiť Monte Carlo simuláciu vhodných udalostí. Dá sa ukázať, že v prípade, ak sa produkuje iba jedna rezonancia v rozpadovom kanáli, sú vhodnými udalosťami také udalosti, ktoré obsahujú iba jednu časticu a tou je študovaná rezonancia. Túto v našej simulácii rozpadneme a získané udalosti, ktoré takto budú obsahovať iba dve častice pochádzajúce z rozpadu rezonancie, spracujeme rovnakým spôsobom, ako dáta. Odčítané rozdelenie zo simulovaných dát má rovnaký tvar, ako odčítané rozdelenie a jediný rozdiel medzi nimi je v multiplikatívnej konštante udávajúcej strednú multiplicitu študovanej rezonancie [43]. Na jednej strane je nutnosť použitia simulácie na extrakciu multiplicity nevýhodou, na druhej strane však treba povedať, že simuláciu možno urobiť iba jednu, keďže priamo do simulácie možno zakomponovať akceptančnú korekciu. V ďalšom texte budeme Monte Carlo simuláciu určenú na popis odčítaného rozdelenia z dát nazývať komplementárne Monte Carlo.

Komplementárne Monte Carlo obsahuje udalosti, ktoré obsahujú vždy iba jednu časticu, ktorou je študovaná rezonancia. Kinematiku rezonancie treba generovať čo najbližšie k realite. Toto síce nie je možné pri štúdiu neznámych rezonancií, no hybnostné rozdelenia sa dajú získať postupným iterovaním.



Obrázok 4.3: Definícia kinematických binov použitých pri meraní X_F rozdelení rezonancií v tejto práci.

Problémom je tu, že samotné meranie nám nedáva priamo multiplicitu rezonancií v X_F bine rezonancie, ale multiplicitu rezonancií, ktoré majú jeden produkt rozpadu v danom X_F bine. Na obídenie tohoto nedostatku a zjednodušenie metódy však môžeme použiť drobné rozšírenie, keď nebudeme fixovať X_F jednej dcérskej častice, ale zafixujeme X_F oboch dcérskych produktov, čo nám umožní merať priamo multiplicitu rezonancií v kinematickom bine rezonancie. Na zvýšenie účinnosti metódy možno použiť viacero takých kombinácií X_F binov dcérskych produktov, ktoré dajú to isté X_F rezonancie. V takom prípade potom v prvom priblížení nezáleží na tom, aké X_F rozdelenie vložíme do komplementárnej Monte Carlo simulácie. Takto získame priamo meraním multiplicitu rezonancií, ktorá nás zaujíma. Pre kompletnosť je na obrázku 4.3 definícia kinematických binov použitých pri spracovaní dát v tejto práci. Každý štvorček na grafe predstavuje jeden kinematický bin, v rámci ktorého bolo robené spracovanie dát. Pre zvýšenie štatistiky boli pre každé X_F rezonancie sčítané získané odčítané rozdelenia zo všetkých binov, ktoré prislúchali danému X_F rezonancie.

Poslednou ingredienciou, ktorú potrebujeme do komplementárnej simulácie, je rozdelenie hmotností meranej rezonancie. Toto rozdelenie sa pre rezonancie zvyčajne popisuje relativistickou Breit-Wignerovou formulou (pozri napríklad [44]).

4.4 Absolútna normalizácia účinného prierezu

Ak už máme stredný počet rezonancií v danom hybnostnom bine, ďalší krok, ktorý nasleduje, je absolútna normalizácia účinného prierezu, ktorej opis je obsahom tejto časti. Začneme niektorými základnými vzťahmi platnými pre účinný prierez. Potom sa pozrieme na špecifické problémy absolútnej normalizácie v prípade experimente NA49.

4.4.1 Všeobecné vzťahy pre účinný prierez

Účinný prierez interakcie charakterizuje skúmanú interakciu, pričom súvisí s pravdepodobnosťou danej interakcie. Tento vzťah možno vyjadriť nasledovnou rovnicou (napr. [45])

$$dN_{int} = \sigma_{int} n_1 n_2 |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2| dV dt \quad (4.1)$$

V tejto rovnici je dN_{int} počet interakcií daného typu, ktoré sa udejú za čas dt v objemovom elemente dV , n_1 a n_2 sú hustoty zväzkov, \mathbf{v}_1 a \mathbf{v}_2 sú rýchlosti zväzkov a σ_{int} je účinný prierez skúmanej reakcie.

Pre experiment s pevným terčom, akým je aj experiment NA49, je terčik v kľude a teda $\mathbf{v}_2 = 0$. Po integrovaní cez objem terča dostávame za predpokladu, že hustota terča je konštantná, nasledovný vzťah

$$dN_{int} = \sigma_{int} n_1 n_2 v S \lambda dt \quad (4.2)$$

kde S je povrch zasiahnutej časti terča a λ je hrúbka terča. Člen $n_1 v$ nám udáva tok častíc vo zväzku a $n_1 v S$ je potom počet častíc, ktoré preletia terčom za jednotku času. Integráciou posledného vzťahu cez čas merania dostávame

$$N_{int} = \sigma_{int} N_{beam} n_2 \lambda \quad (4.3)$$

kde N_{beam} je počet nalietaujúcich častíc, ktoré preleteli cez terčik počas merania. Tento vzťah nám umožňuje rátať účinný prierez v experimente ak poznáme pravdepodobnosť interakcie N_{int}/N_{beam} a charakteristiky terča.

V praxi sa používajú rôzne účinné prierezy podľa toho, čo má účinný prierez vyjadrovať. Výsledky tejto práce budú prezentované vo forme inkluzívneho účinného prierezu, ktorý teraz zavedieme. Ten sa dá definovať podobným spôsobom ako exkluzívny účinný prierez, ktorý sme zaviedli pred chvíľou. Jediný rozdiel je, že pri inkluzívnom účinnom priereze charakterizujeme reakciu

$$a + b \longrightarrow c + X \quad (4.4)$$

kde a a b sú častice v počiatočnom stave, c je finálna častica, ktorá nás zaujíma a pre ktorú udávame účinný prierez a X je súbor častíc, ktoré nedetekujeme, alebo sa o ne nezaujíname. Inkluzívny účinný prierez je teda sumou cez všetky možné kanály reakcie, v ktorých sa vyprodukuje častica c . Pre podrobnejšiu diskusiu pozri napr. [46].

4.4.2 Účinný prierez triggera

Účinný prierez triggera zodpovedá všetkým interakciám, pri ktorých sa uvedie detektor do činnosti. Trigger na experimente NA49 pozostáva zo sústavy scintilačných detektorov a je popísaný v kapitole 2.2.

Zo vzťahu (4.3) dostaneme pre účinný prierez triggera

$$\sigma_{trigger} = \frac{1}{\rho\lambda N_A/A} \frac{N_{trigger}}{N_{beam}} \quad (4.5)$$

kde za n_2 sme dosadili $\rho N_A/A$, pričom ρ je hustota terča, A je mólová hmotnosť terčového materiálu, N_A je Avogadrovo číslo, λ hrúbka terča, $N_{trigger}$ počet triggerových signálov a N_{beam} počet častíc zväzku, ktoré preleteli terčikom počas živej doby detekčného systému. Pre protónový terč experimentu NA49, ktorý pozostáva z tekutého vodíka, máme $\rho = 7.08 \times 10^{-2} g/cm^3$, $A = 1 g/mol$ a dĺžku terča $\lambda = 14 cm$ alebo $\lambda = 18 cm$ pre rôzne obdobia zberu dát.

To, čo ešte potrebujeme na výpočet účinného prierezu triggera, je počet interakcií a počet zväzkových častíc. To, čo v experimente počas zberu dát nameráme, je pomer stredného počtu triggerov k počtu zväzkových častíc. Tento pomer označme P_{full} . Problémom je, že terč pozostáva z nádoby s kvapalným vodíkom a teda niektoré udalosti, ktoré triggerujeme, nie sú protón-protónové udalosti, ktoré nás zaujímajú, ale udalosti, ktoré sa udejú na stenách terčovej nádoby či niekde mimo terča. Tieto udalosti treba zo spracovania vylúčiť a teda aj pre účinný prierez triggera potrebujeme iba časť, ktorá zodpovedá protón-protónovým udalostiam. Preto sa zbierajú aj dáta s prázdny terčom, kde pomer stredného počtu triggerov k počtu zväzkových častíc označme P_{empty} . Účinný prierez triggera potom vyrátame z nasledovného vzťahu

$$\sigma_{trigger} = \frac{1}{\rho\lambda N_A/A} [P_{full} - P_{empty}] \quad (4.6)$$

Napríklad pre zber dát v roku 1996 sme v experimente namerali $P_{full} = 2.439$ a $P_{empty} = 0.779$, z čoho účinný prierez triggera je $\sigma_{trigger} = 28.13 mb$. Táto hodnota je síce nižšia ako totálny účinný prierez pre protón-protón pri

$p_{LAB} = 158 \text{ GeV}/c$, no podľa jednoduchšej ale dostatočne presnej simulácie bolo odhadnuté, že v dôsledku triggera strácame 85% elastického účinného prierezu a 65% difrakčného účinného prierezu. Z existujúcich meraní vieme, že celkový účinný prierez pp interakcie je $\sigma_{tot} = 38.8 \text{ mb}$, účinný prierez pružného rozptylu je $\sigma_{el} = 7.1 \text{ mb}$ [9] a účinný prierez difrakcie je $\sigma_{dif} = 6.5 \text{ mb}$ [47]. Zoberúc do úvahy tieto fakty, možno odhadnúť účinný prierez triggera nasledovne

$$\sigma_{trigger} = 38.8 \text{ mb} - 0.85 \cdot 7.1 \text{ mb} - 0.65 \cdot 6.5 \text{ mb} = 28.5 \text{ mb} \quad (4.7)$$

Tento výsledok je blízko hodnoty $\sigma_{trigger} = 28.13 \text{ mb}$, ktorú sme namerali v experimente. Podrobnejšiu diskusiu možno nájsť v práci [48].

4.4.3 Výpočet inkluzívneho účinného prierezu v experimente NA49

Základný vzťah na absolútnu normalizáciu účinného prierezu v experimente NA49 vychádza zo všeobecných vzťahov pre účinné prierezy uvedené na začiatku tejto kapitoly. Údaje, ktoré súvisia s terčíkom, zväzkom a triggerom tu odsunieme do veličiny zvanej účinný prierez triggera, ktorá je v našom prípade definovaná vzťahom (4.6). Samotný inkluzívny účinný prierez, ktorý nás zaujíma, je potom daný vzťahom

$$\frac{d\sigma_{inc}}{d^3p} = \frac{1}{\Delta^3p} \sigma_{trigger} \frac{N_P^H}{N_{int}^H} \quad (4.8)$$

kde N_P^H je stredný počet pozorovaných častíc vo zvolenom kinematickom bine v „dobrých“ udalostiach a N_{int}^H je počet „dobrých“ triggerov (udalostí). Pod pojmom „dobrý“ tu rozumiem tie triggerov a častice, ktoré vznikli pri interakcii, ktorá ma zaujíma a nie pri pozadovej interakcii. To, čo je problematické v experimente, je práve určenie týchto dvoch údajov, keďže experimentálne nevieme odlišiť, ktoré udalosti sú tie, ktoré nás zaujímajú, a ktoré tvoria pozadie. Odčítanie pozadia sa robí štatisticky, pričom to, ako vyzerá pozadie sa získa z dát, ktoré boli brané bez terčového materiálu. Ak máme teda dáta s plným terčíkom (ďalej označované indexom FT) a dáta s prázdny terčíkom (ďalej označované indexom ET), môžeme N_P^H vyjadriť nasledovným vzťahom

$$N_P^H = (f^{FT} - f^{ET} \epsilon) N_{int}^{FT} \quad (4.9)$$

Tento vzťah nám vlastne hovorí, že počet častíc, ktoré uvidíme a ktoré pochádzajú z udalostí zodpovedajúcich študovanej interakcie, je rovný pravdepodobnosti, že sa daná častica vyprodukuje v udalosti s plným terčom f^{FT}

od ktorej je odčítaný súčin pravdepodobnosti, že sa študovaná častica narodí v požadovej udalosti f^{ET} krát pravdepodobnosť, že udalosť je požadová ϵ a celý tento rozdiel je ešte násobený počtom zapísaných udalostí N_{int}^{FT} . Pravdepodobnosť, že udalosť v dátach s plným terčom je požadová udalosť, je rovná $\epsilon = P_{full}/P_{empty}$. Podobne možno vyjadriť aj N_{int}^H pomocou údajov získaných z dát s plným terčíkom a prázdny terčíkom. Toto vyjadrenie má tvar

$$N_{int}^H = (1 - \epsilon)N_{int}^{FT} \quad (4.10)$$

Využívajúc tieto vyjadrenia získame pre inkluzívny účinný prierez vzťah

$$\frac{d\sigma_{inc}}{d^3p} = \frac{1}{\Delta^3p} \times \sigma_{trigger} \times \frac{f^{FT} - \epsilon f^{ET}}{1 - \epsilon} \quad (4.11)$$

Občas je jednoduchšie odčítať pozadie už na úrovni rozdelenia, z ktorého získavame multiplicitu a nie až získané multiplicity. Z toho dôvodu ešte vzťah (4.11) prepíšeme do tvaru, ktorý sa viac hodí na takýto spôsob odčítania pozadia. V podstate ide o to, že f^{FT} nahradíme pomerom N_P^{FT}/N_{int}^{FT} , kde N_P^{FT} je pozorovaný počet častíc v dátach s plným terčíkom. Podobne vyjadríme aj f^{ET} a dosadením týchto vyjadrení do vzťahu (4.11) dostaneme

$$\frac{d\sigma_{inc}}{d^3p} = \frac{1}{\Delta^3p} \times \frac{\sigma_{trigger}}{N_{int}^{FT}(1 - \epsilon)} \times \left(N_P^{FT} - \epsilon \frac{N_{int}^{FT}}{N_{int}^{ET}} N_P^{ET} \right) \quad (4.12)$$

Existuje ešte iný spôsob, ako sa vysporiadať s pozadím a to do spracovania zahrnúť iba udalosti, o ktorých sme si istí, že nie sú požadové a prípadné straty potom pri spracovaní korigovať. Experiment NA49 vyskúšal aj tento spôsob spracovania, no ukázalo sa, že korekcia strát je problematická. Z toho dôvodu sa upustilo od takéhoto spôsobu spracovania dát. I napriek tomu sa v tejto práci nachádzajú výsledky, ktoré sú získané touto metódou a to konkrétne účinné prierezy pre produkciu Δ^+ a Δ^- . Dôvodom je to, že rekonštrukcia neutrónov vyžaduje modifikáciu rekonštrukčného softwaru, ktorá nie je integrovaná do štandardného rekonštrukčného softwaru a v čase mojej práce boli neutróny rekonštruované iba pre udalosti, ktoré vchádzali do spracovania touto metódou. Tam platí pre inkluzívny účinný prierez pre produkciu rezonancií vzťah

$$\frac{d\sigma_{inc}}{d^3p} = \left(\frac{\Delta N_{part}}{\Delta^3p} / N_{events} \right) \times \sigma_{trigger} \times 0.8 \quad (4.13)$$

pričom faktor 0.8 je efektívna hodnota korekcie na nesprávne vylúčené udalosti. Táto metóda pre experiment NA49 je popísaná v práci [49]. Porovnanie spomínaných dvoch metód a diskusia metódy s odčítaním pozadia pomocou dát s prázdny terčom sa nachádza v práci [50].

5. Metóda miešania udalostí pre dve rezonancie v udalosti

V tejto kapitole uvádzam výsledky rozšírenia štúdia metódy miešania udalostí na prípad produkcie dvoch rezonancií v tom istom rozpadovom kanáli. Toto je potrebné v nadväznosti na štúdium rezonancií s vyššími hmotnosťami, ako napríklad N^* rezonancie, ale aj Δ^0 , keďže sa nám v jednom kanáli objavuje viac rezonancií. Na štúdium som použil rovnaký formalizmus, ako bol použitý v práci J. Bracínika [43] pre štúdium metódy pre jednu rezonanciu. Forma aplikácie metódy miešania udalostí, ktorú vyšetrujem v tejto kapitole je totožná s tým, čo bolo navrhnuté v prácach, z ktorých vychádzam.

5.1 Miešanie udalostí pomocou modelu produkcie nekorelovaných častíc

Pre vyšetrenie metódy miešania udalostí pre prípad produkcie dvoch rezonancií v tom istom rozpadovom kanáli použijeme model nekorelovej produkcie častíc. Jedinými časticami, ktoré sú korelované, sú páry, ktoré pochádzajú z rozpadu tej istej rezonancie. Výhodou tohoto modelu je, že nám umožňuje urobiť všetky výpočty analyticky. Tento model zanedbáva priečnu hybnosť častíc, no nezabudneme na ňu a pri testovaní získaných výsledkov sa k nej vrátíme.

Predtým ako pristúpime k samotnému výpočtu, zavedieme označenie. Označenie bolo navrhnuté tak, aby sa výpočty ľahko čítali. Keďže cieľom je štúdium baryónových rezonancií v $p\pi^-$ kanáli, označme produkty rozpadu rezonancie v našom modeli ako protón a pión. Počas celého výpočtu budeme uvažovať tri typy udalostí: typ 0, čo sú udalosti bez akejkoľvek rezonancie a typ 1 a 2, čo sú udalosti s jednou rezonanciou typu 1 alebo 2. Pravdepodobnosti produkcie jednotlivých udalostí sú $Pr(0)$ pre udalosť bez rezonancií, $Pr(1)$ a $Pr(2)$ pre udalosť s rezonanciou. Udalosti s produkciou oboch rezonancií naraz môžeme pre prípad hadrón-protónových zrážok zanedbať. V hadrón-protónových udalostiach môže v dôsledku zákona zachovania baryónového náboja nastať situácia buď s jednou rezonanciou alebo s viacerými. Ak ich však vznikne viac, tieto musia pochádzať potom buď z kaskádovania

a vtedy ich nemáme v tom istom kanáli, alebo musia vznikáť spolu s antičasticami, čo zase znižuje celkovú pravdepodobnosť pozorovania takejto udalosti. Overenie toho, že metóda funguje sa dá doviesť do konca aj v prípade, že sa obe rezonancie môžu narodiť v tej istej udalosti a rozpadnúť do toho istého kanála, no výpočet je zložitejší a neprináša žiadne nové poznatky, takže ja tu uvediem zjednodušenú variantu, kde nebudeme uvažovať udalosti s oboma rezonanciami naraz.

Ako už bolo spomenuté, rozpadové produkty budeme nazývať protóny a pióny. Počet protónov v udalostiach bez rezonancie budeme označovať n_p . Podobne počet piónov v udalostiach bez rezonancie je označený symbolom n_π . V udalostiach s rezonanciou počet protónov a piónov obsahuje navyše dolný index 1 alebo 2, podľa toho, ktorá rezonancia bolo v udalosti vyprodukovaná. Navyše budeme rozlišovať, či protón alebo pión pochádza z rezonancie, alebo je to pozadová častica. Pozadové sú odlišené akcentom tilda na príslušnom symbole. Okrem toho potrebujeme vo výpočtoch hybnostné rozdelenia jednotlivých častíc. Konvencia je taká, že $\rho(p)$ je hybnostné rozdelenie protónov v udalostiach bez rezonancie a $\rho(\pi)$ je hybnostné rozdelenie piónov v udalostiach bez rezonancie. V udalostiach s rezonanciou dolný index a tilda rozlišujú, o akú udalosť ide a či častica pochádza z rezonancie alebo nie. Normalizácia hybnostných rozdelení je nasledovná:

$$\int \rho_1(p) dp = 1 \quad (5.1)$$

V tomto vzťahu sa integruje cez hybnosť protónu. To isté platí o všetkých hybnostných rozdeleniach v modeli.

Tu môžeme začať písať vzťah popisujúci rozdelenie invariantných hmotností v dátach. Prvý člen tohoto rozdelenia zodpovedá udalostiam neobsahujúcich rezonanciu a je úmerný

$$Pr(0) \sum_{n_p n_\pi} Pr(n_p n_\pi | 0) n_p n_\pi \rho(p) \rho(\pi) \quad (5.2)$$

Vystupuje tu ešte jeden symbol, ktorý nebol doteraz popísaný a to symbol $Pr(n_p n_\pi | 0)$, ktorý predstavuje podmienenú pravdepodobnosť, že v udalosti bez rezonancie sa vyprodukuje n_p protónov a n_π piónov. Podobné podmienené pravdepodobnosti budú aj pre udalosti s rezonanciou. Vo vzťahu pre rozdelenie invariantných hmotností nasledujú štyri členy zodpovedajúce udalostiam s vyprodukovanou rezonanciou prvého typu. Pôvod týchto štyroch členov je v kombináciách, kde sú obe častice pozadové, protón je z pozadia a pión je z rezonancie, pión je z pozadia a protón je z rezonancie a obe častice sú z rezonancie. V poslednej kombinácii hybnostné rozdelenia nie sú nezávislé

a sú označené symbolom $\rho_1(p, \pi)$. Podobné štyri členy sú aj pre udalosti, kde je produkovaná rezonancia druhého typu. Keďže vzťah je relatívne dlhý, na tomto mieste ho nevedieme, ale možno ho nájsť v prílohe C, rovnica (C.1).

Ďalšou vecou, ktorá je potrebná, je rozdelenie invariantných hmotností párov pochádzajúcich z rôznych udalostí. Konštrukcia vzťahu popisujúceho toto rozdelenie je podobná konštrukcii predchádzajúceho vzťahu. Rozdiel je v tom, že každý člen je úmerný súčinu dvoch pravdepodobností pre produkciu udalosti, jednej pre produkciu udalosti, z ktorej bol zobrahaný protón a druhej pre produkciu udalosti, z ktorej pochádza pión. V tomto rozdelení sú všetky páry nezávislé. Jednotlivé členy zodpovedajú nasledovným párom. Prvý zodpovedá párom, kde obe častice pochádzajú z udalosti bez rezonancie. Ďalšie štyri sú pre páry, kde je protón z udalosti bez rezonancie a pión z udalosti s rezonanciou. Podobne máme aj štyri členy pre páry, kde je pión z udalosti bez rezonancie a protón z udalosti s rezonanciou. Nasledujú štyri členy pre páry, kde obe častice pochádzajú z udalosti s prvým typom rezonancie a podobné štyri členy pre udalosti s druhým typom rezonancie. Na záver je tu ešte osem členov, kde protón pochádza z udalosti s jedným typom rezonancie a pión z udalosti s druhým typom rezonancie. Vzťah je opäť dlhý a teda je posunutý do prílohy C, rovnica (C.2).

Ďalším krokom vo výpočte je vyjadrenie rozdielu spektra invariantných hmotností a mixovaného spektra. Na to, aby sme ho mohli urobiť, potrebujeme zjednodušiť hybnostné rozdelenia. K tomuto využijeme fixovanie hybnosti protónu do úzkeho binu v pozdĺžnej hybnosti, čo prakticky znamená, že hybnostné rozdelenia protónov v takomto bine budú nezávislé od toho, ako protón vznikol. Z toho môžeme povedať, že

$$\rho(p) = \rho_1(p) = \rho_2(p) = \widetilde{\rho}_1(p) = \widetilde{\rho}_2(p) \equiv \rho_p \quad (5.3)$$

Okrem toho ešte potrebujeme počítavať podmienené pravdepodobnosti vo vyjadrení spektra invariantných hmotností. Pre sčítanie pravdepodobností platia vzťahy podobné nasledovnému

$$\sum_{n_{1p}\widetilde{n}_{1\pi}} Pr(n_{1p}\widetilde{n}_{1\pi}|1)n_{1p} + \sum_{\widetilde{n}_{1p}\widetilde{n}_{1\pi}} Pr(\widetilde{n}_{1p}\widetilde{n}_{1\pi}|1)\widetilde{n}_{1p} = \sum_{\widetilde{n}_{1\pi}} Pr(\widetilde{n}_{1\pi}|1) \quad (5.4)$$

Využívajúc predchádzajúce zjednodušenia prideme k výslednému vzťahu pre odčítané rozdelenie, ktoré vznikne odčítaním spektra invariantných hmotností z párov častíc z rôznych udalostí od spektra invariantných hmotností. Výsledný vzťah je relatívne jednoduchý a ako možno vidieť v nasledovnom vzťahu, zreteľne sa oddelili od seba členy zodpovedajúce rôznym rezonanciam.

$$\rho(m) - \rho_{mix}(m) = \int dpd\pi C(m; p, \pi) \{$$

$$\begin{aligned}
& Pr(1) \sum_{n_{1p}n_{1\pi}} Pr(n_{1p}n_{1\pi}|1)n_{1p}n_{1\pi}[\rho_1(p, \pi) - \rho_p\rho_1(\pi)] + \\
& Pr(2) \sum_{n_{2p}n_{2\pi}} Pr(n_{2p}n_{2\pi}|2)n_{2p}n_{2\pi}[\rho_2(p, \pi) - \rho_p\rho_2(\pi)] \} \quad (5.5)
\end{aligned}$$

Tu by sme ukončili popis odčítaného rozdelenia v dátach a v ďalšej časti sa pokúsime tu získaný výsledok popísať komplementárnou Monte Carlo simuláciou, ktorá by obsahovala iba rezonancie.

5.2 Komplementárna Monte Carlo simulácia

V predchádzajúcich prácach bolo navrhnuté použiť na zistenie stredného počtu vyprodukovaných rezonancií komplementárnu Monte Carlo simuláciu, ktorá by obsahovala iba rezonancie. Tento návrh tu vyšetříme v prípade produkcie dvoch rezonancií v rozpadovom kanáli. Použijeme ten istý formalizmus, ako pre prípad odčítaného rozdelenia z dát.

Otázka, ktorá tu vyvstáva je, ako robiť komplementárnu Monte Carlo simuláciu na popis dát. Na prvý pohľad väčšinu ľudí napadne dať obe rezonancie do tej istej komplementárnej Monte Carlo simulácie. Vyšetříme teda na úvod práve túto možnosť, pričom rovnako ako pre prípad dát, aj tu budeme uvažovať iba také udalosti, kde je vyprodukovaná maximálne jedna rezonancia. V tejto komplementárnej Monte Carlo simulácii bude teda každá udalosť obsahovať iba jednu rezonanciu a žiadnu inú časticu. Popis hmotnostného rozdelenia je v takom prípade veľmi jednoduchý a bude obsahovať iba dva členy, každý pre jednu rezonanciu. Tvar hmotnostného rozdelenia bude nasledovný ¹

$$\begin{aligned}
\rho^{MC}(m) = & \int dpd\pi C(m; p, \pi) \{ \\
& Pr(1) \sum_{n_{1p}n_{1\pi}} Pr(n_{1p}n_{1\pi}|1)n_{1p}n_{1\pi}\rho_1(p, \pi) + \\
& Pr(2) \sum_{n_{2p}n_{2\pi}} Pr(n_{2p}n_{2\pi}|2)n_{2p}n_{2\pi}\rho_2(p, \pi) \} \quad (5.6)
\end{aligned}$$

Miešané rozdelenie je taktiež jednoduché. Tu máme štyri členy, dva, v ktorých obe použité udalosti obsahovali tú istú rezonanciu a dva, kde sú v použitých udalostiach rôzne rezonancie. Presné vyjadrenie má nasledovný tvar

$$\rho_{mix}^{MC}(m) = \int dpd\pi C(m; p, \pi) \{$$

¹Pravdepodobnosti $Pr(1)$ a $Pr(2)$ nemajú rovnaké číselné hodnoty ako tieto pravdepodobnosti v predchádzajúcej podkapitole.

$$\begin{aligned}
& Pr(1)Pr(1) \sum_{n_{1p}n_{1\pi}} Pr(n_{1p}|1)Pr(n_{1\pi}|1)n_{1p}n_{1\pi}\rho_p\rho_1(\pi) + \\
& Pr(2)Pr(2) \sum_{n_{2p}n_{2\pi}} Pr(n_{2p}|2)Pr(n_{2\pi}|2)n_{2p}n_{2\pi}\rho_p\rho_2(\pi) + \\
& Pr(1)Pr(2) \sum_{n_{1p}n_{2\pi}} Pr(n_{1p}|1)Pr(n_{2\pi}|2)n_{1p}n_{2\pi}\rho_p\rho_2(\pi) + \\
& Pr(2)Pr(1) \sum_{n_{2p}n_{1\pi}} Pr(n_{2p}|2)Pr(n_{1\pi}|1)n_{2p}n_{1\pi}\rho_p\rho_1(\pi) \} \quad (5.7)
\end{aligned}$$

V tomto vzťahu je už využité to, že miešanie v dátach sme robili s protónom zafixovaným v úzkom bine pozdĺžnej hybnosti a že to isté chceme robiť aj v komplementárnej Monte Carlo simulácii. Znova nás zaujíma rozdiel týchto dvoch spektier. Pri úprave výrazov opäť využijeme fakt, že celková pravdepodobnosť vyprodukovať udalosť musí byť rovná jednej, čo pre komplementárnu Monte Carlo simuláciu znamená, že $Pr(1) + Pr(2) = 1$. Po zjednodušení sa nám odčítané spektrum rozdelí na dve od seba nezávislé časti, jednu pre prvý typ rezonancie a jednu pre druhý typ rezonancie. Presný tvar vyzerá nasledovne

$$\begin{aligned}
\rho^{MC}(m) - \rho_{mix}^{MC}(m) = & \int dpd\pi C(m; p, \pi) \{ \\
& Pr(1) \sum_{n_{1p}n_{1\pi}} Pr(n_{1p}n_{1\pi}|1)n_{1p}n_{1\pi}[\rho_1(p, \pi) - \rho_p\rho_1(\pi)] + \\
& Pr(2) \sum_{n_{2p}n_{2\pi}} Pr(n_{2p}n_{2\pi}|2)n_{2p}n_{2\pi}[\rho_2(p, \pi) - \rho_p\rho_2(\pi)] \} \quad (5.8)
\end{aligned}$$

Porovnaním tvaru odčítaného spektra z dát a z komplementárnej Monte Carlo simulácie zistíme, že tvar je úplne rovnaký, jediný rozdiel je v pravdepodobnostiach produkcie rezonancií.

Popis dát komplementárnou Monte Carlo simuláciou, kde sa nachádzajú obe rezonancie naraz, je však pri spracovaní dát nepraktický, keďže po každej zmene pomeru pravdepodobností produkcie jednotlivých rezonancií treba komplementárnu Monte Carlo simuláciu spustiť znova. Keď si však uvedomíme, že odčítané spektrum v dátach aj v komplementárnej Monte Carlo simulácii obsahuje dva členy, jeden pre každú rezonanciu a že sa tam nenachádza interferencia medzi dvoma rezonanciami, môžeme sa pokúsiť popísať odčítané spektrum z dát pomocou dvoch komplementárnych Monte Carlo simulácií, pričom pre každú rezonanciu budeme mať práve jedno. Odčítané spektrum v komplementárnej Monte Carlo simulácii pre jednu rezonanciu

vyzerá nasledovne

$$\rho_1^{MC}(m) - \rho_{1mix}^{MC}(m) = \int dp d\pi C(m; p, \pi) \left\{ \sum_{n_{1p} n_{1\pi}} Pr(n_{1p} n_{1\pi} | 1) n_{1p} n_{1\pi} [\rho_1(p, \pi) - \rho_p \rho_1(\pi)] \right\} \quad (5.9)$$

Opäť si možno všimnúť, že tvar tohoto spektra je rovnaký, ako jeden z príspevkov v rovnici (5.8), jediný rozdiel je v absolútnej normalizácii. Ak pridáme ešte jednu takúto komplementárnu Monte Carlo simuláciu pre druhú rezonanciu, dostaneme presne to isté, ako v komplementárnej Monte Carlo simulácii, kde boli miešané obe rezonancie naraz. Takýto spôsob popisu má ešte jednu praktickú výhodu, že pri zmene pravdepodobnosti pre produkciu rezonancie netreba znova spúšťať komplementárnu Monte Carlo simuláciu.

5.3 Monte Carlo test metódy pre dve rezonancie

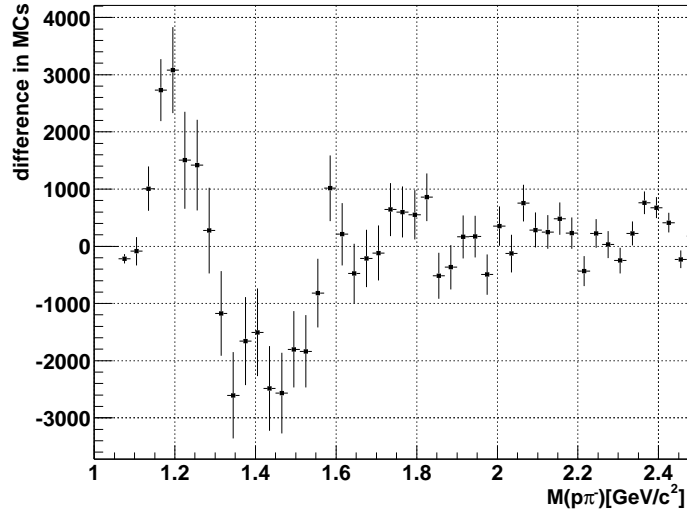
Výsledky získané v tejto kapitole môžeme overiť pomocou relatívne jednoduchých modelov. Ako prvé overíme fakt, že komplementárne Monte Carlo simulácie, ktoré boli v podkapitole 5.2 navrhnuté na popis dát, sú ekvivalentné. Následne overíme extrakciu rezonancií na modeli bez zákona zachovania hybnosti a energie. Záverečný test bude potom na modeli so zákonom zachovania hybnosti a energie. V nasledujúcich častiach neuvádzam počty udalostí v jednotlivých Monte Carlo simuláciách, ale vždy je to aspoň štvornásobok počtu udalostí dostupných v experimente NA49.

5.3.1 Porovnanie komplementárnych Monte Carlo simulácií na popis dát

To, že rôzne spôsoby robenia komplementárnej Monte Carla simulácie na popis dát sú ekvivalentné, je výsledok, ktorý sa overuje najľahšie. Na overenie tohoto výsledku použijeme Δ^0 a $N^*(1440)$ rezonancie, ktoré budeme generovať s rovnomerným rozdelením v X_F . Rozdelenie v priechnej hybnosti má tvar

$$\frac{dN}{dp_T} = p_T \cdot e^{-\beta p_T^2} \quad (5.10)$$

Pre test sme použili p_T rozdelenia oboch rezonancií s $\beta = 3GeV^{-2}$. Miešanie udalostí sme robili s protónom fixovaným do X_F binu širokého 0.1. Na obrázku 5.1 je ukážka výsledku porovnania v jednom z X_F binov protónu. Na grafe

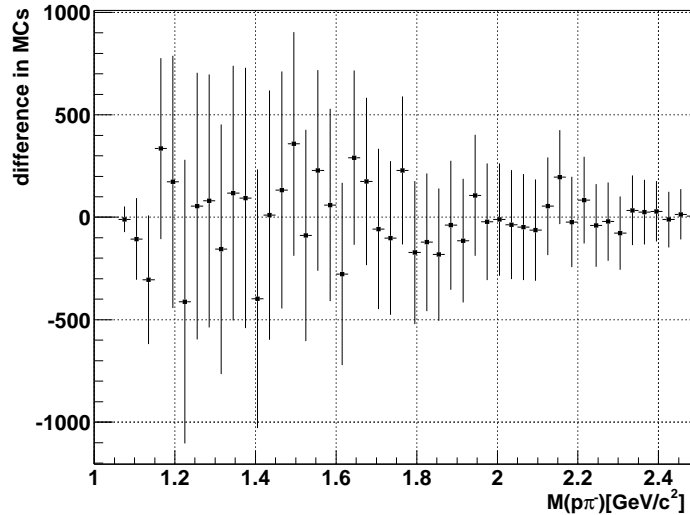


Obrázok 5.1: Rozdiel odčítaných rozdelení z komplementárnej Monte Carlo simulácie, kde boli obe rezonancie spolu a dvoch komplementárnych Monte Carlo simulácií, pre každú rezonanciu jednu. Obe rezonancie boli generované s rovnakým p_T rozdeleniami.

je rozdiel komplementárnej Monte Carlo simulácie, kde boli obe rezonancie miešané naraz a dvoch komplementárnych Monte Carlo simulácií, každé pre jednu rezonanciu. Je zrejmé, že dve navrhnuté verzie popisu dát, ktoré boli navrhnuté, nie sú úplne rovnaké.

Rozdiel medzi týmito komplementárnymi Monte Carlo simuláciami je v priechnej hybnosti protónov. Ak totiž obidve rezonancie budú mať to isté rozdelenie v priechnej hybnosti, protóny z nich budú mať rozdelenia v priechnej hybnosti rôzne, pričom aj priechna hybnosť prispieva do invariantnej hmotnosti. Takéto tvrdenie sa ľahko overí, ak nastavíme rozdelenia v priechnej hybnosti rezonancií tak, aby protóny z rozpadov oboch rezonancií mali rovnaké rozdelenie v priechnej hybnosti. Na obrázku 5.2 je výsledok tohoto porovnania, opäť vo forme rozdielu dvoch metód na robenie komplementárnych Monte Carlo simulácií. Je vidno, že rozdiel je tu na úrovni štatistických chýb.

Z toho vidieť, že priechna hybnosť nie je úplne zanedbateľná. Vo výpočtoch bola zanedbaná hlavne kvôli jednoduchosti.

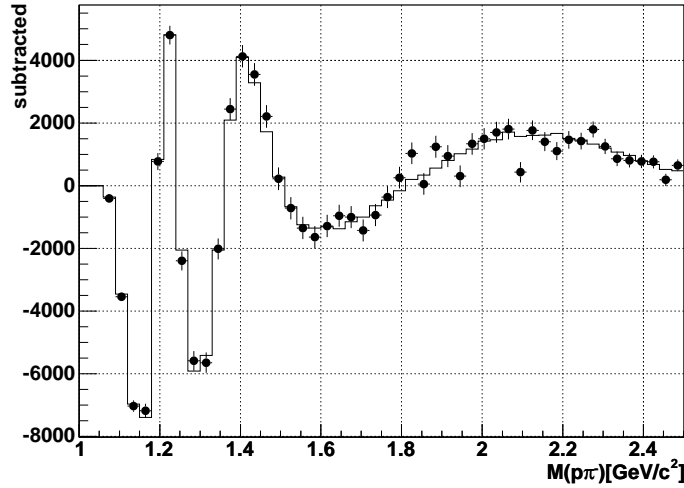


Obrázok 5.2: Rozdiel odčítaných rozdelení z komplementárnej Monte Carlo simulácie, kde boli obe rezonancie spolu a dvoch komplementárnych Monte Carlo simulácií, pre každú rezonanciu jedno. Rezonancie boli generované s takým p_T rozdelením, aby protóny z ich rozpadov mali rovnaké p_T rozdelenie.

5.3.2 Extrakcia stredného počtu rezonancií z triviálneho modelu

To, že metóda funguje overíme najprv na čo najjednoduchšom modeli, ktorý bude spĺňať všetky predpoklady, ktoré boli použité vo výpočte. Tomu zodpovedá model, ktorý v sebe obsahuje iba korelácie častíc pochádzajúcich z tej istej rezonancie. Iné korelácie ako napríklad zachovanie energie a hybnosti sa v tomto modeli nenachádzajú.

Model teda pozostáva z troch rôznych druhov udalostí. Prvý druh sú udalosti, v ktorých sa nachádzali iba pozadové protóny a pióny. Počet protónov v týchto udalostiach bol od nula do troch a počet piónov od nula do štyroch. Druhým typom udalostí sú udalosti, kde sa narodila Δ rezonancia a tu bol počet pozadových protónov od nula do dva a počet pozadových piónov od nula do tri. Tretím druhom udalostí sú udalosti obsahujúce rezonanciu $N^*(1440)$. Tieto udalosti navyše obsahovali nula až dva pozadové protóny a nula až tri pozadové pióny. Vo všetkých troch typoch udalostí je počet pozadových protónov a piónov rozdelený rovnomerne. Pravdepodobnosť produkcie udalosti s Δ rezonanciou je $Pr(1) = 0.2$ a pravdepodobnosť produkcie udalosti s $N^*(1440)$ rezonanciou je $Pr(2) = 0.3$. Zvyšné udalosti boli udalosti bez rezonancií. Rozdelenie pozdĺžnych hybností je pre všetky



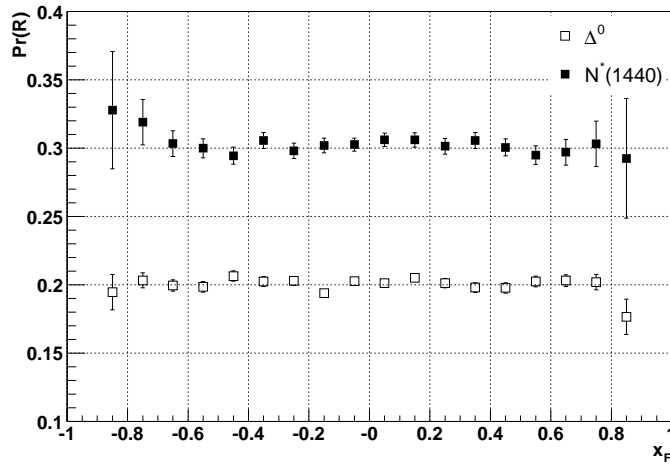
Obrázok 5.3: Príklad odčítaného rozdelenia z triviálneho modelu (krúžky) spolu s popisom pomocou komplementárnej Monte Carlo simulácie, ktoré obsahovalo iba rezonancie. Próton bol fixovaný v intervale $X_F \in \langle 0.2; 0.3 \rangle$.

častice rovnomerné v sústave hmotného stredy.

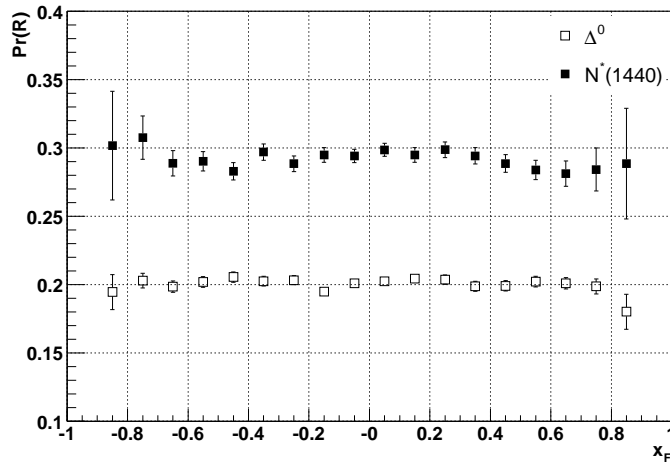
Čo sa týka priečnej hybnosti, tu boli urobené dva testy, jeden, v ktorom boli priečne hybnosti generované podľa vzťahu (5.10), pričom parameter β bol nastavený pre jednotlivé častice tak, aby všetky protóny mali rovnaké rozdelenie v priečnej hybnosti. Toto presne zodpovedá analytickému modelu uvedenému v tejto kapitole. V druhom teste boli použité znova rozdelenia v priečnej hybnosti zo vzťahu (5.10), no tu bol parameter β rovnaký pre požadové protóny a obidve rezonancie.

Na grafe 5.3 možno vidieť príklad odčítaného spektra z tohoto triviálneho modelu spolu s popisom pomocou komplementárnej Monte Carlo simulácie, ktorá obsahovala iba rezonancie. Následne na grafe 5.4 možno vidieť výsledky prvého testu, kedy boli p_T rozdelenia rezonancií také, aby všetky protóny mali rovnaké rozdelenie v priečnej hybnosti. Ako bolo ukázané v predchádzajúcej podkapitole, v takomto prípade nie je rozdiel medzi popisom pomocou jednej komplementárnej Monte Carlo simulácie s oboma rezonanciami a dvoma komplementárnymi Monte Carlo simuláciami, každé pre jednu rezonanciu. Z grafu 5.4 vidieť, že extrahovaná pravdepodobnosť produkcie udalostí s rezonanciou dobre súhlasí s hodnotou, ktorá bola vložená do modelu.

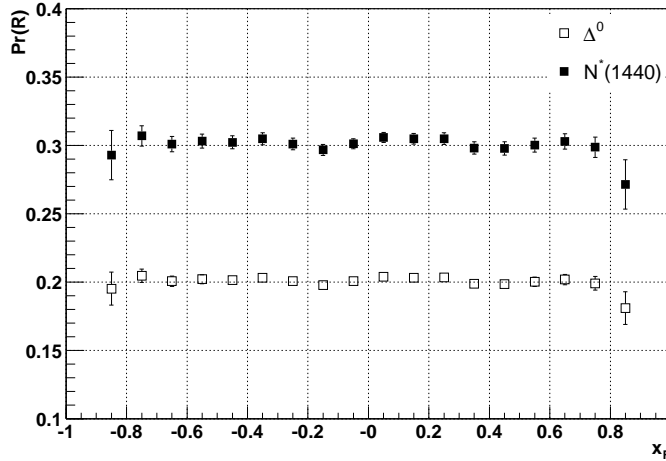
V druhom teste už je rozdiel medzi dvoma spôsobmi popisu dát a teda výsledok tohoto testu je rozdelený do dvoch grafov. Na grafe 5.5 je výsledok extrakcie, v ktorej na popis boli použité dve separátne komplementárne



Obrázok 5.4: Nameraná pravdepodobnosť produkcie rezonancií v triviálnom modeli v prípade, keď všetky protóny mali rovnaké p_T rozdelenie. Hodnoty, ktoré boli do modelu vložené, sú 0.2 a 0.3, čo je zhodné s nameranými hodnotami.



Obrázok 5.5: Nameraná pravdepodobnosť produkcie rezonancií v triviálnom modeli v prípade, keď rezonancie mali rovnaké p_T rozdelenie. Na popis boli použité dve separátne komplementárne Monte Carlo simulácie. Hodnoty, ktoré boli do modelu vložené, sú 0.2 a 0.3.



Obrázok 5.6: Nameraná pravdepodobnosť produkcie rezonancií v triviálnom modeli v prípade, keď rezonancie mali rovnaké p_T rozdelenie. Na popis bola použitá jedna komplementárna Monte Carlo simulácia s oboma rezonanciami. Hodnoty, ktoré boli do modelu vložené, sú 0.2 a 0.3.

Monte Carlo simulácie. Výsledok s použitím jednej komplementárnej Monte Carlo simulácie pre obe rezonancie je na grafe 5.6. Z týchto dvoch grafov možno jednoznačne tvrdiť, že popis jednou komplementárnou Monte Carlo simuláciou dáva lepšie výsledky, ale ani výsledok za použitia dvoch separátnych komplementárných Monte Carlo simulácií nie je príliš zlý a minimálne sa dá použiť na prvé stanovenie pravdepodobností produkcie pre jednotlivé druhy udalostí a teda aj pre jednotlivé rezonancie.

5.3.3 Extrakcia stredného počtu rezonancií z modelu so zákonom zachovania hybnosti a energie

Keď už sme zistili, že navrhnutá metóda funguje v podmienkach za ktorých boli robené výpočty, možno pristúpiť k testu na realistickejšom modeli. Pod realistickejším modelom budeme rozumieť model, ktorý zahrnie základnú koreláciu prítomnú v prírode a tou je zákon zachovania hybnosti a energie.

Udalosti v tomto modeli pozostávajú z protónu a piónov všetkých troch nábojov, pričom každý náboj sa podieľa na celkovej počte piónov zhruba jednou tretinou. K týmto časticiam je ešte generovaná jedna častica a to buď druhý protón alebo Δ rezonancia alebo $N^*(1440)$ rezonancia. Pravdepodobnosti generovať rezonancie sú $Pr(1) = 0.2$ a $Pr(2) = 0.3$ pre Δ^0 a $N^*(1440)$ rezonancie. Celkový počet častíc v udalosti je rozdelený Poisso-

novsky so strednou hodnotou $\mu = 12$.

Na samotné generovanie hybností bol použitý Jadachov algoritmus [51]. Ide o algoritmus na generovanie rapidít a priečných hybností v cylindrickom fázovom priestore. Pôvodne bol navrhnutý na výpočet mnohorozmerných integrálov cez Lorentzovsky invariantný fázový priestor, ktoré sa počítajú metódou Monte Carlo. V použítom modeli generácia udalosti prebieha nasledovne. Najprv vygenerujeme počet častíc, ktoré bude mať príslušná udalosť. Následne každej častici priradíme hmotnosť a to buď tabuľkovú, alebo ak ide o rezonanciu, tak ju vygenerujeme podľa príslušného relativistického Breit-Wignerovho rozdelenia. V druhom kroku pre každú časticu v udalosti vygenerujeme priečnu hybnosť, pričom táto je generovaná pre každú časticu nezávisle podľa rozdelenia (5.10). To aby sa celková priečna hybnosť v udalosti rovnala nule zabezpečíme transformáciou

$$\mathbf{p}_T^i \rightarrow \mathbf{p}_T^i - \frac{1}{n} \sum_j \mathbf{p}_T^j \quad (5.11)$$

kde \mathbf{p}_T^i je priečna hybnosť i -tej častice a n je počet častíc v udalosti. Následne možno pristúpiť ku generovaniu rapidity. Tú negenerujeme priamo, ale najprv pre každú časticu najprv vygenerujeme ξ^i , ktoré je rozdelené rovnomerne v intervale $(0, 1)$. Tieto hodnoty potom pretransformujeme tak, aby najmenšia hodnota bola 0 a najväčšia 1 pomocou transformácie

$$\xi^i \rightarrow \frac{\xi^i - \xi^j}{\xi^k - \xi^j} \quad (5.12)$$

pričom ξ^j a ξ^k sú najmenšia a najväčšia vygenerovaná hodnota. Rapidity získame z hodnôt ξ^i pomocou lineárnej transformácie

$$y^i = Z + Y\xi^i \quad (5.13)$$

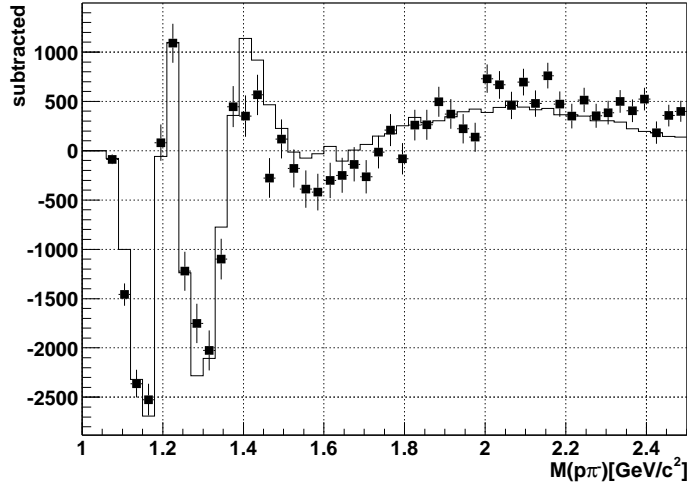
pričom konštanty Z a Y sú dané kinematickými podmienkami

$$w^2 = \left(\sum_i m_T^i \exp(\xi^i Y) \right) \left(\sum_i m_T^i \exp(-\xi^i Y) \right) \quad (5.14)$$

$$w = e^Z \sum_i m_T^i \exp(\xi^i Y) \quad (5.15)$$

kde w je celková energia, ktorá je k dispozícii v sústave hmotného streda. Prvá podmienka neobsahuje Z , takže z nej vyrátame Y a z druhej potom dorátame Z . Výpočet parametra Y je robený pomocou Newtonovej metódy riešením rovnice (5.15). Výslednej udalosti ešte prináleží váha, ktorá je rovná nasledovnému

$$\frac{n(n-1)Y^{n-2}}{2^{n-1}w^2D} \quad (5.16)$$



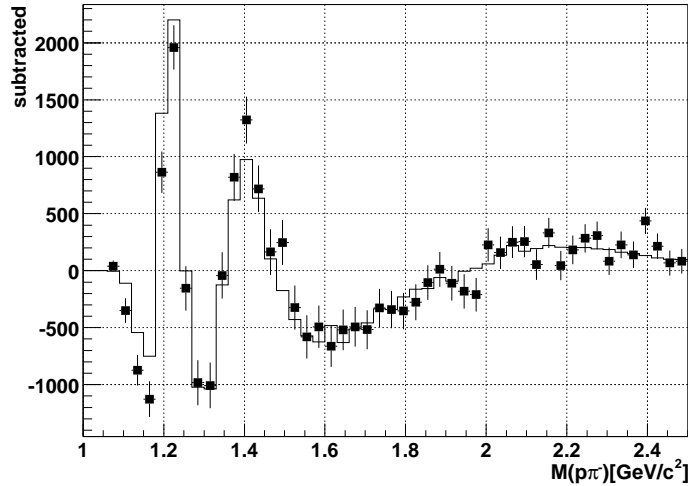
Obrázok 5.7: Príklad odčítaného rozdelenia z modelu so zákonom zachovania energie a hybnosti (štvorčeka) spolu s popisom pomocou komplementárnej Monte Carlo simulácie, ktorá obsahovala iba rezonancie. Próton bol fixovaný v intervale $X_F \in \langle 0.2; 0.3 \rangle$.

kde D je dané vzťahom

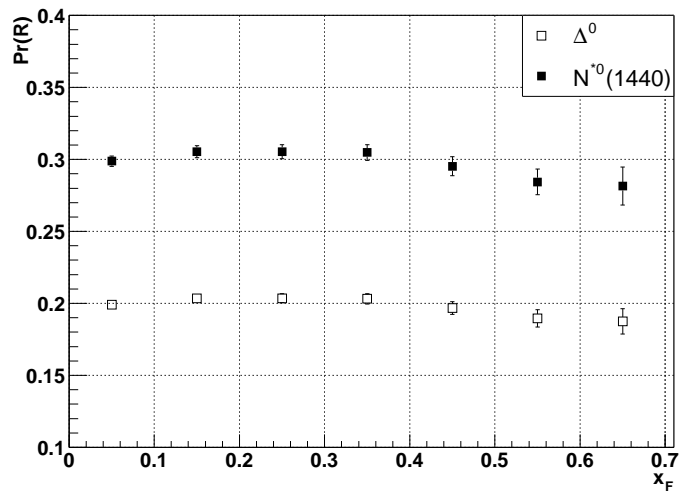
$$D = \left| \frac{\partial}{\partial Y} \ln \left(\sum_i m_T^i \exp(\xi^i Y) \right) \left(\sum_i m_T^i \exp(-\xi^i Y) \right) \right| \quad (5.17)$$

No keďže na testovanie metódy miešania udalostí nemôžeme použiť udalosti s tým, že každej prisúdime príslušnú váhu, potrebujeme sa tejto váhy zbaviť. Jednou z možností je, že nájdeme maximálnu váhu a pre každú vygenerovanú udalosť vygenerujeme náhodné číslo rovnomerne rozdelené v intervale nula až maximálna váha a váhu získanú z rovnice (5.16) porovnáme s týmto číslom. Ak je vygenerované číslo menšie ako váha, udalosť zaradíme do spracovania a ak je vygenerované číslo väčšie ako váha, udalosť zahodíme. Nevýhodou takéhoto postupu je to, že v konečnom efekte môžeme zahadzovať dosť veľa udalostí a generátor udalostí sa stáva pomalý. Výhodou takéhoto postupu je, že presne zodpovedá integrálu cez fázový priestor. Keďže však metóda na spracovanie dát musí pracovať nezávisle od toho, ako sa správa svet, možno zvoliť jednoduchší spôsob vysporiadania sa s váhami a to, že ich jednoducho nebudeme uvažovať a do spracovania zahrnieme všetky udalosti nezávisle na ich váhe.

Ako prvé je na grafe 5.7 odčítané spektrum získané z modelu spolu s jeho popisom pomocou komplementárnej Monte Carlo simulácie. Ako vidieť, rezonanciu $N^*(1440)$ v tomto prípade komplementárna Monte Carlo simulácia



Obrázok 5.8: Príklad odčítaného rozdelenia z modelu so zákonom zachovania energie a hybnosti (štvorčeky) spolu s popisom pomocou komplementárnej Monte Carlo simulácie, ktorá obsahovala iba rezonancie. Próton bol fixovaný v intervale $X_F \in \langle 0.2; 0.3 \rangle$. Okrem toho boli použité aj ďalšie obmedzenia v priečných hybnostiach (pozri text).



Obrázok 5.9: Nameraná pravdepodobnosť produkcie rezonancií v modeli so zákonom zachovania energie a hybnosti. Pri miešaní udalostí boli využité dodatočné obmedzenia v priečnej hybnosti. Na popis bola použitá jedna komplementárna Monte Carlo simulácia s oboma rezonanciami. Hodnoty, ktoré boli do modelu vložené, sú 0.2 a 0.3.

popisuje dosť zle. Dôvod tohoto zlého popisu spočíva v tom, že fixovaním protónu v bine v pozdĺžnej hybnosti sa síce odstránili účinky korelácie v pozdĺžnom smere, no neodstránili sa však účinky korelácie v priečnom smere. Preto zavedieme ďalšie obmedzenia na to, ktoré páry budem spolu mixovať, pričom tieto obmedzenia sa týkali priečnej hybnosti. Podstata problému spočíva v tom, že rozdelenia v zložkách priečných hybností v pôvodných a miešaných udalostiach sú príliš rozdielne, čo vnáša problémy pri popise odčítaného rozdelenia. Podobný problém nastával v metóde miešania udalostí, keď sa nefixovala jedna z dcérskych častíc rezonancie do úzkeho binu v pozdĺžnej hybnosti. Tu bolo však riešenie jednoduchšie a vyzerá tak, že si rovinu priečnej hybnosti rozdelíme na kvadranty. Toto urobíme pre obe dcérske častice a miešať budeme iba také udalosti, ktoré majú priečnu hybnosť prvej dcérskej častice v rovnakom kvadrante a to isté budeme vyžadovať aj od priečnej hybnosti druhej dcérskej častice. Na záver za účelom zvýšenia štatistiky presumujeme cez všetky kvadranty oboch dcérskych častíc. Na grafe 5.8 je znova ukážka odčítaného spektra spolu s popisom pomocou komplementárnej Monte Carlo simulácie, pričom počas mixovania boli použité aj obmedzenia v priečnej hybnosti. Tu už je popis výrazne lepší a teda táto varianta bola použitá aj na otestovanie metódy na modeli so zákonom zachovania hybnosti a energie. Výsledok testu sa nachádza na grafe 5.9, pričom aj pri tomto modeli možno skonštatovať, že metóda miešania udalostí funguje uspokojivo aj na modeli, ktorý zahŕňa zákon zachovania hybnosti a energie a teda, že metódu môžeme použiť aj na extrakciu stredného počtu rezonancií z dát experimentu.

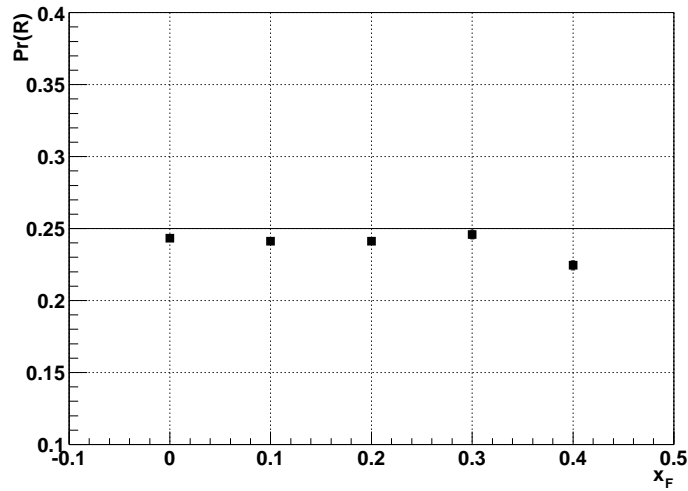
6. Závěrečné poznámky k metodě miešania udalostí

O metodě miešania udalostí by sa dalo toho napísať ešte mnoho, no vyčerpávajúce štúdium samotnej metódy nie je cieľom tejto práce. No i napriek tomu by som rád pridal k tomu, čo už bolo napísané v predchádzajúcej kapitole, zopár poznámok, ktoré sa týkajú miešania udalostí pre štúdium rezonancií v trojčasticovom rozpadovom kanáli a použiteľnosti metódy v zložitejšom prostredí, ako sú hadrón-hadrónové interakcie a to hadrón-jadrové a jadro-jadrové zrážky. Nebudem však už ukazovať zložité výpočty a dôkladné overovanie metódy, ale iba navrhnem spôsob aplikácie metódy a ten overím pomocou Monte Carlo modelu so zákonom zachovania hybnosti a energie.

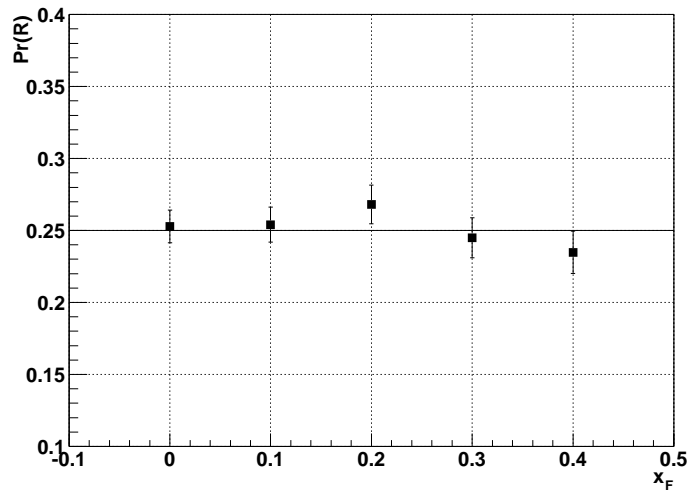
6.1 Metóda miešania udalostí v hadrón-jadro a jadro-jadrových interakciách

V princípe miešanie udalostí v prípade hadrón-jadrových a jadro-jadrových interakcií z hľadiska teórie nie je veľmi odlišné od hadrón-protónových interakcií. Jediným rozdielom je tu fakt, že kým v hadrón-protónových interakciách nám fixovanie protónu v úzkom bine v pozdĺžnej hybnosti zabezpečí, že v tomto bine je iba jeden protón, tak v prípade hadrón-jadrových a jadro-jadrových interakciách toto neplatí. Taktiež už nemožno zanedbať udalosti, kde sa vytvorí viac rezonancií, ktoré sa rozpadnú do toho istého kanála.

Keďže výpočet je zdĺhavý, nebudeme ho robiť, iba sa necháme poučiť z predchádzajúcich výpočtov. Ako už bolo povedané, odlišnosť oproti hadrón-protónovým zrážkam je tu v tom, že ani fixovanie protónu v úzkom bine pozdĺžnej hybnosti nám nezabezpečí, že v tomto bine bude iba jeden protón. Aby sme sa však pri miešaní udalostí v pA a AA interakciách čo najviac priblížili k hadrón-protónovým interakciám, budeme miešať navzájom iba také udalosti, ktoré majú rovnaký počet protónov v úzkom bine pozdĺžnej hybnosti. Na otestovanie takéhoto miešania udalostí bol použitý model, kde sa zachováva energia a hybnosť. Jadro-jadrovú zrážku budeme simulovať ako superpozíciu niekoľkých „nukleón-nukleónových“ zrážok, pričom energia a hybnosť sa zachováva v každej „nukleón-nukleónovej“ zrážke separátne. Na mo-



Obrázok 6.1: Nameraná pravdepodobnosť produkcie rezonancie v jadro-jadrových reakciách. Model pozostával zo superpozície 5 elementárnych udalostí. Plná čiara signalizuje hodnotu, ktorá mala byť nameraná.



Obrázok 6.2: Nameraná pravdepodobnosť produkcie rezonancie v jadro-jadrových reakciách. Model pozostával zo superpozície 20 elementárnych udalostí. Plná čiara signalizuje hodnotu, ktorá mala byť nameraná.

delovanie „nukleón-nukleónovej“ zrážky použijeme model, ktorý sme v tejto práci využili na testovanie metódy miešania udalostí v hadrón-protónových zrážkach v podkapitole 5.3, ktorý bol upravený tak, že sa produkuje iba jedna rezonancia. Urobíme dva testy, ktoré simulujú jadro-jadrové zrážky pri rôznych centralitách. Prvý test zodpovedá periferálnym zrážkam, takže jedna jadro-jadrová udalosť sa skladala zo superpozície zhruba piatich „nukleón-nukleónovej“ zrážok. Presný počet superponovaných zrážok bol rozdelený podľa gaussovského rozdelenia so strednou hodnotou $\mu = 5$ a strednou kvadratickou odchýlkou $\sigma = 2$. Druhý test zodpovedal centrálnym zrážkam. Tu bolo do výslednej udalosti superponovaných zhruba 20 udalostí, pričom ich počet bol opäť rozdelený gaussovsky so strednou hodnotou $\mu = 20$ a strednou kvadratickou odchýlkou $\sigma = 5$.

Na grafe 6.1 je výsledok merania stredného počtu rezonancií z modelu pre periferálne jadro-jadrové zrážky a na grafe 6.2 pre centrálné zrážky. V oboch prípadoch pomocou metódy miešania získavame pravdepodobnosti produkcie rezonancie rovnaké ako boli vložené do samotného modelu.

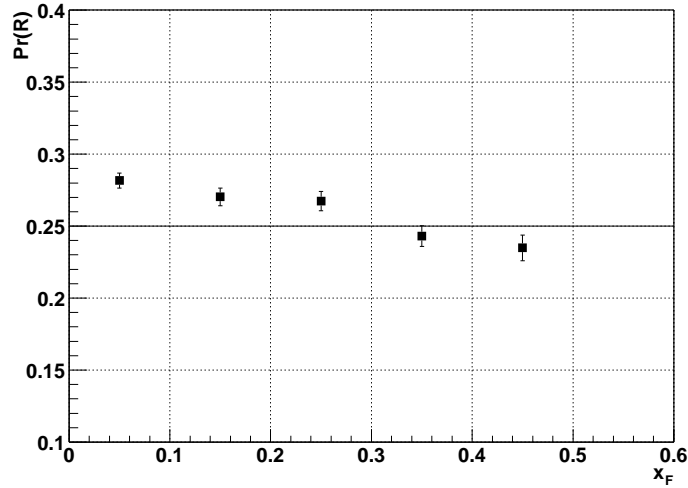
Čo sa týka hadrón-jadrových zrážok, tak tie sú niekde medzi hadrón-hadrónovými a jadro-jadrovými, keď jedna hemisféra sa podobá na hadrón-hadrónové zrážky a druhá hemisféra sa podobá na jadro-jadrové zrážky. Keďže metóda funguje v oboch týchto prípadoch, je opodstatnené veriť, že bude fungovať aj v hadrón-jadrových zrážkach.

Taktiež sme tu vyšetrili iba prípad, keď sa produkuje jedna rezonancia v kanáli, no vzhľadom na to, že pri návrhu metódy miešania udalostí pre jadro-jadrové zrážky sme sa snažili čo najviac priblížiť metódu tomu, čo robíme v hadrón-hadrónových zrážkach, kde nám metóda funguje aj pre dve rezonancie v kanáli, tak je opäť rozumné očakávať, že metóda bude fungovať v jadro-jadrových zrážkach aj pri dvoch rezonanciách v kanáli.

6.2 Metóda miešania udalostí v trojčasticovom kanáli

Pri miešaní udalostí v prípade trojčasticového kanála je situácia oveľa zložitejšia, ako v prípade dvojčasticového kanála. Dôvodom je, že pridaním ďalšej častice do hry nám rapídne stúpne počet možných kombinácií, ktoré sa dajú urobiť.

Prvý návrh na aplikáciu metódy miešania udalostí v trojčasticovom kanáli je taký, že udalosti by sa mali miešať tak, že z prvej udalosti zoberieme protón a obidva pióny zoberieme z druhej udalosti. Táto možnosť nemusí byť najlepšia, no samotné vyšetrenie rôznych možností je relatívne náročná



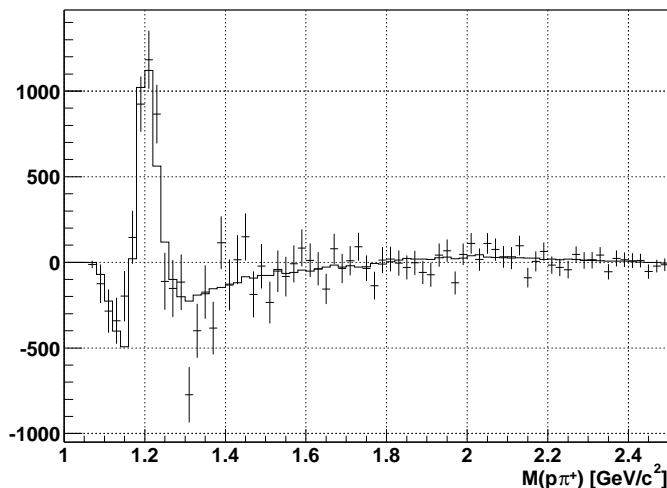
Obrázok 6.3: Nameraná pravdepodobnosť produkcie rezonancie rozpadajúcej sa na tri častice v modeli so zákonom zachovania energie a hybnosti. Pri miešaní udalostí boli využité dodatočné obmedzenia v priečnej hybnosti. Hodnota, ktorá bola do modelu vložená je 0.25.

úloha. Rýchly test tejto varianty sa nachádza na grafe 6.3. Tento test je robený na modeli so zákonom zachovania energie a hybnosti, ktorý je rovnaký, ako model pre testovanie metódy v dvojčasticovom kanáli s dvomi rezonanciami. Na grafe je nakreslená meraná pravdepodobnosť produkcie udalosti s rezonanciou ako funkcia X_F protónu z rezonancie. Je vidieť, že navrhnutá metóda nie je až taká dobrá ako v dvojčasticovom kanáli. Jednoznačne však treba povedať, že pre nasadenie metódy na spracovanie dát v trojčasticovom rozpadovom kanáli je potrebné metódu ešte dopracovať a tu je prezentovaná iba prvotná myšlienka.

7. Účinné prierezy pre produkciu Δ rezonancií v pp zrážkach

Prvé účinné prierezy, ktoré v tejto práci spomeniem, budú inkluzívne účinné prierezy pre produkciu Δ rezonancií v pp zrážkach. Δ rezonancia s hmotnosťou 1232MeV je jednou zo základných baryónových rezonancií. V produkčných experimentoch je nábojový stav Δ^{++} najlepšie preštudovaná rezonancia spomedzi silno sa rozpadávajúcich baryónových rezonancií. Extrakcia účinného prierezu pre produkciu Δ^{++} rezonancie v experimente NA49 už bola vykonaná predtým mnou a to v dizertačnej práci Bracínika [43]. Rozdiel medzi extrakciou vykonanou Bracínikom a mojou extrakciou spočíva v inom spôsobe odčítania pozadia spôsobeného interakciami mimo terča. Čo sa týka ostatných troch nábojových stavov, prácu na extrakcii ich účinného prierezu začal už Bracínik, ale v jeho dizertačnej práci sa tieto výsledky nenachádzajú. Znovu však platí, že oproti jeho práci som mal k dispozícii vyššiu štatistiku. V prípade Δ^0 je hlavný rozdiel oproti extrakcii Bracínika v spôsobe odčítania pozadia spôsobeného interakciami mimo terčového materiálu. V prípade merania Δ^+ a Δ^- stále nie je k dispozícii kompletná štatistika, čo je spôsobené tým, že myšlienka detekovať neutróny vznikla až v neskorších fázach experimentu a rekonštrukčný software na spracovanie údajov z kalorimetra nie je zahrnutý priamo do štandardnej rekonštrukcie. Navyše stále nebola vykonaná rekonštrukcia neutrónov pre dáta s prázdny terčikom a teda pozadie spôsobené interakciami mimo terča nemožno odčítať tak dobre ako je to urobené v prípade Δ^{++} a Δ^0 . Z toho dôvodu treba na absolútnu normalizáciu využiť vzťah (4.13) a pri spracovaní dát vylúčiť udalosti, ktoré by mohli pochádzať z interakcií mimo terča. Oproti predchádzajúcemu meraniu teda moje meranie neprináša zásadné vylepšenie, ale vďaka vyššej štatistike bolo možné získať viac bodov v X_F rozdelení.

Najjednoduchšie je meranie nábojového stavu Δ^{++} , ktorý sa rozpadá na protón a kladný pión. To, že toto meranie je relatívne jednoduché, je spôsobené tým, že v danom rozpadovom kanáli sa môže nachádzať okrem nej iba iná Δ rezonancia s vyššou hmotnosťou, no táto má nižšiu pravdepodobnosť produkcie a teda efektívne merame v kanáli, kde sa nachádza iba jedna rezonancia. V rámci tejto práce som meral iba X_F rozdelenie častíc. V experimente NA49 už bol meraný účinný prierez produkcie Δ^{++} a to X_F aj p_T

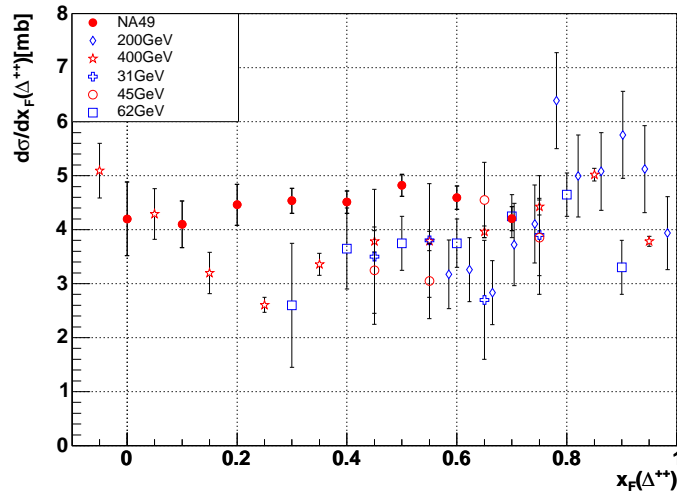


Obrázok 7.1: Príklad odčítaného rozdelenia v kanáli $p\pi^+$ v pp dátach. Rozdelenie zodpovedá $X_F(\Delta) \in \langle 0.15; 0.25 \rangle$, pričom body predstavujú dáta a plná čiara komplementárnu Monte Carlo simuláciu na popis tohoto rozdelenia.

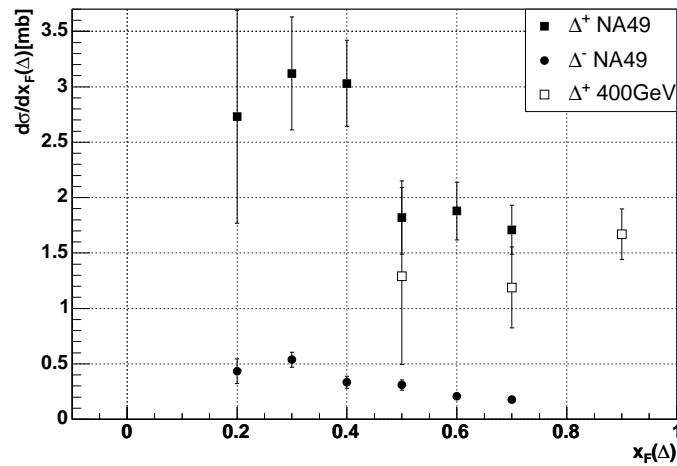
rozdelenie. Rozdelenie v priemernej hybnosti som nemeral znovu, tu som použil už existujúce meranie [43]. Podľa tohoto predchádzajúceho merania má rozdelenie pričných hybností tvar

$$\frac{d\sigma}{dp_T} \sim p_T \cdot e^{-2.95 \text{GeV}^{-2} \cdot p_T^2} \quad (7.1)$$

Na grafe 7.1 je ukážka odčítaného rozdelenia v kanáli $p\pi^+$. Ako vidno, popis odčítaného rozdelenia je veľmi dobrý. Výsledný diferenciálny inkluzívny účinný prierez v závislosti od X_F rezonancie je na obrázku 7.2. Spolu s účinným prierezom meraným v experimente NA49 sa na grafe nachádzajú aj výsledky iných experimentov pri rôznych energiách [52–54]. Ako vidno z grafu, v doprednej oblasti je mnou meraný účinný prierez rovnaký ako v predchádzajúcich experimentoch. V oblasti okolo $X_F \sim 0.25$ je mierny nesúlad. Tento nesúlad momentálne nevieme vysvetliť. Dáta, ktoré sú prezentované (naše aj iné experimenty), majú zobrazené iba štatistické chyby, pričom systematické chyby sú vo všetkých spomínaných meraniach aspoň na úrovni 20%, takže z tohoto pohľadu diskrepancia nie je až taká veľká. Navyše sa tu porovnávame iba s jedným experimentom, ktorého dáta sú mierne podozrivé, keďže tu existuje náznak asymetrie okolo $X_F = 0$. Posledným faktorom, ktorý môže niečo prispieť, je fakt, že staršie merania sú robené pri inej \sqrt{s} , ako má experiment NA49 a nie je vylúčené, že mierna závislosť od \sqrt{s} existuje.



Obrázok 7.2: Inkluzívny diferenciálny účinný prierez produkcie Δ^{++} rezonancie v pp interakciách. Plné krúžky zobrazujú meranie v experimente NA49, ostatné sú merania iných experimentov [52–54]

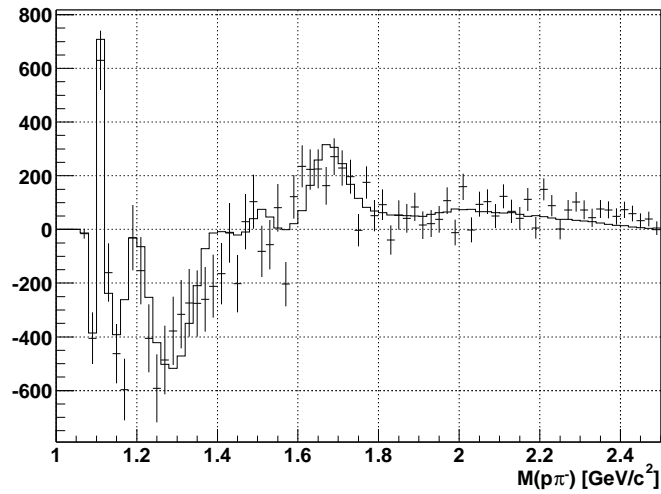


Obrázok 7.3: Inkluzívny diferenciálny účinný prierez produkcie Δ^+ a Δ^- rezonancie v pp interakciách. Plné symboly zobrazujú meranie v experimente NA49, otvorené zobrazujú meranie experimentu EHS [52].

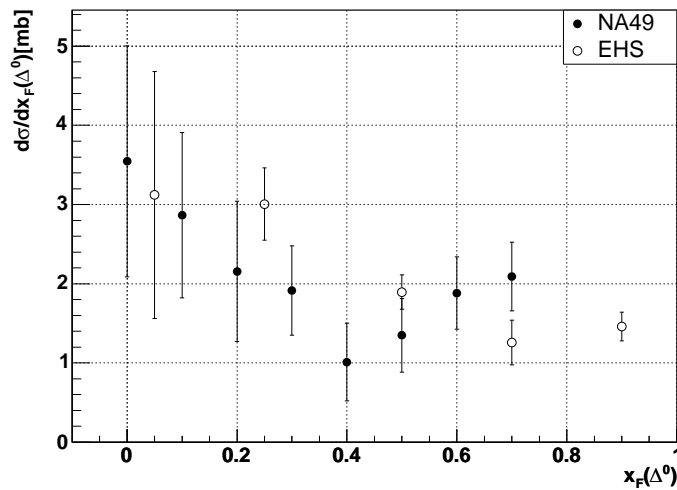
Druhý z Δ stavov, ktorému sa budem venovať, je stav Δ^- . Tento stav má opäť výhodu v tom, že je v podstate jediný v danom rozpadovom kanáli a že vetviaci pomer je rovnako ako v prípade Δ^{++} rovný 1. Problémom v tomto kanáli je však to, že ide o rozpad na neutrón a záporný pión, pričom neutrón je relatívne ťažké detekovať. Experiment NA49 sa o detekciu a identifikáciu neutrónov pokúsil a tak bolo možné urobiť prvé meranie účinného prierezu produkcie Δ^- v pp interakciách. Na získanie X_F rozdelenia pomocou metódy miešania udalostí je potrebné poznať p_T rozdelenie. Tu som predpokladal, že p_T rozdelenie Δ^- je rovnaké ako p_T rozdelenie Δ^{++} . Získané výsledky sa nachádzajú na obrázku 7.3. Na grafe sú znázornené iba štatistické chyby, pričom treba dodať, že vo výsledku nie je zahrnutá strata neutrónov kvôli identifikácii a nie je odčítaný príspevok od stavu $\bar{\Delta}^-$, keďže v kalorimetri sa nedajú rozlíšiť neutróny od antineutrónov. Chyba spôsobená nezahrnutím efektívnosti identifikácie neutrónov je menšia ako 10% [35]. Na druhej strane chyba pochádzajúca z neodčítania $\bar{\Delta}^-$ je zanedbateľná, keďže merať môžeme iba pre $X_F > 0.2$, kde ako vieme z experimentu, je množstvo antičastíc zanedbateľné. Δ rezonancie s $X_F < 0.2$ nie sme schopní merať, vzhľadom na nemožnosť dostatočne kvalitnej identifikácie neutrónov a veľmi zlého hybnostného rozlíšenia neutrónov.

Poslednými dvoma nábojovými stavmi sú Δ^+ a Δ^0 . Tu je meranie zložitejšie, nakoľko v príslušných rozpadových kanáloch sa okrem samotných Δ stavov nachádzajú aj stavy s vyššími hmotnosťami. Ukážka odčítaného rozdelenia v kanáli $p\pi^-$ je na obrázku 7.4. Porovnaním s rozdelením na obrázku 7.1 je jasné, že štruktúra, ktorú treba popísať je podstatne zložitejšia ako v prípade merania Δ^{++} rezonancie. Rozdielna štruktúra uvedených odčítaných rozdelení je výsledkom existencie rezonancií s vyššími hmotnosťami v kanáli $p\pi^-$ a ich neexistencia v kanáli $p\pi^+$. Z toho dôvodu bolo potrebné do komplementárnej Monte Carlo simulácie na popis odčítaného rozdelenia zahrnúť aj N^* rezonancie s hmotnosťami $1440MeV$, $1520MeV$ a $1680MeV$. Pre Δ^+ aj Δ^0 som opäť použil rovnaké p_T rozdelenie ako pre Δ^{++} . Získaný diferenciálny inkluzívny účinný prierez pre Δ^+ je na obrázku 7.3 a pre Δ^0 je na obrázku 7.5. Pre tieto dva stavy existuje jedno meranie robené pri $p_{LAB} = 400GeV/c$ [52], takže v oboch prípadoch sú na grafoch aj porovnania s týmto experimentom. Pre obe tieto rezonancie možno skonštatovať dobrú zhodu medzi mojím meraním a výsledkami experimentu EHS [52]. Pričom treba dodať, že experiment NA49 má potenciál podstatne zlepšiť meranie diferenciálneho inkluzívneho účinného prierezu pre Δ^+ a Δ^0 rezonancie.

Na záver ešte urobím odhad celkového inkluzívneho účinného prierezu pre produkciu Δ rezonancií. Tento využijeme neskôr, keď budeme študovať dôsledky produkcie rezonancií na inkluzívne rozdelenia stabilných častíc.



Obrázok 7.4: Príklad odčítaného rozdelenia v kanáli $p\pi^-$ v pp dátach. Rozdelenie zodpovedá $X_F(\Delta) \in \langle 0.15; 0.25 \rangle$, pričom body predstavujú dáta a plná čiara komplementárnu Monte Carlo simuláciu na popis tohoto rozdelenia.



Obrázok 7.5: Inkluzívny diferenciálny účinný prierez produkcie Δ^0 rezonancie v pp interakciách. Plné symboly zobrazujú meranie v experimente NA49, otvorené zobrazujú meranie experimentu EHS [52].

častica	$\sigma[mb]$
Δ^{++}	8.97 ± 1.58
Δ^+	4.18 ± 1.50
Δ^0	4.08 ± 2.57
Δ^-	0.63 ± 0.16

Tabuľka 7.1: Odhad celkového inkluzívneho účinného prierezu pre produkciu Δ rezonancií v pp interakciách.

Získaný bol integráciou cez oblasť, v ktorej som meral diferenciálny inkluzívny účinný prierez. Integrál som následne doplnil extrapoláciou mimo oblasť, v ktorej som meral s tým, že som využil to, že pp zrážky sú symetrické a teda aj diferenciálny účinný prierez musí byť symetrický okolo $X_F = 0$. Výsledné odhady celkového inkluzívneho účinného prierezu pre Δ rezonancie sa nachádzajú v tabuľke 7.1.

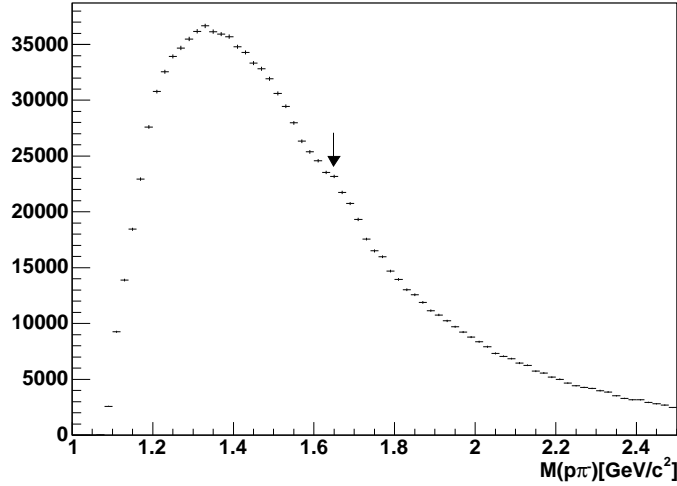
8. Produkcia N^* rezonancií v pp zrážkach

Obsahom tejto kapitoly je ťažiskový výsledok mojej práce a tým je preskúmanie, či sa v pp zrážkach produkujú N^{*0} rezonancie. Výsledkom je zistenie, že tieto rezonancie sa v pp zrážkach produkujú. Okrem toho tu možno nájsť vôbec prvé meranie diferenciálneho inkluzívneho účinného prierezu pre produkciu týchto rezonancií. Meranie produkcie N^{*+} rezonancií táto práca neobsahuje, nakoľko ide o meranie podstatne zložitejšie ako meranie produkcie N^{*0} . Uvádzam ale dôvody, prečo je to zložitejšie meranie a taktiež navrhujem nepriamy spôsob určenia účinného prierezu, ktorý je však z dôvodu nízkej štatistiky momentálne nemožný. No predtým, ako sa začnem venovať výsledkom, zodpoviem ešte dôležitú otázku a síce, prečo hľadať N^* rezonancie. Dôvodom je hlavne to, že pri pohľade do tabuliek častíc zistíme, že tu sa nachádza veľké množstvo častíc, takže vyvstáva otázka, prečo by sa nemohli produkovať aj rezonancie s hmotnosťami vyššími ako je hmotnosť Δ rezonancií. Špeciálne to platí pre produkciu N^* rezonancií, ktoré sú vlastne excitáciami protónu a neutrónu, ktoré sú najprodukovanejšími baryónmi v pp zrážke. Preto je akosi prirodzené položiť si otázku, či sa produkujú aj tieto excitácie alebo nie. Aspoň čiastočná odpoveď na túto otázku sa nachádza na nasledujúcich stranách.

8.1 N^{*0} rezonancie

8.1.1 Signál

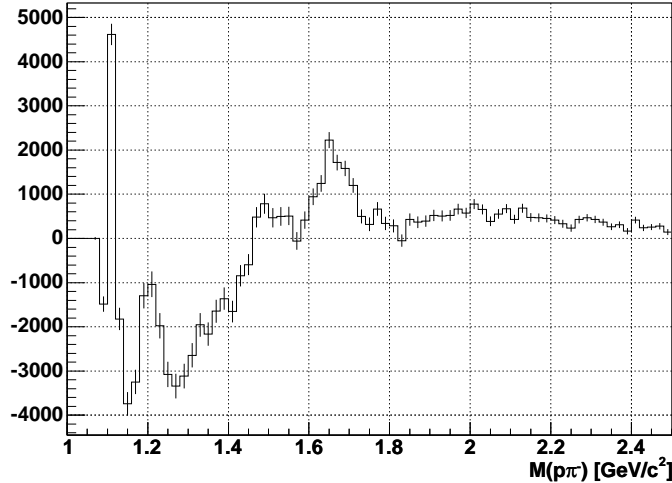
Na úvod zisťovania, či sa nejaká rezonancia produkuje alebo nie, je prirodzené v prvom rade preskúmať, či vidíme príslušný signál v rozdelení invariantných hmotností párov $p\pi^-$. Ináč tomu nie je ani v mojej práci. Problémom je však, že v udalostiach s vyššou multiplicitou je kombinatorické pozadie veľké a tak sa nám ľahko môže stať, že hľadaný signál nebude viditeľný. Z toho dôvodu pri hľadaní signálu vyselektujeme na základe kinematických kritérií iba niektoré páry $p\pi^-$, pričom selekcia bude mať za úlohu výraznejšie potlačiť pozadie, nie však signál. Vhodným kritériom na zvýraznenie signálu,



Obrázok 8.1: Rozdelenie invariantných hmotností párov $p\pi^-$ v pp zrážkach. Na rozdelení je náznak píku s hmotnosťou okolo 1680MeV .

ktorý je ďalej od kinematického prahu, v rozdelení invariantných hmotností je kritérium, aby priečne hybnosti častíc boli orientované pokiaľ možno proti sebe. Samozrejme, že je nemožné použiť iba páry, ktoré majú priečne hybnosti orientované presne proti sebe, a tak je potrebné zvoliť nejaký kompromis. V mojom prípade sú používané iba páry, ktorých uhol medzi priečnymi hybnosťami je väčší ako 130° . Získané rozdelenie invariantných hmotností je na obrázku 8.1. Na rozdelení je viditeľný dosť slušný náznak píku s hmotnosťou zhruba 1680MeV (na obrázku označený šípkou).

Keďže sme sa rozhodli na získavanie stredného počtu produkovaných rezonancií používať metódu miešania udalostí, skúsme sa pozrieť aj na odčítané rozdelenie získané metódou miešania udalostí. Táto metóda nemá žiadnu voľnosť v tom, akým spôsobom odčítať pozadie a tak je možné získať odčítané rozdelenie aj z rozdelenia invariantných hmotností, v ktorom nevidieť píky. Na odčítanom rozdelení sú už píky viditeľné. Odčítané rozdelenie pre páry $p\pi^-$ je na obrázku 8.2, kde je opäť viditeľný pík s hmotnosťou zhruba 1680MeV . Okrem toho je viditeľný aj pík Λ a Δ^0 . Navyše v tomto rozdelení je náznak, že nejaká rezonancia by mohla byť produkovaná aj okolo hmotnosti 1500MeV .

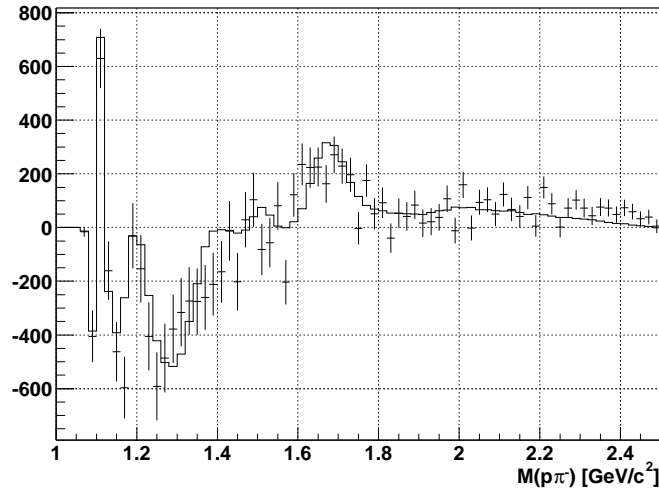


Obrázok 8.2: Príklad odčítaného rozdelenia v kanáli $p\pi^-$ v pp dátach. Na grafe je súčet odčítaných rozdelení získaných pre rôzne X_F rezonancií.

8.1.2 X_F rozdelenie

Po tom, čo sme prezreli príslušné rozdelenia a našli v nich píky, ktoré môžu zodpovedať N^{*0} rezonanciám, pokúsime sa z nameraných dát extrahovať X_F rozdelenia príslušných rezonancií. Na získanie stredného počtu rezonancií použijeme metódu miešania udalostí. Meranie multiplicity N^{*0} rezonancií je potrebné už pri meraní účinného prierezu pre produkciu Δ^0 rezonancie pomocou metódy miešania udalostí. Bez N^{*0} v komplementárnej Monte Carlo simulácii je totiž nemožné popísať odčítané rozdelenie získané z dát. Oproti meraniu Δ^0 však v tomto prípade urobíme jednu modifikáciu. Kým pri meraní Δ^0 sme pozadie od udalostí mimo terčika odčítali, pri meraní N^{*0} toto pozadie odčítavať nebudeme. Dôvodom je nízka štatistika dát s prázdny terčíkom, ktorá by nám neúmerne zvýšila chybu merania. Chybu, ktorej sa týmto dopustíme, sme odhadli zhruba na 3%. Tento odhad vychádza z porovnania účinného prierezu pre produkciu Δ^{++} rezonancie bez odčítania pozadia z interakcií mimo terča a účinného prierezu získaného pri odčítaní tohoto pozadia. Takto získaná percentuálna chyba v závislosti od $X_F(\Delta^{++})$ je na obrázku 8.4.

Ďalším problémom, na ktorý rýchlo narazíme je, že pri pohľade do tabuliek častíc [9] zistíme, že tu sa nenachádza jedna rezonancia s hmotnosťou okolo 1680MeV , ale že existujú až tri rezonancie, ktoré prichádzajú do úvahy pri pozorovanom píku. Vďaka veľkej rozpadovej šírke týchto rezonancií ich však experimentálne nie sme schopní odlíšiť od seba. Z toho dôvodu hovorím

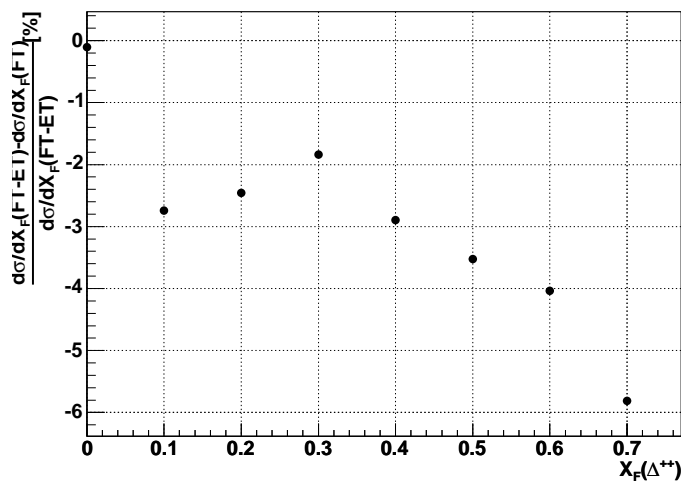


Obrázok 8.3: Príklad odčítaného rozdelenia v kanáli $p\pi^-$ v pp dátach. Body predstavujú dáta pre $X_F(R) \in < 0.15; 0.25 >$ a plná čiara popis komplementárnou Monte Carlo simuláciou.

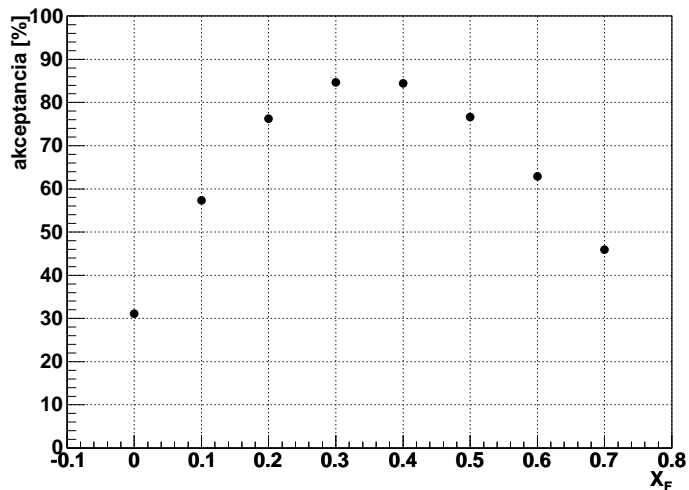
iba o jednej z nich a to o rezonancii $N^{*0}(1680)$, ale rozumiem pod ňou efektívnu rezonanciu, ktorou nahradím reálne $N^{*0}(1680)$, $N^{*0}(1675)$ a $N^{*0}(1650)$ rezonancie. Podobná situácia je aj pre rezonanciu $N^{*0}(1520)$, pod ktorou rozumiem efektívnu rezonanciu nahrádzajúcu $N^{*0}(1520)$ a $N^{*0}(1535)$ rezonancie. Ani v jednom prípade však neurobíme príliš veľkú chybu. Najväčšiu chybu možno urobiť pri výpočte účinného prierezu, kde potrebujeme poznať vetviace pomery. Tie však nie sú pre spomínané rezonancie známe dostatočne presne a v rámci presnosti ich poznania možno povedať, že sú zhruba rovnaké pre rezonancie, ktoré som sčítal dohromady.

Odčítané rozdelenie v X_F bine rezonancií $< 0.15; 0.25 >$ je na obrázku 8.3. Plno čiarou je tam zobrazený popis komplementárnou Monte Carlo simuláciou. Na uspokojivé popísanie bolo treba do komplementárnej simulácie zahrnúť Λ^0 , Δ^0 , $N^{*0}(1680)$, $N^{*0}(1520)$ a $N^{*0}(1440)$ rezonancie. Ako hmotnosti jednotlivých rezonancií boli použité tabuľkové hodnoty. Podobne aj rozpadové šírky boli použité z tabuliek, až na $N^{*0}(1440)$, kde bola použitá šírka menšia, ako sa uvádza v tabuľkách [9]. Dôvodom je to, že v produkčných experimentoch bola získaná zvyčajne menšia rozpadová šírka ako v kreačných experimentoch [55].

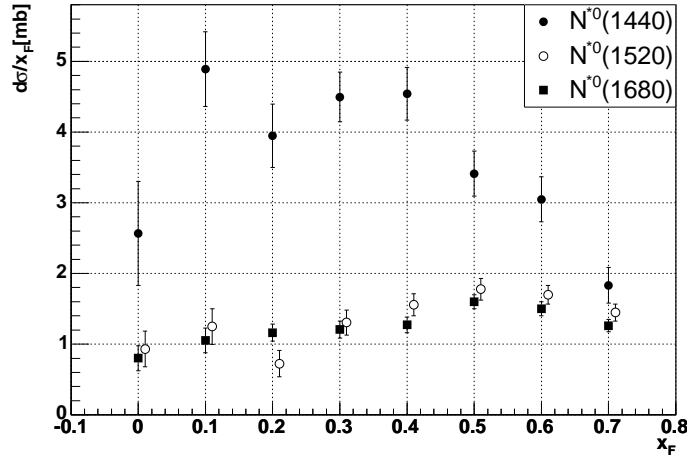
Ďalšou vecou, ktorú experimentátor zvyčajne potrebuje, je akceptancia častíc, ktoré podrobuje skúmaniu. Experiment NA49 má v prípade udalostí s hadrónovými zväzkami obrovskú výhodu, keďže detekčná účinnosť je rovná



Obrázok 8.4: Percentuálna chyba určenia diferenciálneho inkluzívneho účinného prierezu pri neodčítaní pozadia spôsobeného interakciami mimo terča.



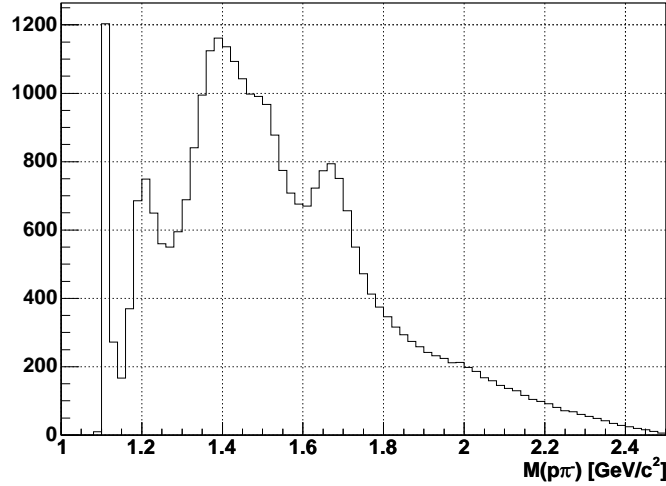
Obrázok 8.5: Akceptancia $N^{*0}(1680)$ rezonancie v experimente NA49 pre metódu miešania udalostí.



Obrázok 8.6: Inkluzívne X_F rozdelenie $N^{*0}(1440)$, $N^{*0}(1520)$ a $N^{*0}(1680)$ rezonancií v pp zrážkach. Výsledky pre $N^{*0}(1520)$ sú mierne posunuté k vyššiemu X_F kvôli prehľadnosti.

jednej a tak celá akceptancia pozostáva iba z geometrickej akceptancie. Keďže pri štúdiu rezonancií používame metódu miešania udalostí, kde potrebujeme robiť komplementárnu Monte Carlo simuláciu na popis odčítaného rozdelenia, môžeme si situáciu s akceptančnou korekciou zjednodušiť. Zjednodušenie spočíva v tom, že nemusíme rátať akceptančnú korekciu, ale priamo v komplementárnej Monte Carlo simulácii môžeme o každej finálnej častici rozhodnúť, či by ju detektor zaregistroval alebo nie. Ale i napriek tomu je užitočné sa pozrieť, ako vyzerá akceptancia skúmaných častíc v závislosti od skúmanej kinematickej veličiny. Na grafe 8.5 je akceptancia rezonancie $N^{*0}(1680)$ ako funkcia X_F rezonancie. Akceptancia je maximálna okolo $X_F \approx 0.35$, kde je zhruba 84%. Pre $X_F = 0$ je akceptancia zhruba 30% a smerom k záporným X_F rýchlo klesá. Z obrázku vidieť, že v oblasti X_F od 0.0 do 0.7, kde som meral diferenciálny inkluzívny účinný prierez, má experiment NA49 slušnú akceptanciu. Čo sa týka akceptancie ostatných skúmaných rezonancií, tá je veľmi podobná akceptancii $N^{*0}(1680)$ rezonancie.

Teraz sa dostávame k samotným účinným prierezom pre produkciu N^{*0} rezonancií. X_F rozdelenie pre tri najnižšie N^{*0} rezonancie sa nachádza na obrázku 8.6. Na tomto obrázku sú body pre $N^{*0}(1520)$ rezonanciu posunuté k vyšším X_F kvôli prehľadnosti grafu. Za povšimnutie stojí fakt, že účinný prierez je porovnateľný s účinným prierezom pre produkciu Δ rezonancií. Ide o zaujímavý výsledok, keďže ide o prvé meranie účinného prierezu pre produkciu N^{*0} v pp zrážkach vo veľkej časti fázového priestoru. Na záver ešte



Obrázok 8.7: Príklad rozdelenia invariantných hmotností v komplementárnej Monte Carlo simulácii použitej na popis dát z obrázku 8.3.

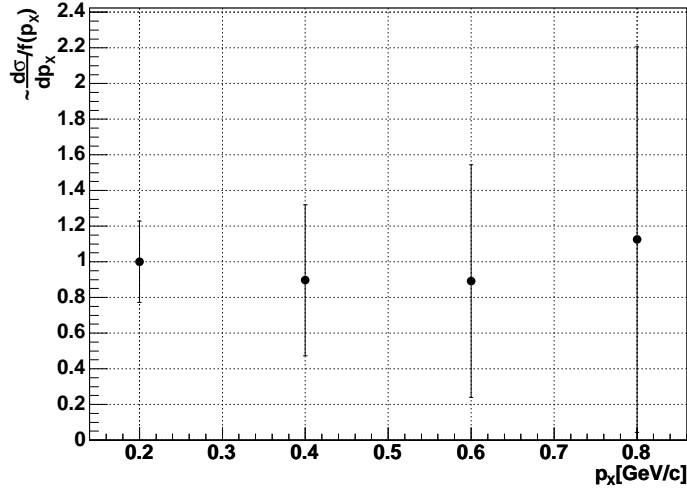
pridávam rozdelenie invariantných hmotností z komplementárnej Monte Carlo simulácie na popis dát z obrázku 8.3. Toto rozdelenie je na obrázku 8.7. Už na tomto rozdelení je náročné odlišiť od seba niektoré rezonancie. V tomto prípade je problém hlavne v odlíšení $N^{*0}(1440)$ a $N^{*0}(1520)$ rezonancií. Navyše v dátach nám toto rozdelenie sedí na veľkom kombinatorickom pozadí a tak je rozlišovanie jednotlivých rezonancií od seba netriviálny problém.

8.1.3 p_T rozdelenie

Na získanie multiplicity rezonancií pomocou metódy miešania udalostí potrebujeme vložiť do komplementárnej Monte Carlo simulácie aj p_T rozdelenie študovaných rezonancií. Prvá idea, ktorú experimentátor môže mať je, že p_T rozdelenie získa zo svojich experimentálnych dát.

Použitím metódy miešania udalostí, ktorú sme použili na extrahovanie X_F rozdelenia z nameraných dát, sa však priamo p_T rozdelenie extrahuje veľmi ťažko. Našťastie tieto ťažkosti možno obísť tým, že namiesto p_T rozdelenia použijeme p_X rozdelenie¹. Tieto dve rozdelenia totiž navzájom úzko súvisia a meranie p_X rozdelenia nie je až také náročné. Ani toto však nie je priamočiare, nakoľko nemožno fixovať priamo p_X bin rezonancie, ale musíme podobne ako v prípade X_F rozdelenia fixovať p_X oboch dcérskych častíc tak,

¹ p_X je v experimente zložka priechnej hybnosti v rovine zakrivenia dráhy častice magnetickým poľom.



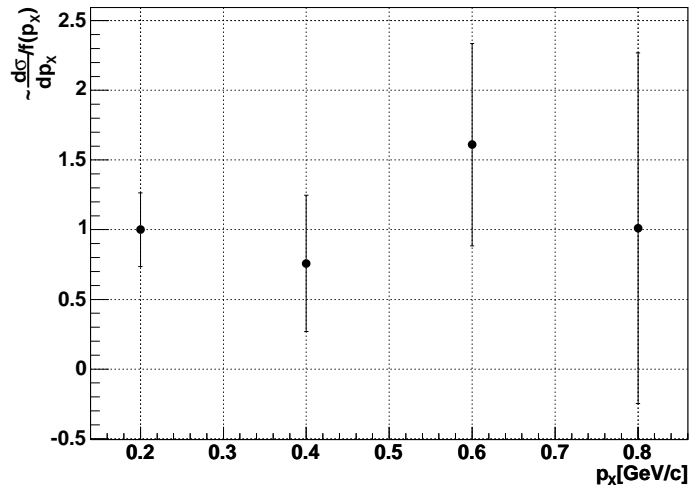
Obrázok 8.8: Podiel meraného rozdelenia v priečnej hybnosti $N^{*0}(1680)$ rezonancie k rozdeleniu predpokladanému v komplementárnej Monte Carlo simulácii na extrakciu stredného počtu rezonancií.

aby nám spolu dali požadované p_X rezonancie. Navyše ešte potrebujeme fixovať aj X_F bin protónu, aby nám metóda miešania udalostí fungovala. I tu sa však ukázal problém, keďže dostupná štatistika stále nepostačovala na presné meranie. Nakoniec sa podarilo získať štyri body v širokých intervaloch p_X , pričom aj tieto majú dosť veľké chyby. Z týchto pár bodov je však nemožné povedať niečo o tvare rozdelenia v priečnej hybnosti študovaných rezonancií.

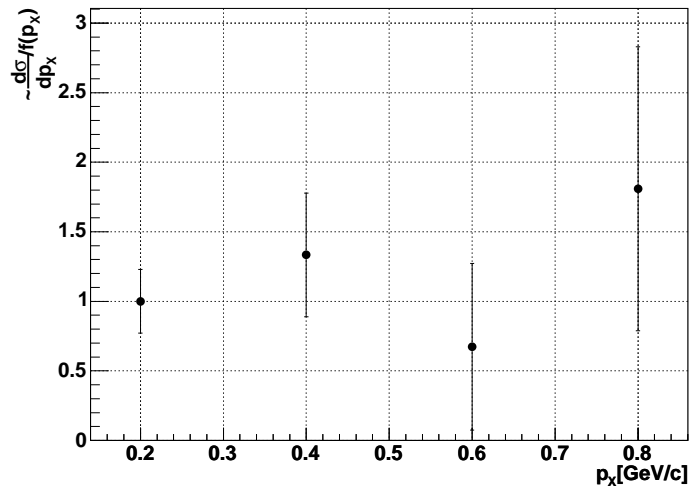
Keďže sme neboli schopní extrahovať p_T rozdelenie priamo v dátach, tak sme v komplementárnej Monte Carlo simulácii urobili predpoklad. Predpoklad je relatívne jednoduchý a vychádza z poznania, že všetky baryóny, ktoré sa bežne v pp zrážkach pozorujú (p , Λ^0 , Δ^{++}), majú veľmi podobné p_T rozdelenie, takže je prirodzené predpokladať, že p_T rozdelenie N^{*0} rezonancií bude rovnaké ako p_T rozdelenie Δ rezonancií. To má tvar

$$\frac{d\sigma}{dp_T} \sim p_T \cdot e^{-3.00 \text{GeV}^{-2} \cdot p_T^2} \quad (8.1)$$

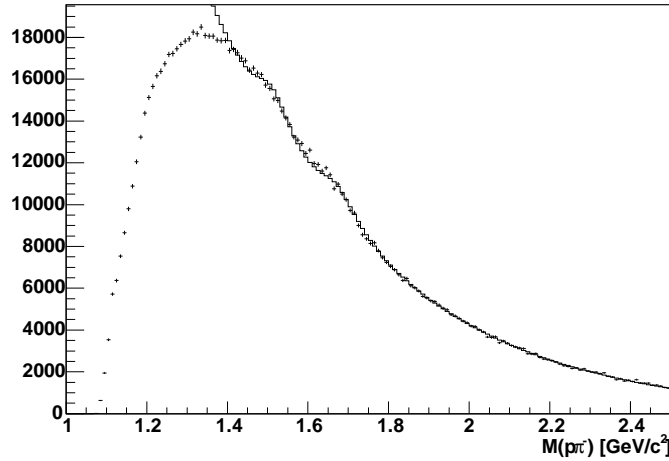
Pred tým, ako sa spoľahneme na predpoklad, je však vhodné aspoň v rámci možností urobiť test, že zamýšľaný predpoklad neprotirečí použitým dátami. V prípade p_T rozdelenia máme k dispozícii jeden jednoduchý test. Tým je porovnanie merania, ktoré sme robili za účelom získania p_X rozdelenia s rozdelením z nášho predpokladu. Tieto porovnania sú na obrázkoch 8.8 až 8.10, kde je zobrazený podiel dát k predpokladu, pričom dáta boli norma-



Obrázok 8.9: Podiel meraného rozdelenia v priechnej hybnosti $N^{*0}(1520)$ rezonancie k rozdeleniu predpokladanému v komplementárnej Monte Carlo simulácii na extrakciu stredného počtu rezonancií.



Obrázok 8.10: Podiel meraného rozdelenia v priechnej hybnosti $N^{*0}(1440)$ rezonancie k rozdeleniu predpokladanému v komplementárnej Monte Carlo simulácii na extrakciu stredného počtu rezonancií.



Obrázok 8.11: Rozdelenie invariantných hmotností párov $p\pi^-$ v pp zrážkach spolu s fitom v tvare (8.2).

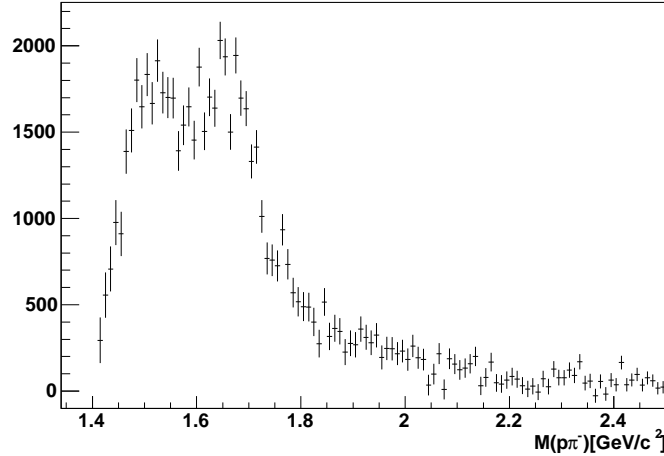
né tak, aby pre $p_X = 0.2\text{GeV}$ mali rovnakú hodnotu ako predpoklad. Ako je vidieť, pre všetky tri rezonancie predpoklad neprotirečí dátam.

8.1.4 Kontrola X_F rozdelenia

Vzhľadom na to, že toto je vôbec prvé meranie inkluzívneho účinného prierezu pre produkciu N^{*0} rezonancií v produkčnom experimente, je namieste vykonať testovanie, že dané výsledky nie sú len artefakt použitej metódy. To, čo vyvoláva asi najviac otázok, je práve metóda miešania udalostí a teda pri tomto testovaní sa zameriam hlavne na zistenie, či práve táto nepriniesla falošnú existenciu rezonancií. Najlepšie, ako ukázať, že rezonancie sú v dátach a že nie sú iba výmyslom metódy, je použiť inú metódu.

V podkapitole 8.1.1 som ukázal, že aj v rozdelení invariantných hmotností získaného za použitia vhodných kinematických kritérií vidieť náznak píku $N^{*0}(1680)$ rezonancie. To využijeme a pokúsime sa zmerať diferenciálny účinný prierez pomocou klasickej metódy a nie za použitia metódy miešania udalostí. Tento pokus však zahŕňa iba $N^{*0}(1520)$ a $N^{*0}(1680)$ rezonancie. $N^{*0}(1440)$ rezonancia je už príliš blízko maxima pozadia a teda je oveľa ťažšie popísať toto pozadie ako v prípade zvyšných dvoch rezonancií. Za účelom získania stredného počtu rezonancií som sa v každom X_F bine rezonancie snažil rozdelenie invariantných hmotností popísať funkciou

$$f(M) = (A \cdot M^2 + B \cdot M + C) \cdot e^{-D \cdot M} + E \cdot BW_{1520}(M) + F \cdot BW_{1680}(M) \quad (8.2)$$

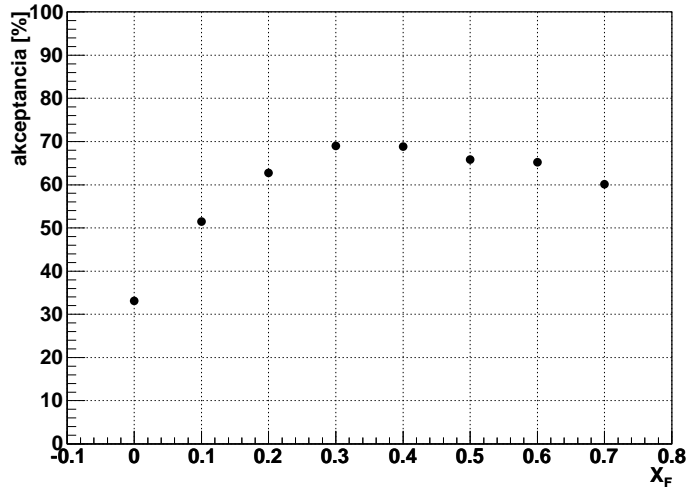


Obrázok 8.12: Rozdelenie invariantných hmotností párov $p\pi^-$ v pp zrážkach po odčítaní pozadia. Pozadie je parametrizované prvým členom v súčte v rovnici (8.2).

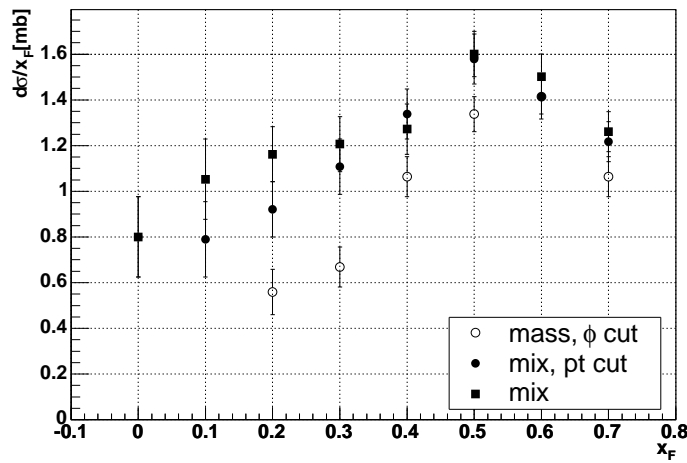
kde $A-F$ sú fitovacie parametre a $BW_{1520}(M)$ a $BW_{1680}(M)$ sú breit-wignerove funkcie pre rezonancie $N^{*0}(1520)$ a $N^{*0}(1680)$. Interval pre fit bol od 1.4GeV do 2.5GeV (viď obrázok 8.11). Parametre breit-wignerových rozdelení boli zobrazené z tabuliek elementárnych častíc [9]. Pre predstavu, ako tento fit vyzerá, na obrázku 8.11 je ukážka fitu k rozdeleniu, ktoré je ukázané na obrázku 8.1. Navyše na obrázku 8.12 je rozdelenie invariantných hmotností po odčítaní pozadia v tvare polynómu druhého stupňa násobeného exponenciálou. Viditeľné sú dva píky, ktoré zodpovedajú $N^{*0}(1520)$ a $N^{*0}(1680)$ rezonanciám.

V prípade extrakcie stredného počtu rezonancií klasickou metódou tiež potrebujeme robiť akceptančnú korekciu. Tá opäť pozostáva iba z geometrickej akceptancie. Pre rezonanciu $N^{*0}(1680)$ je zobrazená na obrázku 8.13. Pre rezonanciu $N^{*0}(1520)$ je akceptancia podobná, ako v prípade $N^{*0}(1680)$ rezonancie. Rozdiel oproti akceptancii, ktorú máme pri použití metódy miešania udalostí, pochádza z miernej odlišnosti použitého fázového priestoru dcérskych častíc v oboch prípadoch. Výsledné účinné prierezy pre rezonancie $N^{*0}(1680)$ a $N^{*0}(1520)$ sú na obrázkoch 8.14 a 8.15 zobrazené prázdnyimi krúžkami.

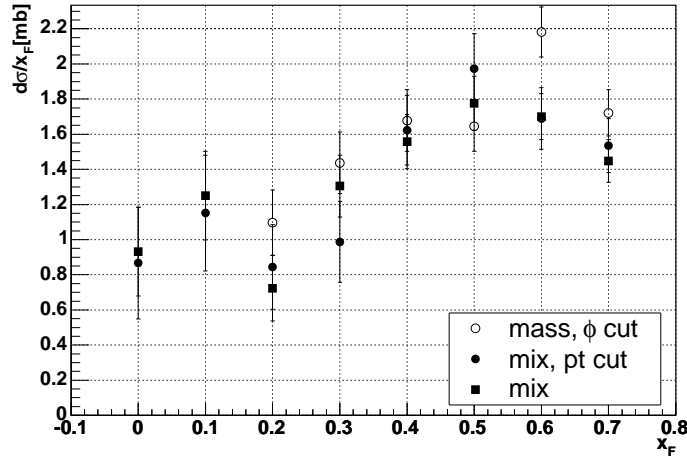
Kvôli testu stability metódy miešania udalostí bol vykonaný ešte jeden test. Ten spočíval v tom, že do spracovania sa nebrali všetky páry $p\pi^-$, ale iba tie, kde priečna hybnosť piónu bola väčšia ako 400MeV . Toto kritérium má podobný účinok ako kritérium na uhol medzi priečnymi hybnosťami dcér-



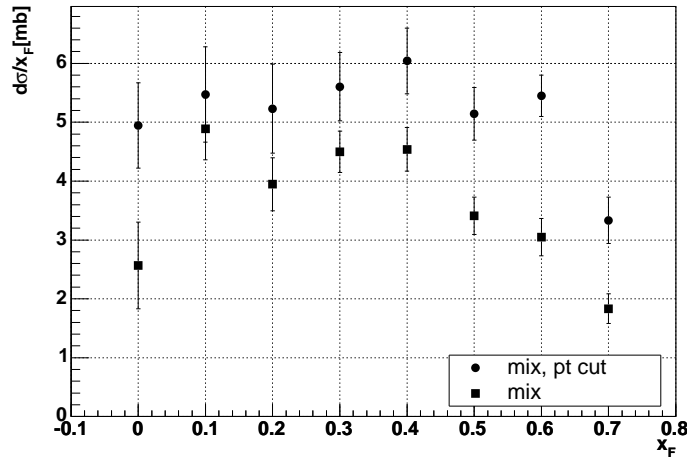
Obrázok 8.13: Akceptancia $N^{*0}(1680)$ rezonancie v experimente NA49 pri klasickej metóde extrakcie stredného počtu rezonancií.



Obrázok 8.14: Inklusívny diferenciálny účinný prierez produkcie $N^{*0}(1680)$ rezonancie v pp interakciách. Prázdne krúžky sú výsledky získané fitovaním rozdelenia invariantných hmotností pozadím plus píkmi, plné krúžky pomocou miešania udalostí s použitím iba piónov s $p_T > 400 \text{ MeV}$ a štvorčeky pomocou miešania udalostí s použitím všetkých piónov.



Obrázok 8.15: Inkluzívny diferenciálny účinný prierez produkcie $N^{*0}(1520)$ rezonancie v pp interakciách. Prázdne krúžky sú výsledky získané fitovaním rozdelenia invariantných hmotností pozadím plus píkmi, plné krúžky pomocou miešania udalostí s použitím iba piónov s $p_T > 400 MeV$ a štvorčeky pomocou miešania udalostí s použitím všetkých piónov.



Obrázok 8.16: Inkluzívny diferenciálny účinný prierez produkcie $N^{*0}(1440)$ rezonancie v pp interakciách. Plné krúžky zobrazujú výsledky získané pomocou miešania udalostí s použitím iba piónov s $p_T > 400 MeV$ a štvorčeky pomocou miešania udalostí s použitím všetkých piónov.

častica	$\sigma [mb]$
$N^{*0}(1440)$	5.79 ± 1.74
$N^{*0}(1520)$	2.37 ± 0.90
$N^{*0}(1680)$	2.09 ± 0.49

Tabuľka 8.1: Celkový inkluzívny účinný prierez pre produkciu N^{*0} rezonancií v pp interakciách.

ských častíc, teda potláča stavy s nízkou invariantnou hmotnosťou. Účinné prierezy získané týmto spôsobom sú pre všetky tri študované N^{*0} rezonancie na obrázkoch 8.14 až 8.16 zobrazené plnými krúžkami. Na týchto obrázkoch je aj účinný prierez získaný metódou miešania udalostí bez obmedzenia priechnej hybnosti piónov.

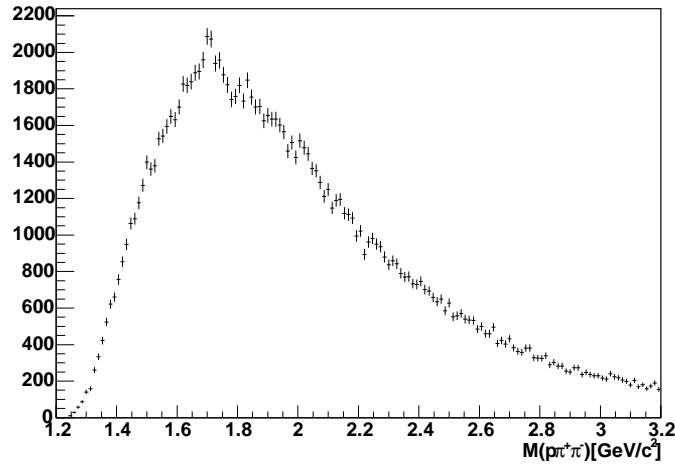
Účinné prierezy získané rôznymi spôsobmi sú v rámci štatistických chýb navzájom porovnateľné a tak možno skonštatovať, že merané účinné prierezy sú hodnoverné. V ďalšom budem používať účinné prierezy získané metódou miešania udalostí bez obmedzenia priechnej hybnosti piónov. Dôvodom je to, že zvyšné dve varianty používajú menej dostupných párov a to spôsobom, ktorý je závislý od invariantnej hmotnosti a teda napríklad pre $N^{*0}(1440)$ rezonanciu sa pri metóde miešania udalostí s obmedzením priechnej hybnosti piónu používa iba chvost breit-wignerovho rozdelenia pre túto rezonanciu.

8.1.5 Celkový účinný prierez

Na záver si ešte uvedme celkové inkluzívne účinné prierezy pre produkciu N^{*0} rezonancií. Tieto boli získané integráciou diferenciálneho inkluzívneho účinného prierezu ako funkcia X_F cez oblasť X_F , v ktorej máme meranie. Táto oblasť obsahuje veľkú časť doprednej hemisféry. Zvyšok doprednej hemisféry bol zobrazený do úvahy pomocou extrapolácie až do $X_F = 1$. Okrem toho sa využil fakt, že počiatkový stav je symetrický vzhľadom na $X_F = 0$ a teda účinný prierez v doprednej hemisfére musí byť rovnaký ako v zadnej hemisfére. Výsledné celkové inkluzívne účinné prierezy obsahuje tabuľka 8.1.

8.2 N^{*+} rezonancie

Pre kompletnosť tejto práce by sa samozrejme hodilo aj meranie účinného prierezu pre produkciu N^{*+} rezonancií. Toto meranie je však podstatne zložitejšie, ako meranie N^{*0} rezonancií. Na meranie sa v princípe dajú využiť dva rozpadové kanály, no v oboch kanáloch sú problémy.



Obrázok 8.17: Rozdelenie invariantných hmotností trojíc $p\pi^+\pi^-$ v pp zrážkach v udalostiach, kde boli detekované najviac štyri nabité častice.

Prvým rozpadovým kanálom je dvojčasticový rozpad na $n\pi^+$. Ide v princípe o analogický rozpadový kanál, ako ten, ktorý som využil na meranie N^{*0} rezonancií. Jeho problém spočíva v experimentálnom zariadení experimentu NA49. Použitý kalorimeter totiž nebol pôvodne konštruovaný na meranie hybnosti neutrónov a tak je jeho energetické a uhlové rozlíšenie slabé. Toto sa potom prenáša aj do rozlíšenia invariantnej hmotnosti páru $n\pi^+$, pričom je tu vzťah, že čím je vyššia invariantná hmotnosť páru, tým sa rozlíšenie kalorimetra viac odzrkadlí na rozlíšení invariantnej hmotnosti páru častíc.

Druhým možným kanálom je trojčasticový rozpad na $p\pi^+\pi^-$. Nevýhodou tohoto kanála je jeho nižší vetviaci pomer v porovnaní s dvojčasticovým kanálom. Okrem toho samotné odčítanie stredného počtu rezonancií je zložitejšie vďaka väčšiemu kombinatorickému pozadiu. Metóda miešania udalostí je tu podstatne zložitejšia oproti dvojčasticovému kanálu. Na druhej strane odčítať stredný počet rezonancií bez použitia metódy miešania udalostí je problematické vďaka malému pomeru signálu k pozadiu. K tomu sa ešte pridáva problém, že rezonancie, ktoré by som chcel merať, sa nachádzajú práve v oblasti, kde má pozadie maximum a v tejto oblasti je fitovanie rozdelenia invariantných hmotností nejakým pozadím plus píkmami problematické. Okrem toho, znova sa tu pridáva problém experimentu, keďže pióny z trojčasticového rozpadu majú $X_F \approx 0$ a v tejto oblasti nemáme najlepšiu akceptanciu pre pióny. Je istá nádej, že metóda miešania udalostí by sa dala využiť. V kapitole 6.2 som navrhol spôsob jej aplikácie, no tento návrh ešte potrebuje dopracovať.

Na obrázku 8.17 je ukážka rozdelenia invariantných hmotností trojíc častíc $p\pi^+\pi^-$ z pp zrážok. Použité boli iba udalosti, v ktorých boli merané najviac štyri nabité častice. Táto požiadavka nám obmedzí kombinatorické pozadie, takže je šanca, že niečo v rozdelení uvidíme. Konkrétne v zobrazenom rozdelení sa nachádza náznak píku s hmotnosťou okolo 1700MeV . Problém hľadania týchto rezonancií je však to, že je ich veľa, pričom ich hmotnosti sa líšia o menej, ako je bežná šírka týchto rezonancií. Preto akákoľvek snaha o meranie účinného prierezu pre N^{*+} rezonancie potrebuje dostatok času.

Dlho bola šanca aspoň na nepriame stanovenie účinného prierezu N^{*+} rezonancií pomocou np zrážok a izospinovej symetrie. Keďže sa však nakoniec nepodarilo získať dostatok dát z np zrážok, tak aj toto stanovenie účinného prierezu je momentálne nemožné, ale i napriek tomu popíšem jeho ideu.

V np zrážkach by sa zmeral účinný prierez pre produkciu N^{*0} rezonancií, čo je relatívne jednoduché meranie, keďže ide o identické meranie ako v prípade N^{*0} rezonancií v pp zrážkach, ktoré je prezentované v tejto práci. Účinný prierez pre produkciu N^{*+} rezonancií v pp zrážkach by sa potom získal nasledovne. Zo štúdií experimentu vieme, že produkcia častíc s $X_F > 0.2$ je nezávislá od izospinu terčika [35]. Okrem toho bolo ešte ukázané, že diferenciálny účinný prierez pre produkciu protónov v np zrážkach a pre produkciu neutrónov v pp zrážkach je v oblasti $X_F > 0.2$ rovnaký (pozri napr. [35] alebo [56] a tiež obrázok 9.5). Využijúc tieto skutočnosti, pre oblasť $X_F > 0.2$ môžeme povedať, že diferenciálny účinný prierez pre produkciu N^{*0} v np zrážkach je rovnaký ako diferenciálny účinný prierez pre produkciu N^{*+} v pp zrážkach. Okrem toho by sa dal z dostupných meraní určiť diferenciálny účinný prierez v bode $X_F = 0$. Tento výsledok by vychádzal z takzvaného dvojkomponentného modelu reakcie (pre podrobnejší popis modelu viď niektorú z prác [34, 57, 58]). Tento model predpokladá, že vyprodukované častice možno rozdeliť na dve časti, jednu prislúchajúcu terčiku a druhú prislúchajúcu projektilu. Pre $X_F = 0$ v tomto modeli platí, že

$$\frac{d\sigma}{dX_F}(np) = \frac{1}{2} \frac{d\sigma}{dX_F}(pp) + \frac{1}{2} \frac{d\sigma}{dX_F}(nn) \quad (8.3)$$

kde $d\sigma/dX_F(np)$ je hodnota meraná v np zrážkach, $1/2d\sigma/dX_F(pp)$ je príspevok od protónu a $1/2d\sigma/dX_F(nn)$ je príspevok od neutrónu. Prvé dva príspevky pre rezonanciu N^{*0} možno extrahovať z dát bez väčších problémov. Príspevok $d\sigma/dX_F(nn)$ pre N^{*0} rezonanciu je potom z izospinovej symetrie rovný príspevku $d\sigma/dX_F(pp)$ pre N^{*+} rezonanciu v pp zrážkach. Takto by sme získali ďalší bod a neznámy by zostal iba úzky interval v X_F . No i bez tohoto úzkeho intervalu by sme mali dostatočne kvalitnú informáciu o produkcii N^{*+} v pp zrážkach.

Tento spôsob stanovenia účinného prierezu pre produkciu N^{*+} v pp je relatívne ľahký, problémom však zostáva, že súčasná štatistika np zrážok v experimente NA49 je príliš nízka na takéto meranie.

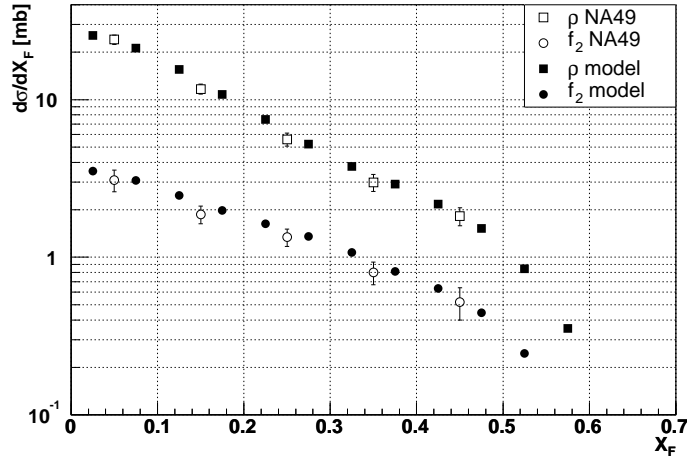
9. Dôsledky produkcie rezonancií

V tejto kapitole preštudujeme, čo znamená produkcia študovaných rezonancií pre produkciu protónov, neutrónov a piónov v zmysle rezonančnej dominancie z práce Fialkowskeho a Kittela [36]. V spomínanej práci bolo ukázané, že veľká časť nabitých piónov pochádza z rozpadov mezónových rezonancií. Túto myšlienku rozšírime pridaním baryónových rezonancií na stranu rozpadávajúcich sa častíc a protónov a neutrónov k študovaným piómom. Okrem toho sa pokúsime postúpiť o krôčik ďalej a skúsime zistiť, čo znamená produkcia N^{*0} rezonancií pre produkciu Δ rezonancií. Na záver porovnáme meranú závislosť strednej priečnej hybnosti od pozdĺžnej hybnosti pre protóny a pióny so závislosťou získanou z Monte Carlo simulácie rozpadov študovaných rezonancií.

Hlavným cieľom tejto štúdie je kontrola konzistentnosti výsledkov získaných v kapitolách 7 a 8. Keďže významná časť spomínaných výsledkov sú účinné prierezy, ktoré doteraz neboli merané, je takáto kontrola konzistentnosti získaných výsledkov mimoriadne dôležitá. Okrem toho však výsledky môžu aj čo to naznačiť o dôležitosti rezonancií v protón-protónových zrážkach.

V celej kapitole boli rozdelenia častíc pochádzajúcich z rezonancií získané pomocou Monte Carlo simulácií rozpadov jednotlivých rezonancií. Monte Carlo simulácia bola urobená pre každú rezonanciu zvlášť, pričom na záver sa sčítali príspevky od všetkých rezonancií. V týchto Monte Carlo simuláciách boli kinematické veličiny rezonancií generované na základe parametrizácie meraných X_F a p_T rozdelení. Pre baryónové rezonancie boli využité výsledky tejto práce a pre mezónové rezonancie som využil výsledky z diplomovej práce Rúrikovej [59] a experimentu LEBC-EHS [52]. Rozpady boli izotropné v pokojovej sústave rezonancie.

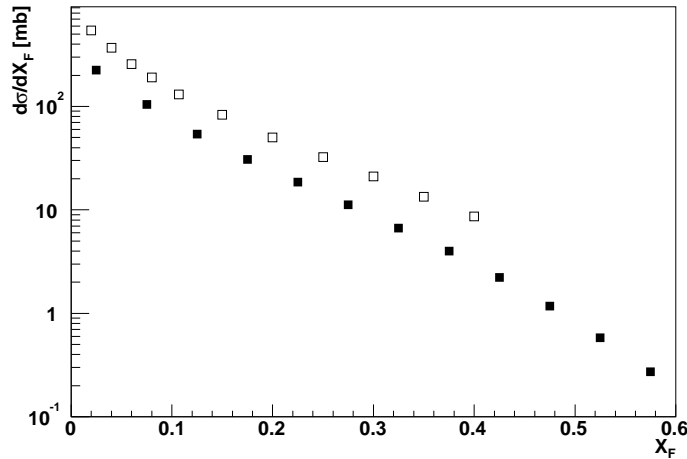
Na záver kapitoly potom porovnáme získané X_F rozdelenia jednotlivých rezonancií s niekoľkými všeobecne známymi modelmi snažiacimi sa popísať oblasť neporuchovej QCD.



Obrázok 9.1: Použité X_F rozdelenia mezónových rezonancií (plné symboly). Pre porovnanie je použité meranie experimentu NA49 [59] (prázdne symboly).

9.1 X_F rozdelenie piónov

Ako prvé preskúmame dôsledky produkcie rezonancií na nabité pióny. Keďže už dávno je známe, že minimálne polovica nabitých piónov pochádza z rozpadov vektorových mezónov [36], tak nebudem uvažovať iba baryónové rezonancie, ktoré som meral v tejto práci, ale aj ρ , $f_2^0(1270)$ a $\omega(783)$ rezonancie. Účinné prierezy pre ρ^0 a $f_2^0(1270)$ v pp zrážkach boli merané aj v experimente NA49 a možno ich nájsť v diplomovej práci Rúrikovej [59]. Okrem toho boli vektorové mezóny merané aj v niekoľkých starších experimentoch. Z týchto spomeniem jedno meranie, kde je ukázané, že tvar X_F rozdelenia všetkých troch izospinových stavov ρ rezonancie je prakticky rovnaký [52]. Pre produkciu ρ mezónov vieme, že celkový inkluzívny účinný prierez pre produkciu ρ^0 je $9.5mb$ [59]. Okrem toho z merania kolaborácie LEBC-EHS [52] sú známe pomery $\sigma(\rho^+)/\sigma(\rho^0) = 1.44$ a $\sigma(\rho^-)/\sigma(\rho^0) = 1.56$. Tieto pomery sú z merania pri $p_{LAB} = 400GeV/c$ a zachovám ich aj pre $p_{LAB} = 158GeV/c$, čo je hybnosť zväzku, ktorú používa experiment NA49. O $\omega^0(783)$ rezonancii máme taktiež dosť informácií, ktoré znovu pochádzajú od kolaborácie LEBC-EHS. Ich výsledky ukazujú, že celkový aj diferenciálny účinný prierez pre produkciu ω^0 rezonancie je rovnaký, ako pre produkciu ρ^0 [52]. Poslednou mezónovou rezonanciou, ktorú uvažujem, je $f_2^0(1270)$ a jej celkový účinný inkluzívny prierez je $1.7mb$ [59]. Použité X_F rozdelenia mezónových rezonancií sú na obrázku 9.1. Vzhľadom na fakt, že ako referenčné údaje pre pióny

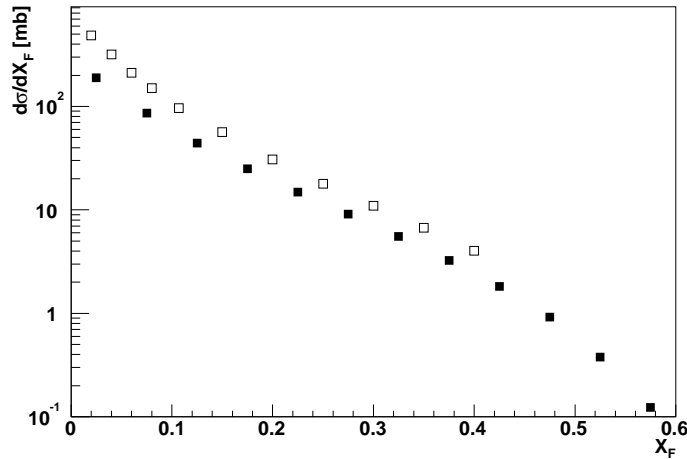


Obrázok 9.2: Inklusívny diferenciálny účinný prierez ako funkcia X_F pre produkciu kladných piónov v pp interakciách. Prázdne štvorčky zobrazujú meranie experimentu NA49 [35] a plné štvorčky zobrazujú pióny pochádzajúce z rozpadov rezonancií (podrobnosti viď text).

použijem výsledky experimentu NA49, ktorý ich uvádza bez príspevku od hyperónov, hyperóny nie sú zahrnuté do tejto štúdie.

Porovnanie inkluzívneho X_F rozdelenia nabitých piónov pochádzajúcich z Δ rezonancií, N^{*0} rezonancií meraných v tejto práci a spomínaných mezónových rezonancií s dátami experimentu NA49 [35] je na obrázkoch 9.2 a 9.3. Ako vidno, ani v jednom prípade množstvo piónov pochádzajúcich z rezonancií neprekračuje celkové množstvo produkovaných piónov, takže možno povedať, že účinné prierezy pre produkciu týchto rezonancií nie sú premrštené. Za zmienku stojí fakt, že X_F rozdelenie piónov pochádzajúcich z rezonancií je tvarom podobné meranému inkluzívnemu X_F rozdeleniu.

Celkove možno povedať, že až okolo 55% všetkých vyprodukovaných nabitých piónov pochádza z rozpadov rezonancií, pričom toto číslo je viacmenej nezávislé od X_F piónu. Čo sa týka zvyšku piónov, tu môžeme už len špekulovať. Ale aj tieto špekulácie stoja za zmienku. Momentálne vieme rozpadmi rezonancií popísať $45.4mb$ z celkových $85mb$ celkového inkluzívneho účinného prierezu pre kladné pióny a $37.3mb$ z $66.5mb$ pre záporné pióny. Ďalej možno očakávať, že v typickej zrážke pp sa vyprodukuje zhruba dvakrát viac N^{*+} rezonancií ako N^{*0} rezonancií. Z týchto zhruba $20mb$ N^{*+} rezonancií polovica prispeje v svojich rozpadoch ku kladným piómom a zhruba 10% k záporným piómom. V takomto prípade by sme poznali pôvod zhruba 65% kladných piónov a zhruba 60% záporných piónov. Okrem toho je tu stále možnosť, že

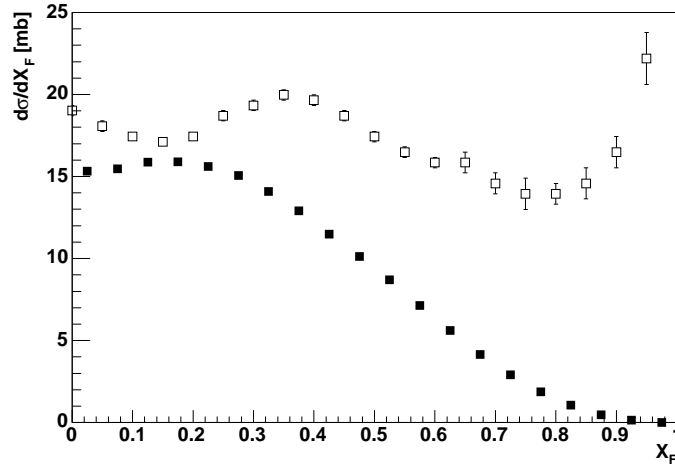


Obrázok 9.3: Inkluzívny diferenciálny účinný prierez ako funkcia X_F pre produkciu záporných piónov v pp interakciách. Prázdne štvorčky zobrazujú meranie experimentu NA49 [35] a plné štvorčky zobrazujú pióny pochádzajúce z rozpadov rezonancií (podrobnosti viď text).

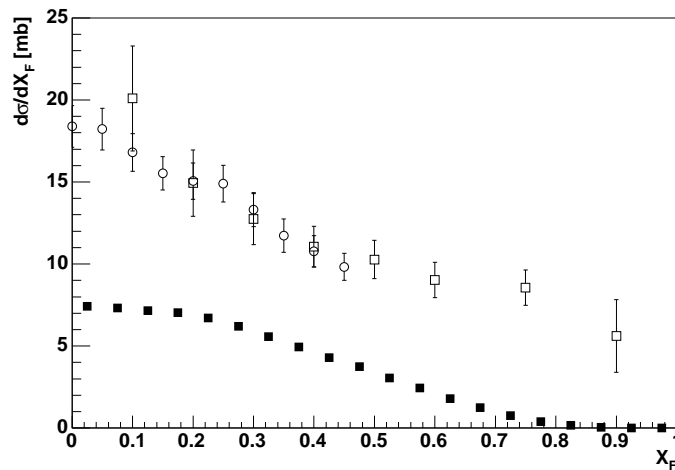
niečo zo zvyšných piónov pochádza z rozpadu rezonancií, keďže nie všetky boli do tejto štúdie zahrnuté.

9.2 X_F rozdelenie protónov a neutrónov

Témou tejto podkapitoly je inkluzívne X_F rozdelenie protónov a neutrónov. Situácia je tu trochu jednoduchšia, keďže nám stačí uvažovať iba baryónové rezonancie. Teoreticky tu môžu prispieť aj mezónové rezonancie s vysokými hmotnosťami, ktoré sa môžu rozpadnúť na baryón a antibaryón, no to sa môže diať iba u rezonancií ťažších ako je dvakrát hmotnosť protónu o produkcii ktorých v pp zrážkach zatiaľ neexistujú žiadne údaje. Vzhľadom na to, že najkomplexnejšie výsledky ohľadom produkcie baryónových rezonancií obsahuje táto práca, využijeme iba informáciu z tejto práce. X_F rozdelenia protónov a neutrónov použitých pre porovnanie pochádzajú z dizertačnej práce D. Vargu [35]. Porovnanie je na obrázkoch 9.4 a 9.5. Komentár začneme neutrónmi, kde je podobnosť meraného rozdelenia a rozdelenia z rozpadov rezonancií väčšia. Celkove možno vidieť, že na to, aby sa dalo popísať rozdelenie neutrónov rozpadmi rezonancií, potrebujeme väčší príspevok v oblasti $X_F > 0.6$ a v oblasti $X_F < 0.15$ v porovnaní s príspevkom medzi týmito dvoma oblasťami. Podobný záver možno vyvodiť aj pre protóny, i keď tu



Obrázok 9.4: X_F rozdelenie protónov v pp zrážkach. Prázdne štvorčky zobrazujú meranie experimentu NA49 [35] a plné štvorčky zobrazujú protóny pochádzajúce zo študovaných rezonancií.



Obrázok 9.5: X_F rozdelenie neutrónov. Prázdne štvorčky zobrazujú meranie experimentu NA49 v pp zrážkach [35]. Plné štvorčky predstavujú X_F rozdelenie neutrónov z rezonancií. Prázdne krúžky zobrazujú X_F rozdelenie protónov v np zrážkach. Táto informácia pochádza taktiež z experimentu NA49 [35].

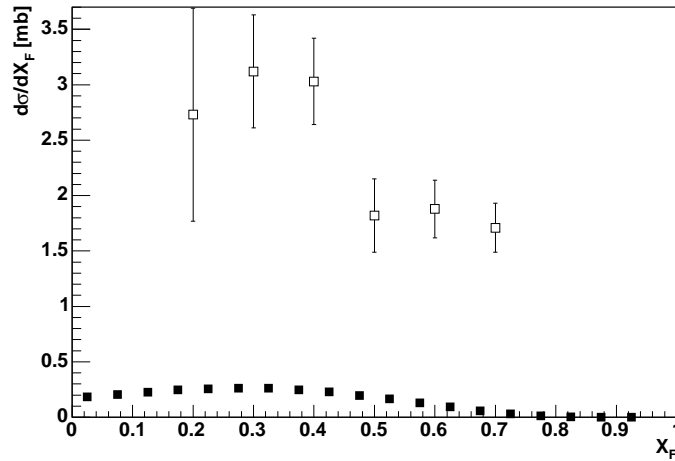
je to zložitejšie vzhľadom na fakt, že aj v počiatocnom stave aj v konečnom stave máme tú istú časticu. Tu máme v oblasti vysokých X_F aj iný mechanizmus produkcie, ktorý v prípade neutrónov nemáme. Tu hrajú dôležitú úlohu N^{*+} rezonancie, ktorých by mohlo byť produkovaných zhruba dvojnásobne viac ako N^{*0} rezonancií ¹ a aj ich X_F rozdelenie by malo mať maximum pri väčších X_F ako X_F rozdelenie N^{*0} rezonancií. Toto by mohlo popísať oblasť s $X_F > 0.25$. Pre oblasť okolo $X_F \approx 0$ stále zostane deficit, ktorý by mohli riešiť napríklad mezónové rezonancie s hmotnosťami nad $2\text{GeV}/c^2$, ktorým nič nebráni, aby sa rozpadali na baryón a antibaryón, no momentálne neexistujú žiadne údaje o produkcii takýchto rezonancií v pp zrážkach.

9.3 X_F rozdelenie Δ rezonancií

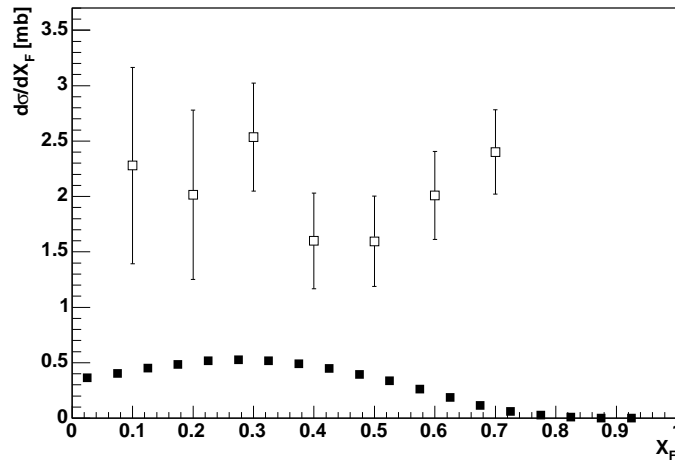
N^* rezonancie majú dostatočne vysokú hmotnosť, aby sa mohli rozpadat' aj na Δ rezonanciu a pión. Zaujímavosť Δ rezonancií spočíva v ich izospine, ktorý je $3/2$. Mechanizmus produkcie týchto častíc je dosť nejasný. Práve rezonancie s vyššími hmotnosťami, ktoré majú izospin $1/2$ by mohli byť zodpovedné za produkciu Δ rezonancií. Jeden z možných mechanizmov spočíva v myšlienke, že Δ rezonancie pochádzajú z rozpadov N^* rezonancií, ktoré sú prirodzenejším kandidátom na prvotnú produkciu. Na to, aby sa dala táto myšlienka dôkladne preštudovať, by sme síce potrebovali poznať účinné prierezy pre produkciu N^{*+} rezonancií, ktoré nemáme, ale čo to možno zistiť aj s pomocou známych účinných prierezov pre produkciu N^{*0} rezonancií, ktoré sa nachádzajú v tejto práci.

Δ^{++} rezonanciu tu nebudeme spomínať, keďže tá môže vzniknúť iba v rozpade N^{*+} rezonancií a o ich produkcii nemáme informáciu. Zostanú nám teda tri nábojové stavy Δ rezonancie, ktoré preštudujeme. Na obrázku 9.6 je porovnanie X_F rozdelenia Δ^+ rezonancií pochádzajúcich z rozpadov N^{*0} rezonancií s X_F rozdelením Δ^+ rezonancie meraným v tejto práci. Vzhľadom na chyby meraní je však ťažké vyvodiť nejaké závery z tohoto porovnania. Okrem toho, tu je oveľa väčší príspevok od N^{*+} rezonancií, ktorý zatiaľ nepoznáme. Ďalšie porovnanie je na obrázku 9.7 a to je pre Δ^0 . Tu už možno čo to vidieť. Hlavnou črtou, ktorú môžeme vidieť je fakt, že merané rozdelenie má tendenciu mať pík pre veľké X_F , kým Δ^0 rezonancie z rozpadov N^{*0} rezonancií toto nevykazujú. Tu však opäť môžeme očakávať, že príspevok od N^{*+} rezonancií bude mať maximum pre väčšie X_F ako príspevok od N^{*0} rezonancií, čo priblíži tvar X_F rozdelenia z rozpadov k tvaru meraného X_F rozdelenia. Posledným nábojovým stavom pre ktorý urobíme porovnanie X_F

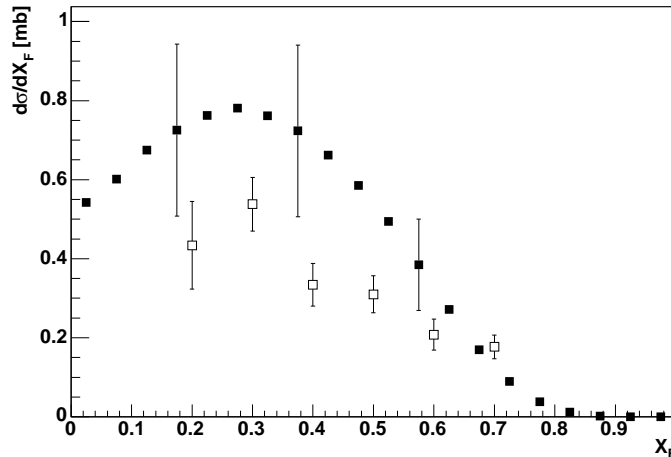
¹Odhad na základe pomeru inkluzívnych účinných prierezov pre produkciu protónov a neutrónov.



Obrázok 9.6: X_F rozdelenie Δ^+ rezonancie v pp zrážkach. Prázdne štvorčky zobrazujú meranie experimentu NA49 a plné štvorčky zobrazujú Δ^+ pochádzajúce z rozpadov N^{*0} rezonancií.

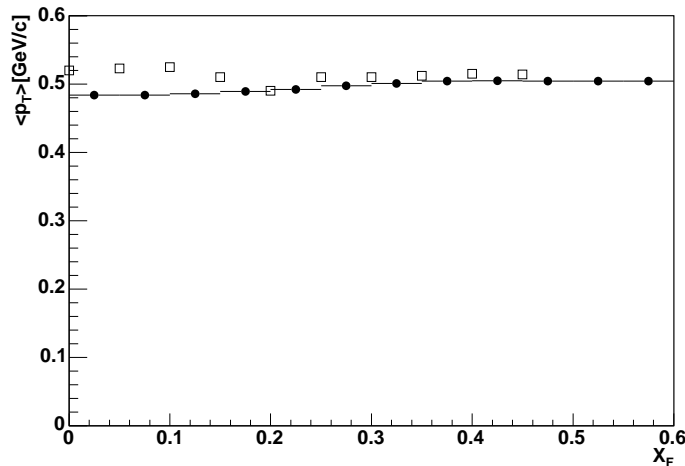


Obrázok 9.7: X_F rozdelenie Δ^0 rezonancie v pp zrážkach. Prázdne štvorčky zobrazujú meranie experimentu NA49 a plné štvorčky zobrazujú Δ^0 pochádzajúce z rozpadov N^{*0} rezonancií.



Obrázok 9.8: X_F rozdelenie Δ^- rezonancie v pp zrážkach. Prázdne štvorčky zobrazujú meranie experimentu NA49 a plné štvorčky zobrazujú Δ^- pochádzajúce z rozpadov N^{*0} rezonancií.

rozdelenia rezonancií je Δ^- . Porovnanie je na obrázku 9.8. Toto porovnanie je najcitlivejšie vrámci tejto práce, vzhľadom na fakt, že N^{*+} rezonancie sa nemôžu rozpadáť na tento nábojový stav a teda tu nemáme neurčitost', keďže pracujeme iba s rezonanciami, pre ktoré som v rámci tejto práce získal účinné prierezy. V tomto prípade dochádza k zaujímavej situácii, keď merané X_F rozdelenie sa nachádza pod X_F rozdelením Δ^- rezonancií pochádzajúcich z rozpadov N^{*0} rezonancií, ktorých účinný prierez som získal v tejto práci. Tu by som však rád poznamenal, že dáta pre Δ^- rezonanciu nie sú úplne korigované na neefektívnosť pri identifikácii neutrónov, ktorej maximum je na úrovni 10%. Okrem toho v prípade N^{*0} rezonancií nie je odčítané pozadie spôsobené interakciami mimo terča, kým v prípade Δ^- rezonancie je toto pozadie odčítané. Dôvodom pre neodčítanie pozadia bol malý počet udalostí pre zistenie účinného prierezu v dátach s prázdny terčikom. Tieto dva efekty približujú obe rozdelenia k sebe. Posledným faktorom, ktorý si pri tomto porovnaní treba uvedomiť, že chyba celkového účinného prierezu pre produkciu jednotlivých rezonancií je na úrovni okolo 25% pre každú N^* rezonanciu. Okrem toho ďalšia chyba sa vnesie pri parametrizácii X_F rozdelenia jednotlivých rezonancií. Túto chybu je ťažšie odhadnúť, ale nemali by sme ju podhodnotiť, ak povieme, že výsledky Monte Carlo simulácie rozpadov N^{*0} rezonancií na Δ rezonancie je 30%. Zoberúc do úvahy túto chybu, diskrepancia na grafe 9.8 nie je znepokojujúca. To, čo je na tomto porovnaní naopak zaujímavé, je fakt, že tu máme silný náznak, že všetky Δ^- rezonancie



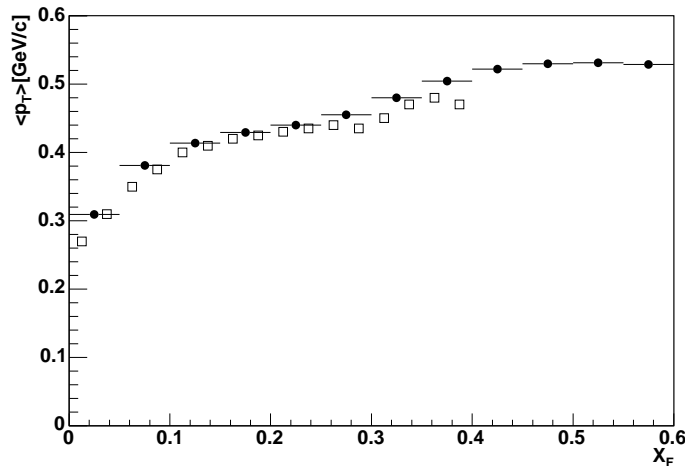
Obrázok 9.9: Závislosť strednej hodnoty priečnej hybnosti protónov v závislosti od ich X_F . Prázdne symboly sú dáta experimentu NA49 [34] a plné symboly častice pochádzajúce z rozpadov rezonancií.

pochádzajú z rozpadov N^{*0} rezonancií. Čo sa týka zvyšných troch nábojových stavov Δ rezonancie, ich veľká časť by mohla pochádzať z rozpadov N^{*+} rezonancie, no na to, aby sme takýto záver mohli urobiť, je najprv potrebné zistiť, či sa N^{*+} rezonancie naozaj produkujú a potom aj zmerať ich diferenciálny inkluzívny účinný prierez.

9.4 Seagull

Poslednou charakteristikou, pre ktorú porovnáme meranie s príspevkom z rozpadov rezonancií, je seagull. Seagull je závislosť strednej priečnej hybnosti častice od X_F tejto častice. Konkrétne sa pozrieme na dve častice a tými budú protóny a kladné pióny. Dáta z experimentu pre toto porovnanie pochádzajú z dizertačnej práce A. Rybického [34]. Čo sa týka rezonancií, ktoré boli zahrnuté do porovnania, sú to tie isté, ako boli zahrnuté do porovnávaní X_F rozdelení protónov a piónov.

Porovnania sú na obrázku 9.9 pre protóny a na obrázku 9.10 pre pióny. Ako vidno z týchto dvoch obrázkov, v oboch prípadoch je táto závislosť pre častice pochádzajúce z rozpadov rezonancií veľmi podobná ako závislosť pre inkluzívne protóny či pióny. Toto poukazuje na to, že aj niektoré zložitejšie závislosti, ktoré sú v dátach pozorované, môžu byť spôsobené práve tým, že väčšina tzv. stabilných častíc pochádza z rozpadov rezonancií. Tieto poznatky



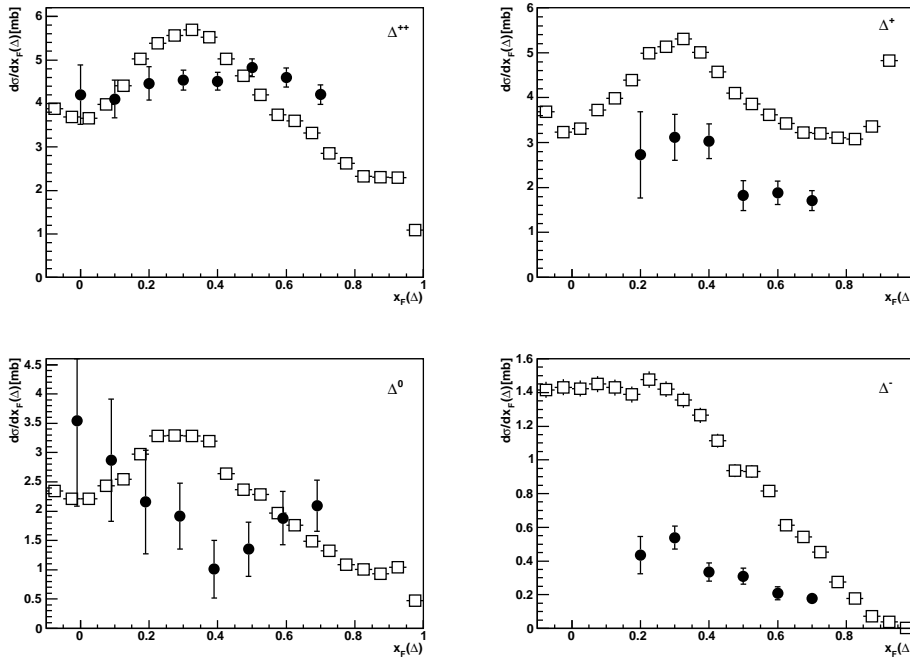
Obrázok 9.10: Závislosť strednej hodnoty priečnej hybnosti kladných piónov v závislosti od ich X_F častice. Prázdne symboly sú dáta experimentu NA49 [34] a plné symboly častice pochádzajúce z rozpadov rezonancií.

spolu s poznatkami zo zvyšku tejto kapitoly nám prinášajú dôležitý poznatok a síce, že účinné prierezy pre produkciu rezonancií merané v rámci tejto práce majú rozumné hodnoty, keďže nie sú v protiklade s meraniami iných charakteristík pp reakcií.

9.5 Porovnanie s modelmi

Z hľadiska teórie možno výsledky prezentované v kapitolách 7 a 8 zaradiť do oblasti kvantovej chromodynamiky (QCD). Keďže boli skúmané procesy pri malých prenesených hybnostiach, tak v rámci QCD ide o oblasť neporuchovej QCD, ktorá sa vyznačuje tým, že v súčasnosti v tejto oblasti nevieme robiť predpovede kvôli matematickým ťažkostiam. Keďže v tejto oblasti nevieme robiť exaktné predpovede, tak ani nemožno jednoznačne porovnať experiment s teóriou. V tejto situácii vzniklo viacero modelov, ktoré sa snažia popísať oblasť neporuchovej QCD. Pre zaujímavosť teda urobíme porovnanie experimentálnych výsledkov tejto práce s niektorými z týchto modelov. Cieľom však nie je získať porovnanie so všetkými modelmi, ale vyberieme iba niektoré experimentátorom známejšie modely.

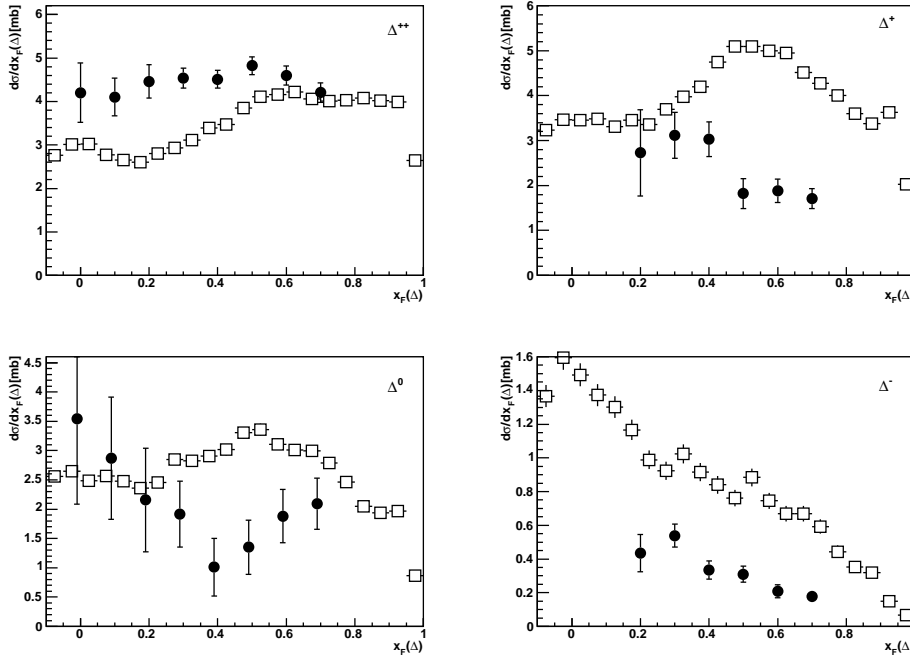
Prvým z modelov, s ktorým porovnáme výsledky získané v tejto práci, je model FRITIOF [4]. Ide o Monte Carlo implementáciu modelu popísaného v prácach [60, 61]. Myšlienka, na ktorej je model založený, spočíva v tom,



Obrázok 9.11: Porovnanie X_F rozdelenia Δ rezonancií s modelom FRITIOF. Plné symboly zobrazujú experimentálne výsledky a prázdne predpoveď modelu.

že hadróny sa správajú ako relativistické struny, pričom finálne častice sa získajú fragmentáciou podobnou fragmentácii strún v e^+e^- anihilácii, ktorá je popísaná v práci [37]. Čo sa týka baryónových rezonancií, tak tento model obsahuje iba základné stavy baryónových rezonancií, takže N^* rezonancie neobsahuje vôbec. Porovnanie X_F rozdelení Δ rezonancií s týmto modelom sa nachádza na obrázku 9.11. Tu Δ^{++} sedí celkom dobre, čo je spôsobené hlavne tým, že v čase vzniku modelu už o Δ^{++} rezonanciách bolo niečo známe z experimentu. V ostatných prípadoch už vidno väčšie rozdiely medzi modelom a nameranými dátami, i keď v prípade Δ^0 sú chyby dosť veľké, takže sa nedá úplne tvrdiť, že model dáta nie je schopný vôbec popísať.

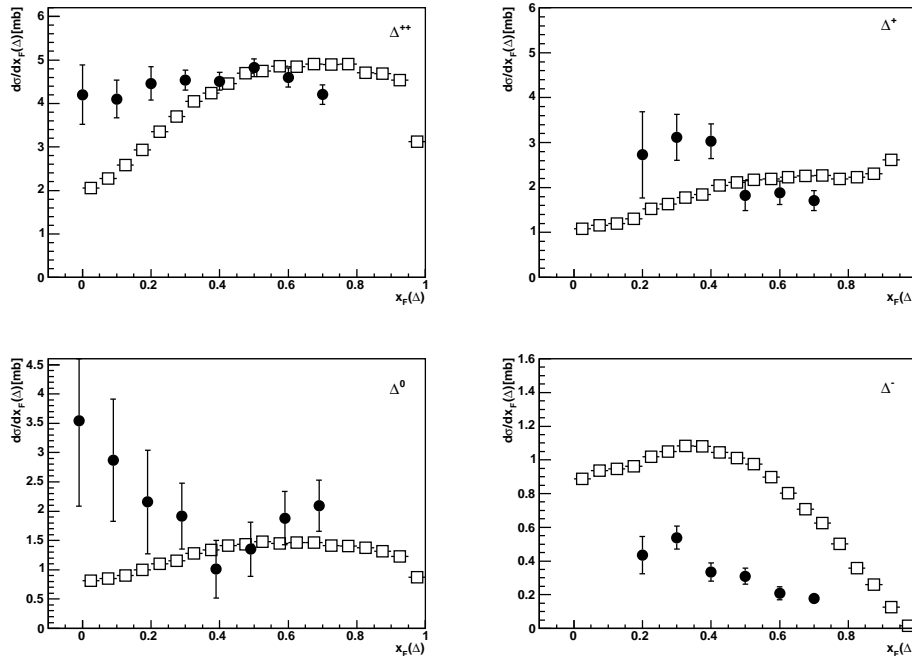
Ďalším modelom, s ktorým porovnáme získané výsledky, je model VENUS [3]. Tento model je založený na Gribbov-Reggeho teórii, ktorá za základný proces hadrón-hadrónového rozptylu považuje výmenu pomerónu. Pomerón je tu objekt s presne definovanými vlastnosťami, no podľa autorov modelu vzťah pomerónu ku kvarkom a gluónom nie je kompletne pochopený [3]. Znovu ide o Monte Carlo implementáciu modelu, pričom model je určený na popis hadrón-hadrónových, hadrón-jadrových a jadro-jadrových



Obrázok 9.12: Porovnanie X_F rozdelenia Δ rezonancií s modelom VENUS. Plné symboly zobrazujú experimentálne výsledky a prázdne predpoveď modelu.

zrážok. Porovnanie X_F rozdelení Δ rezonancií získaných v rámci tejto práce s týmto modelom je na obrázku 9.12. Opäť, podobne ako v prípade porovnania s modelom FRITIOF, aj tu je relatívne najlepšia zhoda pri Δ^{++} rezonancii. Rozdiel medzi dátami a modelom nie je známy, no model kopíruje staršie dáta o produkcii Δ^{++} rezonancie, od ktorých sa výsledky tejto práce mierne odlišujú. V ostatných troch nábojových stavoch Δ rezonancií je výsledok porovnania rovnaký ako v porovnaní s modelom FRITIOF. Za zmienku stojí, že v modeli FRITIOF je produkovaných viac Δ^{++} rezonancií ako Δ^+ , kým v modeli VENUS je tomu naopak. Z tohoto poľadu naše dáta podporujú skôr model FRITIOF ako VENUS. Čo sa týka N^* rezonancií, tu porovnanie nemám, keďže som nemal k dispozícii implementáciu, ktorú by bolo možné spustiť a v údajoch o produkcii častíc v tomto modeli pre pp zrážky pri $p_{LAB} = 158\text{GeV}$ nebola o N^* rezonanciách žiadna zmienka.

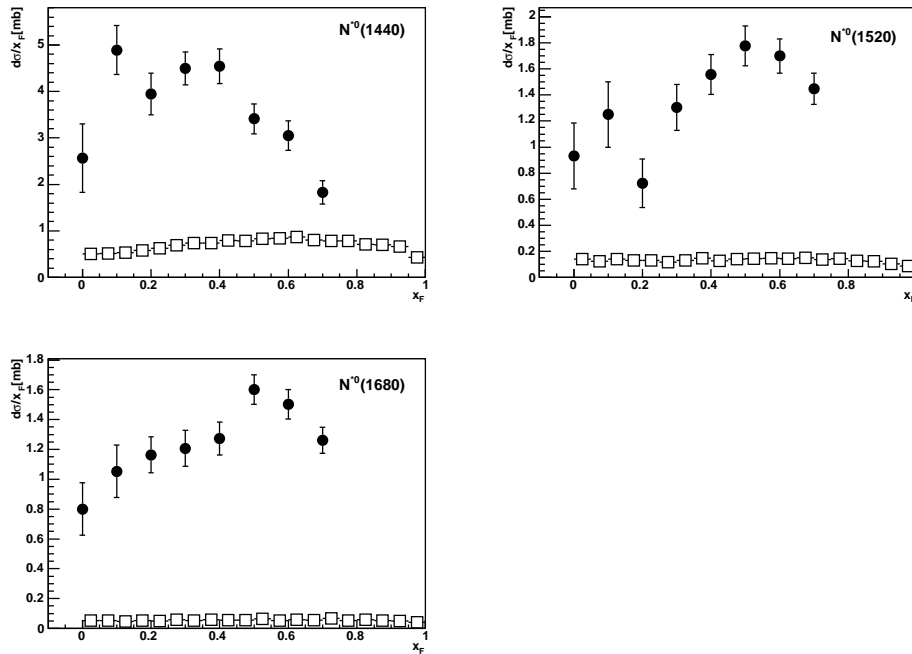
Autori modelu VENUS v súčasnosti vyvíjajú nový model, ktorý sa volá NEXUS. Je opäť založený na Gribov-Reggeho teórii, no tentoraz na takzvanej „Gribov-Reggeho teórii založenej na partónoch“. Ide o pokus o pocitivejšie a konzistentné rátanie účinného prierezu, ktorý má za úlohu odstrá-



Obrázok 9.13: Porovnanie X_F rozdelenia Δ rezonancií s modelom NEXUS. Plné symboly zobrazujú experimentálne výsledky a prázdne predpoveď modelu.

niť problémy, ktoré mali v modeli VENUS. Taktiež pridali rozšírenie, aby sa dal model využiť nielen na popis hadrón-hadrónových, hadrón-jadrových a jadro-jadrových zrážok, ale aj na popis leptón-nukleónových zrážok a e^+e^- anihilácií. Porovnanie experimentálnych dát pre X_F rozdelenie Δ rezonancií s týmto modelom je na obrázku 9.13. Celkovo možno povedať, že samotný popis dát je zhruba rovnaký ako v prípade predchádzajúcich modelov, dokonca v prípade Δ^{++} rezonancie trochu horší. Na druhej strane tento model už predpovedá, že Δ^{++} rezonancií sa produkuje viac ako Δ^+ rezonancií, čo je aj vidieť v dátach. Tento model už zahŕňa aj produkciu N^* rezonancií, i keď nejde o stavy, ktoré sa nachádzajú v tabuľkách častíc [9], ale o akési efektívne rezonancie, ktoré zahŕňajú viacero rezonancií dohromady. Faktom je, že efektívne rezonancie sú podobné tým, ktoré som ja využivil pri extrakcii účinných prierezov z nameraných dát, takže možno urobiť porovnanie, ktoré je na obrázku 9.14. Na tomto porovnaní si možno okamžite všimnúť, že NEXUS predpovedá oveľa menej N^{*0} rezonancií, ako je experimentálny výsledok získaný v rámci tejto práce.

Z porovnaní s modelmi je jasné, že výsledky tejto práce teda môžu napo-



Obrázok 9.14: Porovnanie X_F rozdelenia N^{*0} rezonancií s modelom NEXUS. Plné symboly zobrazujú experimentálne výsledky a prázdne predpoved' modelu.

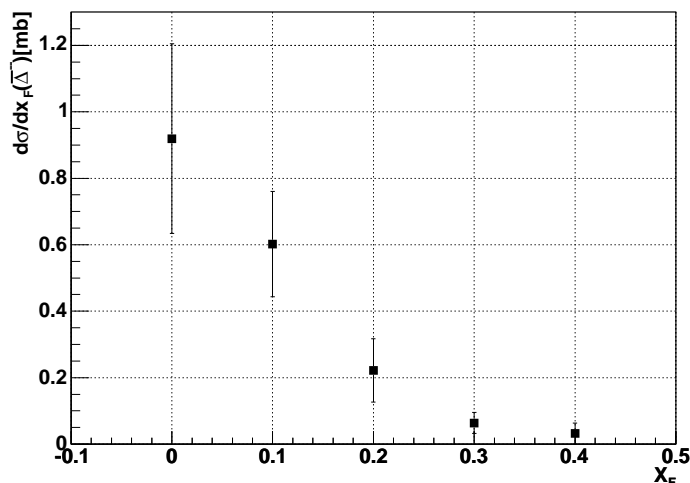
môcť k získavaniu nových ideí o dynamike pp zrážok a vylepšeniu spomínaných modelov.

10. Námety na ďalšie štúdium

Na záver práce tu mám ešte zopár námetov na pokračovanie mojej práce. Niektoré z nich sú po technickej stránke odskúšané a ich realizácia potrebuje hlavne dostatočné množstvo času a trpezlivosti. O iných je nejasné, či sú realizovateľné, no v kontexte experimentu NA49 sú zaujímavé. Vo väčšine prípadov, však ide o námety, pre ktoré má v experiment NA49 dostupné dáta.

Najdôležitejším pokračovaním tejto práce je meranie inkluzívneho účinného prierezu pre produkciu N^{*+} rezonancií. Vzhľadom na to, že N^{*0} rezonancie sa rodia v pp zrážkach, tak je vysoko pravdepodobné, že aj ich izospinový partner N^{*+} vzniká. Informácia o produkcii N^{*+} rezonancií by mohla prispieť k novým ideám o mechanizme pp reakcií a vylepšeniu modelov, ako je PYTHIA [38], NEXUS [39] či mnohé ďalšie, ktoré sa v súčasnosti využívajú napríklad pri plánovaní nových experimentov. Problémom tohoto merania je to, že v dvojčasticovom rozpadovom kanáli máme neutrálnu časticu, pre ktorú má experiment zlé hybnostné rozlíšenie. Na druhej strane existuje trojčasticový kanál so samými nabitými časticami, no ten je náročný z hľadiska kombinatorického pozadia. Tu by mohla pomôcť metóda miešania udalostí, no táto ešte nebola pre trojčasticový kanál použitá a treba najskôr nájsť presný spôsob jej aplikácie. Prvotná idea ako aplikovať metódu je popísaná v kapitole 6.2. Iný spôsob ako sa dopracovať k účinnému prierezu pre produkciu N^{*+} je využitie np zrážok a izospinovej symetrie. Tento spôsob som popísal v kapitole 8.2. Výhodou tohoto spôsobu oproti priamemu meraniu v pp zrážkach je relatívna jednoduchosť, keďže ide o rovnaké meranie ako sa nachádza v mojej práci. Nevýhodou je, že je to iba nepriame určenie účinného prierezu a ako také nám nedokáže poskytnúť dôkaz o tom, že N^{*+} rezonancie sa v pp zrážkach naozaj produkujú.

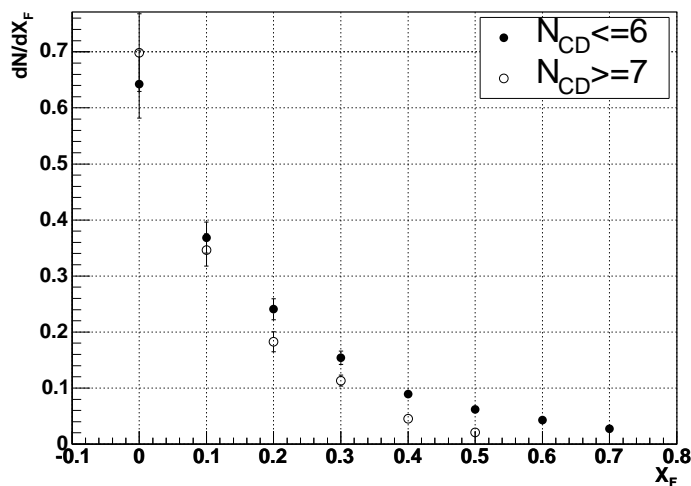
Ďalším námetom je meranie antirezonancií v pp zrážkach. V princípe by tu nemal byť výrazný problém, jediný problém, na ktorý by sa tu mohlo naraziť, je nedostatočná štatistika. Ako príklad na obrázku 10.1 ukazujem inkluzívny diferenciálny účinný prierez pre produkciu $\bar{\Delta}^{--}$. Tieto informácie spolu s informáciami o produkcii antirezonancií v np reakciách by mohli prispieť k bližšiemu chápaniu mechanizmu produkcie antičastíc. NA49 je v tomto smere unikátny experiment, keďže je v súčasnosti jediný, ktorý má dáta z np reakcií. Tieto sú získané zo zrážok dp , v ktorých sme schopní roztrie-



Obrázok 10.1: Inkluzívny diferenciálny účinný prierez pre produkciu $\bar{\Delta}^-$ rezonancie v pp reakciách.

diť jednotlivé zrážky podľa toho, či interagoval protón z deuterónu, neutrón z deuterónu, alebo interagovali oba nukleóny. V prvom prípade pozorujeme neutrón, ktorý má minimálnu priečnu hybnosť a pozdĺžna hybnosť zodpovedá hybnosti zväzku. V druhom prípade máme takýto protón a v poslednom nemáme ani jednu časticu s hybnosťou blízkou hybnosti zväzku. Problémom tu zostáva nízka štatistika np dát bez výhľadu jej ďalšieho zvyšovania.

Za ďalšími námetmi už musíme opustiť elementárne zrážky a pozrieť sa na protón-jadrové zrážky. Hlavnou motiváciou na štúdium protón-jadrových zrážok je hľadanie kvark-gluónovej plazmy. Pri jej hľadaní experimentátori silno závisia od porovnávania zrážok dvoch ťažkých jadier so zrážkami protón-protón a protón-jadro. Tu sa ukazuje, že je dôležité získať čo najviac informácií aj o protón-jadrových zrážkach. Dôvodom je fakt, že sa ukazuje, že existuje istá nejednoznačnosť v tom, ako porovnávať symetrické zrážky $PbPb$ či $AuAu$ s asymetrickými pPb . Príklady ako sa môže dramaticky zmeniť záver takéhoto porovnania so zmenou spôsobu porovnávania možno nájsť v prácach experimentu NA49 (napríklad [57, 58]). Po technickej stránke je tu opäť otázka, ako získať stredný počet vyprodukovaných rezonancií. Čo sa týka využitia metódy miešania udalostí, tú je možné použiť, pričom spôsob použitia som popísal v kapitole 6.1. Na obrázku 10.2 je ukážka X_F rozdelenia Δ^{++} rezonancie v pPb zrážkach pri dvoch rôznych centralitách. Tento výsledok je získaný z polovičnej štatistiky, ako má experiment v súčasnosti k dispozícii, takže je tu istý priestor na zlepšenie a tiež na štúdium náročnej-



Obrázok 10.2: X_F rozdelenie Δ^{++} rezonancie v pPb reakciách. Dáta boli rozdelené na dve skupiny v závislosti od centrality zrážky, ktorá bola určovaná na základe počtu meraných šedých protónov.

ších rozpadových kanálov.

Toto je v skratke zopár námetov, ktorým smerom rozvíjať výsledky získané v tejto práci. Väčšina z nich by mala byť realizovateľná, no väčšinou ide o časovo náročné merania. Taktiež treba dodať, že pri niektorých zrážkach neboli potrebné kalibrácie k dispozícii dostatočne skoro na to, aby sa existujúce dáta dali využiť v predkladanej práci.

11. Záver

Táto práca sa zaoberá štúdiom produkcie rezonancií v protón-protónových zrážkach. Štúdium bolo robené v rámci experimentu NA49, ktorý má jeden z najväčších súborov dát dostupných v produkčnom experimente.

Ciele tejto práce, ktoré boli spomenuté v jej úvode, boli podľa môjho názoru splnené.

Hlavným cieľom práce bolo zistiť, či sa spomedzi baryónových rezonancií rodia v pp zrážkach okrem Δ rezonancie aj rezonancie s vyššími hmotnosťami. Konkrétne som ukázal, že v pp zrážkach sa rodia N^{*0} rezonancie s hmotnosťami 1440MeV , 1520MeV a 1680MeV . Za použitia metódy miešania udalostí som z dát získal ich diferenciálny inkluzívny účinný prierez v závislosti od X_F a to nielen pre spomenuté N^{*0} , ale aj pre všetky štyri nábojové stavy Δ rezonancie. Na to, aby bolo vôbec možné získať tieto účinné prierezy, bolo potrebné zdokonaľiť metódu miešania udalostí a ukázať, že sa dá použiť aj pre viacero rezonancií v danom rozpadovom kanáli. Tu sa mi na jednoduchom štatistickom modeli podarilo ukázať, že metóda naozaj pracuje. Okrem toho som metódu dôkladne overil aj na Monte Carlo simuláciách.

Využívajúc získané účinné prierezy spolu s poznatkami o produkcii mezónových rezonancií, ktoré pochádzajú z iných prác, som preštudoval dôsledky produkcie rezonancií na pozdĺžne rozdelenia piónov, protónov a neutrónov. Okrem toho som porovnal seagull protónov a kladných piónov so seagullom protónov a kladných piónov pochádzajúcich z rozpadov rezonancií. Z tejto časti je najzaujímavejšie porovnanie účinného prierezu pre produkciu Δ^- rezonancie s Δ^- rezonanciami pochádzajúcimi z rozpadu N^{*0} , ktoré naznačuje, že všetky vyprodukované Δ^- rezonancie pochádzajú práve z rozpadov N^{*0} rezonancií.

Ďalej som porovnal získané výsledky s modelmi FRITIOF, VENUS a NEXUS, pričom toto porovnanie ukazuje, že lepšie vedomosti o produkcii rezonancií sú potrebné na ďalšie vylepšenie týchto modelov.

Navyše som navrhol aj ďalšie možnosti kam by sa mohlo uberať pokračovanie štúdia rezonancií v experimente NA49. Pri tomto návrhu som vychádzal z momentálnej dostupnosti dát v experimente NA49, takže všetky navrhnuté merania by mali byť realizovateľné z pohľadu existencie dát.

A. Kinematické veličiny

V tejto časti udávam definície často používaných kinematických veličín. Pre podrobnejšie oboznámenie sa s nimi pozri napr. [46]. Jedná sa v podstate o veličiny, ktoré sa používajú namiesto pozdĺžnej hybnosti.

Prvou z nich je bezrozmerná premenná Feynmanovo x . Táto veličina sa zvykne definovať hlavne v sústave hmotného streda a definuje sa vzťahom

$$X_F = \frac{p_l^*}{|p_l^*|_{max}} \quad (\text{A.1})$$

Tu p_l^* je pozdĺžna hybnosť častice v sústave hmotného streda a $|p_l^*|_{max}$ je maximálna hybnosť, ktorú môže častica získať, teda

$$|p_l^*|_{max} = \sqrt{(E^*)_{max}^2 - m^2} \quad (\text{A.2})$$

Občas sa namiesto definície (A.1) zvykne používať definícia

$$X_F = \frac{2p_l^*}{\sqrt{s}} \quad (\text{A.3})$$

Táto definícia je jednoduchšia na výpočty a v limite, keď hmotnosť častice je zanedbateľná, prechádza na definíciu (A.1). Výhodou veličiny X_F je, že jej minimálna a maximálna hodnota nezávisia od \sqrt{s} , čo ju robí vhodnou na porovnávanie údajov nameraných pri rôznych \sqrt{s} . Nevýhodou je jej zjavná relativistická neinvariantnosť.

Druhou často používanou veličinou je rapidita. Podobne, ako v prípade X_F , ide o bezrozmernú veličinu. Definovaná je vzťahom

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_l}{E - p_l} \quad (\text{A.4})$$

kde E je energia častice a p_l je pozdĺžna hybnosť. Táto veličina sa využíva aj v laboratórnej sústave aj v sústave hmotného streda, pričom transformácia medzi nimi je nasledovná

$$y^* = y + \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \quad (\text{A.5})$$

V sústave hmotného stredu môže byť jej maximálna hodnota, ktorú môže nadobudnúť pri danom p_T

$$y_{max}^* = \ln \frac{E_{max} + \sqrt{E_{max}^2 - m_T^2}}{m_T} \quad (\text{A.6})$$

Tu E_{max} je maximálna energia, ktorú môže častica nadobudnúť a m_T je priečna hmotnosť daná vzťahom

$$m_T = \sqrt{m^2 + p_T^2} \quad (\text{A.7})$$

Tento prehľad ukončím vzťahmi na výpočet energie a hybnosti ak poznáme rapiditu. Ľahko sa dá ukázať, že platí

$$E = m_T \cosh y \quad (\text{A.8})$$

$$p_l = m_T \sinh y \quad (\text{A.9})$$

Výpočet X_F je potom už jednoduchý a teda dostávame

$$X_F = \frac{\sinh y^*}{\sinh y_{max}^*} \quad (\text{A.10})$$

B. Metóda miešania udalostí pre prípad jednej baryónovej rezonancie

V tomto dodatku v skratke zhrniem overenie funkčnosti metódy miešania udalostí pomocou jednoduchého štatistického modelu. Pôvodný výpočet možno nájsť v práci J. Bracínika [43].

Na úvod zdefinujme symboly, ktoré výpočet používa. V prvom rade tu máme pravdepodobnosti produkcie rôznych druhov udalostí, označené sú symbolmi $Pr(\bar{\Delta})$ a $Pr(\Delta)$. Prvá je pravdepodobnosť produkcie udalosti bez rezonancie a druhá pravdepodobnosť udáva pravdepodobnosť produkcie udalosti s rezonanciou. V modeli, v rámci ktorého bola vyšetrovaná správnosť metódy miešania udalostí sú to jediné dva typy udalostí a teda platí

$$Pr(\bar{\Delta}) + Pr(\Delta) = 1 \quad (\text{B.1})$$

Ďalej tu máme počty častíc v rôznych typoch udalostí, pričom konvencia je nasledová: n_p označuje počet protónov v udalosti bez rezonancie a n_π označuje počet piónov v udalosti bez rezonancie. Pre udalosti s rezonanciou máme dva druhy protónov a piónov a to pozadové, tie sú označené akcentom tilda a protóny a pióny z rezonancie, tu majú symboly navyše dolný index Δ . Predposlednou ingredienciou sú hybnostné rozdelenia značené symbolom ρ , kde v zátvorke je uvedené, či ide o protón alebo pión a pôvod častice je označený rovnako ako v prípade počtu častíc, teda akcentami a indexami. Posledná vec sú podmienené pravdepodobnosti, ktoré nám udávajú, s akou pravdepodobnosťou sa v udalosti daného typu vyprodukuje príslušný počet protónov a piónov. Vzhľadom na fakt, že výpočet je robený pre hadrón-hadrónové interakcie a baryónové rezonancie v nich, budeme uvažovať iba udalosti bez rezonancie a s jednou rezonanciou, iné zanedbáme.

Teraz možno pristúpiť k samotnému výpočtu. Na úvod zostrojme výraz popisujúci rozdelenie invariantných hmotností. Tento výraz bude mať jeden člen zodpovedajúci udalostiam bez rezonancie a štyri členy zodpovedajúce udalostiam s rezonanciou.

$$\rho(m) = \int dp d\pi C(m; p, \pi) \{$$

$$\begin{aligned}
& Pr(\bar{\Delta}) \sum_{n_p n_\pi} Pr(n_p n_\pi | \bar{\Delta}) n_p n_\pi \rho(p) \rho(\pi) + \\
& Pr(\Delta) \sum_{\tilde{n}_p \tilde{n}_\pi} Pr(\tilde{n}_p \tilde{n}_\pi | \Delta) \tilde{n}_p \tilde{n}_\pi \widetilde{\rho(p)} \widetilde{\rho(\pi)} + \\
& Pr(\Delta) \sum_{n_{\Delta p} \tilde{n}_\pi} Pr(n_{\Delta p} \tilde{n}_\pi | \Delta) n_{\Delta p} \tilde{n}_\pi \rho(p) \widetilde{\rho(\pi)} + \\
& Pr(\Delta) \sum_{\tilde{n}_p n_{\Delta \pi}} Pr(\tilde{n}_p n_{\Delta \pi} | \Delta) \tilde{n}_p n_{\Delta \pi} \widetilde{\rho(p)} \rho_\Delta(\pi) + \\
& Pr(\Delta) \sum_{n_{\Delta p} n_{\Delta \pi}} Pr(n_{\Delta p} n_{\Delta \pi} | \Delta) n_{\Delta p} n_{\Delta \pi} \rho_\Delta(p, \pi) \} \quad (B.2)
\end{aligned}$$

Podobne možno zostrojiť aj výraz pre miešané rozdelenie, kde protón berieme z jednej udalosti a pión s predošlej udalosti. Rozdielom oproti rozdeleniu invariantných hmotností je, že v tomto prípade je každý člen úmerný dvom pravdepodobnostiam vyprodukovať príslušnú udalosť.

$$\begin{aligned}
\rho_{mix}(m) = & \int dp d\pi C(m; p, \pi) \{ \\
& P(\bar{\Delta}) P(\bar{\Delta}) \sum_{n_p n_\pi} Pr(n_p | \bar{\Delta}) Pr(n_\pi | \bar{\Delta}) n_p n_\pi \rho(p) \rho(\pi) + \\
& P(\bar{\Delta}) P(\Delta) \sum_{n_p \tilde{n}_\pi} Pr(n_p | \bar{\Delta}) Pr(\tilde{n}_\pi | \Delta) n_p \tilde{n}_\pi \rho(p) \widetilde{\rho(\pi)} + \\
& P(\bar{\Delta}) P(\Delta) \sum_{n_p n_{\Delta \pi}} Pr(n_p | \bar{\Delta}) Pr(n_{\Delta \pi} | \Delta) n_p n_{\Delta \pi} \rho(p) \rho_\Delta(\pi) + \\
& P(\Delta) P(\bar{\Delta}) \sum_{\tilde{n}_p n_\pi} Pr(\tilde{n}_p | \Delta) Pr(n_\pi | \bar{\Delta}) \tilde{n}_p n_\pi \widetilde{\rho(p)} \rho(\pi) + \\
& P(\Delta) P(\bar{\Delta}) \sum_{n_{\Delta p} n_\pi} Pr(n_{\Delta p} | \Delta) Pr(n_\pi | \bar{\Delta}) n_{\Delta p} n_\pi \rho_\Delta(p) \rho(\pi) + \\
& P(\Delta) P(\Delta) \sum_{\tilde{n}_p \tilde{n}_\pi} Pr(\tilde{n}_p | \Delta) Pr(\tilde{n}_\pi | \Delta) \tilde{n}_p \tilde{n}_\pi \widetilde{\rho(p)} \widetilde{\rho(\pi)} + \\
& P(\Delta) P(\Delta) \sum_{\tilde{n}_p n_{\Delta \pi}} Pr(\tilde{n}_p | \Delta) Pr(n_{\Delta \pi} | \Delta) \tilde{n}_p n_{\Delta \pi} \widetilde{\rho(p)} \rho_\Delta(\pi) + \\
& P(\Delta) P(\Delta) \sum_{n_{\Delta p} \tilde{n}_\pi} Pr(n_{\Delta p} | \Delta) Pr(\tilde{n}_\pi | \Delta) n_{\Delta p} \tilde{n}_\pi \rho_\Delta(p) \widetilde{\rho(\pi)} + \\
& P(\Delta) P(\Delta) \sum_{n_{\Delta p} n_{\Delta \pi}} Pr(n_{\Delta p} | \Delta) Pr(n_{\Delta \pi} | \Delta) n_{\Delta p} n_{\Delta \pi} \rho_\Delta(p) \rho_\Delta(\pi) \} \quad (B.3)
\end{aligned}$$

V ďalšom budeme uvažovať metódu miešania udalostí v podobe, kde budeme protón fixovať v úzkom bine pozdĺžnej hybnosti. Toto fixovanie nám prináša dve dôležité zjednodušenia. Prvé je, že v bine budeme mať práve jeden protón. Druhým zjednodušením je, že hybnostné rozdelenia všetkých protónov budú rovnaké (v rámci binu), čo v reči našich symbolov znamená nasledovné:

$$\rho(p) = \widetilde{\rho}(p) = \rho_{\Delta}(p) \equiv \rho_p \quad (\text{B.4})$$

Pomocou týchto zjednodušení môžeme upraviť predchádzajúce výrazy pre rozdelenia invariantných hmotností na nasledovný tvar:

$$\begin{aligned} \rho(m) = & \int dp d\pi C(m; p, \pi) \{ \\ & (1 - n_{\Delta}) \sum_{n_{\pi}} Pr(n_{\pi} | \bar{\Delta}) n_{\pi} \rho_p \rho(\pi) + \\ & n_{\Delta} \sum_{\widetilde{n}_{\pi}} Pr(\widetilde{n}_{\pi} | \Delta) \widetilde{n}_{\pi} \rho_p \widetilde{\rho}(\pi) + \\ & n_{\Delta} \sum_{n_{\Delta\pi}} Pr(\widetilde{n}_p = 1, n_{\Delta\pi} | \Delta) n_{\Delta\pi} \rho_p \rho_{\Delta}(\pi) + \\ & n_{\Delta} \sum_{n_{\Delta\pi}} Pr(n_{\Delta p} = 1, n_{\Delta\pi} | \Delta) n_{\Delta\pi} \rho_{\Delta}(p, \pi) \} \quad (\text{B.5}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho_{mix}(m) = & \int dp d\pi C(m; p, \pi) \{ \\ & (1 - n_{\Delta}) \sum_{n_{\pi}} Pr(n_{\pi} | \bar{\Delta}) n_{\pi} \rho_p \rho(\pi) + \\ & n_{\Delta} \sum_{\widetilde{n}_{\pi}} Pr(\widetilde{n}_{\pi} | \Delta) \widetilde{n}_{\pi} \rho_p \widetilde{\rho}_{\pi} + \\ & n_{\Delta} \sum_{n_{\Delta\pi}} Pr(n_{\Delta\pi} | \Delta) n_{\Delta\pi} \rho_p \rho_{\Delta}(\pi) \} \quad (\text{B.6}) \end{aligned}$$

V oboch vzťahoch som pritom označil $Pr(\Delta)$ symbolom n_{Δ} , keďže $Pr(\Delta)$ označuje počet rezonancií na jednu udalosť, čo je presne číslo, ktoré chceme v reálnom experimente získať.

Po týchto úpravách už môžeme odčítať od seba rozdelenie invariantných hmotností a rozdelenie invariantných hmotností z miešaných udalostí.

$$\begin{aligned} \rho(m) - \rho_{mix}(m) = & \int dp d\pi C(m; p, \pi) \{ \\ & n_{\Delta} \sum_{n_{\Delta\pi}} n_{\Delta\pi} \{ \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} &Pr(n_{\Delta p} = 1, n_{\Delta\pi}|\Delta)\rho_{\Delta}(p, \pi) + \\ &Pr(\tilde{n}_p = 1, n_{\Delta\pi}|\Delta)\rho_p\rho_{\Delta}(\pi) - \\ &Pr(n_{\Delta\pi}|\Delta)\rho_p\rho_{\Delta}(\pi) \end{aligned} \right\} \quad (\text{B.7})$$

Na záver popisu odčítaného rozdelenia v dátach pripomeňme, že pre podmienené pravdepodobnosti nám platí

$$Pr(n_{\Delta p} = 1, n_{\Delta\pi}|\Delta) + Pr(\tilde{n}_p = 1, n_{\Delta\pi}|\Delta) = Pr(n_{\Delta\pi}|\Delta) \quad (\text{B.8})$$

a teda, výsledný tvar rozdelenia z dát je

$$\begin{aligned} \rho(m) - \rho_{mix}(m) &= \int dp d\pi C(m; p, \pi) \left\{ \right. \\ &n_{\Delta} \sum_{n_{\Delta\pi}} n_{\Delta\pi} \left\{ \rho_{\Delta}(p, \pi) Pr(n_{\Delta p} = 1, n_{\Delta\pi}|\Delta) - \right. \\ &\left. \left. \rho_p\rho_{\Delta}(\pi) Pr(n_{\Delta p} = 1, n_{\Delta\pi}|\Delta) \right\} \right\} \quad (\text{B.9}) \end{aligned}$$

Teraz sa pokúsime popísať rozdelenie z dát jednoduchým Monte Carlom, ktoré bude obsahovať iba rezonancie. V takomto Monte Carlo, rozdelenie invariantných hmotností je čisto rozdelenie hmotností rezonancie a v našej symbolike vyzerá nasledovne

$$\rho^{MC}(m) = \int dp d\pi C(m; p, \pi) \left\{ \sum_{n_{\Delta p} n_{\Delta\pi}} Pr(n_{\Delta p} n_{\Delta\pi}|\Delta) n_{\Delta p} n_{\Delta\pi} \rho_{\Delta}(p, \pi) \right\} \quad (\text{B.10})$$

Podobne aj rozdelenie invariantných hmotností z miešaných udalostí je jednoduché a má iba jeden člen, keďže v každej udalosti je iba jeden protón a jeden pión, pričom obidve častice pochádzajú z rezonancie. Tvar miešaného rozdelenia je

$$\begin{aligned} \rho_{mix}^{MC}(m) &= \int dp d\pi C(m; p, \pi) \\ &\left\{ \sum_{n_{\Delta p} n_{\Delta\pi}} Pr(n_{\Delta p}|\Delta) Pr(n_{\Delta\pi}|\Delta) n_{\Delta p} n_{\Delta\pi} \rho_p \rho_{\Delta}(\pi) \right\} \quad (\text{B.11}) \end{aligned}$$

Odčítaním posledných dvoch vzťahov dostaneme popis odčítaného rozdelenia z Monte Carla, ktoré obsahuje iba jednu rezonanciu v udalosti

$$\begin{aligned} \rho^{MC}(m) - \rho_{mix}^{MC}(m) &= \int dp d\pi C(m; p, \pi) \left\{ \right. \\ &\sum_{n_{\Delta\pi}} Pr(n_{\Delta\pi}|\Delta) n_{\Delta\pi} \rho_{\Delta}(p, \pi) - \\ &\left. \sum_{n_{\Delta\pi}} Pr(n_{\Delta\pi}|\Delta) n_{\Delta\pi} \rho_p \rho_{\Delta}(\pi) \right\} \quad (\text{B.12}) \end{aligned}$$

Porovnaním tohoto vzťahu so vzťahom (B.9) zistíme, že tvar rozdelenia je rovnaký a jediný rozdiel je, že v dátach nám vystupuje n_{Δ} navyše, čo je práve číslo, ktoré chceme získať. Z toho vidieť, že metóda miešania udalostí v prípade, keď sa produkuje iba jedna rezonancia funguje a dá sa použiť na extrakciu multiplicity rezonancií z dát.

Výpočet pre zložitejšiu situáciu, konkrétne pre produkciu dvoch rezonancií v tom istom rozpadovom kanáli je v kapitole 5.

C. Metóda miešania udalostí pre prípad dvoch baryónových rezonancií

V tomto dodatku uvádzam počiatočné vzťahy pre overenie funkčnosti metódy miešania udalostí v prípade dvoch rôznych rezonancií v danom kanáli. Výpočet je uvedený v kapitole 5 aj spolu s testami pomocou Monte Carlo simulácií. Tu sú uvedené iba dva základné vzťahy, ktoré sú v kapitole 5 vynechané pre svoju dĺžku. Čo sa týka vysvetlenia jednotlivých symbolov, pozri podkapitolu 5.1.

Vzťah pre rozdelenie invariantných hmotností:

$$\begin{aligned}
 \rho(m) = & \int dp d\pi C(m; p, \pi) \{ \\
 & Pr(0) \sum_{n_p n_\pi} Pr(n_p n_\pi | 0) n_p n_\pi \rho(p) \rho(\pi) + \\
 & Pr(1) \sum_{\widetilde{n}_{1p} \widetilde{n}_{1\pi}} Pr(\widetilde{n}_{1p} \widetilde{n}_{1\pi} | 1) \widetilde{n}_{1p} \widetilde{n}_{1\pi} \widetilde{\rho}_1(p) \widetilde{\rho}_1(\pi) + \\
 & Pr(1) \sum_{n_{1p} \widetilde{n}_{1\pi}} Pr(n_{1p} \widetilde{n}_{1\pi} | 1) n_{1p} \widetilde{n}_{1\pi} \rho_1(p) \widetilde{\rho}_1(\pi) + \\
 & Pr(1) \sum_{\widetilde{n}_{1p} n_{1\pi}} Pr(\widetilde{n}_{1p} n_{1\pi} | 1) \widetilde{n}_{1p} n_{1\pi} \widetilde{\rho}_1(p) \rho_1(\pi) + \\
 & Pr(1) \sum_{n_{1p} n_{1\pi}} Pr(n_{1p} n_{1\pi} | 1) n_{1p} n_{1\pi} \rho_1(p, \pi) + \\
 & Pr(2) \sum_{\widetilde{n}_{2p} \widetilde{n}_{2\pi}} Pr(\widetilde{n}_{2p} \widetilde{n}_{2\pi} | 2) \widetilde{n}_{2p} \widetilde{n}_{2\pi} \widetilde{\rho}_2(p) \widetilde{\rho}_2(\pi) + \\
 & Pr(2) \sum_{n_{2p} \widetilde{n}_{2\pi}} Pr(n_{2p} \widetilde{n}_{2\pi} | 2) n_{2p} \widetilde{n}_{2\pi} \rho_2(p) \widetilde{\rho}_2(\pi) + \\
 & Pr(2) \sum_{\widetilde{n}_{2p} n_{2\pi}} Pr(\widetilde{n}_{2p} n_{2\pi} | 2) \widetilde{n}_{2p} n_{2\pi} \widetilde{\rho}_2(p) \rho_2(\pi) + \\
 & \}
 \end{aligned}$$

$$Pr(2) \sum_{n_{2p}n_{2\pi}} Pr(n_{2p}n_{2\pi}|2)n_{2p}n_{2\pi}\rho_2(p, \pi) \} \quad (C.1)$$

Vzťah pre rozdelenie invariantných hmotností párov z rôznych udalostí:

$$\begin{aligned} \rho_{mix}(m) = & \int dpd\pi C(m; p, \pi) \{ \\ & Pr(0)Pr(0) \sum_{n_p n_\pi} Pr(n_p|0)Pr(n_\pi|0)n_p n_\pi \rho(p)\rho(\pi) + \\ & Pr(0)Pr(1) \sum_{n_p \widetilde{n}_{1\pi}} Pr(n_p|0)Pr(\widetilde{n}_{1\pi}|1)n_p \widetilde{n}_{1\pi} \rho(p)\widetilde{\rho}_1(\pi) + \\ & Pr(0)Pr(1) \sum_{n_p n_{1\pi}} Pr(n_p|0)Pr(n_{1\pi}|1)n_p n_{1\pi} \rho(p)\rho_1(\pi) + \\ & Pr(0)Pr(2) \sum_{n_p \widetilde{n}_{2\pi}} Pr(n_p|0)Pr(\widetilde{n}_{2\pi}|2)n_p \widetilde{n}_{2\pi} \rho(p)\widetilde{\rho}_2(\pi) + \\ & Pr(0)Pr(2) \sum_{n_p n_{2\pi}} Pr(n_p|0)Pr(n_{2\pi}|2)n_p n_{2\pi} \rho(p)\rho_2(\pi) + \\ & Pr(1)Pr(0) \sum_{\widetilde{n}_{1p} n_\pi} Pr(\widetilde{n}_{1p}|1)P(n_\pi|0)\widetilde{n}_{1p} n_\pi \widetilde{\rho}_1(p)\rho(\pi) + \\ & Pr(1)Pr(0) \sum_{n_{1p} n_\pi} Pr(n_{1p}|1)P(n_\pi|0)n_{1p} n_\pi \rho_1(p)\rho(\pi) + \\ & Pr(2)Pr(0) \sum_{\widetilde{n}_{2p} n_\pi} Pr(\widetilde{n}_{2p}|2)P(n_\pi|0)\widetilde{n}_{2p} n_\pi \widetilde{\rho}_2(p)\rho(\pi) + \\ & Pr(2)Pr(0) \sum_{n_{2p} n_\pi} Pr(n_{2p}|2)P(n_\pi|0)n_{2p} n_\pi \rho_2(p)\rho(\pi) + \\ & Pr(1)Pr(1) \sum_{\widetilde{n}_{1p} \widetilde{n}_{1\pi}} Pr(\widetilde{n}_{1p}|1)P(\widetilde{n}_{1\pi}|1)\widetilde{n}_{1p} \widetilde{n}_{1\pi} \widetilde{\rho}_1(p)\widetilde{\rho}_1(\pi) + \\ & Pr(1)Pr(1) \sum_{\widetilde{n}_{1p} n_{1\pi}} Pr(\widetilde{n}_{1p}|1)P(n_{1\pi}|1)\widetilde{n}_{1p} n_{1\pi} \widetilde{\rho}_1(p)\rho_1(\pi) + \\ & Pr(1)Pr(1) \sum_{n_{1p} \widetilde{n}_{1\pi}} Pr(n_{1p}|1)P(\widetilde{n}_{1\pi}|1)n_{1p} \widetilde{n}_{1\pi} \rho_1(p)\widetilde{\rho}_1(\pi) + \\ & Pr(1)Pr(1) \sum_{n_{1p} n_{1\pi}} Pr(n_{1p}|1)P(n_{1\pi}|1)n_{1p} n_{1\pi} \rho_1(p)\rho_1(\pi) + \\ & Pr(2)Pr(2) \sum_{\widetilde{n}_{2p} \widetilde{n}_{2\pi}} Pr(\widetilde{n}_{2p}|2)P(\widetilde{n}_{2\pi}|2)\widetilde{n}_{2p} \widetilde{n}_{2\pi} \widetilde{\rho}_2(p)\widetilde{\rho}_2(\pi) + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& Pr(2)Pr(2) \sum_{\widetilde{n}_{2p}\widetilde{n}_{2\pi}} Pr(\widetilde{n}_{2p}|2)P(n_{2\pi}|2)\widetilde{n}_{2p}n_{2\pi}\widetilde{\rho}_2(p)\widetilde{\rho}_2(\pi) + \\
& Pr(2)Pr(2) \sum_{n_{2p}\widetilde{n}_{2\pi}} Pr(n_{2p}|2)P(\widetilde{n}_{2\pi}|2)n_{2p}\widetilde{n}_{2\pi}\rho_2(p)\widetilde{\rho}_2(\pi) + \\
& Pr(2)Pr(2) \sum_{n_{2p}n_{2\pi}} Pr(n_{2p}|2)P(n_{2\pi}|2)n_{2p}n_{2\pi}\rho_2(p)\rho_2(\pi) + \\
& Pr(2)Pr(1) \sum_{\widetilde{n}_{2p}\widetilde{n}_{1\pi}} Pr(\widetilde{n}_{2p}|2)P(\widetilde{n}_{1\pi}|1)\widetilde{n}_{2p}\widetilde{n}_{1\pi}\widetilde{\rho}_2(p)\widetilde{\rho}_1(\pi) + \\
& Pr(2)Pr(1) \sum_{\widetilde{n}_{2p}n_{1\pi}} Pr(\widetilde{n}_{2p}|2)P(n_{1\pi}|1)\widetilde{n}_{2p}n_{1\pi}\widetilde{\rho}_2(p)\rho_1(\pi) + \\
& Pr(2)Pr(1) \sum_{n_{2p}\widetilde{n}_{1\pi}} Pr(n_{2p}|2)P(\widetilde{n}_{1\pi}|1)n_{2p}\widetilde{n}_{1\pi}\rho_2(p)\widetilde{\rho}_1(\pi) + \\
& Pr(2)Pr(1) \sum_{n_{2p}n_{1\pi}} Pr(n_{2p}|2)P(n_{1\pi}|1)n_{2p}n_{1\pi}\rho_2(p)\rho_1(\pi) + \\
& Pr(1)Pr(2) \sum_{\widetilde{n}_{1p}\widetilde{n}_{2\pi}} Pr(\widetilde{n}_{1p}|1)P(\widetilde{n}_{2\pi}|2)\widetilde{n}_{1p}\widetilde{n}_{2\pi}\widetilde{\rho}_1(p)\widetilde{\rho}_2(\pi) + \\
& Pr(1)Pr(2) \sum_{\widetilde{n}_{1p}n_{2\pi}} Pr(\widetilde{n}_{1p}|1)P(n_{2\pi}|2)\widetilde{n}_{1p}n_{2\pi}\widetilde{\rho}_1(p)\rho_2(\pi) + \\
& Pr(1)Pr(2) \sum_{n_{1p}\widetilde{n}_{2\pi}} Pr(n_{1p}|1)P(\widetilde{n}_{2\pi}|2)n_{1p}\widetilde{n}_{2\pi}\rho_1(p)\widetilde{\rho}_2(\pi) + \\
& Pr(1)Pr(2) \sum_{n_{1p}n_{2\pi}} Pr(n_{1p}|1)P(n_{2\pi}|2)n_{1p}n_{2\pi}\rho_1(p)\rho_2(\pi) \} \\
\end{aligned} \tag{C.2}$$

Samotný výpočet a ukázanie toho, že metóda miešania udalostí sa dá použiť aj v prípade, keď sa v tom istom rozpadovom kanáli nachádza viacero rezonancií, je v kapitole 5.

Literatúra

- [1] S. Afanasiev et al., Nucl. Instrum. Meth. **A430** (1999), 210–244.
- [2] C. De Marzo et al., Nucl. Instrum. Meth. **217** (1983), 405–417.
- [3] K. Werner, Phys. Rept. **232** (1993), 87–299.
- [4] B. Andersson, G. Gustafson, H. Pi, Z. Phys. **C57** (1993), 485–494.
- [5] H. Appelshauser, NA49 Internal Note, č. 49, 1995.
- [6] F. Bieser et al., NIM **A385** (1997), 535.
- [7] W. Rauch et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. **41** (1994), 30.
- [8] R. Zybert, NA49 Internal Note, č. 34, 1993.
- [9] D. E. Groom et al., Euro. Phys. Jour. **15** (2000), 1.
- [10] T. Susa for NA49 Collaboration, Nucl. Phys. **A698** (2002), 491c.
- [11] H. Blumenfeld et al., Phys. Lett. **45B** (1973), 528–530.
- [12] K. Jaeger et al., Phys. Rev. **D11** (1975), 1756.
- [13] K. Jaeger, D. Colley, L. Hyman, J. Rest, Phys. Rev. **D11** (1975), 2405.
- [14] F. LoPinto et al., Phys. Rev. **D22** (1980), 573–581.
- [15] A. Sheng et al., Phys. Rev. **D11** (1975), 1733.
- [16] V. Blobel et al., Nucl. Phys. **B69** (1974), 454–492.
- [17] V. V. Ammosov et al., Nucl. Phys. **B115** (1976), 269–286.
- [18] J. W. Chapman et al., Phys. Lett. **47B** (1973), 465–468.
- [19] J. Erwin et al., Phys. Rev. Lett. **35** (1975), 142–144.

- [20] D. Brick et al., Nucl. Phys. **B164** (1980), 1–24.
- [21] M. Asai et al., Z. Phys. **C27** (1985), 11–19.
- [22] T. Okusawa et al., Europhys. Lett. **5** (1988), 509–515.
- [23] J. Whitmore, Phys. Rep. **10** (1974), 273–373.
- [24] H. Kichimi et al., Phys. Rev. **D20** (1979), 37–52.
- [25] B. Y. Oh, G. A. Smith, Nucl. Phys. **B49** (1972), 13–21.
- [26] D. Drijard et al., Z. Phys. **C12** (1982), 217–224.
- [27] P. H. Stuntembeck et al., Phys. Rev. **D9** (1974), 608–620.
- [28] N. S. Angelov et al., Dubna Preprint, č. P1-81-5, 1981.
- [29] E. Balea et al., Nucl. Phys. **B163** (1980), 21–45.
- [30] N. N. Biswas et al., Nucl. Phys. **B167** (1980), 41–60.
- [31] I. V. Ajinenko et al., Nucl. Phys. **B165** (1980), 1–18.
- [32] P. Bosetti et al., Nucl. Phys. **B94** (1975), 21.
- [33] I. V. Azhinenko et al., Z. Phys. **C44** (1989), 573.
- [34] A. Rybicki, *Charged hadron production in elementary and nuclear collisions at 158 GeV/c*, Dizertačná práca, H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Kraków, 2002.
- [35] D. Varga, *Study of inclusive and correlated particle production in elementary hadronic interactions*, Dizertačná práca, Eötvös Loránd University, Budapešť, 2003.
- [36] K. Fialkowski, W. Kittel, Rept. Prog. Phys. **46** (1983), 1283–1392.
- [37] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman, T. Sjöstrand, Phys. Rept. **97** (1983), 31–145.
- [38] T. Sjöstrand, Comput. Phys. Commun. **82** (1994), 74–90.
- [39] H. J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog, K. Werner, Phys. Rept. **350** (2001), 93–289.
- [40] T. Nakada, Technical Report, č. CERN-EP/83-10, 1983.

- [41] D. Drijard, H. G. Fischer, T. Nakada, Nucl. Instr. Meth. **A225** (1984), 367.
- [42] D. L'Hote, Nucl. Instrum. Meth. **A337** (1994), 544–556.
- [43] J. Bracíník, *Plynové polohovocitlivé detektory vo fyzike vysokých energií*, Dizertačná práca, MFF-UK, Bratislava, 2000.
- [44] J. D. Jackson, Nuovo Cim. **34** (1964), 1644–1666.
- [45] B. R. Martin, G. Shaw, *Particle Physics*, John Wiley & Sons, 1997.
- [46] V. I. Goldanskij, J. P. Nikitin, I. L. Rozental, *Kinematicke metode v fyzike vysokich energií*, Nauka, Moskva, 1987.
- [47] M. G. Albrow et al., Nucl. Phys. **B108** (1976), 1.
- [48] J. Bracíník, V. Černý, NA49 Internal Note, 1999,
<http://j.home.cern.ch/j/jurajb/public/Ondrej/trigcross.ps>.
- [49] O. Chvála, NA49 Internal Note, 2001,
http://o.home.cern.ch/o/ondrejch/public/vertex/vtx_corr.ps.
- [50] D. Varga, NA49 Internal Note, 2002,
<http://v.home.cern.ch/v/vdezso/public/talks/Other/ftmet.ps>.
- [51] S. Jadach, Comp. Phys. Commun. **9** (1975), 297.
- [52] M. Aguilar-Benitez et al., Z. Phys. **C50** (1991), 405–426.
- [53] S. J. Barish et al., Phys. Rev. **D12** (1975), 1260–1271.
- [54] D. Drijard et al., Z. Phys. **C21** (1984), 321–325.
- [55] M. Roos et al., Phys.Lett. **111B** (1982), 1.
- [56] H. G. Fischer, Acta Phys. Polon. **B33** (2002), 1473–1482.
- [57] M. Kreps, Nucl. Phys. **A715** (2003), 502–505.
- [58] H. G. Fischer, Nucl. Phys. **A715** (2003), 118–128.
- [59] Z. Rúriková, *Štúdium mnohočasticovaj produkcie v hadrónových zrážkach*, Diplomová práca, FMFI-UK, Bratislava, 2002.
- [60] B. Andersson et al., Phys. Scripta **34** (1986), 451–474.
- [61] B. Andersson, G. Gustafson, B. Nilsson-Almqvist, Nucl. Phys. **B281** (1987), 289–309.