České vysoké učení technické v Praze

Fakulta jaderná a fyzikálné inženýrská

Katedra fyziky

Studium charakteristik lineárních křemíkových driftových detektorů detektoru ALICE na základě měření provedených při testech na svazku na urychlovači SPS

Diplomová práce

Vypracoval:David Tlustý

Vedoucí diplomové práce: RNDr. Vojtěch Petráček CSc. Konzultant: Alexander Rashevski, INFN Trieste, Italy

Akademický rok: 2006/2007

Praha, květen 2007

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškerou použitou literaturu. Nemám žádný důvod proti užití tohoto díla ve smyslu §60 Zákona č. 121/2000 Sb. o právu autorském a o právech souvisejících s právem autorským.

Praha, 11. květen 2007 David Tlustý

Poděkování

Rád bych poděkoval svému školiteli, RNDr. Vojtěchu Petráčkovi, CSc., za neocenitelnou pomoc, pochopení a trpělivost. Dále je mi milou povinností poděkovat kolegům Ing. Vladimírovi Pospíšilovi za neocenitelnou pomoc při seznamování se s programem ROOT a za poskytnutí obrázků v části "Fyzikální motivace", jejichž je autorem, a Jiřímu Královi za pomoc při stahování binárních dat z CERN.

Název práce: Studium charakteristik lineárních křemíkových driftových detektorů detektoru ALICE na základě měření provedených při testech na svazku na urychlovači SPS

Obor: Jaderné inženýrství Druh práce: Diplomová práce Vedoucí práce: RNDr. Vojtěch Petráček CSc., FJFI ČVUT Praha Konzultant: Alexander Rashevski, INFN Trieste

Abstrakt

Diplomová práce popisuje Křemíkový driftový detektor a činnost, kterou autor v rámci skupiny vykonal při měření a vyhodnocování dat z Experimentu SDD Beam Test 2003, stanovení optimálního thresholdu pro kompresi dat a popis vývoje nábojového pulsu při driftu od místa vzniku směrem k anodám driftového detektoru.

Klíčová slova: Threshold, křemíkový driftový detektor, disperze, křivost pulzu.

Title: Study of characteristics of the linear silicon drift detectorr for ALICE experiment based on beam test data.

Abstract

This diploma thesis describes The silicon drift detector (SDD) and author's work on data from the expriment SDD Beam Test 2003 measuring and analysing. A part of work is setup the optimal threshold for data compression. This work describes further time development of charge cluster during the drift through the detector.

Keywords: Threshold, Silicon drift detector, dispersion, skewness.

\mathbf{Obsah}

Ι	Úvo	od	1
1	Fyz	ikální motivace	1
	1.1	Kvantová chromodynamika	1
		1.1.1 Silně interagující částice	1
		1.1.2 Asymptotická volnost	1
		1.1.3 Uvěznění	1
	12	Lagrangián OCD a chirální symetrie	1
	1.2	Fázový diagram jaderné hmoty	1
	1.0 1/1	Srážky tážkých jontů	1
	1.4	1 1 Fázo grážky	1
	15	Voltorová mozony a jojich vlastnosti	נ 1
	1.0		1
II	$\mathbf{E}\mathbf{x}$	periment ALICE	1
2	Co	ie to ALICE?	1
-	2.1	Inner Tracking System (ITS)	- - -
2	וחפ	dotoktory	ſ
J	21	SDD Readout	4
	ม. ว ก	Dunamila alaktronů v SDD	
II	[E:	xperiment SDDBT 2003	2
4	Pop	is experimentální sestavy	2
	4.1	Nábojový cluster	ę
5	Ana	lýza dat z testů detektoru na svazku	3
	5.1	Švstém ROOT	ŝ
	5.2	Příprava analýzy, vytvoření clusterů	ç
	5.3	Vliv thresholdu na přesnost rekonstrukce	-
	0.0	5.3.1 Landauovo rozdělení	-
		5.3.2 Makro naboji C	•
		5.3.2 Makro comparison 1 C	و
		5.3.4 Desture a visited dry motion $($	i r
		5.5.4 TOStup a vysleuky merem	ر م
			و
	. .	5.3.6 Shrnuti	4
	5.4	Analýza disperze signálu	4
		5.4.1 Makro naboj_anody.C	4
		5.4.2 Makro createhistanod.C	4
	5.5	Vývoj křivosti pulzů	ļ
		5.5.1 Makro createhistanod.C	ļ

IV Závěr

V Příloha

60

58

Část I Úvod

Pozorování dějů v horké a husté jaderné hmotě je relativně mladé a slibné odvětví jaderné fyziky vysokých energií. Umožňuje nám poznat procesy, které probíhaly v několika prvních okamžicích existence vesmíru a dnes probíhají již jen v jádrech neutronových hvězd a při natolik vzdálených a fantastických událostech, jako je například vznik černé díry. Protože okolní svět má s rostoucí hustotou energie tendenci k jistému "zjednodušování", dá se předpokládat, že nám chování hmoty o vysoké hustotě a teplotě ozřejmí nejzákladnější fyzikální zákony, kterými se hmota řídí. Je jasné, že experimenty s horkou a hustou jadernou hmotou budou technicky velmi náročné. Jak je vlastně možné takový stav hmoty vytvořit? Do období řádově mikrosekund po Velkém třesku se již podívat nemůžeme a jen velmi lehkomyslný fyzik by se snažil vyrobit černou díru v pozemské laboratři. Máme však mnohem dostupnější prostředek - srážky relativistických atomových jader.

Urych
líme-li atomová jádra na rychlost blízkou rychlosti světla, ponesou s sebou značnou energii. Necháme-li je srazit, uvolní se tato energie ve velmi malém prostoru srovnatelném s rozměry jádra. To má při nižších energiích za následek přechod jaderné hmoty do fáze tzv. hadronového plynu, kdy se jednotlivé nukleony pohybují víceméně volně a nezávisle na sobě. V tomto prostředí probíhají snadněji reakce s vysokou prahovou energií, jakými jsou například tvorba mezonů a částic s nenulovou podivností. Tento fakt byl prokázán již v sedmdesátých letech minulého století na urychlovači BEVALAC. Při vyšších hustotách energie může nastat uvolnění kvarků, které jsou v běžném stavu uvězněny v hadronech. K tomu je potřeba překročit mezní hodnotu energi
e $\varepsilon \equiv 1 \text{ GeV/fm}^3$ či jinak řečeno teplotu $\equiv 175 \text{ MeV}$. Pokud je tato podmínka splněna, pak systém prodělá fázový přechod do tzv. kvark a gluonů. Existence QGP byla již potvrzena na urychlovači RHIC.

Děje při jaderných reakcích nelze sledovat přímo, protože dosah jaderných sil je velmi krátký. Chceme-li zjistit, co v oblasti srážky probíhá, musíme pozorovat vyletující produkty a z jejich statistického rozdělení usoudit, zda jsou předpovědi teorií správné či nikoliv. V souvislosti s QGP je předpovězeno několik pozorovatelných fyzikálních jevů, například zvýšená produkce podivných částic a potlačení produkce mezonů J/Ψ (ve srovnání s obyčejným hadronovým plynem) nebo jiné rozdělení primárních fotonů a hadronů, související s jinou rychlostí rozpínání a chladnutí QGP. Se znovunastolením chirální symetrie pak souvisí změna klidových hmotnosti částic a doba života rezonancí. K tomuto jevu má dle teoretických předpovědí docházet v libovolném prostředí s vyšší hustotou energie než má vakuum. Nejlépe bude pozorovatelný právě v horké a husté jaderné hmotě, neboť pro vysoké hustoty energie by se hmotnost konstituentních kvarků měla blížit hmotnosti normálních, a tudíž klidová hmotnost hadronů klesne velmi výrazně. Tento jev postihuje všechny částice, kvůli technickým problémům je ale možné jej pozorovat jen u některých. Nejvhodnějšími kandidáty jsou vektorové mezony $\varrho,\,\omega$ a $\phi,\,{\rm protože}$ mají krátkou dobu života (řádově desítky femtosekund) a rozpadají se na leptonové páry ještě před opětovnou hadronizací a vymrznutím. Leptony pak opustí prostor srážky téměř neovlivněné okolím (neinteragují silně) a z jejich energie lze odvodit hmotnost původní částice. Zkoumáním tohoto jevu se v minulosti zabývaly experimenty DLS, NA45/CERES a NAGO.

1 Fyzikální motivace

1.1 Kvantová chromodynamika

Kvantová chromodynamika (QCD) je kalibrační (gauge) teorie vysvětlující silné interakce pomocí výměny bozonů (gluonů) mezi barevně nabitými částicemi. Gluony hrají v QCD stejnou roli jako fotony v kvantové elektrodynamice. Stejně tak jako fotony mají gluony nulovou klidovou hmotnost, narozdíl od nich ale nesou náboj (barevný), a tudíž interagují mezi sebou navzájem. Z toho vyplývají dvě zásadní vlastnosti : barevný systém je slabě vázaný na krátkých vzdálenostech (nebo při ekvivalentních vysokých hybnostech), na delších naopak velmi silně. Tyto vlastnosti nazýváme *asymptotická volnost* (asymptotic freedom) a *uvěznění* (confinement).

1.1.1 Silně interagující částice

Standardní model částicové fyziky rozlišuje dva typy základních fermionů : leptony a kvarky. Oba typy částic mají spin $\frac{1}{2}\hbar$, jejich dynamika se řídí Diracovou rovnicí, ale liší se v interakcích, kterým podléhají. Zatímco leptony interagují pouze elektromagneticky (nesou-li elektrický náboj) a slabě, kvarky kromě toho podstupují i silné interakce, navíc mají oproti leptonům menší elektrický náboj v relativních hodnotách $\pm \frac{1}{3}$, resp. $\pm \frac{2}{3}$. Známé kvarky jsou seřazeny v tab. 1.

	náboj	izospin	С	S	Т	В	hmotnost
u	2/3	1/2	0	0	0	0	$2-8~{ m MeVc^{-2}}$
d	-1/3	-1/2	0	0	0	0	$5-15~{\rm MeVc^{-2}}$
c	2/3	0	+1	0	0	0	$1-1.6~{\rm GeV^{-2}}$
s	-1/3	0	0	-1	0	0	$100 - 300 \mathrm{MeVc^{-2}}$
t	2/3	0	0	0	+1	0	$168-192~{\rm GeV/c^2}$
b	-1/3	0	0	0	0	-1	$4.1-4.5\mathrm{GeV/c^2}$

Tabulka 1: Základní vlastnosti kvarků.

Kvarky se v přírodě nevyskytují samostatně, jsou uvězněny v systémech o velikosti cca 1 fm po dvou (tzv. *mezony*) nebo po třech (tzv. *baryony*). Mezony jsou tvořeny vždy kvarkem a antikvarkem, jejichž barva a antibarva dává dohromady bezbarvou částici. Baryony se skládají ze tří kvarků různých barev, které složeny dohromady taktéž tvoří bezbarvý celek. Současné fyzikální teorie hledící za standardní model nevylučují ani vícekvarkové objekty. Částicím tvořenými kvarky se souhrnně říká hadrony.

Základní stavební prvky atomových jáder - nukleony - obsahují pouze kvarky u a d. Proton, jehož vnitřní struktura je uud, je jediný stabilní baryon. Neutron (udd), není-li vázán v jádře, se rozpadá s poločasem $T_{1/2} \approx 15$ min procesem

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

Żádné další stabilní baryony nejsou v současné době známy. Mezony jsou nestabilní všechny, nejdelší dobu života mají piony (které jsou zároveň nejlehčí). Vlastnosti pionů shrnuje tabulka 2.

mezon	m $[MeVc^{-2}]$	střední doba života $\left[s\right]$	struktura
π^+	139.57	$2.6 imes 10^{-8}$	$u \bar{d}$
π^{-}	139.57	2.6×10^{-8}	$\bar{u}d$
π^0	134.98	$8.4 imes10^{-17}$	$u\bar{u}$ nebo $d\bar{d}$

Tabulka 2: Základní vlastnosti pionů. Obě možnosti struktury π^0 se vyskytují se stejnou pravděpodobností, π^0 je koherentní superpozice $(u\bar{u} - d\bar{d})\sqrt{2}$.

Hmotnosti kvarků u a d jsou v porovnání s hmotnostmi hadronů velmi malé, blíží se spíše elektronům. Názorné vysvětlení rozdílu hmotností jednotlivých kvarků a systému složeného z kvarků spočívá v relacích neurčitosti. Podle nich má kvark u či d, uvězněný v prostoru o průměru $d \approx 1$ fm, hybnost alespoň $p \approx \frac{\hbar}{1fm} \approx 200 MeVc^{-2}$, a tudíž energii $E \approx pc \approx 200 MeV$. Tato energie je na této škále téměř nezávislá na vlastní hmotnosti kvarku, a tudíž hmotnost systému má jen málo společného s hmotností kvarků z nichž se skládá. Proto mohou mít např. nukleony hmotnost kolem 1 GeV, zatímco jejich kvarky dají dohromady jen několik MeV [6].

1.1.2 Asymptotická volnost

Rozptyl elektronů na nukleonech při vysokých energiích ukazuje výše uvedenou substrukturu. Nukleony se zřetelně jeví jako složené z kvarků, které se ovšem za těchto podmínek chovají jako bodové, nevázané částice. Tato vlastnost, *asymptotická volnost*, může být vysvětlena pomocí předpokladu self-interagujícího gluonového pole spolu s vytvářením bozonových smyček mezi bozonovými propagátory (viz obr. 1).



Obrázek (1): Kvarkové a gluonové smyčky mezi bozonovými propagátory.

Efekt polarizace vakua v QED (fermionové smyčky) má za následek odstínění elektrického náboje mezi interagujícími částicemi. Při vyšších předávaných hybnostech pronikají částice oblakem virtuálních párů e^+e^- , získávají tak vyšší efektivní náboj a síla interakce vzrůstá. Stejně fungují kvarkové smyčky v QCD. Záležitost je ale komplikována faktem, že gluony samy nesou barevný náboj a tudíž táké mohou tvořit virtuální smyčky. Narozdíl od kvarkových, bozonové smyčky v QCD efektivní barevný náboj zesilují. Jelikož je více typů virtuálních gluonů než typů virtuálních kvarků, přispívají gluonové smyčky k interakční konstantě více, než smyčky kvarkové. A protože příspěvky bozonových smyček mají v QCD záporná znaménka, s klesající vzdáleností (tj. se vzrůstající předanou hybností) klesá i síla interakce. Proto se při vysokém předaném momentu jeví kvarky v nukleonu jako téměř volné. Interakční konstantu celkem dobře aproximuje výraz

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln \frac{q^2}{\Lambda_{OCD}^2}}$$

kde N_f je konstanta související s počtem různých typů kvarků, q přenesená čtyřhybnost a $\Lambda_{QCD} \approx 200 MeV$ škálovací konstanta. Při vysokých hybnostech se pak silný potenciál dá popsat podobně jako coulombický, výrazem

$$V(r) = -\frac{\alpha_s}{r}$$

a pro výpočty lze použít poruchovou teorii.

1.1.3 Uvěznění

Přiblíží-li se α_s jedničce (při nižších hybnostech), nelze již použít poruchovou teorii a rovnice QCD jsou jen těžko řešitelné. Za takovývh podmínek lze vývoj silně interagujícího systému studovat pouze fenomonologicky nebo pomocí numerických metod. Potenciál QCD je možné určit přibližně jako

$$V(r) \approx \lambda r$$

V QED fermionové smyčky odstiňují elektrický náboj a proto na velké vzdálenosti elektromagnetická síla klesá. Bozonové smyčky ovšem barevný náboj zesilují - interakční konstanta se zvětšuje se vzdáleností. Síla, jež váže kvarky k sobě proto prudce vzrůstá, snažíme-li se je od sebe oddálit. Je nemožné uvolnit barevný kvark, neboť by to vyžadovalo nekonečnou energii. Jakýkoliv podobný pokus vyústí pouze ve vytvoření páru kvark-antikvark (mezonu).

1.2 Lagrangián QCD a chirální symetrie

QCD je popsána pomocí Lagrangiánu a jeho symetrií, které podle teorému Noetherové odpovídají zákonům zachování proudů a nábojů. Lagrangián QCD vypadá takto :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_q(x) \left[i \gamma^{\mu} D_{\mu} - m_q \right] \psi_q(x) - \frac{1}{4} G^a_{\mu\nu}(x) G^{a\mu\nu}$$

kde ψ_q je kvarkové pole, γ_{μ} Diracovy matice a $G^a_{\mu\nu}(x)$ gluonový tenzor

$$G^a_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu \tilde{A}^a_\nu(x) - \partial_\nu \tilde{A}^a_\mu(x) + g f^{abc} \tilde{A}^b_\mu(x) \tilde{A}^c_\nu(x)$$

 $D_{\mu} = \partial_{\mu} - igt^{a} \tilde{A}^{a}_{\mu}(x)$ je kovariantní derivace odpovědná za interakci mezi kvarky (ψ_{q}) a kalibračním potenciálem $\tilde{A}^{a}_{\mu}(x)$, g je interakční konstanta a f^{abc} strukturní konstanta grupy SU(3).

Rozložíme-li Lagrangián na dvě části (Left, Right) podle:

$$\psi_{R,L}~=~rac{1}{2}(1~\pm~\gamma_5)\psi$$

získáme v kvarkové části

$$\mathcal{L}_{QCD} = \bar{\psi}_L i \gamma^\mu D_\mu \psi_L + \bar{\psi}_R i \gamma^\mu D_\mu \psi_R - \sum_{q=u,d,s} m_q \left(\bar{\psi}_L \psi_R + \psi_L \bar{\psi}_R \right)$$

Jak je vidět, kvarkové pole lze rozložit na nezávislou "levou" a "pravou" část s opravou úměrnou vlastní klidové hmotnosti kvarků. Pokud bychom položili klidové hmotnosti kvarků nulové ($m_s = m_d = m_s = 0$), Lagrangián QCD by se stal invariantním vůči transformacím $SU(3)_R \times SU(3)_L$, kde:

$$SU(3)_R : \psi_R \longrightarrow R\psi_R = \exp\left(i\theta_R^e \frac{\lambda_a}{2}\right) \approx \left(1 + i\theta_R^e \frac{\lambda_a}{2}\right)\psi_R$$
$$SU(3)_L : \psi_L \longrightarrow L\psi_L = \exp\left(i\theta_L^e \frac{\lambda_a}{2}\right) \approx \left(1 + i\theta_L^e \frac{\lambda_a}{2}\right)\psi_R$$

Předpoklad nulové hmotnosti kvarků sice není oprávněný, nicméně při vysokoenergetických reakcích dává jistý smysl. V režimech, kdy předaná hybnost dosahuje řádově 1 GeV, jsou vlastní hmotnosti kvarků více méně zanedbatelné a symetrie pak začíná být patrná. Přes teorém Noetherové souvisí tato symetrie se zachováním veličiny *chiralita*, jež je definována jako projekce spinu do směru hybnosti. Problém znovunastolování chirální symetrie si lze názorně přiblížit pomocí teoretického popisu zvaného *bag model*. Zde jsou hadrony připodobněny vaku věznícímu kvarky uvnitř. V takové situaci se chiralita nezachovává, neboť vrazí-li kvark do stěny vaku, obrátí směr své hybnosti, ale nikoliv spin. Při postupném uvolňování kvarků (růst hustoty energie) se stěny vaku vzdalují, částice do nich vrážejí stále méně a chiralita se začíná zachovávat - *chirální symetrie*, doposud spontánně narušená, se obnovuje. Zároveň s tím klesá hmotnost kvarků. Čím je hadronový vak "větší", tím více se jeho hmotnost blíží součtu vlastních hmotností jeho vězňů [7].

Souvislost změny hmotnosti a doby života je pak celkem triviální. U částic, které se rozpadají v řádu 10^{-23} s, nelze z praktických důvodů změřit dobu života z délky

dráhy, kterou před dezintegrací uletí (neboť tato je srovnatelná s rozměry atomového jádra). Místo toho se měří hmotnost a aplikuje se princip neurčitosti ve tvaru $\Delta E \Delta t = \hbar$. Dosadíme-li za energii $E = (\Delta m)c^2$, získáme vztah

$$\Delta t = \frac{\hbar}{(\Delta m)c^2}$$

Rozptyl v měření hmotnosti je tedy mírou doby života částice [5].

1.3 Fázový diagram jaderné hmoty

Obr. 2 zobrazuje fázový diagram silně interagující hmoty v proměnných teplota vs. baryochemický potenciál (T, μ_B) . Běžná jaderná hmota, jako například vnitřky jader atomů, se nachází na teplotě T = 0 MeV a potenciálu $\mu_B \approx m_N = 940$ MeV. Krátká červená linie, která z této oblasti vystupuje, značí fázový přechod jaderný plyn - jaderná kapalina. Křivka končí na kritické teplotě okolo 7.5 MeV. Z numerických výpočtů (lattice QCD) známe strukturu diagramu podél teplotní osy - přechod z hadronového plynu do QGP by měl nastat při teplotě $T_{cr} \approx 170$ MeV. Při nízkých μ_B není pravděpodobně změna z hadronového plynu do QGP typickým ostrým fázovým přechodem, ale spíše plynulým (byť rychlým) "rozplýváním". Při vyšších μ_B je mezi QGP a plynem ostrá hranice (fázový přechod prvního druhu) přibližně při hustotě energie $\varepsilon_{cr} \approx 1 GeV/fm^3$, poloha kritického bodu na této křivce (tedy předěl mezi "nízkými" a "vysokými" μ_B) ale není dosud přesně známa.



Obrázek (2): Fázový diagram jaderné hmoty v proměnných "teplota" a "baryochemický potenciál".

Na obr. 2 jsou znázorněny také typické trajektorie skrz fázový diagram, které jsme schopni projít v laboratorních podmínkách při srážkách těžkých iontů. Kolize začínají při nízké teplotě v oblasti stabilních atomových jader, prochází počátečním stavem nerovnováhy, jenž nemůže být ve fázovém diagramu zaznamenán (naznačeno tečkovaně), a znovu se objeví po termalizaci při nějaké vysoké teplotě. Na urychlovači SIS v GSI Darmstadt, jenž urychluje ionty na 1-2 AGeV, není možné překročit fázové rozhraní, nicméně pozorovat změny v klidových hmotnostech částic by mělo být možné bez problémů. Dosáhnout QGP je teoreticky schopen urychlovač AGS Brookehaven (urychlení iontů od cca 10 AGeV), či další zařízení jako SPS v CERNu nebo RHIC. Plánované experimenty na budovaném cernském urychlovači LHC budou překračovat křivku fázového přechodu již tak blízko teplotní osy, že lze μ_B považovat za nulové [9].

1.4 Srážky těžkých iontů

Kolize těžkých iontů jsou nejvhodnějším experimentálním nástrojem k prozkoumání vlastností hmoty pod extrémními podmínkami vysokého tlaku a teploty. Jednotlivé experimenty probíhají při různých energiích (od 1 GeV/nukleon do několika TeV/nukleon a snaží se prozkoumat co největší část fázového diagramu jaderné hmoty (viz obr. 2). Podle energie lze srážky těžkých iontů rozdělit zhruba na tři druhy:

- Relativistické s nízkou energií: 1 2 GeV/nukleon (SIS)
- Ultraelativistické s energií do 160 GeV/nukleon (AGS, SPS)
- Ultrarelativistické s energií do 5.5 TeV/nukleon (RHIC, LHC)

Ultrarelativistické srážky mají za cíl prozkoumat fázový přechod z hadronového plynu do QGP v oblasti vysokých teplot, zatímco pomocí nízkoenergetických relativistických srážek se studuje jaderná hmota při nižších teplotách, ale vysokých baryonových hustotách.

1.4.1 Fáze srážky

Obr. 3 znázorňuje srážku těžkých iontů se srážkovým parametrem *b*. Mezi částmi jádra přímo vstupujícími do srážky (tzv. *účastníci*) se vytvoří vysoce excitovaná oblast (*fireball*), zatímco zbylé části jader (*diváci*) pokračují dále se svou původní hybností a opouští srážkovou oblast.

Samotný proces srážky lze rozdělit do několika časových fází, jež jsou shrnuty na obrázcích. 1 a 4.

1.5 Vektorové mezony a jejich vlastnosti

Vektorové mezony, jejichž hlavní charakteristiky jsou shrnuty v tab. 3, jsou hadrony se spinem 1 a izospinem 0 nebo 1. Jejich hlavní vlastností, je jejich krátká doba života a možnost rozpadu na páry e^+e^- . Vzniknou-li při srážce těžkých iontů, zaručuje doba jejich života rozpad ještě během existence horké a husté jaderné hmoty. Leptonové produkty tohoto rozpadu pak opustí reakční zónu, aniž by ztratily informaci o klidové hmotnosti mezonů sekundárními rozptyly (neinteragují silně). ρ , ω a ϕ jsou proto ideálními vzorky pro pozorování změn vlastností částic v jaderném médiu.



Obrázek (3): Schematické znázornění srážky těžkých iontů. Diváci opouští interakční oblast, zatímco účastníci zahajují srážkový proces.

mezon	m $[MeVc^{-2}]$	$[MeVc^{-2}] FWHM [MeVc^{-2}]$		hl. rozpad	poměr k e^+e^-
Q	768	152	1.3	$\pi\pi$	$4.4 imes 10^{-5}$
ω	782	8.43	23.4	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$7.2 imes 10^{-5}$
ϕ	1019	4.43	44.4	K^+K^-	$3.1 imes 10^{-4}$

Tabulka 3: Základní vlastnosti vektorových mezonů.

Část II Experiment ALICE

2 Co je to ALICE?

ALICE (A Large Ion Collider Experiment) je více více-účelový experiment, jehož detektory měří a identifikují hadrony, leptony a fotony vzniklé při srážkách těžkých jader. Detektory jsou zaměřeny na částice se střední rapiditou. ALICE je součástí nově budovaného urychlovače LHC (Large Hadron Collider), jehož hlavním účelem je detailní studium chování jaderné hmoty při vysokých energiích a hustotách.

Detektor se skládá z dvou hlavních komponent:

- centrální část studium hadronů a dielektronů
- dopředný mionový spektrometr studium chování kvarkonia v husté hmotě (Kvarkonium je vázaný stav kvarku a jeho antikvarku).

Modelový pohled na celý detektor je na obrázku (5). Jak je vidět na obrázku, centrální část se ještě skládá z

- Inner Tracking System(ITS) o něm se zmíníme později a podrobněji
- Time Projection Chamber(TPC) Hlavní zařízení pro tracking nabitých částic. Vytváří 3D obraz drah nabitých částic. Využívá se doby driftu elektronů v elektrickém poli vzniklých ionizací při interakci nabitých částic s plynem, kterým je komora naplněna.



I. Přiblížení jader, t < 0

Jádra před srážkou (v těžišťové soustavě) vypadají jako ploché disky díky lorentzovské kontrakci.

II. Srážka (formování fireballu), $0 \le t < 1 fm/c$

Počáteční interakce jader, vytvoření horké a husté jaderné hmoty (při dostatečné energii projektilů QGP). Systém zatím není v termodynamické rovnováze; začíná prudká expanze.

III. Adiabatická expanze, $t < 10 \ fm/c$

Fireball prošel termalizací a další rozpínání probíhá v termodynamické rovnováze.

IV. Hadronizace, $t < 15 \ fm/c$

Systém obsahuje již výhradně bezbarvé částice, které jsou ale natolik blízko, že je možná jejich vzájemná interakce. Vzniká množství hadronových rezonancí.

V. Vymrznutí, $t > 10 - 15 \, fm/c$

Systém expanduje, ustávají srážky mezi hadrony a částice opouští interakční zónu.

Obrázek 1: Fáze srážky těžkých i
ontů. Při vysokých relativistických či ultra
relativistických energiích se předpokládá, že během II. a III. fáze je centrum fireballu tvořeno QGP.
 $1 fm/c = 3 \times 10^{-24} s$



Obrázek (4):Fáze srážky těžkých iontů v časoprostorovém diagramu. Oblast II.-III. znázorňuje probíhající termalizaci systému. Prostorová osa je souhlasná s osou svazku.



Obrázek (5): Celkový pohled na detektor ALICE

- Particle Indentification Detector (PID) Zde se indentifikují částice podle doby, kterou potřebují k tomu, aby překonaly vzdálenost mezi srážkou a detektorem.
- High Momentum Particle Identification (HMPID) Toto zařízení je použito pro identifikaci rychle letících částic. Skládá se z čerenkovských detektorů a identifikace se provádí na bázi měření poloměru Čerenkovských kroužků (RICH).
- Magnet celá centrální část je ještě uzavřena v solenoidálním magnetu. Detektor PID právě využívá zakřivení nabitých částic v magnetickém poli.

Potřebujeme provést tracking (určování drah částic) a identifikaci částic od velmi nízkých (~ 100 MeV/c) až do velmi vysokých (~ 100 GeV/c) příčných momentů hybnosti p_T , které jsou zajímavé z hlediska produkce částic. Toto všechno se bude provádět v prostředí velkých multiplicit nabitých částic - až do 8000 nabitých částic na jednotku rapidity.

2.1 Inner Tracking System (ITS)

Hlavní funkce ITS jsou:

- 1. určení polohy primárního vertexu (místa srážky těžkých jader) a dalších (sekundárních) vertexů, ve kterých se rozpadly částice vyletující z primárního vertexu (například půvabné částice či hyperony).
- 2. Identifikace a rekonstrukce drah částic s nízkou hybností.
- 3. Zpřesnění měření hybností a úhlů.
- 4. Identifikace částic dle energetických ztrát.

ITS se skládá, jak je možno vidět na obrázku (6), ze šesti cylindrických vrstev křemíkových polovodičových detektorů. V následujícím seznamu jsou vyjmenovány po dvojicích vrstev od nejvnitřnějších vrstev po ty vnější.

- SPD Silicon Pixel Detectors Křemíkové pixelové detektory
- SDD Silicon Drift Detectors Křemíkové driftové detektory
- SSD Silicon Strip Detectors Křemíkové stripové detektory

Počet a poloha jednotlivých vrstev jsou optimalizovány pro tracking a rekonstrukci vertexů. ITS totiž bude sloužit také k zdokonalení trackingu, který je hlavní náplní TPC. Na obrázku (7) je vidět, že geometricky ITS pokrývá stejné oblasti s pseudorapiditou

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) = -\ln\left(\tan\frac{45^\circ}{2}\right) = 0.88$$

Takže ITS bude zdokonalovat tracking pro částice s pseudorapiditou $\eta = (-0.88, 0.88)$.

Zásadní výhodou křemíkových detektorů je jejich vysoké rozlišení a z toho vyplývající přesnosti určení polohy zásahu částicí (hitu). Dále je výhodou velké množtví



Obrázek (6): Pohled z boku na ITS.



Figure (7): Podélný pohled na ALICE. Geometricky ITS pokrývá částice ve stejné oblasti pseudorapidit jako TPC.

částic, které mohou registrovat. Právě kvůli vysoké hustotě částic, které jsou zachyceny detektorem, až 90 částic na cm², jsou na dvě nejvnitřnější vrstvy (viz obr. 6) nasazeny křemíkové pixelové detektory SPD(2 nejvnitřnější) a Křemíkové driftové detektory SDD. Na vnější 2 vrstvy s poloměrem kolem 45 cm, kde hustoty částic jsou pod 1 cm², jsou nasazeny dvoustranné křemíkové stripové detektory. Kromě dvou pixelových vrstev, všechny vrstvy mají analogový způsob odečítání dat (readout), vhodný pro identifikaci částic měřením úbytku energie $\frac{dE}{dx}$ v nerelativistické oblasti energií. ITS je tedy soběstačným částicový spektrometrem pro částice s nízkým příčným impulsmomentem p_T .

3 SDD detektory

Křemíkové driftové detektory, stejně jako plynové driftové detektory (TPC), využívají doby driftu náboje vzniklého v médiu (polovodič) průchodem ionizující částice. Změřením doby driftu dostaneme lokalizaci hitu v jednom směru. Rozlišení lze měnit podle velikosti driftové rychlosti (např. zvýšením intenzity elektrického pole v médiu). Druhý směr (abychom dostali celkově 2D lokalizaci hitu) je možné určit tak, že místo sběru náboje se rozdělí na velikostně stejné úseky. U SDD je to řešeno tak, že vyčítačí oblast je rozdělena na 256 anod pro každou stranu detektoru. Základní princip je znázorněn na obrázku (8). Rozložení intenzity elektrického pole je řešeno pomocí 294 katodových pásků pro každou stranu detektoru. Takže na každé straně máme 256 anod v z směru (ve smyslu obrázku 8) a 294 katodových pásků v y směru. Katododvé pásky jsou tvořeny p+ implantátem na netronově transmutovaného křemíku typu N s měrným odporem $\equiv 3 \ k\Omega$ cm, z kterého je detektor vyroben.

Na jednotlivé katodové pásky je přivedeno vysoké napětí, které je s každým katodovým páskem o 8V nižší. To zajišťuje dělič napětí, který je součástí křemíkového waferu (není součástí aktivní zóny). Na obrázku (9) je znázornění 3D rozložení intenzity elektrického pole. Směr y odpovídá postupu po katodových páscích a je to stejný směr, jako směr y v předchozím odstavci, který je znázorněn na obrázku (8). Směr x je tloušťka detektoru, která činí 300 μ m. Z obrázku 9) je vidět, že potenciál klesá od katod směrem do středu detektoru parabolicky. Dále je vidět, že rozložení není úplně symetrické na jedné a druhé straně detektoru (ve směru x). Je tu u určitých katod rozdíl. Vyčítací anody jsou totiž pouze na jedné straně (ve směru x) detektoru. Aby se náboj spolehlivě dostal na anody a "nepřetekl" někam jinam, tak jsou na jedné straně detektoru (na té, kde nejsou anody, tzv. p-straně) takzvané "pull up" katody, které dodají driftujícímu náboji impuls ve směru x a nasměrují ho směrem k příslušné anodě. Pro lepší představu je přiložen obrázek (10) zobrazující řez detektoru ve směru x.

3.1 SDD Readout

Čtení a přenos dat celého SDD barelu je rozdělen na 2 poloviny. Doba, za kterou je detektor SDD schopen vyčíst data - tzv. readout time, by měla být menší než 1 ms. Pro přehled je na obrázku (11) uvedeno blokové schéma readoutu. Obvod, který je připojen vždy k jedné straně detektoru (myšleno připojení k anodám) zajišťuje



Obrázek (8): Princip práce SDD detektoru při zásahu částicí (hitu)

předzesílení a digitalizaci signálu z SDD a tok dat na konec žebříku (ladder). Spotřeba elektrické energie celého readoutu je co nejnižší kvůli nutnosti odvést všechno teplo z stísněného prostoru detektoru.

SDD front-end je založen na dvou 64-kanálových čipech označovaných zkratkou ASIC (Application Specific Integrated Circuits). Oba mají ještě jména PASCAL a AMBRA. Opět jsou to zkratky:

- PASCAL Preamplifier, Analogue Storage and Conversion from Analogue to digitaL.
- AMBRA A Multievent Buffer Readout Architecture

PASCAL v sobě zahrnuje předzesilovač i AD převodník. Jeho dynamický nábojový rozsah je 32 fC. Aby bylo dosaženo požadovaného prostorového rozlišení, má předzesilovač ekvivalentní šumový náboj 250 e^- , a AD převodník je 10-bitový. Nejobvyklejší částice (s minimální ionizací) zanechají v detektoru 25000 e^- , což odpovídá náboji 4 fC.

AMBRA je multi-eventový buffer. Data přicházející z PASCALu jsou zapisována na jeden z digitální bufferů, který uspořádá eventy. AMBRA také provádí kompresi z deseti na osmibitová data. Data jsou přenášena ve 40 MHz taktu ze čtyř čipů AMBRA (pro každou stranu detektoru jedna čtveřice PASCAL + AMBRA) na moduly, které jsou už společné pro celý žebřík (ladder).

Další z ASICů, CARLOS (Compression And Run Length encOding Subsystem) komprimuje data potlačováním nul před jejich přenosem do DAQ (data acquisition) přes Gigabitové optické linky (GOL). CARLOS se také stará o interface s triggrem přes TTCrx čip (Timing, Trigger and Control Receiver).



Obrázek (9): Rozložení záporného potenciálu v SDD detektoru



Obrázek (10): Řez detektorem ve směru x, tj. ve směru tloušťky detektoru.

3.2 Dynamika elektronů v SDD

Tato problematika je podrobně popsána v [10]. My si zde shrneme výsledky. V momentě, kdy se vytvoří v SDD detektoru náboj, který začne driftovat směrem k anodám, tak se nábojový oblak začne rozšiřovat, a to jak v anodovém z, tak i v časovém směru y (viz obrázek 8). My tak registrujeme širší impulsy, než ve skutečnosti vzniknou ionizací. Podívejme se na to, jak je tento efekt ve skutečnosti velký.

Náboj nejdříve vznikne podél dráhy částice a rozprostře se tak ve směru x po celé tloušťce detektoru. Vlivem toho, že potenciál kvadraticky klesá od povrchu směrem do středu detektoru, tak za krátký čas (cca 30 ns) se podle rovnice kontinuity (1) nahromadí náboj u středu detektoru (v polovině jeho tloušťky). Rovnice kontinuity zahrnuje jak difuzi, tak i drift nosičů náboje:

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \frac{1}{D} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{L}{V_T} \left(n + x \frac{\partial n}{\partial x} \right) = 0 \tag{1}$$

kde x je osa z obrázku (8), D difuzní konstanta, $V_T = \frac{kT}{q}$ termální napětí a n(x,t) je hustota elektronů (vzniklých ionizací) na jednotku délky v x směru.

Elektrické pole ve směru $x E_x$ lze zapsat jako

$$E_x = Kx = \frac{qN_D}{\varepsilon}x,$$

kde $K=\frac{qN_D}{\varepsilon},\,q$ je náboj
a $N=5\cdot 10^{11}~{\rm cm}^{-3}$ je koncentrace nosičů náboje v n-typu křemíku.



Obrázek (11): Blokové schéma readoutu. P: PASCAL, A:AMBRA, T:TTCrx, G:GOL.

Řešením rovnice (1) je funkční řada hermitovských polynomů. Zajímavý je nultý člen této funkční řady, který nezávisí na čase a popisuje rozložení náboje v $t \to \infty$:

$$n(x,\infty) = A_0 e^{-\left(\frac{Kx^2}{2V_T}\right)}$$
(2)

Rozložení náboje je tedy gausovské. V článku [10] je uvedeno, ře v čase kolem 30 ns je už téměř tohoto limitního stavu dosaženo.

Ve směru z (směr podél anod) uvažujeme čistou difuzi bez působení vnějších sil. Ve směru y uvažujeme difuzi v závislosti na intenzitě elektrického pole. Distribuce náboje v těchto směrech bude součin gausovských funkcí

$$n(y,t)n(z,t) = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{2Dt} \exp\left(-\frac{z^2}{4Dt}\right) \exp\left(-\frac{(y-\mu E_y t)^2}{4Dt}\right)$$
(3)

Nábojový oblak se tedy pohybuje ve směru driftu y. Při pohybu v elektrickém poli se začne gausovský oblak rozplývat ve směru y a z. Příčinou je jednak difuze a jednak elektrostatická repulze elektronů. Jelikož pohyb ve směru x zanedbáme, tak budeme uvažovat rozložení náboje ve tvaru plochého disku -Flat disk geometry. Pro tuto geometrii bude rovnice kontinuity

$$\frac{\partial^2 Q}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial Q}{\partial r} - \frac{1}{D} \frac{\partial Q}{\partial t} - \frac{W}{V_T} \frac{\partial Q}{\partial r} = 0$$
(4)

kde $Q(r,t)=q\int_0^r n(r,t)2\pi r dr$ an(r,t) je elektronová hustota na jednotku plochy. Elektrostatický potenciál je v tomto případě

$$V(r) = \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{q}{\pi\varepsilon} (-1)^m \int_0^{\infty} n(r') r' \frac{\mathcal{F}\left(\frac{\pi}{2}/\alpha\right)}{\sqrt{x_m^2 + (r+r')^2}} \mathrm{d}r'$$
(5)

kde \mathcal{F} je eliptický integrál prvního druhu, $x_m = md$, d je tloušťka detektoru a

$$\alpha = \arctan\left(\frac{2\sqrt{rr'}}{\sqrt{(r+r')^2 + x^2}}\right).$$

Řešením rovnice (4) a derivováním Q podle r dostaneme hustotu n(r, t). Projekcí n(r, t) do směru y dostaneme

$$n(y,t) = \int_{-\infty}^{\infty} n(r,t) dy = 2 \int_{r=|y|}^{\infty} \frac{n(r)}{\sqrt{1 - (y/r)^2}} dr$$
(6)

Řešením jsou potom obrázky 7a, 7b, 7c uvedené v [10] pro 25000, 150000 a 900000 elektronů v jednom nábojovém balíku (clusteru). Nás zajímá hodnota pološířky σ gausovského profilu ve směru času y v závislosti na době driftu. Hodnoty jsou v tabulce (4):

$t [\mathrm{ns}]$	σ [µm]
100	33
200	42
400	58
800	70

Tabulka 4: Tabulka hodnot pološířky gausovského profilu clusteru ve směru driftu. Zobrazuje vývoj clusteru.

Část III Experiment SDDBT 2003

V následujících kapitolách je popsán experiment Silicon Drift Detector Beam Test 2003, zkráceně SDDBT 2003.

4 Popis experimentální sestavy

V roce 2003 proběhlo na urychlovači SPS testování SDD detektorů.



Obrázek (12): Fotografie testovacího zařízení na 100 GeV/c SPS svazek pionů π^- . V popředí jsou vidět roviny stripových detektorů, za nimi posuvný stolek s testovaným driftovým detektorem a vyčítací elektronikou. Obrázek převzat z [15]





Obrázek (13): Schématické znázornění testovacího experimentu. Dráhy proletujících pionů π^- byly stanoveny pomocí teleskopu tvořeného celkem 5 dvojic rovin stripových detektorů. Každý stripový detektor měl 384 20 mm dlouhých křemíkových pásků (stripů) širokých 50 μm . V každém páru byly stripové detektory uspořádány tak, že pásky z jednoho detektoru v páru byly kolmé na pásky z druhého detektoru v páru. Dohromady tedy dvojice stripových detektorů dávala informaci o xy pozici zásahu částicí. Bod dopadu částice na driftový detektor tak bylo možné vyhodnotit rekonstrukcí dráhy částice pomocí celého teleskopu stripových detektorů s přesností 5 mikronů r.m.s. Obrázek převzat z [15]

Driftový detektor D2 40548 byl umístěn do svazku pionů $p_{\pi} = 100 \text{ GeV/c}$ společně s mikrostripovým teleskopem. Teleskop byl tvořen pěti páry jednostranných křemíkových stripových detektorů. V každém páru teleskopu byl jeden stripový detektor pro měření polohy zásahu částice ve vertikálním a druhý pro měření polohy v horizontálním směru. Každý stripový detektor měl aktivní plochu 20 × 19.2 mm a šířka jednoho stripu 50 μ m.

Trigger zajišťovaly dva páry scintilačních detektorů se šířkou 20 mm tak, že jeden pár byl umístěn před soustavu teleskopů a druhý za ní. Scintilátory byly s ostatními detektory zapojeny v koincidenci. Fotografie a schématické znázornění jsou na obrázcích (12) resp. (13).

Protože svazek zdaleka nepokrýval celou plochu detektoru, bylo nutné detektor umístit i s vyčítací elektronikou na posuvný xy stolek s maximální chybou posunu 30 μ m. Poté proběhlo měření (run), kde byla naakumulována statistika 200 000 eventů pro jeden run. Pokud během měření došlo k nějakým problémům, měření se pro jednu pozici opakovalo tak dlouho, dokud nebyla požadovaná statistika dosažena. Jednotlivé runy jsou očíslované. Autorově analýze byly podrobeny runy 5188 až 5193. V tabulce (5) je uveden přehled těchto runů a na obrázku (4) jsou znázorněny oblasti detektoru, které těmto runům odpovídají. Všiměme si v tabulce runu 5192. U něj je vidět, že nebyla nabrána celá statistika 200 000 Eventů. A proto run 5193 je na stejné xy pozici jako 5192. Měření se tedy opakovalo a run 5193 už má 200 000 Eventů.

$\operatorname{run}\#$	Start	End	Y(mm)	Z(mm)	Events
5188	$16/08/03 \ 19:36$	$16/08/03 \ 20{:}19$	-37.95	8.21	200000
5189	$16/08/03 \ 20{:}21$	$16/08/03 \ 21{:}03$	-31.14	8.21	200000
5190	$16/08/03 \ 21{:}04$	$16/08/03 \ 21{:}46$	-23.21	8.21	200000
5191	$16/08/03 \ 21{:}47$	16/08/03 22:43	-14.29	8.21	200000
5192	16/08/03 22:45	$16/08/03 \ 23{:}45$	-06.21	8.21	69849
5193	$17/08/03 00{:}34$	$17/08/03 \ 01{:}18$	-06.21	8.21	200000

Tabulka 5: Přehled analyzovaných runů



Obrázek (14): Vyznačené oblasti, kam dopadal na detektor svaze pionů.

Runy pokrývají část detektoru od nulové katody až k anodám v Y směru a střední část detektoru v Z směru. V Z směru je důležité pro naší analýzu zvolit střední část kvůli driftové rychlosti elektronu, která silně závisí na teplotě. Oblast detektoru, která je blízko děliče napětí se více zahřívá a driftová rychlost je nižší. V našem případě tedy nemusíme během měření uvažovat teplotně proměnnou driftovou rychlost a můžeme uvažovat střední driftovou rychlost $4.68 \pm 0.01 \ \mu \text{ m/ns}$, kterou jsme převzali z článku [11].

4.1 Nábojový cluster

Celý detektor je rozdělen ve směru y na tzv. časové biny a ve směru z na anodové biny (viz obr. 15). Tím na detektor položíme síť a do jednotlivých prvků sítě zaznamenáme velikost náboje. I náboj je diskrétně rozdělen do nábojových binů.



Obrázek (15): 2D obrázek údajů z detektoru. Na ose x je čas v časových binech a na ose y číslo anody. Barevný sloupec udává velikost náboje po odečtení nulových úrovní a korelovaného šumu.

Velikost časového binu lze vypočítat ze znalosti vzorkovací frekvence a rychlosti driftu. Samplovací frekvence byla při měření 40 MHz, takže doba jednoho časového binu je tedy 25 ns. Pokud tuto hodnotu vynásobíme střední driftovou rychlostí $4.68 \pm 0.01 \ \mu$ m/ns, dostaneme číslo 117 μ m. Takže za jeden časový bin urazí elektron vzdálenost 117 μ m.

V případě anodového binu je to jednoduché. Jeden anodový bin odpovídá jedné anodě. Vzhledem k tomu, že vzdálenost mezi anodami je 294 μ m, tak velikost anodového binu je rovněž 294 μ m.

Na obrázku (15) vidíme celkem 6 clusterů. Obrázek (15) je výsledek výsledek po odečtení nulových úrovní (baselines) a korelovaných šumů. Toto odečtení je již prováděno pomocí ROOTovských maker (o systému ROOT je pojednáno v následující podkapitole), jejichž autorem je Denis Nouais, vedoucí experimentu SDD Beam Test 2003. Makra jsou potom popsána v následující kapitole pojednávající o analýze.

5 Analýza dat z testů detektoru na svazku

5.1 Systém ROOT

ROOT je soubor knihoven a objektově orientované prostředí zaměřené na analýzu a zpracování rozsáhlých dat z experimentů fyziky vysokých energií. Byl vyvinut v polovině devadesátých let pro potřeby experimentu NA49 v CERNu. NA49 během jednoho měření nasbíral kolem 10 Terabytů dat a takové množství informace již stávající programové vybavení nebylo schopné spolehlivě zvládout. Potřeba nového výpočetního a statistického nástroje se stala více než zřejmou.

Systém ROOT zajištuje množství funkcí schopných zpracovat obrovské množství údajů velmi efektivním způsobem. Kromě specializovaných metod úschovy dat zahrnují také tvoření 1, 2 a 3 dimenzionálních histogramů, jejich prokládání zvolenými funkcemi, numerické výpočty a 2D i 3D vizualizace, to vše přístupné buď v interaktivím módu nebo pomocí maker.

Součástí systému ROOT je CINT C++ interpreter, používaný pro komunikaci s uživatelem v interaktivním režimu a pro zpracovávání skriptů. Jak už je z názvu tohoto programu patrné, ROOTovské skripty jsou psány v C++. V tomto jazyce probíhá rovněž komunikace přes příkazový řádek. ROOTovská makra lze ovšem i přeložit a vytvořit tak zcela plnohodnotné specializované programy

S ROOTem nejčastěji pracujeme pomocí tzv. stromů (objektů typu TTree), které mají tzv. větve (branches) a jednotlivé větve v sobě mají uložené proměnné. Můžeme tedy proměnné popisující nějaký objekt uložit do jedné větve a jednotlivé větve popisující různé objekty, které spolu ale souvisejí, uložit do jednoho stromu. Různé stromy potom lze uložit do souborů s příponou .root. Speciální případy stromů TTree jsou objekty TNtuple. Ntuple je strom, který má v sobě pouze reálné proměnné (proměnné typu Float_t nebo Double_t). Data jsou v TNtuple uspořádána do posloupností, jako například v tabulkových procesorech.

5.2 Příprava analýzy, vytvoření clusterů

Při dopadu částic svazku na detektor registrujeme na anodách signál + šum. Takže je nutné před tím, než vůbec započne analýza, provést oddělení signálu od šumu. To se provádí pomocí ROOTovských maker (autor Denis Nouais):

CalibTDC.C-TDC je samostatný modul, který měří čas mezi triggerem a hranou nejbližšího hodinového pulzu, kdy se provádí první vzorkování (viz obr. 16).



Z doby $\Delta \tau$ se odvodí posun prvního vzorku od triggeru a také tedy poloha (prostorová) všech vzorků, které jsou vlastně posunutí o $\Delta \tau$ od triggeru. Za $\Delta \tau$ proletí elektrony dráhu $\Delta x = \Delta \tau \cdot v_{drift}$. $\Delta \tau \leq 1$ tbin (časový bin), takže Δx může být až $\Delta x_{1 \ tbin}$, což při střední driftové rychlosti v_{drift} =4.68 μ m/ns a délce časového binu tbin = 25 ns může být až 117 μ m. A to značně překračuje požadované rozlišení 30 μ m.

BL.C - Redukce offsetů. PASCAL se skládá z předzesilovače, tvarovače, analogové paměti a AD převodníku. Každá z těchto komponent může mít nenulové napětí na výstupu při nulovém napětí na vstupu - tvz. offset. Toto makro tyto offsety vypočítá a uloží.

CMCoeff.C - Redukce korelovaného šumu. Signál nepocházející z hitu se může objevit na všech anodách najednout.

RawToTrees.C - Výstupem jsou soubory $bt_{\check{c}islo\ runu_4.root}$. Toto makro využije hodnot z CalibTDC.C, BL.C a CMCoeff.C. Signál, který nad offsety i nad korelovaným šumem, se označí jako cluster a vytvoří proměnné uvedené v tabulce (6).

5.3 Vliv thresholdu na přesnost rekonstrukce

Podívejme se detailněji na jeden náhodně vybraný cluster (obrázek 17)

Všiměme si toho, že kolem jasně vysokého signálu se objevuje spoustu malých a nulových nábojů. Některé náboje jsou dokonce záporné. Poloha hitu se určí tak, že se spočítá těžiště tohoto clusteru jako:

$$\mathbf{R} = \frac{\sum_{i=0}^{ndigits} \mathbf{r}_{\mathbf{i}} q_i}{\sum_{i=0}^{ndigits} q_i}$$

Každá část clusteru samozřejmě polohu těžiště \mathbf{R} ovlivní. Jenomže co můžeme považovat za náboj vzniklý průletem částice a co za součást šumu, který nedokázala odfiltrovat makra BL.C a CMCoeff.C? Existenci záporných nábojových binů lze vysvětlit tak, že hodnoty v těchto binech se nalézaly pod hodnotou offsetu nebo

Jméno větve	Тур	Komentář
event	Int_t	Číslo eventu v runu
tev	$Float_t$	čas eventu
sdd	Int_t	číslo sdd
tref	$Float_t$	referenčí puls
tdc	$Float_t$	hodnota tdc v ns
ncl	Int_t	index clusteru v eventu
ndigits	Int_t	počet binů v clusteru
anod[ndigits]	Int_t	pole čísel anod
tbin[ndigits]	Int_t	pole čísel časových binu
ampl[ndigits]	Int_t	pole čísel nábojových amplitud

Tabulka 6: Tabulka proměnných v rootovském souboru. Vstupní proměnné do analýzy



Obrázek (17): 2D obrázek náhodně vybraného clusteru. Na ose x je čas v časových binech a na ose y číslo anody. Barevný sloupec udává velikost náboje.

korelovaného šumu. Otázkou tedy zůstává, jaký vliv na polohu těžiště clusteru **R** bude mít odfiltrování těchto nábojových binů - tj. stanovéní thresholdu (threshold = práh,mezní hodnota). Jak se změní poloha těžiště (celková, v anodovém, v časovém směru) a rozložení celkových nábojů clusterů, když budeme threshold zvyšovat? Zjistit tyto informace je důležité pro parametrizaci Monte Carlo Simulací i pro odhad změny chování SDD části trackingu při určování sekundárního vrcholu v závislosti na šumu v systému.

5.3.1 Landauovo rozdělení

Podíváme-li se na obrázek (17), tak můžeme opticky odhadnout, že za hit lze považovat vše, co má hodnotu náboje v binu vyšší než cca 5. Jak to ale zjistit objektivně přesněji? Odpověd nám dávájí následující odstavce. Podrobnění viz [12].

Předpokládejme, že svazek částic prochází přes velmi tenký absorbátor. SDD detektor můžeme vzhledem k energiím dopadajících částic zcela jistě považovat za velmi tenký absorbátor. Landauovo rozdělení popisuje rozdělení energetických ztrát ionizujícího záření při průchodu velmi tenkým absorbátorem. Řekněme si nejprve, co budeme považovat za tenký absorbátor?

Zaveďme si poměr

$$\kappa = \frac{\langle \Delta \varepsilon \rangle}{\Delta \varepsilon_{max}} \tag{7}$$

kde $\Delta \varepsilon_{max}$ je maximální ztráta energie při jedné kolizi částice s absorbátorem a $<\Delta \varepsilon >$ střední ztráta energie při jedné kolizi. Obojí lze spočítat z Bethe-Blochovy formule. Landau ve svých výpočtech uvažoval $\kappa \leq 0.01$ a další tři předpoklady:

- 1. Maximální ztráta energie může být až nekonečná
- 2. Energetické ztráty jsou dostatečně velké, abychom mohli považovat elektrony za volné částice.
- 3. Úbytek rychlosti částic můžeme zanedbat, všechny částice se pohybují stejnou rychlostí.

Potom jsou energetické ztráty rozděleny podle funkce:

$$\phi(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^\infty e^{(-u\ln u - ux)} \sin(\pi u) \mathrm{d}u \tag{8}$$

Na obrázku (18) je znázorněno Landauovo rozdělení.

5.3.2 Makro naboj1.C

Makro naboj1.C vypočítává celkové náboje clusterů, pozice clusterů v anodovém a v časovém směru a ukládá je do ROOTovských objektů Ntuple, což jsou stromy reálných čísel.

Nejdříve si načte soubor $bt_<číslo runu>_4.root$, který je produktem makra RawToTrees.C, Vytvoří Ntuply cms, q, amean, tmean a ty naplní proměnnými (a,t), (Q,0), (a,0) a (t,0). Takže Ntuple cms je tvořen dvěma proměnnými a ostatní Ntuply jednou proměnnou.



Obrázek (18): Landauovo rozdělení

Začněme od proměnné Q. Makro prochází větve stromu h4 a pracuje s proměnnými (viz tabulka 6) *ndigits* a *ampl[ndigits]* a *nentries*, což jsou počet binů v clusteru, hodnota náboje v binu a počet clusterů v runu. Makro vytváří celkem 12 Ntuplů pro thresholdy -100(odpovídá signálu bez thresholdu),1,2,3,4,5,6,7,8,9,10. Například do Ntuplu q(threshold=5) zapíše hodnoty jen takových nábojových binů, které mají hodnotu 6 a vyšší.

Proměnná audává hodnotu těžiště clusteru v anodovém směru:

$$a = \frac{\sum_{i=0}^{ndigits} ampl_i \cdot anod_i}{\sum_{i=0}^{ndigits} ampl_i}$$
(9)

Proměnná tudává hodnotu těžiště clusteru v časovém směru:

$$t = \frac{\sum_{i=0}^{ndigits} ampl_i \cdot tbin_i}{\sum_{i=0}^{ndigits} ampl_i}$$
(10)

Nakonec makro všechny NTuply uloží do souboru hits.root.

5.3.3 Makro comparison1.C

Makro comparison1.C načte Ntuply ze souboru *hits.root* a vytvoří z nich histogramy. Přepočítá hodnoty časových binů na vzdálenost v časovém směru

vzdálenost v časovém směru $[\mu m] = tbin*25 ns*rychlost driftu [\mu m/ns]$

a hodnoty anodových binů na na vzdálenost v anodovém směru

vzdálenost v anodovém směru $[\mu m] = anod^* vzdálenost anod od sebe <math>[\mu m]$

5.3.4 Postup a výsledky měření

Prvním krokem bylo stanovení optimálního thresholdu. Z obrázku (17) se dá usoudit, že to bude pro threshold 5. Přesnější způsob je nafitování nábojových rozdělení

Threshold	run 5188	run 5189	run 5190	run 5191	run 5193
-100	37350	13140	20920	28850	34950
0	23100	6859	9603	16980	18930
1	21740	6117	8605	14910	17520
2	19830	5549	7257	11840	15670
3	17870	5002	5905	8964	13350
4	16640	4800	5369	6763	11860
5	15670	4840	5000	5594	10280
6	14810	4997	5311	5004	9359
7	14200	5177	5181	5069	8925
8	14140	5073	5405	4978	8454
9	13750	5042	5650	4858	8726
10	13590	5044	5932	4990	10490

Tabulka 7: Tabulka hodnot χ^2 Landauova rozdělení nábojů v runech 5188 - 5193 pro hodnoty thresholdu -100,0,1,...,10

Landauovskou funkcí a vybrat takový threshold, pro který nábojové rozdělení (rozdělení hotnot celkových nábojů clusterů) nejlépe odpovídá Landauovskému rozdělení.

Nejdříve bylo zkoumáno rozdělení nábojů ze všech runů. Výsledky ovšem ukázaly, že pro žádný threshold rozdělení neodpovídá úplně Landaovskému. Proto jsem se rozhodl, že nábojové rozdělení budu zkoumat pro každý run zvlášť. Ukázalo se, že značně problematický je právě run 5188, který (viz obr. 4) pokrýval oblast blízko anod. Takže ve spektru se objevovaly i náboje, které mohly vzniknout v oblasti mezi anodami a na guard ring katodách apod. V případě náboje vzniklého průletem částic v oblasti mezi anodou a tzv. n^+ bulk kontakt - viz obrázek (10), může docházet k odtahu náboje na ochranou (guard) katodu a proto je registrován menší náboj, který přispívá do nábojového rozdělení clusterů vlevo od dolní hrany Landauova rozdělení. Na nábojových spektrech pro run 5188 (obrázek P1 v příloze) jsou tyto příspěvky velmi dobře viditelné.

Ostatní runy se už Landauovskému rozdělení výrazně přiblížily (obrázky P8, P15, P22, P29). Pro každý run ale vycházela jiná hodnota optimálního thresholdu. Optimální threshold se stanovil podle hodnoty rozdělení χ^2 . Např. v runu 5190 mělo Landauovo rozdělení nejmenší hodnotu χ^2 pro threshold 5. Hodnoty χ^2 Landauových rozdělení pro jednotlivé runy a thresholdy jsou v tabulce (7).

Optimální hodnotu thresholdu jsem spočetl tak, že z každého runu jsem vypsal 5 hodnot thresholdu, pro která měla příslušná Landauova rozdělení nejmenší hodnoty χ^2 . Tím jsem dostal 25 hodnot thresholdu. Aritmetický průměr těchto hodnot je

optthreshold = 6.88

Takže optimální threshold by mohl být 6 nebo 7. Zvolil jsem hodnotu 6.

Na základě zjištění optimálního thresholdu comparison1.C znovu. Tentokráte nás zajímají spektra rozdílů mezi těžišti clusterů pro různé thresholdy. Jinými slovy sledujeme, jak se nám zhorší (popř. zlepší) rozlišení detektoru, když přidáme threshold. Přičemž rozlišení detektoru považujeme za nejlepší pro threshold 6, pro který se nábojové spektrum nejvíce blíží Landauovskému rozdělení.

Makro comparison 1.C načte Ntuply vytvořené makrem naboj 1.C a hodnotami a a t určenými vztahy (9), resp. (10) a naplní jimi histogramy aHists, tHists, trHists následujícím způsobem

$$aHists[cluster] = a[cluster](optthreshold) - a[cluster](threshold = i)$$
(11)

$$tHists[cluster] = t[cluster](optthreshold) - t[cluster](threshold = i)$$
(12)

$$trHists[cluster] = \sqrt{aHists^2 + qHists^2}$$
(13)

kde *i* je číslo thresholdu a optthreshold = 6.

Tyto histogramy jsou zobrazeny v příloze jako obrázky P(sudé číslo). Řazeny jsou podle jednotlivých runů od 5188 do 5193 (s výjimkou 5192). Pro každý run je v příloze 7 obrázků. Sudé obrázky ukazují rozdělení v pořadí (11), (12) a (13). Liché obrázky potom zobrazují rozdělení náboje s příslušnými Landauovskými fity, střední hodnoty rozdělení (11), (12) a polohy maxim Rayleighových funkcí, které fitují rozdělení (13). O Rayleighově funkci se zmíníme později.

Všiměme si, že zavedením thresholdu 0, se nám u všech runů výrazně zhorší rozlišení v časovém směru (viz obrázky P5, P12, P19, P26, P33), které ukazují střední hodnotu histogramů zobrazených v obrázcích (P4, P11, P18, P25, P32). A teprve zvyšováním thresholdu, se nám rozlišení zlepšuje až k optimálnímu thresholdu 6. Pak se opět začne zhoršovat, ale už nijak výrazně. Naopak v anodovém směru dojde k zlepšení (ovšem s výjimkou runu 5191 - obrázek P24). Nicméně celkové rozlišení vychází pro zavedení thresholdu 0 nepříznivě (obrázky P7, P14, P21, P28, P35).

5.3.5 Rayleighovo rozdělení

Rozdělení pravděpodobnosti (14) nazývané *Rayleighovo* určuje pravděpodobnost dopadání dvou nezávislých náhodných proměnných s normálními rozděleními se stejnými parametry $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$ do mezikruží se středem v bodu maximální hustoty pravděpodobnosti těchto dvou náhodných proměnných a jehož poloměru jsou ρ a $\rho + d\rho$.

$$w(\rho) = \frac{\rho}{\sigma^2} e^{-\frac{\rho^2}{2\sigma^2}} \tag{14}$$

kde $\rho=\sqrt{x^2+y^2},$ pokudxayjsou popsány gaussovým rozdělením. Podrobněji viz [13], str. 68-73.

Tak jako ρ , jsou počítány i prvky histogramu trHists. Histogramy aHists a tHists by měly být gaussovské, neboť přidáním thresholdu přidáme chyby poloh těžišť clusterů. Chybné polohy potom odečítáme od správných poloh (daných optimálním thresholdem), takže dostáváme spektrum chyb, které jsou náhodné. Podminka $\sigma_1 = \sigma_2$ je také přibližně splněna, takže velikost chyb v určení poloh těžišťť



Obrázek (19): Velikost chyby při určování těžiště clusteru pro run 5188.

přidáním thresholdu lze určit nafitováním histogramů trHists (obrázky P6, P13, P20, P27, P34) funkcí (14). Nejpravděpodobnější cbybou je potom hodnota poloha maxima funkce (14). Polohy maxim funkce (14) jsou potom uvedeny na obrázcích (P7, P14, P21, P28, P35).

5.3.6 Shrnutí

Na obrázcích (19), (20),(21), (22) a (23) jsou uvedeny velikosti chyb při určení poloh těžišť clusterů pro jednotlivé thresholdy. Celkem 5 obrázků pro všech 5 runů. Z těchto obrázků je vidět, že aplikací thresholdu 0,1,2 se výrazně zhorší rozlišení detektoru (dochází k výraznému překročení požadované přesnosti 30 μ m). Zlepšení se pak projevuje až dalším zvyšováním thresholdu.

Pro tento fakt lze najít vysvětlení. Když neaplikujeme threshold, tak se jsou malé náboje kompenzovány zápornými náboji. Pokud aplikujeme threshold 0, tak nám zbydou malé kladné náboje, které negativně ovlivní rozlišení. K tomu, abychom opět získali optimální rozlišení, musíme zvednout threshold až k určité optimální mezi. Při dalším zvýšení thresholdu se rozlišení opět zhoršuje, ale už nijak výrazně. Abychom zachovali přesnost rekonstrukce a přitom provedli kompresi dat, je potřeba použít optimální threshold.



Obrázek (20): Velikost chyby při určování těžiště clusteru pro run 5189.



Obrázek (21): Velikost chyby při určování těžiště clusteru pro run 5190.



Obrázek (22): Velikost chyby při určování těžiště clusteru pro run 5191.



Obrázek (23): Velikost chyby při určování těžiště clusteru pro run 5193.

5.4 Analýza disperze signálu

Jak bylo zmíněno v kapitole 3.2, náboj vzniklý v nějakém místě detektoru má tendenci se při driftu směrem k anodě rozplývat. Míru rozplývání určíme pomocí centrálního momentu 2. řádu (disperze) pro rozložení náboje clusteru jak v časovém, tak anodovém směru. Podíváme se na závislost tohoto momentu na době driftu (tj. v jakém časovém binu se cluster nacházel). Změříme hodnotu momentu pro 3 různé thresholdy (bez thresholdu, s thresholdem 0 a s optimálním thresholdem z předchozí kapitoly 6).

5.4.1 Makro naboj_anody.C

Toto makro nejprve spojí všechny soubory bt_<čislo runu>_4.root a vytvoří z nich soubor bt_4.root. Z toho souboru potom pro zadaný threshold vytvoří Ntuple moments_anode_all_tr<č. thresholdu>, kam uloží vypočtené hodnoty centrálního momentu 2. a také centrálního momentu 3. řádu (křivost) pro rozložení náboje v clusteru v časovém směru (vzorce pro výpočet centrálních momentů lze naléz v [13], str. 74 - 83). Dále vytvoří Ntuple moments_time_all_tr<č. thresholdu>, kam uloží to samé, ale v anodovém směru. Navíc všechny hodnoty rozděluje podle toho, kolika anodové jednotlivé clustery byly. Takže lze sledovat výboj jedno, dvou, tří, až deseti anodových clusterů zvlášť.

Nakonec toto makro vykreslí obrázek svazku (dvourozměrný histogram počtu zásahů částic v závislosti na časovém binu i čisle anody). Pro runy 5188 - 5193 je tento histogram na obrázku (24).

Dále makro vykreslí 2 histogramy, kde je znázorněno rozložení velikostí clusterů v anodovém, resp. časovém směru. Jinými slovy na kolika anodách a na kolika časových binech byly jednotlivé clustery rozprostřeny. Rozložení se samozřejmě měnila v závislosti na thresholdu a proto jsou zde uvedeny tři obrázky těchto histogramů (25),(26) a (27).



Obrázek (24): Celkový pohled na profil svazku. Na jedné ose je číslo anody (Number of anode) a na druhé číslo časového binu (Number of timebin



Obrázek (25): Rozdělení velikostí clusterů v anodovém (vlevo) a časovém (vpravo) směru. Situace bez thresholdu. Je vidět, že všechny clustery jsou sedmi-anodové a všechny mají šířku 20 časových binů.



Obrázek (26): Rozdělení velikostí clusterů v anodovém (vlevo) a časovém (vpravo) směru. Situace s thresholdem 0. Je vidět, že všechny clustery jsou sedmi-anodové a téměř všechny mají šířku 20 časových binů.



Obrázek (27): Rozdělení velikostí clusterů v anodovém (vlevo) a časovém (vpravo) směru. Situace s thresholdem. Je vidět, že nejvíce jsou zastoupeny tří-anodové clustery a clustery s časovou šířkou 8 časových binů. Vliv theshodlu je zřejmý.

5.4.2 Makro createhistanod.C

Vyhledá Ntuply vytvořené makrem naboj_anody.C, vytvoří dvourozměrné histogramy Adisp_all a Tdisp_all, které naplní hodnotami (meanT, dispT) a (tbin, dispA). meanT je těžiště clusteru v časovém směru, dispT hodnota disperze nábojového rozdělení clusteru v časovém směru, tbin číslo časového binu a dispA hodnota disperze nábojového rozdělení clusteru v anodovém směru. Aby bylo možno určit hodnotu diperze v závislosti na době driftu, je potřeba vystředovat v dvourozměrném histogramu (meanT, dispT), resp. (tbin, dispA) hodnoty dispT, resp. dispA pro každý meanT, resp. tbin. To provede makto fitslices.C.

Makro fitslices.C vytvoří ukazatel na jeden drourozměrný histogram (ten musí existovat v paměti a musí být zadán ve zdrojvém kódu). Potom nafituje Y profily histogramu gaussovou funckí a uloží do tří nových jednorozměrných histogramů parametry fitu. Všechny 4 histogramy nakonec vykreslí. Na obrázcích (28), (29) a (30) jsou uvedeny výsledky měření disperze nábojových clusteru v čase. Na obrázcích (31) a (32) jsou uvedeny výsledky měření disperze nábojových clusteru v anodách.

Ze středních hodnot gaussovských funkcí fitujících Y profily dvourozměrného histogramu (tmean, dispT) nebo (tbin, dispA) lze určit difuzní konstantu náboje v křemíku. Hodnota disperze nábojového pulzu totiž roste s časem podle:

$$\sigma = \sqrt{2Dt} \tag{15}$$

kde D je difuzní konstanta. V křemíku činí tato hodnota při teplotě 300 K 36 cm 2 s⁻¹ což je 3.6 μ m 2 ns⁻¹. Je ale potřeba si uvědomit, že kromě disperze vzniké difuzí

a coulombickou repulzí (viz [10]) elektronů nám do celkové disperze, kterou měříme, přispívá disperze způsobená elektronikou v celém vyčítacím řetězci (viz. kap.). Označme difuzní disperzi σ_D a disperzi pocházející z vyčítacího rětezce σ_e . Potom celková měřená disperze σ_m bude

$$\sigma_m = \sqrt{\sigma_D^2 + \sigma_e^2} \tag{16}$$

Dosazením za σ_D z (15) máme

$$\sigma_m = \sqrt{2Dt + \sigma_e^2} \tag{17}$$

Abychom mohli touto funkcí fitovat závislost disperze v čase, musíme přidat ještě další člen σ_0 vyjadřující hodnotu $\sigma_m(t_0)$, kde t_0 je počáteční čas, kdy začínáme sledovat vývoj σ_m v čase Vztah vhodný pro fitování bude

$$\sigma_m = \sigma_0 + \sqrt{2D(t - t_0) + \sigma_e^2} \tag{18}$$



Obrázek (28): Situace bez thresholdu. Hodnoty disperze nábojových clusterů v časovém směru v závislosti na poloze těžiště v časovém směru. Vlevo nahoře je původní dvourozměrný histogram (tmean, dispT), vlevo dole jsou konstanty gaussových funkcí fitujících Y profily (tmean, dispT), vpravo nahoře jsou střední hodnoty gaussovských funkcí a vpravo dole jejich disperze. Střední hodnoty gaussovských funkcí jsou dále fitovány funkcí (18). K určení difuzní konstanty v křemíku byla použita pouze oblast detektoru, ve které jsou neporušená rozdělení náboje odpovídalící Landauově rozdělení. V blízkosti anod a ve druhé třetině driftové vzdálenosti (pro driftové časy 120-150 tbin) vykazuje detektor iregularity. Tyto části detektoru byly proto z fitu vynechány. Výsledek fitu vynásobíme hodnotou 117², což je kvadrát velikosti časového binu v mikrometrech a vydělíme hodnotou 50, což je 2× délka časového binu v ns. Tím získáme hodnotu $D = 3.49\pm 0.04 \mu$ m ² ns⁻¹.



Obrázek (29): Situace pro threshold 0. Hodnoty disperze nábojových clusterů v časovém směru v závislosti na poloze těžiště v časovém směru. Vlevo nahoře je původní dvourozměrný histogram (tmean, dispT), vlevo dole jsou konstanty gaussových funkcí fitujících Y profily (tmean, dispT), vpravo nahoře jsou střední hodnoty gaussovských funkcí a vpravo dole jejich disperze. Střední hodnoty gaussovských funkcí (18). Výsledek fitu vynásobíme hodnotou 117², což je kvadrát velikosti časového binu v mikrometrech a vydělíme hodnotou 50, což je 2× délka časového binu v ns. Tím získáme hodnotu $D = 3.46 \pm 0.009 \ \mu \ m^2 \ ns^{-1}$. Nafitování bylo provedeno téměř v celé oblasti detektoru, neboť hodnoty "Mean values" jsou mnohem vyšší, než " values Sigma" na obrázku vpravo dole. Což je rozdíl oproti předchozímu případu, kde hodnoty "Sigma" pro některé oblasti detektoru překračovaly hodnoty "Mean". Také je vidět, že fit byl v tomto případě mnohem lepší, neboť chyba v určení hodnoty difuzní konstanty D je mnohem nižší, než v předchozím případě.



Obrázek (30): Situace pro threshold 6. Hodnoty disperze nábojových clusterů v časovém směru v závislosti na poloze těžiště v časovém směru. Vlevo nahoře je původní dvourozměrný histogram (*tmean*, dispT), vlevo dole jsou konstanty gaussových funkcí fitujících Y profily (*tmean*, dispT), vpravo nahoře jsou střední hodnoty gaussovských funkcí a vpravo dole jejich disperze. Zde se silně projevuje efekt thresholdu. Clustery, které driftovaly delší čas, se více rozšířily a velká část jejich náboje potom spadla pod hotnotu thresholdu. Tímto byly značně ořezány a zbyly z nich jen užší vrcholky.



Obrázek (31): Situace bez thresholdu. Hodnoty disperze nábojových clusterů v anodovém směru v závislosti na časovém binu. Vlevo nahoře je původní dvourozměrný histogram (tbin, dispA), vlevo dole jsou konstanty gaussových funkcí fitujících Y profily (tbin, dispA), vpravo nahoře jsou střední hodnoty gaussovských funkcí a vpravo dole jejich disperze. Střední hodnoty gaussovských funkcí (18). Zde stejně jako v u časového směru pro situaci bez thresholdu se fituje část histogramu vpravo nahoře. $D = 0.94 \pm 0.07 \ \mu \ m^2 \ ns^{-1}$.



Obrázek (32): Situace bez thresholdu. Hodnoty disperze nábojových clusterů v anodovém směru v závislosti na časovém binu. Vlevo nahoře je původní dvourozměrný histogram (tbin, dispA), vlevo dole jsou konstanty gaussových funkcí fitujících Y profily (tbin, dispA), vpravo nahoře jsou střední hodnoty gaussovských funkcí a vpravo dole jejich disperze. Střední hodnoty gaussovských funkcí (18). $D = 1.21 \pm 0.04 \ \mu \ m^2 \ ns^{-1}$.

5.5 Vývoj křivosti pulzů

Driftový detektor D2 40548, který byl použit v experimentu, byl radiačně poškozený detektor. V polovodičovém detektoru, který je radiačně poškozen, vznikají "pasti" pro elektrony. Takže pokud vznikne náboj v nějakém místě detektoru a začne driftovat, tak se vždy část náboje zachytává v těchto pastech, kde nějakou dobu setrvá a potom se uvolní a pokračuje dál směrem k anodám. V časovém směru pozorujeme v rozložení náboje "chvost" směřem k vyšším časovým binům od středu rozložení, který roste s rostroucím driftovým časem *tmean*.

Na výpočet křivosti pulzů se používá opět makro naboj_anody.C.

5.5.1 Makro createhistanod.C

Vyhledá Ntuply vytvořené makrem naboj_anody.C, vytvoří dvourozměrné histogramy Askew_all a Tskew_all, které naplní hodnotami (meanT, skewT) a (tbin, skewA). meanT je těžiště clusteru v časovém směru, skewT hodnota křivosti nábojového rozdělení clusteru v časovém směru, tbin číslo časového binu a skewA hodnota křivosti nábojového rozdělení clusteru v anodovém směru.

Potom se zcela analogicky s analýzou diperzí spustí makro fitslices.C, které je popsáno v podkapitole 5.4.2.

Na obrázcích (33), (34) a (35) jsou uvedeny výsledky měření křivosti nábojových clusterů v čase. A na obrázku (36) je uvedeno měření křivosti nábojových clusterů v anodovém směru.



Obrázek (33): Situace bez thresholdu. Hodnoty křivosti nábojových clusterů v časovém směru v závislosti na poloze těžiště v časovém směru. Vlevo nahoře je původní dvourozměrný histogram (tmean, skewT), vlevo dole jsou konstanty gaussových funkcí fitujících Y profily (tmean, skewT), vpravo nahoře jsou střední hodnoty gaussovských funkcí a vpravo dole jejich disperze. Na obrázku vpravo nahoře je dobře vidět, jak křivost nábojových clusterů roste s dobou driftu. Největší nárůst je v oblasti blízko středu detektoru. Zde se totiž mění průběh potenciálu a část clusteru tak po určitou dobu driftuje menší rychlostí. To má za následek, že cluster se jako celek v časovém směru protáhne a získá tak větší asymetrii, která se projevuje nárůstem křivosti pulzu.



Obrázek (34): Situace s thresholdem 0. Hodnoty křivosti nábojových clusterů v časovém směru v závislosti na poloze těžiště v časovém směru. Vlevo nahoře je původní dvourozměrný histogram (tmean, skewT), vlevo dole jsou konstanty gaussových funkcí fitujících Y profily (tmean, skewT), vpravo nahoře jsou střední hodnoty gaussovských funkcí a vpravo dole jejich disperze.Na obrázku vpravo nahoře je dobře vidět, jak křivost nábojových clusterů roste s dobou driftu. Nicméně vzrůst už není tak vysoký jako v předchozím případě. Hlavně se neobjevuje výrázný nárůst blízko středu detektoru.



Obrázek (35): Situace s thresholdem 6. Hodnoty křivosti nábojových clusterů v časovém směru v závislosti na poloze těžiště v časovém směru. Vlevo nahoře je původní dvourozměrný histogram (tmean, skewT), vlevo dole jsou konstanty gaussových funkcí fitujících Y profily (tmean, skewT), vpravo nahoře je střední hodnoty gaussovských funkcí a vpravo dole jejich disperze. Na obrázku vpravo nahoře je stále patrný nárůst, ale mnohem menší, než v obrázcích (33) a (34). Hlavně hodnoty blízko anod jsou záporné, takže pulsy se vykazují asymetrii směrem k anodám a ne ke středu detektoru jako v 33) a (34). Vysvětlení tohoto jevu se skrývá v úvodních slovech této podkapitoly. Kvůli záchytu elektronů v pastech vzniklých radiačním poškozením vzniká v nábojovém spektru clusteru "chvost", který zvyšuje hodnotu křivosti. Jenže aplikací thresholdu tento chvost eliminujeme a asymetrie v pulsu se mění. Křivost potom může jít do záporných hodnot. Tato záporná křivost se však s rostoucím časem blíží k nule. Amplitudy clusterů se mohou za dlouhý čas driftu tak snížit, že aplikací thresholdu zůstanou pouze symetrické gaussovské špičky.



Obrázek (36): Situace bez thresholdu. Hodnoty křivosti nábojových clusterů v anodovém směru v závislosti na časovém binu. Vlevo nahoře je původní dvourozměrný histogram (tbin, skewA), vlevo dole jsou konstanty gaussových funkcí fitujících Y profily (tbin, skewA), vpravo nahoře jsou střední hodnoty gaussovských funkcí a vpravo dole jejich disperze. Na obrázku vpravo nahoře je vidět, že křivost v anodovém směru se s dobou driftu nemění, což je v pořádku, neboť neexistuje žádný důvod k tomu, aby se měnila symetrie clusteru v anodovém směru.

Část IV Závěr

Autor se zůčastnil testu křemíkového driftového detektoru D2 40548 na urychlovači SPS, který sloužil ke studiu vlastností konečné verze lineárního křemíkového detektoru pro ITS ALICE a vlivu radiačního poškození na činnost detektoru.

Výsledky analýzy ukazují, že přidáním nízkého thresholdu se výrazným způsobem zhoršuje rozlišení detektoru. Záporné šumové náboje, které v clusterech vznikají po odečtení nulových hladin a korelovaných šumů, kompenzují malé kladné šumové náboje. Malé kladné šumové náboje, které jsou rozprostřeny v clusteru kolem místa dopadu částice, rozmazávají polohu těžiště clusteru a pokud nejsou vykompenzovány zápornými šumovými náboji, tak značně zhorší rozlišení detektoru (změna těžiště clusteru až o 80 μ m, což vysoko převyšuje požadovanou rozlišovací schopnosti 30 μ m). Poloha těžiště clusteru se vrací zpět k původní poloze bez thresholdu až aplikací vyšších thresholdů (5,6,7). Aplikovat threshold je výhodné kvůli kompresi dat. Autor doporučuje použít threshold 6.

Studovaný detektor byl radiačně poškozen, což mělo za následek zvýšené množství pastí zachytávajících po určitou dobu část driftujících elektronů. Z vývoje závislosti disperze nábojového clusteru ve směru driftu a ve směru anod a z vývoje křivosti nábojového klastru lze usuzovat na to, že s narůstajícím driftovým časem narůstá chvost nábojového rozdělení ve směru driftu. Výsledný puls ztrácí symetrický gaussovský tvar. Tento chvost nábojového rozdělení obsahuje elektrony uvolněné z pastí. Srovnáním vývoje šířky a křivosti pulzů bude možné studovat kvantitativně efekty záchytu náboje v detektoru, bez nutnosti porovnání s nepoškozeným detektrorem. Toto srovnání by však bylo rovněž vhodné provést.

Autor doporučuje provést analýzu všech dat získaných během testů v letech 2003 a 2004, neboť již z malého vzorku zpracovaných dat vyplývají důležité závěry, které najdou využití jak při analýze dat, tak i při simulaci činnosti detektoru.

Součástí dipolomové práce je i elektronická příloha, která obsahuje makra vytvořená autorem a dokumentaci k nim. Elektronická příloha je uložena na serveru katedry fyziky FJFI ČVUT.

Reference

- [1] CARMINATI, F. FOKA, P. GIUBELLINO, P. MORSCH, A. REVOL, J. P. ŠAFAŘÍK, K. SCHUTZ, Y. WIEDEMANN, U. A., ALICE, Physics Performance Report, Volume I., CERN/LHCC: ALICE PPR Volume I. 2003
- [2] ALICE team, ALICE Technical Design Report of the Inner Tracking System, CERN: CERN/LHCC. June 1999
- [3] LOURENÇO, CARLOS, Heavy Ion Collisions at the LHC: The Alice Experiment CERN, Geneva, Switzerland: arXiv:hep-ph/9612221 v1 1 Dec 1996
- [4] BONVINICI, V. BURGER P., GREGORIO, A. RASHEVSKY, A. VACCHI, A. ZAMPA, N., *Characterising large area silicon drift detectors wit MOS injectors*, EDITRICE COMPOSITORI BOLOGNA, Bologna, Italy, 1999, Il Nuovo Cimento - Vol. 112 A, N. 1-2, 1999, p. 137-146
- [5] Griffiths, D.: Introduction to Elementary Particles John Willey & Sons, Inc.; (1987); ISBN 0-471-60386-4
- [6] Cottingham, W. N. Greenwood, D. A.: An Introduction to the Standard Model of Particle Physics; Cambridge University Press (1998); ISBN 0-521-58191-5
- [7] A. TOIA: Performance of the HADES Spectrometer for Dilepton Identification Disertační práce (2004), Universität Giessen
- [8] L. FABIETTI: Study of the e^+e^- Pair Acceptance in the Dilepton Spectrometer HADES; *Disertační práce* (2003), Technischen Universität München
- [9] U. HEINZ: Concepts of Heavy-Ion Physics Přednášky; The Ohio State University, Department of Physics
- [10] GATTI, E. LONGONI, A. ŘEHÁK, P. SAMPIETRO, M.Dynamics of electrons in drift detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A253, Amsterdam, North-Holland, 1987, str. 393-399
- [11] RASHEVSKY, A. A KOL. Beam test results of a drift velocity monitoring system for silicon drift detectors, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A477, Elsevier Science B.V., 2002, str. 99-103
- [12] LEO, W. R.: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments Second Revised Edition Springer-Verlag, New York Berlin Heidelberg 1994, ISBN 0-387-57280-5
- [13] LEVIN, B. R.: Teorie náhodných procesů a její aplikace v radiotechnice Státní nakladatelství technické literatury, Praha 1965, DT 519.217:621.396
- [14] Si-Silicon: Electrical properties URL: ihttp://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/Si/electric.html; [cit. 2007-05-08]
- [15] Setup and DAQ URL: http://www.to.infn.it/activities/experiments/alice/beamtests/public/bt_2003_08/setup_dad [cit. 2007-04-25]

Dodatek

Část V **Příloha**