

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky



Bakalářská práce

STAR Heavy Flavor Tracker detektor

Michal Tesař

Vedoucí práce: Mgr. Jaroslav Bielčík, PhD.

Praha 2008

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v příloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti užití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č.121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne 4. července 2008

Michal Tesař

Název práce:

STAR Heavy Flavor Tracker detektor

Autor: Michal Tesař

Obor: Jaderné inženýrství

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí: Mgr. Jaroslav Bielčík, PhD. Katedra fyziky, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská, České vysoké učení technické v Praze

Konzultant: —

Abstrakt: Heavy Flavor Tracker (HFT) je křemíkový vertexový detektor, který je v současné době vyvíjen pro experiment STAR na RHICu. Jedná se o první vertexový detektor, který počítá s využitím technologie CMOS monolitických aktivních pixelových senzorů (MAPS). Tato práce popisuje základní principy a použití vertexových detektorů a technologie MAPS, parametry detektoru HFT a jeho fyzikální přínos pro STAR.

Klíčová slova: polovodiče, křemíkové detektory, MAPS, HFT, STAR, těžké kvarky

Title:

STAR Heavy Flavor Tracker detektor

Author: Michal Tesař

Abstract: The Heavy Flavor Tracker (HFT) is a silicon vertex detector that is recently under development for the STAR experiment at RHIC. The HFT is the first vertex detector to use the new technology of CMOS monolithic active pixel sensors (MAPS). This thesis describes the basic principles and usage of vertex detectors and MAPS technology, parameters of the HFT and its contribution for the physical programme of STAR.

Key words: semiconductors, silicon detectors, MAPS, HFT, STAR, heavy quarks

Obsah

Seznam obrázků	vi
Seznam tabulek	vii
Úvod	1
1 Základní vlastnosti polovodičů	2
1.1 Čisté polovodiče	2
1.1.1 Energetické pásy	2
1.1.2 Nosiče náboje v polovodičích	3
1.1.3 Driftová pohyblivost	4
1.1.4 Rekombinace	4
1.2 Dotované polovodiče	5
1.3 NP přechod	6
1.3.1 Dioda v závěrném směru	7
2 Pixelové detektory	8
2.1 Ploškové detektory	8
2.2 Hybridní pixelové detektory	9
2.3 Charge Coupled Devices	10
2.4 Monolitické aktivní pixelové detektory	11
2.4.1 Konstrukce senzoru	12
2.4.2 Vyčítací elektronika	12
2.4.3 Radiační odolnost	15
2.4.4 Prototypy APS - dosažené výsledky	15
3 Heavy Flavor Tracker	16
3.1 Konstrukce a parametry HFT	16
3.1.1 Prostorové uspořádání součástí HFT	16
3.1.2 Rekonstrukce částic	16
3.1.3 IST	17
3.1.4 PIXEL	18
3.2 MAPS pro pixelový detektor	18
3.2.1 Vývoj čipu	18
3.2.2 Vyčítání a zpracování dat	19

4	Rozšíření fyzikálních možností STARu	22
4.1	Produkce půvabných částic	22
4.2	Rekonstrukce půvabných hadronů	24
4.3	Eliptický tok	25
4.4	Energetické ztráty partonů	27
5	Testování APS	29
	Závěr	30
	Literatura	32

Seznam obrázků

1.1	Energetické pásy izolantů, polovodičů a vodičů	3
1.2	Schéma konfigurace elektronů v krystalické mříži dotovaných polovodičů a vzniklé energetické hladiny	6
1.3	Parametry NP přechodu: energetické hladiny, hustota náboje a intenzita elektrického pole	7
1.4	Dioda v závěrném směru	7
2.1	Schema ploškového detektoru	9
2.2	Řez hybridním pixelovým detektorem s kapacitním dělením náboje	10
2.3	Struktura Charge Coupled Device (CCD) detektoru	11
2.4	Struktura monolitického aktivního pixelového senzoru (MAPS) . .	12
2.5	Schéma základního vyčítání CMOS MAPS tvořené třemi tranzistory	13
2.6	Schéma získávání signálu pomocí techniky Correlated Double Sampling (CDS)	14
3.1	Schematický pohled na detektor STAR na RHICu	17
3.2	Uspořádání křemíkových dráhových detektorů	18
3.3	Schéma zpracování signálu a výnoje datového toku	20
4.1	Vypočítané příspěvky jednotlivých procesů k tvorbě půvabných kvarků ve chvíli tepelné rovnováhy	23
4.2	Rozpad $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$	24
4.3	Simulace rozdělení hmotnosti D^0 pro různé hodnoty p_T	25
4.4	Necentrální jaderná srážka	25
4.5	Dva extrémní scénáře pro eliptický tok D^0 -mezonů	26
4.6	R_{AA} pro nefotonické elektrony	28

Seznam tabulek

3.1	Vybrané parametry detektoru IST	19
3.2	Vybrané parametry PIXEL detektoru	20
3.3	Parametry dosažené čipem MIMOSA-5, parametry očekávané od čipu MIMOSTAR-4 a požadavky kladené na finální čip	21

Úvod

Pro experiment STAR na urychlovači RHIC je v současné době navržen a vyvíjen nový vertexový detektor Heavy Flavor Tracker (HFT). Jeho hlavním úkolem je rozšířit schopnosti STARu na poli měření těžkých kvarků. Právě těžké kvarky jsou velmi dobrou sondou ke studiu horké a husté hmoty vzniklé při relativistické jaderné srážce. Základní přínos HFT spočívá v přesném určování polohy sekundárních vertexů a přímé rekonstrukci hadronů obsahujících těžké kvarky.

Heavy Flavor Tracker se skládá ze dvou odlišných skupin detektorů, jedna je tvořena stripovými detektory a druhá aktivními pixelovými senzory. Tato práce je zaměřena na popis principů činnosti, techniky a vlastností křemíkových vertexových detektorů a pixelového detektoru HFT. HFT je první detektor fyziky vysokých energií, který usiluje o využití CMOS monolitických aktivních pixelových sensorů (MAPS). Jedná se o mladou technologii a k finálnímu detektoru vede ještě dlouhá cesta. MAPS však jako jediné nabízejí parametry, které potřebujeme k provádění požadovaných měření.

V kapitole 1 jsou osvětleny základní vlastnosti polovodičů a NP přechodu používaném v křemíkových detektorech částic.

2. kapitola popisuje některé druhy křemíkových detektorů, které se používají při konstrukci vertexových detektorů. Větší důraz je zde kladen na monolitické aktivní pixelové detektory, které byly vybrány pro HFT.

Ve 3. kapitole je schematicky popsán navrhovaný detektor HFT a jsou zde uvedeny některé jeho důležité parametry.

Kapitola 4 podává stručný přehled několika fyzikálních měření, jejichž přesnost by měl HFT značně vylepšit a rozšířit tak možnosti studia fyziky na STARu.

V 5. kapitole, jsou shrnuty cíle naší práce na aktivním pixelovém detektoru, která v současnosti probíhá v Ústavu jaderné fyziky Akademie věd České republiky v Řeži u Prahy.

Kapitola 1

Základní vlastnosti polovodičů

Polovodiče jsou krystalické látky s vodivostí menší, než mají vodiče a větší než izolanty [1]. Dělíme je na čisté a dotované. Přidáním různých příměsí (dotací) a kombinováním takto upravených polovodičů jsme schopni vytvořit součástky, na kterých je postavena současná elektronika a které nacházejí uplatnění při konstrukci detektorů nabitých částic v částicové fyzice. Jednotkou, která nám umožňuje částice detekovat, je tzv. np přechod. V této kapitole si uvedeme některé základní vlastnosti polovodičů a princip činnosti np přechodu v detektorech částic.

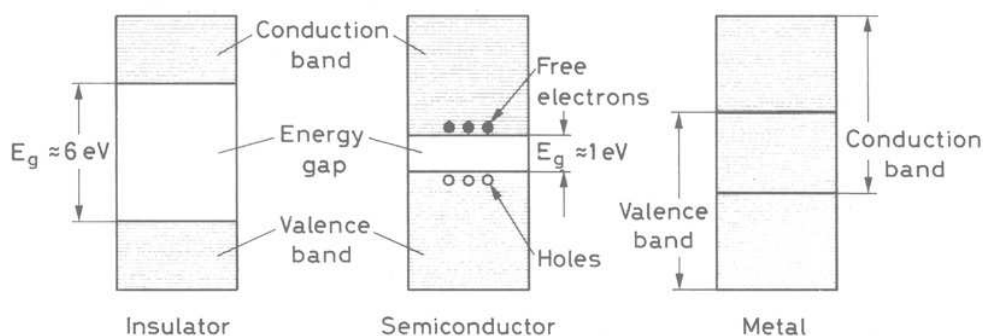
1.1 Čisté polovodiče

Pokud hovoříme o čistých polovodičích, máme na mysli takové polovodiče, které neobsahují žádné nečistoty v krystalické mřížce. Ve skutečnosti však žádný polovodič není zcela čistý. Nečistoty v krystalické mřížce hrají důležitou roli a mohou zásadním způsobem změnit charakteristiky daného materiálu, a to jak v kladném tak záporném smyslu.

1.1.1 Energetické pásy

Vnější atomové slupky polovodičů vykazují strukturu energetických pásů. Na obr. 1.1 je znázorněna základní struktura tvořená valenčním pásem, zakázaným pásem (energetickou "dírou") a vodivostním pásem.

Energetické pásy jsou oblasti složené z mnoha diskretních hladin, které jsou tak blízko sebe, že je možné je považovat na kontinuum. Zakázaný pás je naproti tomu oblast, ve které se žádné energetické hladiny nenacházejí. Tato pásová struktura vzniká v důsledku těsného periodického uspořádání atomů v krystalu. Takové uspořádání má za následek překrytí vlnových funkcí elektronů v obalech jednotlivých atomů a vznik mnoha diskretních hladin, jejichž energetický rozdíl je velmi malý.



Obrázek 1.1: Energetické pásy izolantů, polovodičů a vodičů. Převzato z [1].

Nejvyšší energii má vodivostní pás. Elektrony v tomto pásu jsou odděleny od svých mateřských atomů a mohou se volně pohybovat po celém krystalu. Elektrony ve valenčním pásu jsou vázány pevněji a zůstávají spojeny s příslušnými atomy.

Šířka všech pásů je dána rozestupy atomů v krystalové mříži a tedy závisí na teplotě a tlaku. U vodičů se valenční a vodivostní pásy překrývají a žádný zakázaný pás nepozorujeme. Tepelně excitované elektrony pak mohou snadno přeskočit do vodivostního pásu a volně putovat krystalem. Izolanty mají zakázaný pás naopak široký a při normálních teplotách jsou všechny elektrony ve valenčním pásu. Tepelná energie je příliš malá na to, aby elektrony překonaly zakázaný pás. Proto se nemohou volně pohybovat po krystalu a při přiložení elektrického pole neteče izolanty žádný proud. V polovodičích má zakázaný pás takovou šířku, že jen málo tepelně excitovaných elektronů je schopno přeskočit do vodivostního pásu. Po přiložení elektrického pole pak pozorujeme jen malý proud. Pokud polovodič zchladíme, bude do vodivostního pásu excitováno méně elektronů a vodivost poklesne.

1.1.2 Nosiče náboje v polovodičích

Při teplotě $T = 0 \text{ K}$, kdy se polovodič nachází v nejnižším energetickém stavu, se všechny valenční elektrony účastní kovalentní vazby mezi atomy v krystalické mřížce. Při normálních teplotách jsou některé elektrony excitovány do vodivostní vrstvy a zanechají po sobě díru. Okolní valenční elektrony pak mohou toto prázdné místo snadno zaplnit, čímž se díra posune na sousední pozici. Opakováním tohoto procesu se může díra volně pohybovat po krystalu. Oproti moři záporně nabitých elektronů se díra jeví jako kladná, hraje tedy roli kladného nosiče náboje a její pohyb krystalem vytváří elektrický proud. Elektrický proud v polovodiči je tedy realizován dvěma způsoby: pohybem elektronů ve vodivostním pásu a pohybem děr v pásu valenčním.

1.1.3 Driftová pohyblivost

Je-li na polovodič přiloženo vnější elektrické pole, platí pro rychlost pohybu elektronů, resp. děr, v_e , resp. v_h

$$\begin{aligned} v_e &= \mu_e E \\ v_h &= \mu_h E \end{aligned} \quad (1.1)$$

kde E je velikost intenzity elektrického pole a μ_e , resp. μ_h , driftové pohyblivosti (mobilita) elektronů, resp. děr. Driftové pohyblivosti jsou funkcí materiálu, E a teploty T . Pro křemík jsou veličiny μ_e a μ_h při normálních teplotách a $E < 10^3$ V/cm konstantní. Pro $E = 10^3 \div 10^4$ V/cm se μ chová jako $E^{-1/2}$ a pro $E > 10^4$ V/cm jako $1/E$.

Tedy rychlost pohybu elektronů při $E = 10^3$ V/cm a $T = 300$ K je $1,34 \cdot 10^6$ cm/s. Driftová pohyblivost určuje proud tekoucí polovodičem. Je-li hustota elektronů (tedy i děr) n_i , platí pro hustotu proudu J

$$J = en_i(\mu_e + \mu_h)E, \quad (1.2)$$

kde e je elementární náboj.

1.1.4 Rekombinace

Elektron může rekombinovat s dírou tím způsobem, že spadne z vodivostního pásu do prázdné hladiny ve valenční vrstvě, během čehož uvolní foton. Tento proces je však velmi vzácný a pokud by toto byl jediný způsob rekombinace, byla by doba života elektronů (děr) řádově sekunda. Experiment však ukazuje, že elektrony žijí v rozmezí jednotek nanosekund až stovek mikrosekund. Uplatňuje se zde tedy ještě jiný proces.

Tím nejdůležitějším je rekombinace na rekombinačních centrech, která je zapříčiněna nečistotami v krystalu. Přítomnost nečistot způsobí vznik nových hladin v zakázaném pásu, na kterých mohou být zachyceny elektrony z vodivostního pásu. Po takovém zachycení mohou nastat následující dva případy. Po jistém čase stráveném na zmíněné hladině se elektron vrátí zpět do vodivostního pásu nebo během setrvání na nové hladině zachytí díru, se kterou zrekombinuje.

Pro detekci ionizujícího záření mají nečistoty v krystalu negativní vliv, protože razantně snižují střední dobu života volných nosičů náboje. Toto klade značné nároky na čistotu používaných krystalů, protože doba sběru náboje by měla být kratší než střední doba života nosičů náboje. Při nedodržení této podmínky bude docházet ke ztrátě náboje a zhoršení rozlišení.

Některé nečistoty mají pouze schopnost zachycení elektronu nebo díry. Nosič náboje je po jisté charakteristické době opět uvolněn. Charakteristický čas je však srovnatelný s časem sběru náboje, což zapříčiňuje neúplný sběr náboje. Ten to efekt však není zdaleka tak významný jako rekombinace na centrech.

Podobně jako nečistoty, mohou i jiné poruchy v krystalické mřížce způsobit vznik nových enegetických v oblasti zakázaného pásu. Mezi tyto poruchy patří

vakance a dislokace. Ty mohou vzniknout při růstu krystalu nebo vlivem plastické deformace, prudké změny teploty, mechanického napětí nebo ozáření.

1.2 Dotované polovodiče

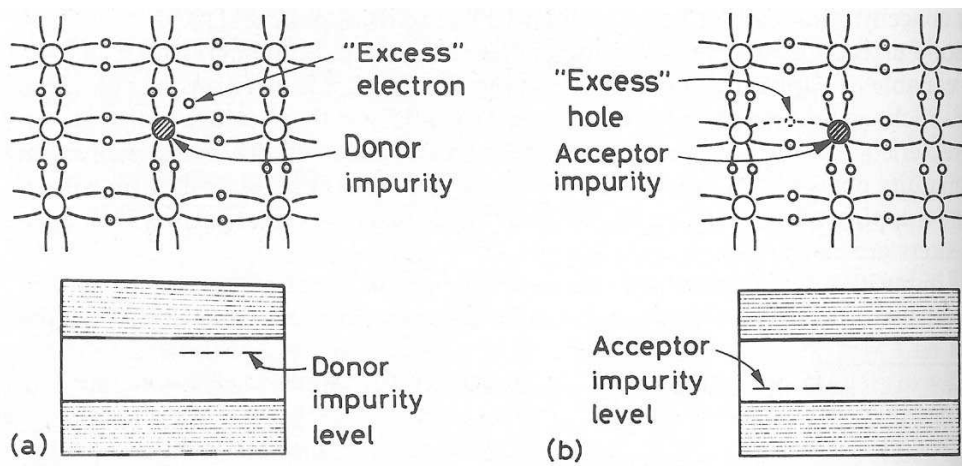
V předchozí sekci jsme viděli, jak nečistoty v materiálu zhoršují vlastnosti polovodiče. Avšak přidáním některých prvků můžeme požadované parametry naopak vylepšit. Důvod proč tyto nečistoty nezpůsobí výše popsané problémy je hloubka nově vzniklé hladiny. Tato hladina je velmi blízko vodivostního pásu a je mělká než hladina vytvořená nežádoucími příměsemi. Tedy elektrony a díry zachycené na těchto hladinách mohou být snadno excitovány do vodivostního pásu.

V čistém polovodiči je počet elektronů i děr stejný. Tuto rovnováhu můžeme změnit přidáním malého množství atomů, které mají ve valenční vrstvě o jeden elektron více či méně než atomy polovodiče. V případě čtyřmocného křemíku budeme tedy přidávat troj- nebo pětimocné atomy. Taková příměs se sama uchytí v krystalické mřížce. Tímto způsobem upravené materiály nazýváme dotované polovodiče.

Vzhledem k tomu, že v základním stavu elektrony zcela zaplní valenční pás, je v něm místo právě pro čtyři elektrony na jeden atom. Pak, přidáme-li pětimocnou příměs, nebude ve valenčním pásu místo pro pátý elektron. Ten se usídí na diskrétní hladině vzniklé díky příměsi. Diskrétní hladina se vytvoří v oblasti zakázaného pásu, blízko vodivostního pásu (viz obr. 1.2a). Zmíněná hladina je velmi blízko vodivostního pásu: 0,01 eV u germania a 0,05 eV u křemíku. Při normálních teplotách je elektron schopen přeskočit do vodivostního pásu a zvýšit vodivost materiálu. Přebývající elektrony také rekombinují s dírami, které běžně vznikají, a tím snižují jejich koncentraci. V polovodičích dotovaných pětimocným prvkem (donorem elektronů) je tedy elektrický proud realizován převážně elektrony a tyto polovodiče označujeme jako n-tyt.

Naproti tomu, když dotujeme polovodič trojmocným prvkem, bude ve valenční vrstvě jeden elektron scházet, čili díry budou přebývat. V důsledku přítomnosti příměsi vznikne v zakázaném pásu nová energetická hladina, tentokrát v blízkosti valenčního pásu (viz obr. 1.2b). Na tuto hladinu se mohou snadno excitovat elektrony z valenčního pásu a umožnit vznik díry. Polovodiče dotované třímocným prvkem (akceptorem) mají potlačenou elektronovou vodivost a majoritním nosičem náboje se stávají díry, proto tyto polovodiče označujeme jako p-tyt.

V praxi je jako donory využívají např. arzén, fosfor, antimon. Jako akceptory galium, bor a indium. Množství implantované příměsi bývá velmi malé, obvykle řádu 10^{13} atomů/cm³. Přičemž hustota křemíku či germania je řádově 10^{22} atomů/cm³, tedy přibližně devět řádů vyšší. Používají se však ještě vysoce dotované vysoce vodivé polovodiče, kde koncentrace příměsi dosahují 10^{20} atomů/cm³. Abychom je odlišili od běžně dotovaných polovodičů, používáme znaménko “+” za typem materiálu. Tedy n⁺ a p⁺.



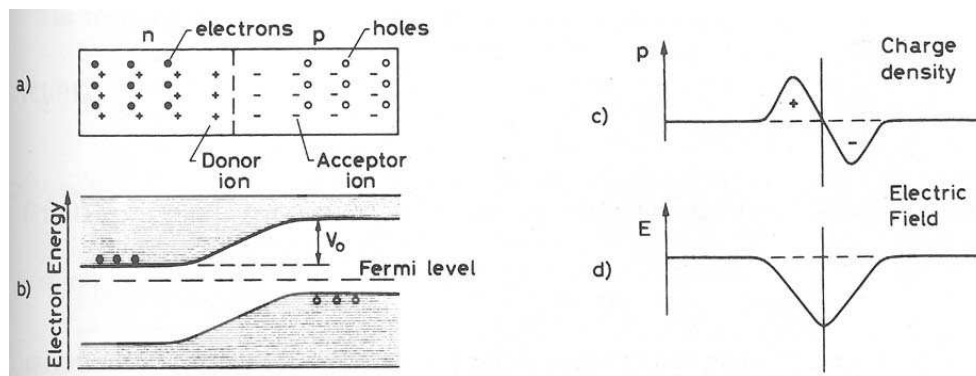
Obrázek 1.2: **(a)** Pětimocná příměs vytvářející polovodiče typu n. V krystalu přebývají elektrony a vytváří se energetická hladina v blízkosti vodivostního pásu. **(b)** Trojmocná příměs vytvářející polovodiče typu p. V krystalu převažují díry a vzniká se energetická hladina v blízkosti valenčního pásu. Převzato z [1].

1.3 NP přechod

Princip činnosti všech současných polovodičových detektorů spočívá v použití polovodičového přechodu, který je v elektronice známý jako usměrňovací dioda. Schématicky můžeme takový přechod znázornit tím, že k sobě postavíme polovodič typu n a p. K výrobě přechodu se využívá speciálních technologií, aby bylo dosaženo velmi těsného kontaktu dvou typů polovodiče, který je pro vznik přechodu nezbytný. Jednou z metod je difúze dostatečného množství p-příměsi na jeden konec homogenního substrátu typu n, aby tento konec byl ve výsledku typu p.

Při realizaci přechodu se na rozhraní dvou zmíněných materiálů vytvoří speciální oblast znázorněná na obr. (1.3a). Díky rozdílné koncentraci elektronů a děr v jednotlivých částech, začne docházet k difúzi děr do n-části a obdobně difúzi elektronů do p-části. Protože na počátku byly obě poloviny přechodu elektricky neutrální, způsobí tato rekombinace nahromadění náboje na obou stranách přechodu a vznik gradientu intenzity elektrického pole. Kvůli vzniklému gradientu se difúze zastaví a v okolí přechodu zůstane oblast s nepohyblivým prostorovým nábojem. Hustota náboje a odpovídající intenzita elektrického pole jsou schématicky zobrazeny na obr. 1.3c) a 1.3d). Z existence gradientu elektrického pole plyne, že budeme na přechodu pozorovat i rozdíl elektrického potenciálu, který označujeme jako kontaktní potenciál V_0 . Toto má za následek deformaci energetických pásů, jak je ukázáno na obr. 1.3b). Aby nosiče náboje prošly přes přechod, musí překonat kontaktní potenciál. Ten je řádově 1 eV.

Oblast s gradientem elektrického se nazývá odčerpá zóna nebo oblast prostorového náboje. Má tu vlastnost, že každá díra nebo každý elektron, které zde vzniknou nebo se do tohoto regionu dostanou, jsou okamžitě odvedeny elek-

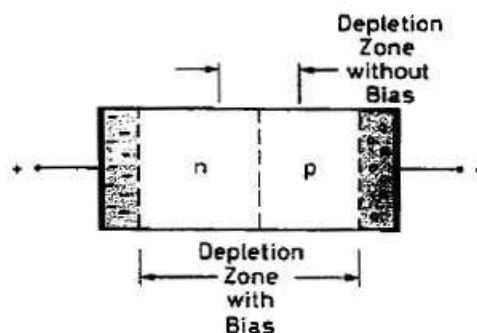


Obrázek 1.3: (a) Schematické znázornění np přechodu, (b) energetické hladiny a kontaktní potenciál V_0 , (c) hustota náboje, (d) intenzita elektrického pole. Převzato z [1].

trickým polem. Toho se využívá při detekci ionizujícího záření. Nabitá částice při průchodu odčerpá zónou dává podél své trajektorie vzniknout elektron-děrovým pářům, které jsou, jak bylo řečeno, odvedeny elektrickým polem. Když tedy přiložíme na každou stranu přechodu elektrické kontakty, jsme schopni registrovat signál úměrný ionizaci.

1.3.1 Dioda v závěrném směru

Výše naznačený způsob použití np přechodu je pouze prvním přiblížením, v praxi se používá jistých úprav. Pro reálné měření je vlastní elektrické pole přechodu příliš slabé pro efektivní sběr náboje a tloušťka odčerpávané vrstvy slabá. Přiložením napětí v závěrném směru diody (+ na n-část, - na p-část), můžeme dosáhnout zlepšení. Napětí přitáhne k nosiče náboje na příslušnou stranu, čímž se rozšíří odčerpávaná vrstva a tedy i citlivý objem detektoru (viz obr. (1.4)). Čím je napětí větší, tím je odčerpávaná širší vrstva a účinnější sběr náboje. Hodnotu napětí je však limitována průrazným napětím diody, při kterém přechod začne normálně vést proud.



Obrázek 1.4: Dioda v závěrném směru. Převzato z [1].

Kapitola 2

Pixelové detektory

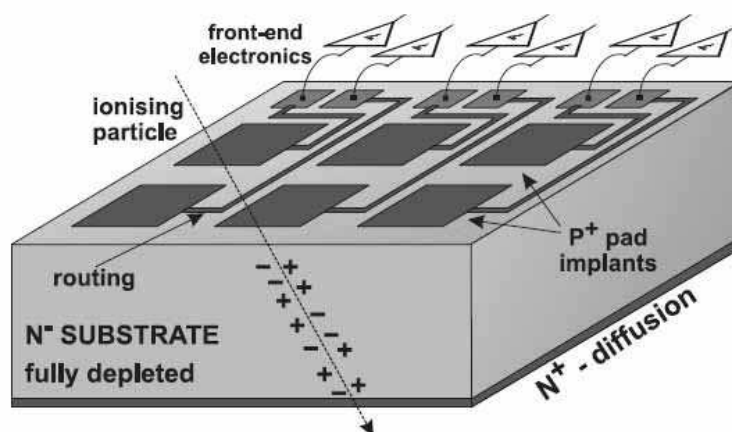
V této sekci se budeme zabývat několika druhy pixelových detektorů. Pixelové detektory jsou křemíkové detektory pracující na principu schématicky vyloženém v sekcích (1.3) a (1.3.1) a spadají do skupiny polohově citlivých detektorů. Tzn., že detektor je schopen poskytnout jedno- nebo dvojrozměrnou informaci o tom, v jakém místě nabitá částice detektorem prošla. Pixelové detektory určují polohu prošlé částice ve dvou rozměrech.

Kromě ploškových, všechny níže zmíněné druhy pixelových detektorů se používají ve vertexových detektorech na moderních urychlovačových experimentech. V této sekci uvedeme principy jejich činnosti a jejich výhody a nevýhody, které vedly k výběru daného druhu pro pixelový detektor detektoru STAR Heavy Flavor Tracker.

2.1 Ploškové detektory

Ploškové detektory (pad detectors), přestože nejsou využívány ve vertexových detektorech, zde uvádíme z toho důvodu, že byly prvními pixelovými detektory a z jejich konstrukce vycházejí hybridní detektory. Výrazu ploškové detektory se používá pro senzory s velikostí detekčního elementu v řádu jednotek mm^2 . Jako pixelové (pixel - picture element) se označují detektory s menšími elementy - jemnější granularitou.

Ploškové detektory (viz obr. 2.1) jsou tvořeny polem nezávislých np-diod (plošek) implantovaných těsně vedle sebe na jednom substrátu, ze kterého jsou odčerpány nosiče náboje. Tyto jsou připojeny pomocí kovových linek na povrchu detektoru k samostatným vyčítacím kanálům, které zpracovávají výstupní signál. Původně byla tato pole navržena pro rekonstrukci drah částic, dnes se však využívají v hybridních fotonových detektorech s velikostí diod (pixel pitch) přibližně $1 \times 1 \text{ mm}$.



Obrázek 2.1: Schema ploškového detektoru. Převzato z [6].

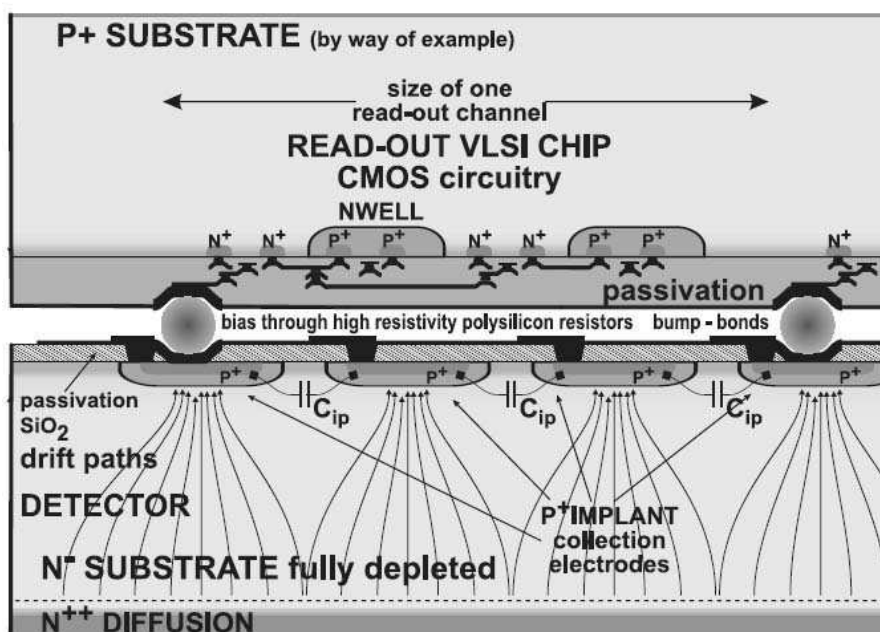
2.2 Hybridní pixelové detektory

Senzorová část hybridního pixelového detektoru je technologicky podobná mikrostripovému detektoru [6]. Na vysokoodporovém křemíkovém substrátu typu n jsou p^+ implantací vytvořeny diody podobně jako v případě ploškového detektoru. Liší se však v tom, že od nich nevedou žádné kovové spoje a délka hrany pixelu je v řádu desítek až stovek μm . Zcela odděleně je vyroben čip s vyčítací elektronikou pro každý jednotlivý pixel. Ten je připevněn na senzor až v posledním kroku výroby.

Tento přístup nabízí mnoho výhod. Díky oddělené výrobě obou komponent je možné nastavit ideální výrobní podmínky pro senzor i elektroniku. Celý detektor vykazuje dobrou radiační odolnost, která je dostatečná pro moderní experimenty. Jednou z hlavních výhod je, že vyčítací elektroniku je možno vyrábět průmyslově CMOS¹ technologií a má podobnou architekturu jako elektronika pro mikrostripové detektory. Spojení senzoru a čipu je realizováno technologií nazvanou "flip-chip" nebo také "bump-bonding". Obě části jak elektricky tak mechanicky spojeny malými kuličkami pájky, iridia nebo zlata (viz obr. 2.2). Výhodou je také možnost velmi rychlého vyčítání za cenu větší spotřeby energie.

Milióny spojovacích kuliček jsou však nevýhodou, protože znamenají další materiál v prostoru detekce vedoucí k rozptylu částic. Pro hybridní pixelové detektory je charakteristická relativně vysoká spotřeba energie řádově stovek mW/cm^2 . To znamená, že je detektory nutné chladit a chlazení přináší další materiál do detekční oblasti. Dále je také zřejmé, že velikost pixelu je limitována velikostí potřebné vyčítací elektroniky. Tento problém se v současnosti řeší technikou tzv. kapacitního dělení náboje (velmi stručně viz [9]) běžně používanou u mikrostripových detektorů, díky které je možno použít jeden čtecí obvod pro 2, 3 až 4 pixely. Detektor

¹"Complementary metal-oxid-semiconductor", technologie používaná pro výrobu většiny integrovaných obvodů (mikroprocesorů, logických obvodů, RAM, atd.) [10].



Obrázek 2.2: Řez hybridním pixelovým detektorem s kapacitním dělením náboje, vyčítán každý třetí pixel. Převzato z [6].

znázorněný na obr. 2.2 má jednu čtecí elektroniku na tři pixely).

Hybridní pixelové detektory byly poprvé použity ve fyzice jaderných srážek v experimentech WA97 a NA50 v CERNu. Podnětem pro jejich intenzivní vývoj se stala práce na velmi rychlých a radiačně odolných detektorů pro LHC.

2.3 Charge Coupled Devices

Charge Coupled Devices (CCD) byly původně vyvinuty pro detekci světla ve viditelné oblasti. Díky schopnosti získat jednoznačné dvojrozměrné rozlišení se CCD staly prvními pixelovými detektory použitými ve fyzice vysokých energií, a to na experimentu NA32 na SPS² v CERNu. Dále byly použity pro vertexový detektor SLD³ na SLACu⁴.

CCD čip je tvořen substátem z p⁺ materiálu, na kterém je částečně odčerpáná epitaxní vrstva⁵ typu p. Na epitaxní vrstvě je nanášena tenká vrstva (~ 1 μm) n-typu a z p⁺-typu jsou zde vytvořeny tzv. vnořené kanály. Řez celým čipem je znázorněn na obr.(2.3). Tím, že se na polysilikonové brány na povrchu přiloží jisté napětí vznikne v kanálu pod ní potenciálová jáma, ve které se shromažďují elektrony generované prolétávajícími částicemi. Následně se změnami potenciá-

²“Super Proton Synchrotron”

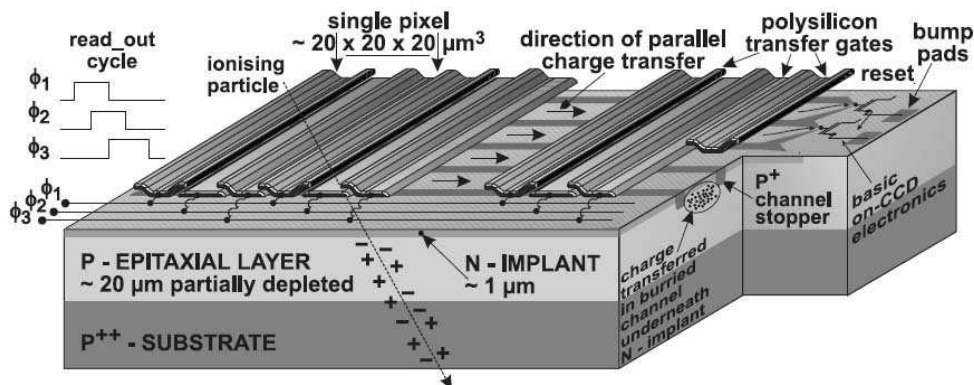
³“SLAC Large Detector”

⁴“Stanford Linear Accelerator Center”

⁵vypěstovaná vrstva se stejnou krystalickou strukturou jako daný substrát, [13]

2.4. MONOLITICKÉ AKTIVNÍ PÍXELOVÉ DETEKTORY

lu trojic sousedících polysilikonových bran začne nahromaděný náboj posouvat vnořeným kanálem na okraj čipu do vyčítací elektroniky, kde je registrován. Celý senzor je tedy vyčten najednou.



Obrázek 2.3: Struktura Charge Coupled Device (CCD) detektoru. Převzato z [6].

Tento způsob sběru náboje s sebou přináší výhody a nevýhody. Výhodou je, že CCD nemají žádnou mrtvou dobu a žádnou mrtvou zónu, tzn., že jsou neustále citlivé vůči dopadajícím částicím, a to po celé své ploše. Posouvání náboje přes celý čip, je však energeticky náročné a pomalé (až stovky milisekund). Pokud bychom chtěli posuv zrychlit, museli bychom dodat více energie, to by znamenalo, že by musel být čip chlazen. Negativní dopady chlazení již známe z předchozí sekce. Dalším podstatným nedostatkem je, že CCD jsou málo odolné vůči radiaci. V radiačně poškozeném CCD dochází rozlévání náboje do okolních pixelů a snížení doby života elektronů, tzn., že se zhorší efektivita sběru náboje. Potom při vyčítání např. pole o velikosti 1000×1000 pixelů se i malé snížení efektivity razantně projeví.

Vertexový detektor na SLACu byl složen z CCD polí s velikostí pixelu $20 \times 20 \mu\text{m}$ s $25 \mu\text{m}$ tlustou odčerpanou vrstvou. Zde bylo dosaženo rozlišení $4,6 \mu\text{m}$. Radiační odolnost a vyčítací rychlost nepůsobila problémy, protože byl použit lineární urychlovač a pracující pulzně. Při tomto experimentu byl provozován s frekvencí 2 Hz.

2.4 Monolitické aktivní pixelové detektory

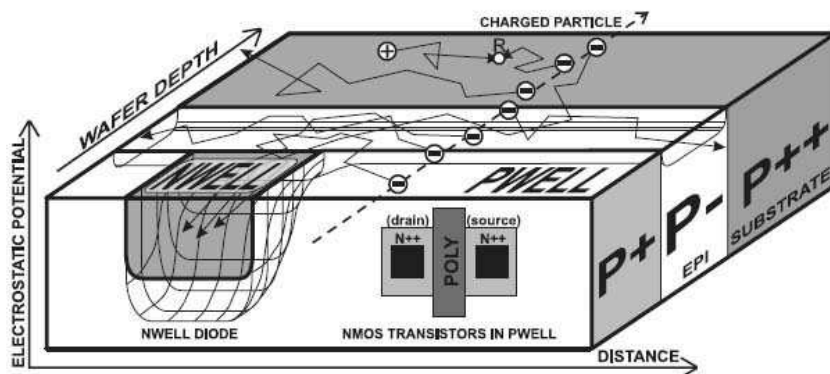
Monolitické aktivní pixelové detektory (MAPS) nebo také pouze APS (Active Pixel Sensor) jsou od konce šedesátých let používány pro detekci fotonů a v dnešní době již předstihly CCD čipy na trhu s digitální fotografií. Technika APS ještě nedosáhla tak vysokého stupně vývoje jako CCD nebo hybridní detektory. Současný stav ale ukazuje, že APS mají v mnoha ohledech lepší vlastnosti pro určitá použití ve fyzice vysokých energií. Proto byl tento druh detektoru vybrán pro konstrukci pixelového detektoru HFT.

2.4. MONOLITICKÉ AKTIVNÍ PÍXELOVÉ DETEKTORY

Obrovskou výhodou APS je, že jsou vyráběny standardní CMOS technologií. To znamená nízké výrobní náklady a neustálý vývoj technologie. Tyto senzory umožňují vytvoření tzv. System-on-Chips (SoC), který spočívá v integraci obvodů pro zpracování signálu přímo na materiálu detektoru. Další předností oproti výše zmíněným detektorům je, že APS díky malé spotřebě energie nepotřebují kapalinové chlazení.

2.4.1 Konstrukce senzoru

Na vysoce dotovaném vysokoodporovém p^{++} substrátu je vypěstována epitaxní slabě dotovaná p^- vrstva, která je na povrchu dodatečně implantována na p^+ . V povrchové p^+ vrstvě jsou dvě oblasti nazvané n-well a p-well, kterými je tvořen každý pixel (viz obr. 2.4). N-well spolu s epitaxní vrstvou slouží dioda, která zde hraje roli potenciálové jámy, do níž je stahován náboj z epitaxní vrstvy. Epitaxní vrstva zde tvoří aktivní objem detektoru a narozdíl od výše uvedených detektorů není odčerpaná. Velikost náboje, který je sebrán proto záleží na tloušťce epitaxní vrstvy, je však limitován dobou života nosičů náboje (řádu 10 μ s). Náboj uvolněný v p^{++} substrátu velmi rychle zaniká díky rekombinaci a nedostane se do aktivního objemu. V současnosti se preferuje co největší ztenčení epitaxní vrstvy (méně než 20 μ m), sice se tím zmenší sbíraný náboj, ale hlavně je potlačen šum. Dalším důvodem ke ztenčování je redukce hmoty v detekční oblasti. Oblast p-well, kde jsou umístěny čtecí obvody, působí jako stínění, které chrání aktivní oblast před vlivy spínajících tranzistorů, a zároveň směřuje uvolněný náboj ke sběrné elektrodě.



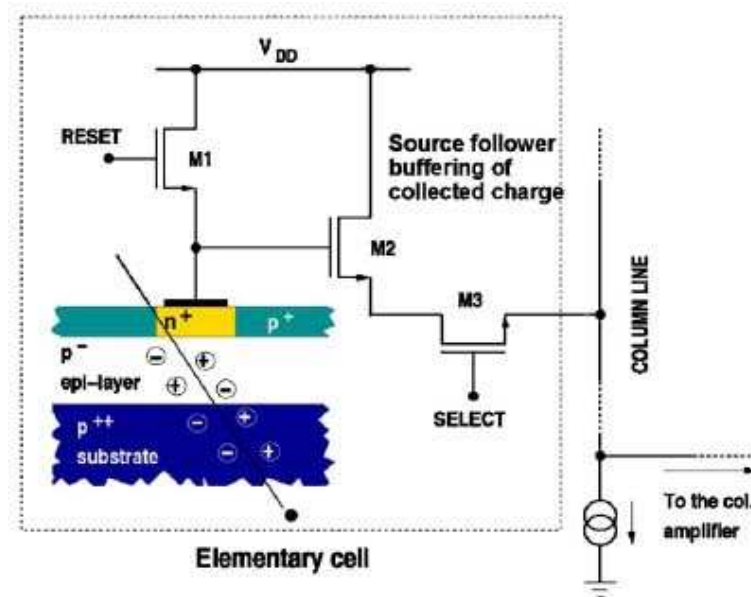
Obrázek 2.4: Struktura monolitického aktivního pixelového senzoru (MAPS). Převzato z [6].

2.4.2 Vyčítací elektronika

Vzhledem k tomu, že velikost náboje sebraného v jednom pixelu je v řádu stovek až tisíců elektronů, je potřeba používat elektroniku a nízkou hladinou šumu.

2.4. MONOLITICKÉ AKTIVNÍ PÍXELOVÉ DETEKTORY

Schéma základního obvodu pro čtení jednotlivého pixelu tvořené třemi tranzistory (3T) je načrtnuto na obr. 2.5. Tranzistor M1 slouží k pravidelnému resetování, tj., aby odstranil náboj nashromážděný v předchozí události a kompenzoval svodový proud na diodě. M2 je zde použit jako sledovač napětí (source follower), tzn., emitorový proud je řízen napětím na diodě. M3 slouží k výběru daného pixelu.



Obrázek 2.5: Schéma základního vyčítání CMOS MAPS tvořené třemi tranzistory. Převzato z [8].

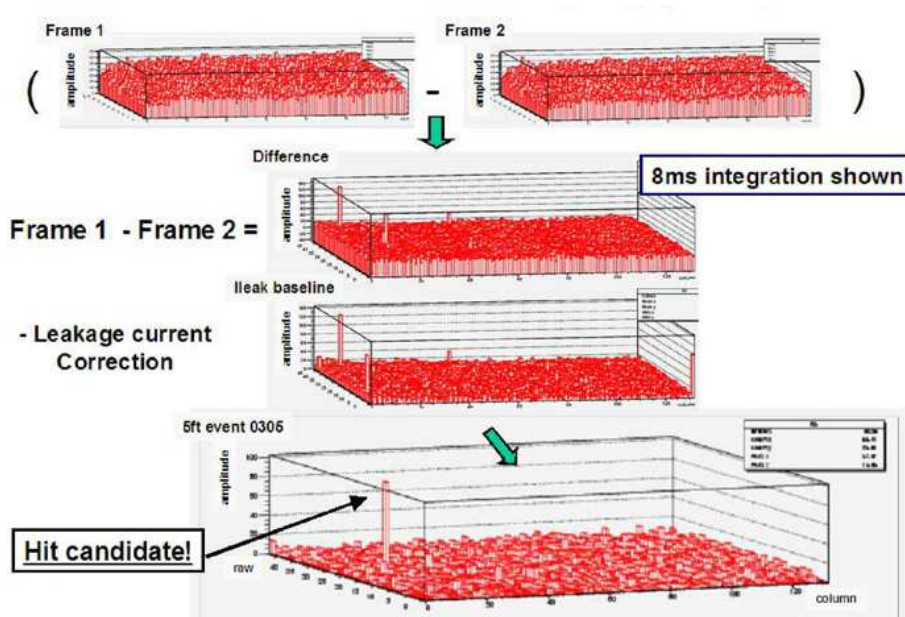
Postup získávání signálu je následující. Všechny pixely v daném poli jsou vyčteny dvakrát během jedné události, a to před průchodem a po průchodu částice. Sebraná data jsou pak uložena pro pozdější analýzu. Jak je patrné z obr. 2.6, oba signály jsou od sebe odečteny. Tento způsob zpracování se nazývá Correlated Double Sampling (CDS) a pomáhá zmenšit vlivy základního šumu a FPN⁶. Po této korekci se ještě provádí opravy na další druhy šumu. Takto získáme opravu na svodový proud a jsme schopni extrahovat signál.

APS s rychlým vyčítáním

APS se základní 3T architekturou mají sice výborné prostorové rozlišení, ale jejich rychlost je značně omezena kvůli způsobu sběru dat. Toto omezení je zásadní pro aplikace s vysokým datovým tokem, mezi které částicové experimenty bezesporu patří. Vyčtení pole o velikosti jednoho megapixelu zabere přibližně 1 ms. Pro optimalizaci byly navrženy tyto metody:

⁶“Fixed Pattern Noise” - Druh šumu spojený s tzv. “horkými pixely”, kdy intenzita šumu z některých pixelů zdaleka převyšuje šum okolních pixelů způsobený náhodnými fluktuacemi [14].

2.4. MONOLITICKÉ AKTIVNÍ PÍXELOVÉ DETEKTORY



Obrázek 2.6: Schéma získávání signálu pomocí techniky Correlated Double Sampling (CDS). Převzato z [8].

- Pipeline pixels - signál je sbírán s vysokou frekvencí a ukládán do paměti přímo na pixelu. Paměti jsou vyčteny později při nízké rychlosti. Toto řešení vyžaduje jednu za čas delší pauzu pro přenos dat z paměti nebo použití triggeru, který bude filtrovat eventy a omezí tak tok dat od detektoru. Jak uvidíme v dalších kapitolách, ani jeden z požadavků nelze na STARu splnit.
- Digitální pixely - na úrovni elektroniky zpracovávající jeden sloupec pixelů jsou umístěny obvody na zpracování digitálního signálu. To znamená, že na úrovni pixelu musí být ADC⁷ převodník. V dalším vývojovém kroku se přidává přímo na detektor další signál zpracující elektronika. Touto cestou se ubírá i vývoj pixelového detektoru pro HFT, který by měl vyústit v následující řešení.
- Triple Well APS s plným zpracováním signálu v pixelu - toto řešení počítá s implementací celého řetězce signál zpracující elektroniky přímo na pixelu, tj. předzesilovače, tvarovače signálu, diskriminátoru a logických obvodů. Za pomoci této elektroniky je možné významně snížit objem dat odcházející z detektoru a tím zvýšit vyčítací rychlost. Další výhodou je, že díky využití velké sběrné elektrody u této konstrukce detektoru, je efektivita sběru náboje více jak třikrát větší než u běžných 3T APS se stejnou tloušťkou epitaxní vrstvy.

⁷"Analog-to-digital Converter" - Převodník z analogového na digitální signál.

2.4.3 Radiační odolnost

Radiační odolnost detektoru je důležitým parametrem, který klade omezení na jeho použití. Proto jsou při výrobě APS používány technologie, které počítají s tím, že budou detektory vystaveny radiaci. Radiace může detektor poškodit dvěma způsoby: neionizující záření může vychýlit atomy z krystalové mříže a způsobit tak zhoršení efektivity sběru náboje (tzv. objemové poškození). Ionizační záření zase podstatně zvýší svodový proud na sběrné diodě a tedy sníží poměr signálu a šumu (tzv. povrchové poškození).

První testy ukázaly, že vystavení detektoru fluenci protonů nebo neutronů řádově 10^{12} n/cm² dochází jen k malému zhoršení ve sběru náboje. Odolnosti vůči větším tokům je možné dosáhnout při nízkých teplotách.

Dále se ukázalo, že k největšímu nárůstu svodového proudu dochází při ozáření 300 krad. Po šesti měsících se však překvapivě čip sám vyžihl.

Jiným přístupem v potlačování negativních vlivů radiace je úprava povrchové struktury čipu, která je zdrojem vzniku svodového proudu.

Radiační odolnost APS je i nadále stále předmětem výzkumu.

2.4.4 Prototypy APS - dosažené výsledky

Výzkumná skupina z IReS ve Štrasburku vytvořila sérii APS senzorů nazvaných MIMOSA⁸. V rámci této série bylo dosaženo detekční efektivity více než 99,5 %, rozlišení bodové rozlišení ~ 2 μm při velikosti pixelu 20 μm a tloušťce epitaxní vrstvy 20 μm.

Byly také testovány detektory bez epitaxní vrstvy, které nabízí výhodu ve velkém množství sebraného náboje a tedy použití v aplikacích s elektronikou se značným šumem. U těchto zařízení byla zjištěna efektivita 99,9 % a rozlišení 2,5 μm.

U čipu s běžnou 3T architekturou zabere vyčtení pole o velikosti přibližně 1 Mpixelu řádově 1 ms. U detektorů s elektronikou integrovanou v pixelu se vyčítací doba posouvá do řádu stovek μs.

⁸“Minimum Ionising MOS Active sensor”

Kapitola 3

Heavy Flavor Tracker

Heavy Flavor Tracker (HFT) je křemíkový detektor, který je navržen za účelem rozšířit měřicí schopnosti dráhového systému detektoru STAR (viz obr. 3.1). V současnosti dráhový systém tvoří časově projekční komora¹ (TPC) a Silicon Strip Detector (SSD). Instalací HFT na místo původního Silicon Vertex Trackeru dosáhne STAR vysokého prostorového rozlišení. Pak bude možné detekovat nabitě i neutrální částice které se rozpadají ve vzdálenosti méně než $100\mu\text{m}$ (druhotný vrchol²) od bodu srážky (prvotní vrchol³). Tímto způsobem lze například provádět přímou rekonstrukci půvabných a krásných hadronů.

3.1 Konstrukce a parametry HFT

3.1.1 Prostorové uspořádání součástí HFT

HFT se skládá ze dvou odlišných detektorů. Jsou to Silicon Pixel Detector (PIXEL) a Intermediate Strip Tracker (IST). Oba dva jsou umístěny uvnitř SSD (viz obr. 3.2). SSD, IST a PIXEL mají za úkol postupně zpřesňování prostorového rozlišení trajektorie směrem od TPC do bodu interakce. Zde musí být rozlišovací schopnost tak velká, aby bylo možné rozeznat částice vycházející z primárního a sekundárního vertexu.

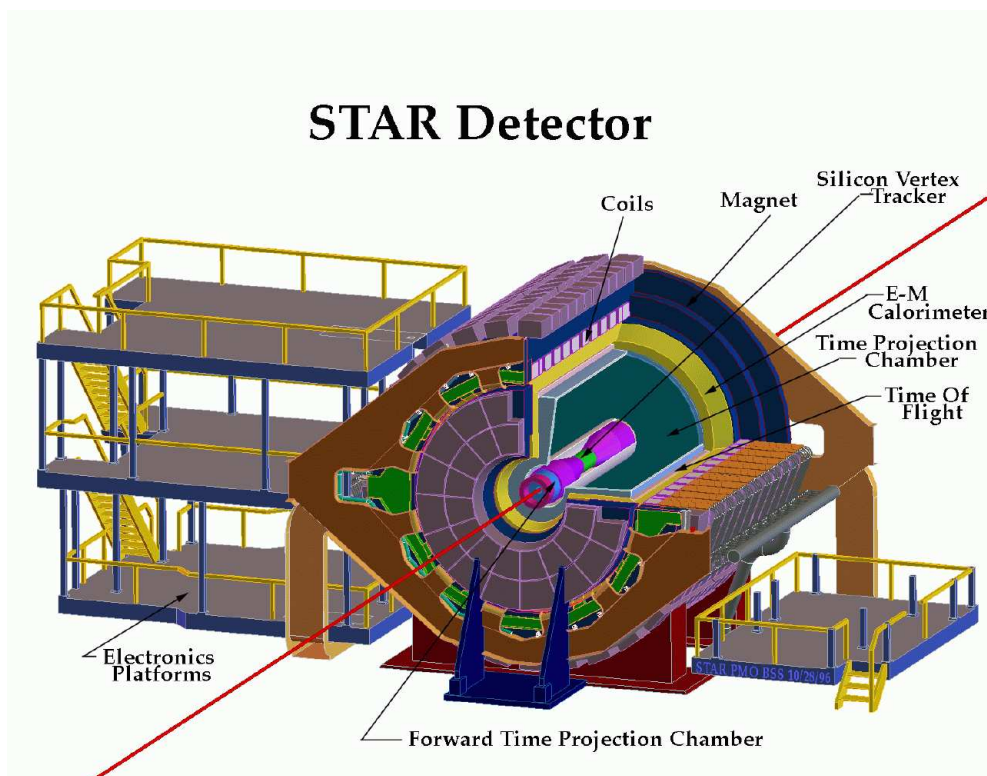
3.1.2 Rekonstrukce částic

Rekonstrukce trajektorie částice probíhá následujícím způsobem: V TPC je zaznamenáno až 45 bodů podél dráhy částice, z těchto údajů je určena trajektorie, která je s rozlišením $\sim 1\text{ mm}$ extrapolována na povrch SSD. Na SSD je ve vytyčené oblasti nalezen zásah danou částicí, trajektorie zpřesněna a prodloužena na IST s

¹Time Projection Chamber

²secondary vertex

³primary vertex



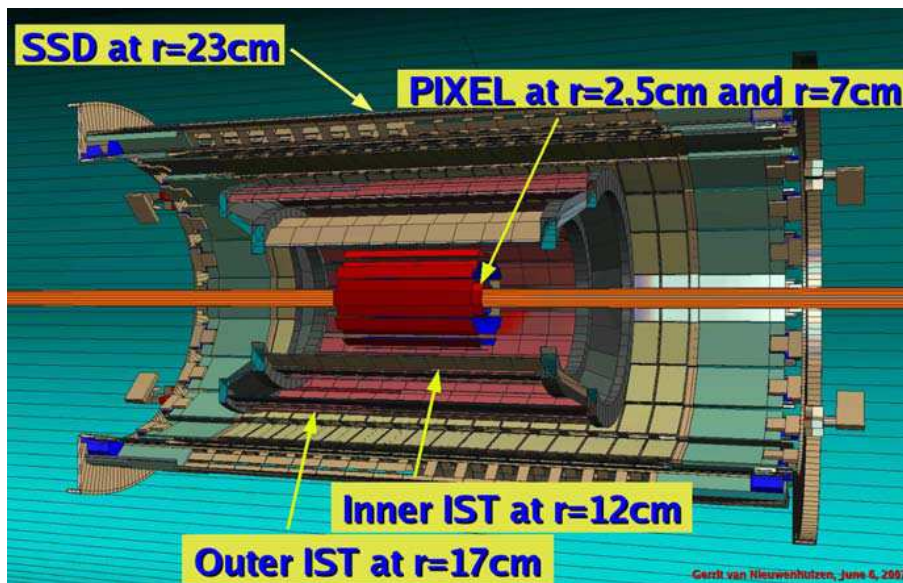
Obrázek 3.1: Schematický pohled na detektor STAR na RHICu. Převzato z <http://www.star.bnl.gov/central/experiment>.

rozlišením $\sim 300 \mu\text{m}$. Na povrchu PIXELu je rozlišení $\sim 200 \mu\text{m}$. Následně je určena poloha vertexu s přesností lepší než $50 \mu\text{m}$.

Při promítání dráhy částice na další vrstvu je nutné vzít v úvahu mnohonásobný coulombický rozptyl na předchozí vrstvě. Tzn., že čím je daná vrstva tlustší, tím horší je rozlišení na povrchu následující vrstvy. Coulombický rozptyl se více uplatní u lehkých částic. Pro měření spojená s těžkými kvarky však potřebujeme rekonstruovat právě lehké částice. Proto jsou na tloušťku pixelového detektoru HFT kladeny vysoké nároky.

3.1.3 IST

IST slouží jako mezistupeň SSD a PIXELu. Jeho úkolem je snížit počet uvažovaných zásahů na povrchu PIXELu, které by mohly potenciálně příslušet k právě rekonstruované dráze. IST se skládá ze dvou vrstev jednostranných stripových detektorů, které jsou vzájemně pootočený o 90° . Každá vrstva je složena z tzv. žebříků. V dalším vývojovém kroku se však počítá pouze s jednovrstvým IST na poloměru $r \approx 14 \text{ cm}$. V tabulce (tab. 3.1) jsou uvedeny vybrané parametry detektoru IST.



Obrázek 3.2: Uspořádání křemíkových dráhových detektorů. Převzato z [5]

3.1.4 PÍXEL

Pixelový detektor HFT je tvořen dvěma vrstvami pixelových detektorů na poloměrech $r = 2,5$ cm a $r = 7,0$ cm. Na každém z 33 žebříků je upevněno 10 monolitických aktivních CMOS detektorů. HFT je umístěn nejbližce trubice urychlovače. To mu umožňuje maximální rozlišovací schopnost při lokalizaci vertexu. Jak bylo zmíněno v oddíle 3.1.2, detektor musí být velice tenký ($50 \mu\text{m}$), a to z důvodu co největšího potlačení mnohonásobného coulombovského rozptylu. Za stejným účelem se počítá s novou trubicí se stěnami silnými $0,5$ mm. V dalším vývoji je navrženo posunout vnější vrstvu na poloměr $r \approx 8$ cm. V tabulce (3.2) jsou uvedeny vybrané parametry PÍXEL detektoru:

3.2 MAPS pro pixelový detektor

3.2.1 Vývoj čipu

Aktivní pixelové detektory MIMOSTAR, na kterých probíhá vývoj pro HFT, spadají do série CMOS senzorů MIMOSA zmíněné v oddíle 2.4.4. Cílem série je vytvořit plně funkční prototyp, který poskytne informace o parametrech CMOS senzorů v prostředí urychlovačových experimentů. Ke konečnému designu vede dlouhá cesta, a proto finální čip předchází řada prototypů.

V současnosti je ve vývoji čip MIMOSTAR-4, jehož stavba vychází ze zkušeností získaných při výrobě a testování tzv. polovičního čipu MIMOSTAR-3. Rozměr MIMOSTARu-3 byl 640×320 pixelů a jeho vyčtení zabralo 2 ms. MIMOSTAR-4 tedy bude tvořen polem 640×640 pixelů a jeho vyčítací doba by měla být 4 ms.

3.2. MAPS PRO PÍXELOVÝ DETEKTOR

Celkový počet stripů/kanálů	692 480
Počet vrstev	2
Celkový počet žebříků	46
Aktivní plocha jednoho modulu	4 cm × 4 cm
Vnější vrstva (27 žebříků)	r = 17 cm
Vnitřní vrstva (19 žebříků)	r = 12 cm
Délka žebříku (vnější)	52 cm
Délka žebříku (vnitřní)	40 cm
Tloušťka (vnější)	1,5% X_0
Tloušťka (vnitřní)	0,75% X_0
Rozměr stripů (vnější)	60 μm × 4 cm
Rozměr stripů (vnitřní)	60 μm × 2 cm
Rozlišení jednoho stripu	17 μm
Pseudorapiditní pokrytí	$\pm 1,2$

Tabulka 3.1: Vybrané parametry detektoru IST. X_0 je radiační délka. Rozlišení detektoru obecně získáme jako $\frac{a}{\sqrt{12}}$, kde a je šířka detekčního elementu. Použita data z [5]

Současné senzory mají zatím analogové výstupy od budoucích čipů však vyžadujeme digitální výstupní signál (viz níže). V tabulce 3.3 jsou uvedeny parametry, které by měl mít čip MIMOSTAR-4, a již dosažené výsledky na senzoru MIMOSA-5. Navíc jsou zde uvedeny i požadavky kladené na finální detektor.

Další vývoj senzoru je mimo jiné zaměřen na dosažení stejné vyčítací doby, jakou má TPC (~ 1 ms), a zkrácení času integrace ($100 \div 200 \mu\text{s}$) s cílem co nejvíce zamezit zahlcení (pileup).

3.2.2 Vyčítání a zpracování dat

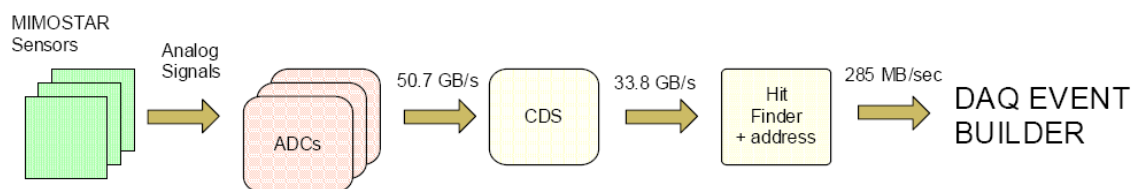
Architektura systému vyčítání a zpracování dat prototypu a předpokládaného finálního čipu je velmi podobná. Odlišnost je v tom, že konečná verze počítá s umístěním části elektroniky přímo na čipu na úrovni pixelu. Jedním z nejdůležitějších úkolů zpracování dat je maximální redukce objemu informací určených pro uložení a pozdější analýzu.

Schéma zpracování signálu ze senzoru je následující: Analogový signál z detekční diody je pomocí ADC převeden na 12 bitový digitální výstup. Pokud bereme v úvahu rozměr čipu 640×640 (viz tab. 3.2) a vyčítací čas 4 ms odpovídající senzoru MIMOSTAR-4 (viz tab. 3.3), znamená to výstupní datový tok přibližně 1,2 Gb/s na jeden čip. Při celkovém počtu 330 čipů bude průtok dat $\sim 50,7$ GB/s. Následně je metodou CDS (Correlated Double Sampling) (viz odd. 2.4.2) odečten základní šum, v důsledku čehož je možné použít k záznamu pouze 8 bitů (efektivní rozsah signálu je $\sim 900 e^-$). Po provedení CDS je tok 33,8 GB/s. Dále je aplikován algoritmus (hit finder) vyhledávající skupinu 3×3 pixely (cluster), v jejímž středu došlo

3.2. MAPS PRO PÍXELOVÝ DETEKTOR

Celkový počet pixelů/kanálů	135 168 000
Počet vrstev	2
Celkový počet žebříků	33
Počet čipů na jeden žebřík	10
Rozměr pixelu	30 μm \times 30 μm
Aktivní plocha jednoho čipu	19,2 mm \times 19,2 mm
Počet pixelů na jednom čipu	640 \times 640
Vnější vrstva (24 žebříků)	$r = 7,5$ cm
Vnitřní vrstva (9 žebříků)	$r = 2,5$ cm
Délka žebříku (vnější i vnitřní)	192 mm
Tloušťka (žebřík + čip)	0,28% X_0
Tloušťka urychlovačové trubice	0,5 mm / 0,14% X_0
Integrační doba	200 μs
Rozlišení jednoho pixelu	9 μm
Pseudorapiditní pokrytí	$\pm 1,2$

Tabulka 3.2: Vybrané parametry PIXEL detektoru. Použita data z [5]



Obrázek 3.3: Schéma zpracování signálu a vývoj datového toku. Převzato z [5]

k zásahu. Takto také redukuje informace o adresování pixelů, protože nadále pracujeme pouze s adresou pixelu uprostřed clusteru. Po proběhnutí této operace klesá tok na 285 MB/s, což je již přijatelná hodnota. Obr. (3.3) graficky znázorňuje popsany proces.

Prototyp vyčítacího systému využívající čipy MIMOSTAR-4 má veškerou signál zpracující elektroniku umístěnou na desce, která se nachází mimo detektor. U konečné verze čipu se počítá s umístěním elektroniky pro vyhledávací algoritmus na úrovni čipu a CDS a programovatelného diskriminátoru na úrovni pixelu. Od senzoru je také vyžadován poměr signálu a šumu (signal to noise ratio) větší než 9. Finální verze je plánována na rok 2012.

3.2. MAPS PRO PÍXELOVÝ DETEKTOR

Veličina	MIMOSA-5 výsledky	MIMOSTAR-4 požadavky	finální senzor
Efektivita detekce	~99%	> 98%	≥ 98%
Provozní teplota	≤ 20°C	30 - 40 °C	≥30 °C
Velikost pixelu	17 μm	30 μm	30 μm
Vyčítací doba	24 ms	4 ms	≤ 1 ms
Radiační tolerance	> 100 krad	3,7 krad/rok	≥ 171 krad
Příkon	~10 mW/cm ²	<100 mW/cm ²	≤ 200 mW/cm ²
Tloušťka čipu	120 μm	~50 μm	≤ 100 μm
Rozměry čipu	1,9 × 1,7 cm ²	~2 × 2 cm ²	~2 × 2 cm ²

Tabulka 3.3: Parametry dosažené čipem MIMOSA-5, parametry očekávané od čipu MIMOSTAR-4 a požadavky kladené na finální čip. Použita data z [5]

Kapitola 4

Rozšíření fyzikálních možností STARu

Jedním z nejdůležitějších cílů, kterých se fyzika vysokých energií snaží dosáhnout, je pochopení zákonů kvantové chromodynamiky (QCD) při extrémních teplotách a hustotách energie. Teoretické výpočty předpovídají, že při těchto podmínkách dochází k rychlému přechodu od běžné jaderné hmoty ke stavu, kdy se kvarky a gluony (partony) volně pohybují a dochází k lokálnímu nastolení teplotné rovnováhy (termalizaci). Tento stav se nazývá kvark-gluonové plazma (QGP). QGP je možné zkoumat studiem dynamiky kolektivního pohybu (kolektivity) částic vzniklých při srážce. K hlavním zkoumaným objektům patří jety, eliptický tok a energetické ztráty částic pohybujících se v QGP. V potřebných měřeních hraje důležitou roli půvabný (charm) kvark, resp. půvabné částice, k jejichž detekci je HFT navržen.

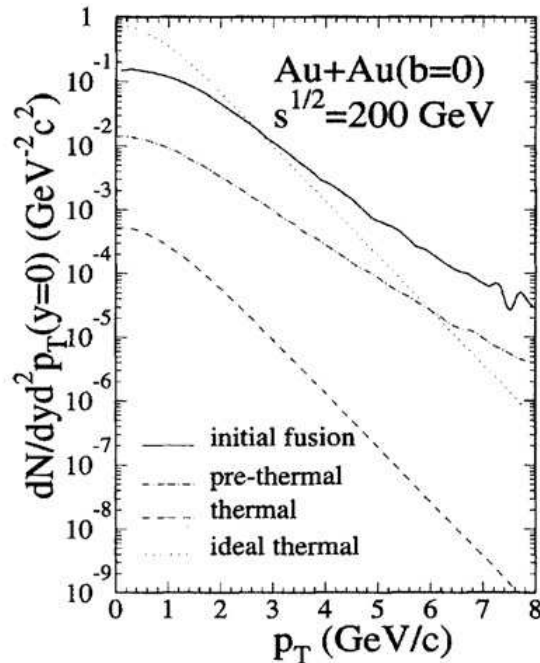
4.1 Produkce půvabných částic

Průběh jaderné srážky při vysoké energii lze rozčlenit do třech fází: v první dominují tvrdé srážky partonů nalétávajících jader, v druhé fázi mezi sebou interagují částice ve vzniklé hmotě a vyvíjí se kolektivní pohyb, ve třetí fázi dochází k hadronizaci a chemickému a kinetickému vymrznutí. Pod chemickým vymrznutím rozumíme, že počty vzniklých částic se nadále nemění. Po kinetickém vymrznutí zůstávají hybnosti částic konstantní.

Kvůli velké hmotnosti těžkých kvarků¹ vznikají těžké kvarky především v první fázi srážky. Lehké kvarky jsou naproti tomu produkovány hlavně v druhé fázi. Díky tomuto faktu poskytují celkové výtěžky těžkých kvarků (v našem případě c a b) přímé spojení s počáteční fází srážky. Počet půvabných kvarků by mohl narůstat také v druhé fázi srážky prostřednictvím tzv. termálního procesu. Toto je sice silně potlačeno kvůli velké hmotě c -kvarku, ale zároveň to silně závisí na tom,

¹charm (půvabný) $m_c = 1,25 \pm 0,09 \text{ GeV}/c^2$, bottom $m_b = 4,20 \pm 0,07 \text{ GeV}/c^2$, top $m_t = 174,2 \pm 3,3 \text{ GeV}/c^2$, [15]

na kolik se ustaví tepelná rovnováha mezi c-kvarky a okolním médiem. Na obr. 4.1 jsou znázorněny vypočítané příspěvky jednotlivých procesů k tvorbě půvabných kvarků.



Obrázek 4.1: Vypočítané příspěvky jednotlivých procesů k tvorbě půvabných kvarků ve chvíli tepelné rovnováhy. Čárkovaně - fugacity kvarků a gluonů jsou funkcí teploty. Tečkovaně - systém je plně termalizován, fugacity jsou konstantní. Převzato z [5].

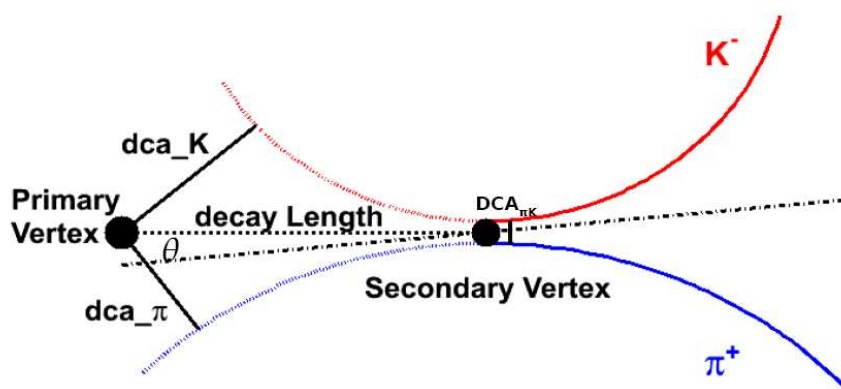
Jedna z věcí, kterou potřebujeme znát, abychom pochopili produkci půvabných kvarků při srážkách hadronů, jsou partonové distribuční funkce projektilu a terče. Partonové distribuce pro proton lze získat při elektron-protonových srážkách. Pro jádra však tyto distribuční funkce neznáme, to ponechává prostor pro přesné měření účinného průřezu při srážkách p+p, d+Au, Au+Au. Pro účinný průřez existují předpovědi získané z poruchové QCD.

Měření účinného průřezu produkce půvabných částic byla provedena STARu a PHENIXu. Výsledky [18] PHENIXu získané ze spektra nefotonických elektronů při srážkách Au+Au a výsledky získané na STARu z přímé rekonstrukce D^0 mezonů a spekter nefotonických elektronů při srážkách d+Au a Au+Au se liší faktorem dva. Teoretické výpočty navíc udávají menší hodnoty v porovnání s experimentem. Protože současné experimenty měří účinný průřez pouze nepřímo nebo s velkou nepřesností, je zapotřebí provést další přesná měření za použití přímé rekonstrukce půvabných částic.

4.2 Rekonstrukce půvabných hadronů

Měření částic obsahujících charm a bottom kvark má pro fyzikální program STARu zásadní důležitost. Zmíněné kvarky se vyskytují v celé řadě hadronů, které se rozpadají mnoha způsoby. Právě díky produktům rozpadu jsme schopni detekovat půvabné a krásné hadrony jako např. D^0 mezon.

D^0 mezon má střední dobu života $\tau \simeq 410 \times 10^{-15}$ s, což odpovídá $c\tau = 123 \mu\text{m}$. Rekonstrukci provádíme z rozpadu $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$, který probíhá s pravděpodobností 3,8%. Díky HFT budeme schopni ze změřených trajektorií dceřiných produktů určit bod rozpadu D^0 (sekundární vertex). Abychom odlišili pion a kaon pocházející z rozpadu D^0 mezonu od pozadí, musíme změřit invariantní hmotu páru $K^-\pi^+$. Protože ale neměříme parametry K^- a π^+ s naprostou přesností, je nutné naložit na experimentálně získané veličiny jisté výběrové podmínky. Vhodnou volbou takového výřezu (cut) se snažíme získat co nejlepší poměr signálu a pozadí, resp. veličiny $S/\sqrt{S+B}$, kterou nazýváme signifikance². Nalezení sady nevhodnějších podmínek však není jednoduchý úkol, jedna z mnoha metod jejich hledání je založena na hledání maxima signifikance.



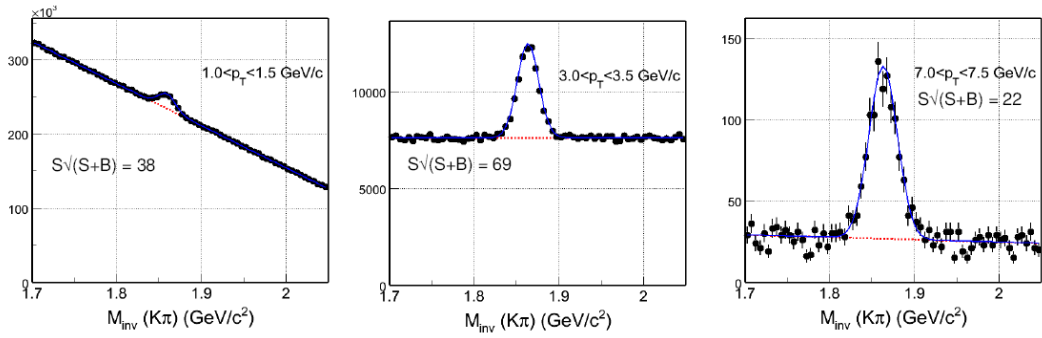
Obrázek 4.2: Rozpad $D^0 \rightarrow K^- + \pi^+$. Převzato z [20]

Na obrázku 4.2 jsou znázorněny veličiny, které jsou pro rekonstrukci D^0 klíčové. Jsou to vzdálenost největšího přiblížení³ drah K^- a π^+ k primárnímu vertexu DCA_π a DCA_K , vzdálenost největšího vzájemného přiblížení K^- a π^+ $DCA_{\pi K}$, úhel θ , resp. $\cos \theta$, sevřený vektorem hybnosti D^0 a spojnici primárního a sekundárního vertexu a rozdíl mezi naměřenou invariantní hmotou a klidovou hmotou D^0 .

Signifikance pro různé hodnoty transverzální hybnost p_T je ukázáno na obrázku 4.3.

² S - signal, B - background (pozadí)

³Distance of Closest Approach

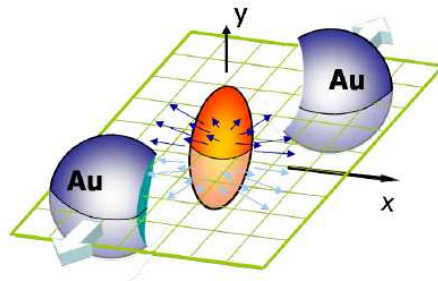


Obrázek 4.3: Simulace rozdělení hmotnosti D^0 pro různé hodnoty p_T . Hodnoty odpovídají naměření 100 miliónů centrálních srážek Au + Au. Parametry řezu: $DCA_{\pi K} < 100 \mu\text{m}$; $DCA_{\pi}, DCA_K < 50 \mu\text{m}$; $\cos \theta > 0,98$; $1,83 < M_{inv}[\text{GeV}/c^2] < 1,90$ Převzato z [20]

4.3 Eliptický tok

Pro studium průběhu srážky je velmi důležité rozdělení příčné (transverzální) hybnosti p_T hadronů. Odráží totiž dynamický vývoj systému a obsahuje nepřímou informaci o jednotlivých fázích kolize. Pro většinu částic se příčný radiální tok nasčítává pocelou dobu srážky, zatímco příčný eliptický tok se s největší pravděpodobností ustálí již v počáteční fázi. Díky tomuto indikuje tok půvabných kvarků termalizaci způsobenou interakcemi těžkých kvarků s lehkými kvarky a gluony. Z předchozího vyplývá, že k termalizaci pak musí dojít během raných fází srážky. Z naměřeného toku a spektra půvabných hadronů lze následně vyvodit kolektivní vlastnosti jaderné hmoty a stupeň její termalizace.

Při necentrální srážce, tj. kdy se jádra překrývají jen částečně, je oblast interakce prostorově deformována do tvaru elipsoidu (viz obr. 4.4). Díky interakcím částic a gradientům tlaku se z původní prostorové anizotropie postupně vyvine anizotropie v prostorovém rozdělení hybnosti. K popisu azimutálního rozdělení příčné hybnosti (tj. průmětu hybnosti do roviny x, y) se používá Fourierův rozvoj. Největší příspěvek pochází od druhého Fourierova koeficientu v_2 - eliptického toku.



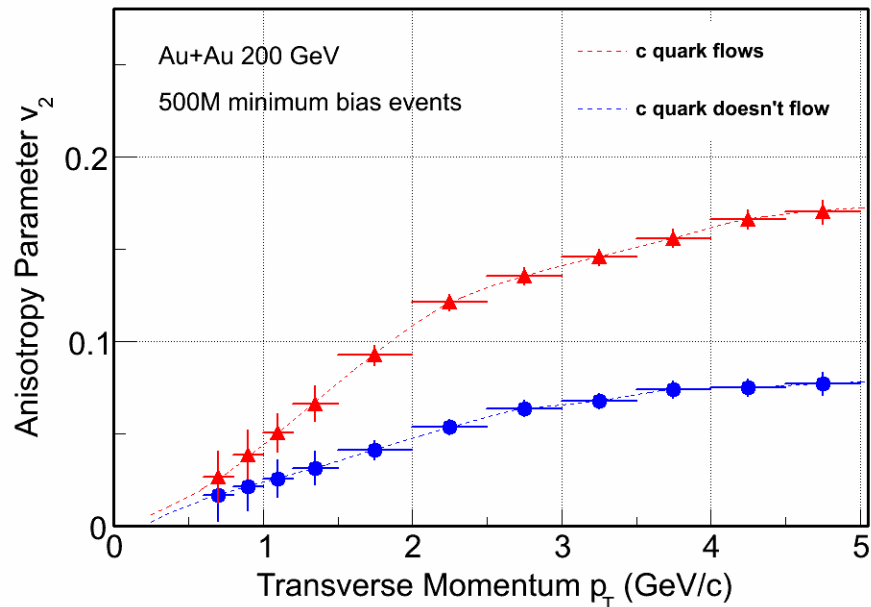
Obrázek 4.4: Necentrální jaderná srážka. Převzato z [20].

Eliptický tok se vyvíjí tak, že se hmota rozpíná rychleji ve směru kratší poloosy elipsoidu. V důsledku anizotropní rychlosti rozpínání se vytrácí prostorová deformace.

Z měření eliptického toku lze získat informace o stavové rovnici QGP. Pokud by se ukázalo, že tok těžkých kvarků vykazuje stejné vlastnosti jako tok lehkých kvarků, znamenalo by to časté interakce mezi všemi kvarky a koeficienty v_2 by se řídily jednoduchými hydrodynamickými vztahy. Termalizace lehkých kvarků by pak pravděpodobně nastávala ve fázi, kdy mezi sebou interagují samotné partony.

Na RHICu již byla provedena měření toku hadronů obsahujících lehké kvarky (light flavor hadrons), u kterých byla zjištěna silná kolektivní expanze. Nynější klíčovou otázkou je, zda stejně "tečou" i půvabné kvarky. Pokud by tomu tak bylo plynuly by z toho důsledky uvedené v předchozím odstavci. Tok c-kvarků je možné v současnosti měřit pomocí nefotonických elektronů vzniklých rozpadem hadronů obsahujících těžké kvarky (heavy flavor hadrons). Tento způsob má však řadu nevýhod. V důsledku kinematiky rozpadu a malé hmotě elektronu rozdělení hybností elektronů příliš neodpovídá původnímu rozdělení příčné hybností D -mezonů. Tím je částečně ztracena informace o dynamickém vývoji systému. Tyto problémy lze odstranit přímou rekonstrukcí půvabných a krásných hadronů, kterou nabízí HFT.

Na obr. 4.5 vidíme možné výsledky měření v_2 pro D^0 -mezon po jednom měsíci sběru dat s pomocí HFT při RHIC-II luminositě. Jeden pro případ, že c-kvark "teče", a druhý, že "neteče".



Obrázek 4.5: Dva extrémní scénáře pro eliptický tok D^0 -mezonů. Převzato z [20].

4.4 Energetické ztráty partonů

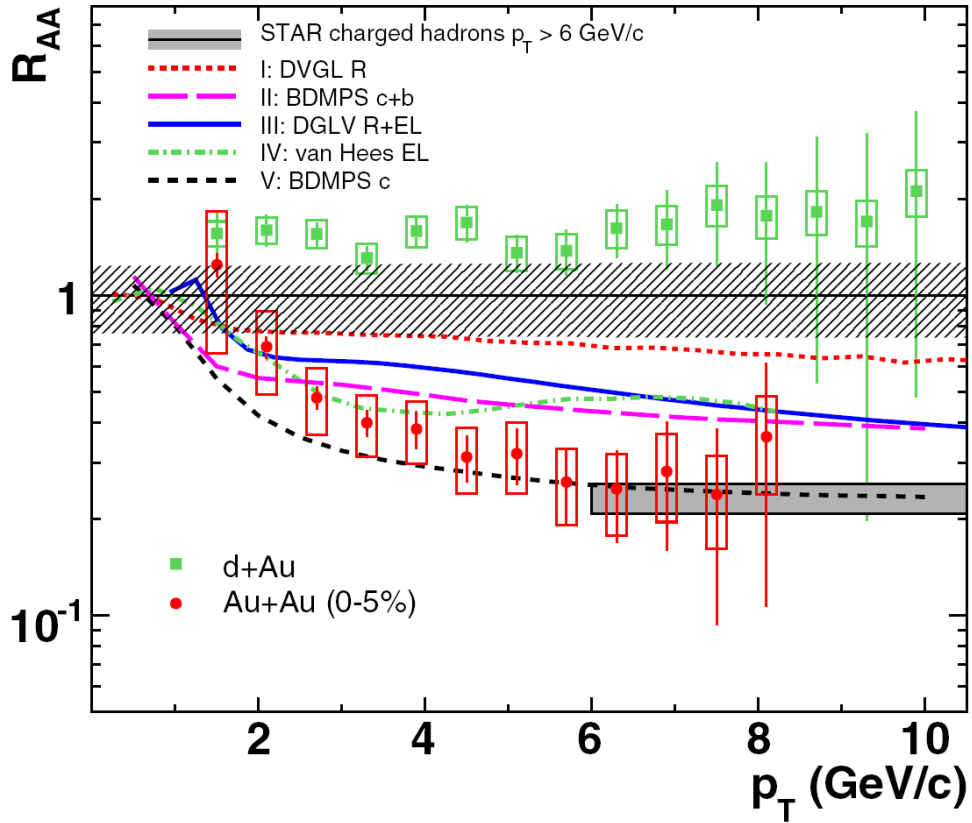
U partonů pohybujících se hmotou vzniklou při srážce těžkých iontů dochází podobně jako u běžných nabitých částic při průchodu látkou k energetickým ztrátám. Veličinou, která indikuje velikost energetických ztrát je koeficient jaderné přeměny R_{AA} ⁴. R_{AA} je poměr výtěžku půvabných částic při srážce Au+Au a výtěžku při srážce p+p nebo d+Au dělený počtem binárních srážek.

Důkazem energetických ztrát je potlačení produkce hadronů s vysokou p_T a vyhasínání jetů. Podle předpovědi by měly být ztráty těžkých kvarků mnohem menší ztráty lehkých kvarků [16]. Experimentální výsledky jsou však v rozporu s teorií, energetické ztráty těžkých kvarků jsou totiž větší, než se očekávalo [17], [18].

Experimentální data byla ovšem získána pomocí nefotonických elektronů, o kterých jsme se již zmínili na konci sekce 4.3. Analýza p_T spektra je však komplikovaná kvůli nutnosti odčítání příspěvků od jiných zdrojů elektronů a nemožnosti přímého odlišení půvabných od krásných částic. Měření by bylo možné zpřesnit přímou rekonstrukcí distribuce půvabných hadronů.

Na obr. 4.6 jsou znázorněny výsledky měření na STARu a předpovědi R_{AA} pro nefotonické elektrony. Jak je z obrázku patrné, ani jedna z předpovědí nepopisuje věrně realitu. Tyto výsledky motivují další výzkum ohledně produkce těžkých kvarků a radiačních ztrát při pohybu QGP i zpřesnění měření.

⁴nuclear modification factor



Obrázek 4.6: R_{AA} pro nefotonické elektrony. Diskrétní hodnoty odpovídají výsledkům naměřeným na STARu při srážkách $d+Au$ a $Au+Au$ při $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Spojité křivky představují předpovědi pro různé předpokládané mechanismy energetických ztrát kvarků. Převzato z [19].

Kapitola 5

Testování APS

Naše výzkumná skupina v Ústavu jaderné fyziky (ÚJF) Akademie věd České republiky (AVČR) v Řeži u Prahy v současné době pracuje v rámci kolaborací STAR na RHICu a ALICE na LHC na studiu křemíkových detektorů. V detektorové laboratoři v ÚJF uvádíme do provozu celkem tři křemíkové detektory. Jedná se o dva stejné aktivní pixelové detektory (APS) MOMOSA-5 (parametry viz kap. 3, tab. 3.3). Třetím detektorem křemíkový driftový detektor (SDD), který byl použit na STARu pro detektor Silicon Vertex Tracker.

Naším prvotním cílem je vytvoření programů na vyčítání dat z daných detektorů. Tvorba tohoto softwaru je úzce spojena s druhem platformy, přes kterou je detektor vyčítán. Driftové detektory budou vyčítány pomocí počítače PowerPC za použití sběrnice VME. APS je umístěn na elektronické desce, jejíž výstup je realizován přes rozhraní pseudo-SCSI. Na výstupu z této platformy je připojen modul, který převádí signál do formátu Quick-USB. Tento převodník je následně přes USB připojen k počítači (PC), na kterém probíhá samotné zpracování dat.

Hlavní cíle naší práce jsou následující. Prvním je studium prostorového rozlišení obou detektorů za pomoci infračerveného laseru. Dalším úkolem je sestavení teleskopu ze tří zmíněných detektorů, přičemž SDD bude umístěn mezi oběma APS. Pomocí tohoto teleskopu chceme studovat energetické rozlišení detektorů. Vzhledem k tomu, že při celkové tloušťce soustavy detektorů by byly částice emitované jakýmkoli radioaktivním zářičem značně rozptylovány, musíme ke studiu použít vysokoenergetické částice pocházející s kosmického záření. Otázkou nadále zůstává, zda budeme schopni pomocí kosmických částic zkoumat i prostorové rozlišení. Závisí to na možném množství naměřených dat.

V rámci výše uvedeného projektu jsem doposud spolupracoval na sestavování zmíněného převodníku z rozhraní p-SCSI na Q-USB. Dále pracuji na tvorbě softwaru pro vyčítání APS. Ve vývoji těchto programů pokračuji i v současnosti.

Závěr

V této práci jsme se zabývali plánovaným detektorem Heavy Flavor Tracker pro STAR. Je to zařízení, které počítá s využitím moderní technologie aktivních pixelových senzorů. Díky svým parametrům, a to zejména malé tloušťce ($50\ \mu\text{m}$), krátkému vyčítacímu času ($1\ \text{ms}$) a vysokému prostorovému rozlišení ($\sim 10\ \mu\text{m}$), bude schopen měřit polohu sekundárních vertexů, produkci a eliptický tok půvabných kvarků, energetické ztráty partonů aj. Získáním těchto informací se přiblížíme pochopení podstaty a dějů probíhajících uvnitř velmi horkého a hustého média vzniklého při relativistických srážkách $\text{Au} + \text{Au}$ na RHICu.

Poděkování

Rád bych tímto poděkoval vedoucímu práce Mgr. Jaroslavu Bielčíkovi, PhD. za mnoho cenných rad a pomoc při pronikání do problematiky reativistických jaderných srážek. Dále bych chtěl poděkovat Mgr. Janu Kapitánovi za užitečné a aktuální informace ohledně HFT.

Literatura

- [1] W.R.Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, 2. vyd. Berlin: Springer-Verlag, 1994. 378s ISBN 3-540-57280-5
- [2] A. Shabetai, The HFT, A Heavy Flavor Tracker for STAR, *European Physical Journal*, 2007, C49, s. 169-175
- [3] Z. Xu et al., Measurement of charm flow with the STAR Heavy Flavor Tracker, *Journal of Physics*, 2006, G32, s. 571-574
- [4] Z. Xu et al., A Heavy Flavor Tracker for STAR (ver.1), [online], LBNL-PUB-5509, c2005, poslední revize 24.4.2008 [cit. 5-4-2008]. Dostupné z: <<http://repositories.cdlib.org/lbnl/LBNL-PUB-5509>>
- [5] Z. Xu et al., A Heavy Flavor Tracker for STAR (ver.3), [online], c2007, poslední revize 3.5.2008 [cit. 3-5-2008]. Dostupné z: <<http://rnc.lbl.gov/hftcd0>>
- [6] G.Deptuch, *New Generation of Monolithic Active Pixel Sensors for Charged Particle Detection*. Doktorská práce, University of Strasbourg, 2002. 319s.
- [7] E.R. Fossum, CMOS Image Sensors: Electronic Camera-On-A-Chip, *IEEE Transactions on Electron Devices*, říjen 1997, roč. 44, č. 10, s. 1689-1698
- [8] G. Rizzo, Recent development on CMOS monolithic active pixel sensors, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 2007, A576, s. 103-108
- [9] Z. Doležal, Polovodičové detektory v jaderné a subjaderné fyzice [online], c2007, poslední revize 24.4.2008 [cit. 5-4-2008]. Dostupné z: <http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/~dolezal/teach/semicon/semi_p.pdf>
- [10] CMOS, [online], c2007, poslední revize 24.4.2008 [cit. 5-4-2008]. Dostupné z: <<http://en.wikipedia.org/wiki/CMOS>>
- [11] Common drain, [online], c2007, poslední revize 24.4.2008 [cit. 5-4-2008]. Dostupné z: <http://en.wikipedia.org/wiki/Common_drain>
- [12] Field-effect tranzistor, [online], c2007, poslední revize 24.4.2008 [cit. 5-4-2008]. Dostupné z: <http://en.wikipedia.org/wiki/Field_effect_transistor>

- [13] Epitaxy, [online], c2007, poslední revize 24.4.2008 [cit. 5-4-2008]. Dostupné z: <<http://en.wikipedia.org/wiki/Epitaxy>>
- [14] S. T. McHugh, Digital camera noise, [online], c?, poslední revize 24.4.2008 [cit. 5-4-2008]. Dostupné z: <<http://www.cambridgeincolour.com/tutorials/noise.htm>>
- [15] W.-M.Yao, Particle Physics Booklet, *Journal of Particle Physics*, červenec 2006, G33, 1.
- [16] Yu. L. Dokshitzer, D. E. Kharzeev, Heavy-quark colorimetry of QCD matter, *Physics Letters*, listopad 2001, B519, č. 3-4, s. 199-206
- [17] J. C. Dunlop and the STAR Collaboration, Hard Probes with the STAR Experiment, *Nuclear Physics*, srpen 2006, A774, s. 139-148
- [18] A. Adare and the PHENIX Collaboration, Energy Loss and Flow of Heavy Quarks in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, *Physical Review Letters*, duben 2007, 98, článek 172301
- [19] B. I. Abelev and the STAR Collaboration, Transverse Momentum and Centrality Dependence of High-pT Nonphotonic Electron Suppression in Au + Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, *Physical Review Letters*, květen 2007, 98, článek 192301
- [20] J.Kapitán, Open charm measurement with HFT at STAR, [poster] Quark Matter 2008, Jaipur, Indie, 2008.
- [21] J. Kapitán, osobní konzultace, 2008.
- [22] P. Hiršl, osobní konzultace, 2008.
- [23] J. Bielčík, osobní konzultace, 2008.
- [24] V. Kušpil, osobní konzultace, 2008.