

České vysoké učení technické v Praze  
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská



## Bakalářská práce

Ztráta energie partonů při průchodu  
kvark-gluonovým plazmatem

Praha, 2008

Autor: Michal Sloboda

vedoucí práce: Mgr. Jaroslav Bielčík, PhD.



## Prohlášení

Prohlašuji, že jsem svou diplomovou (bakalářskou) práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze 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

## **Pod'akovanie**

Predovšetkým by som chcel poďakovať Mgr. Jaroslavovi Bielčíkovi, PhD. za jeho neoceniteľnú odbornú pomoc, vedenie a trpezlivosť pri príprave tejto práce.

*Názov práce:* **Ztráta energie partonů při průchodu kvark-gluonovým plazmatem**

*Autor:* Michal Sloboda

*Obor:* Jaderné inženýrství

*Zaměření:* Experimentální jaderná fyzika

*Druh práce:* Bakalářská práce

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

*Konzultant:* \_\_\_\_\_

*Abstrakt:* Táto bakalářská práce zhrňa poznatky o strate energie partónov v kvark-gluónovej plazme. Je tu vysvetlený štandardný model atómu, podmienky pre vznik a vlastnosti kvark-gluónovej plazmy. Práca sa tiež zaoberá jednotlivými spôsobmi, akými môže partón strácať energiu, ako sú straty spôsobené zrážkami alebo výžiarením gluónu. Taktiež sú uvedené základné experimentálne merania.

*Ključové slová:* partón, kvark-gluónová plazma, strata energie partónov

*Title:* **Energy loss of partons in Quark-Gluon Plasma**

*Author:* Michal Sloboda

*Abstract:* This bachelor's degree project summarizes findings about the energy loss of partons in quark-gluon plasma. There is explain standard atom model, conditions for origin and properties of quark-gluon plasma. This project deals with single way, how can parton loss energy, such as collisional energy loss or radiative energy loss. There are mentioned fundamental experimental measurements.

*Key words:* parton, quark-gluon plasma, energy loss of partons

# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Zloženie atómu</b>	<b>8</b>
2.1	Štandardný model . . . . .	8
2.2	Leptóny . . . . .	8
2.3	Kvarkový model . . . . .	10
2.4	Kvarky . . . . .	10
2.5	Základné interakcie . . . . .	14
<b>3</b>	<b>Kvark-gluónová plazma</b>	<b>16</b>
3.1	Úvod . . . . .	16
3.2	História . . . . .	17
3.3	Kde môžeme nájsť QGP . . . . .	17
3.4	Pozorovanie kvark-gluónovej plazmy . . . . .	18
3.5	Detekcia kvark-gluónovej plazmy . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Straty energie partónov</b>	<b>21</b>
4.1	Partóny . . . . .	21
4.2	Dominujúce procesy . . . . .	22
4.3	Strata energie zrážkami (elastickými) . . . . .	22
4.4	Strata energie žiarením gluónov . . . . .	24
4.4.1	Spektrum gluónového žiarenia v expandujúcej plazme . . . . .	27
4.4.2	Indukované straty energie jetov v konečnom kuželi . . . . .	29
4.5	Porovnanie kvarky vs. gluóny . . . . .	32
4.6	Efekt mrtvého kužela . . . . .	32
<b>5</b>	<b>Experimentálne štúdium straty energie partónov</b>	<b>35</b>
5.1	Experimenty na urýchlovači RHIC . . . . .	35
5.2	Experimenty na urýchlovači LHC . . . . .	37
5.3	Experimentálne výsledky programu na RHIC . . . . .	40
<b>6</b>	<b>Záver</b>	<b>49</b>
	<b>Literatúra</b>	<b>50</b>

# 1 Úvod

Cieľom tejto práce je oboznámenie sa s procesmi nastávajúcimi pri prechode partónu (kvarku alebo gluónu) kvark-gluónovou plazmou, ktoré majú za následok stratu energie daného partónu. Veľká časť materiálov a výsledkov, s ktorými som pracoval pochádzala z urýchlovača RHIC, presnejšie z experimentu STAR, kde sa touto problematikou zaoberajú. Samotnú prácu môžeme rozdeliť do dvoch hlavných častí.

V prvej časti sú zhrnuté základné informácie o časticovej fyzike od zloženia atómu, kde je podrobnejšie rozpísaná fyzika elementárnych častíc, ich vlastnosti a ich vzájomné interakcie, až po vznik a vlastnosti kvark-gluónovej plazmy.

Druhá časť tejto práce sa týka prechodu energetických partónov plazmou. Obsahuje podrobne rozpísané spôsoby, akými môžu partóny prelietavajúce cez kvark-gluónovú plazmu strácať energiu, ako sú straty energie zrážkami a vyžiaréním gluónu. Následne sú tu uvedené príslušné experimentálne poznatky pre jednotlivé prípady.

Zámerom práce nie je poskytnúť detailný popis týchto procesov, to by rozsah práce neumožňoval, ale základné zoznámenie sa s problematikou a zhrnutie experimentálnych poznatkov.

## 2 Zloženie atómu

### 2.1 Štandardný model

Štandardným modelom nazývame zjednocujúcu teóriu vysvetľujúcu fyziku elementárnych častíc, ich vlastnosti a ich vzájomné interakcie. Elementárne častice, ktoré dnes poznáme môžeme rozdeliť do troch skupín:

1. Leptóny a kvarky
2. Častice sprostredkujúce interakcie ( $W$ ,  $W^0$ ,  $Z^0$ ,  $\gamma$ , gluóny)
3. Higgsov bozón

### 2.2 Leptóny

Leptóny sú relatívne ľahké častice, poznáme tri generácie (páry) leptónov a plus rovnaký počet ich antičastíc. Každá z generácii pozostáva z elektricky nabitého leptónu a jemu príslušného neutrína. Elektrón a elektrónové neutríno, mión a miónové neutríno a tauón s tauónovým neutrínom.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (1)$$

Celkovo však máme až 12 leptónov po pripočítaní ich antičastíc. Všetky leptóny môžu interagovať slabou interakciou a neinteragujú silnou. Nabité leptóny interagujú na viac elektromagnetickou. Zaujímavou vlastnosťou leptónov je, že zachovávajú leptónové číslo vo všetkých známych reakciách.

Častica	Hmotnosť	Doba života	Spin
$e^-$	0.51099MeV	stabilný	1/2
$\mu^-$	105.65836MeV	$2.197 \times 10^{-6}$ s	1/2
$\tau^-$	1776.99MeV	$2.910 \times 10^{-13}$ s	1/2
$\nu_e$	$< 2.3$ eV	stabilný	1/2
$\nu_\mu$	$< 0.17$ MeV	stabilný	1/2
$\nu_\tau$	$< 18.2$ MeV	stabilný	1/2

Tabuľka. 1: Vlastnosti leptónov.



**Elektrón**  $e^-$ : Bol prvou objavenou elementárnou časticou. Je to stabilná častica s elektrickým nábojom  $e = 1,602 \times 10^{-19} \text{C}$ . Rozdielne chemické chovanie atómov je spôsobené rozdielnou konfiguráciou elektrónových obalov. Elektrón je dosť častým produktom pri rôznych rozpadoch, napríklad: beta rozpad neutrónu (3), semileptonický rozpad kaónu (2) atď.



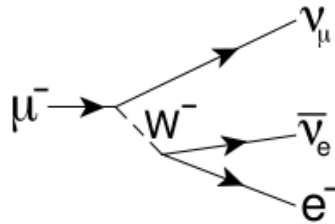
**Elektrónové neutríno**  $\nu_e$ : Všade tam, kde pri rôznych slabých rozpadoch častíc vznikne elektrón, vzniká i jeho neutríno. Je to častica malej hmotnosti, ktorá interaguje s hmotou len slabou interakciou, preto môže ľahko prenikať hmotou. Neutríno bolo objavené pri beta rozpade neutrónu:



**Mión**  $\mu^-$ : Ide o ťažký elektrón. Táto častica sa chová veľmi podobne ako elektrón. Má hmotnosť asi 200x väčšiu ako elektrón. Potom sa rozpadá hlavným rozpadovým kanálom na elektrón a na neutrína za vzniku intermedialného bozónu  $W$ :



Mión podobne ako elektrón je schopný vytvoriť s protónom viazaný stav tzv. *miónium* (vodík s miónom v obale na miesto elektrónu). Mión sa vyskytuje v kozmickom žiarení a do zemskej atmosféry dopadá s relativistickými rýchlosťami. Objavený bol v kozmickom žiarení Andersonom a Neddermeyerom v roku 1936.



Obr. 1: Rozpad miónu na elektrón a na neutrína.

**Miónové neutrino  $\nu_\mu$ :** Tam, kde pri slabých rozpadoch častíc vznikne mión, tam vzniká i jeho neutrino. Bolo objevené v roku 1962 skupinou vedcov Leonom Ledermanom, Melvinom Schwartzom a Jackom Steinbergerom. Pozorované pri rozpade piónu. Má podobné vlastnosti ako neutrino miónové.

$$\pi^+ \rightarrow \mu + \bar{\nu}_\mu \quad (5)$$

$$\pi^- \rightarrow \bar{\mu} + \nu_\mu \quad (6)$$

**Tauón  $\tau^-$ :** Ide o superťažký elektrón. Tauóny boli pozorované na sérii experimentov s elektrón pozitronovou anihiláciou v rokoch medzi 1974 až 1977. Ide o nestabilnú časticu. Rozpadá sa vo väčšej miere na hadróny, ako na leptóny.

**Tauónové neutrino  $\nu_\tau$ :** Pri slabých procesoch sprevádza tauón. Bolo objavené v roku 1999 v laboratóriu Fermilab v experimente DONUT (Do Nu Tau). V tomto experimente sa vytvárali neutrína v interakciách protónu s energiou 800 GeV s wolfrámom.

## 2.3 Kvarkový model

Kvarkový model navrhli nezávisle na sebe v roku 1964 M. Gell-Mann a G. Zweig. Kvarkový model umožňuje (aspoň v princípe) opisovať hadróny zložené z kvarkov analogicky ako sa opisujú jadrá zložené z nukleónov.

## 2.4 Kvarky

Kvôli vlastnostiam silnej interakcie sa kvarky nevyskytujú ako voľné častice, ale iba ako viazané objekty v hadróne. Kvôli tomu sú aj nepozorovateľné ako voľné. Neexistenciu voľného kvarku podporuje fakt, že kvarky majú celočíselný elektrický náboj  $Q$ , čo sa v prírode bežne nevyskytuje. Najmenej jeden kvark musí byť stabilný, aby platil zákon zachovania elektrického náboja podobne, ako sú elektrón a protón stabilné častice, pričom elektrón je elementárna častica, protón nie je, ale je zložený z kvarkov, ktoré sú elementárne. Aby bol protón stabilný treba, aby boli stabilné oba kvarky jeho štruktúry (u, d). Kvarky interagujú silnou, slabou, ale aj elektromagnetickou interakciou. Vychádzajúc z tohto modelu môžeme rozdeliť kvarky do troch generácií kvarkov a antikvarkov podobne ako to bolo u leptónov, takže máme

spolu 12 kvarkov. Každá z generácií pozostáva z dvoch kvarkov, druhá séria je tvorená antikvarkami.

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (7)$$

Kvarky môžeme tiež rozdeliť na dva druhy, z hľadiska ich úlohy v hadróne na valenčné a morské. Valenčné kvarky sú tie, ktoré tvoria nukleóny. Prvá generácia je tvorená kvarkami (d,u) hojne sa vyskytujú v prírode, napríklad protón má dva valenčné horné kvarky a jeden valenčný dolný kvark. Hadrny, ktoré sú zložené z kvarkov prvej generácie, medzi ktoré patria protóny a neutróny, ktoré spolu s elektrónmi vytvárajú atómy a tým i väčšinu hmoty na Zemi i vo viditeľnej časti vesmíru. Druhou generáciou sú (s, c), ktoré nachádzame v kozmickom žiarení a treťou generáciou sú (b, t), ktoré sme schopní pripraviť umelo na urýchlovačoch. Kvarky môžeme charakterizovať ich vlastnosťami (kvantovými číslami) ako sú spin (S), náboj (Q), podivnosť (strangeness S), pôvab (charm C), krása (beauty B) a pravda (truth T). Základné vlastnosti kvarkov sú v nasledujúcej tabuľke:

Kvark	Názov	Spin	Q	Bar. číslo	Hmotnosť	S	C	B	T
d	Dolný	1/2	-1/3	1/3	3,0-7,0MeV	0	0	0	0
u	Horný	1/2	2/3	1/3	1,5-3,0MeV	0	0	0	0
s	Podivný	1/2	-1/3	1/3	95±25MeV	-1	0	0	0
c	Pôvabný	1/2	2/3	1/3	1,25±0,09GeV	0	1	0	0
b	Krásny	1/2	-1/3	1/3	4,20±0,07GeV	0	0	-1	0
t	Pravdivý	1/2	2/3	1/3	174,20±3,30GeV	0	0	0	-1

Tabuľka. 2: Vlastnosti kvarkov

Kvarky môžeme rozdeliť podľa viacerých kritérií, napríklad podľa hmotnosti na dve základné skupiny ľahké, kde patrí dolný a horný a ťažké obsahujúce podivný, pôvabný, krásny a pravdivý kvark .

**Horný kvark u a dolný kvark d:** Ide o najľahšie zo šiestice kvarkov, patriace do prvej generácie. Spolu tvoria väčšinu hmoty. Boli navrhnuté v roku 1964 M. Gell-Mannom a G. Zweigom pri realizácii kvarkového modelu, avšak prvý dôkaz o ich existencii bol preukázaný pri rozptylových experimentoch na urýchľovači SLAC v Stanforde v roku 1967. Častice obsahujúce horný a dolný kvark sú napríklad: protón- $(uud)$ , neutrón- $(udd)$ , pióny:  $\pi^+-(d\bar{u})$ ,  $\pi^--(u\bar{d})$ ,  $\pi^0-((u\bar{u} + d\bar{d})/2)$

**Podivný kvark s:** Je to tretí najľahší kvark. Prvý výskyt podivného kvarku bol pozorovaný už v roku 1947 v súvislosti s kaónmi, avšak až rok 1964 môžeme považovať za rok objavenia (vytvorenie kvarkového modelu Gell-Manom a Zweigom). Spolu s pôvabným kvarkom patria do druhej generácie kvarkov. Podivný kvark má podivnosť  $S = -1$ , jeho antičastica  $S = +1$ . Podivnosť sa zachováva pri silných a elektromagnetických interakciách, pri slabých interakciách sa podivnosť nezachováva. Častice tvorené podivným kvarkom sú:  $\Omega^--(sss)$  a kaóny:  $K^+-(u\bar{s})$ ,  $K^--(s\bar{u})$ ,  $K^0-((d\bar{s} + s\bar{d})/2)$

**Pôvabný kvark c:** Prvý krát bol pozorovaný v roku 1974 objavom častice  $J/\psi$ , táto častica bola objavená súčasne v SLAC a BNL. Pôvabný kvark má pôvab  $C = +1$ , jeho antičastica  $C = -1$ , ostatné kvarky majú pôvab  $C = 0$ . Častice obsahujúce pôvabný kvark:  $J/\psi-(c\bar{c})$  a  $D$  mezóny:  $D^+-(c\bar{d})$ ,  $D^--(\bar{c}d)$ ,  $D^0-(c\bar{u})$  a  $\Lambda - (udc)$

**Krásny kvark b:** Bol objavený v roku 1977 vo Fermilabe blízko Chicaga spolu s pravdivým kvarkom patria do tretej generácie kvarkov. Rozpadá sa vplyvom slabej interakcie na kvark u alebo kvark c. Krásny kvark má krásu  $B = -1$ , jeho antičastica  $B = +1$  a ostatné kvarky majú krásu  $B = 0$ . Častice obsahujúce krásny kvark: bottom lamda  $\Lambda_b^0-(udb)$  a  $B$  mezóny:  $B^+-(\bar{u}b)$ ,  $D^--(u\bar{b})$  a  $D^0-(d\bar{b})$

**Pravdivý kvark t:** Bol objavený vo Fermilabe na zariadení Tevatron v apríli 1995, je spomedzi všetkých kvarkov najťažší. Rozpadá sa vplyvom slabej interakcie na kvark b alebo bozóny W kvark t má pravdu (topness)  $T = +1$ , jeho antičastica  $T = -1$  a ostatné kvarky majú pravdu  $T = 0$ . Základné mechanizmy produkcie pravdivého kvarku v  $pp$  zrážkach sú: kvark-anitikvarková anihilácia a gluónová fúzia.

Z kvarkov sú tvorené dve skupiny častíc a to:

**Mezóny:** Mezóny sú stredne ťažké častice tvorené kvark-antikvarkovým párom. Mezóny sú bozóny interagujúce silnou interakciou s celočíselným (prípadne nulovým) spinom. Poznáme dva typy mezónov na základe vzájomnej orientácie spinov kvarku a antikvarku, ktoré tvoria mezón: mezóny skalárne: spin kvarku je orientovaný opačne ako spin antikvarku, takže výsledný spin mezónu je  $s = 0$  a mezóny vektorové: spin kvarku a antikvarku majú rovnaký smer, a ich výsledný spin je  $s = 1$ . Typickými predstaviteľmi sú pióny, kaóny, D mezóny a iné.

**Baryóny:** Baryóny sú hmotné častice zložené z troch kvarkov štandardného modelu. Baryóny sú fermióny a spolu s mezónmi patria medzi hadróny. Interagujú silnou interakciou a majú poločíselný spin. Táto trieda častíc zahŕňa protón a neutrón. Ďalšie baryóny sú  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$  a  $\Omega$  častice. Rozdiel medzi baryónmi a mezónmi je v tom, že mezóny sa skladajú len z dvoch kvarkov.

## 2.5 Základné interakcie

**Slabá interakcia:** Slabá interakcia pôsobí na leptóny a na hadróny. Má obmedzený dosah približne na  $10^{-18}\text{m}$ , čo je 1000-násobne menej ako je rozmer jadra. Nepočítajúc gravitačnú interakciu, ktorá je nepatrná, je to jediná sila pôsobiaca na neutríno. Je to jediná interakcia schopná meniť chuť (flavour) a porušiť paritu. Je zodpovedná za rozpady častíc (slabé rozpady), napríklad dolný kvark z neutrónu sa premení na horný kvark emisiou W bozónu, ktorý sa rozpadne na vysokoenergetický elektrón a elektrónové neutríno. Čo je v podstate beta radiácia alebo beta rozpad.

**Silná interakcia:** Silná interakcia sa niekedy označuje aj ako jadrová interakcia, pretože má konečný dosah rádovo veľkosti atómového jadra, čo je približne  $10^{-15}\text{m}$ . Pôsobí len na častice s nenulovým farebným nábojom, čo sú kvarky a zodpovedá za to, že kvarky sú pevne viazané v hadrónoch a je sprostredkovaná gluónmi (glue v angličtine lepiť). Gluóny "zlepujú" kvarky dohromady a nedovolia im uniknúť. Avšak je to zvláštne lepidlo, pretože na veľmi malých vzdialenostiach lepí veľmi slabo, kvarky sa chovajú skoro ako voľné častice. Ale keď sa vzdialia od seba na vzdialenosť väčšiu ako  $10^{-15}\text{m}$ , začne gluónové lepidlo pôsobiť veľmi intenzívne a nedovolí kvarkom vzdialiť sa zo vzájomného uväznenia (quark confinement). Existujú 3 druhy farebného náboja, ktorý sa nazýva farba. Poznáme tri farebné stavy kvarku: R, G, B (červená, zelená a modrá), farbu majú kvarky a gluóny. Silná interakcia je natoľko silná, že udrží dva protóny v jadre hélia aj keď sa elektromagneticky odpudzujú. Teória popisujúca silnú interakciu sa nazýva kvantová chromodynamika. Silné interakcie vykazujú celý rad symetrií:

- Nábojová  $SU(3)_c$  symetria
- Symetria voči priestorovej inverzii
- Symetria voči nábojovej konjugácii

Symetriu môžeme popísať komplexnými maticami  $3 \times 3$ , ktoré sú zložené z 18 reálnych a imaginárnych prvkov matice. Podmienka na unitaritu predstavuje 9 rovníc a podmienka na determinant 1 rovnicu. Z toho vyplýva, že máme  $18 - 9 - 1 = 8$  voľných parametrov. Týmto parametrom odpovedá 8 intermediálnych častíc, ktoré nazývame gluóny. Vzhľadom na to, že ide o interakciu krátkého dosahu, je hmotnosť týchto častíc nulová. Symetria

Lagrangiánu interakcie vedie k zákonom zachovania (Noetherovej teorému). V prípade silných interakcií to vedie k zákonom zachovania:

- Priestorovej a nábojovej parity
- Izospinu, podivnosti (charm, beauty, true)

Pri silných interakciách platia aj všeobecne platné zákony zachovania súvisiace so všeobecne platnými symetriami (zákon zachovania 4-hybnosti, momentu hybnosti a náboja).

**Elektromagnetická interakcia:** Elektromagnetická interakcia pôsobí len na častice s nenulovým elektrickým nábojom (elektróny, protóny, nabitý pióny, atď.). Je zodpovedná za elektrické a magnetické javy (napr. vzájomné silové pôsobenie nabitých telies popísané Coulombovým zákonom, predávanie energie medzi nabitými časticami, emácia elektromagnetického žiarenia telesami s teplotou vyššou ako  $T = 0K$ , atď.). Intermediálnou časticou elektromagnetickej interakcie je fotón  $\gamma$ . Fotón ma nulovú hmotnosť, čo je spojené s nekonečným dosahom interakcie. Fotón je kvantum (množstvo) energie, kde táto energia je daná vzťahom  $E = h\nu$ , kde  $h$  je Plancková konštanta a  $\nu$  je frekvencia príslušnej elektromagnetickej vlny. Nekonečný dosah je spojený s radiačnými členmi, s intenzitou pola  $1/r$ , tj. s intenzitou energie  $1/r^2$ , ktorá neubúda ani v nekonečne. Tieto členy odpovedajú elektromagnetickým vlnám. Symetria: Rovnica kvantovej teórie pola sa nezmení pri unitárnej transformácii (nahradenie vlnovej funkcie inou vlnovou funkciou vynásobenou komplexnou jednotkou) s jedným parametrom (uhlom  $\alpha$ ) - ktorý môže byť rôzny v každom bode časopriestoru. Závisí na  $t, x, y, z$  - lokálnej transformácii  $U(1)_{loc}$ . Jej priamym dôsledkom je existencia a zachovanie elektrického náboja.

**Gravitačná interakcia:** Gravitačná interakcia pôsobí na všetky telesá s nenulovou hmotnosťou, pričom toto pôsobenie je popísané Newtonovým gravitačným zákonom. Avšak z pohľadu kvantovej teórie ju môžeme popísať pomocou výmeny intermediálnych častí  $c$  - gravitónov. Gravitóny zatiaľ neboli pozorované. Dosah gravitačnej interakcie je nekonečný podobne ako u elektromagnetickej interakcie. Gravitačnú interakciu je možné popísať aj pomocou obecnej teórie relativity, ktorá využíva k opisu gravitácie zakrivenie priestoru.

## 3 Kvark-gluónová plazma

### 3.1 Úvod

Obvykle pri zvyšovaní teploty môže látka postupne prejsť pevným, kvapalným a plynným skupenstvom. Ďalším zvyšovaním môžeme narušiť elektrónové obaly a látka sa stane plazmou. Obsahujúcou voľné nosiče náboja, látka reaguje ako celok na vonkajšie elektrické a magnetické pole a sama je schopná takéto polia vytvárať. Ďalšie zahrievanie látky si môžeme predstaviť ako ostreľovanie stále energetickejšími časticami. Pri veľmi vysokých energiách môže dôjsť k tomu, že priemerné vzdialenosti medzi kvarkami budú menšie ako  $10^{-15}\text{m}$  a kvarky s gluónmi sa začnú chovať ako voľné. Výpočty QCD na mriežke ukazujú, že pri teplote  $T \sim 160 \text{ MeV}$  môže dochádzať v jadrovej hmote k tomuto prechodu [4].



Obr. 2: Fázový diagram QCD hmoty.



## 3.2 História

S prvými experimentami v jadro-jadrových zrážkach sa začalo v 80. rokoch v Berkeley v laboratóriu LBNL (Lawrence Berkeley National Laboratory) v USA. Postupne v rokoch 1994 až 2000 sa hľadanie kvark-gluónovej plazmy presunulo do laboratória CERN (European Center for Nuclear Research). Zväzok vysoko urýchlených častíc olova Pb ( $A=208$ ) v urýchlovači SPS (Super Proton Synchrotron) bol nastrelený na statický terčik, rovnako z olova. Uvoľnená energia bola taká veľká, že postačovala k "roztaveniu" protónov a neutrónov na kvarky a gluóny. Počas šesťročného výskumu sa uskutočnilo 7 experimentov (NA44, NA45/CERES, NA49, NA50, NA52, NA57/WA97 a WA98). V experimentoch sa tiež používali atómy zlata nastrelované na olovený terčik. Objav novej formy hmoty, kvark-gluónovej plazmy, bol ohlásený v CERN tlačovou správou 10. februára 2000.[17]

## 3.3 Kde môžeme nájsť QGP

Za určitých predpokladov a to vysokej teploty  $T$  a vysokej hustoty  $\rho$  môžeme nájsť kvark-gluónovú plazmu na troch miestach:

- (i) v rannom vesmíre
- (ii) v strede kompaktných hviezd
- (iii) v počiatočnom stave zrážok ťažkých jadier pri vysokých energiách

(i) QCD existovala v rannom vesmíre do doby približne  $10^{-5}$ s po Big Bang. Pravdepodobne v čase  $10^{-5} - 10^{-4}$ s po Big Bang nastali vo vesmíre fázové prechody a prebehla hadronizácia.

(ii) V jadrách superhustých hviezd ako sú neutrónové a kvarkové hviezdy. V strede neutrónovej hviezdy je hustota dostatočná na vytvorenie studenej kvarkovej hmoty, kde sú približne rovnako zastúpené  $u$ ,  $d$ , a  $s$  kvarky.

(iii) "Little Bang" pri jadro-jadrových zrážkach. Kinetická energia dodaná jadrám pri urýchľovaní sa pri zrážke predá jadrovej hmote a vytvorí sa hustá a horúca matéria [1].

### 3.4 Pozorovanie kvark-gluónovej plazmy

Pri experimentoch v laboratóriách existuje kvark-gluónová plazma len veľmi krátku dobu. Nalietavajúce urýchlené jadrá (ťažkých prvkov najčastejšie olova alebo zlata) spôsobia v podstate zrážky protónov a neutrónov s veľkou energiou. Pri týchto zrážkach na veľmi krátku chvíľu  $10^{-22}$ s sa neutróny a protóny "rozpadnú", vznikne kvark-gluónová plazma. Presné hodnoty energií a teploty, pri ktorých plazma vzniká je problematické namerať. Vychádzajúc z teórie odhadujeme teplotu prechodu  $T_0 = 150 - 200$ MeV, čo je teplota 100 000 - krát väčšia, ako teplota v strede Slnka, pre hustotu energie odhadujeme kritickú hodnotu  $E_0 = 1$  GeV/fm<sup>3</sup>, čo je sedem - krát väčšia hodnota ako je hustota energie normálnej jadrovej hmoty. V závislosti od energie zrážajúcich sa iónov, sú možné dve štartovacie čiary vývoja kvark-gluónovej plazmy (kde  $s$  je energia reakcie):

- $\sqrt{s} \ll 100$ AGeV - v tomto prípade sa jadrá zastavia a vznikne horúca a veľmi stlačená oblasť (fireball) s baryónovou hustotou  $\rho_B > 0$ .
- $\sqrt{s} > 100$ AGe - jadrá cez seba preletia a v mieste preletu sa vytvorí horúca guľa (fireball) s vysokou hustotou energie a baryónovou hustotou  $\rho_B \approx 0$ . Krátko po zrážke dvoch jadier, za predpokladu splnenia počiatočných podmienok (dosiahnutie kritickej teploty, hustoty energie alebo baryónovej hustoty), sa sformuje v regióne zrážky oblasť vysokej hustoty energie, kde vznikne kvark-gluónová plazma.

V počiatočnom stave plazma nie je v tepelnej rovnováhe, ale postupne, za čas  $\approx 1$ fm/c, sa do nej pravdepodobne dostáva. Závisí to len od počiatočných podmienok, ako dlho kvark-gluónová plazma v tejto fáze zotrvá. Ako plazma expanduje do priestoru, teplota klesá a plazma začína hadronizovať, t.j. kvarky sa začínajú spájať do hadrónov. Vzniká tzv. zmiešaná fáza (kvark-gluónová plazma + hadróny). Po úplnej hadronizácii sa vytvorí hadrónový plyn, v ktorom je stále možný kolektívny pohyb. Za predpokladu termalizácie môžeme daný systém charakterizovať termodynamickými veličinami. S klesajúcou teplotou a hustotou energie hadróny prestávajú interagovať a mieto zrážky vychladne. Vznik QGP priamo pozorovať nemôžeme, ale musíme nájsť vhodné stopy, svedčiace o tom, čo v pozorovanej zrážke prebehlo. Na identifikáciu vzniku QGP boli preto vymyslené rôzne signatúry (argumenty), založené na tom, čo sme experimentálne schopní pozorovať a merať. Problém je, že fyzici môžu pozorovať len častice, ktoré sú emitované z miesta zrážky

a dosiahnu detektor. Z týchto signálov musia zistiť, čo sa stalo predtým, či kvarky a gluóny boli produkované v stave s dostatočnou hustotou na to, aby bola vytvorená plazma.

### 3.5 Detekcia kvark-gluónovej plazmy

Pre existenciu kvark-gluónovej plazmy (QGP) hovorí všeobecne 7 historických argumentov, aj keď niektoré môžu mať alternatívne vysvetlenie:

**1. Potlačenie produkcie  $J/\psi$ :** Dôkaz prítomnosti voľných kvarkov obsahuje častica nazývaná  $J/\psi$ .  $J/\psi$  sú tvorené pôvabným kvarkom a pôvabným antikvarkom. Sú zriedkavé, pretože pôvabné kvarky sú veľmi ťažké a môžu byť produkované len v úplne prvých okamihoch ihneď po zrážke, kým konštituenty oboch zrážajúcich sa jadier ešte majú svoju plnú energiu.  $J/\psi$  sa rodia pri vzniku kvark-gluónovej plazmy veľmi skoro. Kvôli tieneniu farebného náboja po vytvorení kvark-gluónovej plazmy mal ich počet výrazne klesať, práve tento jav bol veľmi dobre pozorovateľný.

**2. Zvýšenie podivnosti:** V hustom horúcom prostredí kvark-gluónovej plazmy vznikajú na začiatku páry  $u\bar{u}$  a  $d\bar{d}$ , tieto kvarky sú fermióny, platí pre ne Pauliho vylučovací princíp, obsadzujú stále vyššie a vyššie energetické hladiny. Časom sa energeticky výhodnejšou stane produkcia páry  $s\bar{s}$ . Pri zrážkach hadrónov vzniká 20% podivných  $s$  kvarkov. V kvark-gluónovej plazme by ale malo vznikáť 40%  $s$  kvarkov. Avšak v experimente sa pozorovali kaóny (mezóny s podivným kvarkom) a baryón  $\Omega - sss$ . Zistené bolo až pätnásťnásobné zvýšenie počtu častíc  $\Omega$  v centrálnych zrážkach Pb+Pb v porovnaní s p+p zrážkami.

**3. Produkcia priamych fotónov:** Fotóny môžu vzniknúť v kvark-gluónovej plazme pri anihilácii kvarku a antikvarku:

$$q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g \quad (8)$$

Pri vyšších energiách bolo pozorované zvýšenie počtu fotónov. V experimentu je však značný šum z iných procesov, ktorý zťažuje sledovanie fotónov.

**4. Produkcia dileptónov:** V kvark-gluónovej plazme môže pár leptón-antileptón vzniknúť v anihilácii kvark-antikvarkového páru: .

$$q + \bar{q} \rightarrow l^+ + l^- \quad (9)$$

Takýto pár sa nazýva aj dileptón. Výhodou detekcie dileptónov je, že necítia silnú interakciu, a teda nesú priamu informáciu o systéme v čase, keď boli emitované.

**5. Sledovanie rozloženia hybnosti produktov:** Spätným prepočítaním môžeme určiť ako horúca bola oblasť, z ktorej častice vyleteli. Hybnosti častíc "zamrzli" v okamžiku po hadronizácii a nesú informácie o tejto fáze kvark-gluónovej plazmy.

**6. Sledovanie skladby (zloženia) rôznych typov produktov:** Teplotu počas hadronizácie je možné odhadnúť na základe množstva rôznych produktov v experimente. Kritická teplota  $T_0$  je odhadovaná na 150-200 MeV na dosiahnutie kvark-gluónovej fázy.

**7. Bose-Einsteinova interferometria:** Je to metóda používaná na pozorovanie párov častíc (najprv bola použitá na meranie veľkosti hviezd). Bola navrhnutá na základe prác Handburyho Browna a Twissa. Umožňuje nám odhadnúť konečnú veľkosť systému, v ktorej častice vznikli. Zo známej teploty môžeme dopočítať hustotu energie, ktorá vychádza dvakrát až štyrikrát vyššia ako kritická hustota potrebná pre vznik kvark-gluónovej plazmy.

## 4 Straty energie partónov

### 4.1 Partóny

Pojem partón môžeme vysvetliť pomocou rozptylu elektrónu na protóne. Pri nižších energiách (približne do 1 GeV) sa protón chová ako kompaktná častica o polomere  $\approx 1$  fm. Avšak pri vysokých energiách je chovanie protónu odlišné. Experiment s rozptylom vysokoenergetických elektrónov na nukleónoch sa uskutočnil na urýchlovači SLAC v Stanforde v roku 1967, ktorý dával zväzok elektrónov s energiou 18 GeV. Podstatné bolo, že dosiahnutá energia elektrónov umožňovala vyšetřovať nie len ich pružný rozptyl, ale aj nepružné zrážky s nukleónmi terča. Pri hlbokom nepružnom rozptyle (deep inelastic scattering) sa nukleón nechoval ako kompaktná častica s rovnomerným rozložením náboja, ale ako sústava troch veľmi malých rozptylových centier, v ktorých je koncentrovaný elektrický náboj. Tieto častice vo vnútri protónov R. Feynman pomenoval partóny.

Z pohľadu Feynmanovho modelu môžeme nukleón chápať ako zväzok partónov bez vnútornej štruktúry, ktoré spolu nesú celú jeho hybnosť a energiu a pritom na ne nepôsobí silná interakcia. Aby sme mohli stotožniť kvarky a partóny musíme brať v úvahu skutočnosť, že pri experimentoch sa partóny v nukleónoch chovali aj ako voľné, ale aj ako silno viazané. Na základe výsledkov experimentov, kde sa namiesto elektrónov použili miónové neutrína, u ktorých narozdiel od elektrónov vystupuje len slabá interakcia a tým pádom model nezávisí na nábojoch (rozptyly elektrónov na nukleónoch závisia na určitých kombináciách elektrických nábojoch partónov). Vychádzajúc z oboch experimentov môžeme potom určiť náboje partónov (v podstate len ich určité kombinácie).

Pre lepšie pochopenie vlastností kvarkovej štruktúry hadrónov bola v 70. rokoch vytvorená kvantová chromodynamika (QCD). Ktorá vysvetlila už zmienený rozpor pomocou:

- asymptotickej voľnosti kvarkov
- uväznením kvarkov

**Asymptotická voľnosť kvarkov:** Na veľmi malých vzdialenostiach sila pôsobiaca medzi kvarkami a gluónmi zmizne (alebo je nepatrná). To znamená, že sa v tesnej vzájomnej blízkosti chovajú prakticky ako voľné častice.

Toto chovanie môžeme pozorovať pri vysoko energetických zrážkach, kde sa predáva veľká hybnosť.

**Uväznenie kvarkov (Confinement):** Sila, ktorá viaže kvarky rastie so vzdialenosťou. Ak vzdialenosť kvarkov dosiahne úroveň 1fm, potom nahromadená potenciálna energia je postačujúca na vytvorenie nového kvark-antikvarkového páru (mezónu). Z toho vyplýva, že nie je možné uvoľniť farebný kvark, lebo by to vyžadovalo nekonečnú energiu.

## 4.2 Dominujúce procesy

Procesy, ktorými môžu partóny v jadrovej hmote strácať energiu rozdeľujeme na:

- Straty zrážkami
- Straty žiarením (emitáciou častíc)

## 4.3 Strata energie zrážkami (elastickými)

Budeme sa zaoberať pre zjednodušenie len stratami energie pri pružných zrážkach šíriacich sa kvarkov a gluónov cez QGP. Počas celej doby šírenia partónu cez QGP predpokladáme konštantnú teplotu. Popíšeme dva typy pružných zrážok a to:

$$Qq \rightarrow Qq \quad (10)$$

$$Qg \rightarrow Qg \quad (11)$$

kde  $Q$  je testovací kvark prechádzajúci cez plazmu interagujúci s kvarkom  $q$  a gluónom  $g$ , podrobnejšie v [2],[6]. Strata energie na jednotku dĺžky (12) závisí na hustote  $\rho_p$  plazmy a diferenciálnom účinnom priereze vzťahujúcom sa na prenos energie  $\omega = E - E'$ , kde  $E$  je energia dopadajúceho kvarku  $Q$ ,  $J$  tok a  $q^2$  je prenos 4-hybnosti.

$$-\frac{dE}{dz} = \sum_{p=q,g} \int d^3k \rho_p(k) \int dq^2 J \omega \frac{d\sigma^{Qp \rightarrow Qp}}{dq^2} \quad (12)$$

Pre malé hodnoty  $q^2$  prevládajú zrážky

$$\frac{d\sigma^{Qp \rightarrow Qp}}{dq^2} \simeq C_p \frac{2\pi\alpha_s^2}{(q^2)^2} \quad (13)$$

s  $C_q = \frac{N_c^2 - 1}{2N_c^2}$ ,  $C_g = 1$  pre  $N_c$  farieb. Pokiaľ sa QGP nachádza v tepelnej a chemickej rovnováhe môžeme hustoty kvarkov a gluónov vyjadriť pomocou  $N_f$  farieb nasledovne:

$$\rho_q = \frac{4N_c N_f}{(2\pi)^3} n_F(k), \rho_g = \frac{2(N_c^2 - 1)}{(2\pi)^3} n_B(k) \quad (14)$$

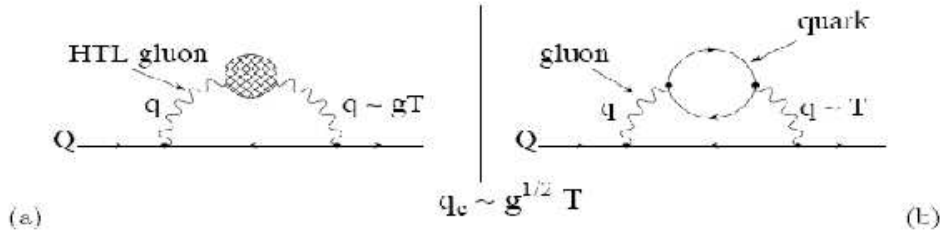
Dosadením (13) do (12) a upravením dostávame približný vzťah pre výpočet straty energie zrážkami na jednotku dĺžky:

$$-\frac{dE}{dz} \simeq \frac{4\pi\alpha_s^2 T^2}{3} \left(1 + \frac{N_f}{6}\right) \ln \frac{cE}{\alpha_s T} \quad (15)$$

kde  $\alpha_s(T)$  je väzbová konštanta a  $T$  teplota QGP. Teplota  $T^2$  je závislá na (15), ktorá je umerná  $\sqrt{\epsilon}$  odmocnine z hustoty energie QCD danej vzťahom

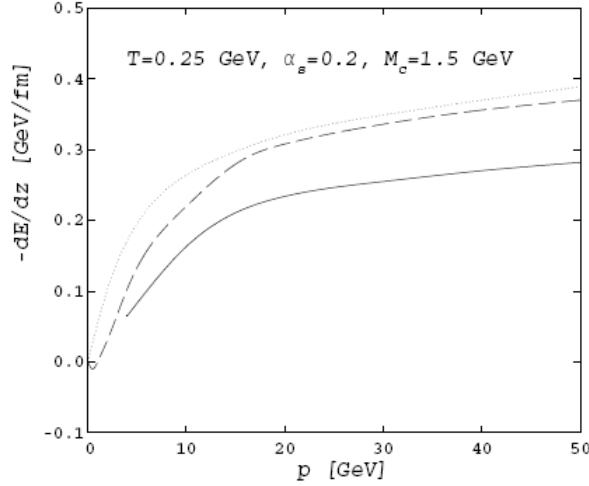
$$\epsilon = 8\pi^2 T^4 (1 + 21N_f/32)/15 \quad (16)$$

Tieniaci efekt plazmy pre častice s malou hybnosťou môžeme vysvetliť pomocou poruchovej teórie vysokých teplôt, ktorú rozpracovali Braaten a Pisarski. Vďaka tejto teórii môžeme vypočítať opravu pre tvrdé teplotné oko (hard thermal loop (HTL)) vymieňajúceho sa gluónu pri (10) a (11) procesoch. Tieto opravy vychádzajú z odhadov nespojitosti diagramov vlastnej energie (viď. Obr. 3)



Obr. 3: Diagramy vlastnej energie prispievajúce stratám energie (a) v HTL pre malé vymenené hybnosti a (b) pre veľké hybnosti [2]

Pre priblíženie na Obrázku 4 vidíme straty energie zrážkami pre pôvabný kvark (čiarkovaná krivka) ako funkciu jeho hybnosti pri charakteristických podmienkach pre QGP v ultra relativistických ťažko iónových zrážkach.



Obr. 4: Strata energie zrážkami pre pôvabný kvark [2]

Pre ľahké kvarky su straty energie elastickými zrážkami prechádzajúce cez médium o teplote  $T=0.25$  GeV približne  $E=0.2-0.3$  GeV/fm. Pre gluóny za rovnakých podmienok sú 9/4-krát väčšie vďaka farebnému faktoru ako pre kvarky teda  $E=9/4 \cdot (0.2-0.3)$  GeV/fm. Kde  $2N_c^2/(N_c^2 - 1) = 9/4$ .

#### 4.4 Strata energie žiarením gluónov

Veľmi jednoduchú predstavu o gluónovom žiarení dostaneme, keď si predstavíme rýchly (vysoko energetický) partón šíriaci sa cez QGP o konečnej dĺžke  $L$ , ktorého prelet cez plazmu je sprevádzaný žiarením gluónov. Gluón počas formovacieho času

$$t_{form} \simeq \frac{\omega}{p_{\perp}^2} \quad (17)$$

nadobudne priečnu hybnosť

$$p_{\perp}^2 \simeq \mu^2 \frac{t_{form}}{\lambda} \quad (18)$$

Kde  $\mu$  a  $\lambda$  sú na čase závislé parametre.  $\lambda$  je stredná voľná dráha,  $\mu$  je priečna hybnosť, ktorú dostane partón pri jednoduchom rozptyle,  $\omega$  energia gluónu a  $p_{\perp}$  je priečna hybnosť (pre  $\omega \gg p_{\perp}$  platí  $p_{\perp} \simeq \mu$ ). Pre  $t_{form} \gg \lambda$  dostávame spojité žiarenie s množstvom rozptylových centier, ktoré sa chovajú



ako jedno. Vychádzajúc zo vzorov (17) a (18) môžeme vyjadriť spojitú dĺžku  $l_{coh}$  následovne

$$l_{coh} \simeq \frac{\omega}{\langle p_{\perp}^2 \rangle_{coh}} \quad (19)$$

a počet rozptylových centier

$$N_{coh} \simeq \frac{t_{form}}{\lambda} \simeq \frac{\omega}{\mu^2 \lambda} \quad (20)$$

Pre gluóny s veľmi veľkou energiou  $\omega > \mu^2 \lambda$ , ktorých spojitá dĺžka prekračuje strednú voľnú dráhu a  $N_{coh} > 1$  môžeme popísať emisiu gluónov pomocou štandardného Bethe-Heitlerovho energetického spektra na jednotku dĺžky:

$$\frac{dW}{d\omega dz} = \left( \frac{dW}{d\omega dz} \right)^{BH} \frac{1}{N_{coh}} = \frac{\alpha_s C_R}{\pi \omega \lambda} \sqrt{\frac{\mu^2 \lambda}{\omega}} = \frac{\alpha_s C_R}{\pi \omega} \sqrt{\frac{\hat{q}}{\omega}} \quad (21)$$

Kde  $C_R$  je farebný náboj prelietavajúceho partónu,  $\hat{q}$  je transportný koeficient

$$\hat{q} \equiv \frac{\mu^2}{\lambda} \tilde{v} \simeq \rho \int \frac{d\sigma}{dq^2} q^2 dq^2 \quad (22)$$

zavedený pomocou  $\rho$  hustoty rozptylových centier média a účinného prierezu  $\frac{d\sigma}{dq^2}$ .

Následne môžeme strednú voľnú dráhu vyjadriť ako  $\lambda = 1/\rho\sigma$  nezávislú na z zložke súradníc.

Transportný koeficient môžeme tiež zapísať:

$$\hat{q} \simeq \frac{4\pi^2 \alpha_s N_c}{N_c^2 - 1} \rho [xG(x, Q^2)] \quad (23)$$

kde pre chladnú jadrovú hmotu je jadrová hustota  $\rho \simeq 0,16 \text{ fm}^{-3}$  a  $[xG(x)]$  je priemerná hustota gluónov na jeden nukleón. Pre  $L \simeq 5 \text{ fm}$ ,  $Q \sim 0,5 \text{ GeV}$ ,  $\alpha_s \simeq 0,5$  a  $[xG(x)] \simeq 1$  má hodnota transportného koeficientu pre chladnú jadrovú hmotu hodnotu:

$$\hat{q}_{cold} \simeq 0,01 \text{ GeV}^3 \simeq 8\rho \quad (24)$$

V prípade horúcej odhadujeme hodnotu transportného koeficientu pre rozptýlený gluón v kvark-gluónovej plazme pri teplote  $T \sim 250 \text{ MeV}$  na:

$$\hat{q}_{hot} \simeq 0,2 \text{ GeV}^3 \simeq 20\hat{q}_{cold} \quad (25)$$

Zaujímavou vlastnosťou je aj indukované žiarenie vyjadrujúce vzťah medzi priečnou hybnosťou a energiou emitovaného gluónu

$$p_{\perp}^2 \simeq \sqrt{\hat{q}\omega} \quad (26)$$

z toho vyplýva, že uhlová distribúcia gluónov s energiou  $\omega$  závisí na emisnom uhle:

$$\theta \simeq \frac{p_{\perp}}{\omega} \sim \left( \frac{\hat{q}}{\omega^3} \right)^{1/4} \quad (27)$$

Transportný koeficient môžeme využitím Bjorkenovho hydrodynamického modelu daného vzťahom:

$$T^3 \tau^{\alpha} = kont, \quad (28)$$

kde  $\tau$  je vlastný čas expandujúceho média,  $\alpha$  exponent nadobúdajúci hodnoty od 0 do 1 (pre  $\alpha = 1$  ide o ideálnu kvapalinu) zapísať:

$$\hat{q}(z) = \hat{q}(z_0) \left( \frac{z_0}{z} \right)^{\alpha} \quad (29)$$

pričom predpokladáme šírenie partónu zo  $z_0$  do  $z$ . Na základe čoho môžeme zaviesť ďalšiu vlastnosť dĺžky  $L$  a tou je charakteristická šírka:

$$p_{\perp W}^3(L) = \hat{q}(L) L \frac{1 - \left(\frac{z_0}{L}\right)^{1-\alpha}}{1 - \alpha} \quad (30)$$

Pre  $\lambda < l_{coh} < L$ , ( $N_c > 1$ ) obdržíme energetické spektrum

$$\frac{\omega d^2 I}{d\omega dz} \Big|_{LPM} \simeq \frac{1}{l_{coh}} \frac{\omega dI}{d\omega} \Big|_{l_{coh}} \simeq \frac{\alpha_s}{\pi} N_c \frac{1}{l_{coh}} \simeq \frac{\alpha_s}{\pi} N_c \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda} \frac{1}{\omega}} \quad (31)$$

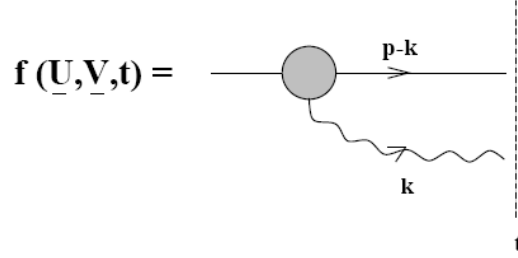
Vyintegrovaním energetického spektra cez  $\omega$  kde  $0 < \omega < E$  obdržíme stratu energie na jednotku dĺžky:

$$-\frac{dE}{dz} \simeq \frac{\alpha_s}{\pi} N_c \frac{\mu^2}{\lambda} L \quad (32)$$

kde  $\alpha_s$  je väzbová konštanta,  $N_c$  je počet farieb a  $L$  dĺžka šírenia v médiu.

#### 4.4.1 Spektrum gluónového žiarenia v expandujúcej plazme

V tejto časti sa budeme zaoberať emisným spektrom pomalých gluónov v expandujúcej horúcej plazme. Spektrum je popísané gluónovou emisnou amplitúdou v čase  $t$  a komplexnou konjugovanou Bornovou amplitúdou. Pre jednoduchosť sa obmedzíme len na kvarky vstupujúce do média z vonku, ktoré vznikli pri tvrdých zrážkach mimo média v čase  $t = 0$ . Zavedieme si kvark-gluónovú amplitúdu  $f(\vec{U}, \vec{V}, t)$  v čase  $t$ .  $\vec{U}$  je nameraná hybnosť gluónu  $\vec{U} \equiv \vec{k}_\perp/\mu$  a  $\vec{V} - \vec{U}$  je nameraná hybnosť kvarku ako je vidno na obrázku (5)



Obr. 5: Kvark-gluónová amplitúda v čase  $t$  [2]

Potom môžeme indukované gluónové spektrum (na jednotku dĺžky) pre pomalé gluóny s energiou  $\omega$  a veľké  $N_c$  zapísať:

$$\frac{\omega d^2 I}{d\omega dz} = \frac{\alpha_s N_c}{2\pi^2 L} 2Re \left\{ \int_0^L \frac{dt_2}{\lambda} \int_0^{t_2} \frac{dt_1}{\lambda} \int \frac{d^2 \vec{U}}{(2\pi)^2} f(\vec{U} - x\vec{V}, t_2 - t_1) f_{Born}^*(\vec{U} - x\vec{V}) \right\}_{\kappa=0}^{\kappa} \quad (33)$$

Amplitúda  $f(\vec{U}, \vec{V}, t)$  je v počiatku  $f(\vec{U}, \vec{V}, 0) = f_{Born}(\vec{U}, \vec{V})$  kde  $f_{Born}$  je Bornova amplitúda. Pre veľké hodnoty  $N_c$  predstavuje v limite výraz  $\frac{\alpha_s C_F}{\pi^2} \simeq \frac{\alpha_s N_c}{2\pi^2}$  väzbu gluónu a kvarku. Faktor  $dt/\lambda = \rho \sigma dt$  určuje počet rozptylov v médiu. Faktor  $1/L$  vyjadruje to, že počítame spektrum na jednotku dĺžky.  $\lambda$  je stredná voľná dráha kvarku  $\kappa = \frac{\lambda \mu^2}{2\omega}$ .  $\kappa$  nám určuje, že zanedbávame faktorizačné príspevky. Vzhľadom na závislosť medzi  $f$  a  $f_{Born}$  na  $\vec{U}$  a  $\vec{V}$  môžeme zadefinovať zrážkový parameter

$$f(\vec{U} - x\vec{V}, \tau) = \int \frac{d\vec{B}}{(2\pi)^2} e^{i\vec{B}(\vec{U} - x\vec{V})} \tilde{f}(\vec{B}, \tau) \quad (34)$$

Na základe týchto znalostí môžeme zostaviť rovnicu Schrödingerovho typu pre šíriaci sa kvark-gluónový systém v QCD médiu

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \tilde{f}(\vec{B}, \tau) = i\tilde{\kappa} \nabla_B^2 \tilde{f}(\vec{B}, \tau) - 2[1 - \tilde{V}(B)] \tilde{f}(\vec{B}, \tau) \quad (35)$$

s  $\tilde{\kappa} = \frac{2C_F}{N_c} \left( \frac{\lambda\mu^2}{2\omega} \right)$  a  $\tilde{f}(\vec{B}, 0) = \tilde{f}_{Born}(\vec{B})$ . Rovnica (35) je analogická s dvoj-rozmerným harmonickým oscilátorom s imaginárnou frekvenciou. V prípade, že kvark (jet) vzniká v látke môžeme gluónové spektrum zapísať:

$$\frac{\omega d^2 I}{d\omega dz} = \frac{2\alpha_s C_F}{\pi L} \left[ 1 - x + \frac{x^2}{2} \right] \ln |\cos(\omega_0 \tau_0)| \quad (36)$$

Následne po niekoľkých úpravách dostávame stratu energie na jednotku dĺžky

$$-\frac{dE}{dz} \simeq \int_0^E d\omega \frac{\omega d^2 I}{d\omega dz} \quad (37)$$

za predpokladu, že  $E \rightarrow \infty$ .

Ďalšími úpravami dostávame

$$-\frac{dE}{dz} = \frac{\alpha_s N_c}{2} \hat{q}(L) L \left[ \frac{2\Gamma(\nu+1)\Gamma(2-\nu \sin \pi(\nu-1))}{\pi} \right]^2 I(\nu) \quad (38)$$

kde  $I(\nu)$  je modifikovaná Besselova funkcia

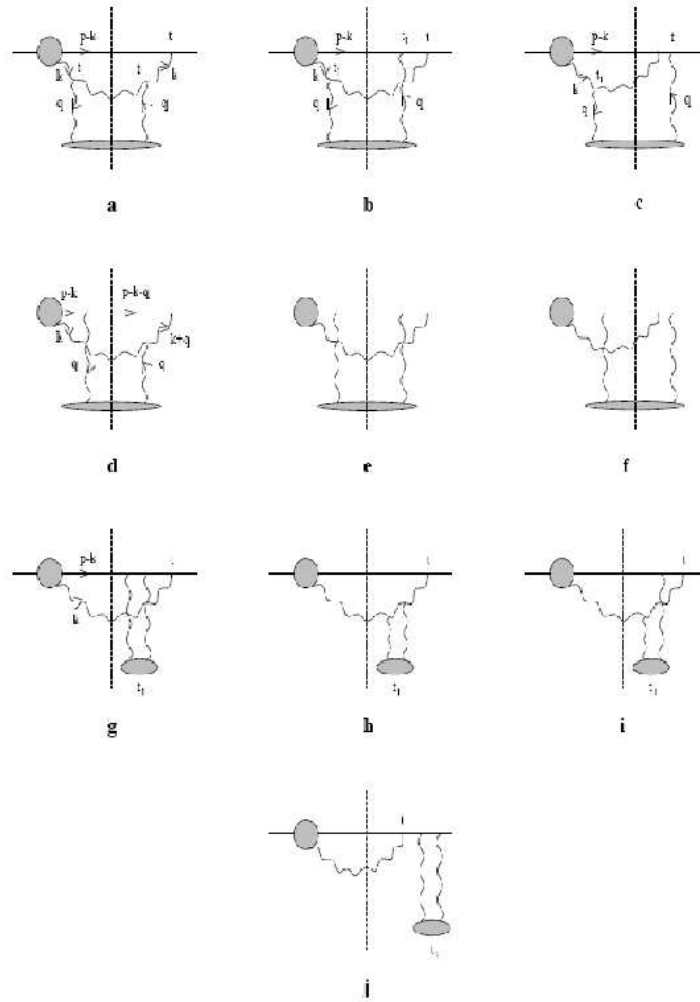
$$I(\nu) = \frac{1}{4(1-\nu)^2(2-\nu)} \quad (39)$$

Potom môžeme odvodiť vzťah pre stratu energie v prípade kvarku vstupujúceho do média

$$-\frac{dE}{dz} = \frac{\alpha_s N_c}{2} \frac{1}{(2-\alpha)(3-\alpha)} L \frac{\partial}{\partial L} p_{\perp W}^2(L), \quad (40)$$

a v prípade, kde kvark vznikol v médiu

$$-\frac{dE}{dz} = \frac{\alpha_s N_c}{2} \frac{1}{2-\alpha} L \frac{\partial}{\partial L} p_{\perp W}^2(L). \quad (41)$$



Obr. 6: Graf popisujúci príspevky do gluónového spektra [2]

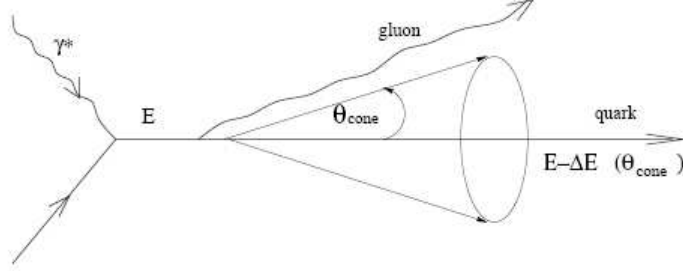
#### 4.4.2 Indukované straty energie jetov v konečnom kuželi

Uvažujeme jety produkované pri ťažko iontových zrážkach, hlavnou príčinou tak veľkých strát energie je potlačenie spektra (tzv. jet quenching)[18].

Po prvý krát sa musíme oboznámiť s uhlovou distribúciou žiarenia gluónov. Pretože len gluónové žiarenie produkované mimo kužeľ prispieva k stratám energie. Predpokladajme silno kvarkové jety s veľkou energiou  $E$ , ktoré sú produkované pri tvrdých rozptyloch v hustej QCD hmote a šíriace sa cez ňu

po dĺžke  $L$ . Straty energie mimo kužel o uhle  $\theta_{cone}$  ako môžeme vidieť na obrázku (7) môžem zapísať:

$$-\Delta E(\theta_{cone}) = L \int_0^\infty d\omega \int_{\theta_{cone}}^\pi \frac{\omega d^3 I}{d\omega dz d\theta} d\theta \quad (42)$$



Obr. 7: Proces vzniku jetu z kvarku. Emisia gluónu mimo kužel o uhle  $\theta_{cone}$ .

Následne budeme uvažovať normalizované straty definované pomerom

$$R(\theta_{cone}) = \frac{\Delta E(\theta_{cone})}{\Delta E} \quad (43)$$

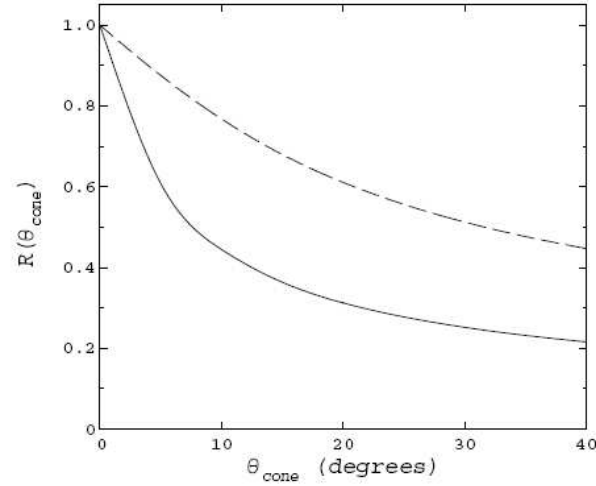
alebo

$$R = R(c(L)\theta_{cone}), \quad (44)$$

kde

$$c^2(L) = \frac{N_c}{2C_F} \hat{q}(L/2)^3. \quad (45)$$

Na základe čoho vidíme, že funkcia  $c(L)$  je funkciou transportného koeficientu  $\hat{q}$  a dĺžky  $L$  ako môžeme vidieť na obrázku (8). Taktiež na obrázku (8) vidíme indukované straty energie ako funkciu kuželového uhlu  $\theta_{cone}$  pre horúcu ( $T = 250$  MeV)(plná krivka) a pre chladnú látku (čiarkovaná krivka) pri konštantnej dĺžke  $L = 10$  fm.



Obr. 8: Indukované straty energie [2]

Straty energie žiarením pre kvarkové jety sú dominantné pre gluóny s energiou  $\omega \simeq \hat{q}L^2$ . Uhol medzi emitovaným gluónom a prelietavajúcim kvarkom je  $\theta \simeq p_{\perp}/\omega$  a  $p_{\perp}^2 \simeq \hat{q}L$  z čoho nám plynie, že gluónový uhol je  $\theta^2 \simeq 1/\hat{q}L^3$ .

Straty energie žiarením gluónov pri teplote  $T = 250 \text{ MeV}$  s  $\frac{\mu^2}{\lambda} \sim 1 \text{ GeV}/\text{fm}^2$  (podrobnejšie v [18]) sú dané vzťahom:

$$-\Delta E \approx 60 \text{ GeV} \left( \frac{L}{10 \text{ fm}} \right)^2 \quad (46)$$

## 4.5 Porovnanie kvarky vs. gluóny

V prípade prelietavajúcich partónov cez QGP môžeme celkovú stratu energie vyjadriť:

$$\langle \Delta E \rangle \propto \alpha_s C_R \hat{q} L^2 \quad (47)$$

kde  $\alpha_s$  je väzbová konštanta,  $C_R$  farebný náboj prelietavajúceho partónu,  $\hat{q}$  transportný koeficient a  $L$  dĺžka šírenia sa partónu v QGP. Potom dostaneme vzťah medzi stratami energie kvarkami a gluónmi

$$\frac{\Delta E_g}{\Delta E_k} \sim \frac{9}{4} \quad (48)$$

pre ilustráciu v prípade ľahkých kvarkov pri teplote  $T = 250$  MeV je strata energie  $\Delta E_k = 0,2 - 0,3$  GeV/fm a pre gluóny za rovnakých podmienok

$$\Delta E_g = \frac{9}{4}(0,2 - 0,3) \text{ GeV/fm} \quad (49)$$

## 4.6 Efekt mrtvého kužela

Tvrdenie, že straty energie žiarením gluónov môžu byť pre ťažké kvarky menšie, ako pre ľahké kvarky vychádza z toho, že žiarenie gluónov je potláčané pri uhloch menších ako  $\theta_0 = M/E$ , čo je pomer hmotnosti kvarku  $M$  a jeho energie  $E$ . Distribúciu žiarenia pomalých gluónov pre ťažké kvarky môžeme zapísať [6]

$$dP = \frac{\alpha_s C_F}{\pi} \frac{d\omega}{\omega} \frac{p_\perp^2 dp_\perp^2}{(p_\perp^2 + \omega^2 \theta_0^2)^2} \quad (50)$$

kde  $\alpha_s$  je väzobná konštanta,  $C_F$  je farebný náboj a  $p_\perp$  priečna hybnosť partónu. Toto rozdelenie sa líši od štandardného spektra gluónového žiarenia  $dP_0$  o faktor

$$dP = dP_0 \left( 1 + \frac{\theta_0^2}{\theta^2} \right)^{-2} \quad (51)$$

Kužel vytvorený okolo trajektórie pohybujúceho sa kvarku s uhlom  $\theta < \theta_0$  sa nazýva "dead cone". Čo poukazuje tiež na to, že žiarenie gluónov pri veľkých uhloch  $\theta \gg \theta_0$  sa zdá byť nezávislé na pomere hmotnosti kvarku a jeho energie  $M/E$ . Efekt mrtvého kužela môže tiež charakterizovať vnútro látkové gluónové žiarnie a potom môžeme odhadnúť energetické rozdelenie

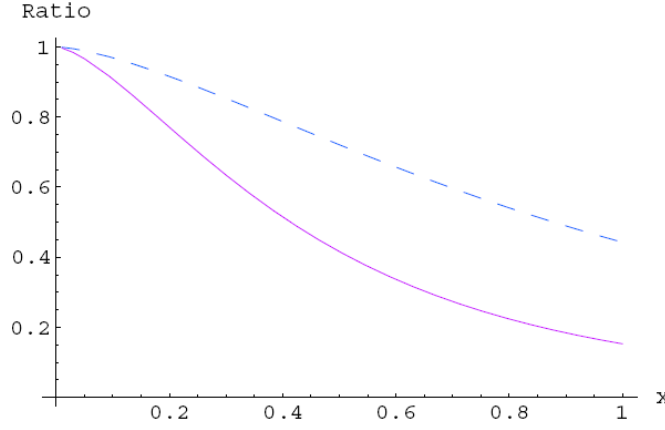


vyžiarených gluónov pomocou faktoru:

$$\left(1 + \frac{\theta_0^2}{\theta^2}\right)^{-2} = \left[1 + \left(\frac{M}{E}\right)^{-2} \sqrt{\frac{\omega^3}{\hat{q}}}\right]^{-2} \equiv F_{H/L} \quad (52)$$

kde sme použili vyjadrenie pre uhol charakteristického gluónového žiarenia  $\theta \simeq (\hat{q}\omega^3)^{1/4}$ . Energetické rozdelenia vyžiarené ľahkými kvarkami a ťažkými kvarkami sú vo vzájomnom pomere:

$$\left(\omega \frac{dI}{d\omega}\right)_{Heavy} = F_{H/L} \times \left(\omega \frac{dI}{d\omega}\right)_{Light} \quad (53)$$

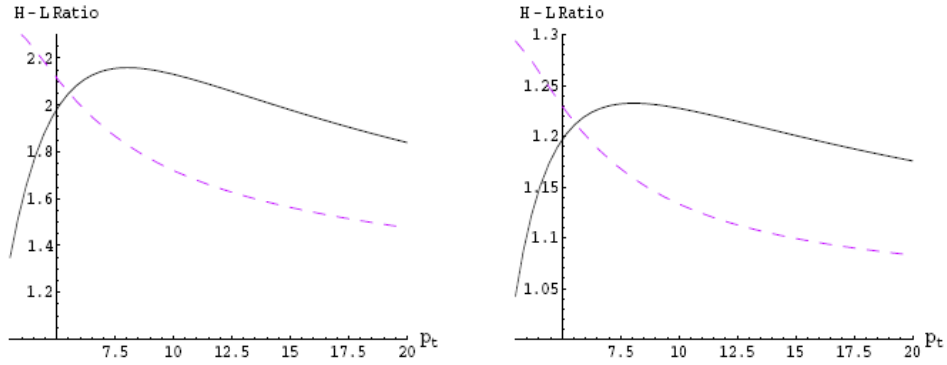


Obr. 9: Pomer spektier žiarenia gluónov pôvabného kvarku a ľahkého kvarku [6]

kde plná čiara zodpovedá kvarku s hybnosťou  $p_{\perp} = 10\text{GeV}$  a prerušovaná hybnosti  $p_{\perp} = 100\text{GeV}$ ,  $x = \omega/p_{\perp}$ .

Na obr. 9 je zobrazený faktor potlačenia pre pôvabný kvark ako funkcia  $x = \omega/p_{\perp}$ . Tento pomer nám dovolí porovnať stavy s rozdielnymi transportnými koeficientami (rozdielnymi hustotami látky). Pre dané  $\hat{q}$  a  $p_{\perp}$  pôvabného kvarku (kde  $E = \sqrt{p_{\perp}^2 + m_c^2}$ ) môže byť  $F_{H/L}$  chápané ako pokles pravdepodobnosti vyžiarenia gluónu s energiou  $x/p_{\perp}$ .  $F_{H/L}$  klesá s rastúcim  $x$ , z čoho vyplýva, že vysoko-energetická časť spektra žiarenia gluónov je

potlačená efektom mrtvého kužela. V horúcej hmote s  $\hat{q} = 1\text{GeV}^2/\text{fm}$  pravdepodobnosť vyžiarovania gluónu s energiou  $0,1 \times p_{\perp}$  je zmenšená faktorom 0,5 na  $10\text{GeV}/c$  a faktorom 0,8 na  $20\text{GeV}/c$  pre pôvabný kvark.



Obr. 10: Pomer faktorov potlačenia pre pôvabný (H) a ľahký (L) kvark [6]

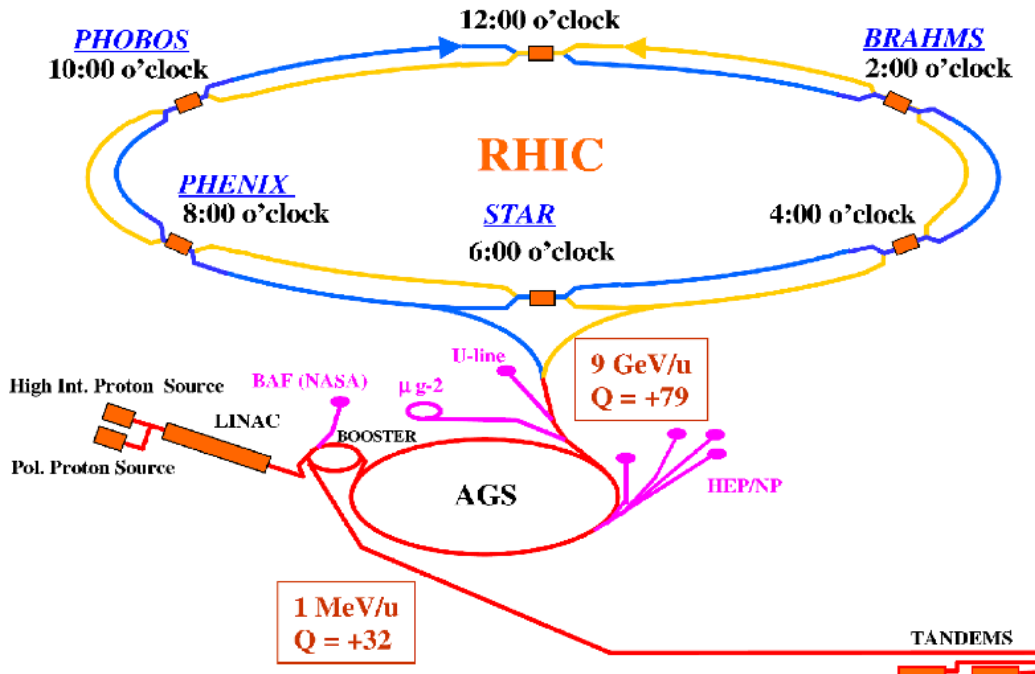
Obrázok 10 zobrazuje pomer faktorov v horúcej hmote s  $\hat{q} = 1\text{GeV}^2/\text{fm}$ ,  $L = 5\text{fm}$  (vľavo) a  $L = 2\text{fm}$  (vpravo) ako funkciu  $p_{\perp}$ . Plná krivka zodpovedá nepotlačenému gluónovému žiareniu, zatiaľ čo prerušovaná je obmedzená na energiu gluónov  $\omega > 0.5\text{GeV}$ . Záver z článku Dokshitzer a Kharzeev je, že pomer  $D/\pi$  je veľmi závislý na hustote farebného náboja v QCD hmote. Tak tiež je zaujímavý aj pomer B-mezón/D-mezón, pretože rozdielna hmotnosť  $c$  a  $b$  kvarku naznačuje malé energetické straty.

## 5 Experimentálne štúdium straty energie partónov

Ako sme sa už oboznámili v kapitole 3. kvarky a gluóny nemôžu existovať voľne, a z toho dôvodu experimentálne študujeme ich energetické straty nepriamo, formou merania spektier hadrónov v jadro-jadrových zrážkach. Popis experimentov, ktoré merajú jadro-jadrové zrážky sme prediskutovali v kapitole 3.2. V súčasnosti merania prebiehajú na urýchlovači RHIC a pripravuje sa spustenie urýchlovaču LHC.

### 5.1 Experimenty na urýchlovači RHIC

Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC), [8]- je urýchlovač určený na štúdium jadro-jadrových zrážok. Pracovať začal v lete roku 2000 a je až do spustenia LHC najväčší urýchlovač ťažkých iontov. RHIC je postavený v Brookhaven National Laboratory (BNL) na Long Island v USA. Jeho hlavnou úlohou je produkovať v zrážkach ťažkých jadier (Au+Au) veľmi horúcu a hustú jadrovú hmotu. Ťažké ionty začíname urýchľovať v tandemovom Van de Graaffovom urýchlovači, kde získajú 5% rýchlosti svetla. Tu prechodom cez zlatú fóliu sú z iontov odtrhané elektróny. Potom zlaté ionty putujú do Booster. Booster synchrotron je vysokofrekvenčný kruhový urýchlovač, kde ionty nadobudnú 37% rýchlosti svetla. Na konci Booster je ďalšia zlatá fólia, ktorá poodtrhá elektróny. Následne sú ionty zlata poslané do Alternating Gradient Synchrotron (AGS), kde sa urýchlia na 99,7% rýchlosti svetla. Na konci AGS je umiestnená posledná zlatá fólia na odtrhanie elektrónov. Potom putujú ionty zlata smerom k AGS-To-RHIC (ATR) prenosovej trubici. Na konci tejto trubice sú pomocou prepínacieho magnetu posielané iontové zväzky do jednej z dvoch trubíc urýchlovača RHIC. Samotný urýchlovač sa skladá z 1740 supravodivých magnetov, ktoré tvoria prstenec o dĺžke 3,8 km a sú na ňom umiestnené 4 experimenty: PHENIX, BRAHMS, PHOBOS a STAR. Na urýchlovači je možné študovať polarizované zväzky protónov do energie  $\sqrt{s_{NN}} = 500\text{GeV}$  a zväzky  $d + Au$ ,  $Cu + Cu$ ,  $Au + Au$  do energie  $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$ .



Obr. 11: Schéma urýchlovača RHIC.

Stručne si popíšeme jednotlivé experimenty, ktoré sa nachádzajú na tomto urýchlovači.

**STAR**(The Solenoidal Tracker): Je to experiment špecializujúci sa na sledovanie veľkého počtu častíc, ktoré su produkované pri zrážkach. Samotný experiment sa skladá z niekoľkých detektorov, ktoré sa špecializujú na detekciu určitého typu častíc. Špecifikom je veľká geometrická akceptancia ( $\Delta\phi = 0 - 2\pi$ ).

**PHENIX**(Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment): Experiment Phenix sa zaoberá skúmaním vysoko energetických zrážok ťažkých iónov a protónov. Špecializuje sa na detekciu elektromagnetických signálov. Je schopný zaznamenať množstvo častíc, ktoré sa objavujú pri zrážkach, ako sú napríklad: fotóny, elektróny, mióny a hadróny.

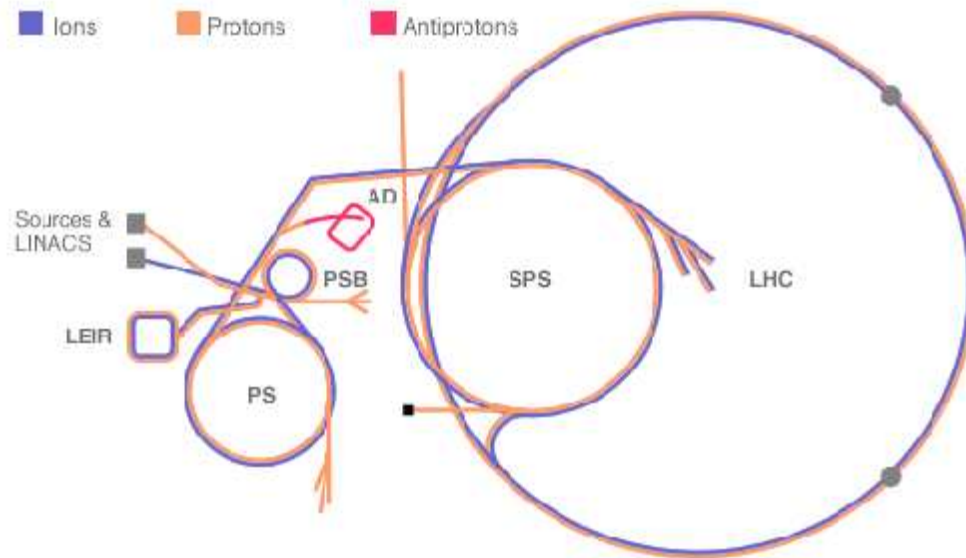
**PHOBOS:** Pozostáva z množstva kremíkových detektorov rozmiestnených okolo miesta zrážky. Tieto detektory sú schopné spočítať počet častíc vyprodukovaných pri zrážke a určiť ich uhlovú distribúciu. Čím nám poskytuje ucelený obraz o zrážke a podrobne informuje o emitovaných častiach jadier z oblasti s vysokou hustotou energie.

**BRAHMS**(Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers): Je jedným z najmenších na RHICu. Zaoberá sa meraním nabitých hadrónov pre rôzne hodnoty rapidity a pričnej hybnosti. Štúdiom reakčných mechanizmov relativistických ťažko iontových zrážok a vlastnosťami veľmi excitovanej jadrovej hmoty vzniknutej pri zrážke.

## 5.2 Experimenty na urýchlovači LHC

Large hadron collider (LHC),[7] - bude skúmať počiatočný stav hmoty, ktorá existovala v prvých okamihoch nášho vesmíru. Urýchľované protóny získavame odstránením elektrónov z atómu vodíka. Následne sú tieto protóny vstrekané do lineárneho urýchľovača (LINAC2) vo vnútri PS Booster, potom do Proton Synchrotron (PS), ďalej do Super Proton Synchrotron (SPS) a až potom do Large Hadron Collider (LHC). Predtým ako dosiahnu protóny maximálnu rýchlosť a energiu musia obiehať v LHC 20 minút. V prípade urýchľovania iontov olova získavaných z olovených výparov sú tieto ióny vstrekané do LINAC3 a ďalšie urýchľovanie je zhodné ako pre protóny. Na samotnom urýchľovači sú nainštalované jednotlivé experimenty: ATLAS, CMS, ALICE, LHCb, LHCf, TOTEM. Hlavným programom na LHC bude štúdium elementárnych častíc, avšak experiment ALICE je zameraný na štúdium QGP a tiež experimenty CMS a ATLAS sa budú touto tematikou zaoberať. LHC poskytne najvyššie energie, aké sú na urýchľovačoch zatiaľ možné dosiahnuť, pre  $p + p$  zrážky to bude  $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$  a pre  $Pb + Pb$  je to  $5,5\text{TeV}$ . V zrážkach  $Pb + Pb$  sa bude produkovať hustá a horúca hmota. Zrážky budú veľmi rýchle (800 miliónov krát za sekundu), častice budú prechádzať z jednej zrážky počas preletu cez detektor, kde nastane ďalšia zrážka. Pochopenie, čo sa deje pri zrážkach je kľúčom k úspechu v LHC. Na to, aby sme boli schopní udržať zväzky na dráhe sa používa silné magnetické pole, ktoré sa prakticky dá realizovať iba s použitím supravodivých magnetov. Supravodivosť je schopnosť určitého materiálu viesť elektrinu bez odporu a straty energie obyčajne pri veľmi nízkej teplote.

V LHC sa bude pracovať pri teplote tekutého hélia, čo je približne okolo  $-270^{\circ}\text{C}$ . S obvodom kruhu 27 km tak ide o najväčší urýchlovač na svete. Keďže LHC bude urýchľovať dva zväzky pohybujúce sa proti sebe, sú to v skutočnosti dva urýchlovače v jednom.



Obr. 12: Schéma urýchlovača LHC.

**ALICE** (A Large Ion Collider Experiment),[7]: Tento experiment je zameraný na štúdium jadro-jadrových zrážok, ktoré boli vyprodukované v  $Pb+Pb$ . Čím sa nám podarí vytvoriť stav hmoty, kvark-gluónovú plazmu. Štruktúra detektorov je podobná ako na STAR a PHENIX. Takže experiment ALICE je viac-účelový experiment, ktorého detektory merajú a identifikujú hadróny, leptóny a fotóny vznikajúce pri zrážkach ťažkých jadier, ale jeho prioritou bude študovať kvark-gluónovú plazmu, jej vznik, vlastnosti a spätnú premenu na známu hmotu.

**ATLAS** (A Toroidal LHC ApparatuS): Je to jeden z troch hlavných experimentov na urýchlovači LHC, ktorého cieľom je predovšetkým detekcia Higgsovho bozónu, potvrdenie teórie supersymetrie a skúmanie častíc temnej hmoty. Podobne ako CMS, bude zaznamenávať trajektórie, energie a typ častíc, ktoré vznikajú pri zrážkach, ale oba experimenty používajú odlišné technické riešenia pre systém magnetov na detektoroch. Systém magnetov ATLAS tvorí 8 veľkých magnetov, poskladaných na dĺžku do kruhu tak, aby magnetické pole bolo najsilnejšie v strede detektoru. Každý jeden z týchto magnetov meria 25 metrov a je zložený zo supravodivých cievok.

**CMS** (Compact Muon Solenoid): CMS bude skúmať rovnaké problémy časticovej fyziky ako ATLAS, ale rozdiel je v spôsobe. Narozdiel od ATLASu použije CMS len jeden veľký elektromagnet cylindrického tvaru (solenoid). Solenoid obalujúci detektor je zložený z cylindrickej supravodivej cievky. Tento gigantický magnet je schopný vytvoriť magnetické pole o sile 4 tesla (pre ilustráciu asi 100 tisíckrát väčšie, ako magnetické pole Zeme). Pole je natoľko silné, že musí byť spevnené oceľovými výstuhami, ktoré tvoria podstatnú časť celkovej hmotnosti detektoru (12 500 ton).

**LHCb** (Compact Muon Solenoid): Tento experiment sa špecializuje na skúmanie nepatrných rozdielov medzi hmotou a antihmotou štúdiom bottom kvarku. Na základe čoho by sme boli schopný zodpovedať prečo sa zdá, že vesmír je zložený skoro len z hmoty, ale nie z antihmoty. Miesto toho, aby sme obklopili miesto zrážky detektorom používa LHCb niekoľko sub-detektorov na detekciu urýchlených častíc. Prvý sub-detektor je umiestnený blízko zrážky, kde bude merať trajektórie častíc. Ďalšie detektory identifikujú hybnosti častíc.

**LHCf** (Large Hadron Collider forward): LHCf experiment využíva dopredné častice z LHC, ako zdroj na simuláciu kozmického žiarenia v laboratórnych podmienkach. Je to najmenší experiment. Kozmické žiarenie je spôsobené nabitými časticami z vesmíru, ktoré stále bombardujú zemskú atmosféru. Narážajú do jadier vo vyšších častiach atmosféry a spôsobujú kaskádu častíc, ktoré následne dosiahnu zemský povrch.

**TOTEM** (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement): Experiment TOTEM je doplňující experiment, pretože skúma javy, ktoré sa už nezmestili medzi úlohy na ATLAS a CMS. Medzi hlavné ciele patrí meranie účinného prierezu, pružného rozptylu a difrakčných procesov. Preto TOTEM musí byť schopný detekovať častice produkované veľmi blízko paprskov, ktoré obiehajú v LHC. Čo vyžaduje špeciálne detektory Rímske hrnce (Roman pots), pripojené k trubkám s paprskami. 8 týchto zariadení bude v pároch umiestnených blízko zrážok na CMS.

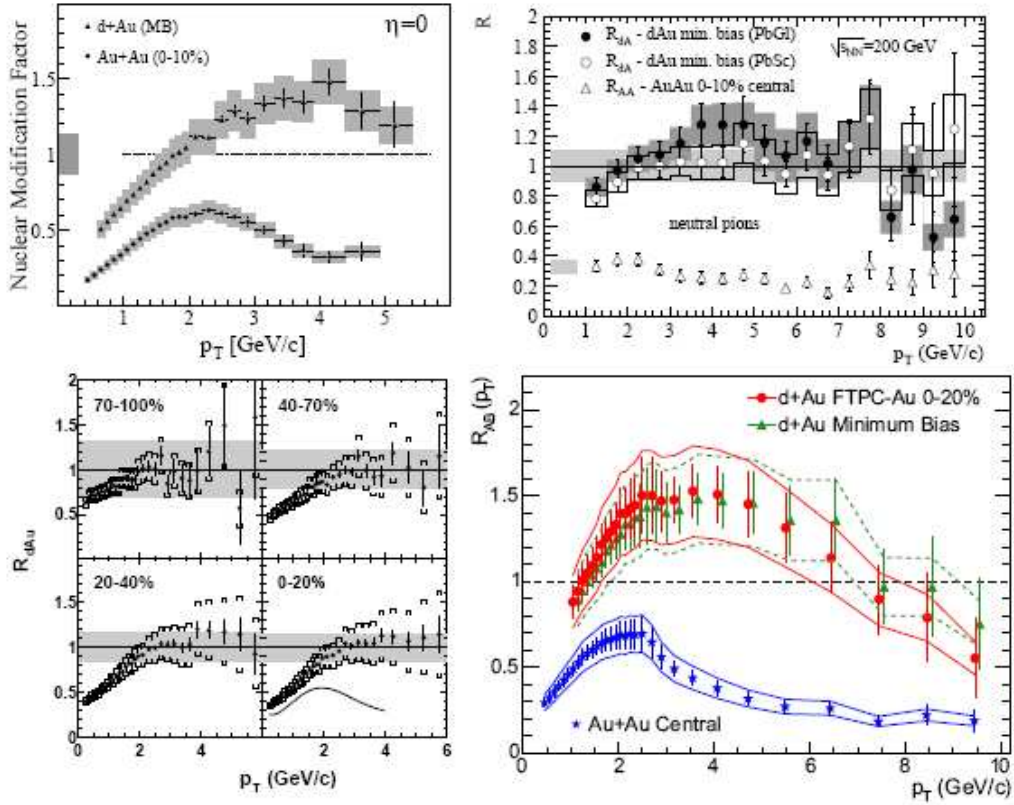
### 5.3 Experimentálne výsledky programu na RHIC

Väčšina výsledkov, ktoré máme momentálne k dispozícii pochádza z experimentu STAR a PHENIX na urýchlovači RHIC. V centrálnych zrážkach<sup>1</sup>  $Au + Au$  sa produkuje hmota s hustotou  $\approx 5-30$  krát väčšou ako je hustota normálnej jadrovej hmoty. Na začiatku zrážky dochádza k tvrdým procesom,, kde sa môžu produkovať vysoko energetické partóny alebo ťažké kvarky (c, b, t). Vysoko energetické partóny prechádzajúce cez hmotu strácajú svoju energiu, pričom množstvo stratenej energie závisí na farebnom náboji a dĺžke trajektórie partónu v hmote. Priame meranie nie je možné, preto stratu energie partónov meriame nepriamo použitím pozorovaní spektra častíc s veľkými priečnymi hybnosťami ( $p_T$ ) hadrónov.

---

<sup>1</sup>Pri centrálnych zrážkach jadier (je zrážkový parameter najmenej a) vznikne maximálny objem horúcej a hustej hmoty.





Obr. 13: Pomer  $R_{AB}(p_T)$  celkových výťažkov nabitých hadrónov [15]

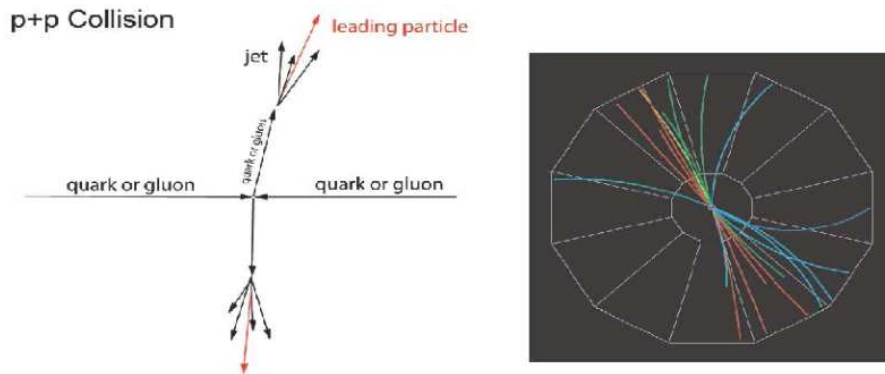
Obrázok 13 ukazuje pomer  $R_{AB}(p_T)$  celkových výťažkov nabitých hadrónov, pri Au+Au a d+Au zrážkach z BRAHMS (horný vľavo), PHENIX (horný vpravo), PHOBOS (dolný vľavo) a STAR (dolný vpravo), kde energia zrážky je  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Jadrové efekty hadrónovej produkcie v d+Au a Au+Au zrážkach sa merajú pomocou porovnania s p+p spektrom použitím pomeru (jadrový modifikačný faktor)  $R_{AB}(p_T)$

$$R_{AB}(p_T) = \frac{dN_{AB}/d\eta da^2 p_T}{T_{AB} d\sigma_{NN}/d\eta da^2 p_T} \quad (54)$$

kde  $dN_{AB}/d\eta da^2 p_T$  je diferenciálny výťažok na udalosť v zrážke A+B,  $T_{AB} = \langle N_{bin}/\sigma_{inel}^{pp} \rangle$  opisuje jadrovú geometriu a  $d\sigma_{NN}/d\eta da^2 p_T$  pre nepružné p+p zrážky je určený z merania p+p diferenciálneho účinného prierezu.

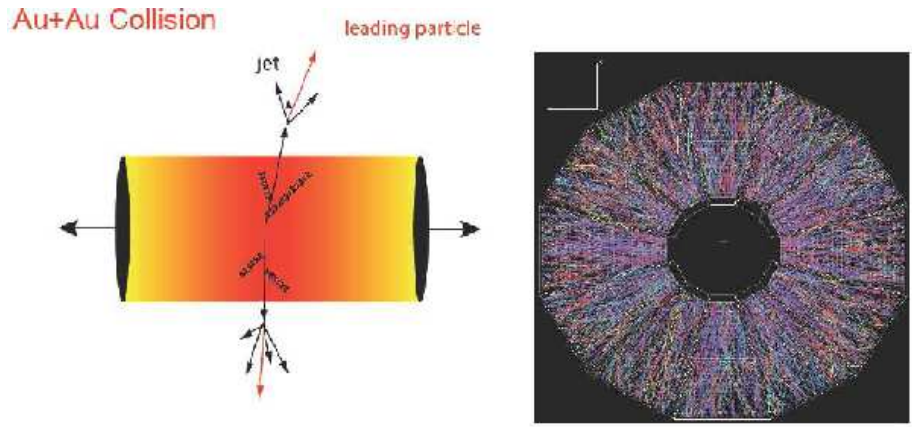
Môžeme vidieť, že veľké hybnosti  $p_T$  (5 - 10 GeV) hadrónov sú v prípade centrálnych Au+Au zrážok potlačené vzhľadom k p+p zrážkam, čo súvisí so stratou energie ľahkých partónov v hustej jadrovej hmote. Toto potlačenie v Au+Au zrážkach nie je spôsobené jadrovými efektami v počiatočnom stave, ale v koncovom stave interakciou tvrdo rozptýlených partónov alebo ich fragmentačných produktov s hustou hmotou, ktorá vznikla pri Au+Au zrážke. Potlačenie častíc s veľkou priečnou hybnosťou, ktoré vznikli pri zrážke hadrónov alebo ťažkých iontov, bolo prvý krát pozorované na RHIC. Indukované straty energie sú spôsobené emisiou gluónového brzdného žiarenia. Toto je v súčasnosti jediný fyzikálny spôsob ako vysvetliť veľkosť a  $p_T$  závislosť na pozorovanom potlačení častíc s veľkou priečnou hybnosťou.

**Azimutálne korelácie:** V prípade p+p zrážok môžeme priamo pozorovať a zrekonštruovať hadrónový jet (Obr. 14). Ale v centrálnych zrážkach ťažkých iontov, kvôli veľkej časticovej multiplicitate sa to poposiaľ nepodarilo (Obr. 15). Dvojčasticové azimutálne korelácie nám dovoľujú štatistické pozorovanie jetov. Táto metóda predpokladá častice s veľkou priečnou hybnosťou  $p_T$  patriacov jetu.

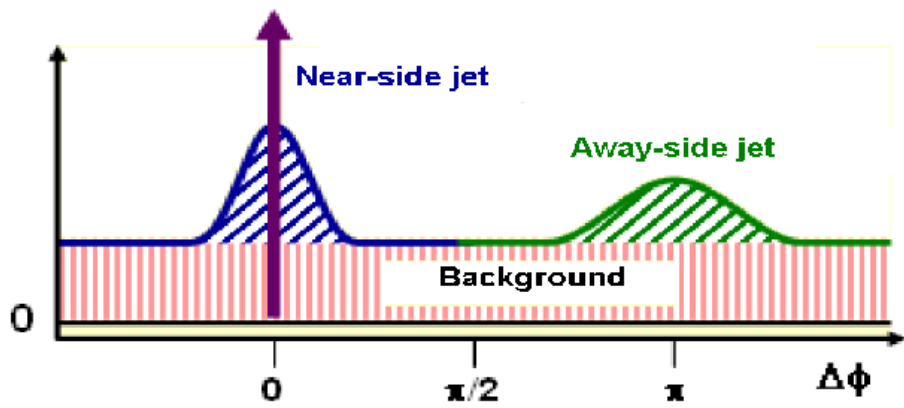


Obr. 14: Vľavo schéma centrálnej p+p zrážky a vpravo zaznamenaná pomocou STAR TPC

Najprv vyberieme vedúcu (trigger) časticu, tj. časticu s najväčšou priečnou hybnosťou  $p_T^{TRIG}$  a určíme uhol  $\Delta\phi$  medzi vedúcou časticou a inými časticami (associated) vzniklými pri danej zrážke, pre ktoré platí  $p_T^{ASOC} < p_T^{TRIG}$ .

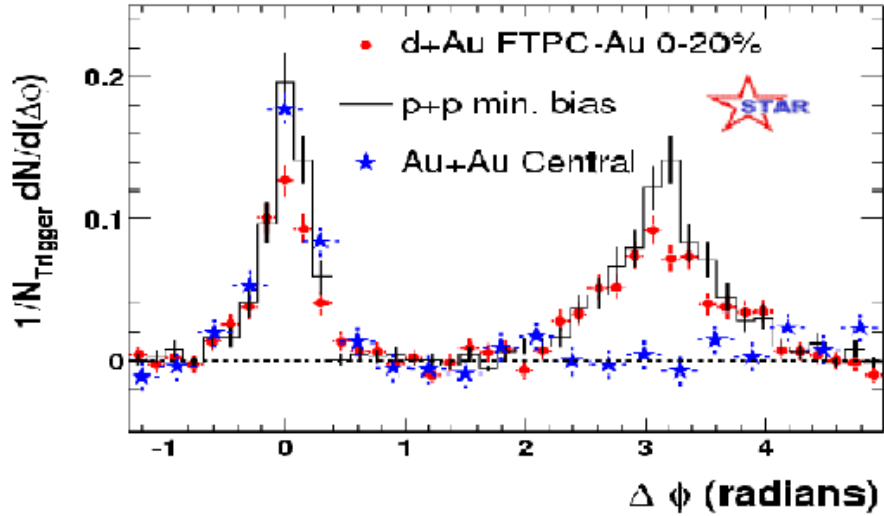


Obr. 15: Vľavo schéma centrálnej Au+Au zrážky a vpravo zaznamenaná pomocou STAR TPC



Obr. 16: Azimutálna korelačná funkcia

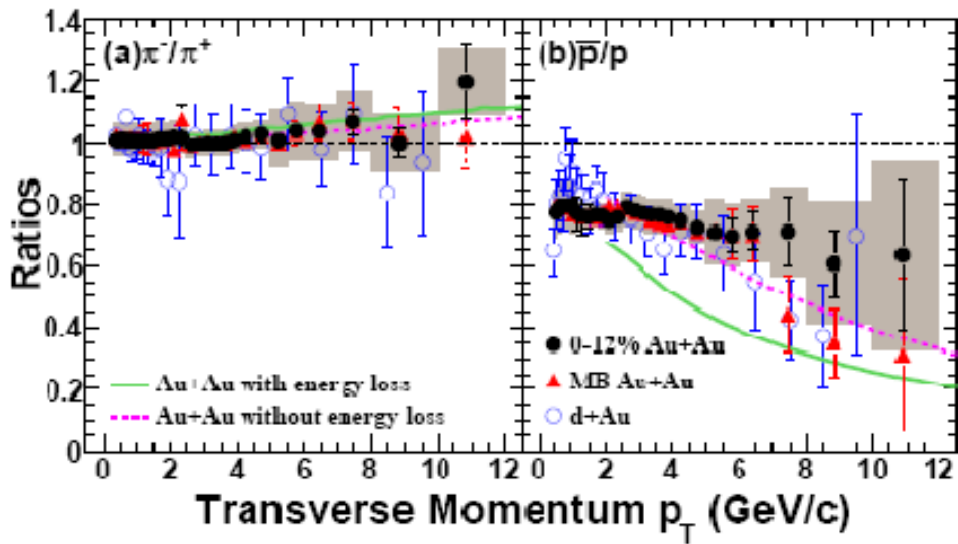
Azimutálnu korelačnú funkciu vidíme na Obr. 16. Táto funkcia má dva vrcholy, jeden je v  $\Delta\phi = 0$ , pochádza z "near-side" jetu (v smere vedúcej častice) a druhý vrchol je v  $\Delta\phi = \pi$ , ktorý pochádza od príspevkou "associated" častíc, tj. častíc z opačného jetu ako pochádzajú vedúce častice.



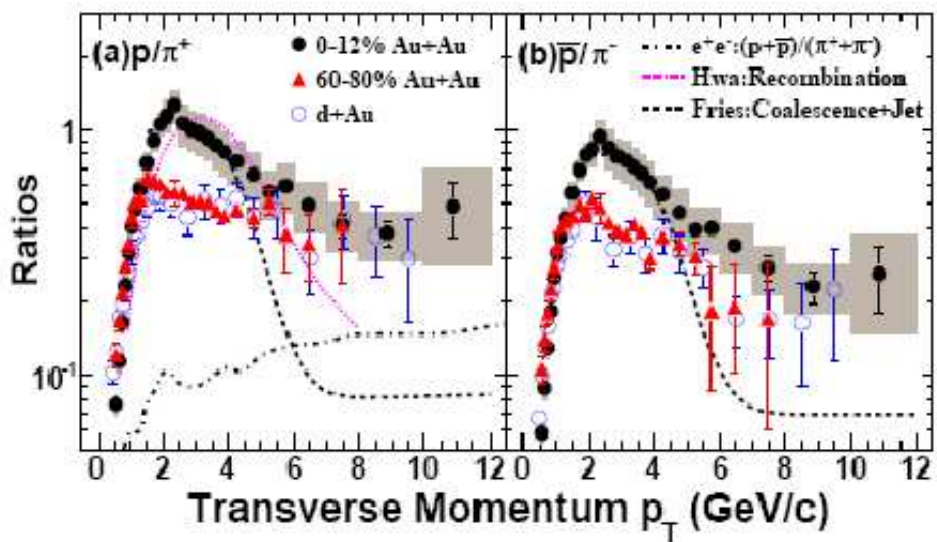
Obr. 17: Porovnanie dvojčasticových azimutálnych rozdelení pre centrálne p+p a Au+Au zrážky [12]

Na obr. 17 môžeme vidieť azimutálne rozdelenie pre centrálne p+p a Au+Au zrážky. Azimutálne rozdelenie je zobrazené pre centrálne Au+Au zrážky po odčítaní eliptického toku a príspevkov pozadia. Vrchol vľavo je symetrický pre obe zrážky, ale pri vrchole napravo je už vidieť väčšie potlačenie v prípade Au+Au zrážok. Tento fakt poukazuje na stratu energie jetov v jadrovej hmote vzniknutej pri centrálnej Au+Au zrážke. Rozdiel medzi d+Au a centrálnymi Au+Au zrážkami ukazuje, že silné potlačenie častíc s veľkou priečnou hybnosťou  $p_T$  pozorujeme pri hmote vzniknutej v Au+Au zrážke a nie v d+Au zrážke. Z toho plynie, že v centrálnych zrážkach pri vzniku hustej hmoty nastáva potlačenie jetov.

Obrázok 18 zobrazuje  $\pi^-/\pi^+$  a  $\bar{p}/p$  pomery v 12% centrálnych Au+Au a d+Au zrážkach s energiou zrážky  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV. Šedé obdĺžniky predstavujú nepresnosti v centrálnych Au+Au zrážkach. Vidíme, že pomery  $\pi^-/\pi^+$  sú zhodné v prípade Au+Au aj d+Au zrážky. Namerané data nedokážu rozhodnúť, či je výhodnejší model pracujúci s alebo bez straty energie partónov, pretože oba modely sa zhodujú s nameranými datami. Tak isto môžeme vidieť malú závislosť pomeru  $\bar{p}/p$  na  $p_T \lesssim 6$  GeV/c a eventuálny nárast pomeru  $\bar{p}/p$  pri vyšších  $p_T$  u Au+Au zrážkach v porovnaní s d+Au zrážkami.



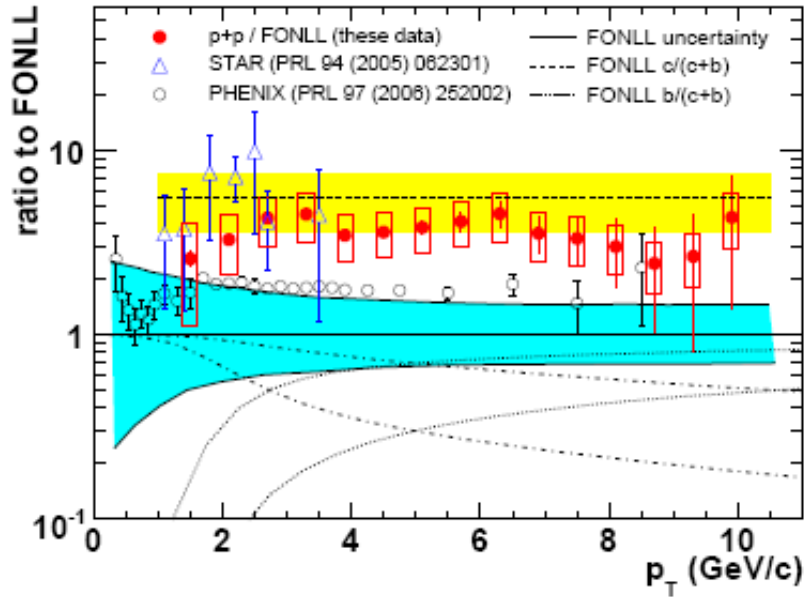
Obr. 18: Časticové pomery v Au+Au a d+Au zrážkach [13]



Obr. 19: Pomery pre  $p/\pi^+$  a  $\bar{p}/\pi^-$  z Au+Au a d+Au zrážok [13]

Na obr. 19 vidíme  $p/\pi^+$  a  $\bar{p}/\pi^-$  pomery pre 0-12%, 60-80% Au+Au zrážky a pre d+Au zrážky. Podobne ako pri grafe vyššie šedé obdĺžniky predstavujú nepresnosti v centrálnych Au+Au zrážkach. V centrálnej Au+Au zrážke oba pomery dosahujú vrchol pri  $p_T \sim 2-3$  GeV/c, a klesajú so vzrastajúcim  $p_T$ .

Naviac sčítaním strát energie zrážkami a výžiarením gluónu môžeme vysvetliť potlačenie leptónov, ktoré vznikli pri ťažkých "flavour" rozpadoch v Au+Au zrážkach.

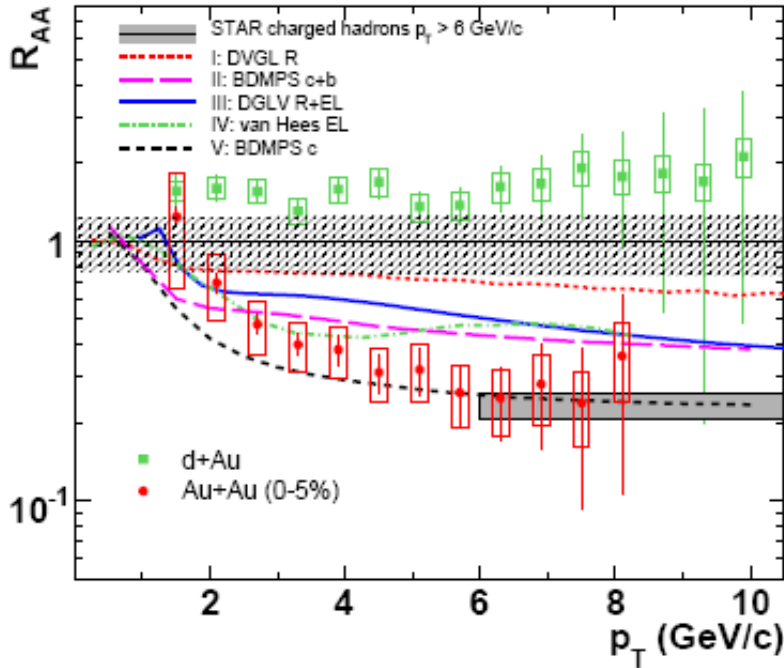


Obr. 20: Horný: pomer medzi meraním výťažkov nefotonických elektrónov a FONLL pQCD výpočtom pre p+p zrážky, Spodný: príspevky FONLL rozdelenia pre c a b rozpadu [16]

Straty energie ťažkých kvarkov c, b môžeme na RHIC študovať pomocou merania produkcie nefotonických elektrónov. Tie pochádzajú dominantne zo semileptonických rozpadov mezónov obsahujúcich c a b kvarky. Na obrázku 17 vidíme v hornej časti pomery merania FONLL<sup>2</sup> výpočtov pre výťažky ne-

<sup>2</sup>Fixed Order Next-to-Leading Log QCD

fotonických elektrónov v p+p zrážkach. Tieto pomery sa zhodujú s pomermi z meraní na STAR a PHENIX. Vodorovná čiarkovaná čiara odpovedá pomeru medzi celkovým účinným prierezom pôvabného kvarku nameraného na STAR a strednou hodnotou predpovedanou FONLL. Avšak merania z PHENIX už nie su v zhode s FONLL výpočtom. Vspodnej časti krivky zobrazujú príspevky z FONLL výpočtom pochádzajúcich z rozpadu pôvabného a krásneho kvarku. Príspevky z rozpadu krásneho kvarku sa predpokladajú v oblasti vyšších hybností  $p_T$  a naopak, pre rozpad pôvabného kvarku pre nižšie hybnosti.



Obr. 21: Jadrový modifikačný faktor  $R_{AA}$  pre Au+Au a d+Au zrážky pri  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV [16]

Zmeny zahrňujúce produkciu častíc sú merané pomocou jadrového modifikačného faktoru  $R_{AA}(p_T)$ .

Obrázok 21 zobrazuje  $R_{AA}(p_T)$  nefotonických elektrónov v prípade d+Au a centrálnej Au+Au zrážky.  $R_{AA} \sim 0.2$  pre centálne Au+Au zrážky pri  $p_T > 3\text{GeV}/c$ , sa zhoduje s predchádzajúcim meraním v oblasti nižších  $p_T$  [16]. Obrázok 21 ukazuje predpovede  $R_{AA}$  elektrónov zo semileptónových D- a B-mezónových rozpadov v centrálnych Au+Au zrážkach použitím výpočtov pre straty energie ťažkých kvarkov. Krivky I-V opisujú straty energie založené na použití jednotlivých výpočtov. Prvé dva výpočty používajú radiačné straty energie a predpovedajú menšie straty ako pozorujeme. Krivka III zahŕňa straty energie žiarením a aj zrážkami, a znovu predpokladá menšie straty ako pozorujeme. Krivka IV používa elastické rozptyly na c a b kvarkoch a tiež predpokladá menšie straty ako pozorujeme. Krivka V používa podobné výpočty ako krivka II, ale berie v úvahu len dozpad D-mezónov a namerané data v Au+Au 0-5% zrážkach popisuje najlepšie v porovnaní s ostatnými.

Veľké potlačenie nefotonických elektrónov pozorujeme tiež v centrálnych Au+Au zrážkach, ktoré nie je v zhode so stratou energie ťažkých kvarkov v hustej hmote. Takisto je prekvapením, že nefotonické elektróny a kvarky sú potlačené rovnako. Kvôli očakávanému "dead cone" efektu sa predpokladá, že strata energie ťažkých kvarkov v jadrovej hmote bude menšia ako pre ľahké kvarky. Táto závislosť straty energie je podstatná pre štúdium hustej hmoty.



## 6 Záver

V prvej časti tejto práce je vysvetlený a rozobratý štandardný model atómu. Ďalej sú tu opísané základné interakcie a podaný základný prehľad o kvark-gluónovej plazme. V druhej časti tejto práce som sa zaoberal jednotlivými spôsobmi, akými môže partón prelitavajúci cez kvark-gluónovú plazmu strácať svoju energiu. Jednotlivé typy sú fyzikálne rozpísané a následne sú k nim uvedené približné hodnoty (za daných podmienok) energie, akú partón stratí. V poslednej časti sa nachádza výber experimentálnych výsledkov, ktoré adresujú otázky strát energie partónmi.

## Literatúra

- [1] K.Yagi et al., Quark-Gluon Plasma, Cambridge University Press (2005).
- [2] R. Baier, D. Schiff, B. G. Zakharov, Ann. Rev. Nucl. Paer. Sci. 50, 37 (2000). arXiv:hep-ph/0002198
- [3] Particle Physic Booklet extracted from the Review of Particle Physic W.-M. Yao, et al., Jour.Phys. G 33, 1 (2006).
- [4] A.Dainese, Uni. Padova, PhD Thesis.
- [5] M. Djordjevic, Collisional Energy Loss in a Finite Size QCD, Matter-Phys.Rev.C74:064907, (2006). arXiv:nucl-th/0603066
- [6] Yu.L. Dokshitzer, D.E. Kharzeev, Heavy quark colorimetry of QCD matter, Phys.Lett. B519 (2001) 199-206. arXiv:hep-ph/0106202
- [7] <http://public.web.cern.ch>.
- [8] <http://www.bnl.gov/rhic>.
- [9] J. Dolejší, O. Kotrbová, Standardní model, [http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/~dolejsi/textbook/particle\\_textbook\\_CZ.htm](http://www-ucjf.troja.mff.cuni.cz/~dolejsi/textbook/particle_textbook_CZ.htm).
- [10] <http://www.aldebaran.cz/astrofyzika/interakce>.
- [11] L. Ruan, Lack of color charge dependence of energy loss in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV, <http://rnc.lbl.gov/nsd/annualreport2005/contributions/RuanRNC.pdf>.
- [12] STAR Collaboration, Evidence from d+Au measurements for final-state suppression of high  $p_T$  hadrons in Au+Au collisions at RHIC, Phys.Rev.Lett.91:072304, (2003). arXiv:nucl-ex/0306024v3
- [13] STAR Collaboration, Identified baryon and meson distributions at large transverse momenta from Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV, Phys.Rev.Lett.97:152301, (2006). arXiv:nucl-ex/0606003
- [14] Gang Wang a Huan Zhong Huang, Empirical Constraints on Parton Energy Loss in Nucleus-Nucleus Collisions at RHIC, Phys.Lett.B, (2008). arXiv:hep-ph/0810.2822v1

- [15] Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions, Nucl.Phys.A757:102-183, (2005). arXiv:nucl-ex/0501009
- [16] Transverse momentum and centrality dependence of high  $p_T$  non-photon electron suppression in Au+Au collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=200$  GeV, Phys.Rev.Lett.98:192301, (2007). arXiv:nucl-ex/0607012v2
- [17] <http://press.web.cern.ch/press/PressReleases/Releases2000/PR01.00EQuarkGluonMatter.html>.
- [18] R. Baier, Yu. L. Dokshitzer, D. Schiff, Phys. Rev. C 58, 1706 (1999). arXiv:hep-ph/9907267