

Mjerenje temperature kvark-gluon plazme

Pavla Šenjug

PMF - Fizički odsjek,

Bijenička cesta 32,

10 000 Zagreb

Sažetak

U ovom radu opisana je analiza podataka dobivenih mjerenjima s PHENIX detektora za $p + p$ iz 2005. i $Au + Au$ iz 2004.g. na $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$, u svrhu dobivanja temperature kvark-gluon plazme. Analiziranjem spektra invarijantne mase e^+e^- parova za $m_{ee} < 0.3 \text{ GeV}/c^2$ i $1 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$ primijećen je višak u odnosu na spektar od poznatih hadronskih izvora. Pretpostavljajući da do viška dolazi zbog unutarnje konverzije direktnih fotona, pronađen je spektar direktnih fotona. Kod spektra direktnih fotona koji se dobiva u centralnim $Au + Au$ sudarima javlja se invarijantni višak u odnosu na $p + p$ spektar skaliran brojem binarnih sudara u $Au + Au$. Uočeno je da je on eksponencijalan u transverzalnom impulsu sa inverznim nagibom $T = 221 \pm 19^{stat} \pm 19^{syst} \text{ MeV}$. 2010. godine dobiveni su novi podaci na nadograđenom PHENIX detektoru. Provedena je slična analiza. Dobiveni spektar invarijantne mase e^+e^- parova za $m_{ee} < 0.3 \text{ GeV}/c^2$ i $1 < p_T < 5 \text{ GeV}/c$ nije pokazivao očekivani višak, pa daljnja analiza nije bila moguća.

1 Teorijski uvod

Kvark-gluon plazma (QGP) utvrđena je kao novo stanje materije koje je moguće stvoriti u akcelera-

torima koji sudaraju snopove sastavljene od teških iona (zlato, olovo...) ubrzanih do relativističkih brzina. QGP je stanje materije u kojem kvarkovi i gluoni više nisu u vezanom stanju unutar hadrona, već su samo slabo vezani unutar plazme (skoro savršena tekućina). Eksperimentalnim rezultatim dobivenim na RHIC-u utvrđen je veliki gubitak energije kvarkova i gluona čime je pokazano da je novo stanje materije jako gusto. QGP je stanje koje postoji samo na jako visokim temperaturama, te traje vrlo kratko, zbog jako brzog hlađenja. Partoni (kvarkovi i gluoni) se hlađenjem rekombiniraju u običnu materiju koja se onda rasprši u svim smjerovima. QGP kao vrući gusti medij emitira toplinsko zračenje, te se smatra da je takva, partonska faza, glavni izvor direktnih fotona sa $1 < p_T < 3 \text{ GeV}/c$ u $Au + Au$ sudarima na RHIC-u. Promatranje termalnih fotona omogućilo bi određivanje početne temperature QGP.

Direktni fotoni (i realni i virtualni) u QGP nastaju uglavnom kvark-antikvark anihilacijom ($q + \bar{q} \rightarrow \gamma + g$), te kvark (antikvark)-gluon raspršenjima ($q + g \rightarrow q + \gamma$ $\bar{q} + g \rightarrow \bar{q} + \gamma$).

Pošto fotoni, za razliku od hadrona interagiraju slabo sa kvarkovima, gluonima i hadronima kroz elektromagnetske interakcije, postoji velika vjerojatnost da izađu iz zone interakcija bez interagiranja sa ostalim partonima. Hadroni imaju vrlo kratak slobodan put, te pretrpe puno interakcija prije nego što napuste zonu interakcija, pa oni uglavnom sadrže informacije o stanju medija u kojem je već došlo do rekombinacije. Zbog toga fotoni puno bolje opisuju termodinamičko stanje nastale QGP.

Fotoni mogu nastati i zbog drugih razloga (osim reakcija unutar QGP), najčešći je razlog raspad neutralnih mezona π^0 i η . Analiza mjerenja direktnih fotona (onih nastalih u interakcijama unutar QGP)

je vrlo teška upravo zbog jako velike pozadine. Zbog toga se umjesto fotona mjere dileptoni, (tj. parovi e^+e^-) koji također ne interagiraju jako sa sastavnim dijelovima QGP. Mjereni elektronski parovi nastaju kroz kvark-antikvark anihilaciju preko direktnih virtualnih fotona (svaki visokoenergetski izvor fotona može proizvoditi i virtualne fotone, koji se konvertiraju u niskomasene e^+e^- parove). Primjer procesa nastanka dielektrona je slijedeći, $q + g \rightarrow q + \gamma^* \rightarrow q + e^+e^-$.

Relacija između produkcije realnih fotona i pripadnih e^+e^- parova, koja vrijedi za sve izvore koji emitiraju fotone, je slijedeća[1]:

$$\frac{d^2 N_{ee}}{dm_{ee}} = \frac{2\alpha}{3\pi} \frac{1}{m_{ee}} L(m_{ee}) S(m_{ee}, p_T) dN_\gamma \quad (1.1)$$

$$L(m_{ee}) = \sqrt{1 - \frac{4m_e^2}{m_{ee}^2}} \cdot \left(1 + \frac{2m_e^2}{m_{ee}^2}\right) \quad (1.2)$$

gdje je α konstanta fine strukture, m_{ee} masa e^+e^- para, m_e masa elektrona, te $S(m_{ee}, p_T)$ faktor ovisan o procesu, koji uvažava razliku između produkcije realnih i virtualnih fotona. Za velike p_T ($p_T \gg m_{ee}$) ovisnost o vrsti procesa postaje zanemarivo mala i faktor $S(m_{ee}, p_T) \rightarrow 1$ kako $m_{ee} \rightarrow 0$ ili $m_{ee}/p_T \rightarrow 0$. Faktor $L(m_{ee})$ također, kada je $m_{ee} \gg m_e$, ide u 1, pa se jednažba (1.1) može pojednostaviti na:

$$\frac{d^2 N_{ee}}{dm_{ee} dp_T} \simeq \frac{2\alpha}{3\pi} \cdot \frac{1}{m_{ee}} \cdot \frac{dN_\gamma}{dp_T} \quad (1.3)$$

Ovdje se vidi da će masena distribucija e^+e^- parova za neki p_T bin poprimiti karakteristični oblik $1/m_{ee}$. Znači ako u određenom p_T binu postoji produkcija realnih direktnih fotona, mora postojati i odgovarajući broj e^+e^- parova koji slijede $1/m_{ee}$ distribuciju unutar istog p_T bina. Zbog toga se količina realnih direktnih fotona može odrediti kao višak e^+e^- parova koji se javlja iznad spektra e^+e^- parova koji dolaze od hadronskih raspada.

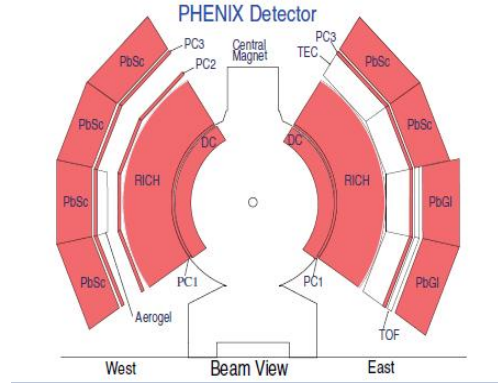
Za e^+e^- parove koji dolaze od Dalitz raspada hadrona (npr. $\pi^0 \rightarrow e^+e^- + \gamma$) postoji kinematička granica, $m_{ee} > m_h$, nakon koje faktor S postaje nula,

gdje je m_h masa hadrona. Ova razlika u S faktoru ($S \approx 1$ za direktne fotone, te $S = 0$ za hadrone) koristi se kako bi se odvojio signal direktnih fotona od hadronske pozadine. Pošto 80% hadronskih fotona dolazi od π^0 Dalitz raspada, omjer signal-pozadina (S/B) za signal direktnih fotona poboljša se za faktor pet kada je $m_{ee} > m_{\pi^0} \approx 0.135 \text{ GeV}/c^2$.

2 PHENIX detektor

Dijelovi detektora važni za provedenu analizu su dva globalna detektora, BBC (engl. - *beam-beam counter*) i ZDC (engl. - *zero degree calorimeters*), te dva centralna dijela od kojih svaki pokriva $|\Delta\eta| \leq 0.35$ pseudorapiditeta i azimutalni kut od 90° . Centralni dio sastoji se od sustava za određivanje putanje i impulsa čestica, driftne komore (DC - engl. *drift chamber*) i komore s pločicama (PD - engl. *pad chamber*), zatim sustav za identifikaciju elektrona RICH (engl. - *ring-imaging Čerenkov counter*) i sustava za mjerenje energije i za dodatnu identifikaciju elektrona, elektromagnetski kalorimetar (EMCal).

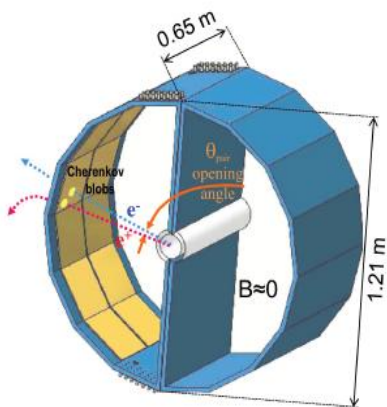
Na slici 2.1 prikazan je shematski presjek PHENIX detektora u smjeru snopa.



Slika 2.1: Shematski presjek PHENIX detektora u smjeru snopa.[2]

Nadograđeni PHENIX detektor sadrži HBD (Hadron Blind Detector) prikazan na slici 2.2. HBD postavljen je odmah oko cijevi kroz koju prolaze

ubrzavani snopovi čestica (beam pipe) tako da se može, namještanjem smjerova struja kroz vanjsku i unutarnju zavojnicu centralnog magneta (CM), postići da unutar detektora nema magnetskog polja. HBD radi na principu Čerenkovljevog zračenja koje emitiraju elektroni ili pozitroni kad prolaze kroz plinom (CF_4) ispunjeni dio detektora.



Slika 2.2: Hadron Blind Detector (HBD). [3]

Glavna uloga HBD detektora je prepoznavanje elektrona i odbacivanje hadronskih signala, te također smanjenje kombinatorijske pozadine. Najveći dio kombinatorijske pozadine dolazi od π_0 Dalitz raspada i γ konverzija i činjenice da centralni dio PHENIX detektora pokriva samo dio prostornog kuta. Zbog toga se često događa da je samo jedan elektron/pozitron od e^+e^- para detektiran u centralnom dijelu, dok drugi ili izlazi pod kutem koji centralni dio ne pokriva ili mu je putanja zbog magnetskog polja zavijena tako da ne uspije stići do detektora. Takvi elektroni/pozitroni čiji odgovarajući pozitron/elektron nije detektiran, kombiniranjem sa ostalim pozitronima/elektronima koji su detektirani u centralnom dijelu čine kombinatorijsku pozadinu (više u poglavlju 3.). Postavljanjem HBD detektora u blizinu snopa te u dio sa $B = 0$, postiže se mogućnost detektiranja i onih elektrona/pozitrona koje centralni dio ne uspije detektirati time smanjujući kombinatorijsku pozadinu.

HBD također ima mogućnost prepoznavanja i odbacivanja e^+e^- parova koji dolaze od π_0 Dalitz

raspada i γ konverzija. Iz teorije je poznato da je kut između elektrona i pozitrona (engl. - *opening angle*) iz e^+e^- parova koji nastaju u π_0 Dalitz raspadima i γ konverzijama jako mali. Upravo je zbog očuvanja tog malog kuta važno da magnetsko polje iščezava u području HBD. Elektroni ili pozitroni detektirani u centralnom dijelu PHENIX detektora odbacuju se pod pretpostavkom da dolaze od π_0 Dalitz raspada ili γ konverzija ako se za odgovarajući elektron/pozitron u HBD dobije signal ili dvostruke amplitude ili ako uz taj signal postoji još jedan signal unutar područja koje odgovara tipičnom malom kutu među e^+e^- parovima nastalim u π_0 Dalitz raspadima i γ konverzijama.

3 Analiza i rezultati

Analiza e^+e^- parova za $m_{ee} < 0.3 GeV/c^2$ i $1 < p_T < 5 GeV/c$ kod $Au + Au$ i $p + p$ sudara na $\sqrt{s_{NN}} = 200 GeV$ napravljena je za dva seta podataka. Prvi set čine podaci dobiveni na PHENIX detektoru iz 2004.g. i 2005.g. ($Au + Au$ i $p + p$), a drugi set podaci dobiveni na nadograđenom PHENIX detektoru iz 2010.g. ($Au + Au$).

Ako se elektroni (pozitroni) koje detektiraju detektori gledaju sami za sebe, ne može im se saznati podrijetlo. Zbog toga se svi elektroni i pozitroni kombiniraju u parove, istog naboja N_{++} , N_{--} te suprotnog naboja N_{+-} . Pošto se rade sve moguće kombinacije, javlja se velika kombinatorijska pozadina ($B_{\pm\pm}$). Postoje više vrsta pozadina:

- lažni parovi - oni koje se može različitim uvjetima (cutovi) maknuti - preklapanje parova u detektorima i konverzija fotona u materijalu detektora
- parovi koje se ne može prepoznati kada se gleda par po par, te se odbacuju statistički - kombinatorijska pozadina i korelirana pozadina

Kada se odbace lažni parovi, spektar N_{+-} sadrži fizikalni signal i pozadinu, dok spektar parova istog naboja N_{++} , N_{--} sadrži samo pozadinu. Za odbacivanje kombinatorijske pozadine korištena je

metoda miješanja događaja (engl. - *mixed-event technique*). Tu se kombiniraju trake tj. čestice iz različitih događaja (sa sličnim centralitetom, z- verteksom i ravninom događaja). Budući da su kombinirane čestice iz različitih događaja, dobiva se nekorelirana pozadina.

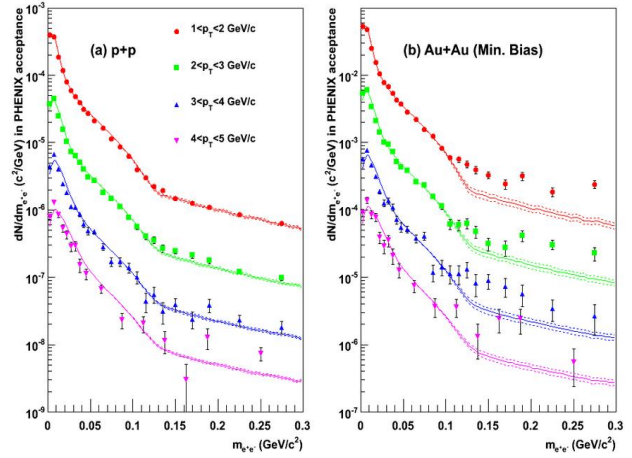
Analiziranjem spektra parova istog naboja koji se dobije za realne prave parove i parove dobivene iz miješanih događaja, dobije se odstupanje na $\Delta\phi \sim 0$ i na $\Delta\phi \sim \pi$, gdje je $\Delta\phi$ razlika u azimutalnom emisijskom kutu između dva elektrona (pozitrona). Odstupanje pokazuje da uz kombinatorijsku (nekoreliranu) pozadinu postoji i korelirana pozadina, koja potječe od kombinacija između čestica unutar istog mlaza (engl. *jet*) ($\Delta\phi \sim 0$) ili kombinacija čestica iz nasuprotnih mlazova (engl. - *back-to-back jets*) ($\Delta\phi \sim \pi$), te od kombinacija koje potječu od kombiniranja parova unutar dvaju parova e^+e^- koji se dobiju raspadom mezona, ili dvostrukim Dalitz raspadom (npr. $\pi^0 \rightarrow e^+e^- + \gamma \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$), ili raspadom mezona na dva fotona, nakon čega dolazi do konverzije oba fotona (npr. $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$).

Prilagodбом pozadine parova istog naboja dobivene pomoću miješanih događaja na izmjereni spektar parova istog naboja (iz jednog događaja) dobiju se parametri koji se onda upotrebljavaju za određivanje i normaliziranje spektra parova suprotnih naboja. Signal se dobiva tako što se dobivena normalizirana pozadina od parova suprotnih naboja (B_{+-}) oduzima od početnih parova N_{+-} .

Podaci iz 2004. i 2005.

Na slici 3.1. prikazan je spektar mase e^+e^- parova dobivenih u sudarima $p+p$ i $Au+Au$ za različite vrijednosti transverzalnog momenta (p_T) e^+e^- parova. Također je punom linijom prikazan i "koktel" koji dolazi od hadronskih raspada. Koktel je dobiven koristeći Monte Carlo generator hadronskih raspada koji se temelji na produkciji mezona mjerenoj na PHENIX detektoru[2].

Sa slike 3.1. jasno se vidi višak e^+e^- parova, za sve p_T binove kod $Au+Au$, nakon prelaska π^0 granice ($S = 0$ za $m_{ee} > m_{\pi^0} \approx 0.135 \text{ GeV}/c^2$). Kod spektra



Slika 3.1: Izmjereni spektar invarijantne mase e^+e^- parova, za različite p_T vrijednosti, te spektar invarijantne mase e^+e^- parova koji dolaze od hadronskih izvora. [1]

e^+e^- parova dobivenog $p+p$ sudarima nema značajnog viška, što se objašnjava time što u sudarima $p+p$ ne dolazi do nastanka QGP, pa nema ni direktnih fotona koji bi predstavljali višak. Pretpostavlja se da sav višak za $p_T > 1 \text{ GeV}/c$ i $m_{ee} < 0.3 \text{ GeV}/c^2$ potječe od unutarne konverzije virtualnih direktnih fotona, čime se onda pomoću jednadžbe 1.1. iz spektra e^+e^- parova može dobiti spektar realnih direktnih fotona. Analizira se samo dio spektra mase od 0.1 do $0.3 \text{ GeV}/c^2$, kako bi se očuvao uvjet $m_{ee} \ll p_T$ i za najniži p_T bin, te kako bi bio $S \approx 1$ (također mora biti $m_{ee} \ll p_T$).

Da bi se mogla odrediti kvantitativna vrijednost viška, na dobivene spektre (za svaki posebno p_T bin) fita se dvokomponentna funkcija:

$$f(m_{ee}; r) = (1 - r) \cdot f_c(m_{ee}) + r \cdot f_{dir}(m_{ee}) \quad (3.1)$$

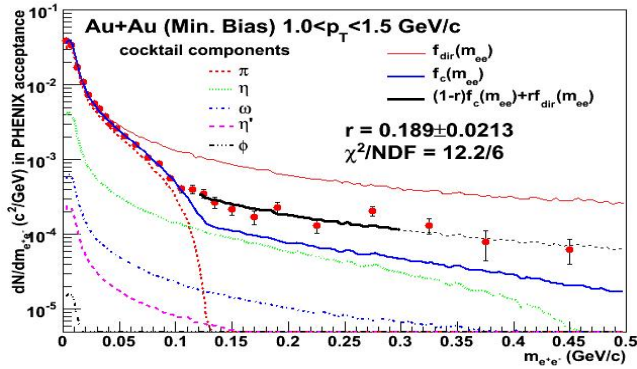
gdje je $f_c(m_{ee})$ masena distribucija koktela (prikazana na slici 3.1), $f_{dir}(m_{ee})$ očekivana masena distribucija od unutarne konverzije virtualnih direktnih fotona dobivena prema jednadžbi 1.1. uz $S(m_{ee}) = 1$, dok je r jedini parametar fita, koji se interpretira kao udio direktnih fotona u cijelom

fotonskom produktu $r = \frac{N_\gamma^{dir}}{N_\gamma^{incl}}$, gdje je $N_\gamma^{incl} = N_\gamma^{dir} + N_\gamma^{koktel}$.

Obje funkcije normalizirane su zasebno na području mase $m_{ee} < 30 \text{ MeV}/c^2$. Na tom području je i $S(m_{ee})$ od π^0 približno jednak jedan, pa funkcije f_c i f_{dir} skoro identične i jednake $L(m_{ee})/m_{ee}$. To znači da fit funkcija $f(m_{ee})$ u intervalu mase $m_{ee} < 30 \text{ MeV}/c^2$ ne ovisi o parametru fita r i upravo je jednaka $L(m_{ee})/m_{ee}$. Takva normalizacija omogućava da je fit funkcija uvijek normalizirana za podatke iz $m_{ee} < 30 \text{ MeV}/c^2$.

Za svaki p_T bin fitana je funkcija $f(m_{ee})$ na podatke iz različitih intervala mase $m_{low} < m_{ee} < 0.3 \text{ GeV}/c^2$ a $m_{low} = 0.08, 0.1, 0.12 \text{ GeV}/c^2$, kako bi se smanjila sistematska pogreška koja dolazi od odabira intervala mase korištenog za fit, te je za konačni izračun parametra r korištena srednja vrijednost.

Na slici 3.2. prikazane su funkcije f_c i f_{dir} , fitana funkcija $f(m_{ee})$ zajedno sa rezultatima fita za $Au + Au$ Min.Bias za raspon impulsa $1.0 < p_T < 1.5 \text{ GeV}/c$, te su također prikazane i komponente koktela.



Slika 3.2: Zmjereni spektar invarijantne mase e^+e^- parova dobiven kod sudara $Au + Au$ za Min.Bias za vrijednosti impulsa $1.0 < p_T < 1.5 \text{ GeV}/c$. Fitanje dvokomponentne funkcije rađeno je u intervalu mase $0.12 < m_{ee} < 0.3 \text{ GeV}/c^2$ te je prikazano crnom linijom. [1]

Iz parametra r dobivenog fitom, može se dobiti količina direktnih fotona pomoću relacije:

$$dN_\gamma^{dir}(p_T) = r \times dN_\gamma^{incl}$$

gdje se N_γ^{incl} dobiva za svaki p_T zasebno iz spektra e^+e^- parova u intervalu mase $m_{ee} < 30 \text{ MeV}/c^2$ na slijedeći način. Poznata je relacija između direktnih fotona i parova e^+e^- (1.1). U intervalu mase $m_{ee} < 30 \text{ MeV}/c^2$ faktor $S(m_{ee}) \approx 1$ za svaki izvor fotona. Prema tome vrijedi da je mjereni spektar parova e^+e^- (N_{ee}^{data}) u tom rasponu mase i za određeni p_T bin proporcionalan spektru inkluzivnih fotona ($N_\gamma^{incl} = N_\gamma^{dir} + N_\gamma^{koktel}$):

$$N_{ee}^{data}(p_T) = \epsilon^{acc} K \cdot \frac{dN_\gamma^{incl}}{dp_T} \quad (3.2)$$

$$K = \int_0^{30 \text{ MeV}/c^2} \frac{2\alpha}{3\pi} \cdot \frac{L(m_{ee})}{m_{ee}} dm_{ee} \quad (3.3)$$

gdje je ϵ^{acc} akceptancija PHENIX detektora. Ista relacija vrijedi i za računanje koktela (u istom rasponu mase):

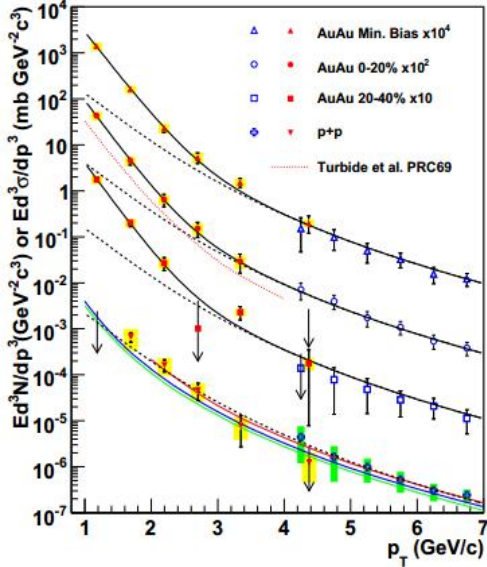
$$N_{ee}^{cocktail}(p_T) = \epsilon^{acc} K \cdot \frac{dN_\gamma^{cocktail}}{dp_T} \quad (3.4)$$

pa se spektar inkluzivnih fotona dobiva pomoću relacije:

$$\frac{dN_\gamma^{incl}}{dp_T} = \frac{N_{ee}^{data}}{N_{ee}^{cocktail}} \cdot \frac{dN_\gamma^{cocktail}}{dp_T} \quad (3.5)$$

Na slici 3.3 prikazana je usporedba tako dobivenog spektra direktnih fotona sa spektrom direktnih fotona dobivenim u [4,5] te sa teorijskim NLO pQCD računom[6]. Spektar za $p + p$ je prikazan kao invarijantni udarni presjek koristeći izraz $d\sigma = \sigma_{pp}^{inel} \cdot dN$, gdje je $\sigma_{pp}^{inel} = 42 \text{ mb}$. Dobiveni spektar za $p + p$ slaže se sa pQCD računom unutar teorijskih nepouzdanosti za $p_T > 2 \text{ GeV}/c$. Funkcija koja dobro opisuje $p + p$ spektar je $A_{pp} (1 + p_T^2/b)^{-n}$ (crna crtkana linija), dok se spektar za $Au + Au$ pokušalo opisati T_{AA} skaliranom funkcijom iz fita za $p + p$, gdje je T_{AA} Glauberova nuklearna funkcija koja ovisi o centralitetu sudara. Utvrđeno je da spektar direktnih fotona (za $Au + Au$) na niskim p_T vrijednostima raste

brže nego $p + p$ spektar skaliran brojem binarnih sudara N_{coll} .



Slika 3.3: Invarijantni udarni presjek za $p + p$ i invarijantni spektar za $Au + Au$ direktnih fotona kao funkcija transverzalnog impulsa p_T . Tri krivulje na $p + p$ spektru predstavljaju spektar dobiven pomoću NLO pQCD računa, dok crne crtane krivulje predstavljaju fitanje funkcije $A_{pp} (1 + p_T^2/b)^{-n}$ na $p + p$ spektar, s tim da je za $Au + Au$ još skalirana sa T_{AA} . Crne linije predstavljaju eksponencijalni plus T_{AA} skalirani $p + p$ fit. [1]

Na spektar $Au + Au$ fita se funkcija zbroja eksponencijalne funkcije i T_{AA} skalirane funkcije dobivene iz fitanja na $p + p$ podatke:

$$A \cdot e^{-p_T/T} + T_{AA} \times A_{pp} (1 + p_T^2/b)^{-n} \quad (3.6)$$

gdje su jedini parametri fita A i inverzni nagib eksponencijalnog dijela funkcije T . Rezultati su prikazani u tablici 3.1 gdje je faktor A prebačen u dN/dy za $p_T > 1 \text{ GeV}/c$. U centralnim sudarima nađeno je da T iznosi $221 \pm 19 (\text{stat.}) \pm 19 (\text{syst.}) \text{ MeV}$.

centralitet	$dN/dy (p_T > 1 \text{ GeV}/c)$	$T (\text{MeV})$
0-20 %	$1.50 \pm 0.23 \pm 0.35$	$221 \pm 19 \pm 19$
20-40 %	$0.65 \pm 0.08 \pm 0.15$	$217 \pm 18 \pm 16$
Min. Bias	$0.49 \pm 0.05 \pm 0.1$	$233 \pm 14 \pm 19$

Tablica 1: Rezultati fita funkcije zbroja eksponencijalne funkcije i T_{AA} skalirane funkcije dobivene iz fita na $p + p$ podatke, $A \cdot e^{-p_T/T} + T_{AA} \times A_{pp} (1 + p_T^2/b)^{-n}$. [1]

Ako su direktni fotoni iz $Au + Au$ sudara termalnog podrijetla, inverzni nagib eksponencijalne funkcije može se povezati sa početnom temperaturom T_{init} guste vruće materije (QGP). U hidrodinamičkim modelima, T_{init} je 1.5 do 3 puta veća od T zbog prostor-vremenske evolucije. Hidrodinamički modeli sa početnim temperaturama $T_{init} \sim 300 - 600 \text{ MeV}$ su u kvantitativnom slaganju sa dobivenim podacima. Na slici 3.3 crvenom crtanom linijom je prikazan je spektar termalnih fotona u centralnim $Au + Au$ sudarima izračunat pomoću $T_{init} = 370 \text{ MeV}$.

Podaci iz 2010.g.

Podaci iz 2010. godine, dobiveni na nadograđenom PHENIX detektoru koji sadrži HBD, prikazani su na slikama 3.4 i 3.5. Prikazan je spektar invarijantne mase e^+e^- parova dobivenih iz podataka, te punom linijom spektar invarijantne mase e^+e^- parova koji dolaze od hadronskih izvora (koktel) za različite vrijednosti transverzalnog momenta. Spektar invarijantne mase dobiven je korištenjem već opisane analize prilagođene za nadograđeni PHENIX detektor.

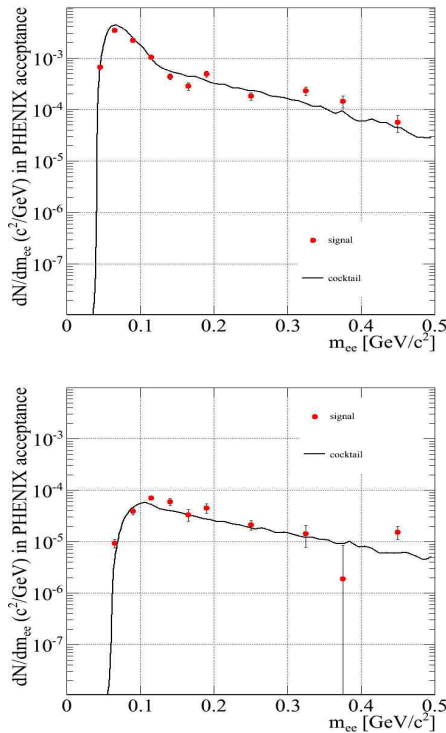
Dodavanjem HBD smanjena je kombinatorijska pozadina koja dolazi od e^+e^- parova nastalih u π_0 Dalitz raspadima i γ konverzijama, te postotak hadrona koji uđe u uzorak e^+e^- parova. Za PHENIX detektor bez HBD postotak hadrona u elektronskom uzorku iznosi oko 25%, dok je korištenjem HBD taj postotak smanjen na 5%.

Uvjet (cut) korišten za odbacivanje e^+e^- parova nastalih u π_0 Dalitz raspadima i γ konverzijama, bio

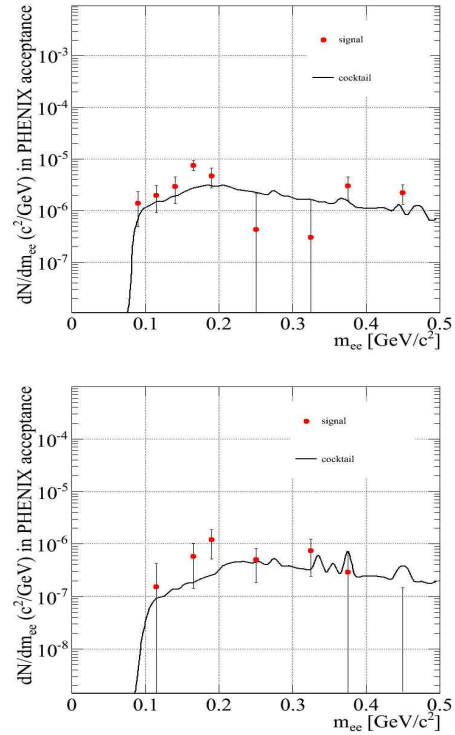
je da kut između elektrona i pozitrona iz e^+e^- parova bude veći od 100 mrad . Zbog ovog uvjeta spektar invarijantne mase na slikama 3.4 i 4.5 izgleda bitno drugačije od onog na slici 3.1 na niskim vrijednostima m_{ee} . Uvjet na kut jako smanjuje statistiku u rasponu masa $m_{ee} < 0.2\text{ GeV}/c^2$

Sa slika invarijantne mase vidi se da ne postoji zamjetni višak iznad hadronskog koktela. Razlozi mogu biti različiti. Najznačajniji je upravo nedostatak statistike na niskim m_{ee} .

Za provjeru valjanosti analize dobivanja temperature QGP potrebna su daljnja razmatranja.



Slika 3.4: Spektar invarijantne mase e^+e^- parova za podatke dobivene iz sudara $Au + Au$ u 2010.g. za Min.Bias za vrijednosti impulsa $1 < p_T < 2\text{ GeV}/c$ (gornji graf), te za vrijednosti impulsa $2 < p_T < 3\text{ GeV}/c$ (donji graf). Također je prikazan spektar invarijantne mase e^+e^- parova koji dolaze od hadronskih izvora (koktel).



Slika 3.5: Spektar invarijantne mase e^+e^- parova za podatke dobivene iz sudara $Au + Au$ u 2010.g. za Min.Bias za vrijednosti impulsa $3 < p_T < 4\text{ GeV}/c$ (gornji graf), te za vrijednosti impulsa $4 < p_T < 5\text{ GeV}/c$ (donji graf). Također je prikazan spektar invarijantne mase e^+e^- parova koji dolaze od hadronskih izvora (koktel).

4 Zaključak

Promatrani su spektri e^+e^- parova za $m_{ee} < 0.3\text{ GeV}/c^2$ i $1 < p_T < 5\text{ GeV}/c$ kod $Au + Au$ i $p + p$ sudara na $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{ GeV}$ dobiveni za dva seta podataka, podataka dobivenih na PHENIX detektoru iz 2004.g. i 2005.g. ($Au + Au$ i $p + p$), te podataka dobivenih na PHENIX detektoru nadograđenim s HBD, iz 2010.g. ($Au + Au$). Na spektrima invarijantne mase e^+e^- parova dobivenog za podatke iz 2004.g. kod $Au + Au$ sudara utvrđeno je postojanje viška iznad spektra dobivenog od hadronskih izvora. Uzi-

majući da višak dolazi samo od unutarnje konverzije direktnih fotona, nađen je spektar direktnih fotona. Promatranjem spektra direktnih fotona kao funkcije transverzalnog impulsa p_T uočeno je slaganje s rezultatima dobivenim pQCD računom za $p + p$. Također je pronađena funkcija koja dobro opisuje $p + p$ spektar, te je skalirana za $Au + Au$ sudare. Utvrđeno je da spektar direktnih fotona (za $Au + Au$) na niskim p_T vrijednostima raste brže (i to eksponencijalno) nego $p + p$ spektar skaliran brojem binarnih sudara N_{coll} . Za inverzni nagib dobivena je vrijednost od $T = 221 \pm 19$ (*stat.*) ± 19 (*syst.*) MeV . Na spektrima invarijantne mase e^+e^- parova dobivenih za podatke iz 2010.g. kod $Au + Au$ sudara, nije utvrđeno postojanje viška iznad spektra dobivenog od hadronskih izvora, pa daljnja analiza nije bila moguća.

Literatura

- [1] A. Adare et al., arXiv:0804.4168 [nucl-ex]
- [2] A. Adare et al., arXiv:0911.0244 [nucl-ex]
- [3] M. Makek (for the PHENIX Collaboration) Nuclear physics. A (0375-9474) 855 (2011), 1; 265-268
- [4] S.S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. 94, 232301 (2005).
- [5] S.S. Adler et al., Phys. Rev. Lett. 98, 012002 (2007).
- [6] L.E.Gordon and W, Vogelsang, Phys. Rev. D48, 3136 (1993)