

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA
LAURA BOTTIN PIOVESAN

SUPRESSÃO DE J/ψ EM ALICE

PORTO ALEGRE
NOVEMBRO DE 2013.

LAURA BOTTIN PIOVESAN

SUPRESSÃO DE J/ψ EM ALICE

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul em preenchimento parcial dos requisitos para obtenção do título de Bacharel em Física, sob orientação da *Prof. Dra. Maria Beatriz Gay Ducati*

PORTO ALEGRE
NOVEMBRO DE 2013.

À minha mãe,
por ter sido o melhor pai.

Agradecimentos

★ À minha orientadora, Prof. Dra. Maria Beatriz Gay Ducati, pela ajuda no desenvolvimento do trabalho e sobretudo pela paciência.

★ Aos demais professores do IF-UFRGS, em especial ao Silvio Dahmen e Roberto da Silva, pela ajuda no caminho até aqui.

★ A Sergio, Bia e Johnny, por me aguentarem estressada pela casa.

★ Aos meus irmãos, pelos exemplos e des-exemplos.

★ À minha mãe, pelo apoio e pelo silêncio, quando necessários.

★ Ao meu namorado, por cuidar de mim tão incrivelmente bem.

Obrigada!

Resumo

Ao longo das últimas décadas a supressão de J/ψ tem sido longamente estudada. Esta foi proposta como a assinatura da formação de um estado desconfinado da matéria [1] - o Plasma de Quarks e Glúons - onde seria possível estudar a matéria sem os efeitos de confinamento. Diversos experimentos foram desenvolvidos para este propósito em aceleradores como o SPS (Super Proton Synchrotron), Fermilab, RHIC(Relativistic Heavy Ion Collider) e o LHC(Large Hadron Collider). Neste último encontra-se o experimento ALICE (A Large Ion Collider Experiment) onde são analisadas colisões p-p, p-Pb e Pb-Pb. Os resultados recentes de colisões Pb-Pb em ALICE mostram uma supressão de J/ψ que apresenta anomalias se comparada com as previsões baseadas em RHIC e SPS. A supressão encontrada foi menor para as energias do LHC do que a encontrada em energias mais baixas, ao contrário do que era esperado. Isto pode ser visto como indício da existência de uma fase desconfinada. Existem, porém, explicações para este efeito que não levam em conta o efeito de criação de um plasma de quarks e glúons. Para que seja possível estimar a supressão é preciso comparar resultados entre colisões p-p, p-Pb e Pb-Pb e entre colisões de diferentes energias. Esta comparação é feita tendo como base o Fator de Modificação Nuclear e o contínuo Drell-Yan. Precisam, também, ser levados em conta efeitos nucleares, como comoveis e absorção nuclear. Desta forma o comparativo entre colisões em ALICE e experimentos anteriores pode trazer novas informações sobre os processos de formação e supressão de J/ψ e, possivelmente, sobre a formação de um estado desconfinado.

Palavras-Chave: Supressão de J/ψ , ALICE, absorção nuclear, comóveis, recombinação.

Abstract

On the last decades the J/ψ suppression has been largely studied. It was proposed as a signature of a unconfined phase of matter formation [1] - the Gluon Quark Plasma - where it would be possible to study matter without the confinement effects. Several experiments were designed with this purpose in accelerators as SPS (Super Proton Synchrotron), Fermilab, RHIC(Relativistic Heavy Ion Collider) e the LHC(Large Hadron Collider). On the last it is located ALICE (A Large Ion Collider Experiment) where are analysed p-p, p-Pb and Pb-Pb collisions. Recent results of Pb-Pb collisions in ALICE show a J/ψ suppression that presents anomalies when compared with predictions based on SPS and RHIC results. The founded suppression was smaller for LHC energies than for lower energies, unlike the expected. This can be seen as a signal of the existence of a unconfined phase. There are, however, explanations that do not involve a Quark Gluon Plasma formation. So that to suppression be estimated it is necessary to compare the Pb-Pb, p-Pb and p-p results and results from different energies. This comparison is made based on the Nuclear Modification Factor and the Drell-Yan continuum. Nuclear effects, like comovers and nuclear absorption, have to be counted as well. In this way the comparison between ALICE and previous experiments can bring new information on the process of J/ψ formation and suppression and, possibly, on the formation of an unconfined phase.

Key-Words: J/ψ suppression, ALICE, comovers, nuclear absorption, re-combination.

Sumário

| | |
|--|-----------|
| Introdução | 10 |
| 1 Introdução Teórica | 13 |
| 1.1 Do elétron ao modelo padrão | 13 |
| 1.2 Modelo Padrão | 16 |
| 1.3 QCD | 17 |
| 1.3.1 Variáveis | 19 |
| 1.4 Plasma de quarks e glúons | 21 |
| 1.4.1 Assinaturas do Plasma de Quarks e Glúons | 25 |
| 2 Quarkônia e modelos | 27 |
| 2.1 Charmonium | 28 |
| 2.1.1 J/ψ | 28 |
| 2.2 Produção de pares $Q\bar{Q}$ | 29 |
| 2.3 Hadroprodução de Charmonium: Modelo de Evaporação de Cor | 33 |
| 3 Experimentos e Dados de J/ψ | 35 |
| 3.1 Estimativa da supressão | 35 |
| 3.2 SPS e RHIC | 36 |
| 3.3 ALICE | 37 |
| 3.3.1 O experimento | 37 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 3.3.2 | Resultados | 37 |
| 3.3.3 | Indicativos | 39 |
| 4 | Supressão e descrição de resultados | 41 |
| 4.1 | Supressão | 41 |
| 4.1.1 | Absorção nuclear | 42 |
| 4.1.2 | Comóveis Hadrônicos | 43 |
| 4.1.3 | Supressão devido aos mecanismos de absorção nuclear e comóveis hadrônicos | 44 |
| 4.2 | Mecanismo de Recombinação | 45 |
| 5 | Conclusões | 47 |

Lista de Figuras

| | | |
|-----|--|----|
| 1.1 | Esquema dos quarks como originalmente proposto. | 15 |
| 1.2 | Esquema ilustrativo do Modelo Padrão | 18 |
| 1.3 | Vértices da QCD | 19 |
| 1.4 | Constante de acoplamento α_S | 20 |
| 1.5 | Dependencia da rapidez com θ | 21 |
| 1.6 | Centralidade de colisões. | 22 |
| 1.7 | Diagrama de Fases da Matéria | 25 |
| 2.1 | Espectro do Charmonium. | 29 |
| 2.2 | Diagrama para fusão de quarks. | 30 |
| 2.3 | Diagramas para fusão de glúons. | 31 |
| 3.1 | Fator de Modificação Nuclear R_{AA} pelo número de nucleons participantes | 38 |
| 3.2 | R_{AA} versus centralidade para duas faixas de momentum trans- verso | 38 |
| 3.3 | R_{AA} em função de N_{part} e R_{AA} versus p_T | 39 |
| 3.4 | R_{AA} como função de N_{part} | 40 |

Lista de Tabelas

| | | |
|-----|---|----|
| 2.1 | Estados de charmonium e energias de ligação | 28 |
| 2.2 | Canais de decaimento de J/ψ | 29 |

Lista de Acrônimos

- **QCD** - Cromodinâmica Quântica (**Q**uantum **C**hromo**D**ynamics)
- **QGP** - Plasma de Quarks e Gluons (**Q**uark-**G**luon **P**lasma)
- **CERN** - Organização Europeia para Pesquisa Nuclear (o acrônimo tem origem no antigo nome em francês **C**onseil **E**uropéen pour la **R**echerche **N**ucléaire)
- **LHC** - Grande Colisor de Hádrons (**L**arge **H**adron **C**ollider)
- **ALICE** - Um Grande Experimento Colisor de Íons (**A** **L**arge **I**on **C**ollider **E**xperiment)
- **LO** - Ordem Dominante - (**L**eading **O**rders)
- **CEM** - Modelo de Evaporação de Cor (**C**olor **E**vaporation **M**odel)
- **SPS** - Super Sincotron de Próton (**S**uper **P**roton **S**ynchrotron)
- **RHIC** - Colisor de Íons Pesados Relativístico (**R**elativistic **H**eavy **I**on **C**ollider)
- **Fermilab** - Laboratório Nacional Acelerador Fermi (**F**ermi **N**ational **A**ccelerator **L**aboratory)
- **QED** - Eletrodinâmica Quântica (**Q**uantum **E**lectro**D**ynamics)

- **SLAC** - Centro de Aceleração Linear de Stanford (**S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter)
- **CMS** - Solenoide Compacto de Múons (**C**ompact **M**uon **S**olenoid)
- **HERA** - Anel Acelerador de Hádron e Elétrons (**H**adron **E**lektron **R**ing **A**nlage)
- **DY** - **D**rell **Y**an
- **PHENIX** - Experimento Pioneiro de Interação Nuclear em Altas Energias (**P**ioneer **H**igh **E**nergy **N**uclear **I**nteraction **eX**periment)

Introdução

O estudo das propriedades da matéria hadrônica se depara com o aspecto do confinamento, que leva a que quarks só podem estar em estados ligados - ou sem cor. Uma maneira de estudar estas propriedades seria analisando fases desconfiadas, como o Plasma de Quarks e Glúons, que seriam formadas nos primeiros estágios de colisões de íons pesados. Porém, devido à rápida dissociação destes estados, grande parte da informação sobre as partículas formadas e suas interações é perdida nos estágios seguintes da colisão.

A supressão de J/ψ foi sugerida com uma possível assinatura [1] da formação de uma fase desconfiada pois tem baixas seções de choque de dissociação em estados avançados da colisão A-A. Assim, diversos experimentos ao longo das últimas décadas se dedicaram a medir e estudar a formação e supressão de J/ψ em diferentes tipos de colisões a diferentes energias. No campo teórico, modelos foram criados para a produção e a supressão de charmonium.

No SPS (Super Sincotron de Próton) e no Fermilab (Laboratório Nacional Acelerador Fermi) foram analisadas colisões p-p, p-A e A-A. Seus dados indicam uma dependência da supressão com a energia, como era esperado pelos modelos teóricos. Já nos experimentos realizados no RHIC (Colisor de Íons Pesados Relativístico) e mais recentemente no LHC (Grande Colisor de Hádrons) foram obtidos dados que indicam uma supressão anômala de J/ψ ,

com valores menores do que seria esperado. Assim, a questão da formação de um Plasma de Quarks e Glúons e os detalhes envolvidos na supressão de J/ψ ainda são uma questão aberta.

Este trabalho tem como objetivo explicar o problema experimental e estudar as soluções disponíveis na literatura de acordo com sua validade frente aos dados.

No capítulo 1 será apresentada uma revisão teórica sobre os aspectos relevantes para o entendimento da supressão de J/ψ . Primeiramente um estudo da história da física de partículas, desde a descoberta do elétron até o desenvolvimento completo do modelo padrão. A seguir um pequeno resumo do Modelo Padrão e da atual teoria das interações fortes, a Cromodinâmica Quântica, e de suas variáveis mais relevantes. Na última sessão é abordado o Plasma de Quarks e Glúons e suas possíveis assinaturas experimentais.

No segundo capítulo serão abordadas características do charmonium e mais especificamente do J/ψ , como sua espectroscopia e seus decaimentos. Também serão explorados modelos de produção de pares $c\bar{c}$ e de hadronização destes pares em quarkônia.

Já no capítulo 3 são abordados os fatores experimentais. Serão discutidas formas de quantificação da supressão em sua abordagem experimental. Após isto serão discutidos resultados de experimentos anteriores. Para completar será feita uma explanação sobre ALICE (Um Grande Experimento Colisor de Íons), desde a montagem experimental até os resultados mais atuais.

No quarto capítulo são apresentados modelos de supressão normal de J/ψ , baseados na interação com o meio nuclear, como Absorção Nuclear e Como-veis Hadrônicos. Será, também, apresentado o modelo de recombinação, como forma de explicar os resultados de ALICE.

Para completar, no quinto e último capítulo serão apresentadas as con-

clusões deste trabalho, baseadas nos dados e processos explanados durante o corpo do texto.

As referencias bibliográficas são apresentadas ao fim do trabalho.

Capítulo 1

Introdução Teórica

1.1 Do elétron ao modelo padrão

Uma das mais importantes áreas de pesquisa da atualidade é a física de partículas, com contribuições tanto teóricas como experimentais. Esta área da física teve início em 1897 com Thomson e a descoberta do elétron, a primeira partícula subatômica a ser encontrada. Nos anos seguintes a física nuclear veria diversos avanços com Rutherford, Bohr e Chadwick e a formulação do modelo atômico.

Em outra frente de pesquisa surgia a mecânica quântica e esta nos trazia outra partícula elementar: o fóton. Postulado inicialmente como um modelo matemático por Planck, começa a ser aceito como partícula com a teoria Fotoelétrica de Einstein e os experimentos de Millikan e Compton. Em 1927 a equação de Dirac postula a existência das anti-partículas, explicação para a solução com energia negativa encontrada. Em 1931, Anderson descobre o pósitron, o anti-elétron, confirmando a existência das anti-partículas.

Enquanto estudavam raios cósmicos no Caltech em 1936, Anderson e Neddermeyer, descobrem a existência do Múon. Esta descoberta foi confirmada

por Street e Stevenson em uma câmara de bolhas.

Durante estudos do decaimento Beta, em 1930, são encontradas medições de energia de partículas filhas não compatíveis com um decaimento em duas partículas, como era o esperado na época. Logo, Pauli sugere a existência de uma outra partícula, neutra, que levaria parte da energia da partícula mãe, conservando, assim, a energia. Esta partícula seria batizada de neutrino.

Em 1952 começa a funcionar, localizado em Brookhaven, primeiro acelerador de partículas moderno, o Cosmotron. Neste acelerador são produzidas partículas com características diferentes de todas as outras conhecidas e que por isso são chamadas de estranhas. Seus tempos de produção e de decaimento diferem em várias ordens de grandeza, levando a comunidade científica a crer que eram dominados por mecanismos diferentes. Para explicar este comportamento foi introduzido o número quântico estranheza (s) [2]. Foi possível mostrar que estas partículas são produzidas via interação forte - que conserva estranheza - mas decaem via interação fraca - que não conserva estranheza.

Nos anos que se seguiram foram descobertos diversos mésons e bárions. Ao fim dos anos 60 eram tantas partículas que se começou a pensar na semelhança entre esta nova física e os elementos atômicos. Não havia ainda, porém, uma teoria capaz de explicar a existência de tantas partículas e suas características, semelhanças e diferenças.

Em 1964, Gell-Mann e Zweig, independentemente, propõem que hádrons não seriam partículas elementares mas sim compostos de partículas menores, pártons, ou quarks, como foram chamadas por Gell-Mann. Estas partículas existiriam em três sabores: up(u), down(d) e strange(s) - ou *sideways*, como foi originalmente chamada, formariam as pontas de um triângulo onde seriam classificados de acordo com carga e estranheza, assim como pode ser

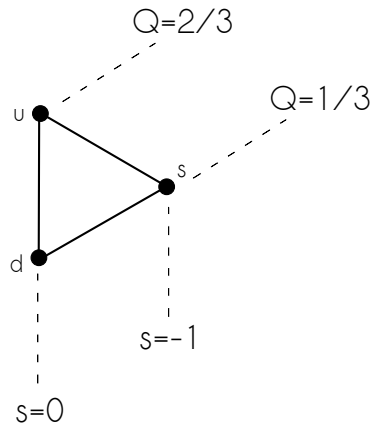


Figura 1.1: Esquema dos quarks como originalmente proposto.

visto na figura 1.1. Cada um desses quarks teria seu respectivo anti-quark. Assim, bárions seriam formados pela combinação de três quarks e mésons pela combinação de um quark e um anti-quarks.

No entanto, o modelo de quarks violava o Princípio de Exclusão de Pauli, já que previa que até três quarks idênticos ocupariam o mesmo estado quântico. Para solucionar este problema, Greenberg propõe que os quarks possuem, além de carga, spin e massa, uma carga de cor (ou, no caso das anti-partículas, de anti-cor). Esta existiria em três possibilidades: vermelha, verde ou azul. Assim seria possível formar hádrons sem violar o Princípio de Exclusão de Pauli.

Em 1974 é simultaneamente descoberta no SLAC e no Cosmotron uma partícula que ficou conhecida como J/ψ [3] [4]. Esta partícula é um méson neutro, classificado como pesado e com uma vida-média longa (aproximadamente $10^{-20}s$). Logo, começou a busca por uma explicação para esta nova partícula. E o modelo que trouxe essa explicação foi o modelo de quarks, com a ideia de um novo quarks, o quark charmoso (c). Assim, o méson J/ψ seria um estado ligado de um charmoso e um anti-charmoso ($c\bar{c}$). A partir

disto, começaram a ser descobertos outros mésons e bárions constituídos do quark c , gerando mais evidências experimentais para o modelo de quarks.

Porém, o quadro de partículas elementares continuava crescendo. Em 1975 é descoberto o tau (τ) [5], mais um integrante da família dos léptons, que presumidamente teria o seu próprio neutrino, somente encontrado em 2000, no Fermilab [6].

O quark bottom (b), mais pesado que o quark c , é observado em 1977 no Fermilab [7] devido à formação do estado mais baixo do bottomonium, o Upsilon (ψ), estado ligado análogo ao charmonium. Também no Fermilab é descoberto, em 1995, o quark top (t), partícula mais pesada da família dos quarks [8].

O primeiro sinal experimental dos bósons W^+ e W^- foi encontrado em 1973, no SPS no CERN, por Rubbia e van der Meer. Meses depois, nos mesmos experimentos, foi encontrado o bóson Z .

Com a chegada do século XXI a família do modelo padrão estava quase completa, com exceção de um grande problema: uma explicação para a massa das partículas elementares. Começa assim a busca pelo Bóson de Higgs, partícula proposta em 1964 por Peter Higgs [9], que seria o mediador do campo de Higgs. Em 2012 é anunciada, no LHC, a descoberta do Bóson de Higgs por dois diferentes experimentos, ATLAS e CMS [10, 11].

1.2 Modelo Padrão

O Modelo Padrão é o atual modelo que descreve os constituintes básicos da matéria e suas interações. É formado por três grupos básicos de partículas que formam toda a matéria conhecida.

- Léptons: a palavra léptons vem do grego leve. São o elétron, o múon e o

tau, cada um com seu respectivo neutrino, formando três famílias. Não interagem fortemente, mas sim fracamente e eletromagneticamente.

- Quarks: são divididos em três famílias. Na primeira, up(u) e down(d), que são os constituintes de prótons e nêutrons e os únicos encontrados na matéria ordinária. Na segunda strange(s) e charm (c). Na terceira bottom (b) e top(t). Assim como nos léptons, cada família os quarks é mais pesada que a anterior.
- Bósons de Gauge: são os mediadores das quatro interações elementares. Fótons para o eletromagnetismo, Z e W's para a força fraca e os oito diferentes glúons para a força forte. Algumas correntes sugerem a existência do Gráviton, o mediador da força gravitacional, mas ainda não foram encontradas evidências experimentais que apoiem esta afirmação.

Os Quarks podem ser combinados em Hádrons, sendo esses de dois tipos:

- Mésons: Formados de um quark e um anti-quark ($q\bar{q}$).
- Bárions: Formados de três quarks ou três anti-quarks (qqq ou $\bar{q}\bar{q}\bar{q}$)

Para completar o Modelo Padrão temos o Bóson de Higgs, a partícula mediadora do campo de Higgs e responsável pela massa das partículas elementares.

É possível ver um esquema do Modelo Padrão na figura 1.2.

1.3 QCD

A Cromodinâmica Quântica (QCD) é a teoria fundamental das interações fortes, baseada no grupo de simetria SU(3).

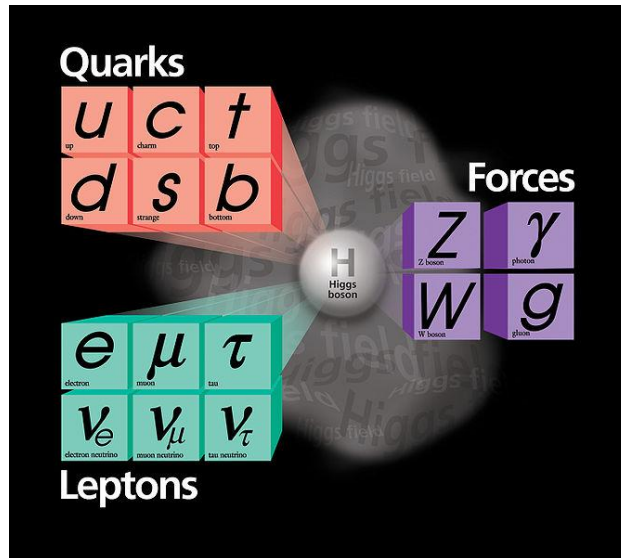


Figura 1.2: Esquema ilustrativo do Modelo Padrão [12].

Como já mencionado anteriormente, quarks possuem números quânticos de sabor - up(u), down(d), strange(s), charm(c), bottom(b) e top(t) -, carga elétrica fracionária e spin $1/2$. Apresentam também a chamada carga de cor, podendo ser vermelho(r), azul(b) ou verde(g) ou ainda anti-vermelho(\bar{r}), anti-azul(\bar{b}) ou anti-verde(\bar{g}). A carga de cor tem, na QCD, o papel que a carga elétrica tem na Eletrodinâmica Quântica(QED). As partículas mediadoras da QCD são os glúons, que carregam uma carga de cor e uma de anti-cor e tem massa nula.

O vértice básico da QCD é $q \rightarrow q + g$. Além disto os glúons podem interagir uns com os outros em vértices de três e quatro glúons. Utilizando estes vértices básicos podemos construir as interações da QCD.

Outro elemento importante da QCD é o confinamento de quarks. Só é possível encontrar, na natureza, estados ligados sem cor de dois - méson - ou três quarks - bárion. Ao tentar separar um destes estados ligados é criado um par de quark e anti-quark e o resultado são duas partículas sem cor. Isto

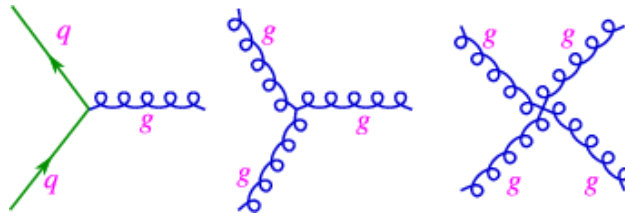


Figura 1.3: Vértices da QCD. [13]

acontece pois a energia potencial ligando os quarks cresce com a distância entre eles até ser suficiente para formar um novo par quark-anti-quark.

Na QED (Eletrodinâmica Quântica), diagramas de Feynman com muitos vértices podem ser desprezados pois a constante de acoplamento α , chamada de constante de estrutura fina, é pequena e assim a teoria se torna perturbativa. Na QCD, por outro lado, os diagramas mais complexos e com mais vértices influem muito nos cálculos e não podem ser desprezados, impedindo os tratamentos perturbativos de serem utilizados com facilidade. Porém, ao contrario de α , a constante de acoplamento da Cromodinâmica, α_s , não é, de forma alguma, uma constante. α_s depende da distância entre as partículas interagentes e para interações na escala nuclear assume um valor incompatível com teoria de perturbação. Já em interações na escala do próton α_s é coerente com os tratamentos perturbativos e estes podem ser utilizados com maior sucesso. Isto é chamado de liberdade assintótica.

1.3.1 Variáveis

Para realizar um estudo de colisões é necessário definir algumas variáveis do problema.

- Momentum transferido na colisão (Q).
- Momentum transversal (p_T): componente transversal do momentum da

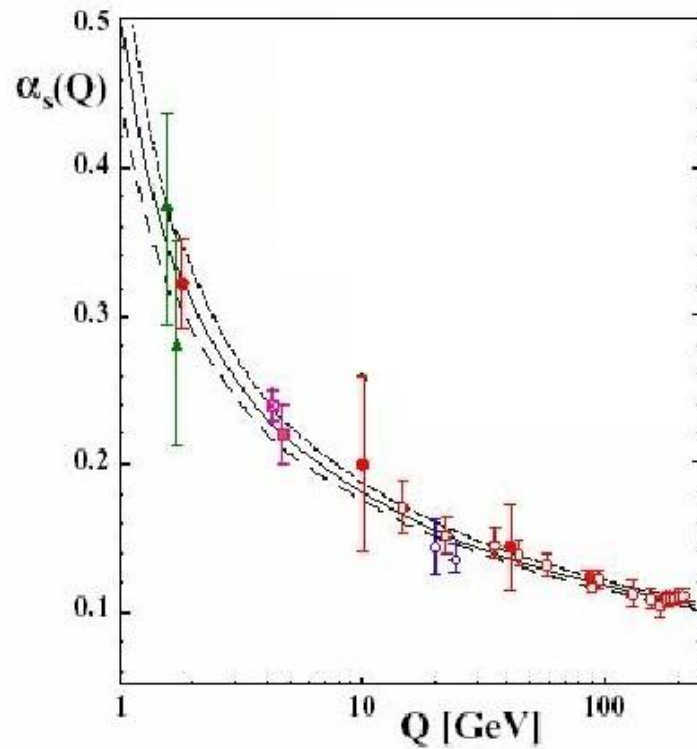


Figura 1.4: Constante de acoplamento α_s entre quarks e glúons em função do momentum transferido Q [14].

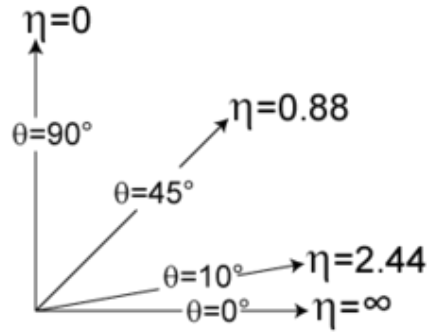
partícula.

- Rapidez (η): pode ser definida para qualquer partícula do estado final com momentum p como

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p_0 + p_3}{p_0 - p_3},$$

onde p_0 é a energia da partícula e p_3 é a componente longitudinal do momento da partícula. Aumenta com o aumento do ângulo θ entre o momentum transversal da partícula e o feixe. Esta dependência pode ser vista na figura 1.5

- Centralidade: é o indicativo da superfície de contato entre as partículas

Figura 1.5: Dependência da rapidez com θ

no momento da colisão. É possível fazer uma distinção entre colisões centrais e colisões perimetrais de acordo com seus parâmetros de impacto. As primeiras apresentam parâmetros de impacto baixos e, conseqüentemente, quase todos os núcleons do menor núcleo são participantes - localizados nas partes interagentes do núcleo. Já as colisões perimetrais apresentam parâmetros de impacto altos e a maior parte dos núcleons são espectadores - localizados nas partes não interagentes do núcleo.

- Constante de acoplamento da QCD (α_S): Determina a força das interações fortes. Não é constante mas uma variável dependente de Q^2 .
- Escala da QCD (Λ_{QCD}).
- Pártons: constituintes do núcleon. Carregam parte do seu momentum e de sua energia.

1.4 Plasma de quarks e glúons

O Plasma de Quarks e Glúons (QGP) é uma fase da matéria com densidades superiores a densidades nucleares. Sua existência é associada com

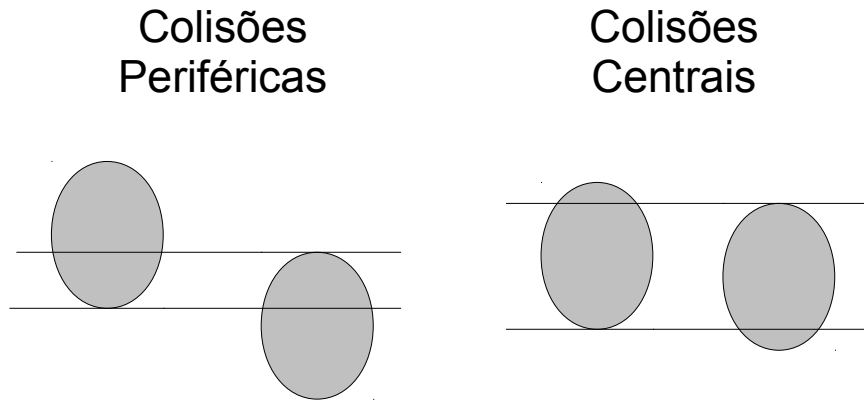


Figura 1.6: Centralidade de colisões.

estágios imediatamente após o Big Bang. Não é possível observar o QGP na natureza mas acredita-se que ele esteja presente no centro de objetos astrofísicos compactos como estrelas de nêutrons.

Em um QGP os quarks e glúons não estão confinados no interior de hádrons, mas sim livres para se propagar dentro do interior do sistema como um todo. Sendo assim, um bom análogo é um gás ionizado, com íons e elétrons sendo análogos para glúons e quarks, e átomos para hádrons. A existência de um QGP não entra em conflito com a ideia de confinamento já que o plasma é um estado sem cor se visto como um todo.

Quando a temperatura do sistema T é muito maior que o parâmetro de escala da QCD, Λ_{QCD} , ela se torna o único parâmetro dimensional a descrever o sistema. Em particular, T determina o momentum médio transferido nas

interações entre quarks e glúons.

$$Q^2 = cT^2, \quad (1.1)$$

onde c é uma constante adimensional. É esperado um regime de liberdade assintótica quando $T \gg \Lambda_{QCD}$. Assim, o Plasma de Quarks e Glúons é um gás fracamente interagente de quarks e glúons.

A transição entre um gás de hádrons para um QGP é chamada de Transição de Fase Desconfinada. Uma das maneiras de obtenção desta transição de fase é aquecendo a matéria ou gás de hádrons. Quando a temperatura do gás se torna comparável com a massa das partículas não somente o aumento da temperatura irá aumentar a energia cinética das partículas, mas também o número de partículas. Como o crescimento do número de partículas não pode violar leis de conservação, as partículas devem ser criadas em pares partícula-anti-partícula.

Usando-se do modelo mais simples, onde a transição de fase é de primeira ordem, é possível aplicar o critério de Gibbs, conhecido da termodinâmica, para construir o diagrama de fase. A fase hadrônica é modelada por um gás ideal de píons não massivos (esta aproximação funciona bem para temperaturas até próximas da massa do pión) de três tipos ($g_\pi = 3$) e o QGP é modelado por um gás ideal de quarks e glúons com carga bariônica zero (a carga bariônica é zero devido ao igual número de bárions e anti-bárions). Os graus de liberdade internos do QGP são formados pelos graus de liberdade dos quarks e pelos graus de liberdade dos glúons. Existem dois tipos de quarks leves (u e d); existem quarks e anti-quarks, dois spins e três cargas de cor. Assim,

$$g_q = 2 \times 2 \times 2 \times 3 = 24.$$

Para os glúons temos dois spins e oito estados de cor. Assim,

$$g_g = 2 \times 8 = 16.$$

Como a pressão em um gás ideal de partículas sem massa é igual a um terço da densidade de energia, a pressão do gás de pions é [15]:

$$\rho_\pi = \frac{1}{3} \int \frac{d^3 E}{(2\pi)^3} \frac{g_\pi \pi^2}{\exp^{E/T} - 1} = g_\pi \frac{\pi^2}{90} T^4 \approx 0.33 T^4, \quad (1.2)$$

e a pressão do plasma de quarks e glúons é dada por [15]:

$$\rho_{QGP} = \frac{1}{3} \int \frac{d^3 E}{(2\pi)^3} \left[\frac{g_g}{\exp^{E/T} - 1} + \frac{g_q}{\exp^{E/T} + 1} \right] = \left(g_g + \frac{7}{8} g_q \right) \frac{\pi^2}{90} T^4 \approx 4,1 T^4. \quad (1.3)$$

Assim, de acordo com o critério de Gibbs, deveria ser observado QGP em qualquer temperatura. Isto, porém, não é coerente com os experimentos. Isto acontece porque não foi levada em conta a pressão exercida pelo vácuo nos quarks e glúons. Subtraindo a constante de vácuo B da equação 1.3 é encontrada a temperatura crítica T_c que representa a transição de fase entre o gás de pions e o plasma de quarks e glúons [15].

$$T_c = \left\{ \frac{90B}{\pi^2(g_g + 7/8g_q - g_\pi)} \right\}^{1/4} \approx 0.72 B^{1/4}. \quad (1.4)$$

Na figura 1.7 é visto um diagrama de fase da matéria fortemente interagente. A densidade bariônica é medida em termos da densidade bariônica nuclear. O ponto $\rho = \rho_0$ e $T = 0$ representa o núcleo. A transição de fase desconfinada é esperada quando a densidade bariônica excede $2 - 3\rho$. Em densidades maiores do que estas acredita-se que o QGP interaja apenas fracamente, ou seja, seja perturbativo. A matéria com temperaturas e/ou

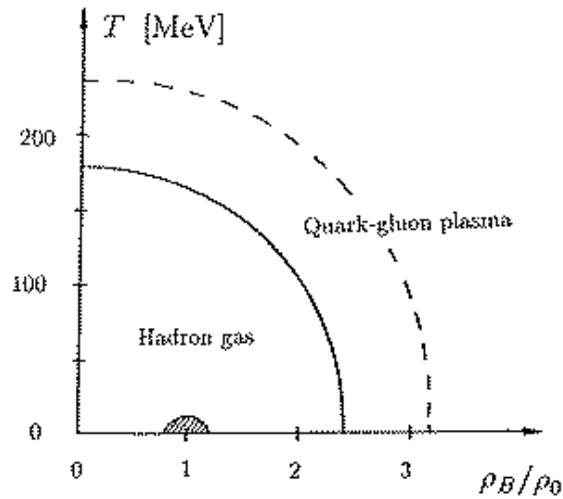


Figura 1.7: Diagrama de Fases [15]

densidades maiores do que as nucleares é chamada de gás de hádrons e é composta principalmente de píons quando a densidade bariônica vai a zero. Assim, diversos cálculos de QCD da rede sugerem que a transição de fase desconfinada deveria acontecer em $T \approx 180 \text{ MeV}$

1.4.1 Assinaturas do Plasma de Quarks e Glúons

A procura experimental pelo Plasma de Quarks e Glúons ainda está em aberto. E a sua detecção experimental depende de indicativos indiretos já que sua criação ocorre em estágios iniciais da colisão e só é possível observar experimentalmente hádrons (ou léptons) dos estágios finais da colisão.

Dessa forma foram propostas algumas possíveis assinaturas para a criação de um Plasma de Quarks e Glúons.

- Partículas Estranhas: Foi proposto que a existência de um QGP geraria um aumento no número de partículas estranhas observadas no estado final. Isso se daria pelo fato de que é mais fácil produzir pares de $s - \bar{s}$ no nível de quarks e glúons do que no nível hadrônico. Uma vez que estes pares são criados eles devem continuar a existir, já que os processos de aniquilação podem ser desprezados, e assim ser espalhados pelos hádrons do estado final.
- J/ψ : Foi proposto que a partícula J/ψ seria suprimida caso houvesse a criação de um QGP [1] pois os pares $c\bar{c}$ seriam muito mais facilmente dispersos em um QGP do que um meio hadrônico. Este mecanismo de identificação de QGP será explorado no presente trabalho.

Capítulo 2

Quarkônia e modelos

Quarkonium é definido como um estado ligado de um quark pesado e seu respectivo anti-quark, tendo assim sabor total igual a zero. Por serem formados por quarks pesados, estes mésons podem ser estudados usando teoria não-relativística. A obtenção do espectro de ressonâncias pode ser feita de maneira similar a do positrônio ($e^+ - e^-$).

Porém, ao contrário do positrônio, onde a ligação é dominada pela força eletromagnética e é possível descrever um potencial coulombiano bem conhecido, o quarkonium é ligado por interações fortes de forma desconhecida. Assim, é necessário supor um potencial, que deve ser repulsivo a pequenas distâncias mas crescer com a distância (r) entre as partículas para manter as características do confinamento. A forma mais simples deste potencial é descrita em [16] e tem a forma:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s \hbar c}{r} + F_0 r, \quad (2.1)$$

onde α_s é a constante de acoplamento da força forte e $4/3$ é o fator de cor. F_0 pode ser determinada experimentalmente e é da ordem de 16 ton. Utilizando este potencial é possível resolver a Equação de Schrödinger e obter o espectro

de energia do quarkonium.

Para identificar os estados do quarkonium é utilizada a notação espectroscópica ($n^{2S+1}L_J$) auxiliada pelos números quânticos J^{PC} com $P = (-1)^{L+1}$, a paridade do estado e $C = (-1)^{L+S}$, a conjugação de carga.

2.1 Charmonium

Charmonium é um quarkonium formado por um par $c\bar{c}$. O primeiro charmonium encontrado foi o J/ψ [3, 4], ou seja o estado 1^3S_1 , o mais baixo com $J=1$. O charmonium apresenta um rico espectro com diversos estados conhecidos, sendo os estados singletos chamados de η'_c s, estados tripletos S de ψ' s e estados tripletos P de χ' s.

Via fótons virtuais somente podem ser produzidos estados 1^{--} . Os estados 1^{++} devem ser produzidos via Z^0 virtual.

| estado | η_c | J/ψ | χ_{c0} | χ_{c1} | χ_{c2} | ψ' |
|------------------|----------|----------|-------------|-------------|-------------|---------|
| massa [GeV] | 2,98 | 3,10 | 3,42 | 3,51 | 3,56 | 3,69 |
| ΔE [GeV] | 0,75 | 0,64 | 0,32 | 0,22 | 0,18 | 0,05 |

Tabela 2.1: Estados de charmonium e energias de ligação [17].

2.1.1 J/ψ

O méson J/ψ se classifica entre os mésons pesados e é eletricamente neutro, formado por um quark c e um quark \bar{c} . É o mais baixo estado de ressonâncias do charmonium com $J=1$.

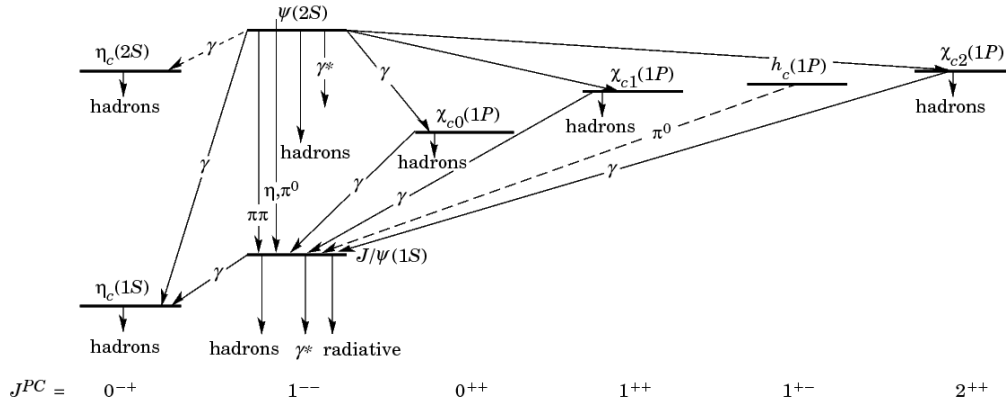


Figura 2.1: Espectro do Charmonium[18].

| | canal | fração |
|------------|--|---------------------|
| Γ_1 | hádrons | $(87,7 \pm 0,5)\%$ |
| Γ_2 | $\gamma_{virtual} \rightarrow hadrons$ | $(13,5 \pm 0,3)\%$ |
| Γ_3 | ggg | $(64,1 \pm 1,0)\%$ |
| Γ_4 | γgg | $(8,8 \pm 0,5)\%$ |
| Γ_5 | e^+e^- | $(5,94 \pm 0,06)\%$ |
| Γ_6 | $\mu^+\mu^-$ | $(5,93 \pm 0,06)\%$ |

 Tabela 2.2: Canais de decaimento do J/ψ [19].

Decaimentos

Os canais de decaimento do J/ψ e suas respectivas frações de largura de decaimento pelo decaimento total, Γ_j/Γ , estão representados na tabela 2.2.

Experimentalmente, os mais relevantes canais de decaimentos de J/ψ são o canal muônico ($J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$) e o canal eletrônico ($J/\psi \rightarrow e^-e^+$).

2.2 Produção de pares $Q\bar{Q}$

A seção de choque de produção de um par de quarks pesados é dada pela integral no espaço de momentum - convolução - nas frações de momentum portadas pelo núcleon - ou pártion - entre as seções de choque partônicas e

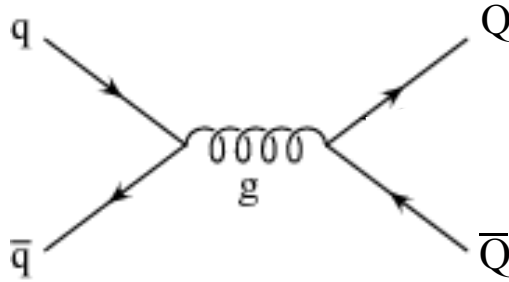


Figura 2.2: Diagrama em LO para fusão de quarks leves em quarks pesados. [21]

as distribuições partônicas [20],

$$\sigma_{Q\bar{Q}} = \sum_{a,b} \phi_{a/A} \otimes \phi_{b/B} \otimes \sigma_{ab \rightarrow Q\bar{Q}}, \quad (2.2)$$

onde $\phi_{a/A, b/B}$ são as distribuições partônicas.

É necessário o cálculo da seção de choque a nível partônico para cada um dos subprocessos envolvidos. Apenas diagramas de ordem dominante (Leading Order - LO) são considerados neste cálculo.

Para o subprocesso de fusão de quarks leves em quarks pesados ($q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}$) a seção de choque partônica é dada por [22, 23]:

$$\sigma_{q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}}(Q^2) = \frac{8\pi\alpha_S^2 Q^2}{27s} \left(1 + \frac{\gamma}{2}\right) (1 - \gamma)^{1/2}, \quad (2.3)$$

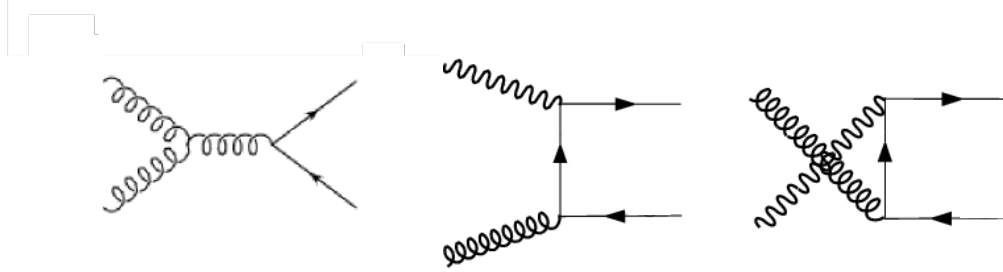


Figura 2.3: Diagramas para fusão de glúons em quarks pesados.

onde $s = (p_q + p_{\bar{q}})^2 = (p_Q + p_{\bar{Q}}) = 2m_Q^2 + 2p_Q p_{\bar{Q}}$ e $\gamma = 4m_Q^2/s$.

Já para o processo de fusão de glúons em quarks pesados ($g\bar{g} \rightarrow Q\bar{Q}$) a seção de choque é dada por [22, 23]:

$$\sigma_{g\bar{g} \rightarrow Q\bar{Q}}(Q^2) = \frac{\pi\alpha_s^2 Q^2}{3Q^2} \left[- \left(7 + \frac{31}{4}\gamma \right) \frac{1}{4}X + \left(1 + \gamma + \frac{1}{16}\gamma^2 \right) \ln \left(\frac{1+X}{1-X} \right) \right], \quad (2.4)$$

onde $X = (1 - \gamma)^{1/2}$ e $x_F = x_q + x_{\bar{q}}$ é a fração de momentum longitudinal do par $Q\bar{Q}$.

Realizando-se a convolução entre as distribuições partônicas e a seção de choque para cada processo é obtida a seção de choque total para produção de quarks pesados [22]:

$$\sigma_{Q\bar{Q}} = \int_{4m_Q^2}^s dQ^2 \int_0^{1-\tau} dx_F \frac{1}{s(x_F^2 + 4Q^2/s)^{1/2}} \sum_{a,b} \hat{\sigma}_{ab \rightarrow Q\bar{Q}} \phi_a(x_F, Q^2) \phi_b(x_F, Q^2). \quad (2.5)$$

O limite inferior de massa $4m_Q^2$ equivale à massa invariante mínima para

formação de um par $Q\bar{Q}$; já o limite superior s equivale à situação em que ambos pártons carregam a máxima fração de momentum do estado inicial. Na integração em x_F é considerada apenas a região frontal ($x_F > 0$) com $\tau = Q^2/s$. Caso a região com $x_F < 0$ seja considerada, o resultado equivale a duas vezes o valor da equação (2.5).

Os pares $Q\bar{Q}$ podem ser produzidos em estados singletos de cor ou em estados octetos de cor. Sabendo que as três possíveis cores são verde(g), vermelho(r) e azul(b) os estados octetos equivalem à [16]:

$$|1 \rangle = (r\bar{b} + b\bar{r})/\sqrt{2},$$

$$|2 \rangle = -i(r\bar{b} + b\bar{r})/\sqrt{2},$$

$$|3 \rangle = (r\bar{r} + b\bar{b})/\sqrt{2},$$

$$|4 \rangle = (r\bar{g} + g\bar{r})/\sqrt{2},$$

$$|5 \rangle = -i(r\bar{g} + g\bar{r})/\sqrt{2},$$

$$|6 \rangle = (b\bar{g} + g\bar{b})/\sqrt{2},$$

$$|7 \rangle = -i(b\bar{g} + g\bar{b})/\sqrt{2},$$

$$|8 \rangle = (r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g})/\sqrt{3}.$$

Já o estado singleto equivale à:

$$|8 \rangle = (r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g})/\sqrt{6}.$$

2.3 Hadroprodução de Charmonium: Modelo de Evaporação de Cor

Após a formação de um par $Q\bar{Q}$ este se liga, formando um quarkonium. Para cálculos destas seções de choque é necessária a utilização de um modelo. Entre os diversos modelos existentes na literatura, neste trabalho será mencionado apenas o Modelo de Evaporação de Cor (CEM), modelo que melhor ajusta os dados experimentais.

No CEM são levados em conta estados octetos e singletos de cor. A cor é ignorada no tratamento perturbativo, logo o sistema não necessita estar no estado de singlete de cor. A cor do par $Q\bar{Q}$ é neutralizada por interação com o campo de cor induzido pela colisão. Durante a neutralização existe a possibilidade de formação tanto de um quarkonium quanto de um méson aberto - estado ligado de um quark pesado e um quark leve ($Q\bar{q}$ ou $q\bar{Q}$).

O cálculo da seção de choque de produção de quarkonium é feito de forma perturbativa, e com o tratamento da evolução para o estado charmonium como um fenômeno estatístico, onde diferentes pesos são dados aos diferentes estados finais - quarkonium ou méson abertos.

Assim a seção de choque para produção de um estado quarkonium é [24, 25]

$$\sigma_{onium} = \frac{1}{9} \int_{2m_Q}^{2m_D} dm \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dm}, \quad (2.6)$$

e a seção de choque para produção de um méson aberto é

$$\sigma_{aberto} = \frac{8}{9} \int_{2m_Q}^{2m_D} dm \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dm} + \int_{2m_D}^{\sqrt{s}} dm \frac{d\sigma_{Q\bar{Q}}}{dm}. \quad (2.7)$$

Os limites de integração são a massa do par $c\bar{c}$ ($2m_Q$) e a massa do limiar

de produção de mésons abertos ($2m_D$). As constantes $1/9$ e $8/9$ representam a possibilidade do estado ser produzido em singleto e octeto, respectivamente.

O CEM calcula muito bem os dados experimentais do Tevatron [26, 27] a grande p_T .

Capítulo 3

Experimentos e Dados de J/ψ

A supressão de J/ψ em colisões de íons pesados foi proposta como um sinal de um estado desconfinado de matéria - o Plasma de Quarks e Glúons - formado nos primeiros estágios de uma colisão núcleo-núcleo [1]. Durante as últimas décadas diversos experimentos, como o SPS, localizado no CERN, Fermilab, RHIC, em Brookhaven, e agora o LHC, novamente no CERN, se dedicaram a estudar este fenômeno.

3.1 Estimativa da supressão

A estimativa da supressão de J/ψ é feita a partir da comparação entre a produção em colisões p-p e colisões Pb-Pb. Esta comparação pode ser feita estudando diversos observáveis, entre eles o fator de modificação nuclear (R_{AA}), a taxa σ_Q/σ_{D-Y} , baseada no contínuo Drell-Yan, além funções da centralidade e variáveis cinemáticas do quarkonium.

O fator de modificação nuclear (R_{AA}) é definido como [28]:

$$R_{AA}(\eta, p_T) \equiv \frac{1}{N_{coll}} \frac{\frac{dN_b}{d^2p_T d\eta} |_{AA}}{\frac{dN_b}{d^2p_T d\eta} |_{pp}}, \quad (3.1)$$

onde N_{coll} é o número de colisões binárias núcleo-núcleo, $\frac{dN_h}{d^2p_T d\eta}|_{AA}$ é a taxa de produção de um determinado tipo h de hádron em colisões A-A e $\frac{dN_h}{d^2p_T d\eta}|_{pp}$ a taxa de produção do mesmo hádron h em colisões p-p.

Outra forma de estimativa da supressão de J/ψ é a taxa de produção desta pelo contínuo Drell-Yan [29], $\sigma_{J/\psi}/\sigma_{D-Y}$. Este contínuo pode, em ordem dominante, ser descrito como a produção de um par de léptons com grande massa invariante através da aniquilação de um par $q\bar{q}$ em um fóton virtual [30].

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^-$$

.

Como o par de leptons só interage eletromagneticamente, é esperada uma dependência final fraca em A.

3.2 SPS e RHIC

Durante as últimas décadas foram realizados diversos estudos em supressão de J/ψ especialmente no SPS e no RHIC. Ambos realizaram colisões de íons pesados com energias indo até $\sqrt{s_{NN}} = 17GeV$ e $\sqrt{s_{NN}} = 200GeV$, respectivamente.

Estes experimentos mostraram uma supressão de J/ψ além do esperado devido aos efeitos de matéria nuclear fria. Apesar da grande diferença na energia entre SPS e RHIC, a taxa de supressão encontrada em ambos foi similar. Além disto, em experimentos no RHIC foi encontrada uma supressão mais forte no regime de rapidez frontal, referente à partículas formadas mais distante do centro das colisões, com respeito ao regime de rapidez central, referente à partículas formadas no centro das colisões.

3.3 ALICE

3.3.1 O experimento

ALICE é o experimento no LHC(Large Hadron Collider) dedicado ao estudo de colisões de íons pesados com o principal objetivo de estudar a formação de um Plasma de Quarks e Glúons. Pretende-se, no LHC, obter colisões p-p com $\sqrt{s} = 14TeV$ e p-Pb com $\sqrt{s} = 8,8TeV$ que servirão de base para a análise das colisões Pb-Pb com até $\sqrt{s} = 5,5TeV$. Porém, os dados disponíveis atualmente são com energias de até $\sqrt{s} = 7TeV$ e $\sqrt{s} = 2,76$ para colisões p-p e Pb-Pb, respectivamente.

A detecção de J/ψ e outros estados excitados de $c\bar{c}$ são feitos via decaimento dimúon em rapidez frontal ($2,5 < y < 4$) e via decaimento dielectron em rapidez central ($|y| < 0,9$).

3.3.2 Resultados

Os resultados obtidos até o momento em ALICE foram uma grande surpresa para a comunidade científica. Ao contrário dos resultados dos experimentos anteriores, já mencionados, onde a supressão de J/ψ era maior quanto maior a energia, os dados obtidos em ALICE apresentam indicações de uma menor supressão na região de pequeno p_T .

Em [31] são publicados resultados da dependência com a centralidade da colisão de R_{AA} . Estes são mostrados comparados com resultados de PHENIX na figura 3.1.

É possível notar que nos resultados de mais baixa energia (PHENIX) há um aumento da supressão em regiões mais centrais enquanto nos resultados de ALICE há uma saturação na supressão tanto no regime de rapidez central quanto no regime de rapidez frontal.

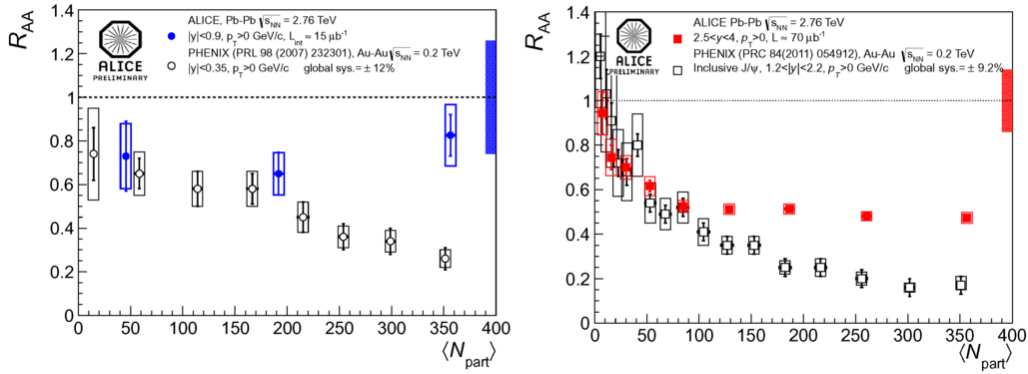


Figura 3.1: R_{AA} pelo número de nucleons participantes em ALICE comparado com PHENIX. Esquerda: resultados para rapidez central. Direita: resultados para rapidez frontal. [31]

Outra análise encontrada em [31] é a dependência central de R_{AA} em faixas de momento transversal.

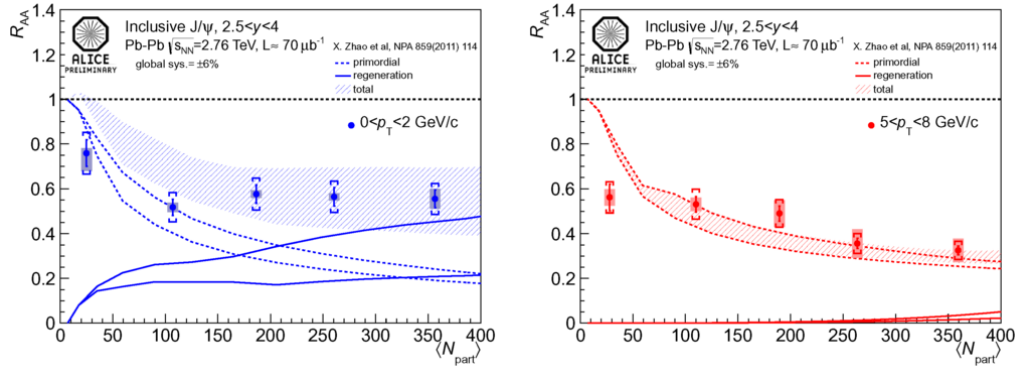


Figura 3.2: R_{AA} versus centralidade para duas faixas de momento transversal [31] (esquerda: $0 < p_T < 2$ e direita: $5 < p_T < 8$) comparados com cálculos de modelo de transporte partônico [32].

Em [33] são mostrados resultados de ALICE no canal muônico, ou seja, em y frontal. Na figura 3.3 à esquerda é mostrada a dependência central de R_{AA} integrado em p_T e y . É possível ver uma dependência central mais fraca e uma menor supressão em colisões centrais nos resultados de ALICE em comparação com resultados de PHENIX. Também na figura 3.3 à direita

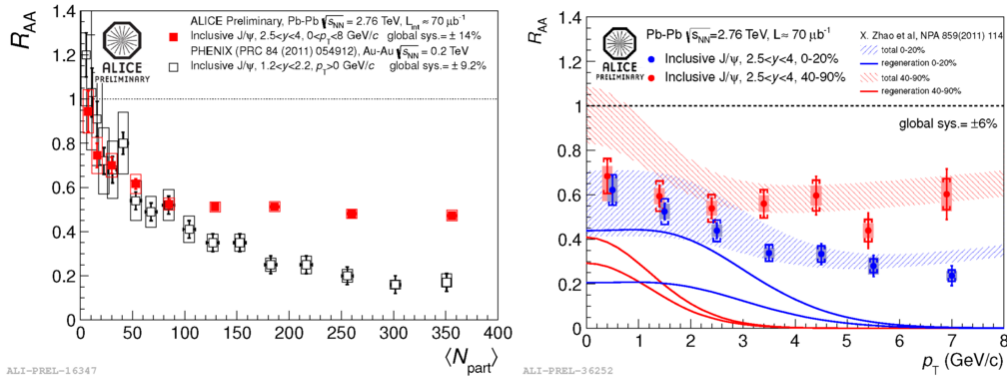


Figura 3.3: Esquerda: R_{AA} em função de N_{part} comparado com resultados de PHENIX. Direita: R_{AA} versus p_T para duas faixas de centralidade comparado com modelos teóricos. [33] [32]

é vista a dependência em p_T de R_{AA} em faixas de centralidade. Para faixas perimetrais (40 – 90%) a dependência em p_T mínima, porém, para a faixa central (0 – 20%) a supressão aumenta em torno de (60%) para baixo p_T .

Já os resultados de ALICE no canal eletrônico são mostrados em [34]. É feita a análise de R_{AA} em função da centralidade da colisão, como pode ser visto na 3.4 à esquerda. Os dados obtidos mostram uma dependência central pequena ou inexistente. E é visto que nas colisões mais centrais os valores de R_{AA} são quase quatro vezes maiores que os encontrados em colisões Au-Au em PHENIX. Já na 3.4 à direita é vista uma comparação entre rapidez central e rapidez frontal em ALICE. Há uma indicação de que R_{AA} diminui com o aumento da rapidez, mas os erros não permitem uma análise mais completa.

3.3.3 Indicativos

Os dados experimentais disponíveis indicam a existência de mecanismos de supressão de J/ψ de origem nuclear. Além disto, um mecanismo adi-

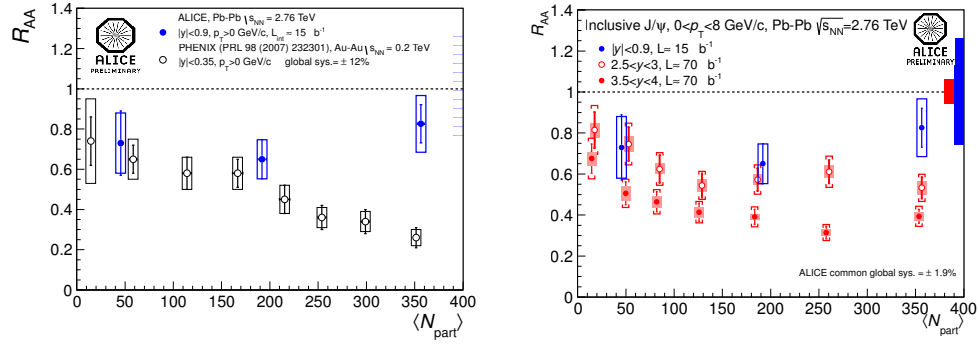


Figura 3.4: R_{AA} como função de N_{part} [34]. Direita: Comparação de ALICE em rapidez central com PHENIX[35] em rapidez central. Esquerda: Comparação de ALICE rapidez central com ALICE rapidez frontal [33].

cional de produção de J/ψ que se torna relevante quando são alcançadas energias mais altas. Este mecanismo envolveria a recombinação de pares $c\bar{c}$ inicialmente não relacionados e seria capaz de balancear a supressão de J/ψ .

Capítulo 4

Supressão e descrição de resultados

Para que haja uma análise adequada dos dados encontrados é preciso que se tenha modelos teóricos do evento estudado.

4.1 Supressão

Matsui e Satz predisseram, em 1986, que caso houvesse a formação de um plasma de quarks e glúons seria observada uma supressão na formação de chamonium. O par $c\bar{c}$ seria formado mas não se uniria em um J/ψ ou, caso houvesse a união, esta seria desfeita em interações subsequentes. Assim, a supressão de J/ψ seria a assinatura ideal da formação de um estado desconfinado da matéria. Porém, não é possível estabelecer com certeza a formação de um QGP sem antes eliminar outros possíveis mecanismos de supressão.

Dentre estes mecanismos alternativos os mais estabelecidos na literatura são a Absorção Nuclear e os Comóveis.

4.1.1 Absorção nuclear

O par $c\bar{c}$ pode, após criado, devido a interações com núcleons, ser absorvido ou dissociado antes de formar um estado ligado. Levando-se em conta somente o efeito de absorção nuclear podemos escrever a seção de choque de produção de J/ψ em hA como [30]

$$\sigma_{hA \rightarrow \psi} = \sigma_{hN \rightarrow \psi} \int d^2b T_A^{eff}(b),$$

onde b é o parâmetro de impacto. $T_A^{eff}(b)$ é dado pela multiplicação do perfil de densidade nuclear ($T_A(b) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho_A(b, z)$) e uma exponencial que dá a probabilidade de o par $c\bar{c}$ evitar a absorção nuclear, ficando com a forma:

$$T_A^{eff}(b) = \int_{-\infty}^{\infty} dz \rho_A(b, z) \exp \left\{ - \int_z^{\infty} dz' \rho_A(b, z') \sigma_{\psi N}(z' - z) \right\},$$

$\sigma_{\psi N}$ é a seção de choque para a absorção de J/ψ por núcleons.

Para relacionar $\sigma_{\psi N}$ com o valor medido de α pode-se, em uma primeira aproximação, assumir que o alvo é esférico, logo $\rho_A = 3/(4\pi r_0^3)$, e desprezar a dependência espacial de $\sigma_{\psi N}$. É possível, também, expandir a exponencial em $T_A^{eff}(b)$ mantendo apenas os termos lineares em $\sigma_{\psi N}$. Integrando em todo o volume nuclear e re-exponenciando é encontrado que a razão entre a seção de choque de produção de J/ψ em núcleos e em núcleons é de

$$\frac{\sigma_{hA \rightarrow \psi}}{A \sigma_{hN \rightarrow \psi}} \approx \exp \left\{ - \frac{9\sigma_{\psi N}}{16\pi r_0^2} A^{1/3} \right\} \equiv \exp \{ -\eta A^{1/3} \}. \quad (4.1)$$

Considerando alvos com $A > 50$ pode-se dizer que $A^{1/3} \approx \ln A$, logo

$$\frac{\sigma_{hA \rightarrow \psi}}{A \sigma_{hN \rightarrow \psi}} = A^{1-\eta} = A^\alpha.$$

Assim, a relação entre $\sigma_{\psi N}$ e α é da forma

$$\sigma_{\psi N} = \frac{16\pi r_0^2}{9}(1 - \alpha).$$

4.1.2 Comóveis Hadrônicos

Os Comóveis Hadrônicos são partículas, hádrons, também formados na colisão que podem interagir com as partículas de interesse e destruí-las. Tipicamente comóveis são formados após o estado charmonium, assim, pode-se dizer que apenas este, e não o par $c\bar{c}$, interage com os comóveis. E, devido à interação com hádrons comóveis, temos um aumento da chance de produção de hádrons charmosos e uma diminuição na chance de formação de charmonium.

A dependência em A na produção de J/ψ devido aos comóveis pode ser descrita como

$$\sigma_{hA \rightarrow \psi} = \sigma_{hN \rightarrow \psi} \int d^2 S(b),$$

onde $S(b)$ é a probabilidade de que J/ψ sobreviva à interação com comóveis e é dada por

$$S(b) \approx \exp \left\{ - \int dt \langle \sigma_{\psi co} v \rangle n(t, b) \right\}, \quad (4.2)$$

sendo $\sigma_{\psi co}$ a seção de choque de absorção de J/ψ por um comóvel, v a velocidade relativa de um ao outro ($v \approx 0,6$) e $n(t, b)$ a densidade de comóveis.

A equação 4.2 pode ser reescrita como:

$$S(b) \approx \exp \left\{ - \langle \sigma_{\psi co} v \rangle \frac{dN}{dy} \Big|_{y=0} \ln \left(\frac{t_I}{t_0} \right) T_{A(b)} \right\}, \quad (4.3)$$

onde t_I e t_0 representam, respectivamente, os tempos inicial e final da interação entre J/ψ e os comóveis.

A partir da mesma técnica utilizada para encontrar a equação 4.1 é encontrada a razão entre a seção de choque de produção de J/ψ em núcleos e em núcleons

$$\frac{\sigma_{hA \rightarrow \psi}}{A\sigma_{hN \rightarrow \psi}} \approx \exp \left\{ -\frac{9}{8\pi r_0^2} \langle \sigma_{\psi co v} \rangle \frac{dN}{dy} \Big|_{y=0} \ln\left(\frac{t_I}{t_0}\right) A^{1/3} \right\} \equiv \exp\{-\beta A^{1/3}\}. \quad (4.4)$$

A equação 4.4 não indica uma dependência em A anômala.

4.1.3 Supressão devido aos mecanismos de absorção nuclear e comóveis hadrônicos

O efeito de supressão devido à absorção nuclear e aos comóveis pode ser obtido a partir do produto entre as duas probabilidades de sobrevivência.

$$\sigma_{hA \rightarrow \psi} = \sigma_{hN \rightarrow \psi} \int d^2 T_A^{eff}(b) S(b). \quad (4.5)$$

A equação 4.5 pode ser reescrita e, a partir da mesma técnica utilizada para obter as equações 4.1 e 4.4, pode ser obtida a razão entre a seção de choque de produção de J/ψ em núcleos e em núcleons, que é dada por:

$$\frac{\sigma_{hA \rightarrow \psi}}{A\sigma_{hN \rightarrow \psi}} \approx \exp \{ -(\eta + \beta) A^{1/3} \}. \quad (4.6)$$

O valor de α , levando-se em conta os dois efeitos, é:

$$\alpha = 1 - \eta - \beta. \quad (4.7)$$

No caso de $\alpha = 1$ temos o caso em que não há interação de J/ψ com a matéria nuclear após a sua formação; quanto menor o valor de α maior é a interação. Logo, os parâmetros η e β dão a intensidade da absorção nuclear e da interação com comóveis, respectivamente.

4.2 Mecanismo de Recombinação

Os resultados encontrados tanto em ALICE quanto em RHIC mostram uma supressão menor do que deveria ser encontrada segundo os modelos discutidos anteriormente. Este efeito pode ser explicado levando-se em conta um segundo mecanismo de formação de charmonium.

Na hadroprodução de charmonium é considerada a ligação de pares $c\bar{c}$ advindos de uma mesma colisão núcleon-núcleon. Já no modelo de Recombinação (ou Regeneração) é considerada a possibilidade de que em um meio desconfinado - como um Plasma de Quarks e Glúons - ocorra uma ligação em charmonium de pares $c\bar{c}$ advindos de diferentes colisões núcleon-núcleon. Esta produção secundária seria capaz de gerar uma produção aumentada de J/ψ .

A quantidade de J/ψ formado no meio devido à recombinação é uma competição entre seções de choque de recombinação e dissociação. Para o caso em que o número total de J/ψ ($N_{J/\psi}$) é muito menor que o número de pares $c\bar{c}$ inicialmente formados ($N_{c\bar{c}}$) a solução é da forma [36]:

$$N_{J/\psi}(t_f) = \epsilon(t_f) \left[N_{J/\psi}(t_0) + N_{c\bar{c}}^2 \int_{t_0}^{t_f} \lambda_F [V(t)\epsilon(t)]^{-1} dt \right], \quad (4.8)$$

onde t_0 e t_f definem, respectivamente, o tempo de vida inicial e final da região desconfinada, $\lambda_{F,D}$ é a seção de choque de formação e dissociação, respectivamente, e $V(t)$ o volume (em expansão) da região desconfinada.

É possível ver que o termo quadrático em $N_{c\bar{c}}$ é o número total de possíveis recombinações que poderiam ocorrer no volume $V(t)$ modificado pelo fator $\epsilon^{(t_f)}/\epsilon^{(t)}$ o que é o fator de supressão para J/ψ formado entre os tempos t e t_f .

Capítulo 5

Conclusões

Estimativas precisas de efeitos nucleares somente podem ser feitas a partir da comparação de dados de colisões p-p, p-A e A-A. Assim, apesar de os dados obtidos em ALICE trazerem informações relevantes sobre os processos envolvendo a produção e supressão de J/ψ , somente foram analisados dados p-p e Pb-Pb. Logo, só será possível fazer uma análise mais apurada dos resultados quando houver dados das colisões p-Pb nas energias analisadas.

Modelos específicos envolvendo recombinação [32] como foram vistos na figura (3.3) apresentam boa precisão com os dados experimentais. Logo, é possível afirmar com alguma certeza que efeitos de recombinação são relevantes para colisões A-A nas faixas de energias obtidas em ALICE. Porém, estes modelos ainda são pouco precisos e seu ajuste dos dados ainda não é apurado.

Além disto, ainda não há uma teoria única que explique a supressão de J/ψ tanto em colisões A-A como em colisões p-p e p-A. Assim, é necessária uma melhoria nos modelos atuais para que se possa ter uma explicação definitiva para a supressão de J/ψ .

Ainda assim, é possível dizer, com base nos dados preliminares de ALICE

e nos modelos simplificados estudados, que há indicativos da produção de uma fase desconfiada da matéria como o Plasma de Quarks e Glúons em colisões no LHC. É possível, também, ver pequenos indicativos de QGP já nas energias de RHIC. Isto abre espaço para estudo de propriedades do confinamento e da QCD com maior precisão.

Referências Bibliográficas

- [1] MATSUI, T.; SATZ, H. J/ψ suppression by quark-gluon plasma formation. *Physics Letters B*, Amsterdam, v. 178, n. 4, p. 416 – 422, 1986.
- [2] GELL-MANN, M. Isotopic spin and new unstable particles. *Phys. Rev.*, v. 92, p. 833–834, Nov 1953.
- [3] AUBERT, J. J.; BECKER, U.; BIGGS, P. J.; BURGER, J. Experimental observation of a heavy particle j . *Phys. Rev. Lett.*, v. 33, p. 1404–1406, Dec 1974.
- [4] AUGUSTIN, J. E.; BOYARSKI, A. M.; BREIDENBACH, M.; BULOS, F. Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, v. 33, p. 1406–1408, Dec 1974.
- [5] PERL, M. L.; ABRAMS, G. S.; BOYARSKI, A. M.; BREIDENBACH, M. Evidence for anomalous lepton production in $e^+ - e^-$ annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, v. 35, p. 1489–1492, Dec 1975.
- [6] KODAMA, K.; USHIDA, N.; ANDREOPOULOS, C.; SAOULIDOU, N. Observation of tau neutrino interactions. *Physics Letters B*, Amsterdam, v. 504, n. 3, p. 218 – 224, 2001.

- [7] HERB, S. W.; HOM, D. C.; LEDERMAN, L. M.; SENS, J. C. Observation of a dimuon resonance at 9.5 gev in 400-gev proton-nucleus collisions. *Phys. Rev. Lett.*, v. 39, p. 252–255, Aug 1977.
- [8] ABE, F.; AKIMOTO, H.; AKOPIAN, A.; ALBROW, M. G. Observation of top quark production in $\bar{p}p$ collisions with the collider detector at fermilab. *Phys. Rev. Lett.*, v. 74, p. 2626–2631, Apr 1995.
- [9] HIGGS, P. Broken symmetries, massless particles and gauge fields. *Physics Letters*, v. 12, n. 2, p. 132 – 133, 1964.
- [10] CHATRCHYAN, S.; KHACHATRYAN, V.; SIRUNYAN, A.; TUMASYAN, A. Observation of a new boson at a mass of 125 gev with the {CMS} experiment at the {LHC}. *Physics Letters B*, Amsterdam, v. 716, n. 1, p. 30 – 61, 2012.
- [11] AAD, G.; ABAJYAN, T.; ABBOTT, B.; ABDALLAH, J. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the {ATLAS} detector at the {LHC}. *Physics Letters B*, Amsterdam, v. 716, n. 1, p. 1 – 29, 2012.
- [12] INTERACTIONS, Particle Physics News and Resources. Disponível em: <http://www.interactions.org/cms>.
- [13] NUCLEAR AND PARTICLE PHYSICS, A 3rd year course. Disponível em: <http://oer.physics.manchester.ac.uk/np>.
- [14] CENTRO DE FÍSICA TEÓRICA. Disponível em: <http://cft.fis.uc.pt/>.
- [15] MROWCZYNSKI, S. Quark-gluon plasma. Disponível em : <http://arxiv.org/abs/nucl-th/9905005>.

- [16] GRIFFITHS, D. *Introduction to elementary particles*. Segunda edição. ed. Wiley-VCH, 2004.
- [17] KLUBERG, L.; SATZ, H. Color deconfinement and charmonium production in nuclear collisions. In: STOCK, R. (Ed.) *Relativistic Heavy Ion Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 2010. v. 23 of *Landolt-Börnstein - Group I Elementary Particles, Nuclei and Atoms*, p. 373–423.
- [18] EIDELMAN, S.; HAYES, K.; OLIVE, K.; AGUILAR-BENITEZ, M. Review of particle physics. *Physics Letters B*, Amsterdam, v. 592, n. 1–4, p. 1 – 5, 2004.
- [19] NAKAMURA, K.; ET AL.; PARTICLE DATA GROUP. *JP G*, v. 37, 2010.
- [20] MACKEDANZ, L. F. *Supressão de J/ψ em processos próton-núcleo e núcleo-núcleo devido aos efeitos de alta densidade*. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Física. Curso de Pós-Graduação em Física, Porto Alegre.
- [21] AYALA FILHO, A. L. *Análise dos efeitos nucleares em processos lépton-núcleo e hádron-núcleo de alta energia a x pequeno*. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Física. Curso de Pós-Graduação em Física, Porto Alegre.
- [22] MARIOTTO, C. B. *Efeitos de massa e de cor na produção de quarks pesados*. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal do Rio Grande do Sul. Instituto de Física. Curso de Pós-Graduação em Física, Porto Alegre.
- [23] GLUCK, M.; OWENS, J.; REYA, E. Gluon contribution to hadronic J/ψ production. *Phys. Rev.*, v. D17, p. 2324, 1978.

- [24] J.F. AMUNDSON, O.J.P. ÉBOLI, E. G. F. H. Colorless states in perturbative qcd: Charmonium and rapidity gaps. *Physics Letters B*, Amsterdam, v. 372, 1996.
- [25] EPELE, L.; GARCIA CANAL, C.; GAY DUCATTI, M. Nuclear effects in J/ψ hadroproduction. *Physics Letters B*, Amsterdam, v. 226, p. 167–170, 1989.
- [26] ABE, F.; ET ALL. J/ψ and $\psi(2s)$ production in pp colisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 1997.
- [27] SHULER, G. A.; VOGT, R. Systematics of quarkonium production. *Phys. Lett. B*, v. 387, p. 181–186, 1996.
- [28] IANCU, E. Qcd in heavy ion collisions. *Disponível em: <http://arxiv.org/abs/1205.0579>*, 2012.
- [29] DRELL, S. D.; YAN, T.-M. Massive lepton-pair production in hadron-hadron collisions at high energies. *Phys. Rev. Lett.*, v. 25, p. 316–320, Aug 1970.
- [30] VOGT, R. J/ψ production and suppression. *Physics Reports*, v. 310, p. 197–260, 1999.
- [31] SCOMPARIN, E.; ALICE Collaboration. Alice results on quarkonia. *Nuclear Physics A*, Amsterdam, v. 904-905, p. 202c–209c, 2013.
- [32] ZHAO, X.; RAPP, R. Medium modifications and production of charmonia at lhc. *Nuclear Physics A*, Amsterdam, v. 859, n. 1, p. 114 – 125, 2011.

- [33] ARNALDI, R.; ALICE Collaboration. J/ψ and $\psi(2s)$ production in Pb-Pb collisions with the ALICE muon spectrometer at the LHC. *Nuclear Physics A*, v. 904 - 905, p. 595c – 598c, 2013.
- [34] ARSENE, I.-C.; for the ALICE Collaboration. J/ψ nuclear modification factor at mid-rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. 2012.
- [35] ADARE, A.; AFANASIEV, S.; AIDALA, C.; AJITANAND, N. N. J/ψ production versus centrality, transverse momentum, and rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, v. 98, p. 232301, Jun 2007.
- [36] THEWS, R. Quarkonium production via recombination. *Nuclear Physics A*, Amsterdam, v. 783, n. 1–4, p. 301 – 308, 2007. Proceedings of the 2nd International Conference on Hard and Electromagnetic Probes of High-Energy Nuclear Collisions: Hard Probes 2006.