



**UNIVERSIDADE FEDERAL FRONTEIRA SUL
CAMPUS DE REALEZA
CURSO DE LICENCIATURA EM FÍSICA**

SAIANE STAVSKI REFFATTI

**COMPORTAMENTO COLETIVO DO MEIO FORMADO EM COLISÕES
DE ÍONS PESADOS: UMA DAS ASSINATURAS DO PLASMA DE
QUARKS E GLÚONS**

REALEZA, 2019

SAIANE STAVSKI REFFATTI

**COMPORTAMENTO COLETIVO DO MEIO FORMADO EM COLISÕES
DE ÍONS PESADOS: UMA DAS ASSINATURAS DO PLASMA DE
QUARKS E GLÚONS**

Trabalho de conclusão de curso de graduação apresentado como requisito para obtenção do grau de licenciado em Física pela Universidade Federal da Fronteira Sul, Campus Realeza

Orientadora: Prof^a. Dra. Danuce Marcelle Dudek

REALEZA, 2019

Bibliotecas da Universidade Federal da Fronteira Sul - UFFS

Reffatti, Saiane Stavski
Comportamento coletivo do meio formado em colisões de
ions pesados: uma das assinaturas do plasma de quarks e
glúons / Saiane Stavski Reffatti. -- 2019.
91 f. : il.

Orientadora: Doutora Danuce Marcele Dudek .
Trabalho de Conclusão de Curso (Graduação) -
Universidade Federal da Fronteira Sul, Curso de
Física-Licenciatura , Realeza, PR , 2019.

1. Colisões nucleares relativísticas . 2. Plasma de
quarks e glúons. 3. Modelo hidrodinâmico. 4. Fluxo
anisotrópico . I. , Danuce Marcele Dudek, orient. II.
Universidade Federal da Fronteira Sul. III. Título.

Elaborada pelo sistema de Geração Automática de Ficha de Identificação da Obra pela UFFS
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

FOLHA DE APROVAÇÃO

SAIANE STAVSKI REFFATTI

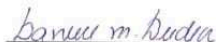
COMPORTAMENTO COLETIVO DO MEIO FORMADO EM COLISÕES DE ÍONS PESADOS: UMA DAS ASSINATURAS DO PLASMA DE QUARKS E GLÚONS

Trabalho de Conclusão de Curso apresentado ao curso de Física-Licenciatura da Universidade Federal da Fronteira Sul, como requisito para obtenção do título de Licenciado em Física.


Este trabalho de conclusão de curso foi defendido e aprovado pela banca em:


09/12/19.

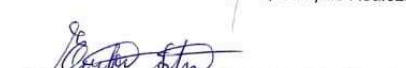
BANCA EXAMINADORA



Prof.^a. Dra. Danuce Marcelle Dudek - UFFS, *Campus Realeza*
Orientadora


Prof. Dr. Leonardo de Lima - UTFPR, *Campus Toledo*


Prof. Dr. Tobias Heimfarth - UFFS, *Campus Realeza*


Prof. Dr. Everton Artuso - UFFS, *Campus Realeza*

Agradecimentos

Primeiramente agradecer à Deus por me acompanhar nesta jornada.

Aos meus pais, Nadir e Laine, por sempre me apoiarem e nunca medirem esforços para que eu conseguisse realizar meus sonhos. Obrigada por todos os cuidados, todos os conselhos e puxões de orelha. Hoje sou o que sou graças à vocês. À vocês minha eterna gratidão!

À minha irmã Ana, por sempre estar presente em todos os momentos da minha vida, acreditando e torcendo por mim. Obrigada por cuidar tão bem de mim. Hoje me espelho na pessoa que és!

Ao meu cunhado Vladinei, pelas várias conversas e conselhos, e principalmente pelas mudanças realizadas durante os anos de faculdade.

Aos meus sobrinhos, que mesmo ainda sem entender, me deram forças para continuar firme quando tudo parecia desabar!

À minha orientadora Prof^a Danuce Dudek por acreditar no meu potencial mesmo eu estando com medo de não conseguir dar conta. Obrigada por todo o conhecimento que me transmitiu e por me encorajar à buscar novos horizontes. Obrigada pelas orientações fora de hora, pelas conversas e pela amizade.

Aos meus amigos, em especial: Dayane, Kamila, Gessica, Ananda, Nilton, Fábio, Jeferson, Jeiferson, Luiz, Guilherme, Amanda e Patrícia, vocês fizeram esses cinco anos serem mais que especiais. Obrigada por estarem ao meu lado nas horas boas e ruins, sempre me apoiando e me incentivando. Levarei estas amizades comigo, para sempre!

À todos os professores que eu tive durante o período de graduação!

Resumo

A matéria, tal como a conhecemos hoje é formada por moléculas e estas por átomos, que são constituídos por prótons, nêutrons e elétrons. No entanto, quando se trata da estrutura e organização da matéria por meio da física atômica, considera-se a existência de um novo estado denominado plasma. Contudo, a Cromodinâmica Quântica (QCD), prevê a existência do plasma de quarks e glúons (QGP), em que os constituintes dos hádrons, os quarks e glúons estão desconfinados. Acredita-se que o QGP esteve presente nos primeiros micro-segundos após a ocorrência do *Big Bang*, todavia, é possível reconstruir este estado em laboratório, utilizando de condições extremas, como altíssimas temperaturas e grande quantidade de energia. Isso é possível por meio de aceleradores de partículas como o RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*) e o LHC (*Large Hadron Collider*). A confirmação experimental do QGP ocorreu em 2005 no RHIC, desde então, vários são os estudos dedicados nesta área. Um dos modelos que se mostrou muito eficaz na descrição dos resultados experimentais foi o modelo hidrodinâmico. O objetivo deste trabalho é estudar a expansão do meio quente e denso formado em colisões de íons pesados, através do fluxo anisotrópico, analisando a sua relação com a formação do QGP no estágio inicial da colisão. Para tal, serão apresentados resultados publicados em artigos produzidos por grupos de pesquisas que se dedicam ao estudo do fluxo anisotrópico, comparando seus resultados numéricos com dados experimentais do RHIC e LHC.

Palavras chave: Colisões nucleares relativísticas. Plasma de quarks e glúons.

Modelo hidrodinâmico. Fluxo anisotrópico.

Abstract

Matter, as we know it today is formed by molecules and these by atoms, which are made up of protons, neutrons and electrons. However, when it comes to the structure and organization of matter through atomic physics, the existence of a fourth state called plasma is considered. However, Quantum Chromodynamics (QCD) predicts of the existence the quark and gluon plasma (QGP), in which the constituents of the hadrons, quarks and gluons are deconfined. It is believed that QGP was present at the first seconds after the occurrence of the *Big Bang*, however, it is possible to reconstruct this state in the laboratory using extreme conditions such as very high temperatures and large amounts of energy. This is possible through particle accelerators such as RHIC and LHC. The experimental confirmation of the QGP took place in 2005 at RHIC, since then several studies have been dedicated to this area. One of the models that showed a very effective description of the results of the experiments was the hydrodynamic model. The objective of this work is to study the expansion of the hot and dense medium formed in heavy ion collisions, through anisotropic flow, thus analyzing its relationship with the formation of QGP in the initial stage of the collision. To this end, published results from research groups dedicated to the study of anisotropic flow will be presented, comparing their numerical results with experimental data from RHIC and LHC.

Keywords: Relativistic nuclear collisions. Plasma of quarks and gluons. Hydrodynamic model. Anisotropic flow.

Lista de Figuras

1.1	Ilustração da propriedade “cor” do quark (Fonte: Referência [5]).	15
1.2	Elementos básicos que constituem o Modelo Padrão (Fonte: Autoria própria).	15
2.1	Acelerador linear SLAC (Fonte: Site do <i>National Accelerator Laboratory</i> [12]).	19
2.2	Sirius, a nova fonte de luz síncrotron brasileira (Fonte: Site do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron [17]).	20
2.3	Representação da estrutura e estágios da aceleração de prótons no LHC (Fonte: Referência [20]).	21
2.4	Acelerador <i>Relativistic Heavy Ion Collider</i> (Fonte: Site do <i>Brookhaven National Laboratory</i> [21]).	23
2.5	Acelerador de partículas Tevatron (Fonte: Site Fermilab [25]).	23
2.6	Estágios de uma colisão de dois núcleos com a formação do QGP (Fonte: Referência [26]).	24
2.7	Representação de uma colisão de íons pesados. (a) Núcleos momentos antes da colisão com parâmetro de impacto (\vec{b}). (b) Relação entre os participantes da reação (região colorida) na qual o QGP é formado, e espectadores (região cinza) (Fonte: Referência [5]).	26
2.8	Relação do parâmetro de impacto (\vec{b}) com a geometria da colisão (Fonte: Autoria própria).	26
2.9	Classes de centralidade (Fonte: referência [9]).	27
2.10	Evolução temporal de uma colisão de íons pesados (Fonte: Referência [9]).	29
2.11	Pseudo-rapidez em função do ângulo (Fonte: Referência [31]).	32
2.12	Diagrama de fase da QCD (Fonte: Referência [5]).	34
2.13	Medidas de α_s em função do fator de escala Q . As curvas são previsões da QCD para o valor médio de α_s (Fonte: Referência [9]).	35
3.1	Representação de um volume V_0 e elemento $d\vec{f}$ da superfície (Fonte: Autoria própria).	38
3.2	Utilização da condição inicial suave para a representação da densidade de entropia, com média de 1000 eventos numa colisão Au+Au com $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV utilizando o gerador TRENTO (Fonte: Referência [5]).	44

3.3	Utilização da condição inicial evento a evento para a representação da densidade de entropia, com média de 1000 eventos numa colisão Au+Au com $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV utilizando o gerador TRENTO (Fonte: Referência [5]). . .	45
3.4	Representação esquemática do <i>MIT bag model</i> (Fonte: Referência [43]). . .	51
3.5	Diagrama de fases ($T \times \mu_B$) representando as três regiões existentes: fase hadrônica, plasma de quarks e glúons, e uma terceira região onde as duas primeiras coexistem (Fonte: Referência [8]).	55
3.6	Representação da hipersuperfície Σ (Fonte: Referência [7]).	56
3.7	Diagrama representando o funcionamento do programa NeXSPheRIO (Fonte: Referência [8] adaptada).	58
3.8	Diagrama representando o funcionamento do programa CHESS (Fonte: Autoria própria).	59
3.9	Resultados experimentais referentes à densidade média das partículas, com rapidez média em função do número de participantes da colisão em colisão de Au+Au com $\sqrt{s_{NN}}=130$ e 200 GeV, Pb+Pb com $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ e 5.02 TeV e p+Pb com $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV (Fonte: Referência [5]).	60
4.1	Colisão periférica entre dois núcleos formando um volume de interação predominantemente elíptico no plano de reação (x-z) (Fonte: Referência [47]).	61
4.2	Distribuição final das partículas produzidas, onde o sistema se expande em direção às bordas do sistema, mais rapidamente na direção x do que na y (Fonte: Referência [9] adaptada).	62
4.3	Representação dos quatro primeiros harmônicos no plano transversal (Fonte: Referência [48]).	63
5.1	Resultados obtidos no STAR e PHENIX em colisões de Au+Au à 200 GeV (Fonte: Referência [35]).	67
5.2	Anisotropia $v_2(p_T)$ para diferentes hádrons em colisões Au+Au com energia de 130 GeV para EoS Q(120) (Fonte: Referência [55]).	68
5.3	Resultados de duas maneiras diferentes de calcular a média dos eventos de $v_n\{\psi_n\}$ para $n = 2 - 5$, em comparação com os resultados da colaboração PHENIX (Fonte: Referência [56]).	69
5.4	$v_2 \times p_T$ para hádrons carregados, correspondentes às EoS: FOS, CEP, LQCD, em colisões de Au+Au à energias de 130 GeV (Collab. STAR) e 200 GeV (Collab. PHOBOS) respectivamente (Fonte: Referência [57]). . .	70
5.5	Resultados de $v_2 \times p_T$ utilizando das EoS LQCD, CEP, FOS em comparação com resultados da colaboração STAR para partículas identificadas (π, K, p e λ), com energias de 130 GeV e 200 GeV (Fonte: Referência [57]).	71

5.6	Dados do STAR para hádrons carregados em colisões de Au+Au com $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, considerando a hidrodinâmica com viscosidade (Fonte: Referência [62]).	72
5.7	Dados da colaboração STAR sobre $v_2 \times p_T$ para partículas carregadas em colisões de Au+Au com energia de 200 GeV (Fonte: Referência [63]).	73
5.8	Resultados de $v_2 \times \eta$, utilizando do código hidrodinâmico NeXSPheRIO e comparando os resultados com os dados experimentais da colaboração PHOBOS (Fonte: Referência [64]).	73
5.9	$v_2 \times \eta$ para partículas carregadas em colisões Au + Au 130 A GeV. Os dados experimentais são da colaboração PHOBOS, sendo que o valor do fluxo elíptico é calculado sobre todo o intervalo de centralidade. Linha sólida e linha tracejada correspondem às condições iniciais A e B, respectivamente (Fonte: Referência [65]).	74
5.10	Dados experimentais da colaboração PHOBOS de $v_2 \times \eta$ como resultado de colisões Au+Au à 130 e 200 GeV, com centralidade de 0 – 50%. Análise baseada em três EoS diferentes: FOS, CEP, LQCD (Fonte: Referência [57]).	75
5.11	$v_2 \times p_T$ para hádrons carregados (h^\pm) em colisão de Pb+Pb com energia de 2.76 TeV, na janela de centralidade de 10 – 20% e 30 – 40% respectivamente (Fonte: Referência [67]).	76
5.12	Resultados de $v_2 \times p_T$ para π^\pm , K^\pm , \bar{p} , nas janelas de centralidade de 40 – 50% e 10 – 20% respectivamente (Fonte: Referência [68]).	77
5.13	Comparação de resultados entre RHIC (colaboração STAR) e LHC (colaboração ALICE) para partículas identificadas (π^\pm , K^\pm , \bar{p}) (Fonte: Referência [68]).	77
5.14	$v_2 \times p_T$ para oito intervalos de centralidade, com $5 < p_T < 20$ GeV, para três regiões de pseudo-rapidez (Fonte: Referência [70]).	78
5.15	Comparação entre os resultados experimentais dos detectores ALICE, CMS, ATLAS e PHOBOS para $v_2 \times \eta$, numa faixa de centralidade correspondente à 25 – 50% (Fonte: Referência [66]).	79
5.16	$v_2 \times \eta$ num intervalo de $0.5 < p_T < 20$ GeV em oito classes de centralidade diferentes (Fonte: Referência [70]).	80

Lista de Tabelas

2.1	Energias atingidas nos principais aceleradores de partículas (Fonte: Referência [27]).	25
2.2	Janelas de centralidade do STAR, detector do RHIC. Dados referente à colisões de Au+Au com $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ (Fonte: Autoria própria).	28
5.1	Massa das partículas identificadas em ordem decrescente (Fonte: Autoria própria).	67

Sumário

1	INTRODUÇÃO	13
2	COLISÕES DE ÍONS PESADOS RELATIVÍSTICOS	18
2.1	Aceleradores de partículas	19
2.2	Introdução à física de íons pesados	24
2.2.1	Geometria da colisão: parâmetro de impacto (\vec{b}) e centralidade . . .	25
2.2.2	Evolução temporal pós-colisão	28
2.2.3	Coordenadas hiperbólicas em íons pesados	28
2.3	Plasma de Quarks e Glúons (QGP)	33
3	SIMULANDO COLISÕES DE ÍONS PESADOS	37
3.1	Modelo hidrodinâmico clássico	38
3.1.1	Equação da continuidade	38
3.1.2	Equação de Euler	40
3.2	Modelo hidrodinâmico relativístico	42
3.2.1	Equações de movimento	42
3.2.2	Condições iniciais	44
3.2.3	Equações de estado	45
3.2.4	Mecanismo de desacoplamento	55
3.3	Códigos hidrodinâmicos	57
3.3.1	NeXSPheRIO	58
3.3.2	CHES	59
4	FLUXO ELÍPTICO	61
4.1	Fluxo anisotrópico	61
4.2	Método do plano de eventos	63
5	ANÁLISE DOS RESULTADOS DO FLUXO ELÍPTICO	65
5.1	Fluxo anisotrópico elíptico para as energias do acelerador RHIC	66
5.1.1	Dependência com o momento transversal (p_T)	66
5.1.2	Dependência com a pseudo-rapidez (η)	72
5.2	Fluxo anisotrópico elíptico para as energias do acelerador LHC	75

5.2.1	Dependência com o momento transversal (p_T)	75
5.2.2	Dependência com a pseudo-rapidez (η)	79
6	Conclusão	81
	REFERÊNCIAS	84

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

É pertinente enunciar que os estudos na área de física de partículas começaram na Antiguidade Clássica, mais especificamente com Tales de Mileto (640-562 a.C), onde surgiram as primeiras preocupações em estabelecer uma explicação racional da natureza procurando a ordem das coisas, bem como descobrir a constituição da matéria. Nesta época as principais dúvidas que instigavam os cientistas eram: *De que a matéria é feita? Qual sua origem? E como interagem entre si.* Muitos foram os estudos e experimentos realizados na busca de respostas, até que se chegou ao “conceito de átomo introduzido por Leucipo e elaborado por Demócrito” [1]. Segundo os mesmos, toda matéria do mundo era constituída por partículas muito pequenas que não podiam ser quebradas nem destruídas, como a própria palavra **átomo** de origem grega designava a indivisibilidade. Essa ideia veio a mudar com o desenvolvimento da eletricidade e com contribuições fundamentais de Dalton, Mendeelev e Rutherford. Porém foi Joseph John Thomson que em 1897 em uma experiência com raios catódicos conseguiu provar a divisibilidade do átomo, descobrindo assim, o elétron [2], sendo este a primeira partícula elementar a ter suas características observadas. Mais tarde houve a descoberta do próton (1911) por Ernest Rutherford e do nêutron (1932) por James Chadwick.

Baseado em resultados experimentais e comprovado cientificamente, a estrutura interna do átomo havia sido descoberta, a qual dispunha de um núcleo atômico formado por prótons e nêutrons, envolto por elétrons. Desta forma, as indagações foram sendo respondidas ao longo do tempo, e a matéria como a conhecemos hoje é formada por átomos, os quais interagem por meio de forças da natureza. Das partículas mencionadas acima, o elétron é a única partícula elementar, ou seja, não possui subestrutura fazendo parte do grupo dos léptons. Já os prótons e nêutrons, formados pelos quarks *up* (u) e *down* (d) fazem parte do grupo dos hádrons, que podem ser bárions, junção de três quarks (qqq) ou três antiquarks ($\bar{q}\bar{q}\bar{q}$) ou mésons, composto por um par de quark antiquark ($q\bar{q}$). Os bárions são férmions e obedecem à estatística de Fermi-Dirac, possuindo spin semi-inteiro ($1/2, 3/2, 5/2, \dots$), logo, obedecem ao Princípio de Exclusão de Pauli o qual proíbe que duas partículas idênticas ocupem o mesmo estado quântico. Já os mésons são bósons pois

obedecem à estatística de Bose-Einstein, possuindo spin inteiro (0, 1, 2, 3...).

As partículas elementares são as constituintes básicas da matéria que juntamente com as interações fundamentais da natureza, compõem o conhecido Modelo Padrão da física de partículas, sendo este o modelo mais bem sucedido de toda a física. Tais partículas são divididas em dois grupos: Léptons (elétron, múon, tau, neutrino do elétron, neutrino do múon e neutrino do tau) e Quarks (*up* (u), *down* (d), *charm* (c), *estrang* (s), *bottom* (b) e *top* (t)). Ainda, cada partícula possui sua antipartícula. Este fato foi uma consequência dos postulados de Einstein descoberto por Paul Dirac, o qual utilizou da relação de massa-energia da mecânica relativística para propor a existência de partículas idênticas às partículas elementares, porém com carga oposta.

A teoria de Dirac para o elétron previa a existência de uma antipartícula (o pósitron) tendo todos os números quânticos inversos aos do elétron e tendo a mesma massa deste. Esta previsão é parte integrante de todas as teorias modernas, sendo que, todas as partículas devem possuir uma antipartícula associada [3].

Além de cada partícula possuir sua antipartícula, os quarks possuem a propriedade da cor¹, sendo que a mesma foi proposta para resolver problemas, como por exemplo, a existência da partícula Ω^- (ômega menos), formada por três quarks s. Pelo princípio da exclusão, tal partícula não poderia existir, pois o terceiro quark não poderia ter spin para baixo (\downarrow), nem spin para cima (\uparrow). Desta forma, em 1964, Oscar W. Greenberg sugeriu a presença da carga cor, sendo esta, “similar à carga elétrica, exceto pelo fato de ocorrer em três variedades: vermelho, verde e azul” [1]. Ainda, “a analogia das cores com as cargas elétricas levou a uma conclusão imediata: cores iguais se repelem; cores opostas se atraem [1]. Porém, vale ressaltar que os quarks não possuem cor, e sim, eles podem assumir um número quântico de “cor” [5], ou seja, esta propriedade nada tem a ver com cores propriamente ditas. Nos hádrons (estado ligado de quarks), a quantidade de total de cor deve ser zero (incolor), conforme Figura 1.1 [5].

Temos que na natureza existem relações denominadas interações fundamentais. As quais são: eletromagnética, forte, fraca e gravitacional, que são carregadas por quatro partículas mediadoras. A interação eletromagnética mediada pelo fóton (γ) é responsável por criar campos eletromagnéticos devido à carga elétrica dos corpos, onde “um corpo carregado eletricamente produz em torno de si um campo elétrico e exerce uma força elétrica sobre outro corpo eletrizado, e vice-versa” [4]. Todavia, se este corpo estiver em movimento, surge um campo magnético, e conseqüentemente uma força magnética. A interação forte é devida à carga cor, a qual cria um campo forte que age no interior dos núcleos atômicos, mantendo a estabilidade do mesmo, sendo transmitida pelos glúons (g). A interação fraca é mediada pelas partículas W e Z (W^+ , W^- , Z^0), responsável pelo

¹Cor é uma propriedade da matéria, assim como carga elétrica. Tal propriedade não tem nada a ver com o significado de cor da óptica ou no cotidiano.

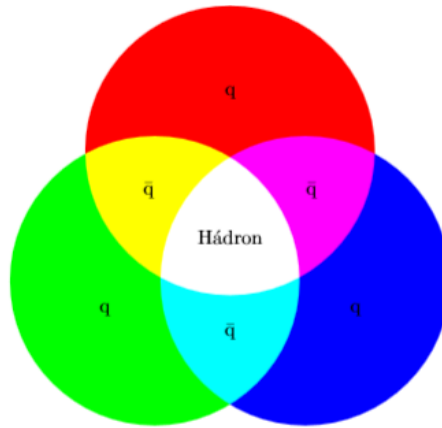


Figura 1.1: Ilustração da propriedade “cor” do quark (Fonte: Referência [5]).

decaimento (β), e por fim, a interação gravitacional que responde à atração de corpos com massa, mediada pelo gráviton, partícula ainda não detectada.

Para melhor compreensão, a Figura 1.2 exemplifica um esquema sobre o modelo padrão e seus elementos básicos.

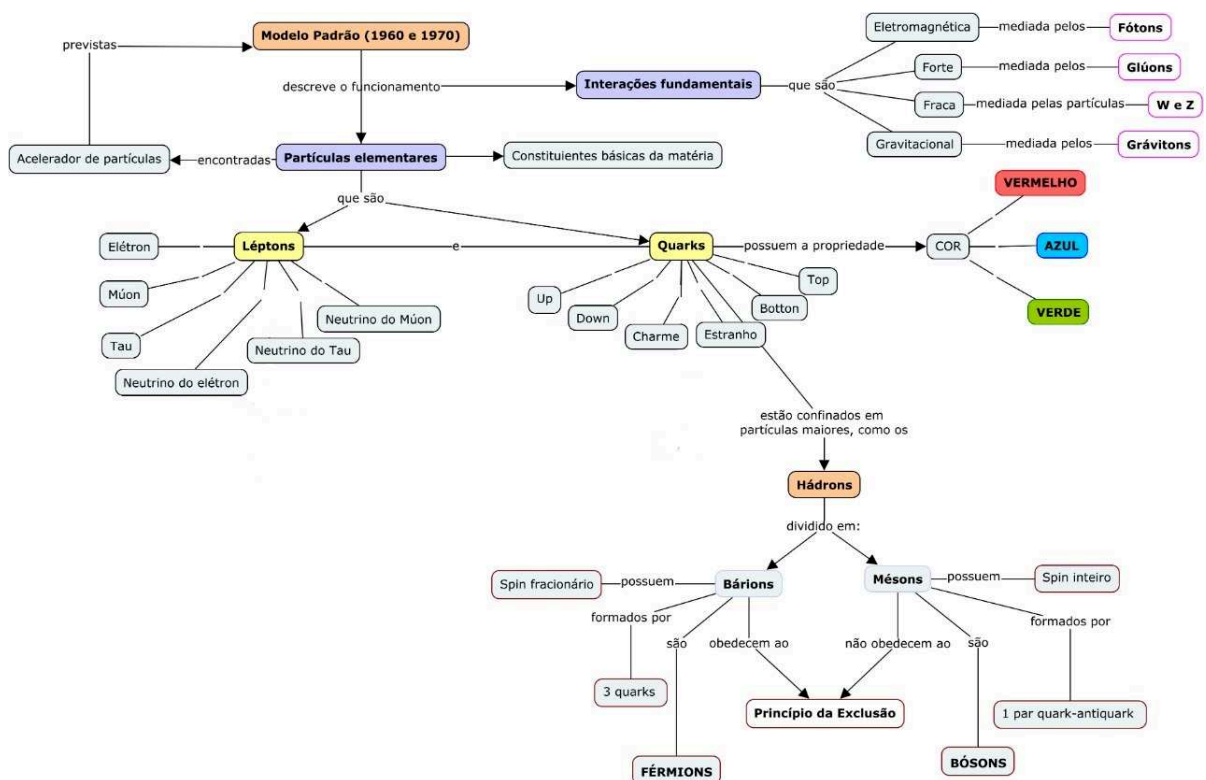


Figura 1.2: Elementos básicos que constituem o Modelo Padrão (Fonte: Autoria própria).

O ramo da física que estuda as interações fundamentais da natureza é a Cromodinâmica Quântica (ou QCD, do inglês *Quantum Chromodynamics*), sendo uma teoria quântica de campos que descreve sistemas por meio da relatividade e da mecânica quântica, caracterizando a interação entre quarks e glúons. Tal teoria faz parte do grupo

especial SU(3) não-abeliano de grau três (3x3) [6], para o qual as propriedades de comutatividade não são satisfeitas. Possuem como mediadores da força forte os glúons, que interagem entre si, mantendo os quarks unidos. A QCD apresenta dois pontos fundamentais que possibilitam uma análise qualitativa dos sistemas: *Confinamento*, que faz menção à formação dos hádrons nos quais as partículas constituintes (quarks) estão confinadas e não são observadas isoladamente, ou seja, um quark nunca poderá ser “arrancado” do seu confinamento, se ocorrer, haverá a criação de um novo par de quark antiquark. Por isso o fato de nunca se encontrarem livres; e *liberdade assintótica*, a qual diz que as interações entre os quarks ficam fracas com o aumento de energia e com o decréscimo da distância entre os mesmos.

Por meio da propriedade de liberdade assintótica, acredita-se que ao submeter a matéria hadrônica à condições extremas, como altas temperaturas ou altas densidades de energia e/ou pressão, esta passe por uma transição de fase, fazendo com que quarks e glúons estejam realmente desconfinados atingindo um novo estado da matéria conhecido como *Plasma de Quarks e Glúons* (QGP). Considera-se que este novo estado da matéria foi formado logo após a ocorrência do *Big Bang* e aproximadamente 10^{-5} s após a explosão, quando os primeiros prótons e nêutrons foram criados.

Como mencionado acima, o QGP é um estado da matéria onde os quarks e glúons, antes confinados em um gás de hádrons, ficam livres após a ocorrência de uma transição de fase. Logo, os aceleradores de partículas como o *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) e o *Large Hadron Collider* (LHC) possibilitam o estudo do QGP à altas temperaturas por meio de colisões de íons pesados. Basicamente as colisões em laboratório podem ser descritas nas seguintes etapas: inicialmente dois núcleos são acelerados com velocidades próximas à velocidade da luz, por tal motivo, os núcleos incidentes sofrem a contração de Lorentz, sendo considerados como discos achatados. Ao colidirem, uma matéria em condições extremas de pressão, temperatura e densidade de energia é criada numa pequena região do espaço-tempo, porém, rapidamente este estado tende a atingir o equilíbrio térmico. Após atingir este estado, dizemos que o sistema está termalizado, de modo que o mesmo começa um processo de expansão e resfriamento, até o momento em que ocorre a transição de fase do QGP para a fase hadrônica. A medida que o livre caminho médio ² das partículas se torna suficientemente grande, as partículas não sentem mais a interação uma das outras, se tornam livres e começam a escapar do fluido, podendo serem observadas no detector.

Neste tipo de experimento, apenas duas quantidades iniciais são conhecidas: quais núcleos serão colididos e com qual energia. Porém, vale destacar que em colisões não se tem controle de todo o processo. Sabe-se com exatidão quais feixes de partículas estão colidindo, a energia dos mesmos e o produto final medido nos detectores, mas tudo o que ocorre entre a colisão e a detecção é um mistério e precisa ser reconstruído. Para isso,

²O livre caminho médio das partículas é a distância média entre duas colisões sucessivas de moléculas de um gás.

um dos modelos que é muito utilizado nessa reconstrução é o modelo hidrodinâmico, que será melhor explicado ao longo deste trabalho. Sobretudo, este novo estado da matéria pode ser estudado por meio das quatro assinaturas do QGP: supressão na magnitude de partículas com alto momento transversal em colisões de íons pesados quando comparada com colisões $p + p$; supressão anômala de J/Ψ ; produção de estranheza assim como méson ϕ ; e a anisotropia ou fluxo anisotrópico no volume de hádrons do estado final [7].

Este último é uma assinatura sensível da ocorrência de plasma que pode ser obtida em termos da anisotropia da distribuição azimutal de partículas no espaço dos momentos com respeito ao plano de reação, e é atribuída à expansão anisotrópica do QGP [7].

A anisotropia ou fluxo anisotrópico no volume de hádrons produzidos do estado final da colisão é o foco deste trabalho, mais especificamente a segunda componente desse fluxo, conhecida como fluxo elíptico (v_2). Por meio do fluxo elíptico, é possível descrever a evolução coletiva do sistema justamente por estar ligado ao momento final das partículas [8]. Desta forma, este trabalho tem como objetivo geral, analisar os efeitos de coletividade do meio formado em colisões de íons pesados, usando o fluxo anisotrópico v_2 como evidência da formação do QGP. Para isso, foram escolhidos alguns trabalhos que abordassem resultados experimentais do RHIC e do LHC, analisados por meio de cálculos hidrodinâmicos ideais e viscosos do fluxo elíptico com dependência no momento transversal (p_T) e na pseudo-rapidez (η). A finalidade era verificar se os cálculos hidrodinâmicos conseguiam reproduzir os dados experimentais obtidos pelos aceleradores.

Este trabalho está organizado da seguinte forma: o Capítulo 2 faz uma introdução à física de íons pesados, abordando os principais aceleradores de partículas, bem como ocorrem as colisões de íons pesados e conseqüentemente a criação do QGP. No Capítulo 3 se discute sobre os modelos hidrodinâmicos clássico e relativístico, no qual é realizada uma breve descrição das equações da continuidade e de Euler para se adentrar com mais profundidade no modelo relativístico. Nele também são discutidos os principais ingredientes do modelo, como equações de movimento, condições iniciais, equações de estado e mecanismo de desacoplamento. Além de uma breve descrição de dois códigos hidrodinâmicos. O Capítulo 4 discute o fluxo elíptico v_2 , como sendo uma das assinaturas da formação do QGP, para que no Capítulo 5, sejam apresentados e discutidos alguns trabalhos sobre o fluxo elíptico em função do momento transversal e da pseudo-rapidez nas energias do RHIC e LHC. E por fim, o Capítulo 6 é destinado para a exposição de algumas considerações e conclusões do trabalho.

Capítulo 2

COLISÕES DE ÍONS PESADOS RELATIVÍSTICOS

Colisões nucleares relativísticas vem sendo objeto de estudo ao longo de décadas, com o objetivo de recriar condições semelhantes às que acredita-se que existiram até poucos milésimos de segundos após o *Big Bang*. Tais colisões, submetem a matéria nuclear à condições extremas de temperatura e/ou densidade de energia num pequeno volume da região de impacto, obtendo assim, condições semelhantes ao universo primordial [9]. Estima-se que logo após a ocorrência do *Big Bang*, os quarks e glúons se encontraram livres e após $1\mu\text{s}$ os primeiros prótons se formaram.

Os responsáveis pela recriação deste estado são os aceleradores de partículas, os quais são potentes laboratórios construídos para a análise de colisões, como o RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*), LEP (*Large Electron-Positron Collider*), LHC (*Large Hadron Collider*), SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*) e Tevatron. Maiores informações sobre os mesmos serão apresentadas na próxima seção.

Basicamente, os aceleradores aceleram feixes de partículas carregadas à velocidade próxima à velocidade da luz, concentrando esses feixes, com uma alta quantidade de energia em um pequeno volume do espaço-tempo, suficiente para a criação de um novo estado da matéria, por exemplo. Ainda, neste tipo de estudo, apenas duas variáveis iniciais são conhecidas: quais os núcleos que irão colidir e com qual energia [10], além do produto final da colisão que é medido pelos detectores. Todo o processo intermediário precisa ser reconstruído por modelos fenomenológicos. Ainda não existe uma teoria final para tal, sendo que ao longo de décadas vários modelos foram testados. Entretanto, um modelo que se mostrou eficaz em conseguir fazer a evolução do sistema desde a colisão até o decaimento, foi o modelo hidrodinâmico.

Cada acelerador possui uma especificidade e finalidade diferente, sendo que ao longo dos anos, muitos avanços aconteceram não só para a área da física. Desta forma, na próxima seção, está uma breve descrição dos mesmos bem como citada as principais contribuições de cada um.

2.1 Aceleradores de partículas

Com o advento e evolução dos aceleradores de partículas, não apenas a área da física de partículas saiu ganhando com a tecnologia de ponta, mas se tornou possível um melhor entendimento dos constituintes fundamentais da matéria e das leis que governam a natureza. Desta forma, vale ressaltar os principais aceleradores existentes e suas principais contribuições.

Os aceleradores submetem as partículas à altas velocidades antes de colidirem. Essas partículas, normalmente, viajam em linha reta, porém, quando sujeitas à um campo magnético gerados pelos eletroímãs, os quais estão acoplados nos detectores e aos túneis, seus caminhos se tornam curvos. Ainda, essas potentes máquinas podem ser lineares ou circulares. Os aceleradores lineares, em inglês *Linear Particle Accelerator* (LINAC), são equipamentos que utilizam ondas eletromagnéticas de radiofrequência (400 ou 500 MHz) para acelerar partículas carregadas, como elétrons, a altas energias num tubo linear [11].

Um exemplo deste tipo de acelerador é o SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*) exibido na Figura 2.1, o qual possui aproximadamente 3,2 km de extensão e faz parte da Universidade de Stanford. A construção do mesmo começou em 1962 e finalizou em 1987, resultando em três prêmios Nobel de Física [12]:

- Prêmio Nobel de 1976: “Foi concedido em conjunto à Burton Richter e Samuel Chao Chung Ting por seu trabalho pioneiro na descoberta de uma partícula elementar pesada de um novo tipo”, J/ψ [13].
- Prêmio Nobel de 1990: Condecorado à “Richard E. Taylor (SLAC), Jerome I. Friedman (MIT), e Henry W. Kendall (MIT) por suas pesquisas pioneiras sobre o espalhamento inelástico profundo de elétrons em prótons e nêutrons ligados, que foram de importância essencial para o desenvolvimento do modelo de quarks na física de partículas” [14].
- Prêmio Nobel de 1995: “Foi concedido à Martin L. Perl pela descoberta do lépton tau e a Fredrick Reines, pela detecção do neutrino” [15].



Figura 2.1: Acelerador linear SLAC (Fonte: Site do *National Accelerator Laboratory* [12]).

Já os aceleradores circulares, também conhecidos como cíclotron ou sincrotron, aceleram partículas em uma trajetória circular, fazendo com que o feixe seja acelerado a cada volta. Pode-se destacar aceleradores síncrotron já construídos: LEP e posteriormente LHC do CERN e Tevatron do Fermilab [16].

No Brasil, especificamente em Campinas - SP, está em construção um acelerador do tipo síncrotron de 4ª geração, o Sirius (Figura 2.2), desenvolvido pelo LNLS (Laboratório Nacional de Luz Síncrotron). Esta é a maior infraestrutura já construída no país e foi projetado para possuir o maior brilho dentre todos os equipamentos na sua classe de energia. Fonte de luz síncrotron produzem luz de amplo espectro (infravermelho, ultravioleta e raio-X), permitindo assim, o estudo da matéria em suas variadas formas, ou seja, a luz é capaz de penetrar na matéria e revelar características sobre a sua estrutura molecular e atômica. Sirius será composto por um acelerador de elétrons com energia de 3 GeV, que terá 518,4 metros de circunferência e poderá comportar até 40 linhas de luz [17].



Figura 2.2: Sirius, a nova fonte de luz síncrotron brasileira (Fonte: Site do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron [17]).

O LEP (*The Large Electron-Positron Collider*), fez parte do complexo de aceleradores do CERN (Organização Europeia para a Investigação Nuclear), que antecedeu a instalação do LHC (*Large Hadron Collider*). Possuía uma circunferência de 27 km, onde foi e é considerado o maior acelerador de elétrons-pósitrons já construído com quatro detectores: ALEPH, DELPHI, L3 e OPAL. Inicialmente contava com 5176 ímãs e 128 cavidades para aceleração, porém em 1995 essas estruturas foram melhoradas com 288 cavidades adicionadas para dobrar a energia. Em 2000 a energia alcançou 209 GeV [18]. O primeiro feixe de partículas circulou em 14 de julho de 1989 com 91 GeV por feixe na intenção que os bósons Z fossem produzidos. Durante os sete anos de funcionamento, LEP produziu cerca de 17 milhões de partículas Z. Porém seu funcionamento foi encerrado em 2 de novembro de 2000, e seu túnel foi utilizado para abrigar o (LHC).

Situado no CERN, o *Large Hadron Collider* (LHC) foi inaugurado em 2008 possuindo a extensão do LEP com um anel de 27 km com ímãs supercondutores e várias estruturas responsáveis por aumentar a energia do feixe ao longo do caminho [19]. A Figura 2.3 mostra a estrutura do mesmo, bem como os estágios de como acontece a aceleração dos

prótons, representado pelas flechas em vermelho. O CERN, localizado em Genebra, mais especificamente na fronteira entre França-Suíça (cidade de Meyrin), é considerado o maior centro de pesquisa de física de partículas, tendo sido inaugurado em 1954. Conta com aproximadamente 2500 funcionários, os quais participam do projeto, da construção e da infraestrutura de pesquisa, bem como a preparação, operação e análise das coletas de dados dos experimentos. Ao todo, a comunidade CERN conta com 12200 cientistas de 110 nacionalidades, em mais de 70 países. Dentre as contribuições do LHC, a principal foi a descoberta do Bóson de Higgs [19].

Cada máquina do complexo de aceleradores do CERN adiciona uma velocidade sobre os feixes incidentes, sendo que quando os prótons chegam ao LHC, estão com uma energia de aproximadamente 7 TeV. Dentre os experimentos realizados no CERN ao longo das últimas décadas, muitas foram as evidências experimentais verificadas, principalmente referente à força fraca e eletromagnética. Alguns resultaram na descoberta das partículas W e Z, portadores da força fraca na década de 1970. Já em 2012, com um novo domínio de energia, foi descoberto o Bóson de Higgs [19].

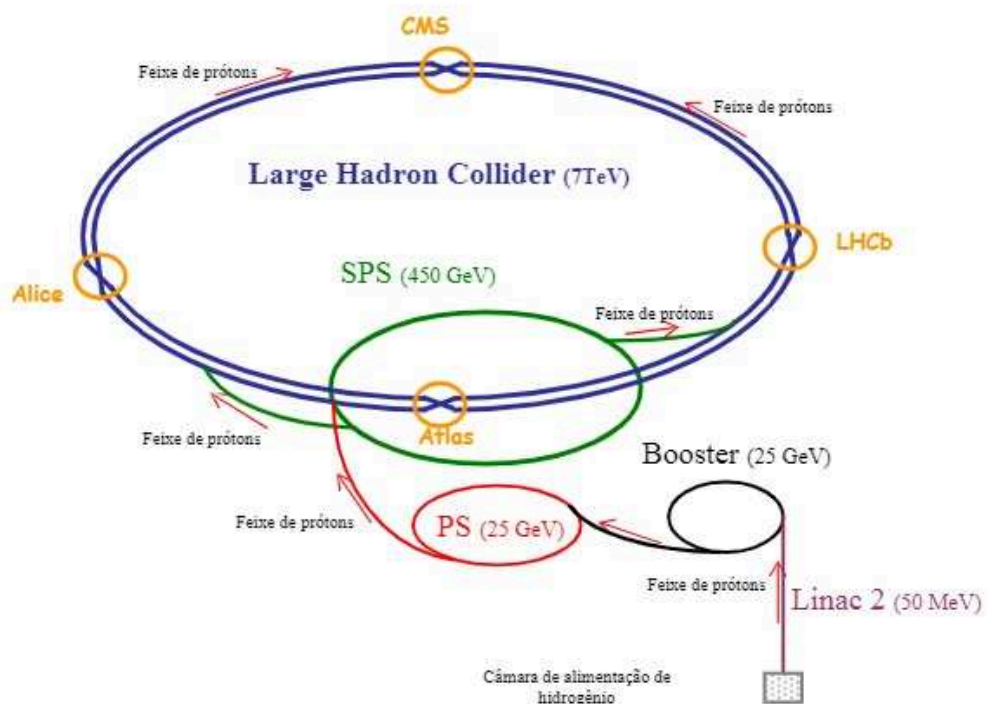


Figura 2.3: Representação da estrutura e estágios da aceleração de prótons no LHC (Fonte: Referência [20]).

A fonte de prótons é uma “garrafa” de gás hidrogênio que quando aplicado um campo elétrico sobre, este consegue remover os elétrons dos átomos de hidrogênio para produzir feixe de prótons [19]. Segundo [20], o hidrogênio é colocado numa câmara de alimentação, onde os prótons e nêutrons são separados e somente os prótons são conduzidos até o **Linac 2**, dado como o primeiro acelerador, que fornece aos prótons uma energia de

aproximadamente 50 MeV. Em seguida, por meio de um campo magnético, a direção do feixe é alterada e o mesmo passa para o **Booster**, um acelerador circular onde alcançam uma velocidade de quase 91% da velocidade da luz (c). O próximo acelerador em que o feixe chega é o **PS** o qual acelera o feixe até atingir a energia de 25 GeV, e em seguida, o **SPS** com energia de 450 GeV. Nesta etapa, o feixe atinge uma velocidade de 99,9998% da velocidade da luz. Por fim, o feixe chega ao último estágio, no **LHC**. Nele, cada feixe receberá uma energia de 7 TeV por próton, logo, a colisão resultará em aproximadamente em 14 TeV. Vale ressaltar que cada um desses aceleradores que alimentam o LHC (Booster, PS e SPS) foram importantes aceleradores no passado, que ajudaram a deixar a física de partículas no patamar que está hoje. Seus túneis são aproveitados, como descrito anteriormente, para acelerar os feixes de partículas, para que os mesmos entrem no LHC com altíssimas velocidades.

Ainda, na figura estão representados na cor laranja, quatro detectores nos quais ocorrem as colisões: ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*), ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*), CMS (*Compact Muon Solenoid*) e LHCb (*Large Hadron Collider beauty*). Especialmente o ALICE, é um detector de íons pesados construído para estudo de novos estados da matéria fortemente interagentes às condições extremas, como o plasma de quarks e glúons, objeto de estudo deste trabalho.

O *Relativistic Heavy Ion Collider* (Figura 2.4) localizado no *Brookhaven National Laboratory* em Upton - Nova York, é um complexo de aceleradores, sendo o primeiro capaz de colidir íons pesados, principalmente núcleos de ouro. Possui uma circunferência de aproximadamente 3,8 km com dois anéis concêntricos, os quais são compostos por 1740 ímãs supercondutores e por seis pontos de intersecção onde os feixes de partículas colidem. Uma das mais importantes confirmações realizadas no RHIC foi em relação à existência do plasma de quarks e glúons. Todavia, as primeiras especulações eram que este estado se comportava como um gás, porém, após as verificações, conseguiram estabelecer que o mesmo era um líquido quase perfeito [21]. Possui quatro detectores: STAR, PHENIX, PHOBOS, BRAHMS. Porém, apenas o STAR e PHENIX continuam em funcionamento. PHOBOS foi encerrado em 2005 e BRAHMS em 2006.

- STAR (*Solenoidal Tracker At RHIC*): Sendo o maior detector, o STAR foi projetado para procurar assinaturas de novas formas de matéria que o RHIC cria, como por exemplo o QGP.
- PHENIX (*Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment*): Mede observáveis físicos como parâmetro de impacto (\vec{b}) e pseudo-rapidez (η).
- PHOBOS: Foi projetado para examinar e analisar um número muito grande de colisões de íons de ouro, bem como já conseguiu mensurar quantidades como temperatura e densidade em uma colisão.

- BRAHMS (*Broad RAnge Hadron Magnet Spectrometer*): Construído para medir hádrons carregados e analisar os mecanismos de reação de colisão de íons pesados relativísticos.

Este complexo de aceleradores conta com uma equipe com 1000 cientistas, envolvendo 80 nações diferentes, inclusive o Brasil. Foi construído principalmente para o estudo de colisões de íons pesados (Au), com energia de aproximadamente $\sqrt{s} \approx 200$ GeV por par de nucleon [22]. As principais colisões do RHIC são: p+p até $\sqrt{s_{NN}} = 500$ GeV, Au+Au até $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, d+Au até $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV e Cu+Cu até $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [23].

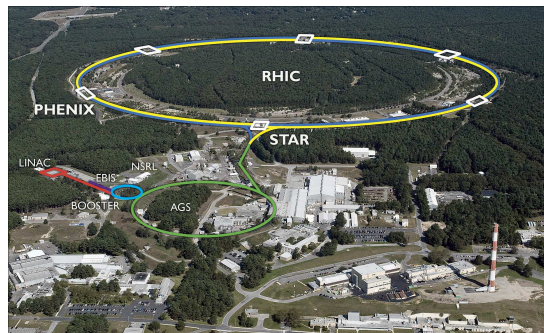


Figura 2.4: Acelerador *Relativistic Heavy Ion Collider* (Fonte: Site do *Brookhaven National Laboratory* [21]).

Por fim, mas não menos importante, não se pode deixar de mencionar o acelerador de partículas Tevatron do Fermilab (Figura 2.5). O mesmo já foi considerado o segundo acelerador de partículas mais poderoso do mundo, com aproximadamente 6,5 km de circunferência, realizando colisões de prótons e antiprótons. Porém, foi desligado em 30 de setembro de 2011 [25]. As colisões ocorriam com uma energia de aproximadamente 1,8 TeV ou 900 GeV por feixe, sendo que no ano de 1977 foi descoberto o quark *bottom* e em 2000 o neutrino do tau.



Figura 2.5: Acelerador de partículas Tevatron (Fonte: Site Fermilab [25]).

Visto a importância dos aceleradores de partículas, a próxima seção será destinada para a realização de um estudo sobre as colisões de íons pesados, tratando das colisões em si, geometria da colisão, coordenadas hiperbólicas, evolução temporal e por fim, a criação do plasma de quarks e glúons.

2.2 Introdução à física de íons pesados

A física de íons pesados é “dedicada ao estudo da matéria sob condições extremas, criadas em colisões de íons pesados com grandes energias” [24] por potentes laboratórios, conhecidos como aceleradores de partículas. Os estágios de uma colisão relativística podem ser representados simplificadaamente como na Figura 2.6. Segundo [26], dois núcleos com velocidades relativísticas (a) (fato de serem representados contraídos) colidem (b), se sobrepondo e criando um meio quente e denso, onde, dependendo a energia inicial, quarks e glúons podem estar desconfinados (c). Todavia, a medida que esse meio se expande e resfria, ocorre o processo de hadronização (d). A evolução do sistema se estende até o ponto em que os hádrons estão a uma distância suficiente grande e passam a se comportar como livres, e então é dito que as partículas são emitidas do sistema e podem ser observadas no detector (e).

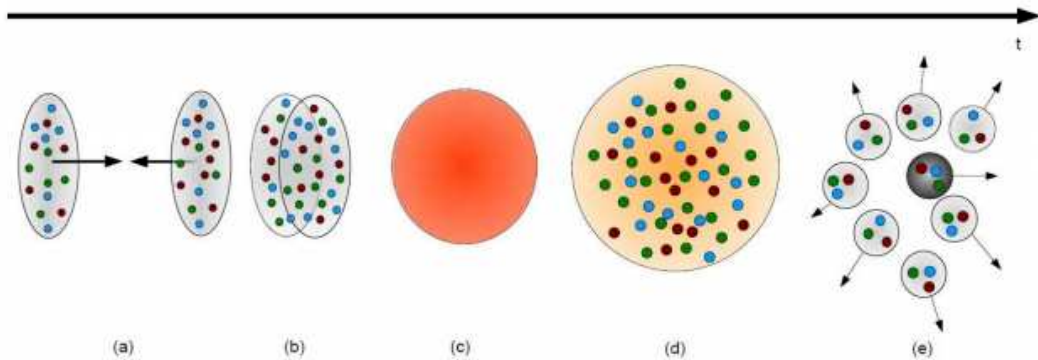


Figura 2.6: Estágios de uma colisão de dois núcleos com a formação do QGP (Fonte: Referência [26]).

Em colisões relativísticas, uma grande quantidade de energia é depositada numa pequena região do espaço-tempo. Para fins de informações, a tabela 2.1 faz uma comparação entre as energias que cada acelerador atinge aproximadamente [27], bem como os núcleos utilizados nas colisões, normalmente sendo núcleos pesados como ouro (Au) e chumbo (Pb), fazendo jus ao nome, colisão de íons pesados.

dado que

$$1 \text{ GeV} = 1 \text{ bilhão de elétrons-volt} = 10^9 \text{ elétrons-volt} \quad (2.1)$$

$$1 \text{ TeV} = 1 \text{ trilhão de elétrons-volt} = 10^{12} \text{ elétrons-volt} \quad (2.2)$$

percebe-se que a magnitude com que cada colisão acontece é extremamente alta. Como visualizado na tabela, o LHC é o acelerador que atinge uma maior energia durante as colisões, por isso é considerado o maior acelerador de partículas de toda a história [20].

As colisões relativísticas de íons pesados envolvem processos que devem ser analisados desde os instantes iniciais da colisão até o momento em que as partículas criadas são

Tabela 2.1: Energias atingidas nos principais aceleradores de partículas (Fonte: Referência [27]).

Acelerador	Ano	Colisão	Energia do feixe	Experimentos
LHC (CERN)	2008 -	Pb - Pb	2.76 TeV	ALICE, ATLAS, CMS, LHCb
		p - Pb		
		p - p		
RHIC (BNL)	2000 -	d - Au	3.85 - 100 GeV	STAR, PHENIX BRAHMS, PHOBOS
		Cu - Cu		
		Cu - Au		
		Au - Au		
U - U				
LEP (CERN)	1989 - 2000	$e^- - e^+$	104 GeV	Aleph, Delphi, Opal, L3
SPS (CERN)	1988 - 1998	$p - \bar{p}$	6.5 GeV	UA1, UA2
SLAC	1988 - 1998	$e^- - e^+$	50 GeV	—
Tevatron	1983-2011	$p - \bar{p}$	980 GeV	CDF, D0

medidas no detector. Para isso, é necessário se conhecer as principais características de uma colisão, como segue nas próximas seções.

2.2.1 Geometria da colisão: parâmetro de impacto (\vec{b}) e centralidade

Para caracterizar o sistema formado pós-colisão é necessário o estudo de algumas características, como por exemplo, a geometria da colisão e a multiplicidade de partículas.

Cada colisão realizada nos aceleradores de partículas é designada como *evento*, sendo que os experimentos podem ser denominados como *alvos fixos*¹ ou *colisores*²[9].

A geometria da colisão é um dos aspectos fundamentais para descrever colisões relativísticas, sendo determinada pela distância perpendicular entre os centros dos núcleos, caracterizada pelo parâmetro de impacto, geralmente indicado pelo vetor (\vec{b}). Devido à este parâmetro, é possível determinar o tipo da colisão: periférica ou central. Esta medida se torna importante pelo fato de que para altas energias, é possível descrever colisões nucleares como sendo múltiplas colisões de nucleos individuais [22]. Desta forma, faz-se necessário estimar quantos nucleons participaram da reação, denominados participantes (N_{part}) e quantos agiram como espectadores (N_{esp}) [8], ou seja, não foram atingidos, como ilustrado na Figura 2.7. Com tais relações, nos experimentos a centralidade pode ser medida em função de N_{part} , a qual pode ser encontrada por meio da relação:

$$N_{part} = N_{tot} - N_{esp} \quad (2.3)$$

onde N_{tot} é o número total de nucleons incidentes.

¹Neste tipo de colisão o feixe emitido colide contra um alvo fixo.

²Neste tipo de colisão os feixes seguem em sentidos opostos para posterior colisão.

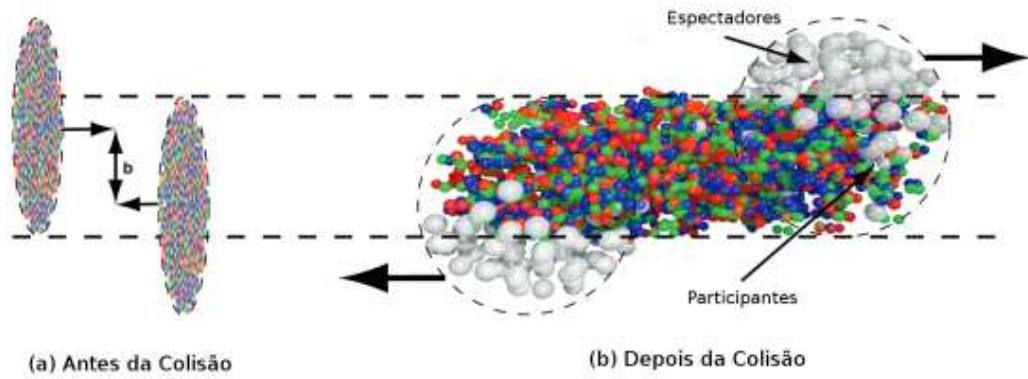


Figura 2.7: Representação de uma colisão de íons pesados. (a) Núcleos momentos antes da colisão com parâmetro de impacto (\vec{b}). (b) Relação entre os participantes da reação (região colorida) na qual o QGP é formado, e espectadores (região cinza) (Fonte: Referência [5]).

A Figura 2.8 mostra a relação do parâmetro de impacto com a geometria da colisão. Inicialmente, os núcleos estão achatados pelo fato de estarem “viajando” a uma velocidade próxima a velocidade da luz, e por isso, sofrerem com a contração de Lorentz. Todavia, ao colidirem, o parâmetro de impacto determinará o tipo de colisão. Logo, quanto menor for o parâmetro de impacto (figura da esquerda), mais central será a colisão e consequentemente, mais energia será depositada na região de sobreposição produzindo grande número de partículas como resultado final. Porém, se o parâmetro de impacto for grande (figura da direita), a colisão será do tipo periférica, onde os núcleos vão interagir muito pouco um com o outro, o que não é interessante, pois haverá uma parcela menor de partículas produzidas.

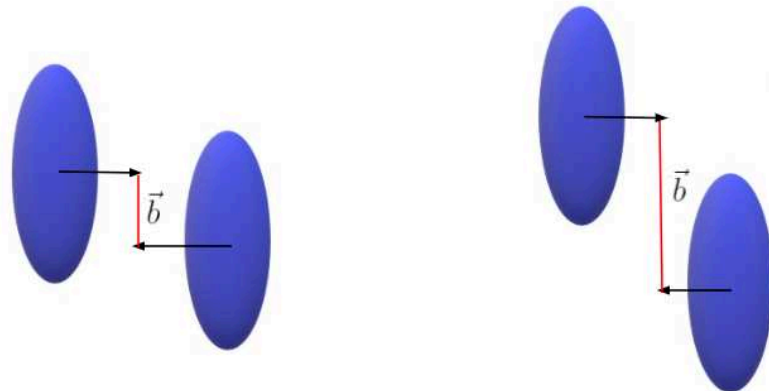


Figura 2.8: Relação do parâmetro de impacto (\vec{b}) com a geometria da colisão (Fonte: Autoria própria).

Numa colisão, a quantidade de partículas medidas experimentalmente é denominada multiplicidade. Logo, verifica-se que o parâmetro (\vec{b}) é inversamente proporcional a multiplicidade, ou seja, para colisões periféricas (\vec{b} grande), a multiplicidade de partículas (participantes) é menor na região de interação, porém o número de espectadores maior.

Todavia, quando (\vec{b}) é pequeno, ocorre o inverso, ou seja, a multiplicidade de partículas é maior, havendo poucos espectadores. Entretanto, o parâmetro de impacto não pode ser mensurado experimentalmente, apenas pode-se estimar a fração do número de partículas produzidas na colisão [9]. Desta forma, pode-se definir classes de centralidades (Figura 2.9) para cada evento, usualmente, utilizando de modelos, como o Modelo de Glauber para o cálculo das seções de choques, sendo que este mede a probabilidade de que uma colisão venha a ocorrer. Maiores detalhes sobre o modelo de Glauber podem ser encontrados na referência [28].

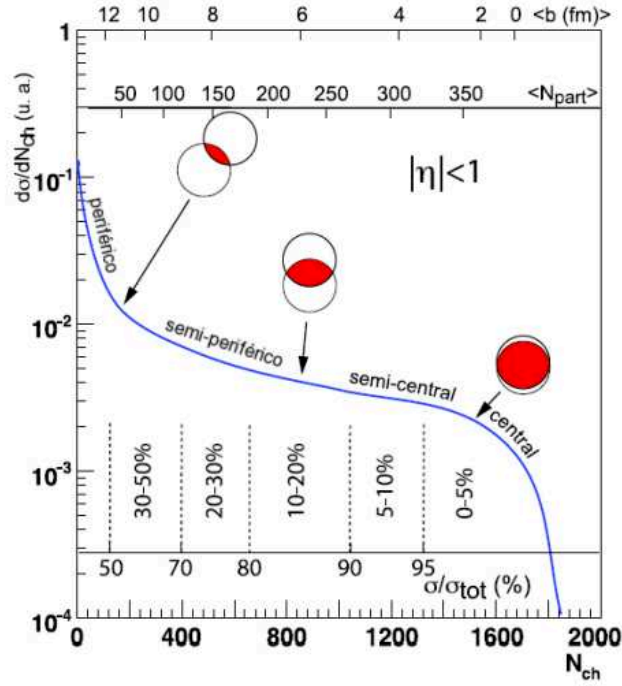


Figura 2.9: Classes de centralidade (Fonte: referência [9]).

Como pode ser visualizado na Figura 2.9, a mesma relaciona a distribuição do número de eventos (frações da seção de choque total ($d\sigma/dN_{ch}$)) com o número de multiplicidade (N_{ch}), delimitando assim, as janelas de centralidade. Pode-se aferir pela figura que quanto menor o número de partículas medidas experimentalmente (N_{ch}), mais periférica será a colisão e vice-versa.

A Tabela 2.2 contém um conjunto de dados referente à janelas de centralidade do detector STAR, localizado no RHIC. Estes dados são provenientes de eventos, como colisões de Au+Au numa energia de $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. O parâmetro de impacto é calculado usando a relação $\vec{b} = 2R\sqrt{\text{centralidade}}$ sendo que $R = 1.3 \cdot A^{1/3}$ fm. A variável “A” é o número de massa do átomo incidente, que no caso do ouro é 197 [8].

Logo, como visualizado na Tabela 2.2, quanto maior for o parâmetro de impacto, maior será a centralidade e conseqüentemente, mais periférica é a colisão.

Tabela 2.2: Janelas de centralidade do STAR, detector do RHIC. Dados referente à colisões de Au+Au com $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ (Fonte: Autoria própria).

Janela centr. (%)	Parâm. impacto (\vec{b}) (fm)
0 - 5	0.000 - 3.383
5 - 10	3.383 - 4.784
10 - 20	4.784 - 6.765
20 - 30	6.765 - 8.286
30 - 40	8.286 - 9.568
40 - 60	9.568 - 11.718
60 - 80	11.718 - 13.531

2.2.2 Evolução temporal pós-colisão

As colisão de íons pesados relativísticos possuem como principal objetivo, a recriação, em laboratório, dos primeiros instantes após o *Big Bang*, e conseqüentemente o plasma de quarks e glúons. Logo, é possível analisar as etapas ocorridas pós-colisão por meio de um diagrama da evolução do espaço-tempo, conforme ilustrado na Figura 2.10.

Inicialmente, dois feixes são incididos com velocidades próximas à velocidade da luz, em sentidos opostos, porém ao longo da mesma direção (z). Ao se cruzarem e colidirem nas coordenadas $(z, t)=(0, 0)$, rapidamente o sistema entra em um estado onde uma grande quantidade de energia é depositada em um pequeno volume do espaço, criando assim, o plasma de quarks e glúons em τ_0 . Desta forma, o meio quente e denso criado na colisão, inicialmente não estando em equilíbrio termodinâmico, tende a atingi-lo instantes após a colisão. Devido à pressão exercida pelo meio, este expande-se no espaço-tempo, fazendo com que sua densidade e temperatura diminuam [32], ou seja, a matéria criada na colisão vai se expandindo e resfriando-se, então os quarks começam a se agrupar formando os hádrons [5]. Ocorre assim, o processo de hadronização (transição de fase: região amarela para região azul), no qual após um certo tempo, toda a matéria atinge a fase hadrônica. Neste estado ainda estão ocorrendo colisões entre as partículas, sendo que em algum momento, essas colisões inelásticas e elásticas cessam, processos denominado de *freeze-out* químico e *freeze-out* cinético. Após tais etapas, quando o livre caminho médio das partículas é da mesma dimensão que o sistema criado, ou maior, as partículas conseguem escapar do fluido e estão prontas para chegarem até o detector.

A seguir discutiremos as coordenadas hiperbólicas, rapidez e pseudo-rapidez, através das quais as colisões nucleares são descritas.

2.2.3 Coordenadas hiperbólicas em íons pesados

De acordo com a Figura 2.10, o processo de termalização ocorre em uma hiper-superfície de tempo próprio³ do fluido (τ). Todavia, vale ressaltar que o fluido não termaliza todo

³Tempo inferido por um relógio posicionado de forma estática num dado referencial adotado.

num único tempo [8]. À vista disso, é conveniente utilizar o sistema de coordenadas hiperbólicas, também conhecida como coordenadas de Milne, para descrever a evolução temporal ocorrida [5].

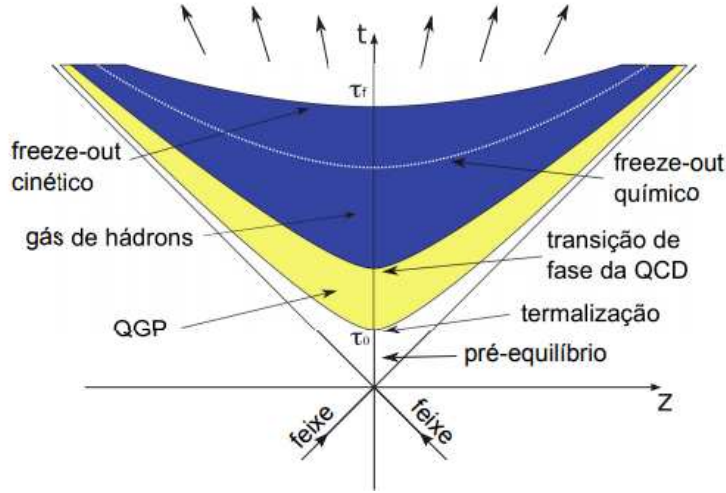


Figura 2.10: Evolução temporal de uma colisão de íons pesados (Fonte: Referência [9]).

De acordo com a transformação de Lorentz, “o tempo é diferente em diferentes referenciais inerciais” [33]. Considerando dois eventos físicos, como por exemplo, o ascender e apagar de uma lâmpada, que ocorrem no mesmo lugar do espaço, num dado referencial R' , no instante de tempo t'_1 a lâmpada ascende e em t'_2 a lâmpada se apaga [33]. Logo, a diferença de tempo entre os dois eventos será:

$$\Delta t' = t'_2 - t'_1 \quad (2.4)$$

Contudo, para determinar o intervalo de tempo dos mesmos eventos num referencial R , a diferença de tempo será:

$$\Delta t = t_2 - t_1 \quad (2.5)$$

Logo, de acordo com as Transformações de Lorentz, no qual o tempo é dado por:

$$t = \gamma \left(t' + \frac{vx'}{c^2} \right) \quad (2.6)$$

o tempo t_1 e t_2 serão:

$$t_1 = \gamma \left(t'_1 + \frac{vx'}{c^2} \right) \quad (2.7)$$

$$t_2 = \gamma \left(t'_2 + \frac{vx'}{c^2} \right) \quad (2.8)$$

Substituindo as relações acima em (2.5):

$$\Delta t = \gamma \left(t'_2 + \frac{vx'}{c^2} \right) - \gamma \left(t'_1 + \frac{vx'}{c^2} \right) \quad (2.9)$$

$$\Delta t = \gamma(t'_2 - t'_1) \quad (2.10)$$

Assim, a relação entre tempo próprio e o tempo de um referencial fixo (laboratório) é dada por:

$$\Delta t = \gamma \Delta t' \quad \text{que pode ser escrito como:} \quad \tau = \frac{t}{\gamma} \quad (2.11)$$

onde $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ é o fator de Lorentz. Logo:

$$\tau = t \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (2.12)$$

Na equação 2.12, considera-se $c = 1$ e que v é a velocidade longitudinal da matéria, sendo escrita nas coordenadas: $v_z(z, t)$.

$$\tau = t \left(\sqrt{1 - v_z^2(z, t)} \right) \quad (2.13)$$

Análogo à velocidade $v(x, t) = \frac{x}{t}$, $v_z(z, t)$ é dada por:

$$v_z(z, t) = \frac{z}{t} \quad (2.14)$$

Substituindo (2.14) em (2.13)

$$\tau = t \sqrt{1 - \frac{z^2}{t^2}} = t \sqrt{\frac{t^2 - z^2}{t^2}} \quad (2.15)$$

$$\tau = \sqrt{t^2 - z^2} \quad (2.16)$$

que corresponde a parte positiva de uma hipérbole, conforme mostra a Figura 2.10.

A Figura 2.10 é um diagrama do espaço-tempo, com eixos z versus t , que ilustra a dinâmica de uma colisão. A colisão dos dois núcleos ocorre em $(z, t) = (0, 0)$, sendo que uma “partícula produzida na colisão segue uma trajetória que está necessariamente dentro desse cone de luz” [8]. No referencial adotado, “uma trajetória na região central possui velocidade $v_z = 0$ e atinge o próximo estágio de evolução num dado tempo t , ao passo que partículas com velocidades maiores, devido ao efeito de dilatação do tempo, demoram mais para chegar a mesma condição. Deste modo, as etapas ocorrem no tempo próprio τ ” [8].

Assim, podemos escrever as coordenadas t e z em coordenadas hiperbólicas, fazendo

uma analogia às funções hiperbólicas estendidas (referência [29]):

$$t = \tau \cosh(\eta_s) \quad z = \tau \sinh(\eta_s) \quad (2.17)$$

logo

$$v_z(z, t) = \frac{z}{t} = \frac{\tau \sinh(\eta_s)}{\tau \cosh(\eta_s)} = \tanh(\eta_s) \quad (2.18)$$

Variáveis cinemáticas são necessárias para a representação de um vetor. Desta forma, geralmente quando se trata de colisões de partículas, as coordenadas são separadas em *longitudinal* e *transversal*. A primeira diz respeito à componentes ao longo da direção do feixe incidido, e a segunda, quando a componente é perpendicular à direção do feixe [9].

Logo, para descrever a condição cinemática de uma partícula na direção longitudinal se utiliza a variável conhecida como rapidez (y) [9]. A rapidez é relacionada à velocidade, mas não é a velocidade em si. Se usa pelo fato de ter uma transformação de Lorentz simples ao longo do eixo z , e pelo fato da diferença de rapidez ($y_1 - y_2$) ser invariante sob uma mudança de referencial ao longo do eixo z . O jeito mais natural de interpretar a rapidez é relacionar com a transversalidade, em que $y = 0$ representa $p_z = 0$, ou seja, representa o movimento puramente transversal. Enquanto que $y = +\infty$ ou $y = -\infty$ representam movimentos puramente longitudinais (p_z muito maior que p_x e p_y). Deste modo, a mesma é dada por:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.19)$$

onde p_z e E , são respectivamente, o momento longitudinal e a energia da partícula [5].

Todavia, para se determinar a rapidez de uma partícula produzida numa colisão é necessário conhecer a massa da partícula, pois se necessita da informação da energia e momento [30], porém nem sempre é possível obtê-las. Desta forma, é necessário usar outra variável, a pseudo-rapidez (η), que depende apenas do ângulo θ (conforme Figura 2.11), o qual é o ângulo de emissão da partícula detectada relativo à direção do feixe [5]. Vale comentar que para altas energias, muito maiores que a massa, usar a pseudo-rapidez em vez da rapidez é uma excelente aproximação.

Para determinar tal dependência, começamos pela definição de y . Tendo que a relação entre energia e quantidade de movimento relativístico é dada por $E = \sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$, contudo, ao considerar $c = 1$, E será: $E = \sqrt{p^2 + m^2}$. Logo, ao aplicar esta relação na equação 2.19:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\sqrt{p^2 + m^2} + p_z}{\sqrt{p^2 + m^2} - p_z} \right) \quad (2.20)$$

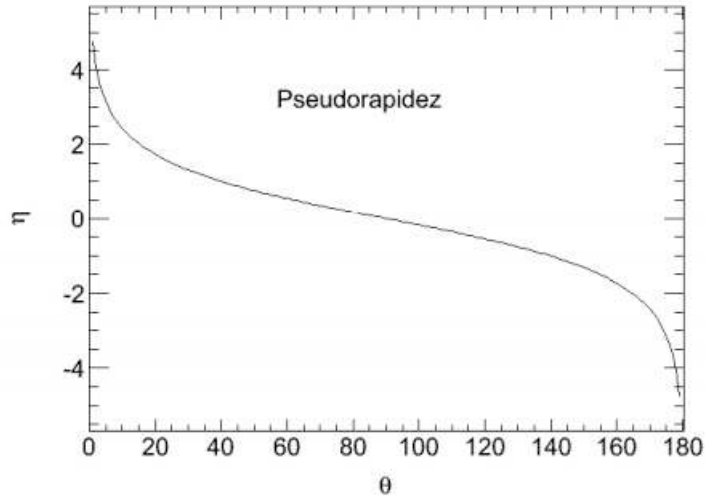


Figura 2.11: Pseudo-rapidez em função do ângulo (Fonte: Referência [31]).

colocando p em evidência:

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p(1 + \frac{m^2}{p^2})^{1/2} + p_z}{p(1 + \frac{m^2}{p^2})^{1/2} - p_z} \right) \quad (2.21)$$

Aplicando a expansão binomial:

$$(1 + x)^k = 1 + kx + \frac{k(k-1)x^2}{2!} + \dots \quad (2.22)$$

e tendo que $k = \frac{1}{2}$ e $x = \frac{m^2}{p^2}$

$$\left(1 + \frac{m^2}{p^2}\right)^{1/2} = 1 + \frac{1}{2} \frac{m^2}{p^2} + \dots \quad (2.23)$$

substituindo a relação acima em (2.21):

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p(1 + \frac{1}{2} \frac{m^2}{p^2} + \dots) + p_z}{p(1 + \frac{1}{2} \frac{m^2}{p^2} + \dots) - p_z} \right) \quad (2.24)$$

dividindo toda a equação por p :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \frac{m^2}{2p^2} + \frac{p_z}{p}}{1 + \frac{m^2}{2p^2} - \frac{p_z}{p}} \right) \quad (2.25)$$

considerando que $\frac{p_z}{p} = \cos \theta$, e que $p \gg m$, logo $m^2/2p^2 \approx 0$. Teremos que:

$$1 + \frac{p_z}{p} = 2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.26)$$

$$1 - \frac{p_z}{p} = 2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad (2.27)$$

substituindo as relações (2.26) e (2.27) em (2.25):

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2 \cdot \cos^2 \frac{\theta}{2}}{2 \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}} \right) \quad (2.28)$$

$$y \approx - \ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.29)$$

logo:

$$\eta = - \ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \quad (2.30)$$

Assim, por meio da rapidez e da pseudo-rapidez é possível determinar a quantidade de energia depositada pelos nucleons participantes na região de sobreposição [8].

Na próxima seção serão discutidas as propriedades e formas de criação do plasma de quarks e glúons.

2.3 Plasma de Quarks e Glúons (QGP)

Quando se trata da estrutura e organização da matéria por meio da física atômica, considera-se a possibilidade da existência de um novo estado da matéria [34] previsto pela Cromodinâmica Quântica (QCD), denominado Plasma de Quarks e Glúons (QGP). Este novo estado se apresenta numa forma desconfinada, em que os quarks e glúons que antes eram confinados em hádrons, apresentam-se livres [35]. Com a propriedade da liberdade assintótica e por meio das colisões de íons pesados à altas energias, foi possível o estudo do comportamento do QGP dado em condições extremas de pressão e temperatura.

O plasma de quarks e glúons foi detectado pela primeira vez no *Relativistic Heavy Ion Collider* (RHIC) em 2005, após uma longa jornada de estudo e pesquisa, onde Collins & Perry e colaboradores, perceberam que a propriedade de liberdade assintótica da cromodinâmica quântica implicava na existência de uma forma ultra-densa de matéria com quarks e glúons desconfinados [35]. Para o experimento, foram utilizados núcleos de ouro com energia na ordem de 200 GeV por par de nucleons no sistema do centro de massa [26].

No entanto, para uma análise qualitativa deste novo estado pode se utilizar de um diagrama da temperatura por densidade bariônica, o qual expressa as propriedades termodinâmicas de um sistema [9] e representa a transição de fase da matéria nuclear hadrônica para o plasma de quarks e glúons. Segundo [35], esta transição ocorre quando a densidade de energia está entre 1 e 10 GeV/fm^3 .

Como visualizado na Figura 2.12, à baixas temperaturas e baixa densidade bariônica há a existência do gás de hádrons, no qual os quarks e glúons estão confinados no interior

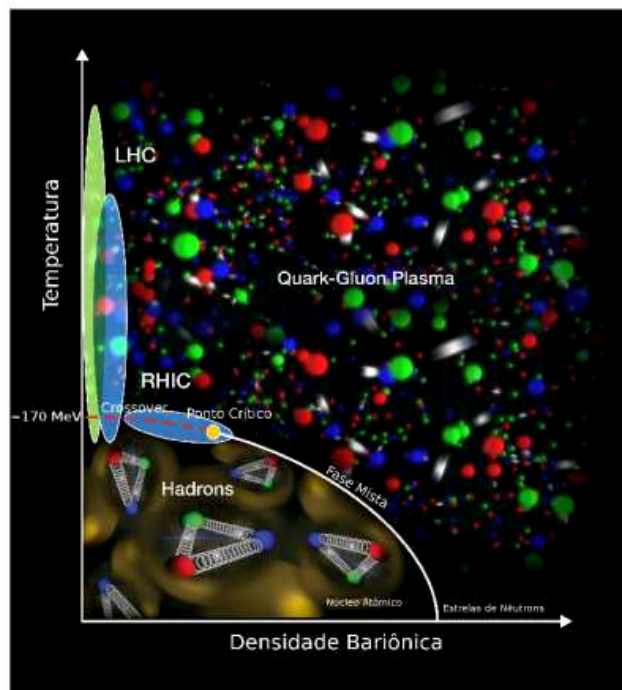


Figura 2.12: Diagrama de fase da QCD (Fonte: Referência [5]).

dos hádrons. Contudo, a medida que ocorre um aumento da temperatura ou da densidade, há a possibilidade de ocorrer a transição de fase de gás de hádrons para o plasma de quarks e glúons, onde os quarks e glúons ficam desconfinados. Analisando o diagrama de fases, na região de densidade bariônica muito pequena, quase nula, observa-se que a transição de fase ocorre quando a temperatura é da ordem de 170 MeV. Essa é a região de estudo deste trabalho, sendo o valor atingido pelos aceleradores de partículas mais potentes.

Esta transição pode ser entendida como uma mudança no número de graus de liberdade⁴ do sistema [35], estando representada na figura pela linha contínua branca. As regiões sombreadas azul e verde são as áreas de atuação do RHIC e LHC respectivamente, estando situadas na faixa de pequena densidade bariônica [5] e altíssimas temperaturas. Ainda, sobre a linha contínua existe um ponto crítico, de modo que em altas temperaturas e baixas densidades bariônicas ocorre a transição de fase *crossover* (fase suave com características de uma transição de segunda ordem), e para baixas temperaturas e altas densidades bariônicas a transição de fase de primeira ordem [5]. Maiores detalhes sobre transição de fase serão apresentados da seção 3.2.3.

Vários são os motivos de se pesquisar sobre o QGP em laboratório, desta forma, [35] cita cinco das principais razões:

⁴Números de estados independentes necessários para determinar o estado físico de um determinado sistema.

- É a forma primordial final da matéria QCD em alta temperatura ou densidade bariônica (pelo menos até a escala eletro-fraca em cerca de $T_{EW} \approx 10^3 T_c$).
- Estava presente nos primeiros microssegundos após o *Big Bang*, de acordo com a cosmologia atual.
- Pode ocorrer naturalmente em supernovas, rajadas de raios gama e estrelas de nêutrons como matéria com alta densidade de número bariônico e temperatura relativamente baixa.
- Ele fornece um exemplo de transições de fase que podem ocorrer em uma variedade de escalas de temperatura mais altas no universo primitivo.
- Pode nos fornecer informações importantes sobre a origem da massa da matéria e como os quarks são confinados em hádrons.

A interação entre os quarks via campo de glúons [5] exibe duas propriedades: liberdade assintótica e confinamento. A liberdade assintótica foi proposta por Gross, Politzer e Wilczek em meados da década de 70 [9], e faz referência à distância entre os quarks, ou seja, implica que à distâncias muito curtas ou grandes transferências de momento, a força de acoplamento entre os quarks se torna assintoticamente mais fraca [6]. “Matematicamente, este efeito se traduz na dependência do valor da constante de acoplamento com a energia de uma reação (ou momento transferido Q)” [9], como ilustrado na Figura 2.13.

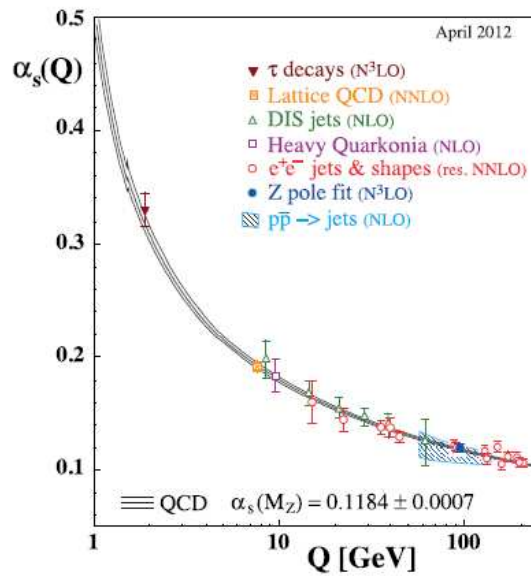


Figura 2.13: Medidas de α_s em função do fator de escala Q . As curvas são previsões da QCD para o valor médio de α_s (Fonte: Referência [9]).

Como visualizado na figura acima, o comportamento da constante α_s satisfaz as condições impostas. Isto é,

há um forte acoplamento em escalas de baixa transferência de momento (região de confinamento) e fraco acoplamento em escalas de alta transferência de momento (região assintoticamente livre) [9].

Ainda, por meio desta constante, é possível determinar a fase em que os quarks e glúons se encontram. Isto é, quanto menor for a energia, maior será α_s . Isso representa que os quarks e glúons estão confinados no interior dos hádrons, e a medida que tal energia aumenta, o valor de α_s conseqüentemente diminui. Logo, isto quer dizer que os quarks e glúons estão desconfinados no interior dos hádrons.

Como já mencionado, por meio da propriedade de liberdade assintótica, surge a hipótese que quando a matéria hadrônica é submetida às condições extremas, esta pode sofrer uma transição de fase, levando à criação do QGP, onde os constituintes (quarks e glúons) estão desconfinados.

Ainda, os quarks possuem a propriedade da cor, porém são confinados nos hádrons (este sendo incolor, como mostrado na Figura 1.1). Logo, o confinamento de cor, como é conhecido, diz que os quarks não podem ser observados isoladamente e sim em sistemas incolores. Ou seja, para grandes distâncias de separação entre os quarks, a intensidade da interação entre eles é suficientemente grande [5], portanto, ao tentar separar dois quarks (ou um par quark-antiquark), pelo fato da intensidade da interação ser tão grande, um novo par de quark-antiquark será formado.

A evidência experimental do QGP confirmado no RHIC, depende fortemente do fluxo elíptico, além de duas condições do comportamento coletivo que levaram à conclusão que o plasma de quarks e glúons é um líquido quase perfeito e não um gás. A primeira condição é o processo de termalização, onde a evolução da matéria pode ser descrita pelas equações da hidrodinâmica com viscosidade. Porém, a viscosidade pode ser excluída, dando espaço para a análise de um fluido ideal com a ajuda da equação de Euler por exemplo. Isso pode ocorrer quando o livre caminho médio das partículas (distância média entre duas colisões) é pequeno o suficiente comparado com o sistema em questão. A segunda condição diz respeito às equações de estado (EoS), a qual relaciona propriedades como temperatura, densidade, pressão e entropia, e realiza a evolução do sistema criado pós-colisão de íons pesados [35].

No próximo capítulo trataremos das simulações numéricas utilizadas para descrever uma colisão de íons pesados, onde o modelo hidrodinâmico é empregado, sendo este, um modelo fenomenológico utilizado para o estudo de colisões nucleares relativísticas.

Capítulo 3

SIMULANDO COLISÕES DE ÍONS PESADOS

O primeiro a tentar explicar o fenômeno das colisões de íons pesados foi Enrico Fermi em 1950 por meio dos raios cósmicos. Embora o modelo oferecesse uma boa visão do processo de colisões nucleares de altas energias, prevendo a dependência energética da multiplicidade, havia problemas em relação a abundância de partículas K em relação a π [36]. Segundo Fermi, as partículas eram emitidas diretamente da matéria quente e densa formada na colisão, para depois o meio se expandir, salientando que, esse processo segundo ele, ocorria muito rapidamente. Em 1953 L. Landau resolveu as falhas deixadas por Fermi, formulando o modelo hidrodinâmico [5], o qual viabilizava que a matéria quente e densa se expandia antes da emissão de partículas. A partir do momento em que tais propriedades puderam ser estudadas e reproduzidas em laboratório, o modelo hidrodinâmico se tornou fundamental [36]. A hidrodinâmica é considerada o melhor meio para descrever um sistema de muitos corpos, desde que consideramos escalas muito maiores que o livre caminho médio, pois consegue explicar uma vasta quantidade de fenômenos físicos macroscópicos, que variam desde o fluxo da água ao voo dos aviões [37].

Nas colisões de íons pesados, como já descrito anteriormente, apenas se sabe quais núcleos serão colididos e com qual energia. O processo entre a colisão e a detecção é uma incógnita. Porém, pode-se utilizar de modelos, como o modelo hidrodinâmico para descrever a evolução do sistema após atingir o equilíbrio térmico local. Entretanto, o sistema começa a expandir e resfriar a partir da colisão, mas leva um tempo, que pode ser da ordem de até 1 fm/c (dependendo do código numérico utilizado) para o sistema termalizar. O modelo hidrodinâmico é um tratamento fenomenológico que trata da matéria fortemente interagente, ligando o estado inicial ao final do sistema das partículas produzidas [9]. Como mencionado a hidrodinâmica é utilizada a partir do momento em que o sistema atinge o estado de equilíbrio, antes da termalização a mesma não consegue simular o meio. Os ingredientes da simulação numérica que faz uso do modelo hidrodinâmico são as condições iniciais, equações de movimento, equações de estado e desacoplamento.

Como as colisões ocorrem com as partículas sendo aceleradas com velocidade próxima à velocidade da luz, considera-se que os núcleos antes com raio R , sofrem a contração de Lorentz na direção longitudinal, passando a ter $2R/\gamma$, onde $\gamma = (\sqrt{1 - v^2})^{-1}$, como ilustra a Figura 2.8. Desta forma, faz-se necessário o uso das equações da hidrodinâmica relativística, que descrevem a transformação da energia térmica em energia cinética do movimento coletivo, e vice-versa [22]. Todavia, antes de tratar do modelo hidrodinâmico relativístico, faz-se necessário discutir o modelo hidrodinâmico clássico para um fluido ideal, como a seguir.

3.1 Modelo hidrodinâmico clássico

Basicamente, a hidrodinâmica descreve o comportamento de fluidos na escala macroscópica [38], dada a hipótese que considera que fluidos ideais são aqueles em que a viscosidade e condutividade térmica são nulas [5]. Porém, para descrevê-lo é necessário o entendimento de variáveis matemáticas que dão base para a caracterização de um fluido em movimento como pressão $p(x,y,z,t)$, densidade de energia $\rho(x,y,z,t)$, entropia $s(x,y,z,t)$ e velocidade $v(x,y,z,t)$. Todas as quantidades termodinâmicas são determinadas pelos valores de quaisquer duas propriedades, juntamente com a equação de estado [39]. Para a dedução das equações a seguir, foi utilizado do livro *Fluid Mechanics* de L. D. Landau e E. M. LIFSHITZ (referência [39]).

3.1.1 Equação da continuidade

Com base em um volume de controle (como ilustrado na figura abaixo) considerado como uma região do espaço pelo qual o fluido escoa, podemos encontrar a equação da continuidade na forma diferencial.

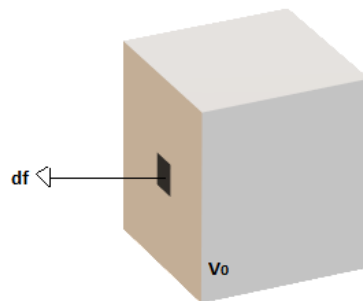


Figura 3.1: Representação de um volume V_0 e elemento $d\vec{f}$ da superfície (Fonte: Autoria própria).

Num dado volume V_0 do espaço (Figura 3.1), a massa específica de um fluido é dada por:

$$\int \rho dV \quad (3.1)$$

onde ρ é a densidade do fluido. Contudo, a integração deve ser sobre todo o volume do cubo, onde a massa do fluido que está fluindo por unidade de tempo através de um elemento $d\vec{f}$ da superfície de contorno é dada por

$$\rho\vec{v} \cdot d\vec{f} \quad (3.2)$$

logo, a integral sobre todo o volume é

$$\int \rho\vec{v} \cdot d\vec{f} \quad (3.3)$$

A massa do fluido em V_0 diminui por unidade de tempo numa taxa de

$$-\frac{\partial}{\partial t} \int \rho dV \quad (3.4)$$

Desta forma, igualando as equações (3.3) e (3.4)

$$\int \rho\vec{v} \cdot d\vec{f} = -\frac{\partial}{\partial t} \int \rho dV \quad (3.5)$$

A integral de superfície pode ser reescrita como uma integral de volume utilizando a fórmula de Green's:

$$\int \rho\vec{v} \cdot d\vec{f} = \int \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{v}) dV \quad (3.6)$$

Logo podemos reescrever (3.5) como:

$$\int \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{v}) dV = -\frac{\partial}{\partial t} \int \rho dV \quad (3.7)$$

o que é dada como o teorema de Gauss. Como são duas integrais de volume, podemos reorganizando as equações, chegando à:

$$\int \left[\vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{v}) + \frac{\partial \rho}{\partial t} \right] dV = 0 \quad (3.8)$$

todavia esta equação é válida para qualquer volume, desta forma, a integral desaparece:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho\vec{v}) = 0 \quad (3.9)$$

chegando na equação conhecida como a equação da continuidade.

Expandindo o divergente e utilizando da regra do produto:

$$\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho v_i) = \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial}{\partial x_i} v_i + \rho \frac{\partial v_i}{\partial x_i} \right) = \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \rho + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} \quad (3.10)$$

Logo, substituindo 3.10 em 3.9:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \rho + \rho \vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0 \quad (3.11)$$

O vetor

$$\vec{j} = \rho \vec{v} \quad (3.12)$$

é chamado de densidade de fluxo de massa (ou densidade de corrente). Sua direção é a mesma do movimento do fluido e a sua magnitude é igual à massa do fluido escoando por unidade de tempo, através da área perpendicular à velocidade [39].

3.1.2 Equação de Euler

Outra equação importante na hidrodinâmica clássica é a equação de Euler, também conhecida como equação de movimento de um fluido. Para se chegar em tal, considera-se um volume num fluido, sendo que a força atuando sobre esse volume é dada pela integral da pressão, tomando sobre toda a superfície de contorno do volume:

$$- \int p \vec{d\vec{f}} \quad (3.13)$$

Novamente transformando essa integral de superfície em integral de volume teremos:

$$- \int p \vec{d\vec{f}} = - \int \vec{\nabla} p dV \quad (3.14)$$

a equação acima diz que o fluido em torno de qualquer elemento de volume dV exerce uma força dada como $\vec{\nabla} p$, ou seja, podemos escrever a equação de movimento de um elemento de volume no fluido pela equação da força $\vec{\nabla} p$ para o produto da massa por unidade de volume (ρ) e aceleração ($d\vec{v}/dt$). Tendo que:

$$\vec{F} = -\vec{\nabla} p dV \quad (3.15)$$

e que pela 2ª Lei de Newton:

$$\vec{F} = m \vec{a} \quad \text{onde} \quad \vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (3.16)$$

$$-\vec{\nabla} p dV = m \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (3.17)$$

o elemento de massa é dada pela relação:

$$\rho = \frac{dm}{dV} \quad dm = \rho dV \quad (3.18)$$

assim, substituindo (3.18) em (3.17):

$$-\vec{\nabla}p = \rho \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (3.19)$$

Porém a derivada $(d\vec{v}/dt)$ é sobre a taxa de variação da velocidade de uma dada partícula do fluido enquanto se move no espaço e não a taxa de variação da velocidade do fluido em si. Logo, essa derivada deve ser escrita em termos de quantidades referentes à pontos fixos do espaço:

$$\frac{dv}{dt} dt = \frac{\partial v(x, y, z, t)}{\partial t} dt \quad (3.20)$$

essa relação pode ser escrita da seguinte forma:

$$dx \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} + dy \frac{\partial \vec{v}}{\partial y} + dz \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} = (d\vec{r} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} \quad (3.21)$$

onde $d\vec{r}$ é a distância percorrida pela partícula entre dois pontos, durante um tempo dt .

Assim:

$$d\vec{v} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} dt + (d\vec{r} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} \quad (3.22)$$

dividindo tudo por dt :

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{d}{dt}(d\vec{r} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} \quad (3.23)$$

reorganizando:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \left(\frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{v} \quad (3.24)$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} \quad (3.25)$$

Substituindo (3.25) em (3.19):

$$\rho \left[\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} \right] = -\vec{\nabla}p \quad (3.26)$$

chegamos na equação de Euler:

$$-\frac{1}{\rho} \vec{\nabla}p = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} \quad (3.27)$$

Para a análise das equações acima, em todo o processo foi considerado que o fluido era ideal, ou seja, sem viscosidade. Contudo, o movimento de um fluido ideal deve necessariamente ser considerado adiabático, ou seja, o sistema não realiza troca de calor. Ainda,

num processo adiabático, a entropia das partículas constituintes do fluido permanece constante:

$$\frac{ds}{dt} = 0 \quad (3.28)$$

Seguindo os mesmos passos que anteriormente:

$$\frac{\partial s(x, y, z, t)}{\partial t} dt = cte \quad (3.29)$$

no intervalo $d\vec{r}$, a entropia pode ser escrita nas componentes:

$$dx \frac{\partial s}{\partial x} + dy \frac{\partial s}{\partial y} + dz \frac{\partial s}{\partial z} = (d\vec{r} \cdot \vec{\nabla})s \quad (3.30)$$

$$ds = \frac{\partial s}{\partial t} dt + (d\vec{r} \cdot \vec{\nabla})s \quad (3.31)$$

dividindo tudo por dt :

$$\frac{ds}{dt} = \frac{\partial s}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})s \quad (3.32)$$

substituindo (3.32) em (3.28), temos:

$$\frac{\partial s}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \vec{\nabla})s = 0 \quad (3.33)$$

como sendo a equação geral que descreve o movimento adiabático em um fluido ideal.

Dada as equações base do modelo hidrodinâmico clássico, segue na próxima seção a descrição do modelo hidrodinâmico relativístico.

3.2 Modelo hidrodinâmico relativístico

Devido ao fato dos feixes emitidos para colisões viajarem à uma velocidade muito próxima da velocidade da luz (c), é necessário fazer uso de um modelo hidrodinâmico relativístico para a modelagem dessas colisões. Tal modelo necessita de alguns ingredientes para simular todo o processo, desde a colisão até o desacoplamento das partículas e consequentemente à detecção das mesmas. Esses ingredientes são: condições iniciais, equações de movimento, equações de estado (EoS) e o desacoplamento das partículas. Segue que nas próximas seções serão descritos cada ingrediente mencionado.

3.2.1 Equações de movimento

No momento em que a matéria formada nas colisões a altas energias entra em equilíbrio térmico local, podemos tratá-la como um fluido [5]. Logo, sua dinâmica depende de equações de movimento, ou seja, a evolução do sistema criado em colisões de íons pesados

pode ser descrita pelas equações a seguir, juntamente com as leis de conservação:

$$\partial_\nu T^{\mu\nu} = 0 \quad (3.34)$$

Contudo, grandezas que dão base para a descrição de um fluido ideal como pressão, entropia e densidade de energia podem ser representadas relativisticamente. Pressão e densidade de energia podem ser descritas pelo tensor de energia-momento [40], que descreve o fluxo de energia e momento:

$$T^{\mu\nu} = (\epsilon + p)u^\mu u^\nu - pg^{\mu\nu} \quad (3.35)$$

onde ϵ é a densidade de energia, p pressão, u^μ a quadri-velocidade do fluido dada por

$$u^\mu = \frac{1}{\sqrt{1-v^2}}(1, \vec{v}) \quad (3.36)$$

e $g^{\mu\nu}$ é a Métrica de Minkowski:

$$g^{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \quad (3.37)$$

Todavia, para o caso onde a hidrodinâmica é considerada viscosa, deve-se “considerar os estados termodinâmicos fora do equilíbrio e os mecanismos de dissipação, ou seja, os processos irreversíveis” [5]. Logo, o tensor de energia-momento neste caso será:

$$T^{\mu\nu} = \epsilon u^\mu u^\nu - (p + \Pi)\Delta^{\mu\nu} + \pi^{\mu\nu} \quad (3.38)$$

onde Π é viscosidade volumétrica e $\pi^{\mu\nu}$ tensor de viscosidade de cisalhamento.

Para a densidade de número (carga elétrica, número bariônico, isospin...), esta pode ser representada como:

$$\partial_\nu(n_i u^\nu) = 0 \quad (3.39)$$

E a entropia:

$$\partial_\nu(su^\nu) = 0 \quad (3.40)$$

Dadas as equações de movimento necessárias que descrevem um fluido, a seguir serão apresentadas as condições iniciais, sendo um dos ingredientes essenciais do modelo hidrodinâmico.

3.2.2 Condições iniciais

Sabe-se que a matéria formada nas colisões não termaliza imediatamente, ela necessita de um tempo (tempo próprio, τ_0) para atingir o equilíbrio térmico local, $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$ [8]. Este tempo, considerado como $\tau_0 \approx 1$ fm/c foi estimado primeiramente por James D. Bjorken. Portanto, as condições iniciais descrevem a evolução hidrodinâmica, mais especificamente, o estado inicial do sistema termalizado e podem ser de dois tipos: condições iniciais suaves e condições evento à evento [5].

As condições iniciais suaves são obtidas através da média das quantidades termodinâmicas sobre os vários eventos distintos [5]. Neste caso, primeiramente gera-se as condições iniciais por meio de um gerador de eventos e na sequência, faz-se a média sobre as mesmas. Com isso é possível resolver as equações hidrodinâmicas, calculando a distribuição das partículas finais e por fim, os observáveis físicos [8]. A equação que representa este caso é dada por:

$$\langle CI \rangle \equiv \frac{1}{N_{ev}} \sum_{j=1}^{N_{ev}} (CI)_j \rightarrow f \quad (3.41)$$

onde N_{ev} é o número de eventos, $(CI)_j$ é a condição inicial do j -ésimo evento e f o observável. Porém este método não é considerado muito eficaz pelo fato de haver perda de informações relevantes, como as flutuações presentes em eventos individuais [7]. Um exemplo disso é como ilustrado na Figura 3.2, referente à densidade de entropia. Neste caso há uma média sobre 1000 eventos gerados pelo programa TRENTO para colisões Au+Au com $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV numa janela de centralidade de 0-5% [5]. Todavia, em uma colisão de íons pesados tem-se uma grande quantidade de flutuações [8], logo, confirmando o dito, este método não se torna muito eficiente pois não há flutuações referente a média dos eventos.

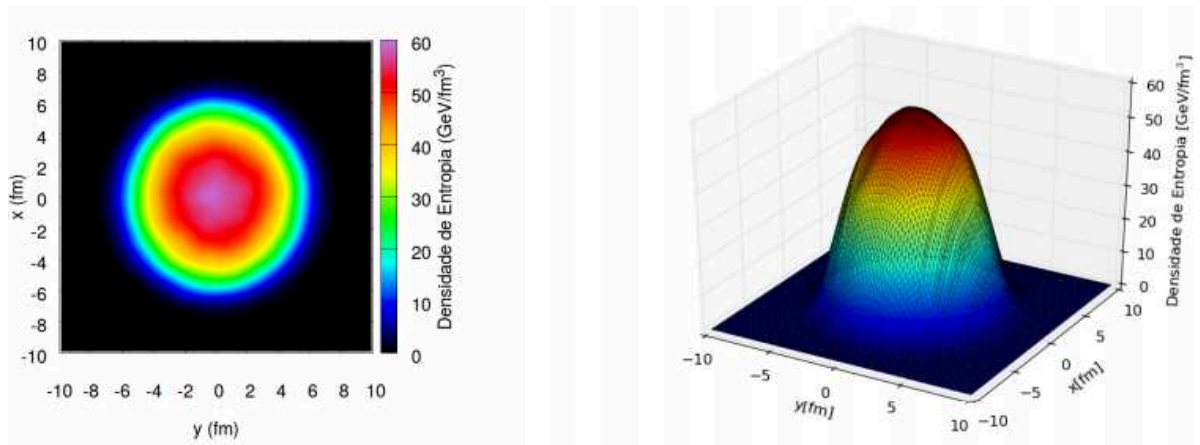


Figura 3.2: Utilização da condição inicial suave para a representação da densidade de entropia, com média de 1000 eventos numa colisão Au+Au com $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV utilizando o gerador TRENTO (Fonte: Referência [5]).

As dimensões formadas em colisões de íons pesados são pequenas, deste modo, espera-se que haja flutuações a cada evento [5]. Assim, as condições iniciais evento a evento são as propícias para esse estudo, pois representam o que realmente ocorre nas colisões, justamente pelo fato de estarem ligadas diretamente com as flutuações nos observáveis. No formalismo matemático este método é dado por:

$$(CI)_j \rightarrow f_j \Rightarrow \frac{1}{N_{ev}} \sum_{j=1}^{N_{ev}} f_j = \langle f \rangle \quad (3.42)$$

Neste caso, primeiramente calcula-se a evolução hidrodinâmica do sistema e os observáveis, para no fim, calcular a média sobre todos os eventos. Assim, na Figura 3.3 está representado com os mesmos dados que anteriormente, a densidade de entropia no plano transversal (xy) referente às condições iniciais evento a evento, evidenciando as flutuações ocorridas.

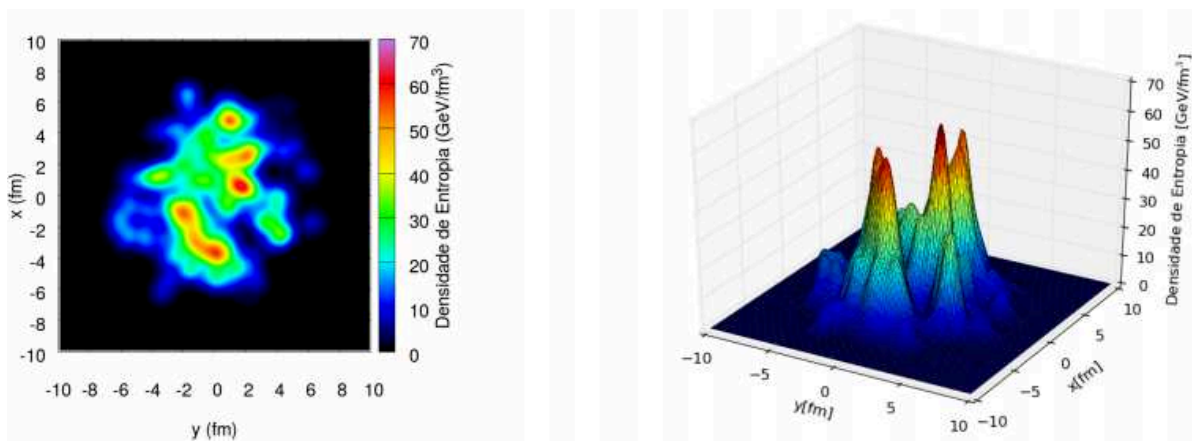


Figura 3.3: Utilização da condição inicial evento a evento para a representação da densidade de entropia, com média de 1000 eventos numa colisão Au+Au com $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV utilizando o gerador TRENTO (Fonte: Referência [5]).

Na próxima seção será discutido outro ingrediente essencial do modelo hidrodinâmico: as equações de estado (EoS).

3.2.3 Equações de estado

A equação de estado (EoS) é um dos ingredientes mais importantes do modelo hidrodinâmico pelo fato de descrever a matéria sob um conjunto de condições físicas como: temperatura, pressão, densidade de energia, potencial químico, etc [8]. Neste trabalho será abordado apenas a equação de estado que considera uma transição de fase de primeira ordem, a qual ocorre entre um gás de hádrons e o plasma de quarks e glúons.

Para a descrição da transição de fase de primeira ordem, devemos analisar a Figura 2.12. Nela, basicamente existe três regiões: a primeira região com baixa densidade

bariônica onde está o gás de hádrons, com quarks e glúons confinados no interior do hádrons; a segunda região, à altas temperaturas e/ou alta densidade bariônica onde se encontra o QGP, com seus constituintes desconfinados; e a terceira região é onde as duas fases coexistem.

Equação de estado para o gás de hádrons

A região hadrônica é onde quarks e glúons estão confinados no interior dos hádrons, deste modo, a interação entre ambos é grande. Logo, se torna difícil incorporar equações de estado para esta região devido às altas interações. Entretanto, quando se trata de energias muito altas, podemos considerar que o gás hadrônico pode ser aproximado como um gás ideal [36]. Esta aproximação se torna válida pelo fato de que neste limite de altas energias, a energia térmica é suficientemente alta em comparação à interação entre os hádrons [5].

Portanto, considerando um sistema aberto, no qual há troca de energia das partículas com o meio, o sistema é descrito pelas grandezas T , V e μ_B . Assim, um dos tratamentos estatísticos para esse sistema é denominado *Ensemble Grand Canônico* [41].

Considerado um fluido ideal, a pressão total (potencial/volume) é dada pela soma das pressões de cada espécie de hádrons [5]:

$$p(T, \mu_B) = \sum p_i(T, \mu_i) \quad (3.43)$$

sendo

$$\mu_i = B_i \mu_B \quad (3.44)$$

onde $p(T, \mu)$ é a pressão total, μ_B é o potencial químico barônico do gás. As quantidades $p_i(T, \mu)$, B_i e μ_i correspondem à pressão total, carga bariônica e potencial químico bariônico da i -ésima componente do gás respectivamente [8].

No *ensemble grand canônico*, o potencial pode ser escrito na forma:

$$\Omega(T, V, \mu) = -PV = E - TS - \mu N \quad (3.45)$$

sendo E a energia, T a temperatura, V volume, P pressão, S entropia, N número de partículas e μ potencial químico.

Todavia, como mencionado acima, a pressão é dada pelo potencial/volume, assim:

$$p = -\frac{\Omega}{V} = -\frac{1}{V}(E - TS - \mu N) \quad (3.46)$$

em que as definições das densidades de número de partículas, entropia e energia são respectivamente:

$$n = \frac{N}{V} \quad s = \frac{S}{V} \quad \epsilon = \frac{E}{V} \quad (3.47)$$

assim, substituindo as equações (3.47) em (3.46):

$$p = -\frac{E}{V} + \frac{\mu N}{V} + \frac{TS}{V} \quad (3.48)$$

temos que a pressão é:

$$p = -\epsilon + \mu n + Ts \quad (3.49)$$

Contudo, as relações mencionadas acima são dadas por [8]:

$$n = g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} f_k \quad (3.50)$$

$$\epsilon = g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} E_k f_k \quad (3.51)$$

$$s = -g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} [\theta(1 - \theta f_k) \ln(1 - \theta f_k) + f_k \ln(f_k)] \quad (3.52)$$

onde

$$f_k = \frac{1}{e^{(E_k - \mu)/T} + \theta} \quad (3.53)$$

sendo que $\theta = \pm 1$ (- para bósons e + para férmions), g é o fator de degenerescência¹, também definido como os graus de liberdade do sistema e a energia de uma única partícula, de massa m é dada por:

$$E_k = \sqrt{k^2 + m^2} \quad (3.54)$$

Assim, substituindo as relações (3.50), (3.51) e (3.52) em (3.49), temos que:

$$p = -g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} E_k f_k + \mu g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} f_k - Tg \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} [\theta(1 - \theta f_k) \ln(1 - \theta f_k) + f_k \ln(f_k)] \quad (3.55)$$

$$p = g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} (-E_k f_k + \mu f_k - T)[\theta(1 - \theta f_k) \ln(1 - \theta f_k) + f_k \ln(f_k)] \quad (3.56)$$

Substituindo f_k na relação acima:

$$p = g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left\{ \frac{-E_k}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} + \frac{\mu}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} - T \left[\frac{1}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \ln \left(\frac{1}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \right) + \theta \left(1 - \frac{\theta}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \right) \ln \left(1 - \frac{\theta}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \right) \right] \right\} \quad (3.57)$$

¹A degenerescência dos quarks é dada por $g_q = N_{spin} \times N_{sabor} \times N_{cor}$ e a degenerescência dos glúons é dada por $g_g = N_{spin} \times (N_{cor}^2 - 1)$ [5].

Realizando algumas manipulações matemáticas do tipo:

$$1 - \frac{\theta}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} = \frac{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta - \theta}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} = \frac{\exp\{(E_k - \mu)/T\}}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \quad (3.58)$$

e substituindo (3.58) em (3.57):

$$p = g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left\{ \frac{-E_k}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} + \frac{\mu}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} - T \left[\frac{1}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \ln \left(\frac{1}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \right) + \theta \left(\frac{\exp\{(E_k - \mu)/T\}}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \right) \ln \left(\frac{\exp\{(E_k - \mu)/T\}}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \right) \right] \right\} \quad (3.59)$$

Tendo que:

$$\ln \left(\frac{1}{x} \right) = -\ln x \quad (3.60)$$

a relação abaixo poderá ser reescrita como:

$$\ln \left(\frac{1}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \right) = -\ln [\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta] \quad (3.61)$$

logo, substituindo em (3.59):

$$p = g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \left\{ \frac{-E_k}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} + \frac{\mu}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} - T \left[\frac{1}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \ln[\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta] + \theta \left(\frac{\exp\{(E_k - \mu)/T\}}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \right) \ln \left(\frac{\exp\{(E_k - \mu)/T\}}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \right) \right] \right\} \quad (3.62)$$

Novamente utilizando de relações para \ln :

$$\ln \left(\frac{x}{y} \right) = \ln x - \ln y \quad (3.63)$$

em

$$\ln \left(\frac{\exp\{(E_k - \mu)/T\}}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \right) = \ln[\exp\{(E_k - \mu)/T\}] - \ln[\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta] \quad (3.64)$$

dado que $\ln(e^x) = x$, a relação acima ficará:

$$\frac{(E_k - \mu)}{T} - \ln[\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta] \quad (3.65)$$

substituindo novamente na equação geral (3.62):

$$\begin{aligned}
p = g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} & \left\{ \frac{-E_k}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} + \frac{\mu}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} + \right. \\
& + \left[\frac{T}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \ln[\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta] \right. \\
& \left. \left. - T\theta \left(\frac{\exp\{(E_k - \mu)/T\}}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} \right) \left(\frac{(E_k - \mu)}{T} - \ln[\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta] \right) \right] \right\} \quad (3.66)
\end{aligned}$$

colocando em evidência o fator f_k :

$$\begin{aligned}
p = g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} & \frac{1}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} [-E_k + \mu + T \ln[\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta] \\
& - \theta(E_k - \mu) \exp\{(E_k - \mu)/T\} + T\theta \exp\{(E_k - \mu)/T\} \ln[\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta]] \quad (3.67)
\end{aligned}$$

juntando os termos semelhantes:

$$\begin{aligned}
p = g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} & \frac{1}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} [(-E_k + \mu)(1 + \theta \exp\{(E_k - \mu)/T\}) + \\
& + T \ln[\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta](1 + \theta \exp\{(E_k - \mu)/T\})] \quad (3.68)
\end{aligned}$$

tendo que $\theta^2 = 1$:

$$\begin{aligned}
p = g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} & \frac{1}{\exp\{(E_k + \mu)/T\} + \theta} \{(-E_k - \mu)(\theta^2 + \theta \exp\{(E_k - \mu)/T\}) \\
& + T \ln[\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta] + \theta(\theta^2 + \theta \exp\{(E_k - \mu)/T\})\} \quad (3.69)
\end{aligned}$$

colocando θ em evidência:

$$\begin{aligned}
p = g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} & \frac{\theta}{\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta} (-E_k - \mu)(\theta + \exp\{(E_k - \mu)/T\}) + \\
& + T \ln[\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta] + \theta(\theta + \exp\{(E_k - \mu)/T\}) \quad (3.70)
\end{aligned}$$

simplificando:

$$p = g \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} (-E_k + \mu) + T \ln[\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta] \quad (3.71)$$

multiplicando toda a equação acima por $\frac{T}{T}$:

$$p = T g \int \frac{d^3 k \theta}{(2\pi)^3} \underbrace{\frac{(-E_k + \mu)}{T}} + \ln[\exp\{(E_k - \mu)/T\} + \theta] \quad (3.72)$$

dado que o termo selecionado é igual à $\ln[\exp(E_k - \mu)/T + \theta]$ e que $\beta = 1/T$

$$p = \frac{g \theta}{\beta} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \ln[1 + \theta \exp\{(-E_k + \mu)\beta\}] \quad (3.73)$$

O termo $\frac{d^3 k}{(2\pi)^3}$ é conhecido como o volume no espaço de momentos, dado por:

$$\frac{d^3 k}{(2\pi)^3} = \frac{4\pi k^2 dk}{(2\pi)^3} = \frac{k^2}{(2\pi)^2} dk \quad (3.74)$$

em que 4π é denominado ângulo sólido, substituindo tal relação na equação 3.73:

$$p = \frac{g \theta}{2\pi^2 \beta} \int_0^\infty k^2 dk \ln[1 + \theta \exp\{(-E_k + \mu)/T\} \beta] \quad (3.75)$$

Todavia, podemos escrever

$$k^2 = \frac{\partial}{\partial k} \left(\frac{k^3}{3} \right) \quad (3.76)$$

e integrar por partes a equação (3.75), chegando à:

$$p = \frac{g}{6\pi^2} \int_0^\infty dk \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + m^2}} \frac{1}{\exp\{(E_k - \mu)\beta\} + \theta} \quad (3.77)$$

Desta forma, reescrevendo a equação acima para férmions e bósons, utilizando das relações (3.44) e (3.43):

$$\begin{aligned} p_H(T, \mu_B) = & \sum_i^f \frac{g_i}{6\pi^2} \int_0^\infty dk \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + m^2}} \frac{1}{\exp\{(\sqrt{k^2 + m^2} - B_i \mu_B)\beta\} + 1} + \\ & + \sum_i^b \frac{g_i}{6\pi^2} \int_0^\infty dk \frac{k^4}{\sqrt{k^2 + m^2}} \frac{1}{\exp\{\beta \sqrt{k^2 + m^2}\} - 1} \end{aligned} \quad (3.78)$$

Equação de estado para a fase de quarks e glúons

Para encontrar a equação de estado para a fase de quarks e glúons, utiliza-se do *MIT bag model*, ou Modelo de Sacola do MIT. Este modelo é construído com base nas propriedades da QCD: liberdade assintótica, confinamento e carga cor. Segundo [42]

- hádrons se assemelham à bolhas imersas em um meio (vácuo).
- a interações entre os quarks dentro da bolha são desprezadas.

- os quarks não são encontrados livres fora da sacola. Isso ocorre devido à densidade de energia atribuída ao meio (vácuo) que mantém os quarks e glúons unidos dentro da bolha.
- as “paredes” da bolha são consideradas como a interface entre a fase hadrônica e o vácuo.

Sabe-se que bárions são compostos por três quarks (ou três antiquarks) e mésons por um par de quark antiquark. Segundo o modelo de sacola, os três quarks estão confinados dentro de uma bolha com um certo raio R , no vácuo (propriedade de confinamento). Todavia, esse confinamento só ocorre pelo fato de haver uma pressão externa, como exemplificado na Figura 3.4, ou seja, a bolha se torna estável através do equilíbrio de pressão exercida entre os meios, sendo resultante da energia cinética dos quarks que estão confinados [43].

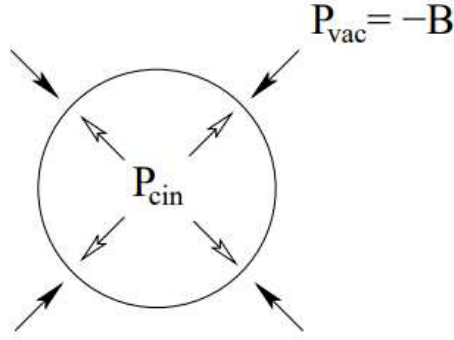


Figura 3.4: Representação esquemática do *MIT bag model* (Fonte: Referência [43]).

Devido às massas dos quarks *up* e *down* serem muito menores que do quark *strange*, consideramos que $M_d = M_u = 0$ e $M_s = 150$ MeV, no limite de $T > 0$ as expressões gerais das EoS deste modelo são dadas pelas relações abaixo [8]. Contudo, primeiramente as equações deduzidas são referente às EoS para um gás de quarks, seguindo da dedução para um gás de glúons, para no final encontrar as EoS referente a fase de quarks e glúons.

Para um gás de quarks a degenerescência é dada por $g_q = 2_{spin} \times 3_{cor}$, ou seja, os quarks podem ter dois tipos de spin (para baixo ou para cima) e três cores (verde, azul e vermelho). Temos então que a pressão é dada por:

$$\begin{aligned}
 p &= p_q + p_{\bar{q}} - B \\
 p &= \sum_q \frac{1}{3} \frac{g_q}{2\pi^2} \int_0^\infty k^3 \frac{\partial E_q}{\partial k} [f_{FD}(k, \mu_q) + f_{FD}(k, -\mu_q)] dk - B
 \end{aligned} \tag{3.79}$$

a densidade de energia:

$$\begin{aligned}\epsilon &= \epsilon_q + \epsilon_{\bar{q}} + B \\ \epsilon &= \sum_q \frac{g_q}{2\pi^2} \int_0^\infty E_q k^2 [f_{FD}(k, \mu_q) + f_{FD}(k, -\mu_q)] dk + B\end{aligned}\quad (3.80)$$

densidade bariônica:

$$\begin{aligned}n_B &= n_q - n_{\bar{q}} \\ n_B &= \sum_q \frac{1}{3} \frac{g_q}{2\pi^2} \int_0^\infty [f_{FD}(k, \mu_q) - f_{FD}(k, -\mu_q)] k^2 dk\end{aligned}\quad (3.81)$$

e densidade de entropia:

$$s = \frac{S}{V} = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_{V, \mu_q} \quad (3.82)$$

onde o índice q refere-se ao sabor dos quarks, μ_q o potencial químico, B é a pressão que o vácuo exerce sobre a sacola, o fator $1/3$ é o número bariônico dos quarks e E_q é a energia cinética dos quarks dada por:

$$E_q(k) = \sqrt{m_q^2 + k^2} \quad (3.83)$$

e f_{FD} é a distribuição de Fermi-Dirac, onde μ_q é positivo para partículas e negativo para antipartículas:

$$f_{FD}(k, \mu) = \frac{1}{\exp\{(E_q - \mu)/T\} + 1} \quad (3.84)$$

Substituindo a relação (3.84) na equação para pressão:

$$p = \sum_q \frac{1}{3} \frac{g_q}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\partial E_q}{\partial k} k^3 \left[\frac{1}{\exp\{(E_q - \mu_q)/T\} + 1} + \frac{1}{\exp\{(E_q + \mu_q)/T\} + 1} \right] dk - B \quad (3.85)$$

porém tendo que

$$\frac{\partial E_q}{\partial k} = \frac{k}{\sqrt{m_q^2 + k^2}} \quad (3.86)$$

a equação ficará:

$$p = \sum_q \frac{1}{3} \frac{g_q}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^4}{\sqrt{m_q^2 + k^2}} \left[\frac{1}{\exp\{(E_q - \mu_q)/T\} + 1} + \frac{1}{\exp\{(E_q + \mu_q)/T\} + 1} \right] dk - B \quad (3.87)$$

Para a densidade de energia (ϵ) apenas se substitui o valor de E_q na equação correspondente:

$$\epsilon = \sum_q \frac{g_q}{2\pi^2} \int_0^\infty \sqrt{m_q^2 + k^2} \left[\frac{1}{\exp\{(E_q - \mu_q)/T\} + 1} + \frac{1}{\exp\{(E_q + \mu_q)/T\} + 1} \right] k^2 dk + B \quad (3.88)$$

Igualmente para a densidade de número bariônico (n_B):

$$n_B = \sum_q \frac{1}{3} \frac{g_q}{2\pi^2} \int_0^\infty k^2 dk \left[\frac{1}{\exp\{(E_q - \mu_q)/T\} + 1} + \frac{1}{\exp\{(E_q + \mu_q)/T\} + 1} \right] \quad (3.89)$$

Por fim, a entropia do gás pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} s &= \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right) \\ &= \sum_q \frac{1}{3} \frac{g_q}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{k^4}{\sqrt{m_q^2 + k^2}} \left[\frac{(E_q - \mu_q) \exp\{(E_q - \mu_q)/T\}}{T^2 [\exp\{(E_q - \mu_q)/T\} + 1]^2} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{(E_q + \mu_q) \exp\{(E_q + \mu_q)/T\}}{T^2 [\exp\{(E_q + \mu_q)/T\} + 1]^2} \right] dk - B \end{aligned} \quad (3.90)$$

Uma vez obtida as EoS para o gás de quarks, é necessário encontrar as EoS para o gás de glúons. Desta forma, considerando a degenerescência como $g_g = 2_{spin} \times 8_{cor}$, e levando em conta que os glúons não possuem massa, logo, $m_g = 0$, bem como $\theta = -1$ por serem bósons, as equações para pressão, densidade de energia, densidade de número bariônico e densidade de entropia são respectivamente:

$$p = \frac{1}{3} \frac{g_g}{2\pi^2} \int_0^\infty dk k^3 \frac{\partial E_g}{\partial k} \frac{1}{\exp\{(E_g - \mu_g)\beta\} - 1} \quad (3.91)$$

lembrando que $\beta = 1/T$, $m_g = 0$ e $\mu_g = 0$:

$$E_g = \sqrt{m_g^2 + k^2} = \sqrt{k^2} \Rightarrow E_g = k \quad (3.92)$$

$$\frac{\partial E_g}{\partial k} = \frac{\partial k}{\partial k} = 1 \quad (3.93)$$

substituindo as relações acima em (3.91):

$$p = \frac{1}{3} \frac{g_g}{2\pi^2} \int_0^\infty dk k^3 \frac{1}{\exp\{k\beta\} - 1} \quad (3.94)$$

usando a integral tabelada:

$$\int_0^\infty \frac{x^3}{e^{ax} - 1} dx = \frac{\pi^4}{15a^4} \quad (3.95)$$

onde $x = k$ e $a = \beta$, a pressão será:

$$p = \frac{1}{3} \frac{g_g}{2\pi^2} \frac{\pi^4 T^4}{15} \quad (3.96)$$

$$p = g_g \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad (3.97)$$

tendo que o fator g_g dado como a degenerescência é igual à 16 para os glúons:

$$p = \frac{8\pi^2}{45} T^4 \quad (3.98)$$

Para a densidade de energia (ϵ):

$$\epsilon = \frac{g_g}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{1}{\exp\{(E_g - \mu_g) - 1\}} k^2 dk \quad (3.99)$$

novamente tendo que $E_g = k$ e aplicando a relação trigonométrica, ϵ será:

$$\epsilon = \frac{8\pi^2}{15} T^4 \quad (3.100)$$

Por fim, a densidade de entropia (s) será:

$$s = \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_{V,\mu} = \frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{8\pi^2}{45} T^4 \right) \quad (3.101)$$

$$s = \frac{32\pi^2}{45} T^3 \quad (3.102)$$

Depois de encontrar as relações de pressão para o gás de hádrons e para o gás de quarks e glúons, somando-se ambas (equações 3.78 e 3.98) encontramos a equação de pressão para o gás de quarks e glúons final:

$$P_{QGP} = \frac{8\pi^2}{45} T^4 + \sum_q \frac{1}{3} \frac{g_q}{2\pi^2} \int_0^\infty dk \frac{k^4}{\sqrt{m_q^2 + k^2}} \left[\frac{1}{\exp\{(E_q - \mu_q)/T\} + 1} + \frac{1}{\exp\{(E_q + \mu_q)/T\} + 1} \right] - B \quad (3.103)$$

Todavia, na região de coexistência das duas fases, as pressões devem ser iguais [8], isto é:

$$p_H(T, \mu_B) = P_{QGP}(T, \mu_B) \quad (3.104)$$

sendo que essa relação reflete diretamente na existência das fases, ou seja, quando $p_H > P_{QGP}$ a fase é hadrônica e quando $p_H < P_{QGP}$ a fase é o gás de quarks e glúons [8], como ilustra a Figura 3.5.

Na próxima seção será discutido sobre dois mecanismos de desacoplamento das partículas produzidas por colisões relativísticas, sendo este, a última etapa que ocorre para que as mesmas possam ser observadas no detector.

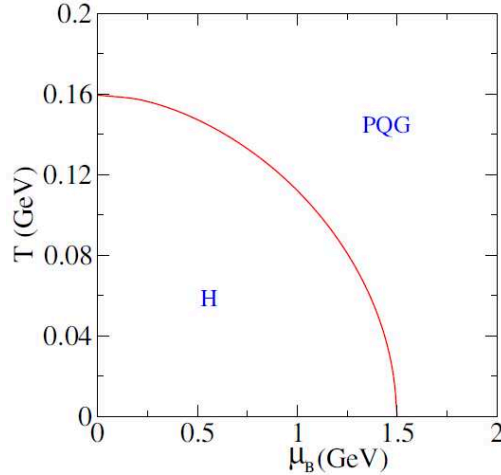


Figura 3.5: Diagrama de fases ($T \times \mu_B$) representando as três regiões existentes: fase hadrônica, plasma de quarks e glúons, e uma terceira região onde as duas primeiras coexistem (Fonte: Referência [8]).

3.2.4 Mecanismo de desacoplamento

A última etapa na evolução do meio formado numa colisão de íons pesados é o desacoplamento das partículas (processo conhecido como *freeze-out*), ou seja, o momento em que as partículas deixam de se comportar coletivamente no sistema criado na colisão e passam a se propagar livremente [9], até que são detectadas. Isso ocorre pelo fato de que após criado o meio, este começa um processo de expansão, hadronização e conseqüentemente de resfriamento, assim, quando a temperatura e/ou densidade diminuem até atingir valores críticos, as partículas se desacoplam [5] e podem ser observadas nos detectores. Existem dois mecanismos de desacoplamento: Cooper-Frye e emissão contínua. O primeiro método considera que as partículas sejam desacopladas rapidamente após atingir uma determinada temperatura. Já o segundo método considera que as partículas sejam emitidas durante todo o processo de evolução do sistema. Dos métodos mencionados, o Cooper-Frye é o mais utilizado nos cálculos hidrodinâmicos para fazer o desacoplamento das partículas.

Método Cooper-Frye

O método Cooper-Frye foi proposto por Fred Cooper e Graham Frye em 1970 [5] e considera que as partículas sejam emitidas rapidamente após atingir uma certa temperatura (T_f) [8]. Basicamente o modelo considera que haja uma hipersuperfície denotada por Σ , de espessura infinitesimal, de modo que quando o fluido em expansão atravessa essa superfície, as partículas criadas são desacopladas (em píons, kaons, etc) não interagindo mais além deste ponto, porém carregam informações das condições de onde e quando foram criadas [9]. Este modelo foi formulado sob algumas hipóteses, como menciona [5]:

- A hipersuperfície pela qual as partículas passam é infinitesimal.

- Ao passar pela hipersuperfície o desacoplamento das partículas é instantâneo.
- Após ultrapassar a superfície e desacoplar as partículas não interagem mais.

As partículas se tornam livres para chegarem ao detector ao atravessarem a superfície de controle dada numa determinada temperatura T_f , como mostra a Figura 3.6. Esta temperatura de controle para o desacoplamento é definida justamente para que o livre caminho médio das partículas seja da mesma ordem de grandeza da dimensão do sistema, sendo que depois de emitidas, as partículas não interagem mais entre si, logo, não podem retornar ao fluido.

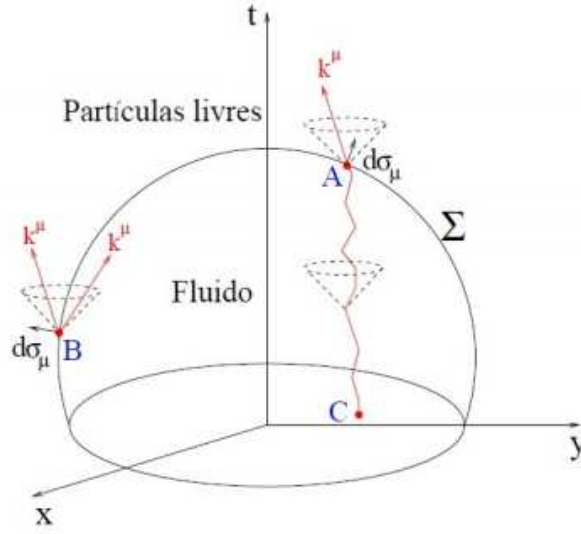


Figura 3.6: Representação da hipersuperfície Σ (Fonte: Referência [7]).

O cálculo da emissão pelo método de Cooper-Frey é dado por [36]:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \int_{\Sigma} d\sigma_{\mu} p^{\mu} f(x, p) \quad (3.105)$$

onde Σ é a hipersuperfície onde ocorre o desacoplamento, definido por uma certa temperatura T_f , $d\sigma_{\mu}$ é o vetor normal à superfície de desacoplamento, p^{μ} é o momento da partícula e $f(x, p)$ é a função de distribuição, sendo geralmente utilizadas as funções de Fermi-Dirac ou Bose-Einstein.

Todavia, é um tanto não realista considerar que existe apenas uma temperatura de desacoplamento. Desta forma, foi considerado que o processo de *freeze-out* poderia ser dividido em uma fase química e uma posterior, cinética, como pode ser visualizado na Figura 2.10. Portanto, quando as partículas atingem o *freeze-out* químico as colisões inelásticas entre elas cessam. Por fim, ao atingirem o *freeze-out* cinético, as colisões elásticas terminam e o espectro de momento não pode mais ser alterado [9].

Após o desacoplamento das partículas, a evolução hidrodinâmica está completa. Todavia, para se obter o conjunto final das partículas produzidas, é necessário cálculos, co-

nhecidos como cálculos de decaimentos de ressonância² para a identificação das partículas [9]. Esses cálculos são realizados por códigos, o que serão abordados na seção 3.3.

Método de emissão contínua

A emissão das partículas é o último estágio da evolução hidrodinâmica do sistema criado. Todavia, esta etapa ocorre quando cessam as interações entre as mesmas. Porém, quando se utiliza do método da emissão contínua, este considera que existe uma probabilidade de uma partícula ser emitida em qualquer instante, a qualquer ponto no espaço, após ocorrer a colisão [8], não necessariamente ao se cessar toda e qualquer colisão ou interação.

Neste caso, a função de distribuição do sistema possui dois termos: f_{livre} representando partículas que já fizeram sua última colisão, e f_{int} correspondete às partículas que ainda estão interagindo [44]. Desta forma, o formalismo matemático é dado por:

$$f(x, p) = f_{livre}(x, p) + f_{int}(x, p) \quad (3.106)$$

Assim, a fórmula para os espectros de partículas livres é:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \int d^4 x \partial_\mu [p^\mu f_{livre}(x, p)] \quad (3.107)$$

Entretanto, ao se comparar os dois mecanismos de desacoplamento, tem-se que os observáveis físicos obtidos em ambas possuem grandes diferenças, justamente pelo fato de que no mecanismo Cooper-Frye as partículas com grande momento transversal são emitidas ao final da evolução. Já na emissão contínua, a temperatura diminui rapidamente pois as partículas livres carregam parte da energia e do momento durante a emissão, que começa a ocorrer logo após a colisão.

Na próxima seção será discutido sobre os códigos hidrodinâmicos que simulam a colisão dos íons pesados através dos geradores de eventos, fazem a evolução do meio formado nessas colisões, usando o cálculo numérico do modelo hidrodinâmico relativístico e por fim calculam o desacoplamento das partículas.

3.3 Códigos hidrodinâmicos

Existem diversos modelos conectados a códigos hidrodinâmicos que podem ser computados para realizar a evolução pós-colisão até o desacoplamento das partículas, conhecidos como geradores de eventos. Nesses programas, parâmetros como núcleos a serem colididos e a energia da colisão são previamente definidos pelo usuário, para que o cálculo

²As partículas que se desacoplam não são as que chegam ao detector, pois decaem, se transformando em outras partículas, logo, os decaimentos de ressonância calculam a probabilidade de uma partícula decair em outras.

hidrodinâmico evolua o meio simulado pelo gerador de CI. Neste trabalho discutiremos os seguintes códigos numéricos: NeXSPheRIO e CHES.

3.3.1 NeXSPheRIO

O NeXSPheRIO é usado para simular colisões nucleares relativísticas à altas energias, sendo uma combinação entre o gerador de eventos NeXuS e o código de evolução hidrodinâmica SPheRIO [9]. O NeXuS é um modelo microscópico baseado na teoria de Regge-Gribov [36] que fica responsável pelo tratamento da fase de pré-equilíbrio [9] e acopla seus resultados no SPheRIO, o qual é desenvolvido na linguagem FORTRAN 77 pela colaboração São Paulo - Rio de Janeiro desde 2001 [8] e utiliza do método conhecido como SPH (*Smoothed-Particle Hydrodynamics*).

A Figura 3.7 apresenta um esquema sobre o funcionamento do programa.

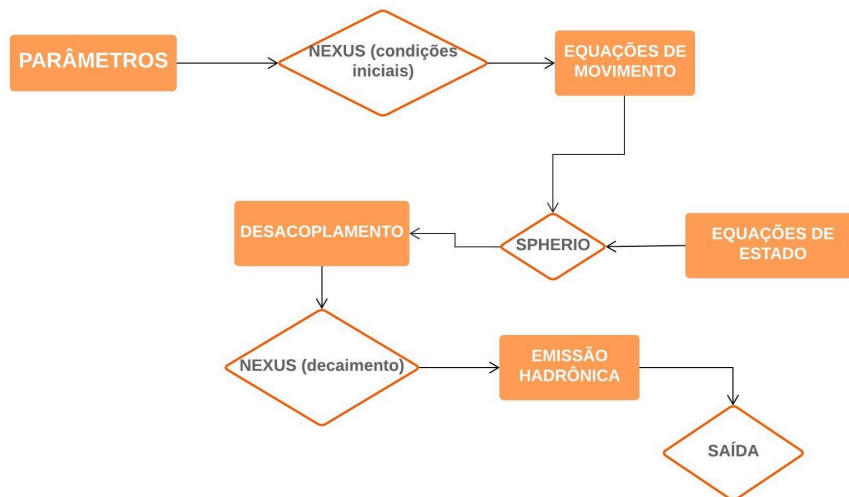


Figura 3.7: Diagrama representando o funcionamento do programa NeXSPheRIO (Fonte: Referência [8] adaptada).

Basicamente NeXSPheRIO possui quatro processos: inicialização, dinâmica, EoS, desacoplamento. Segundo a autora [8], primeiramente são definidos parâmetros como núcleos a serem colididos, energia, parâmetro de impacto, etc. Esses dados chegam até ao programa NeXuS, o qual serve para calcular as CI em $\tau_0 = 1$ fm, as quais geram as equações de movimento, tensor energia-momento e as correntes de cargas conservadas. Após esse processo, com o código SPheRIO o sistema começa a evolução temporal, até que todas as partículas tenham atingido uma certa temperatura e consigam se desacoplar. Finalizando esta etapa da evolução hidrodinâmica é possível mensurar a multiplicidade final de hádrons e a distribuição de momento. Esses dados voltam ao NeXuS para que o mesmo calcule o decaimento de ressonância, ou seja, as partículas voltam para o código para serem identificadas, encerrando o processo com o conjunto final de partículas.

Utilizando do NeXSPheRIO pode-se analisar tanto as CI quanto as condições finais das partículas, evento a evento, estabelecendo correlações entre ambas, viabilizando um sistema com flutuações [9].

3.3.2 CHES

Da mesma forma que o código NeXSPheRIO, o CHES (*Complete Hydrodynamic Evolution SiStem*) também é uma junção de códigos com diferentes funções, conforme indica o esquema da Figura 3.8. Primeiramente no TRENTO (*Reduced Thickness Event-by-event Nuclear Topology*) são calculadas as condições iniciais, as quais são usadas nas equações de movimento. Após este processo, o vHLLÉ³ (*Very high-level programming language*) realiza a evolução hidrodinâmica do sistema, juntamente com as EoS, até o momento em que todas as partículas estão prontas para desacoplar depois de uma certa temperatura atingida. O THERMINATOR2 (*THERMal heavy IoN generATOR*) calcula o número total de partículas emitidas pelo sistema, utilizando da equação de Cooper-Frye em termos das seguintes variáveis: y , p_T e ϕ [5]. Por fim, se encerra o processo com o conjunto final de partículas identificadas.



Figura 3.8: Diagrama representando o funcionamento do programa CHES (Fonte: Autoria própria).

Existem duas classes de modelos que geram condições iniciais: modelos dinâmicos e não-dinâmicos. Os modelos não-dinâmicos, como o TRENTO, geram condições iniciais diretamente no tempo de termalização, introduzindo uma entropia no sistema. Modelos do tipo dinâmico, simulam explicitamente o estado inicial e o pré-equilíbrio da colisão [46].

Segundo [5], quando comparado os resultados experimentais, o código hidrodinâmico CHES se mostra bem eficaz, como ilustrado na Figura 3.9. A mesma apresenta resultados

³O vHLLÉ é uma linguagem de programação de alto nível, sendo que resolve equações hidrodinâmicas relativísticas viscosas, em dimensões 3+1 utilizando a estrutura Israel-Stewart [45].

referente às simulações hidrodinâmicas utilizando o CHES (na legenda, lê-se TRENTO), para colisões Au+Au com energia $\sqrt{s_{NN}}=130$ e 200 GeV, Pb+Pb com $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ e 5.02 TeV e p+Pb com $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV. As linhas representam os cálculos hidrodinâmicos realizados pelo código hidrodinâmico. Logo, nota-se um bom ajuste destas com os pontos (dados experimentais) para todas as energias analisadas.

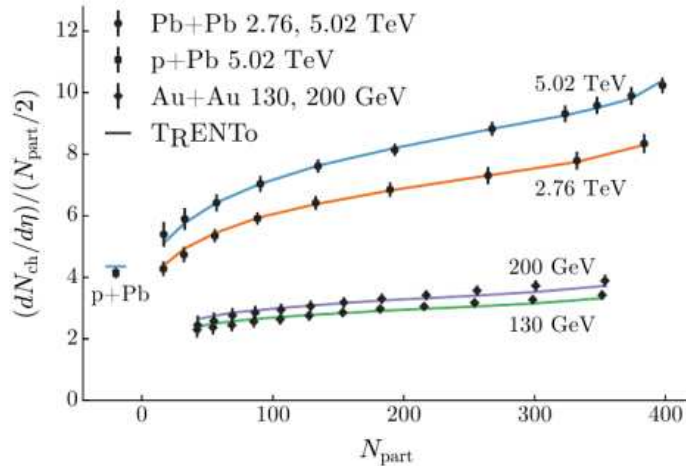


Figura 3.9: Resultados experimentais referentes à densidade média das partículas, com rapidez média em função do número de participantes da colisão em colisão de Au+Au com $\sqrt{s_{NN}}=130$ e 200 GeV, Pb+Pb com $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ e 5.02 TeV e p+Pb com $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV (Fonte: Referência [5]).

As principais diferenças entre os códigos numéricos citados acima, é que o NeXSPheRIO calcula a evolução do sistema em 3+1 dimensões, isto é, x , y , η e τ (tempo próprio), já no caso do CHES, os cálculos são feitos em 2+1 dimensões, isto é, x , y e τ , η é tomado igual a zero. Outra diferença é que o NeXSPheRIO faz os cálculos considerando hidrodinâmica ideal e o CHES, pode fazer cálculos considerando viscosidade.

Capítulo 4

FLUXO ELÍPTICO

Este capítulo é destinado ao estudo do fluxo elíptico (v_2), uma das assinaturas da formação do plasma de quarks e glúons em colisões de íons pesados. Será discutido o que é e como é feito o cálculo do fluxo anisotrópico.

4.1 Fluxo anisotrópico

A principal evidência sobre o comportamento coletivo do meio formado em colisões de íons pesados é a observação experimental do fluxo anisotrópico caracterizado pelas distribuições do momento das partículas correlacionadas no plano de reação [47]. Este aspecto de coletividade foi observado pela primeira vez em 1984 no Bevalac (combinação entre os aceleradores Bevatron e o SuperHILAC) [5], sendo essencial para a comprovação do QGP mais tarde.

O fluxo anisotrópico é um termo fenomenológico que descreve a evolução coletiva de um sistema formado pós-colisão de íons pesados, estando intimamente ligado ao grau de termalização do meio, ao momento final das partículas e a geometria da colisão [8], conforme ilustra a Figura 4.1.

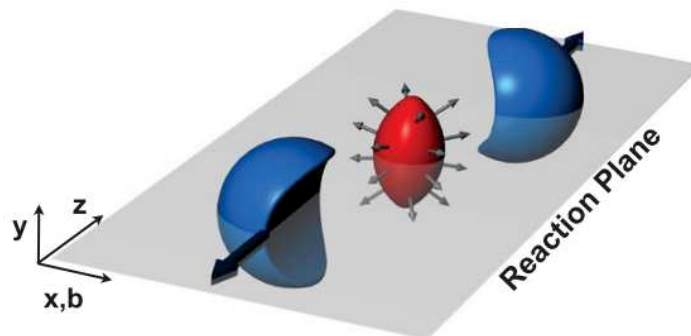


Figura 4.1: Colisão periférica entre dois núcleos formando um volume de interação predominantemente elíptico no plano de reação (x-z) (Fonte: Referência [47]).

A figura mostra que a anisotropia dos núcleos participantes é predominantemente elíptica (região vermelha) e conforme o sistema evolui, os gradientes de pressão são maiores ao longo do plano de reação do que perpendicular à ele [9], isto acontece pelo fato que a distância entre o centro e a borda é menor, conforme Figura 4.2. Ou seja, inicialmente a anisotropia é espacial e a medida que o sistema evolui ela se torna uma anisotropia de momento de distribuição final das partículas produzidas, devido às múltiplas interações entre os constituintes que formam o sistema [8].

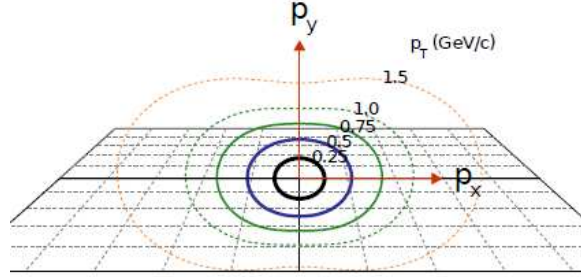


Figura 4.2: Distribuição final das partículas produzidas, onde o sistema se expande em direção às bordas do sistema, mais rapidamente na direção x do que na y (Fonte: Referência [9] adaptada).

O fluxo sinaliza a presença de múltiplas interações entre os constituintes do meio criado na colisão, ou seja, quanto maior o número de interações, maior será a magnitude do fluxo, fazendo com que o sistema termalize mais rapidamente [47]. Basicamente, a magnitude do fluxo mensura o grau de termalização alcançado pelo sistema [8].

Para a análise do fluxo, define-se o plano de reação como visualizado na Figura 4.1. O plano de reação é definido pelo parâmetro de impacto e pela direção do feixe incidente (x - z) [22]. O ângulo entre o plano de reação e o parâmetro de impacto é definido como (ψ_r), o qual pode ser estimado a partir do ângulo do plano de eventos (ψ_n) [7]. Desta forma, uma maneira de quantificar o fluxo é utilizar uma expansão de Fourier à equação de Cooper-Frye (3.105):

$$E \frac{d^3 N}{d^3 p} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2 N}{dp_T dy} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos[n(\phi - \psi_n)] \right) \quad (4.1)$$

onde E é a energia da partícula, p o momento, p_T o momento transversal, ϕ o ângulo azimutal, y a rapidez, ψ_n o ângulo do plano de evento e v_n é o coeficiente harmônico que contém informações dos instantes iniciais da colisão. Os coeficientes v_n podem ser obtidos por:

$$v_n^{obs}(p_T, y) = \langle \cos [n(\phi - \psi_n)] \rangle \quad (4.2)$$

onde $\langle \dots \rangle$ denotam a média sobre as partículas, somadas em todos os eventos.

Na Figura 4.3 estão ilustrados os quatro primeiros harmônicos no plano transversal (v_1 , v_2 , v_3 e v_4). Respectivamente os coeficientes são chamados de fluxo dirigido, fluxo

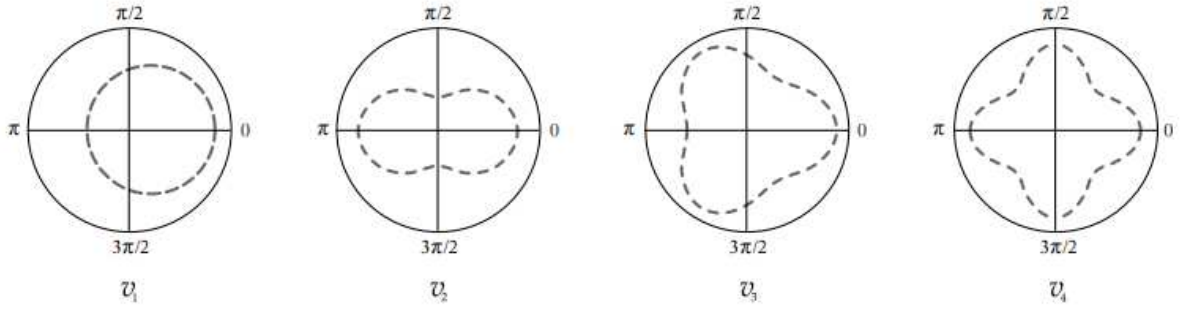


Figura 4.3: Representação dos quatro primeiros harmônicos no plano transversal (Fonte: Referência [48]).

elíptico, fluxo triangular e quarta componente do fluxo. Todavia, neste trabalho será abordado apenas o coeficiente v_2 .

O segundo harmônico (v_2) é o coeficiente dominante que reflete a forma elíptica da região de sobreposição dos núcleos incidentes. Ele tem sido foco principal de análise nos principais aceleradores como SPS, RHIC e LHC [6]. Para realizar a análise de tal, é necessário definir o plano de reação, utilizando o parâmetro de impacto e a direção longitudinal do feixe. Porém, o ângulo entre o plano de reação e o plano xz (ψ_r) não é mensurado experimentalmente. Logo, deve ser reconstruído por algum método [5]. Neste trabalho será abordado o método do plano de eventos, conforme seção 4.2.

4.2 Método do plano de eventos

Como mencionado acima, o ângulo entre o plano de reação e o plano xz não pode ser obtido experimentalmente. Desta forma, M. Poskanzer e S. A. Voloshin, em meados de 1990, propuseram o método do plano de eventos (EP), o qual é estimado por meio de uma aproximação ao plano de reação [5], sendo reconstruído mediante a distribuição azimutal das partículas produzidas [6]. Dado que o “plano de eventos contém tanto a direção do feixe como a dos fluxos determinados a partir das distribuições de partículas, os vetores do fluxo de eventos são definidos” [5] por um vetor bidimensional \mathbf{Q} [49],

$$\mathbf{Q} = (Q_x, Q_y) \quad (4.3)$$

em que Q_x e Q_y são dados por:

$$Q_{n,x} = \sum_i^M w_i \cos(n\phi_i) \quad (4.4)$$

$$Q_{n,y} = \sum_i^M w_i \sin(n\phi_i) \quad (4.5)$$

sendo que ϕ_i é o ângulo azimutal no sistema do laboratório, M é a multiplicidade observada no evento, w_i é o peso de cada partícula i , que depende do momento transversal, massa da partícula e rapidez, que pode ser:

$$w_i(p_T) = \begin{cases} p_T/p_T^{sat} & \text{se } p_T < p_T^{sat} \\ 1 & \text{se } p_T \geq p_T^{sat} \end{cases}$$

sendo $p_T^{sat} = 2.0$ GeV o número máximo atingido. Esse limite pode ser observado na Figura 4.2, onde o momento das partículas não ultrapassa 1.5 GeV.

Ainda, o ângulo do plano de eventos pode ser obtido como:

$$\psi_n = \tan^{-1} \left(\frac{Q_{n,y}}{Q_{n,x}} \right) \quad (4.6)$$

Todavia, podem ocorrer casos em que uma partícula seja contabilizada mais que uma vez, desta forma, devido à tais flutuações, é necessário corrigir v_n . Para eliminar as correlações das partículas, considera-se apenas as partículas de interesse [6], conforme a equação abaixo:

$$R_{es} = \langle \cos[n(\psi_n - \psi_r)] \rangle \quad (4.7)$$

Desta forma, os coeficientes harmônicos do fluxo anisotrópico são dados por:

$$v_n = \frac{v_n^{obs}}{R_{es}} = \frac{v_n^{obs}}{\langle \cos[n(\psi_n - \psi_r)] \rangle} \quad (4.8)$$

Para o coeficiente v_2 , a equação será:

$$v_2 = \frac{v_2^{obs}}{R_{es}} = \frac{v_2^{obs}}{\langle \cos[2(\psi_n - \psi_r)] \rangle} \quad (4.9)$$

No próximo capítulo será realizada uma análise dos resultados experimentais obtidos nos aceleradores RHIC e LHC, confirmando que os códigos hidrodinâmicos e cálculos numéricos descritos nas seções anteriores conseguem reproduzir de maneira satisfatória os resultados experimentais.

Capítulo 5

ANÁLISE DOS RESULTADOS DO FLUXO ELÍPTICO

O estado da matéria conhecido como plasma de quarks e glúons (QGP), encontrado quando a matéria hadrônica é submetida à condições extremas de temperatura e/ou densidade de energia, é criado por meio de colisões de íons pesados nos aceleradores RHIC e LHC. “A densidade de energia criada na colisão inicial de íons pesados é não uniforme como consequência da geometria da colisão e de suas flutuações” [50]. Entretanto, as interações entre os participantes da colisão convertem este estado em uma anisotropia na distribuição de momento das partículas no estado final. Esta anisotropia é representada pelo segundo coeficiente harmônico de Fourier, conhecido como fluxo elíptico (v_2) [50].

Desta forma, este capítulo é destinado à análise dos resultados experimentais produzidos pelos aceleradores RHIC e LHC e às tentativas de reproduzir os mesmos, usando o modelo hidrodinâmico relativístico. A mesma consiste basicamente em relatar os estudos referente ao fluxo elíptico (v_2) e mostrar que os códigos hidrodinâmicos conseguem reproduzir muito bem os resultados, principalmente as expectativas teóricas da QCD. O principal motivo deste estudo é o fato da anisotropia azimutal das partículas ser um dos observáveis mais importante das colisões de íons pesados, sendo formada pelas flutuações evento à evento [51].

Como já discutido nos capítulos anteriores, “os ingredientes básicos do modelo hidrodinâmico são: condições iniciais, equações de estado e mecanismo de desacoplamento” [52]. Contudo, cada ingrediente contém parâmetros que precisam ser estimado por meio de um ajuste. Em alguns casos, os parâmetros são ajustados de modo que os observáveis físicos (quantidades medidas experimentalmente nos aceleradores de partículas) sejam reproduzidas. Isso faz com que o código hidrodinâmico seja calibrado para se realizar os demais cálculos, como a distribuição de momento transversal e pseudo-rapidez.

Desta forma, para a análise dos dados experimentais, será estudado a dependência de v_2 com o momento transversal (p_T) e com a pseudo-rapidez (η). Vale salientar que as unidades de medidas utilizadas por cada autor podem variar entre GeV/c e GeV, isto pelo

fato de alguns autores considerarem os cálculos usando o sistema de unidades naturais, isto é, $\hbar = c = k_B = 1$.

5.1 Fluxo anisotrópico elíptico para as energias do acelerador RHIC

Em colisões de íons pesados, um grande número de partículas são produzidas. Porém, numa colisão temos nucleons participantes (que interagem com outros nucleons) e nucleons espectadores, que não participam da colisão. É de interesse o que acontece com os nucleons participantes e com o meio que é formado através dessas interações. Segundo [53], “no RHIC a anisotropia azimutal atinge valores altos, os quais são previstos pelo modelo hidrodinâmico, fornecendo assim, informações importantes sobre a evolução do sistema”.

O plasma de quarks e glúons foi confirmado experimentalmente em 2005 no RHIC. Porém, antes da descoberta havia diversas evidências empíricas sobre a criação/existência do QGP, conforme cita [35] em 2004, um ano antes da descoberta. Entre tais evidências está o fluxo anisotrópico (objeto de interesse deste trabalho), sendo de extrema importância pelo fato de fornecer informações iniciais de colisões de íons pesados, bem como o grau de termalização ao longo da evolução do sistema [54]. Logo, dentre as várias condições existentes para a observação experimental do QGP, o RHIC estava testando duas delas: grau de termalização (utilizando das equações hidrodinâmicas) e equações de estado. Desta forma, ainda segundo [35], os dados referente ao fluxo elíptico confirmaram que o equilíbrio térmico local é atingido nas energias alcançadas pelo RHIC, e que os cálculos numéricos reproduzem as previsões da QCD, quando utilizado de aproximações necessárias.

Segue abaixo a relação de v_2 com o momento transversal (p_T) e com a pseudo-rapidez (η) respectivamente.

5.1.1 Dependência com o momento transversal (p_T)

A Figura 5.1, trabalho de Gyulassy & McLarren [35], mostra a assinatura da formação do QGP, através do fluxo elíptico no RHIC, relacionando os resultados obtidos no STAR e PHENIX para partículas identificadas π , K , p , Λ em colisão de Au+Au à 200 GeV, considerando o caso de hidrodinâmica ideal. Segundo [35], “a característica mais impressionante do gráfico é a concordância da dependência da massa dos hádrons identificados para p_T abaixo de 1 GeV”. Desta forma, o que se pode observar é que no domínio de $p_T < 2$ GeV, os cálculos hidrodinâmicos conseguem reproduzir os dados experimentais, ou seja, as curvas se ajustam bem aos resultados experimentais dentro do intervalo mencionado. Ao passar deste valor, o modelo hidrodinâmico não consegue mais descrever de uma forma satisfatória os resultados.

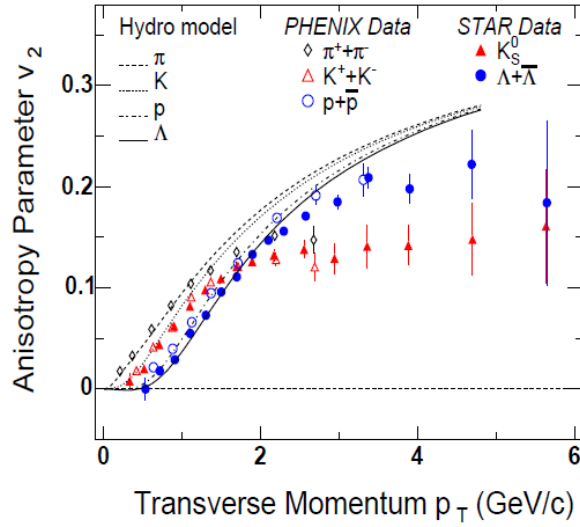


Figura 5.1: Resultados obtidos no STAR e PHENIX em colisões de Au+Au à 200 GeV (Fonte: Referência [35]).

Tabela 5.1: Massa das partículas identificadas em ordem decrescente (Fonte: Autoria própria).

Partícula	Massa (MeV/c^2)
Ω	1672
Λ	1115.68
p	938.272
K_S^0	497.65
K^\pm	493.68
π^\pm	139.570

Uma segunda observação que os autores fazem é sobre o fluxo elíptico ser devido à velocidade coletiva das partículas. Essa relação faz com que os efeitos do fluxo sejam maiores para as partículas mais massivas. Imediatamente ao comparar o gráfico com a Tabela 5.1, percebe-se que à medida que p_T aumenta, realmente v_2 se torna maior para partículas com maior massa, como é o caso das partículas Λ e p .

Outro resultado envolvendo a relação da massa das partículas é apresentado no trabalho de Huovinen et al [55], visto na Figura 5.2. Os resultados do cálculo hidrodinâmico obtidos são provenientes da colisão Au+Au com energia de 130 GeV, utilizando da equação de estado de transição de fase de primeira ordem para um gás ideal de quarks e glúons (EoS Q (120)). O número entre parênteses indica a temperatura aproximada de *freeze-out*.

Neste caso, num intervalo definido de p_T , intervalo onde o modelo hidrodinâmico consegue descrever perfeitamente os dados ($0 < p_T < 1.5$ GeV), o fluxo elíptico diminui com o aumento da massa das partículas [55]. Logo, ao analisar a Tabela 5.1 e o gráfico da Figura 5.2, o que se percebe é justamente como o mencionado. Como exemplo, a partícula Ω possui uma maior massa, porém um menor valor de v_2 comparado com as

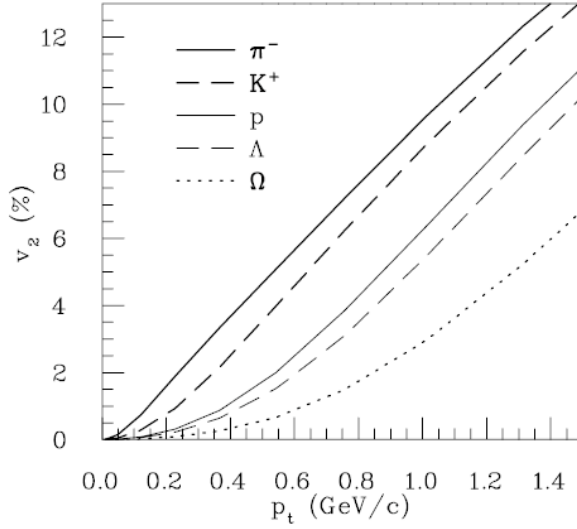


Figura 5.2: Anisotropia $v_2(p_T)$ para diferentes hádrons em colisões Au+Au com energia de 130 GeV para EoS Q(120) (Fonte: Referência [55]).

outras partículas de massa inferior. Esta análise é válida para o gráfico da Figura 5.1, porém dentro do intervalo de $p_T < 2$, onde a previsão é a mesma: v_2 diminui com o aumento da massa. Contudo, para grandes valores de p_T , o valor de v_2 é maior para partículas de massa maior.

A dependência de v_2 em p_T como já visualizada, pode ser analisada por diversos e diferentes parâmetros. Um outro caso apresentado na Figura 5.3, referente ao trabalho de Gardim et al [56], mostra resultados calculados por duas estimativas diferentes e analisada/comparada com os dados experimentais publicados da colaboração PHENIX. A mesma é referente à colisões de Au+Au com $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV considerando hidrodinâmica ideal, utilizando do código hidrodinâmico NeXSPheRIO, sendo que este resolve as equações hidrodinâmicas usando condições iniciais flutuantes do gerador NeXus [56]. Esses dados são de 110 eventos gerados no NeXuS, variando a centralidade da colisão de 0 à 60%, num intervalo de pseudo-rapidez igual à $-1 < \eta < 1$ e $0 < p_T < 2,5$. Vale ressaltar que o trabalho analisado trás os resultados até o coeficiente v_5 , porém o foco deste trabalho é apenas o coeficiente harmônico v_2 (primeira linha). Na figura em questão, os símbolos abertos e fechados representam duas maneiras de calcular a média dos eventos [56], dados como NeXSPheRIO+ e NeXSPheRIO- respectivamente. O NeXSPheRIO- dada como a primeira estimativa pelos autores é uma média simples dos valores, dada pela equação:

$$v_n\{\psi_n\} \simeq \langle v_n^\alpha \rangle^{1/\alpha} \quad (5.1)$$

onde $\alpha=1$. A segunda estimativa (NeXSPheRIO+) é uma média ponderada, dada por:

$$v_n^+\{\psi_n\} = \frac{\langle v_n \cos n(\phi - \psi_n) \rangle}{\sqrt{\langle v_n^2 \rangle}} \quad (5.2)$$

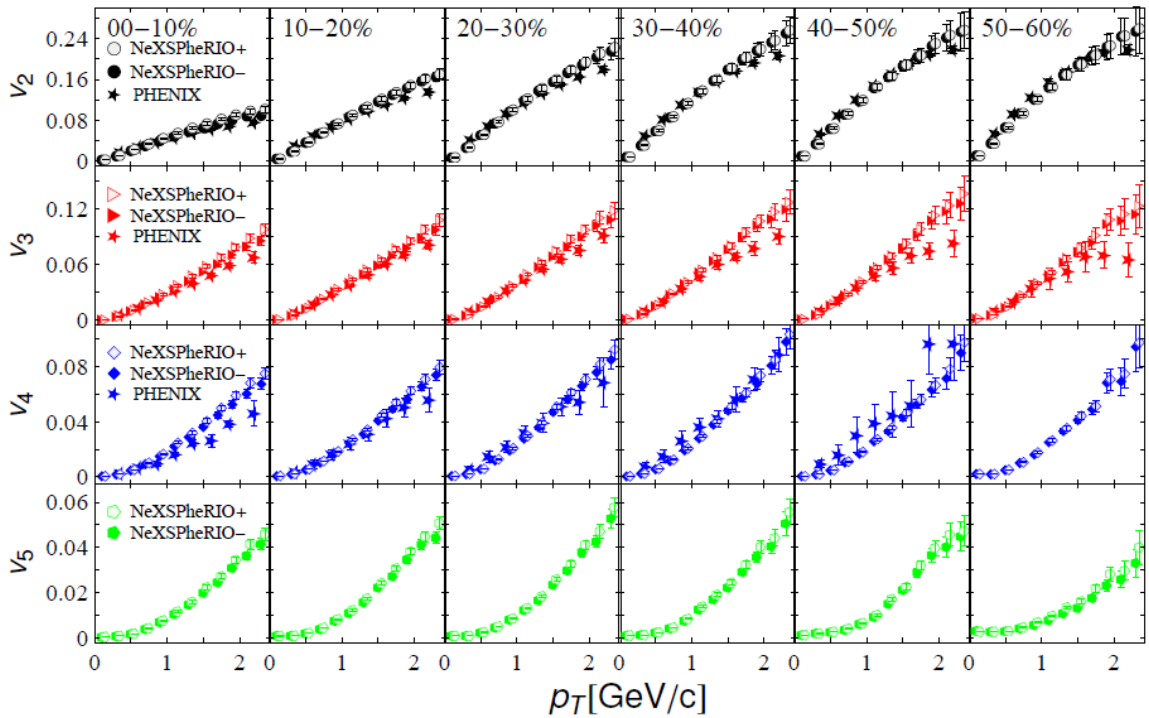


Figura 5.3: Resultados de duas maneiras diferentes de calcular a média dos eventos de $v_n\{\psi_n\}$ para $n = 2-5$, em comparação com os resultados da colaboração PHENIX (Fonte: Referência [56]).

O que se percebe é que os cálculos feitos por esse grupo, usando duas diferentes médias, consegue reproduzir os dados experimentais do RHIC para todas as janelas de centralidade e em todo o intervalo de momentos, no caso das duas médias.

No trabalho de Dudek et al [57], o método utilizado para o estudo de v_2 em função de p_T foi a comparação de três diferentes EoS. As EoS segundo [57], são importantes ferramentas na descrição hidrodinâmica, justamente por comandar como a evolução hidrodinâmica transforma o estado do sistema quente e denso criado na colisão, por meio do fluxo coletivo.

As três EoS utilizadas foram [57]:

- LQCD: Equação de estado da QCD na rede que considera um ponto crítico em uma dada temperatura que varia de acordo com a energia da colisão, onde abaixo desse ponto, se tem uma transição de primeira ordem, como descrita na seção 3.2.3 e acima desse ponto, na região de altas temperaturas e baixo potencial químico bariônico, a transição de fase é mais suave, chamada *crossover*, governada por resultados da QCD na rede [58].
- CEP: Equação de estado fenomenológica com ponto crítico, inspirada nos resultados de QCD na rede, que considera a existência de um ponto crítico que separa a transição de primeira ordem da transição suave. O cálculo na região de altas temperaturas e baixo potencial químico bariônico é feito através de uma interpolação

[59].

- FOS: Equação de estado com transição de fase de primeira ordem, conforme discutido na seção 3.2.3.

Para cada EoS acima, a temperatura de *freeze-out* foi determinada para cada janela de centralidade. Esses valores correspondem à temperatura de desacoplamento das partículas e foram obtidos por meio de cálculos hidrodinâmicos. Este parâmetro é enfatizado justamente por servir de ajuste para o espectro de p_T . Visto isso, a Figura 5.4 apresenta e compara os dados referente à experimentos realizados no STAR e PHOBOS em colisões de Au+Au com energias de 130 e 200 GeV respectivamente para hádrons carregados $(h^+ + h^-)/2$, utilizando para análise, o método plano de eventos e o código hidrodinâmico NeXSPheRIO.

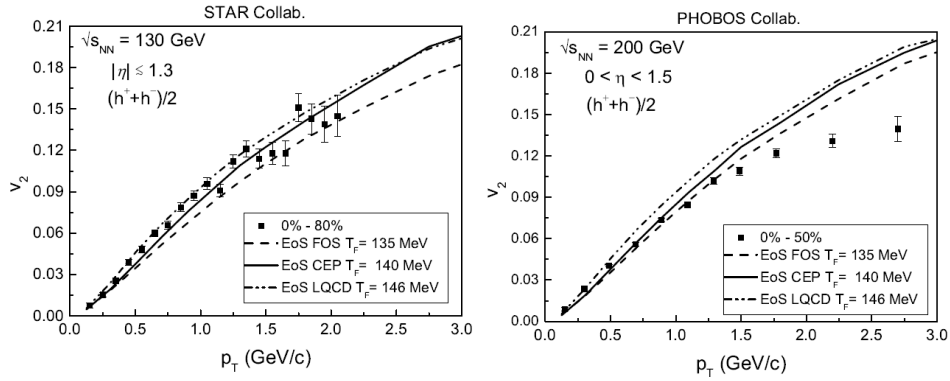


Figura 5.4: $v_2 \times p_T$ para hádrons carregados, correspondentes às EoS: FOS, CEP, LQCD, em colisões de Au+Au à energias de 130 GeV (Collab. STAR) e 200 GeV (Collab. PHOBOS) respectivamente (Fonte: Referência [57]).

O que se percebe na Figura 5.4 é que os resultados numéricos obtidos com energia de 130 GeV são melhores descritos pelas EoS, principalmente pela EoS LQCD (EoS da QCD na rede), na região de baixo momento, $p_T \approx 2$ GeV. Já com energia de 200 GeV não é isto que ocorre. A melhor EoS que se aplica é EoS FOS (EoS com transição de fase de primeira ordem com neutralidade local de estranheza) até $p_T \approx 1.5$ GeV. Contudo, de uma forma geral, todas as EoS fornecem resultados satisfatórios, principalmente para baixo p_T , não havendo grandes distinções entre elas.

Este mesmo trabalho fornece resultados para diferentes partículas identificadas (π , K , p e Λ) (Figura 5.5), com energia de 130 GeV (coluna da esquerda) e 200 GeV (coluna da direita), comparando as três EoS mencionadas. Para a coluna da esquerda, os dados foram calculados na janela de centralidade de 0 – 50% e comparados com os dados da colaboração STAR. Para a coluna da direita os cálculos foram realizados na janela de centralidade de 0 – 50% e comparados com os dados do STAR na centralidade de 0 – 80% e 0 – 70%, e com os dados PHENIX nas janelas 0 – 50% e 0 – 60%. Para todos os casos, aplicou-se um corte na região de pseudo-rapidez, $|\eta| \leq 1.3$.

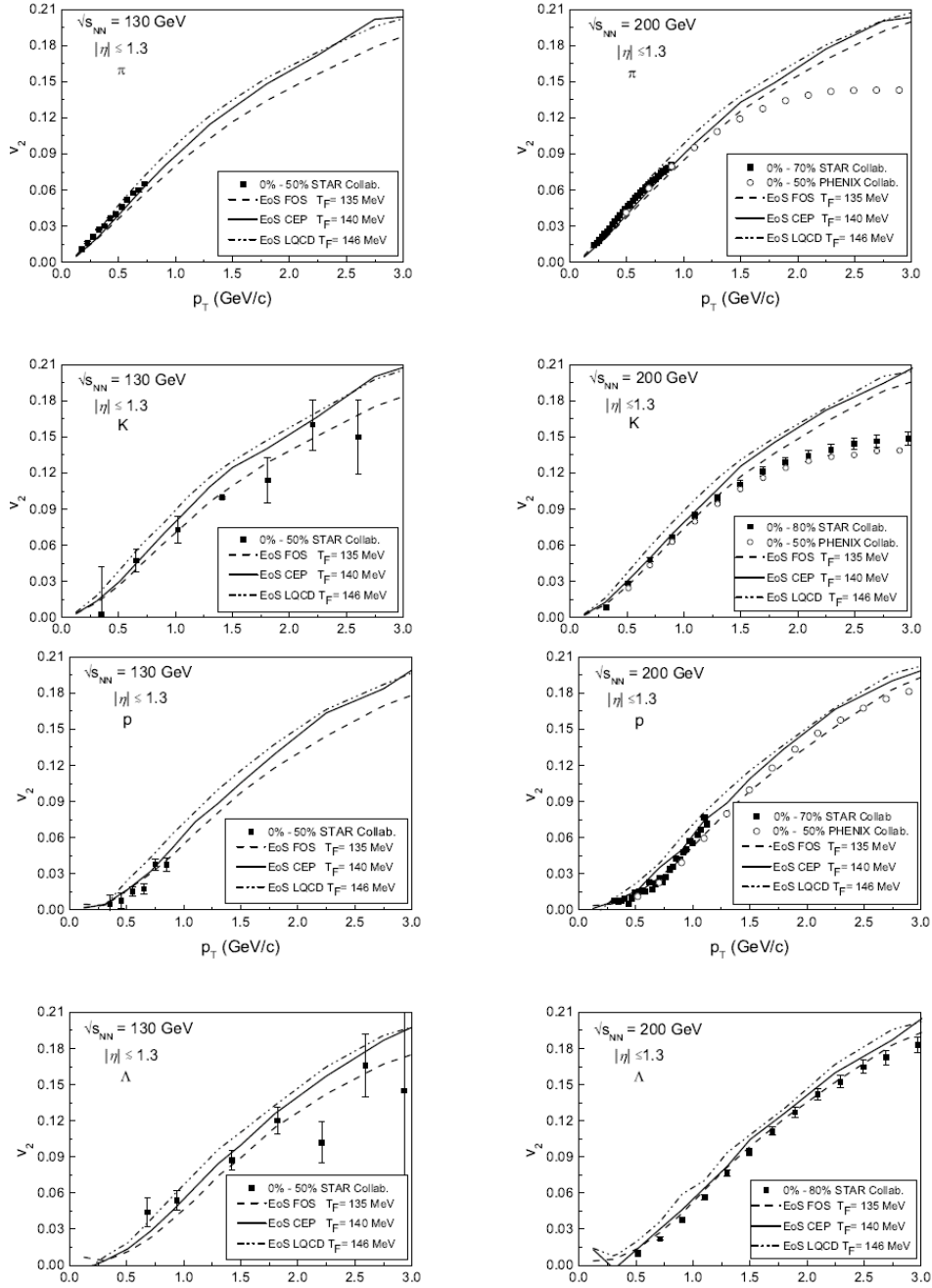


Figura 5.5: Resultados de $v_2 \times p_T$ utilizando das EoS LQCD, CEP, FOS em comparação com resultados da colaboração STAR para partículas identificadas (π , K , p e λ), com energias de 130 GeV e 200 GeV (Fonte: Referência [57]).

Ao analisar os gráficos da Figura 5.5, observa-se que no geral, as diferentes EoS geram resultados semelhantes. Todavia, deixam a desejar para as partículas π^- e K em $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, principalmente num intervalo de $p_T > 2$ GeV. Segundo os autores, essa discrepância dos resultados experimentais pode ser proveniente das limitações hidrodinâmicas empregadas pelo trabalho [57].

Todavia, quando aplicado o modelo hidrodinâmico com viscosidade, como nos trabalhos de Lemos & Socolowski e Romatschke & Romatschke, percebe-se que os resultados

numéricos obtidos com o modelo hidrodinâmico se ajustam melhor aos dados experimentais, na região de $p_T > 2$ GeV/c.

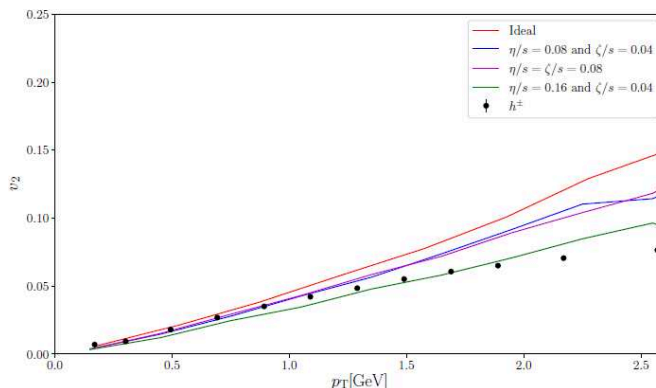


Figura 5.6: Dados do STAR para hádrons carregados em colisões de Au+Au com $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, considerando a hidrodinâmica com viscosidade (Fonte: Referência [62]).

Um exemplo disso está representado na Figura 5.6, onde a mesma retrata dados do STAR para hádrons carregados (h^\pm) em colisões centrais de Au+Au com energia de 200 GeV. Na mesma, há uma comparação entre os resultados para a hidrodinâmica ideal e viscosa. A linha vermelha representa os resultados para o sistema ideal, já as linhas azul, roxa e verde são referentes a um sistema considerando a viscosidade de cisalhamento (η)¹ e viscosidade de volume (ζ)², com valores de $\eta/s = 0.08$ e $\zeta/s = 0.04$, $\eta/s = \zeta/s = 0.08$, $\eta/s = 0.16$ e $\zeta/s = 0.04$ respectivamente [62]. Logo, constata-se que o sistema com viscosidade descreve melhor os dados experimentais, principalmente a linha verde ($\eta/s = 0.16$ e $\zeta/s = 0.04$) para um intervalo de $p_T > 2$ GeV.

A Figura 5.7 compara dados experimentais da colaboração STAR com hidrodinâmica ideal e viscosa, em colisões de Au+Au com energia de 200 GeV.

A partir da Figura 5.7, pode-se observar que o efeito da viscosidade no fluxo elíptico é forte [63]. Ainda, os dados de v_2 são bem reproduzidos, principalmente em $\eta/s = 0.03$.

Na próxima seção será analisada a dependência de η em relação à v_2 .

5.1.2 Dependência com a pseudo-rapidez (η)

Em relação à dependência com η , a Figura 5.8 apresenta os resultados do trabalho de Hama et al [64], utilizando o código NeXSPheRIO para realizar os cálculos hidrodinâmicos em colisões de Au+Au com energia de 200 GeV.

¹A viscosidade de cisalhamento (η) é a propriedade associada à resistência que o fluido possui por cisalhamento, ou seja, deformação devido às forças que agem sobre, provocando um deslocamento, porém, mantendo o volume constante [60].

²A viscosidade de volume (ζ) é uma propriedade de materiais que caracteriza o fluxo do fluido. Tem dimensões (massa/(comprimento \times tempo)) e possui como unidade de medida no Sistema Internacional (SI) de medidas a unidade Pa·s (Pascal segundos). Tal propriedade depende particularmente da temperatura e pressão do fluido, representando a resistência irreversível, além da resistência reversível, à compressão ou expansão do mesmo [61].

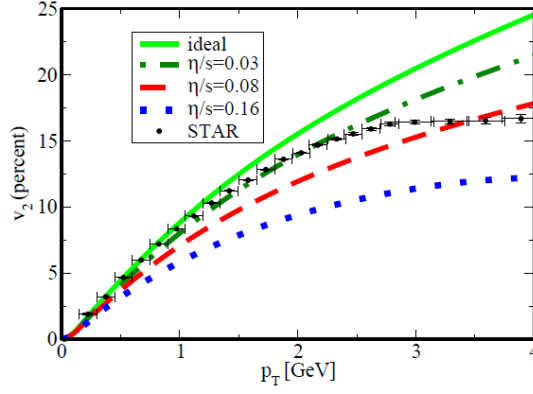


Figura 5.7: Dados da colaboração STAR sobre $v_2 \times p_T$ para partículas carregadas em colisões de Au+Au com energia de 200 GeV (Fonte: Referência [63]).

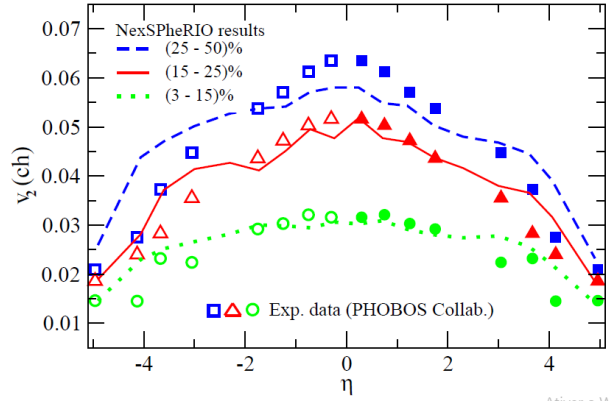


Figura 5.8: Resultados de $v_2 \times \eta$, utilizando do código hidrodinâmico NeXSPheRIO e comparando os resultados com os dados experimentais da colaboração PHOBOS (Fonte: Referência [64]).

No geral, os cálculos hidrodinâmicos reproduzem razoavelmente os dados experimentais do PHOBOS para as três janelas de centralidade observada, sobretudo na região de $\eta \approx 0$. Segundo [64], “os resultados sobre flutuações de fluxo elíptico estão de acordo com os dados medidos recentemente em experimentos”.

Outro resultado da colaboração PHOBOS é oriundo do trabalho de Hirano [65], sendo apresentado na Figura 5.9. Os dados são referente à colisões Au+Au com energia de 130 A GeV e compara duas condições iniciais, dadas como A e B, linha sólida e tracejada, respectivamente. A condição inicial A leva em conta os parâmetros: $\Delta\eta_{flat} = 6.0$, $\Delta\eta_{Gauss} = 0.4$ e $E_{max} = 40 \text{ GeV}/fm^3$. Para a condição inicial B: $\Delta\eta_{flat} = 2.8$, $\Delta\eta_{Gauss} = 1.6$ e $E_{max} = 43 \text{ GeV}/fm^3$.

No trabalho em questão, o objetivo é o estudo sobre a termalização precoce das partículas produzidas nas colisões de íons pesados, no acelerador RHIC. Para isso, “foram considerados dois conjuntos de parâmetros iniciais no modelo hidrodinâmico, [...], para reproduzir os espectros de pseudo-rapidez e momento transversal, para colisões centrais e semi-centrais” [65]. Logo, ao analisar a dependência da pseudo-rapidez do fluxo elíptico,

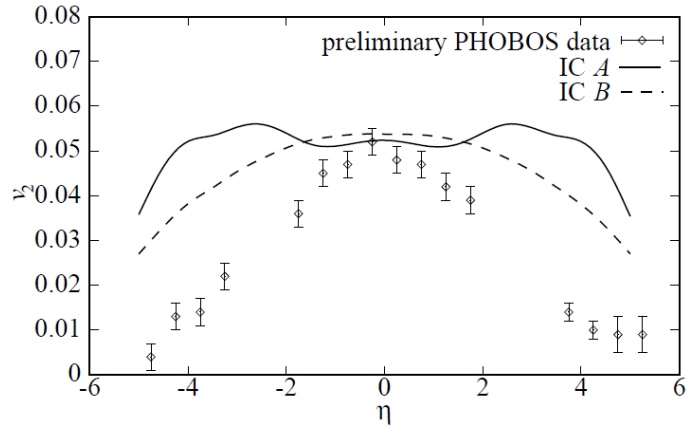


Figura 5.9: $v_2 \times \eta$ para partículas carregadas em colisões Au + Au 130 A GeV. Os dados experimentais são da colaboração PHOBOS, sendo que o valor do fluxo elíptico é calculado sobre todo o intervalo de centralidade. Linha sólida e linha tracejada correspondem às condições iniciais A e B, respectivamente (Fonte: Referência [65]).

constata-se que o grande valor de v_2 vem da forma do disco, o qual possui uma grande deformação espacial no plano transversal [65]. Na região de $\eta \approx 0$, os resultados dos cálculos hidrodinâmicos estão razoavelmente condizentes com os dados experimentais do PHOBOS na região de $|\eta| \lesssim 1$. Contudo, segundo os autores, não se conseguiu reproduzir os dados experimentais nas regiões anterior e posterior à mencionada ($|\eta| \gtrsim 1$), e isso indica que a pressão inicial não é construída em tais regiões. Esse feito pode ser observado na condição inicial A, na região de $|\eta| \sim 3$, onde há dois “solavanco”. Isso demonstra que a matéria produzida é altamente deformada nessas regiões, o que não é o caso para a condição inicial B. Concluindo, “os resultados indicam que a termalização é totalmente alcançada perto da região de rapidez central e parcialmente nas demais regiões” [65].

Por fim, o último trabalho analisado (Dudek et al [57]) apresenta um estudo referente ao papel das EoS na evolução hidrodinâmica de um sistema pós-colisão de íons pesados. O trabalho trata de resultados experimentais da colaboração PHOBOS, com duas energias diferentes, 130 e 200 GeV, utilizando de três EoS diferentes (já mencionadas na seção 5.1.1) para realizar a análise: FOS, CEP e LQCD.

O que se esperava, era que a EoS LQCD descrevesse muito melhor os dados experimentais do que as outras EoS. Porém, não foi isso que aconteceu. Ao analisar a Figura 5.10, vê-se que no geral, as EoS FOS e CEP se ajustam muito melhor para descrever os dados experimentais do que a EoS LQCD para ambas energias.

A próxima seção é destinada para o estudo dos resultados experimentais do acelerador LHC, com a análise nas mesmas dependências que tal seção ocorreu.

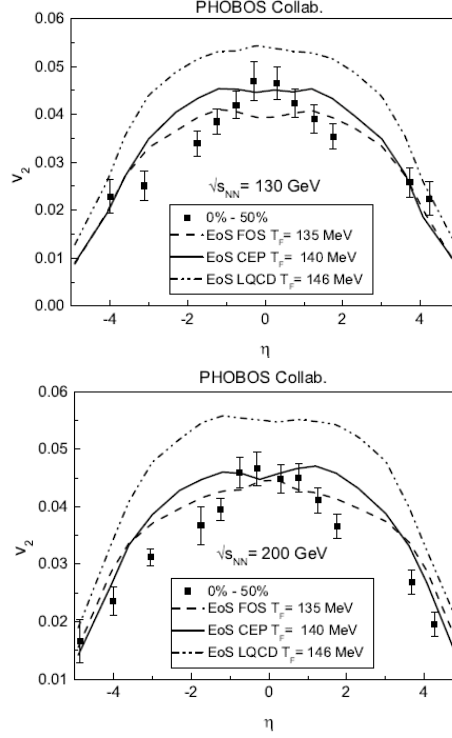


Figura 5.10: Dados experimentais da colaboração PHOBOS de $v_2 \times \eta$ como resultado de colisões Au+Au à 130 e 200 GeV, com centralidade de 0 – 50%. Análise baseada em três EoS diferentes: FOS, CEP, LQCD (Fonte: Referência [57]).

5.2 Fluxo anisotrópico elíptico para as energias do acelerador LHC

O LHC (*Large Hadron Collider*) é considerado o maior e mais potente acelerador de partículas construído no mundo, possuindo um anel de 27 km com ímãs supercondutores. Suas atividades começaram em 10 de setembro de 2008 e desde então tem se tornado um domínio na área de física de partículas.

O principal objetivo da área de íons pesados desenvolvidos no LHC é o estudo do plasma de quarks e glúons [66]. Segundo [67], “a colaboração ALICE demonstrou que o sistema QGP produzido em $\sqrt{s} = 2.76$ TeV no LHC, é semelhante ao sistema produzido pelo RHIC em $\sqrt{s} = 200$ GeV”.

Desta forma, assim como o RHIC, a análise de trabalhos será realizada visando a dependência de v_2 com o momento transversal (p_T) e com a pseudo-rapidez (η).

5.2.1 Dependência com o momento transversal (p_T)

O primeiro resultado aqui apresentado, de Schenke, Jeon & Gale [67], mostra a comparação de dados visando duas classes de centralidade em colisão de Pb+Pb com energia de 2.76 TeV. Ainda, foi utilizado de cálculos hidrodinâmicos ideal e com viscosidade de duas maneiras diferentes: **avg** e **e-b-e**, dados como condições iniciais médias e simulações

evento à evento respectivamente.

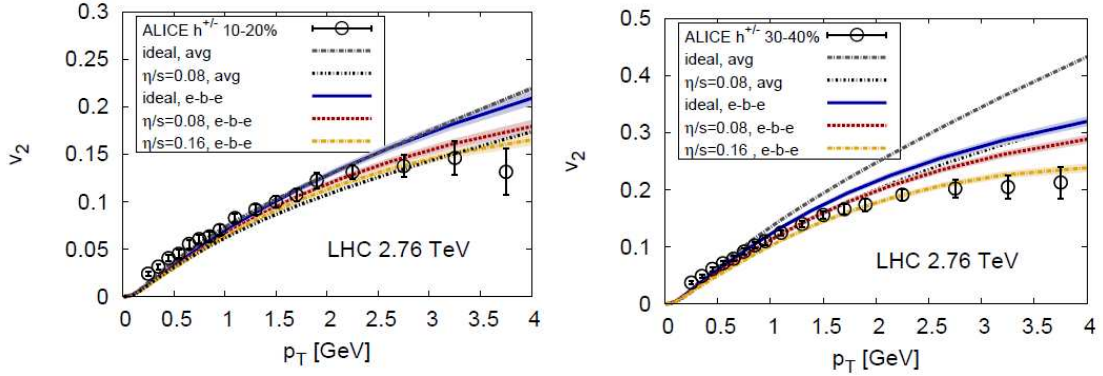


Figura 5.11: $v_2 \times p_T$ para hádrons carregados (h^\pm) em colisão de Pb+Pb com energia de 2.76 TeV, na janela de centralidade de 10 – 20% e 30 – 40% respectivamente (Fonte: Referência [67]).

Os modelos hidrodinâmicos tentam descrever os dados experimentais obtidos nos aceleradores. Para tal, é necessário ajustar parâmetros com a intenção de melhor adequar os cálculos aos resultados experimentais. Desta forma, para tal ajuste, ao longo dos anos foram realizadas várias tentativas, como utilizar de diferentes condições iniciais, diferentes EoS, acrescentando viscosidade ao sistema, etc. Todavia, quando a hidrodinâmica considera um sistema com viscosidade, esta consegue descrever melhor os dados para um intervalo de $p_T > 2$ GeV, o que não acontece com casos ideais. Ao analisar os gráficos da Figura 5.11, é isso que se pode observar. Principalmente no gráfico da esquerda, onde a janela de centralidade é menor, os cálculos hidrodinâmicos conseguiram descrever de forma satisfatória os resultados experimentais do ALICE.

No trabalho de Snellings et al [68], os resultados obtidos são devido à colisões de Pb+Pb com energia de 2.76 TeV, comparados com dados da colaboração ALICE (Figura 5.12). Os resultados são apresentados para o fluxo elíptico em função do momento transversal para partículas identificadas (π^\pm , K^\pm e \bar{p}) em duas janelas de centralidade, 40 – 50% e 10 – 20%.

Conforme [68] comenta, no primeiro gráfico, o modelo hidrodinâmico descreve muito bem os dados experimentais do detector ALICE para as partículas identificadas. Todavia, para colisões mais centrais, logo com uma janela de centralidade menor (10 – 20%), os cálculos hidrodinâmicos descrevem bem o fluxo apenas das partículas π^\pm e K^\pm , mas não para o \bar{p} .

Neste mesmo trabalho, foi realizada uma comparação entre dados da colaboração STAR do RHIC em colisões de Au+Au com energia de 200 GeV e a colaboração ALICE do LHC em colisões de Pb+Pb com energia de 2.76 TeV, para as mesmas partículas identificadas já mencionadas. Esses resultados estão dispostos na Figura 5.13.

As caixas coloridas representam os dados experimentais coletados nos aceleradores

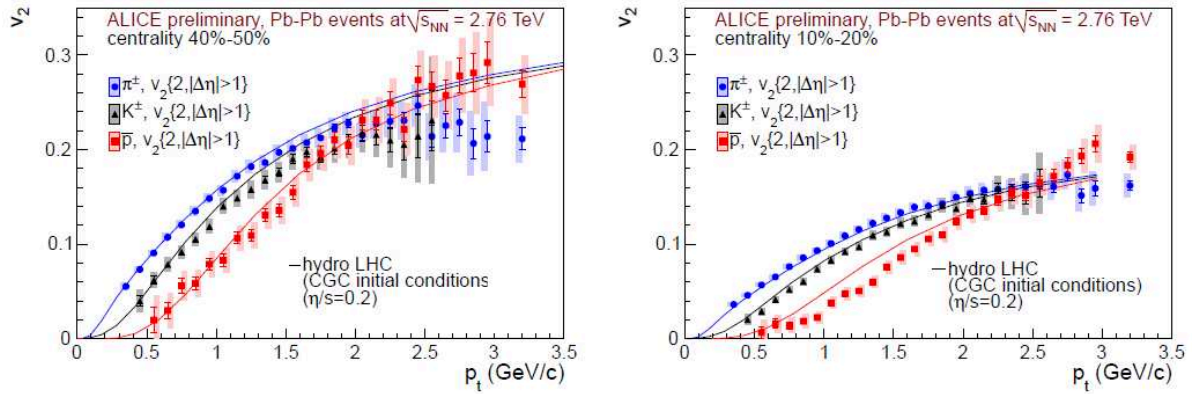


Figura 5.12: Resultados de $v_2 \times p_T$ para π^\pm , K^\pm , \bar{p} , nas janelas de centralidade de 40 – 50% e 10 – 20% respectivamente (Fonte: Referência [68]).

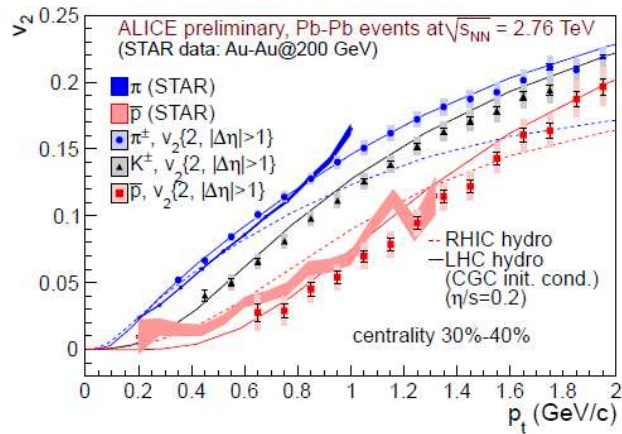


Figura 5.13: Comparação de resultados entre RHIC (colaboração STAR) e LHC (colaboração ALICE) para partículas identificadas (π^\pm , K^\pm , \bar{p}) (Fonte: Referência [68]).

RHIC e LHC. As linhas tracejada e contínua representam os cálculos hidrodinâmicos considerando o modelo *Color Glass Condensate* (CGC)³ para condições iniciais, com viscosidade.

Ao observar a Figura 5.13, vê-se que os resultados do cálculo hidrodinâmico para os dados do LHC se ajustam muito bem, principalmente para as partículas K e π^\pm para valores de p_T até 2 GeV. Já os resultados do cálculo hidrodinâmico para os dados do RHIC, estes fornecem um ajuste razoável, principalmente para valores de p_T baixo.

O último resultado discutido neste trabalho envolvendo tal dependência é de Georges et al [70]. A Figura 5.14 apresenta os dados experimentais do ATLAS, provenientes de colisões de Pb+Pb com energia de 2.76 TeV, para oito classes de centralidades e para três

³O CGC é conceituado como um tipo de matéria teoricamente existente dentro do núcleo atômico. Considerando que núcleos com altíssimas energias estão comprimidos pelo fato de estarem viajando próximo à velocidade da luz, segundo a relatividade, os glúons que se encontram dentro desses núcleos são vistos como “paredes gluônicas”, também viajando próximo a velocidade da luz. Logo, o *color glass condensate* descreve as propriedades intrínsecas das partículas, principalmente o comportamento destas “paredes” sob condições de altas energias [69].

diferentes regiões de pseudo-rapidez: $|\eta| < 1.0$, $1.0 < |\eta| < 2.0$, $2.0 < |\eta| < 2.5$.

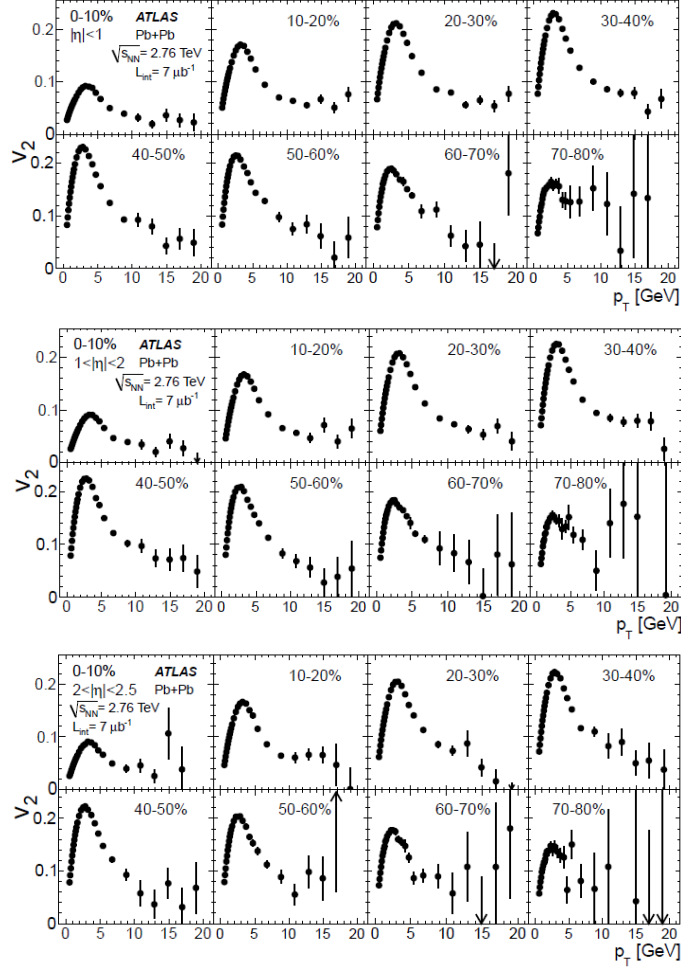


Figura 5.14: $v_2 \times p_T$ para oito intervalos de centralidade, com $5 < p_T < 20$ GeV, para três regiões de pseudo-rapidez (Fonte: Referência [70]).

Observa-se que na Figura 5.14, para as janelas de centralidade 0 – 10%, 10 – 20%, 20 – 30%, 30 – 40% e 40 – 50% e todos os intervalos de η , ocorre um aumento de v_2 no intervalo de $0 < p_T < 3$ GeV. Isso ocorre pelo fato que quanto mais central for a colisão, mais participantes terá a região de interação. Consequentemente, mais esférico será o meio formado. Desta forma, a medida que a centralidade vai aumentando, mais periférica se torna a colisão, tendo um menor número de participantes. Assim, o meio vai se tornando anisotrópico (elíptico) e o fluxo elíptico tende a aumentar. No caso das janelas periféricas, a partir de 50 – 60% o valor de v_2 vai diminuindo, nesse mesmo intervalo de p_T , se comparado com as janelas mais centrais. Depois disso, em aproximadamente $p_T \sim 7 - 8$ GeV, ocorre uma diminuição do fluxo e uma fraca dependência além de 9 GeV em todas as janelas de centralidade [70].

5.2.2 Dependência com a pseudo-rapidez (η)

O trabalho do ALICE Collaboration et al [66] apresenta resultados com dependência em η , como visualizado na Figura 5.15. A mesma mostra uma ampla região de pseudo-rapidez ($-3.5 < \eta < 5.0$), em colisões de Pb+Pb com energia de 2.76 TeV, usando do detector ALICE. A figura compara dados experimentais dos detectores ALICE, CMS ($|\eta| < 2.4$) e ATLAS ($|\eta| < 2.5$) do LHC, com o detector PHOBOS do RHIC, na janela de centralidade de 25 – 50%. Na figura, as caixas representam incertezas sistemáticas e as barras de erros representam as incertezas estatísticas [66]. Os resultados são comparados utilizando do método plano de eventos. Para a energia do LHC, a região de p_T para ALICE é $p_T > 0$ GeV/c, para CMS $0.3 < p_T < 3$ GeV/c e para o ATLAS, $p_T > 0.07$ GeV/c.

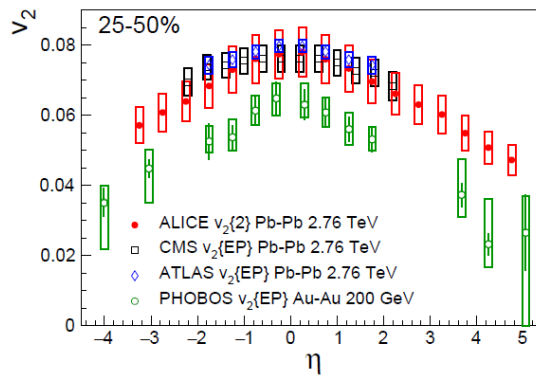


Figura 5.15: Comparação entre os resultados experimentais dos detectores ALICE, CMS, ATLAS e PHOBOS para $v_2 \times \eta$, numa faixa de centralidade correspondente à 25 – 50% (Fonte: Referência [66]).

Segundo [66], os resultados experimentais do ALICE estão condizentes com os resultados já obtidos previamente pelo CMS e ATLAS. Ainda, o que percebe-se é que os valores de v_2 medidos nas energias do LHC são maiores do que os medidos no RHIC em toda a faixa de pseudo-rapidez. Essa diferença de valor do fluxo elíptico coincide com um p_T maior ao se trabalhar com o LHC.

O trabalho de Georges et al [70] (Figura 5.16), apresenta resultados envolvendo uma ampla faixa de pseudo-rapidez ($|\eta| < 2.5$) e momento transversal ($0.5 < p_T < 20$ GeV). A mesma mostra os dados experimentais do detector ATLAS do LHC, de colisões de Pb+Pb com energia de 2.76 TeV. Os dados estão dispostos em cinco intervalos de p_T e oito regiões de centralidade.

Ao analisar a Figura 5.16, observa-se que até o intervalo de $2 < p_T < 4$ GeV é o que ocorre na Figura 5.14, ou seja, a medida que a janela de centralidade vai aumentando, o meio formado na colisão vai se tornando anisotrópico, ou seja, elíptico, por isso v_2 aumenta. Contudo, ao passo que p_T aumenta muito, acima de 4 GeV, v_2 começa a diminuir. O fluxo elíptico diminui para alto p_T pelo fato de haver poucas partículas com momento tão alto sendo emitidas pelo sistema.

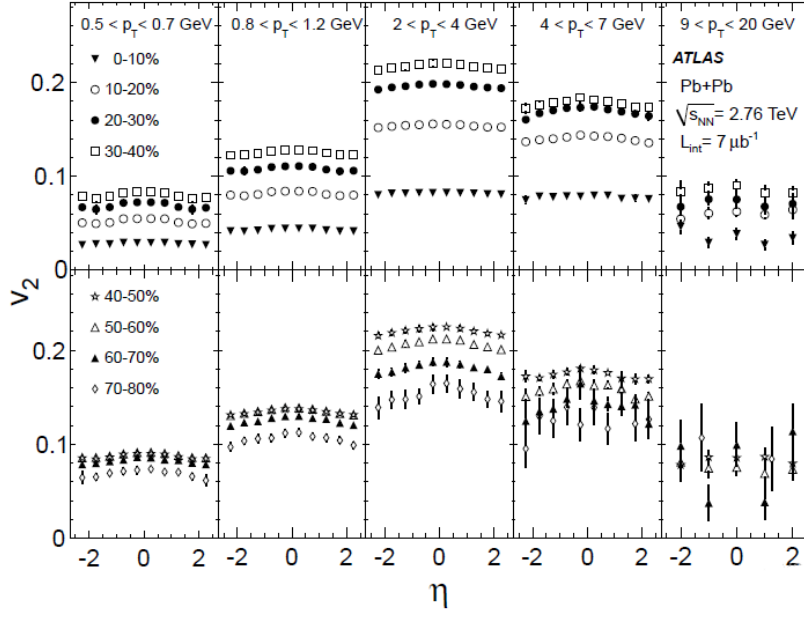


Figura 5.16: $v_2 \times \eta$ num intervalo de $0.5 < p_T < 20$ GeV em oito classes de centralidade diferentes (Fonte: Referência [70]).

O comportamento das curvas visualizado em todos os gráficos, praticamente foi o mesmo, mudando apenas os valores de v_2 e η . Isso deve-se ao fato do padrão amendoado do meio, que se forma depois da colisão de íons pesados. Essas curvas, representam a região mais central da “amêndoa”, sendo a região onde ocorre um maior número de interações.

Concluindo, identifica-se que o comportamento coletivo do sistema formado em colisões de íons pesados é um dos resultados mais importantes, visto que o mesmo é uma das assinaturas da formação do plasma de quarks e glúons. Do estudo realizado, constata-se que os cálculos numéricos que utilizam o modelo hidrodinâmico, conseguem reproduzir de maneira satisfatória os resultados experimentais dos aceleradores em questão, tanto no caso de $v_2 \times p_T$ quanto para $v_2 \times \eta$. O que se percebeu também foi que os cálculos que levaram em consideração a viscosidade conseguiram descrever melhor os dados experimentais na região de $p_T \geq 2$ GeV, o que não ocorre com a hidrodinâmica ideal.

No próximo capítulo serão apresentadas as conclusões deste trabalho.

Capítulo 6

Conclusão

Este trabalho teve como objetivo analisar os efeitos de coletividade do meio formado em colisões de íons pesados, utilizando do fluxo anisotrópico como evidência da formação do plasma de quarks e glúons (QGP).

Acredita-se que o QGP tenha sido criado no universo primordial nos 10^{-5} s depois da ocorrência do *Big Bang*, sendo que após esse instante, teria ocorrido a formação dos primeiros prótons e nêutrons. No entanto, as colisões de íons pesados relativísticos são uma maneira de recriar este estado em laboratório, com potentes aceleradores como o RHIC e o LHC, possibilitando o estudo do comportamento da matéria em condições extremas de temperatura e pressão. Nesses aceleradores, feixe de íons (núcleos atômicos) são colocados para colidir ao serem acelerados com velocidades próximas à velocidade da luz. Com as altas energias atingidas pelos aceleradores, como 200 GeV no RHIC com colisão de núcleos de ouro e 5.02 A TeV no LHC com núcleos de chumbo, é possível romper a estrutura hadrônica dos constituintes dos íons e durante uma ínfima fração de segundos, criar o QGP.

O plasma de quarks e glúons foi confirmado experimentalmente em 2005 no RHIC, e reconhecido como um líquido perfeito. A descoberta foi baseada na expansão anisotrópica da matéria após a colisão, calculada por meio da hidrodinâmica ideal, sendo esta, uma ótima ferramenta que descreve de forma satisfatória a evolução do sistema criado em colisões relativísticas.

Nos experimentos realizados em laboratório, apenas é possível saber quais serão os núcleos a serem colididos e a energia dos feixes. Não é possível mensurar todas as etapas ocorridas numa colisão, apenas o produto final e com isso, por meio de um modelo, tentar reproduzir todo o processo. Como já mencionado, o modelo hidrodinâmico se tornou uma das principais ferramentas, apresentando resultados satisfatórios na descrição dos resultados experimentais obtidos em laboratórios.

A matéria formada em laboratório por meio das colisões de íons pesados, de forma análoga ao universo primordial, após atingir o equilíbrio térmico local, começa o processo de resfriamento e expansão coletiva, até o momento em que as partículas estão prontas

para serem observadas nos detectores. Contudo, a principal evidência deste comportamento coletivo é o fluxo elíptico (v_2) que descreve a evolução coletiva do sistema, estando intimamente ligado à geometria da colisão.

Com isso, neste trabalho foram analisados resultados experimentais de v_2 em função do momento transversal (p_T) e da pseudo-rapidez (η) dos aceleradores RHIC e LHC, descritos por modelos hidrodinâmicos considerando sistemas ideais e viscosos. Os trabalhos analisados dispuseram de diferentes vertentes de análise, todavia, todos mostraram que os modelos hidrodinâmicos conseguem reproduzir de maneira satisfatória os resultados experimentais, principalmente na região de $p_T < 2$ GeV.

No trabalho de Gyulassy & McLerran [35] e Houvinen et al [55], ao comparar o fluxo elíptico para diferentes partículas identificadas (Ω , π , K , p , Λ), nota-se a relação de v_2 com a velocidade coletiva das partículas e conseqüentemente com a massa. Essa relação faz com que o fluxo seja maior para partículas mais massivas em p_T acima de 2 GeV. Todavia, no intervalo em que a hidrodinâmica consegue descrever perfeitamente os resultados experimentais ($0 < p_T < 2$), o fluxo elíptico diminui com o aumento da massa das partículas.

Já Gardim et al [56], comparou duas maneiras de calcular a média dos eventos: média simples e média ponderada. Contudo, o que foi visualizado é que ambas as opções conseguiram descrever muito bem os resultados experimentais para as seis janelas de centralidade analisada.

O trabalho de Dudek et al [57] analisou três diferentes equações de estado (EoS): LQCD, CEP, FOS. As equações de estado são ingredientes fundamentais para a realização dos cálculos hidrodinâmicos, justamente por descreverem a matéria sob condições termodinâmicas, como temperatura, pressão, densidade de energia e potencial químico. O que se esperava era que as EoS distintas gerassem resultados distintos, porém, nas energias do RHIC, todas as equações descrevem muito bem os resultados experimentais, principalmente para $p_T < 2$ GeV.

Contudo, ao aplicar o modelo hidrodinâmico com viscosidade, como nos trabalhos de Lemos & Socolowski [62] e Romatschke & Romatschke [63], constata-se que os resultados experimentais são melhores descritos, principalmente para $p_T > 2$ GeV, o que a hidrodinâmica ideal não comporta.

No que diz respeito à pseudo-rapidez, os cálculos hidrodinâmicos conseguem descrever razoavelmente os dados experimentais, especialmente nas regiões de $|\eta| \approx 0$. Logo, ao comparar dados do RHIC e do LHC com tal dependência, como no trabalho de [66], vê-se que os valores de v_2 são maiores para as energias do LHC do que do RHIC. Também, em Georges et al [70], há a comparação entre cinco intervalos de p_T e oito regiões de centralidade. Em todos os casos, v_2 teve seu valor aumentado até $p_T = 4$ GeV, pois na medida que a centralidade aumenta, o meio formado na colisão vai se tornando anisotrópico, ou seja, no formato elíptico.

Enfim, com alguns poucos resultados consegue-se notar que os cálculos hidrodinâmicos como ferramenta de análise apresenta excelentes resultados, visualizando com clareza a como ocorre a evolução do meio coletivo formado em colisões de íons pesados em laboratório.

Referências Bibliográficas

- [1] OSTERMANN, Fernanda. Um texto para professores do ensino médio sobre partículas elementares. **Revista brasileira de ensino de física**. São Paulo. Vol. 21, n. 3 (set. 1999), p. 415-436, 1999.
- [2] ABDALLA, Maria Cristina Batoni. **O discreto charme das partículas elementares**. São Paulo: Unesp, 2006. 344 p.
- [3] DA COSTA MARQUES, Gil. **PARTÍCULAS ELEMENTARES: A PROCURA DAS PARTÍCULAS W e Z**. Universidade de São Paulo - Instituto de Física. São Paulo, 1992.
- [4] MOREIRA, Marco Antonio. A física dos quarks e a epistemologia. **Revista brasileira de ensino de física**. Vol. 29, n. 2 (abr./jun. 2007), p. 161-173, 2007
- [5] LEMOS, Dener de Souza. **Efeitos da hidrodinâmica dissipativa e da equação de estado sobre o fluxo elíptico e interferometria HBT**. 2017. 132 f. Dissertação (Mestrado em Física) – Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Matemática, Estatística e Física, Universidade Federal do Rio Grande, Rio Grande, 2017.
- [6] ZHOU, You. **Anisotropic Flow and flow fluctuations at the Large Hadron Collider**. 2016.
- [7] CASTILHO, Wagner Maciel. **Análise da correlação azimutal entre hádrons produzidos em colisões relativísticas de íons pesados em uma abordagem hidrodinâmica utilizando o código NeXSPheRIO**. 2017. Tese (doutorado) - Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho, São Paulo.
- [8] DUDEK, D. M. **Efeitos da equação de estado em hidrodinâmica relativística através de alguns observáveis**. 2014. vi, 122 f. Tese (doutorado) - Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho, Instituto de Física Teórica, 2014. Disponível em: <<http://hdl.handle.net/11449/123975>>.

- [9] DERRARDI DE SOUZA, Rafael. **Estudo dos efeitos de flutuações da condição inicial em colisões nucleares relativísticas**. 2013. 156 p. Tese de doutorado - Universidade Estadual de Campinas, Campinas.
- [10] BUSZA, Wit; RAJAGOPAL, Krishna; VAN DER SCHEE, Wilke. Heavy ion collisions: the big picture and the big questions. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**, v. 68, p. 339-376, 2018.
- [11] NASCIMENTO, Debora Siqueira. **Detecção de nêutrons rápidos devido a radiação espalhada em aceleradores lineares**, 2018. Dissertação (Mestrado em Física da Matéria Condensada) – Núcleo de Pós-Graduação em Física (NPGFI), Universidade Federal de Sergipe, São Cristovão, 2018.
- [12] **SLAC National Accelerator Laboratory**. Disponível em: <<https://www6.slac.stanford.edu/>>. Acesso em: 26. out. 2019.
- [13] **MLA style: The Nobel Prize in Physics 1976**. Nobel-Prize.org. Nobel Media AB 2019. Thu. 14 Nov 2019. Disponível em: <<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1976/summary/>>
- [14] **MLA style: The Nobel Prize in Physics 1990**. Nobel-Prize.org. Nobel Media AB 2019. Sex. 15 Nov 2019. Disponível em: <<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1990/summary/>>
- [15] **MLA style: The Nobel Prize in Physics 1995**. Nobel-Prize.org. Nobel Media AB 2019. Thu. 14 Nov 2019. Disponível em: <<https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1995/summary/>>
- [16] DA CONCEIÇÃO LUIZ, Leandro; DA SILVA MONTEIRO, Keila Thaís; BATISTA, Rafaela Tavares. Os aceleradores de partículas e sua utilização na produção de radiofármacos. **Rev. Bras. Farm**, v. 92, n. 3, p. 90-95, 2011.
- [17] LNLS. **Projeto Sirius**. Disponível em: <<http://www.lnls.cnpm.br/wp-content/uploads/2016/08/Livro-do-Projeto-Sirius-2014.pdf>> Acesso em: 17. set. 2019.
- [18] CERN. **Large Electron-Positron**. Disponível em: <<https://home.cern/science/accelerators/large-electron-positron-collider>> Acesso em: 11. set. 2019.
- [19] CERN. **Large Hadron Collider**. Disponível em: <<https://home.cern/science/accelerators/large-hadron-collider>> Acesso em: 03. set. 2019.
- [20] BALTHAZAR, W. F; OLIVEIRA, A. L. **Partículas elementares no ensino médio: Uma abordagem a partir do LHC**. Coleção CBPF. 70 p. Rio de Janeiro.

- [21] BNL. **Acelerador Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)**. Disponível em: <<https://www.bnl.gov/rhic/complex.asp>> Acesso em: 03. set. 2019.
- [22] TAVARES, Bernardo Mattos. **Estudo hidrodinâmico das colisões ultra-relativísticas de íons pesados**. 2006. Tese (Doutorado em Física) - Universidade Federal do Rio de Janeiro, Instituto de Física, Programa de pós-graduação em Física (UFRJ/IF), Rio de Janeiro, 2006.
- [23] GUIMARÃES, Karin Silvia Franzoni Fornazier. **Estudo da produção de estranheza em colisões entre íons pesados relativísticos**. 2007. Dissertação (Mestrado em Física) - Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2007. doi:10.11606/D.43.2007.tde-17122007-105539. Acesso em: 2019-09-17.
- [24] GUPTA, Shikshit. **Particle Ratios and Transverse Momentum Spectra at RHIC Energies**. University of Jammu, JAMMU TAWI.
- [25] FERMILAB. **Tevatron**. Disponível em: <<http://www.fnal.gov/pub/tevatron/shutdown-process.html>> Acesso em: 03. set. 2019.
- [26] SANCHES JUNIOR, Samuel Mendes. **Equações de estado do plasma de quarks e glúons e suas aplicações**. 2018. Tese (Doutorado em Física) - Instituto de Física, Universidad de São Paulo, São Paulo, 2018. doi:10.11606/T.43.2018.tde-07122018-135435. Acesso em: 2019-08-23
- [27] Wikipedia. **List of accelerators in particle physics**. Disponível em: <https://en.wikipedia.org/wiki/List_of_accelerators_in_particle_physics> Acesso em 11. nov. 2019.
- [28] MILLER, Michael L. et al. Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions. **arXiv preprint nucl-ex/0701025**, 2007.
- [29] VIEIRA, Ricardo S. An Introduction to the Theory of Tachyons. **arXiv preprint arXiv:1112.4187**, 2011.
- [30] VASCONCELOS, Geraldo Magela Severino et al. **Produção de estranheza em colisões de íons pesados relativísticos**. 2008. Dissertação (Mestrado em física) - Instituto de Física Gleb Wataghin - Universidade Estadual de Campinas, São Paulo.
- [31] NAVARRO, Jose Luis La Rosa. **Estudo da multiplicidade de partículas carregadas em colisões centrais Pb+Pb a $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV no experimento ATLAS**. 2012. Dissertação (Mestrado em Física) - Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2012. doi:10.11606/D.43.2012.tde-26032013-152519. Acesso em: 2019-11-16.

- [32] OLIVEIRA, Renato Aparecido Negrão de. **Estudo da energia transversal em colisões Au+Au para energias entre 7.7 e 200 GeV**. 2014. Tese (Doutorado em Física) - Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2014. doi:10.11606/T.43.2014.tde-20012015-112105. Acesso em: 2019-08-28.
- [33] RIFFEL, Rogemar André. **Uma introdução a TEORIA DA RELATIVIDADE ESPECIAL**. Universidade Federal de Santa Maria - RS. 2010. Disponível em:<<http://w3.ufsm.br/rogemar/docs/relatividade.pdf>>. Acesso em 12. dez. 2019.
- [34] Ziebell, Luiz Fernando. *O quarto estado da matéria*. Porto Alegre: UFRGS, Instituto de Física, 2004. 30 p. (Textos de apoio ao professor de física, ISSN 1807- 2763; v. 15)
- [35] GYULASSYA, Miklos; MCLERRANB, Larry. New Forms of QCD Matter Discovered at RHIC. **arXiv preprint nucl-th/0405013**, 2004.
- [36] HAMA, Y.; KODAMA, T.; SOCOLOWSKI JR, O. Topics on Hydrodynamic Model of Nucleus-Nucleus Collisions. **arXiv preprint hep-ph/0407264**, 2004.
- [37] SCHENKE, Bjoern; JEON, Sangyong; GALE, Charles. 3+ 1D hydrodynamic simulation of relativistic heavy-ion collisions. **arXiv preprint arXiv:1004.1408**, 2010.
- [38] REIS, Arthur Luciano Vezzoni Ramos dos. **Estudo sobre o fluxo dirigido**. 2010. Tese (Doutorado em Física) - Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2010. doi:10.11606/T.43.2010.tde-20122010-153115. Acesso em: 2019-09-07
- [39] LANDAU, L. D; LIFSHITZ, E.M. **Fluid Mechanics**. 2^a ed. v.6. PERGAMON PRESS. 1987.
- [40] ISHIDA, Pedro Augusto Pereira de Queiroz Rocha. **Análise em Componentes Principais do Fluxo em Colisões de Íons Pesados Relativísticos**. 2019. Dissertação (Mestrado em Física) - Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2019. doi:10.11606/D.43.2019.tde-22042019-144404. Acesso em: 2019-09-11.
- [41] **Ensemble Grande-Canônico, Ensemble de Pressão e outros Ensembles**. Disponível em:<<https://sites.ifi.unicamp.br>>. Acesso em 24.set.2019.
- [42] GRYNBERG, Suely Epsztein. **Fenomenologia Estelar em Modelos de Quarks**. 1995. Tese de Doutorado. UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS.
- [43] MACHADO, Laura Paulucci. **Matéria de quarks (strangelets) de origem astrofísica e sua detecção por experimentos terrestres**. 2008. Tese (Doutorado em Física) - Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2008. doi:10.11606/T.43.2008.tde-26112008-100951. Acesso em: 2019-10-16.

- [44] GRASSI, F. Particle emission in hydrodynamics: a problem needing a solution. **arXiv preprint nucl-th/0412082**, 2004.
- [45] KARPENKO, Iurii; HUOVINEN, Pasi; BLEICHER, Marcus. **vHLLE, a code for hydrodynamic modelling of relativistic heavy ion collisions**.
- [46] MORELAND, J. Scott; BERNHARD, Jonah E.; BASS, Steffen A. Alternative ansatz to wounded nucleon and binary collision scaling in high-energy nuclear collisions. **arXiv preprint arXiv:1412.4708**, 2014.
- [47] SNELLINGS, Raimond. Fluxo elíptico: uma breve revisão. **New Journal of Physics**, v. 13, n. 5, p. 055008, 2011.
- [48] VAN DER KOLK, Naomi. **To flow or not to flow: A study of elliptic flow and nonflow in proton-proton collisions in ALICE**. 2012. Tese de Doutorado. Utrecht U.
- [49] BILANDZIC, Ante et al. Event-plane flow analysis without nonflow effects. **Physical Review C**, v. 83, n. 1, p. 014909, 2011.
- [50] CMS COLLABORATION et al. Pseudorapidity and transverse momentum dependence of flow harmonics in pPb and PbPb collisions. **arXiv preprint arXiv:1710.07864**, 2017.
- [51] PRADO, Caio Alves Garcia. Fator de modificação nuclear de sabor pesado e correlações de anisotropia azimutal evento a evento em colisões de íons pesados. **arXiv preprint arXiv: 1807.04885**, 2018.
- [52] ANDRADE, Rone Peterson Galvão de. **Um estudo hidrodinâmico do fluxo elíptico em colisões nucleares relativísticas**. 2006. Tese de Doutorado. Universidade de São Paulo.
- [53] ADAMS, John et al. Azimuthal anisotropy in Au+ Au collisions at $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. **Physical Review C**, v. 72, n. 1, p. 014904, 2005.
- [54] BACK, BB et al. Pseudo-rapidez e dependência de centralidade do fluxo coletivo de partículas carregadas nas colisões Au + Au no $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. pré-impressão **arXiv nucl-ex / 0205021** , 2002.
- [55] HUOVINEN, P. et al. Radial and elliptic flow at RHIC: further predictions. **arXiv preprint hep-ph/0101136**, 2001.
- [56] GARDIM, Fernando G. et al. Anisotropic flow in event-by-event ideal hydrodynamic simulations of $\sqrt{s_{NN}}= 200$ GeV Au+ Au collisions. **arXiv preprint arXiv:1203.2882**, 2012.

- [57] DUDEK, Danuce M. et al. Effects of equation of state on hydrodynamic expansion, spectra, flow harmonics and two-pion interferometry. **International Journal of Modern Physics E**, v. 27, n. 07, p. 1850058, 2018.
- [58] HUOVINEN, P.; PETRECKZY, P. QCD Equation of State and Hadron Resonance Gas. **arXiv preprint arXiv:0912.2541**, 2009.
- [59] HAMAA, Yojiro et al. 3D Relativistic Hydrodynamic Computations Using Lattice-QCD-Inspired Equations of State. **arXiv preprint hep-ph/0510096**.
- [60] Wikipedia. **Viscosity**. Disponível em: <<https://en.wikipedia.org/wiki/Viscosity>>
- [61] Wikipedia. **Volume viscosity**. Disponível em: <<https://en.wikipedia.org/wiki/Volumeviscosity>>. Acesso em: 12. nov. 2019
- [62] LEMOS, D. S.; SOCOLOWSKI JR, O. Effects of dissipative hydrodynamics on elliptic flow and HBT interferometry in central collisions at RHIC. In: **Journal of Physics: Conference Series**. IOP Publishing, 2019. p. 012033.
- [63] ROMATSCHKE, Paul; ROMATSCHKE, Ulrike. Viscosity Information from Relativistic Nuclear Collisions: How Perfect is the Fluid Observed at RHIC?. **arXiv preprint arXiv:0706.1522**, 2007.
- [64] Hama, Yojiro e Andrade, Rone e Grassi, Frederique e Qian, Wei-Liang e Osada, Takeshi e Aguiar, Carlos e Kodama, Takeshi. (2008). NeXSPheRIO results on elliptic-flow fluctuations at RHIC. **Physics of Atomic Nuclei**. **71**. **1558-1564**. **10.1134/S106377880809010X**.
- [65] HIRANO, Tetsufumi. Is early thermalization achieved only near midrapidity at RHIC?. **arXiv preprint nucl-th/0108004**, 2001.
- [66] ALICE COLLABORATION et al. Pseudorapidity dependence of the anisotropic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. **arXiv preprint arXiv:1605.02035**, 2016.
- [67] SCHENKE, Bjoern; JEON, Sangyong; GALE, Charles. Anisotropic flow in sqrt (s)= 2.76 TeV Pb + Pb collisions at the LHC. **arXiv preprint arXiv:1102.0575**, 2011.
- [68] SNELLINGS, Raimond et al. Anisotropic flow at the LHC measured with the ALICE detector. **arXiv preprint arXiv:1106.6284**, 2011.
- [69] Wikipedia. *Color Glass Condensate*. Disponível em: <<https://en.wikipedia.org/wiki/Color-glasscondensate>> Acesso em 07. nov. 2019.

- [70] AAD, Georges et al. Measurement of the pseudorapidity and transverse momentum dependence of the elliptic flow of charged particles in lead–lead collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV with the ATLAS detector. **Physics Letters B**, v. 707, n. 3-4, p. 330-348, 2012.