

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

RAA em colisões pp de altíssimas energias

Arthur Lopes

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo, como requisito parcial para
a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz - Orientador (IFUSP)
Prof. Dr. Mauro Rogerio Cosentino (UFABC)
Prof. Dr. David Dobrigkeit Chinellato (UNICAMP)

São Paulo
2019

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Lopes, Arthur

RAA em colisões pp de altíssimas energias. São Paulo, 2019.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz

Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Acelerador de partículas; 2. Medidas de partículas; 3. Quark; 4. Física nuclear.

USP/IF/SBI-025/2019

University of São Paulo
Physics Institute

RAA in high energy pp collisions

Arthur Lopes

Supervisor: Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz

Dissertation submitted to the Physics Institute of the University of São Paulo in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science.

Examining Committee:

Prof. Dr. Marcelo Gameiro Munhoz - Supervisor (IFUSP)

Prof. Dr. Mauro Rogerio Cosentino (UFABC)

Prof. Dr. David Dobrigkeit Chinellato (UNICAMP)

São Paulo
2019

para as pessoas trans

divergentes criativas corajosas
excluídas enlouquecidas assassinadas
as invisíveis e as conformáveis

que possam saber e poder
transitar e dizer
transicionar e viver

Agradecimentos

Esta dissertação é produto de quatro anos de pesquisa que me transformaram por completo. Agradeço às pessoas que deram sentido aos meus dias e criaram espaço para estar comigo.

Agradeço a agência financiadora CNPq.

Agradeço ao Marcelo pela orientação e troca ao longo dos anos.

Agradeço à banca examinadora. Ao Prof. David Chinellato, cuja produção acadêmica inspirou esta pesquisa, e os comentários na defesa importantíssimos. Agradeço ao Prof. Mauro Consentino pela leitura cuidadosa e os comentários.

Agradeço aos pesquisadores de meu campo de estudos.

Agradeço aos trabalhadores do HEPIC, que me apresentaram desde o plasma em pp até qualquer aspecto sobre análise. Diógenes, que dividiu comigo seu trabalho e suas inquietações sobre o plasma. Henrique, Cris, Camila, Caio Eduardo, Caio Prado, Marcel, Xavier, Hermann, Sudipan, Antonio, Alexis, Hugo, Lucas, Geovane, Fabio, Nelson, Eloisa, Marco, Tiago, e outros colegas, do HEPIC e colaboradores. Ao Alexandre Suaide pela parceria na discussão de física contemporânea. Agradeço ao Caio Laganá, que me ensinou tanta física e me trouxe para este grupo.

Agradeço aos trabalhadores do GRHAFITE, cito aqui Ari, Diego, André, Miller, Navarra, Marina Nielsen e Renato Higa. Jorge Noronha, por ter me apresentado esta área de pesquisa e acompanhar meu caminho desde 2012, sempre cheio de boas ideias. Matthew Luzum, por ter me dado esperanças e apontados caminhos tantas vezes que eu achei que tudo estava perdido. Theo Motta, que atravessou essa física indomável junto comigo.

Agradeço ao Ivã Gurgel pelas conversas.

Aos trabalhadores da secretaria de pós graduação, em especial Éber e Andrea, que celebraram comigo grandes conquistas e fizeram dos meus problemas burocráticos felizes ocasiões. Aos trabalhadores do Instituto de Física, que acolheram e garantiram minha circulação com muita responsabilidade e tranquilidade. Ao diretor do Instituto Marcos Nogueira, que garantiu meus direitos de acesso. Agradeço aos trabalhadores da secretaria do Departamento de Física Nuclear.

Aos demais amigos batalhadores da física que estiveram ao meu lado em aprendizados e medos, Bianca, Danilo, Maurício, Brock, Renato Gui e capitão, Thales, Henrique, Escudeiro, Raffa, Rosana, Elion, Malu Gubolin, Naim, e tantos outros com quem vivi neste Instituto. Agradeço ao time de rugby Demônios de Maxwell pelo acolhimento e pelas reflexões, em especial Renato e Bruno.

Renata Biaggi, pela militância da vida real, que esteve comigo em tantas aventuras, e me salvou de tantas encrencas.

Agradeço ao Júlio César, Paulo e Passara pelo amoroso cuidado.

Aos queridos amigos e inspirações das artes e humanidades, que passaram tantas barras conigo, por terem acreditado nesta pesquisa com tanto amor, e literalmente a construído comigo. Fran, Tica, Luiza, Pedro, Danilo do Carmo, Danilo Vieira, Rapha, Cae, Nina, Bogaz, Camila, Gabi, Cronópio, Carlos, Felipão, Lasanha, Lorde, Ariel, Massarico, Pedrinho, Yuri, Bozzo e Nico. Ao GT Cupidos, Pedro, Jorge Cabelo, Carol, Lais, Rafa e João e a todos, antropólogos e tão gênios quanto, que passaram pela praça Roosevelt trazendo incríveis sabedorias e força inesgotável. Jacque, Marisol, Pedro, Bogaz, pelo curso de gênero que ferveu minha cognição.

Agradeço a meus primos, Lucas, Vinicius, Isabella, que me inspiram e me guentam a ser a mim mesmo sem dúvidas. Agradeço aos demais membros da família, Clau, Alê, Miriam, Luiz, Wanda, Cacilda, que estão comigo com tanta força.

Agradeço aos meus parceiros de moradia e de qualquer parada, Nina, Caetano, Danilo, Minhoca, Lorota e Mentira, por cuidarem de mim há tantos anos, por inventarem parceria mais forte quanto pior nossa situação.

Agradeço aos inestimáveis Valéria e Pedro Lopes, que me ensinam a ser humano e pesquisador, cujo amor me deu forças e a sabedoria me deu recursos para decifrar enigmas invencíveis. Valéria que aprendeu física de tanto revisar este texto comigo. Pedro quem me mostrou o que é ciência.

À memória do Benê e do Guiga, parceiros maravilhosos que me fazem tanta falta.

Não perseguimos a parcialidade em si mesma, mas pelas possibilidades de conexões e aberturas inesperadas que o conhecimento situado oferece. O único modo de encontrar uma visão mais ampla é estando em algum lugar em particular.

Donna Haraway, em *Saberes Localizados*

Resumo

Nesta dissertação discutimos a medida RAA desenvolvida para análise de observáveis de colisão núcleo-núcleo (AA), tendo em vista sua implementação em colisões próton-próton (pp). No contexto das colisões hadrônicas de altíssimas energias, o RAA compara quantidade de observáveis duros medidos em colisões AA com a quantidade do mesmo observável em colisões pp. As qualidades destas colisões são descritas pela teoria do modelo de Glauber, em que projeção analítica da produção esperada de quarks pesados (observável duro) é realizada para colisões nucleares por meio da sobreposição de colisões pp independentes. Esta projeção analítica é comparada no RAA à medida de quarks pesados em estado final de colisões AA, e desvios em relação à distribuição de momentos da seção de choque calculada teoricamente são interpretados como decorrentes da presença de plasma de quarks e glúons (PQG) na colisão medida. O plasma de quarks e glúons é o objeto de interesse do campo de estudos em que esta pesquisa se insere. Considerado presente em colisões AA centrais desde 2000, o plasma de quarks e glúons é o estado da matéria mais energético possível, em que os pártons produto da colisão se comportam livremente por breves instantes e sofrem expansão hidrodinâmica. Este processo acontece nos estágios inacessíveis da colisão. Algumas das medidas indiretas que indicam formação de plasma em colisões AA são detectadas em colisões de sistemas pequenos, pp e pA desde 2010. Ainda não foi medida supressão de provas duras no PQG. As tentativas de medir PQG em sistemas pequenos pelo método do RAA tem sido feitas por meio da comparação RpA, também definida pelo modelo de Glauber. Na presente pesquisa buscamos extrapolar o funcionamento do RAA para medidas em colisões pp. Como o núcleo em Glauber é formado por sobreposição de prótons, a resolução da descrição da colisão na teoria é discutida. Além disso verificamos que a concepção de que colisões pp não formam ambiente de PQG é importante para o estabelecimento da comparação RAA. Entendemos que as hipóteses sobre a física de estágios inacessíveis da colisão previstas pela teoria de Glauber são diferentes das hipóteses decorrentes de medidas de coletividade em sistemas pequenos. Propomos alternativamente comparações experimentais simples entre quantidades parecidas medidas em colisões pp que podem conter informações sobre supressão de observáveis duros em colisões pp de alta multiplicidade sem o uso de quantidades teóricas.

Palavras-chave: Sistemas pequenos; RAA; modelo de Glauber; plasma de quarks e glúons; quark pesado.

Abstract

This master thesis addresses the measurement RAA, developed for the analysis of nucleus-nucleus (AA) collisions, aiming to implement the measure for proton-proton (pp) collisions. In the context of high energy hadronic collisions, RAA compares hard observables measured in AA collisions with the same observable measured in pp collisions. These collision's traits are described by the Glauber model, where an analytical projection of the expected heavy quark production (hard observable) is calculated through the superimposition of independent pp collisions. In RAA, that analytical projection is compared to the actual final state AA collisions measurements, and deviations with relation to the momentum distribution of the theoretically calculated cross section are regarded as arising from interaction of the heavy quark with a quark gluon plasma (QGP) formed in the measured collision. The quark gluon plasma is the field's object of interest in which this research is undertaken. Since 2000, QGP is measured and presumed in central AA collisions. The quark gluon plasma is the most energetic state of nuclear matter, in which partons behave as deconfined matter and undergo hydrodynamic expansion. That happens in the first inaccessible stages of the collisions. Some of the indirect measurements that point to the formation of QGP in AA collisions have been detected small systems, pp and pA, since 2010. Is yet to be measured hard probes PQG suppression in these systems. Current attempts to evaluate this suppression have been made with the RpA comparison, also defined with the Glauber model. In this study, we attempt to extrapolate the RAA operation to pp collision measurements. As the nucleus in Glauber is modeled as a superimposition of pp collisions, the theory's resolution in describing AA collisions is discussed. We also notice that the concept of pp collisions not forming QGP is relevant for RAA comparisons. We appreciate that the theoretical hypothesis on the physics of the inaccessible first stages of collisions as foreseen with the Glauber model are different than the hypothesis that stem from collectivity in small systems. We propose alternatively simple experimental comparisons between similar quantities measured in pp collisions without the use of theoretical quantities.

Keywords: Small systems; RAA; Glauber model; quark gluon plasma; heavy quark.

Sumário

1	INTRODUÇÃO	8
2	RPP COM MODELO DE GLAUBER?	15
2.1	RAA/pp em colisões grandes e pequenas	16
2.2	Escolha e significado das colisões comparadas	19
2.2.1	Base de referência de colisão unitária no vácuo	19
2.2.2	Centralidade e imagem de estado inicial	22
2.3	Normalização teórica AA-pp	27
2.3.1	Projeção analítica de detecção esperada de quarks pesados	27
2.3.2	Matéria hadrônica fria	31
3	COMPARAÇÕES ENTRE MEDIDAS PARECIDAS	34
3.1	Seleções de eventos com e sem plasma	36
3.1.1	Definição das variáveis relevantes em cada conjunto comparado	37
3.1.2	Processos físicos dominantes no comportamento do setor mole em cada classe de energia	42
3.2	Comparação, normalização e informação	46
3.2.1	Estudos de v_2	47
3.2.2	Estudos de multiplicidade	49
3.2.3	Estudos de sistemas de colisão	50
4	CONSIDERAÇÕES FINAIS	53
	Referências Bibliográficas	55

1 Introdução

No contexto das análises de colisões de íons pesados realizadas em aceleradores, a comparação RAA foi desenvolvida para medir modificação no espectro de momentos finais de partículas de alto momento no estado inicial. Partículas de alto momento detectado no estado final são classificadas como observáveis duros. Os observáveis duros podem ser partículas de alto momento no estado final, ou conjuntos de partículas que são reconstruídos como vindas de mesma partícula de alto momento no estado inicial.

Observáveis duros, como quarks pesados e outros, têm algumas características físicas principais que justificam o interesse em estudá-los nas pesquisas sobre plasma de quarks e glúons (PQG). Por serem formados nos espalhamentos mais energéticos das colisões, permitem identificar em que momento ocorreu a criação destes observáveis. O nível de energia que um espalhamento tem que concentrar para criar quarks pesados ou partículas de alto momento é tão grande que apenas o primeiro choque poderia causar estes fenômenos. Os espalhamentos secundários e reinterações entre as partículas colididas e criadas não formam pares de quarks pesados. A possibilidade experimental de localizar o instante de criação das partículas analisadas é útil para o estudo do plasma de quarks e glúons, pois o plasma demora um tempo a se formar e é muito complexo. As partículas produto de espalhamentos duros certamente interagiram com qualquer ambiente que possa ter se constituído nos primeiros estágios das colisões.

Os quarks pesados são partículas que não apenas participaram de todos os estágios da colisão, mas também seu tempo de decaimento é relativamente longo. De modo que o próprio quark pesado, como uma única partícula de única trajetória, deve atravessar o PQG, ou outros fenômenos que o cercarem, e apenas após estas interações de primeiros estágios a partícula dura hadroniza. A hadronização é um processo que ocorre para todos os pártons (quarks e glúons), bem antes de atingirem os detectores. Hâdrons são conjuntos de quarks confinados, tipicamente encontrados em matéria nuclear, dentro de prótons e nêutrons. As colisões nos aceleradores passam por diversos estágios entre o primeiro espalhamento e a detecção, e nos primeiros estágios podem haver interações múltiplas entre muitas partículas. Observáveis de quarks pesados, articulados nas comparações desta dissertação, são reconstruídos como quarks pesados nos primeiros estágios das colisões a partir de diversos tipos de análises de estado final.

O plasma de quarks e glúons, que é o objeto de interesse da comparação RAA, é o estado

da matéria mais energético e denso possível segundo o modelo padrão da física de partículas. Desde a primeira década deste século, a área de experimental e teórica da física nuclear de altas energias concorda que em colisões muito energéticas de íons pesados é formado plasma de quarks e glúons. Este plasma é constituído de quarks e glúons desconfinados de suas configurações hadrônicas e nucleares, comportando-se como fluido com equilíbrio térmico e expansão hidrodinâmica com graus de liberdade partônicos. Estas afirmações são baseadas em análises comprehensivas de grande conjunto de medidas de estado final publicadas principalmente pelos experimentos Large Hadron Collider (LHC, CERN) e Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC, BNL). Os primeiros estágios das colisões não são acessíveis diretamente, mas por métodos de reconstrução e comparações com simulações teóricas.

As medidas que buscam interpretar o plasma de quarks e glúons podem ser divididas em dois domínios, aquele das partículas duras que interagem com o plasma e das partículas moles (de baixos momentos) que efetivamente integram este fluido. Estas últimas correspondem à maior parte do total de partículas, e podem ser criadas não só nos primeiros espalhamentos, mas em várias alturas dos primeiros estágios das colisões. O RAA é uma das principais medidas que tencionam provar o PQG. O objetivo da conta, que consiste de uma comparação entre duas medidas de observáveis duros, é quantificar a interação destas partículas duras com o plasma. Espera-se que a interação entre o PQG e a partícula dura cause perda de energia, pelos espalhamentos cinéticos entre ela e o meio e por emissões radiativas aumentadas. O RAA é uma comparação entre números de quarks pesados detectados por intervalo de momento que quantifica a supressão do momento final detectado dos quarks pesados que atravessaram PQG.

O RAA foi desenvolvido para medir indicativo de formação de fluido partônico em colisões entre núcleos grandes. Desde 2010 outras medidas que indicam formação de plasma têm sido encontradas em colisões entre prótons, os menores sistemas de colisão possíveis. Neste trabalho descrevemos a construção da comparação RAA no contexto das colisões núcleo-núcleo (AA) e identificamos possibilidades de analogias parciais para análises dos mesmos observáveis em colisões próton-próton (pp). A seguir, apresentamos brevemente o cenário das provas de PQG dos anos 2000 até hoje, em sistemas grandes e pequenos.

A primeira afirmação da criação deste estado da matéria em laboratório foi anunciada pela Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire (CERN), a partir da análise de dados de colisões entre núcleos grandes no acelerador Super Proton Synchrotron. No comunicado de imprensa publicado pelo CERN em 2000, registra-se que "um feixe de íons de chumbo de alta energia (33TeV) foi acelerado no Super Proton Synchrotron (SPS) do CERN e estilhaçado em alvos dentro dos sete diferentes detectores experimentais"[1]. Descrevem evidência da criação

de novo estado da matéria em laboratório [1]:

As colisões criaram temperaturas acima de 100 000 vezes mais quentes que o centro do sol, e densidades de energia vinte vezes aquelas da matéria nuclear ordinária, densidades nunca antes atingidas em experimentos de laboratório. Os dados coletados dos experimentos são evidência convincente que um novo estado da matéria foi criado. Este estado da matéria encontrado em colisões de íons pesados no SPS apresenta muitas das características do teoricamente predito plasma de quarks e glúons, a sopa primordial na qual quarks e glúons existiam antes de se agruparem conforme o universo esfriou.¹

As variáveis de controle das colisões analisadas são o conteúdo dos feixes e a energia dos feixes, definidos previamente à aceleração dos hadrons. Nos aceleradores circulares LHC e RHIC, dois feixes são acelerados em sentidos opostos. Em pontos específicos das circunferências os feixes iônicos são colididos, nos pontos onde se posicionam os detectores experimentais que medem os produtos das colisões. No caso das análises de dados de colisões que levaram à publicação do primeiro artigo que afirma evidência do plasma de quarks e glúons, as variáveis de controle eram em sua maioria ambos feixes de núcleos de chumbo 208, acelerados a 160 A GeV/c por nucleon (resultando em 33TeV por núcleo de 208 nucleons) chegando a produzir 400 partículas detectadas no estado final por colisão, nos detectores de cobertura central.

Na apresentação em sessão plenária da conferência Quark Matter 2017, intitulada "Status e principais questões em aberto em colisões relativísticas de íons pesados", Jurgen Schukraft lista algumas das provas experimentais do plasma apresentadas pelo CERN em 2000 [2]:

Dentre as principais descobertas estavam o aumento de estranheza, como pre-dito pela produção térmica em matéria equilibrada/PQG, a supressão anômala de J/ψ , esperada como um sinal de desconfinamento, e a produção aumentada de pares de léptons leves ao redor da região de massa ρ , potencialmente indicando o surgimento da restauração de simetria quiral.

A supressão anômala de J/ψ é causada pela interação da partícula com o fluido denso em meio ao qual ela é criada. Em 2005 colaborações experimentais do RHIC publicaram artigo corroborando com a interpretação do CERN de formação de plasma em colisões de íons pesados. Schukraft descreve [2]:

Dentre os muitos resultados notáveis do RHIC estava o crescente fluxo elíptico, atingindo o que estava então (incorretamente) pensado ser o máximo valor possível para um líquido ideal com evanescente viscosidade de cisalhamento; a supressão de partículas de alto pT, causada por perda de energia ou "supressão de jatos" na matéria densa e quente, e uma correlação de duas partículas dependente de carga chamada Efeito Magnético Chiral (CME) potencialmente relacionada à anomalia quiral da QCD. Os primeiros dois resultados estabeleceram que o 'Novo Mundo' era na verdade um '... estado de matéria quente, densa .. bem diferente e mais apreciável do que foi pre-dito ..', e portanto deu origem ao modelo padrão da física de íons pesados contemporâneo: o fPQG como um (quase) perfeito líquido fortemente interagente.

¹ Tradução nossa do inglês para o português, assim de como todas as citações apresentadas nesta dissertação.

O fluxo elíptico, primeira prova descrita, é uma medida de correlação de momentos de estado final das partículas. É considerada indicativa de comportamento coletivo ou fluxo, caracterizando formação de fluido partônico nos primeiros estágios da colisão. O autor afirma que os primeiros dois observáveis foram muito importantes na definição do PQG forte. O segundo observável é a supressão de partículas de alto pT que também pode ser medida pelo observável RAA. O v₂, fluxo elíptico, e o RAA são das principais medidas sobre o comportamento do PQG até hoje. Uma tipicamente realizada sobre os observáveis do setor mole (v₂) e outra do setor duro.

Nas colisões que formam sistemas pequenos, foram medidos até agora observáveis de fluxo mas não supressão de provas duras. Schukraft descreve a surpresa da emergência dos observáveis de correlações que indicam fluxo nos sistemas pequenos [2]:

A primeira descoberta do LHC, e possivelmente a mais inesperada, foi anunciada em 2010 quando o CMS apresentou evidência de correlação de longo alcance e cordilheira de mesmo lado em correlações de partículas observadas em colisões pp de alta multiplicidade. O sinal era tão inesperado que a porta-voz do CMS na época anunciou com o aviso '.. não tivemos sucesso em matá-lo .. [e] portanto expomos nossas descobertas ao escrutínio da comunidade científica..'. A descoberta deu origem a múltiplas explicações teóricas, abrangendo uma gama desde a priori pouco provável até o completo estranho. Duas interpretações permanecem hoje, i) correlações quânticas de estado inicial como calculado por CDC e ii) interações de estado final levando a fluxo coletivo como descrito com hidrodinâmica.

A cordilheira foi a princípio interpretada como decorrente da supressão de provas duras atravessando PQG. As correlações de longo alcance decorreriam de interação das partículas do PQG com partícula muito energética que o atravessasse. Enquanto o RAA mede a supressão de quarks pesados pelo momento final destes quarks, a cordilheira mediria esta mesma perda de energia da perspectiva das partículas moles que interagiram com a prova dura. Como relata Schukraft, as interpretações que justificam hoje o aparecimento do efeito de cordilheira decorrem de correlações de momento de estado inicial (das primeiras interações entre partículas) ou prova de expansão hidrodinâmica (PQG). Schukraft afirma "largamente ignorada como curiosidade não explicada por dois anos, a cordilheira voltou com sua vingança em colisões pPb. Não poderia mais ser ignorada"[2]. Desde então, outras medidas tomadas como provas do plasma nos anos 2000 foram encontradas em sistemas pequenos [2]:

Outros resultados que no passado tinham sido associados exclusivamente a colisões nucleares e formação de matéria quente e densa foram procuradas, e encontradas, em reações pp e pA: do aumento de estranheza e crescente produção (grande canônica) de partículas termais a raio HBT, funções de balanço de carga e espectro de pT inclusivo que escala com multiplicidade, massa das partículas, e/ou momento exatamente como esperado para um sistema submetido a expansão coletiva e resfriamento. Uma notável exceção que permanece é a supressão de jatos (supressão de alto pT), que, dentro das incertezas experimentais de ordem de 10-20%, não foi encontrada em pPb. Todos os outros

fenômenos, incluindo o fluxo elíptico, se desenvolvem suavemente e sem limitar máximo aparente, começando em multiplicidades iguais ou menores que p_T de mínima tendenciosidade. Até onde posso afirmar, duas partículas fazem companhia, três são uma multidão (coletiva).

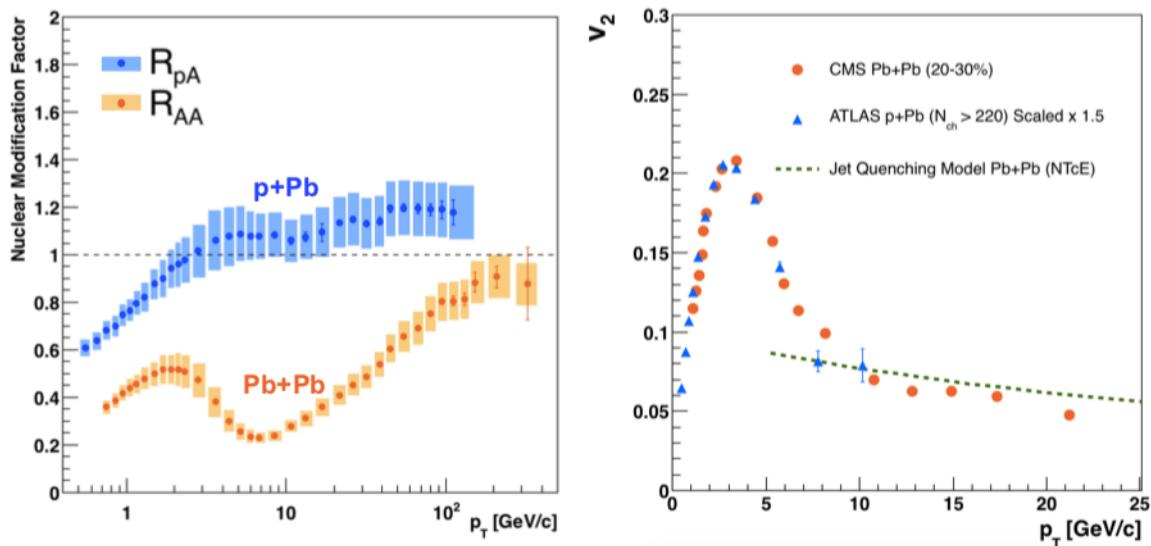


Figura 1 – RAA e RpA à esquerda e v_2 à direita em colisões AA e pA. A legenda original descreve: (a) O fator de modificação nuclear RAA para hadrões não identificados em função de p_T . Este fator é o raio dos espectros em colisões A+A relativo aos espectros escalados de p+p. Observa-se significativa modificação, a saber, supressão, em colisões Pb+Pb e quase nenhuma modificação em colisões p+Pb. (b) Os coeficientes v_2 de hadrões como função de p_T em colisões Pb+Pb e p+Pb no LHC. Os resultados p+Pb foram escalados por fator de 1.5 para comparação de formato. A curva pontilhada [na figura à direita] é de cálculo de supressão de jatos onde resultados de anisotropia vêm de dependência direcional da perda de energia, em vez do fluxo hidrodinâmico"[3].

O autor afirma que além do fluxo elíptico, outras medidas atribuídas à formação do plasma foram identificadas em sistemas pequenos, colisões pp e pA, mas não a perda de energia de jatos atravessando o PQG formado nas colisões. É nesta frente que trabalhamos na presente pesquisa, quando tentamos medir uma comparação análoga à RAA em pp.

Em revisão sobre modelagem teórica de hidrodinâmica "Coletividade em Sistemas Pequenos em Colisões Nucleares e Hadrônicas", de 2018, James Nagle e William Zajc também afirmam, sobre as medidas de fluxo, que "uma revolução no campo está em curso, encabeçada pela descoberta de fenômenos similares, do tipo fluido, em sistemas muito menores incluindo colisões p+p, p+A, d+Au e 3He+Au"[3]. Os autores abordam a questão da supressão de jatos de alto momento em sistemas pequenos [3]:

Supressão de jatos foi descoberta no RHIC em colisões Au+Au em fator de cinco-para-um hadrões de alto p_T suprimidos em relação à taxa esperada de escalar espectros p+p. Uma observação crítica feita em 2003 foi que este efeito

de supressão desaparecia em colisões d+Au onde formação de meio denso não era esperada. Nenhuma supressão foi observada em colisões d+Au; portanto, na época, supressão de jatos foi confirmada como um efeito exclusivo do estado final do meio em colisões A+A. Medidas similares no LHC de hadrons em colisões Pb+Pb e p+Pb [Figura 1] demonstram que a supressão observada em colisões A+A não é observada em sistemas pequenos.

Nagle e Zajc afirmam que não foi medida supressão de jatos em sistemas pequenos, mas apenas comentam medidas em colisões próton-chumbo. Não por acaso, o mesmo tipo de colisão pequena e assimétrica que os autores argumentam em primeiro momento como confirmação da prova de supressão em sistema AA em 2003, hoje é vista como prova da ausência de supressão em sistema pA. Estas medidas em pp, AA e pA citadas são articuladas pelas comparações RAA e RpA, definidas no contexto do modelo de Glauber. O modelo de Glauber por sua vez é construído de acordo com o modelo padrão das colisões de íons pesados, conjunto de teorias que descrevem a possibilidade de formação de PQG em colisões grandes (AA), mas não pequenas (pp).

Nagle e Zajc afirmam que teoricamente haveria supressão de processos hadrônicos duros em colisões pp [3]:

Foram realizados cálculos teóricos dos efeitos esperados de supressão de jatos em sistemas pequenos, embora não tenha sido atingido claro consenso da magnitude da supressão.

Ainda que não tenha sido medida supressão de jatos em sistemas pequenos, cálculos teóricos esperam haver supressão de partículas de alto momento. Pela pequena magnitude esperada para um sistema muito menor que a colisão nuclear, a escolha das colisões reunidas numa mesma categoria para analisar é muito sensível. Quando comentam a ausência até hoje de medidas de perda de energia de jatos em sistemas pequenos, Nagle e Zajc refletem [3]:

Diversas considerações adicionais são importantes de serem incluídas em qualquer discussão de física de íons pesados em sistemas pequenos. Aqui discutimos dois tópicos chave que devem ser reconciliados quando aplicando o modelo padrão dos íons pesados nesses sistemas pequenos: (a) a aparente ausência de efeitos de perda de energia de jatos em sistemas pequenos e (b) a influência da modelagem das condições iniciais no nível sub-nucleônico.

O estudo apresentado nesta dissertação teve como objetivo desenvolver medidas que podem (a) quantificar efeitos de perda de energia de jatos em sistemas pequenos; (b) entender e diminuir a influência da modelagem das condições iniciais nas comparações. No capítulo 2 discutimos a construção da medida RAA e buscamos analogia para análise de colisões pp. Encontramos algumas incompatibilidades entre o conceito de formação de PQG em sistemas pequenos com a teoria. No capítulo 3 levantamos hipóteses teóricas sobre os estágios inacessí-

veis das colisões por meio de literatura atual sobre sistemas pequenos e montamos comparações estudando estas hipóteses.

2 Rpp com Modelo de Glauber?

Não há nenhuma fotografia não mediada, ou câmera escura passiva, nas explicações científicas de corpos e máquinas, há apenas possibilidades visuais altamente específicas, cada uma com um modo maravilhosamente detalhado, ativo e parcial de organizar mundos.

Donna Haraway, em Saberes Localizados

Neste capítulo discutimos a possibilidade de extrapolar o funcionamento da medida RAA para comparações entre colisões pp, Rpp. O RAA organiza comparação entre quantidades de observáveis duros detectadas em colisões AA e pp. Em representação simplificada e típica, como definido no contexto do modelo de Glauber:

$$R_{AA} = \frac{N_{AA}^d}{T_{AA} \cdot N_{pp}^d} \quad (2.1)$$

NAA é o espectro de momentos finais das quantidades destes observáveis duros medidos em colisão núcleo-núcleo (AA) e Npp é o espectro de energia dos mesmos observáveis em colisão próton-próton (pp). TAA é um fator normalizador que estabelece a comparabilidade desejada entre as quantidades. A razão mede a diferença entre detectar o observável duro em pp e AA.

As quantidades contadas em AA e pp são médias sobre muitas colisões. Alguns critérios descrevem a escolha das colisões analisadas reunidas na média de observáveis medidos NAA, e os mesmos critérios articulados de outra maneira definem a reunião de colisões analisadas para observáveis duros em Npp. Como interpretar esta comparação? Ao longo do capítulo descreveremos alguns aspectos da construção desta comparação RAA no contexto do modelo de Glauber e discutiremos se é possível extrapolar cada conceito e lógica para análises de colisões pp:

$$R_{pp} = \frac{N_{pp}^d}{T_{pp} \cdot N_{pp}^d} \quad (2.2)$$

Como escolher os critérios de seleção das colisões pp para que esta razão (2.2) meça o mesmo processo físico medido pelo RAA? Desenvolvemos esta questão na seção 2.2. Como construir uma normalização Tpp para esta razão? Desenvolvemos esta questão na seção 2.3. Na primeira seção, 2.1, apresentamos as quantidades relevantes e significado de uma comparação RAA/pp e apresentamos um exemplo de medida.

2.1 RAA/pp em colisões grandes e pequenas

O RAA é definido no contexto do modelo de Glauber. A prescrição mais usada do modelo em análises experimentais desde 2007 é a descrita na revisão teórica de Miller et al, na seção "Espalhamento Duro: escala TAB" [4]. A escala TAB é o termo TAA da equação (2.2). Este termo compensa, por meio de modelagem teórica, as diferenças entre as colisões de prótons e colisões de núcleos em relação a tamanho, quantidade de energia e número de partículas envolvidas na colisão. Estabelecida esta comparabilidade nas dimensões das colisões, o RAA mede o efeito da presença de plasma de quarks e glúons em colisões nucleares, contrastado à sua ausência em colisões pp. Assim era o funcionamento do TAA e a interpretação do RAA quando as colisões pp não eram formadoras de PQG. O fator TAA, que opera somando prótons para formar núcleos, depende da ausência de PQG em colisões pp. Portanto, essas concepções teóricas, importantes no modelo de Glauber e na definição do RAA, se contrapõem à possibilidade de formação de plasma em sistemas pequenos.

O artigo de Miller et al, apresenta resultado de RAA de quarks pesados com momento final detectado acima de 6 GeV. Descreve e interpreta medida de RAA de dois tipos de partículas detectadas no estado final cuja produção é atribuída a processos duros de estado inicial: hadrons de alto momento transversal (p_T) e fôtons diretos (que se originaram nos primeiros espalhamentos da colisão). Miller et al comentam [4]:

Em alto p_T ($p_T \geq 2 - 3$ GeV/c para hadrons e $p_T \geq 4 - 6$ GeV/c para fôtons diretos) é esperado que a produção de partículas seja dominada por processos duros tal que, na ausência de efeitos nucleares, RAB deve ser unitário. Devido à sua natureza eletromagnética, fôtons diretos de alto p_T essencialmente não são afetados pelo meio quente e denso produzido em colisões núcleo-núcleo tal que eles devem escalar com TAB.

RAB na citação é o aqui chamado RAA, mas para colisões nucleares assimétricas. De acordo com a citação, na ausência de efeitos nucleares, o fator TAA deve projetar analiticamente a quantidade esperada de quarks pesados em AA, a partir da quantidade medida em pp. Assim, o denominador do RAA (TAANpp) deve ser o mesmo espectro medido em AA, levando o RAA

à unidade. Podemos ver a diferença entre o comportamento dos fótons diretos - que não sentem efeitos nucleares - e dos hadrons, em medida de RAA que Miller et al analisam, na Figura 2.

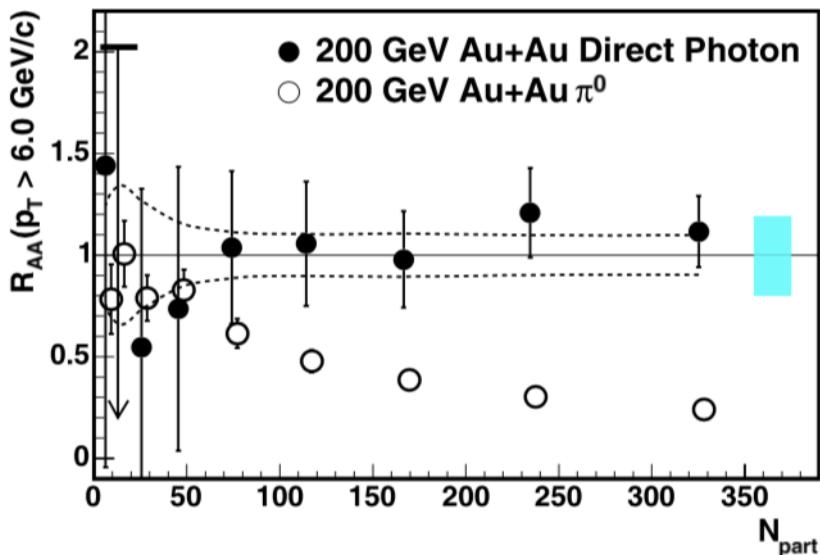


Figura 2 – Supressão de hadrons de alto pT e escala TAB de fótons. A legenda original descreve "Fator de modificação nuclear RAA em colisões Au+Au a $\sqrt{s_{NN}}=200\text{GeV}$ para espectros de fótons diretos e píons neutros integrados acima de $p_T=6\text{ GeV}/c$. As linhas pontilhadas indicam as incertezas sistemáticas de $\langle \text{TAB} \rangle f$ usado no cálculo de RAA"[4].

O RAA representado na figura foi publicado pela colaboração PHENIX do acelerador RHIC, em 2005, a partir de análise de colisões ouro-ouro. Os observáveis duros medidos em AA e pp eram fótons diretos e píons neutros, com momento final medido maior que 6GeV. Os resultados de RAA são representados no gráfico em função do número de partículas que participaram das colisões AA analisadas segundo teoria do modelo de Glauber.

A supressão de hadrons é observada quando o RAA de píons neutros se torna muito menor que um para colisões de mais de 100 partículas. Por outro lado, os fótons diretos, que não sentem efeitos nucleares, não apresentam supressão de momento para qualquer quantidade de partículas no estado inicial segundo o modelo de Glauber. O RAA de fótons diretos é compatível com a unidade dentro das incertezas, ao longo do gráfico inteiro.

Miller et al afirmam que "esta é uma das principais descobertas do RHIC. A medição de fótons diretos é prova experimental da escala TAB de processos duros em colisões núcleo-núcleo". Concluem a seção com a observação que "a explicação mais natural para a supressão de píons neutros de alto-pT é a perda de energia de pártons vindos de espalhamento duro em plasma de quarks e glúons (supressão de jatos)"[4]. Os processos de perda de energia hadrônica

são de origem radiativa - emissão de glúons aumentada no ambiente de plasma - ou interações cinéticas - com as partículas do meio. O fator TAA compensa todas as diferenças entre o sistema pp e AA a menos de efeitos nucleares no contexto do modelo de Glauber.

Como descrevem Loizides et al na implementação mais recente do modelo de Glauber, a interpretação de resultados medidos em colisões é dependente de modelagem [5]:

A interpretação de muitos resultados medidos em colisões de íons pesados a altas energias depende do uso de modelo de distribuição inicial da matéria resultante da sobreposição dos dois núcleos colidindo a parâmetro de impacto b definido. De fato, quantidades como (i) a dependência em centralidade, expressada pelo número de nucleons participantes da colisão $N_{\text{part}}(b)$, de qualquer observável, (ii) a função de sobreposição nuclear $TAA(b)$ ou o número de colisões binárias nucleon-nucleon $N_{\text{col}}(b)$ usado para derivar o fator de modificação nuclear (RAA) da razão do espectro de AA sobre pp, (iii) os parâmetros de fluxo triangular e elíptico v_2 e v_3 normalizados pela excentricidade $e_2(b)$ e triangularidade $e_3(b)$ da região de sobreposição, (iv) a área superficial média $AT(b)$ e (v) o livre caminho médio $L(b)$ da região de interação, todas dependem de um modelo realista de geometria da colisão.

As quantidades geométricas dependentes da modelagem (i) e (ii) estão presentes no RAA. O número de nucleons participantes da colisão (N_{part}) descreve as classes de centralidade das colisões AA; e o número de colisões binárias entre nucleons (N_{col}) é usado na normalização TAA. Por mapeamento entre quantidade de partículas detectadas no estado final (multiplicidade) e simulação da mesma multiplicidade, N_{part} e N_{col} médios são calculados para cada conjunto de eventos reunido pela classificação de intervalo de centralidade. Várias simulações de Monte Carlo Glauber restritas em intervalo de parâmetro de impacto podem estimar os valores médios das quantidades N_{part} e N_{col} . A construção da simulação e do RAA em termos dos números de nucleons envolvidos no evento de colisão, participantes N_{part} e colisões binárias N_{col} , se justifica pela resolução nucleônica do modelo. O próton é a unidade que constrói o núcleo.

Adicionamos algumas informações na expressão de RAA para explicitarmos dependências dos termos:

$$R_{AA \text{ centralidade}}^{QP \text{ ECM}} = \frac{N_{AA \text{ centralidade}}^{QP \text{ ECM}}}{T_{AA \text{ centralidade}}^{d \text{ ECM}} \cdot N_{pp}^{QP \text{ ECM}}} \quad (2.3)$$

Na equação definimos para a discussão o observável analisado como quark pesado (QP); explicitamos que para cada conjunto de colisões analisadas nos NAA e Npp é escolhido uma

mesma energia dos feixes (ECM); explicitamos que as colisões AA são selecionadas pela centralidade definida pelo modelo, e que o fator normalizador e o significado do RAA também dependem destas informações.

A partir desta organização das quantidades das quais depende o RAA, expressamos a seguir uma primeira analogia para Rpp:

$$R_{pp \text{ multiplicidade}}^{QP \text{ aECM}} = \frac{N_{pp \text{ am}}^{QP \text{ aECM}}}{T_{pp \text{ multiplicidade}}^{d \text{ aECM}} \cdot N_{pp \text{ bm}}^{QP \text{ aECM}}} \quad (2.4)$$

Como não há definição de centralidade em colisões pp, utilizamos diretamente o observável de estado final que classifica centralidade no RAA: a multiplicidade. Assim, no lugar de classificar em centralidade, escolhermos as colisões do numerador de alta multiplicidade. Nestas colisões pp de alta multiplicidade é esperada a formação do PQG. No denominador, para selecionar colisões no vácuo como no RAA, escolhemos agora as colisões de baixa multiplicidade.

Com as seleções em multiplicidade, o fator normalizador Tpp não funcionaria mais por meio de sobreposição das partículas unitárias da teoria como era no RAA. Alternativamente à seleção em multiplicidade, avaliamos na próxima seção (2.2) a possibilidade de definir centralidade em pp, de modo que a normalização de Glauber se manteria possível. Na seção 2.3 discutimos a possibilidade de normalizar Rpp por multiplicidade.

2.2 Escolha e significado das colisões comparadas

2.2.1 Base de referência de colisão unitária no vácuo

Na última versão do RAA apresentada em (2.3), restringimos a seleção das colisões nucleares analisadas em centralidade, mas não descrevemos critério para escolher as colisões pp. Na descrição do modelo de Glauber, em todo RAA as colisões AA em qualquer classe de centralidade são comparadas com o conjunto de todas as colisões pp medidas.

$$R_{AA \text{ centralidade}}^{QP \text{ ECM}} = \frac{N_{AA \text{ centralidade}}^{QP \text{ ECM}}}{T_{AA \text{ centralidade}}^{d \text{ ECM}} \cdot N_{pp \text{ MT}}^{QP \text{ ECM}}} \quad (2.5)$$

Na equação acima, MT representa seleção de mínima tendenciosidade, isto é, o conjunto de todas as colisões que passaram nos critérios de aceitabilidade dos detectores. Esta reunião acontece no RAA porque as colisões pp são consideradas colisões unitárias entre as menores partículas da teoria. Por isso dizemos que a resolução do modelo é nucleônica. Esta base de comparação usada para todo RAA não é definida apenas pela resolução da teoria, é também porque as colisões pp são consideradas espalhamentos no vácuo. Neste tópico descrevemos a associação teórica entre a seleção de pp MT e o conceito de espalhamento no vácuo e explicamos porque estas definições dificultam o estabelecimento de um Rpp análogo.

Em 2007, Miller et al definiram a medida RAA como específica para quantificar modificação nuclear causada por interação com PQG no espalhamento de observáveis duros, como os quarks pesados [4]:

O número de processos duros entre constituintes pontuais dos nucleons em colisão núcleo-núcleo é proporcional à função de sobreposição nuclear TAB(b). Isto decorre diretamente do teorema de fatorização na descrição teórica de interações duras pela QCD perturbativa. Em detalhe, a produção média de um processo duro com seção de choque σ_{pp} em colisões duras p+p por encontro de dois núcleos A e B com parâmetro de impacto b é dado por

$$N_{duro}^{A+B,enc}(b) = T_{AB}(b) \sigma_{duro}^{pp} \quad (2.6)$$

Os autores descrevem que em colisões nucleares (encontro de A+B), a produção média de um processo duro em pp equivale à produção do mesmo processo duro em AB (ou AA) de classe de centralidade com parâmetro de impacto b pela extração de fator TAB (ou TAA). A função de sobreposição nuclear usa a centralidade teórica para construir uma colisão nuclear a partir de sobreposição de espalhamentos pp. Segundo o modelo, a física das colisões entre prótons é escalável ao tamanho de colisão nuclear, de escala nuclear, uma vez definida a centralidade - pela (função de) sobreposição de colisões próton-próton independentes. Arleo et al argumentam [6]:

O modelo de Glauber usado para descrever múltiplas colisões é baseado na aproximação eikonal (espalhamentos independentes) e é assumido que as distribuições partônicas dos nucleons, confinados nos núcleos, são as mesmas que as do nucleon livre.

A aproximação eikonal, de espalhamentos independentes, considera a trajetória de cada nucleon como livre de confinamento nuclear. Os autores afirmam a ausência de efeitos nucleares na construção das distribuições partônicas e a sobreposição de espalhamentos pp independentes para construir figura de colisão AA. O Npp é levado ao NAA pela sobreposição de colisões próton-próton independentes, de mesma energia dos feixes, no mesmo acelerador e mesmo observável contado.

A escala dos processos duros pelo TAA nas simulações de Monte Carlo Glauber é dependente do número de colisões binárias entre pares de nucleons (Ncol) e da probabilidade de processos duros ocorrerem em colisões nucleônicas, dada pela seção de choque pp de processos duros σ_{pp} . Nas medições em AA, contudo, estão presentes efeitos nucleares: da constituição nuclear e da formação do plasma de quarks e glúons.

O espalhamento em pp ser considerado no vácuo é importante para estas definições. Quando descrevemos espalhamento no vácuo neste contexto, estamos descrevendo o ambiente no qual o observável duro espalha. Se o quark pesado não interage com nenhuma partícula desde o momento da sua criação até atingir os detectores, o estado final capturado equivale em momento e direção de espalhamento ao estado inicial, da criação. Quando na modelagem classificam os espalhamentos pp como unitários, permitem sobrepor as colisões pp para simular uma colisão nuclear. Quando descrevem que os quarks espalham sem interagir, definem que a seção de choque dos quarks pesados em pp equivale a uma medida da criação de quarks pesados no estado inicial naquela energia.

Por isso no RAA comparam colisões AA com quaisquer colisões pp. A colisão pp é uma colisão unitária de partícula do núcleo, em que os quarks pesados são capturados com seus momentos originais. Assim, a comparação efetuada no RAA é interpretada e os termos de sua construção são vinculados, de modo que a produção de quarks pesados capturada em pp é extrapolada para AA por meio do fator de sobreposição nuclear. Este fator é proporcional ao número de colisões binárias entre pares de prótons calculado pela teoria para aquela classe de centralidade em AA.

Para melhor discutirmos os motivos de escolher critérios para selecionar as colisões analisadas, explicitamos entre parêntesis o comportamento esperado do quark pesado em cada medida:

$$R_{AA \text{ central}}^{QP \text{ ECM}} = \frac{N_{AA \text{ central}}^{QP \text{ ECM}}(PQG)}{T_{AA \text{ central}}^d \cdot N_{pp \text{ MT}}^{QP \text{ ECM}}(\text{vacuo})} \quad (2.7)$$

Nesta equação expressamos que em colisões AA centrais é esperado que o observável duro interaja com plasma de quarks e glúons, enquanto nas colisões pp quaisquer é esperada propagação no vácuo. A seleção de eventos da base de comparação de RAA contemporaneamente sendo reunião de todas as colisões pp, pode decorrer uma tendenciosidade imprevista. Se nesta reunião parte das colisões formam plasma de quarks e glúons, o ambiente de espalhamento do

quark pesado é por vezes vazio, por vezes PQG e por vezes acontecem interações entre o quark e outras partículas, mas não há formação de plasma:

$$R_{AA \text{ central}}^{QP \text{ ECM}} = \frac{N_{AA \text{ central}}^{QP \text{ ECM}}(\text{PQG})}{T_{AA \text{ central}}^d \cdot N_{pp \text{ MT}}^{QP \text{ ECM}}(\text{varios})} \quad (2.8)$$

Em que o ambiente de espalhamento no qual o quark pesado espalha pode ser vários. Aqui não mais o estado final de Npp equivale ao estado inicial em distribuição de momentos, pois os quarks pesados devem interagir com partículas em muitas das colisões reunidas em MT.

Podemos retomar a analogia que fazíamos em (2.4), explicitando os ambientes de espalhamento esperados para os quarks pesados segundo a seleção de multiplicidade:

$$R_{pp \text{ multiplicidade}}^{QP \text{ aECM}} = \frac{N_{pp \text{ am}}^{QP \text{ aECM}}(\text{PQG})}{T_{pp \text{ multiplicidade}}^d \cdot N_{pp \text{ bm}}^{QP \text{ aECM}}(\text{vacuo})} \quad (2.9)$$

Esta equação, diferente da (2.8), mantém a característica do RAA de comparar a criação esperada de quarks pesados com aqueles que não interagiram com matéria. A normalização e interpretação deste Rpp ainda estão em aberto.

2.2.2 Centralidade e imagem de estado inicial

Em artigo de 2013 da Colaboração do experimento A Large Ion Collider Experiment (ALICE), Abelev et al apresentam métodos de determinação de centralidade em produções chumbo-chumbo a 2.76 TeV [7]. No artigo, descrevem o uso da modelagem de Glauber Monte Carlo na definição de classes de centralidade das colisões experimentais, relacionando quantidade física de estado inicial inacessível, chamada "volume da região de interação", com quantidade teórica calculada pelo modelo de Glauber, chamada "parâmetro de impacto":

o volume da região de interação depende do parâmetro de impacto (b) da colisão, definido como a distância entre os centros dos dois núcleos que colidem em um plano transverso em relação ao eixo dos feixes. É costumeiro no campo de física de íons pesados introduzir o conceito de centralidade da colisão, que é diretamente relacionado ao parâmetro de impacto e inferido pela comparação entre dados e simulações das colisões.

Nas análises experimentais são classificados os eventos de colisão núcleo-núcleo por comportamento teórico de estado inicial pela comparação do estado final das colisões detectado

experimentalmente e o estado final simulado em Glauber. As colisões de maior quantidade de partículas detectadas no estado final são classificadas como centrais, enquanto as colisões com menor multiplicidade total no estado final são classificadas como periféricas. O modelo de estado inicial usado pelo ALICE para determinação de centralidade é o de Glauber como descrito em 2017 por Loizides et al [5]. A cada classe de centralidade corresponde um intervalo de parâmetro de impacto, e a cada parâmetro de impacto correspondem quantidades geométricas de estado inicial. Estas quantidades geométricas são Npart e Ncol, modeladas por Glauber, usadas em algumas análises de dados e interpretações de resultados experimentais, como no caso do RAA.

Visando definir a comparação Rpp, poderíamos aumentar a resolução da teoria para subnucleônica, ou seja, partônica:

$$R_{pp \text{ centralidade}}^{QP \text{ aECM}} = \frac{N_{pp \text{ centralidade}}^{QP \text{ aECM}}}{T_{pp \text{ centralidade}}^{d \text{ aECM}} \cdot N_{gg \text{ MT}}^{QP \text{ aECM}}} \quad (2.10)$$

Nesta equação, as colisões pp de alta multiplicidade de partículas no estado final seriam classificadas por centralidade de acordo com quantidades de glúons participantes do estado inicial da colisão e parâmetro de impacto b. Ngg MT seria o número médio de produção de quarks pesados por colisões glúon-glúon de mínima tendenciosidade, assumidas unitárias e espalhadas sem interações. Tpp seria a função de sobreposição nucleônica, análoga ao TAA, construída com o número de colisões párton-párton.

A classificação de centralidade em pp e definição de números de pártons participantes e colididos podem ser realizadas de maneira análoga à de Glauber com resolução partônica usando o modelo de TRENTTo. Apresentamos, a seguir, este modelo teórico e detalhamos a definição de classes de centralidade em Glauber.

O modelo de TRENTTo foi construído tendo em vista contemplar os resultados de fluxo em sistemas pequenos e possui extensão subnucleônica para lidar com o nível partônico. O modelo descreve o estado inicial de colisões pp, pA e AA de maneira análoga ao modelo de Monte Carlo Glauber. Em artigo de 2017 os autores do modelo de TRENTTo estendem o formalismo para a resolução partônica [8]. É um "modelo paramétrico de condições iniciais para colisões nucleares de altas energias baseado em deposição de entropia eikonal via função de 'entropia reduzida'"[9]. Modelos de condições iniciais "geram perfis de energia ou entropia no tempo

de termalização do PQGf"[9]. O tempo de termalização é o instante de equilíbrio térmico do plasma de quarks e glúons com acoplamento forte. O instante de termalização quando não há formação de plasma ocorre após os primeiros espalhamentos e alguns instantes de reinterações. O estado inicial descrito pelos modelos é o estado inicial do espalhamento ou da expansão do fluido.

Diferentes mecanismos de deposição de energia no estado inicial são usados por diferentes modelagens teóricas. Algumas são simulações de primeiros princípios, que evoluem a dinâmica pré-equilíbrio do estado inicial, como IP-Gasma, EKRT, KLN e EPOS [10][11][12][13]. Glauber e TRENTo são modelos não-dinâmicos, que constroem a deposição de entropia diretamente no instante da termalização. Ambos os modelos de Glauber e TRENTo implementam funções que levam perfis de espessura nuclear prévios à colisão em distribuições de energia no estado inicial da expansão do PQG. A seguir descrevemos a construção da distribuição de energia do estado inicial em TRENTo e Glauber, por meio da aplicação do modelo de Glauber usada pela colaboração ALICE para determinação de centralidade a partir de 2018 [14].

As funções de espessura nuclear ou nucleônica são definidas, no plano transverso da colisão, como integrais da densidade nuclear no eixo dos feixes z:

$$T = \int \rho(x, y, z) dz \quad (2.11)$$

A distribuição de densidade nuclear ρ representada acima pode ser definida de diferentes formas no contexto de Glauber e TRENTo. Tipicamente utiliza-se a distribuição de Fermi de dois parâmetros, normalizada por nucleon. Tais parâmetros são determinados por dados de espalhamentos elásticos elétron-núcleo, de baixas energias [15]. Em TRENTo, em equação paramétrica que apresentamos na equação (2.13), os autores combinam as funções de espessura nuclear, T_s definidos acima (2.11) para construir a distribuição de energia do estado inicial da expansão do fluido ou do espalhamento da colisão. A versão mais simples da deposição de energia é o modelo de nucleons machucados. No contexto da modelagem de Glauber, os nucleons machucados são os nucleons participantes - aqueles que interagiram ao menos uma vez no evento da colisão.

Na modelagem de TRENTo, mais de um tipo de esquema de deposição de energia é acessível a partir das espessuras nucleares T_s . O modelo de TRENTo é paramétrico porque é possível variar entre mecanismos de deposição baseados em diferentes processos físicos a partir de um

parâmetro p , definido em (2.13). Na conferência Quark Matter de 2017, Moreland et al, sobre o modelo de TRENTo, definem a distribuição de entropia do estado inicial [8]:

$$\frac{d^2S}{d^2x\tau_0 d\eta} \Big|_{\eta=0} \approx f(T_A, T_B) \quad (2.12)$$

Na equação TA e TB são as funções de espessura transversas participantes no plano transverso, a entropia S também é definida no plano transverso, no estado inicial definido τ_0 em ângulo de rapidez central η_0 . Nas implementações de Monte Carlo Glauber e simulação de Monte Carlo TRENTo, os nucleons são distribuídos de acordo com a densidade transversa definida em (2.11). É sorteado parâmetro de impacto b , definido como a distância entre os centros dos núcleos e sobrepõem-se as densidades nucleares em simulação. Da geometria da sobreposição nuclear no plano transverso e características dos prótons e nêutrons prévias ao estado inicial definidas nas modelagens, junto ao parâmetro de impacto sorteado, sabe-se, na simulação, quantas são e onde as colisões nucleon-nucleon ocorreram, se a distância transversal foi "menor que a distância correspondente à seção de choque inelástica nucleon-nucleon" $d = \sqrt{\sigma_{NN}/\pi}$ [14].

Em TRENTo, seleciona-se o esquema de deposição de entropia no instante τ_0 de acordo com a geometria da colisão pela função de espessura reduzida [9]:

$$f = T_R(p; T_A, T_B) \equiv \left(\frac{T_A^p + T_B^p}{2} \right)^{1/p} \quad (2.13)$$

Onde f é a distribuição de entropia do estado inicial, e o parâmetro p permite escolher entre diferentes mecanismos de deposição de entropia. O modelo de nucleons machucados realiza a deposição de entropia no estado inicial a partir da soma das espessuras participantes. Este mecanismo de deposição de entropia é selecionado no modelo de TRENTo quando o parâmetro p é 1. É o mesmo mecanismo de deposição de entropia modelado em Glauber a partir do número de nucleons participantes da colisão. Ou seja, $N_{part}=TA+TB$.

Na implementação de Glauber, realizada atualmente no ALICE, descrita na nota pública sobre determinação de centralidade (setembro de 2018), utiliza-se o modelo de Glauber de duas componentes como descrito por Miller et al. Além dos nucleons machucados (N_{part}), "adicionam um termo quadrático para levar em conta colisões binárias", como expressam Moreland et al no primeiro artigo sobre o modelo de TRENTo [9]:

$$f \sim (T_A + T_B) + \alpha T_A T_B \quad (2.14)$$

Na equação, f é a função de deposição de energia no estado inicial simulado e TA e TB são as espessuras nucleares. No ALICE, encontramos mesma relação expressa de outra maneira [14]:

$$N_{ancestors} = f \cdot N_{part} + (1 - f) \cdot N_{col} \quad (2.15)$$

Nesta equação, f é um parâmetro que define a importância das contribuições dos setores mole e duro para a imagem modelada de estado inicial. As partículas ancestrais são fontes independentes de partículas, criadas nos primeiros espalhamentos. Esse modelo "decompõe a colisão núcleo-núcleo entre interações duras e moles, onde as interações moles produzem partículas com multiplicidade média proporcional a Npart, e a probabilidade para interações duras acontecerem é proporcional a Ncol"[14].

Para definir as classes de centralidade no ALICE, em 2018, a distribuição de matéria no estado inicial simulado por Monte Carlo Glauber é deduzida a partir de ajuste de simulação de multiplicidade de estado final [14]:

Para reproduzir a distribuição de multiplicidade experimental, o Glauber Monte Carlo é acoplado a um modelo para produção de partículas, baseado em distribuição binomial negativa (NBD). Este uso de NBD é motivado pelo fato que em colisões pp e ppbar a altas energias a multiplicidade de partículas carregadas $d\sigma/dN_{ch}$ foi medida sobre amplo intervalo de rapidez e é bem descrita por uma NBD.

Após a deposição de energia transversal no estado inicial em Glauber, à fonte de esplamento (ancestral) é associada uma NBD, pois "a multiplicidade de partículas por colisão nucleon-nucleon é parametrizada por uma NBD"[14]. A multiplicidade medida no experimento é comparada ao estado final da simulação, de modo que a cada intervalo de multiplicidade é associada uma descrição da distribuição de matéria no estado inicial, classificada por centralidade. A imagem de estado inicial de colisão nuclear em Glauber é uma composição de colisões independentes entre pares de nucleons. Esses nucleons podem ser modelados como discos de massa homogênea, distribuições de matéria suaves, ou compostos de seus constituintes partônicos.

Os dados de multiplicidade de colisões pp usados são médias sobre seleções de mínima tendenciosidade. Como descrito na referida nota do ALICE, "para gerar o número de partículas produzidas por interação, usamos a distribuição binomial negativa (...) que atribui a probabilidade de medir n detecções por ancestral"[14].

Uma das atualizações que a versão de setembro de 2018 do documento de determinação de centralidade produzido pelo ALICE trouxe foi uma modificação na definição de centralidade:

Podemos então calcular o número médio de participantes $\langle N_{part} \rangle$ e colisões $\langle N_{col} \rangle$, e então a função de espessura nuclear $\langle TPbPb \rangle$ para classes de centralidade definidas por cortes bem definidos na distribuição simulada de VZERO. Isto é diferente do que foi feito no passado, onde classes de centralidade eram definidas por cortes no parâmetro de impacto.

Mesmo com os cortes experimentais em classes de multiplicidade, a cada multiplicidade corresponde uma centralidade e um intervalo de parâmetro de impacto. E a cada parâmetro de impacto estão associados valores médios de N_{part} e N_{col} , em resolução nucleônica, ou seja, número de nucleons participantes e número de nucleons colididos. "Para cada evento de Glauber Monte Carlo, a NBD é amostrada $N_{ancestrais}$ vezes para obter a amplitude média simulada de VZERO deste evento, que é proporcional ao número de partículas atingindo os hodoscópios"[14].

A partir de distribuição detectada no VZERO, detector de multiplicidade, comparada à simulação em Glauber, é possível calcular as quantidades de estado inicial geométricas N_{part} e N_{col} . Muitas vezes a multiplicidade em Glauber é associada ao N_{part} , ou o número de nucleons machucados, do domínio de processos moles. Vimos que na seleção de eventos do ALICE também o número de colisões binárias, associado ao setor energético dos processos duros, faz parte da definição das classes.

2.3 Normalização teórica AA-pp

2.3.1 Projeção analítica de detecção esperada de quarks pesados

A normalização TAA leva quantidade de prova dura detectada em colisões pp em expectativa de quantidade desta prova em colisões AA a menos de efeitos nucleares. Se $RAA=1$, o TAA atua como uma transformação da produção de quarks pesados em pp na produção destes em AA:

$$T_{AA \text{ centralidade}}^{d \text{ ECM}} \cdot N_{pp \text{ MT}}^{QP \text{ ECM}} = N_{AA \text{ centralidade}}^{QP \text{ ECM}} \quad (2.16)$$

Na equação acima, TAA é a função de sobreposição nuclear, proporcional ao número de colisões binárias entre pares de nucleons. De modo que o TAA projeta uma expectativa analítica da produção esperada de quarks pesados em AA. Quando a medida NAA desvia da expectativa, o resultado é atribuído a efeitos nucleares, que não são cobertos pela sobreposição de colisões pp feitas pela modelagem. Tipicamente em observáveis de alto momento a quantidade detectada é muito menor que o esperado, ou seja, o RAA é menor que a unidade. Representamos explicitamente que o TAA projeta expectativa analítica no contexto da hipótese teórica de espalhamento no vácuo:

$$R_{AA \text{ central}-pp \text{ MT}}^{QP \text{ aECM}}(PQG, vac) = \frac{N_{AA \text{ central}}^{QP \text{ aECM}}(PQG)}{T_{AA \text{ central}}^{QP \text{ aECM}}(\text{vacuo}) \cdot N_{pp \text{ bm}}^{QP \text{ aECM}}(\text{vacuo})} \quad (2.17)$$

De modo que a operação que o TAA realiza é:

$$R_{AA \text{ central}-pp \text{ MT}}^{QP \text{ aECM}}(PQG, vac) = \frac{N_{AA \text{ central}}^{QP \text{ aECM}}(PQG)}{N_{AA \text{ central}}^{QP \text{ aECM}}(\text{vacuo})} \quad (2.18)$$

O RAA mede, portanto, a modificação no espectro de partículas de alto momento causada por interação com o plasma de quarks e glúons. O NAA(vácuo) na equação é uma quantidade teórica extrapolada pelo modelo a partir de medida de quarks pesados em colisões pp de mínima tendenciosidade.

O TAA como definido por Loizides et al [5]:

$$T_{AB}(b) = \frac{N_{col}(b)}{\sigma_{NN}} \quad (2.19)$$

Na equação, o número de colisões binárias entre nucleons N_{col} é contado na simulação de estado inicial. E a seção de choque nucleon-nucleon é medida em colisões pp. Esta é a mesma seção de choque usada no tópico anterior para a definição da centralidade. Loizides et al na seção "parametrização da seção de choque inelástica nucleon-nucleon", que define esta quantidade σ_{NN} para todas as entradas da simulação Monte Carlo, afirmam que

a altas energias de centro de massa, acima de algumas dezenas de GeV, as colisões pp e ppbar (assim como nn e np) todas apresentam mesma seção de choque inelásticas. Qualquer diferença em potencial devido às suas estruturas de pártons de valência são crescentemente irrelevantes, e todas medidas experimentais existentes podem ser combinadas para extrair σ_{NN} .

As diferenças de valência entre p, pbar e n são crescentemente irrelevantes com o aumento da energia dos feixes, por outro lado, diferenças na multiplicidade de estado final de colisões nucleon-nucleon à mesma energia dos feixes são crescentemente relevantes, pela diversidade de estados finais possíveis em pp a altíssimas energias, o que torna importante uma seleção de eventos pp mais específica que a de mínima tendenciosidade. Como comentam em 2009 D'Enterria et al, antes da primeira publicação experimental de coletividade em pp [16]:

Portanto, a energias suficientemente altas, um próton pode ser visto como um objeto partônico denso e extenso, e colisões próton-próton se assemelham a colisões de “núcleos leves” compostas de seus glúons constituintes. A possibilidade de haverem interações multipartônicas acontecendo simultaneamente a parâmetros de impacto diferentes nas colisões hadrônicas tem sido discutido há muito na literatura. Sinais de espalhamentos multipartônicos foram observados experimentalmente em colisões p-pbar a energias de centro de massa (c.m.) da ordem de 1TeV na multiplicidade de partículas carregadas bem como em eventos de muitos jatos. À energias do nível do LHC, desenvolvimentos recentes de geradores de eventos de propósito geral (general-purpose Monte Carlo (MC) event generators) de Monte Carlo (MC) como PYTHIA e HERWIG incluem uma descrição do espaço do parâmetro de impacto das colisões p-p para levar em conta efeitos de MPI [Multi Parton Interactions]. Como resultado do grande número de glúons de baixo-x e aumento de colisões multipartônicas, as previsões de MC para o número total de partículas produzidas em colisões p-p “centrais” a 14 TeV são bem altas – até quinhentos hadrons – parecido com o número medido por exemplo em reações nucleares de tamanho intermediário (Cu-Cu) a /sNN = 200 GeV onde fluxo elíptico significativo foi observado nos dados. Dada esta situação, não parece injustificado contemplar a possibilidade de haver algum tipo de comportamento “coletivo” também no estado final de colisões próton-próton às energias do LHC.

D'Enterria et al argumentam que a altíssimas energias de colisão, um evento pp pode ter tamanho nuclear e densidade de PQG. Em 2009 geradores de eventos simulavam parâmetro de impacto e centralidade em colisão pp modelando interações multipartônicas em sistemas pequenos. As 500 partículas que previam produzirem as colisões pp centrais a 14TeV são comparáveis às multiplicidades atingidas em colisões médias. O grande número de glúons de baixo x é decorrente da altíssima energia dos feixes de prótons e pode causar efeitos similares aos nucleares - de confinamento e correlações - antes da colisão.

Na imagem de estado inicial construída com o modelo TRENTO com resolução partônica, vê-se o aumento da complexidade de colisões PbPb e pp.

A figura 3 mostra funções de espessura nuclear e nucleônica participantes. À esquerda verificam-se quatro versões de um núcleo de chumbo acelerado antes da colisão. A resolução

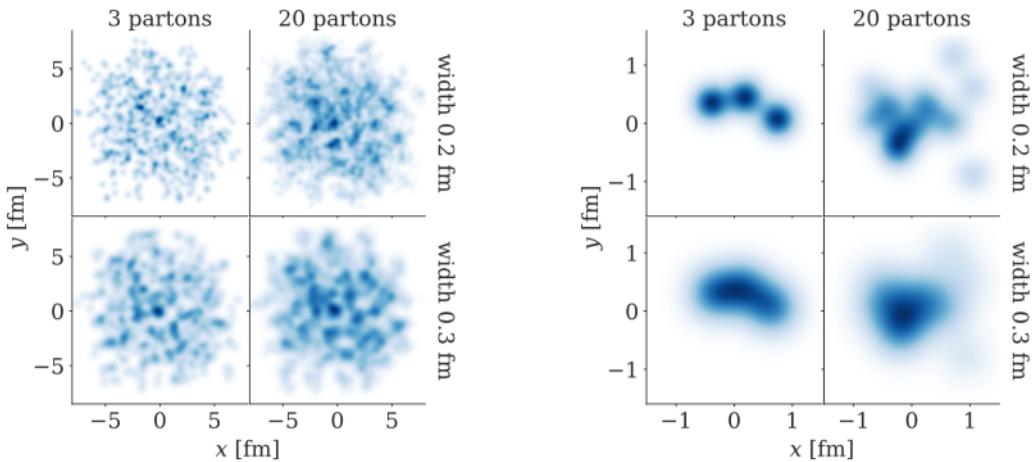


Figura 3 – Densidade de entropia participante de estado inicial em TRENTO com variação de número de pártons em p e Pb. A legenda original descreve: "Funções de espessura nuclear T com subestrutura nucleônica para um núcleo de chumbo (à esquerda) e um próton (à direita) para larguras dos pártons $v=0.2,0.3\text{fm}$ (linhas) e números de pártons $m=3,20$ (colunas)"[8].

da imagem é partônica e em cada quadro são variados o número de pártons por nucleon e seus tamanhos. As densidades de entropia de cada párton são gaussianas. À direita mostram-se distribuições partônicas de um próton acelerado antes da colisão. Os números de colisões binárias e participantes das colisões são números de pártons em vez de nucleons. Se os efeitos da aceleração podem levar um próton a reunir 20 pártons como na figura, uma colisão pp central pode ter 40 partons participantes da colisão no estado inicial.

A função de sobreposição nuclear em TRENTO (TAA em 2015 e Tpp em 2017) é construída analogamente à de Glauber. Analiticamente, na aproximação óptica em que os núcleos ou nucleons são distribuições suaves (e não pontuais como em Monte Carlo), a função TAA ou Tpp é a integral no eixo da colisão da sobreposição multiplicativa das espessuras de cada projétil. Juntando função de sobreposição entre prótons descrita em TRENTO e definição de centralidade em colisão próton-próton, também construída analogamente à de Glauber, é possível definir a equação (2.10) com as quantidades de TRENTO:

$$R_{pp \text{ central}-gg \text{ MT}}^{QP \text{ aECM}} = \frac{N_{pp \text{ central}}^{QP \text{ aECM}}}{T_{pp \text{ central}}^{QP \text{ aECM}} \cdot N_{gg \text{ MT}}^{QP \text{ aECM}}} \quad (2.20)$$

Esta é uma comparação perfeitamente análoga ao RAA, com resolução maior. Mas fisicamente são muito diferentes, pois glúons não podem ser colididos isoladamente, de modo que

sempre o processo glúon-glúon definido por gg na conta estaria inserido em contexto hadrônico. Isto cria um problema de redundância na conta, pois a seleção de mínima tendenciosidade gg inclui as colisões centrais selecionadas no numerador. Além disso, a atribuição de significado da comparação em que a medida da base de comparação era espalhamento no vácuo, assim como no RAA de altíssimas energias, não pode ser assumida:

$$R_{pp \text{ central}-gg \text{ MT}}^{QP \text{ aECM}}(PQG, vac) = \frac{N_{pp \text{ central}}^{QP \text{ aECM}}(PQG)}{T_{pp \text{ central}}^{QP \text{ aECM}}(vacuo) \cdot N_{gg \text{ MT}}^{QP \text{ aECM}}(vacuo)} \quad (2.21)$$

Ou seja, a operação que o TAA fazia no RAA, de projetar a quantidade de provas duras que seriam criadas em AA sem supressão, não fica bem definida aqui. Por outro lado, um Tpp construído por multiplicidades de estado final pode funcionar:

$$N_{pp \text{ am}}^{QP \text{ aECM}}(vacuo) = T_{pp \text{ am-bm}}^d(vacuo) N_{pp \text{ bm}}^{QP \text{ aECM}}(vacuo) \quad (2.22)$$

Nesta equação, Npp am é a projeção analítica de produção em alta multiplicidade e a seleção de pp de baixa multiplicidade garante que os quarks pesados não interagiram com ambiente de espalhamento povoado. Representando no Rpp:

$$R_{pp \text{ am-pp bm}}^{QP \text{ aECM}}(PQG, vac) = \frac{N_{pp \text{ am}}^{QP \text{ aECM}}(PQG)}{T_{pp \text{ am-bm}}^{QP \text{ aECM}}(vacuo) \cdot N_{pp \text{ bm}}^{QP \text{ aECM}}(vacuo)} \quad (2.23)$$

Nesta situação a hipótese de ambiente de espalhamento está bem definida (entre parêntesis), mas a normalização Tpp sem a partícula unitária da teoria fica em aberto.

2.3.2 Matéria hadrônica fria

Até agora vimos que o TAA projeta a criação de quarks pesados em pp em uma produção esperada AA a menos de efeitos do PQG e de efeitos nucleares. A diferença entre a projeção feita pelo TAA e a medida não isola os efeitos do PQGm pois também estão presentes efeitos nucleares na medida NAA.

No contexto do RAA, a presença de efeitos nucleares é compensada pela interpretação de comparações R_{pA}:

$$R_{pA \text{ centralidade}}^{QP \text{ ECM}}(MNF, vac) = \frac{N_{pA \text{ bm}}^{QP \text{ ECM}}(MNF)}{T_{pA \text{ centralidade}}^{QP \text{ ECM}} \cdot N_{pp \text{ MT}}^{QP \text{ ECM}}(vac)} \quad (2.24)$$

Nesta equação, MNF é matéria nuclear fria. A diferença entre uma colisão pp e uma colisão pA é a presença do núcleo A. No contexto em que as colisões pA não indicavam formação de fluido, o ambiente de espalhamento do quark pesado era considerado povoado com matéria hadrônica (nuclear), mas sem formação de PQG.

Os efeitos que eram chamados de matéria nuclear fria se manifestam na energia dos quarks pesados detectados por conta de interações dos quarks com as partículas produto das colisões. O ambiente de espalhamento pode ser mais ou menos denso de acordo com a quantidade de partículas envolvidas na colisão, a energia do evento, as correlações de estado inicial e características geométricas do confinamento nuclear.

De acordo com as medidas de observáveis de fluxo em sistemas pequenos, pp e pA, a densidade do estado inicial é significativa e pode causar supressão de partículas duras. O acúmulo de pártons no próton acelerado antes mesmo da colisão pode estabelecer correlações quânticas que intensifique as interações no espalhamento. As relações entre todos os sistemas de colisão, AA, pA e pp se complexificam quando pode haver efeitos de matéria hadrônica fria em qualquer sistema, assim como pode haver PQG em qualquer sistema.

Na comparação R_{pp} em multiplicidade:

$$R_{pp \text{ am-pp bm}}^{QP \text{ aECM}}(PQG, MHF) = \frac{N_{pp \text{ am}}^{QP \text{ aECM}}(PQG)}{T \cdot N_{pp \text{ bm}}^{QP \text{ aECM}}(MHF)} \quad (2.25)$$

Consideramos que mesmo nas colisões pp de baixa multiplicidade o quark pesado pode interagir com outras partículas. Esta hipótese sobre a física do quark pesado chamamos na equação acima de matéria hadrônica fria (MHF). Chegando mais perto da alta multiplicidade, a matéria hadrônica fria pode ser entendida como um gás de hadrons que inclusive poderia causar supressão no espalhamento de provas duras.

*

Neste capítulo discutimos a construção experimental e teórica da comparação RAA, considerando as medidas recentes que indicam formação de plasma de quarks e glúons em sistemas pequenos, inclusive em colisões próton-próton. Discutimos a possibilidade de extrapolar a comparação RAA para a análise de colisões pp de alta multiplicidade e observamos que seria possível uma analogia simples por meio de modelo de TRENTo, que chega a ser idêntico ao modelo de Glauber em certa configuração paramétrica e pode simular colisões com resolução ampliada para o domínio das interações partônicas. Contudo, mesmo por meio de tal modelo, nos deparamos com a impossibilidade de aplicar literalmente o funcionamento do RAA para pp.

Tal impossibilidade se manifesta no encontro do domínio teórico com o experimental: não é possível estabelecer base de referência da comparação que seja entendida como colisão unitária no vácuo a partir do total de colisões pp de mínima tendenciosidade em altíssimas energias, ao mesmo tempo em que esperamos que nas colisões pp de alta multiplicidade haja formação de plasma. Então aventamos selecionar colisões pp de baixa multiplicidade como denominador da comparação RAA, classificando-as como o conjunto de colisões que espalham no vácuo. Neste caso, o que impossibilita a realização do R_{pp} é o fator de normalização, que já não pode se basear no número de glúons contido na colisão do numerador para aproximar as medidas.

Dada esta contradição intrínseca à definição de R_{pp} que fosse análogo ao RAA, mas com maior resolução (partônica), decidimos por rever a comparação usando interpretações de resultados de medidas atuais em sistemas pequenos. Em que diferem as leituras teóricas sobre os processos físicos presentes em colisões que formam sistemas pequenos das interpretações das colisões entre núcleos grandes? A distinção é histórica e fundante do campo, pois a área de estudos sobre o plasma de quarks e glúons surge a partir dos fenômenos observados em colisões grandes que não eram observados nas colisões pequenas. Neste contexto foi descrito o modelo de Glauber para as colisões hadrônicas em altas energias e íons pesados. Em seguida as teorias sobre a possibilidade de formação de plasma em sistemas pequenos começam a ser desenvolvidas já em meio a este cenário interpretativo do modelo padrão. No contexto específico da definição da medida RAA, a contradição entre o modelo de Glauber e o plasma em colisões pp parece irreconciliável, mesmo com a extração teórica realizada com o modelo de TRENTo.

3 Comparações entre medidas parecidas

Suas imagens não são os produtos da escapatória ou da transcendência de limites, isto é, visões de cima, mas sim a junção de visões parciais e de vozes vacilantes numa posição coletiva de sujeito que promete uma visão de meios de corporificação finita continuada, de viver dentro de limites e contradições, isto é, visões desde algum lugar.

Donna Haraway, em Saberes Localizados

Neste estudo objetivamos construir uma medida que possa quantificar perda de energia de quarks pesados ao atravessarem plasma de quarks e glúons formado em colisões pp. No capítulo 2 discutimos a construção do RAA. Neste capítulo são discutidas algumas medidas experimentais em comparações que podem conter informação sobre a interação de quarks pesados com PQG em colisões pp.

Os termos da comparação RAA eram definidos e vinculados entre si por meio da descrição física do modelo de Glauber e era esta descrição que dava significado à comparação, no contexto do modelo padrão das colisões de íons pesados. Aqui, propomos comparações Rpp em que os termos são definidos por observáveis experimentais e vinculados por hipóteses teóricas contemporâneas.

A primeira afirmação que fizemos, de que os termos das comparações propostas são aqui definidos por observáveis experimentais, diz respeito às construções dos números de quarks pesados comparados e do fator normalizador. No RAA as seleções dos conjuntos de eventos analisados AA eram feitas por centralidade, quantidade teórica baseada em simulações. A seleção dos conjuntos pp era de mínima tendenciosidade por argumento teórico sobre a resolução da colisão. Neste estudo, escolhemos definir cada reunião das colisões analisadas por observáveis de estado final medidos experimentalmente. Partimos de uma comparação selecionada em multiplicidade sem o termo normalizador. Neste capítulo adicionamos mais uma variável na seleção de colisões, um observável medido em estado final, adicionando informação na comparação por meio de resultados experimentais. Comentamos a possibilidade de construir fatores normalizadores experimentais para as comparações.

A segunda afirmação que fizemos sobre o Rpp, de que vincularíamos os termos da comparação por hipóteses teóricas contemporâneas, diz respeito aos significados atribuídos aos três termos e suas relações. Assim como se faz no RAA, a cada seleção de eventos analisados vamos associar uma imagem teórica sobre os estágios inacessíveis da colisão. Mas dessa vez, em vez de basearmos esta imagem em modelo efetivo como o de Glauber, seguimos as hipóteses interpretativas sobre resultados experimentais de medidas em sistemas pequenos.

As principais medidas que indicam a presença de plasma em colisões pp são dos observáveis de correlação de momentos em estado final. Estes são os observáveis que nos anos 2000 eram entendidos como prova de comportamento coletivo entre as partículas do fluido partônico formado em colisões de íons pesados. Quando os mesmos observáveis começaram a ser medidos em pp, em 2010, duas abordagens eram possíveis: os observáveis de coletividade dos 2000 não eram de plasma em AA, mas outros efeitos? Ou, pelo contrário, estamos formando plasma nas colisões pp contemporâneas de altíssimas energias? Estas perguntas não têm resposta. No presente estudo queremos medir supressão de quarks pesados. Queremos comparar, como no RAA, os ambientes com e sem formação de plasma. Desta vez, em lugar de recorrermos às expectativas do modelo padrão para o ambiente de espalhamento segundo as classes de centralidade, definimos nossa expectativa para a física dos estágios inacessíveis da colisão segundo hipóteses contemporâneas sobre medidas de correlação. Seria coletividade? Em que situações?

Ou seja, nas mesmas seleções de eventos em que foram medidos observáveis de correlação em colisões pp de alta multiplicidade, há supressão de quarks pesados? Cada intervalo de multiplicidade em pp corresponde a uma imagem de estado inicial segundo o estado da arte dos estudos de sistemas pequenos? Para associar seleções de eventos em multiplicidade com estados finais de observáveis de correlação e estes a hipóteses de imagens dos primeiros estágios inacessíveis das colisões, usamos um panorama do campo dos sistemas pequenos apresentado por Michael Strickland em seção plenária da 27a Conferência Internacional sobre Colisões Ultrarelativísticas Núcleo-Núcleo, Quark Matter 2018.

Na primeira seção (3.1) deste capítulo apresentamos os termos da comparação sem normalização em duas partes. Na subseção 3.1.1 discutimos a adição de mais uma variável na seleção dos eventos comparados. Aqui construímos comparações em que os termos são definidos por observáveis experimentais. Em seguida, atribuímos a estas seleções de eventos imagens de estado inicial segundo o panorama de Strickland, vinculando os termos entre si a partir de hipóteses teóricas contemporâneas. Em segunda seção (3.2), já com todos os termos e processos físicos relevantes discutidos, apresentamos possibilidades de comparações simples

entre medidas de quarks pesados que podem conter informação sobre supressão dos quarks sem necessidade de normalização teórica.

3.1 Seleções de eventos com e sem plasma

As primeiras e principais indicações experimentais da formação de plasma em sistemas pequenos são as de medidas de observáveis de correlações entre os momentos finais das partículas vindas do setor menos energético das colisões - aquelas partículas que integraram o plasma, caso tenha ocorrido. Estes observáveis foram classificados como provas de comportamento coletivo das partículas emergentes das colisões, associados à expansão hidrodinâmica de um fluido de pártons livres. A emergência das medidas de correlações em sistemas pp, pA e dA não levaram apenas às suspeitas de formação de plasma em sistemas pequenos, mas também ao questionamento do significado físico destas correlações.

Se por um lado "firme evidência da geração de PQG depende da existência de múltiplas assinaturas" e, portanto, mais provas do plasma precisam ser acumuladas para a afirmação de sua formação em colisões pequenas, por outro lado "pode haver múltiplas fontes de anisotropia azimutal" [17]. A abordagem aqui tomada para contribuir com estas frentes de complexificação do campo é pela medida RAA, que tradicionalmente mensura a perda de energia de partículas de alto pT no plasma. Buscamos nos aproximar de medida que informe sobre a presença de "significativa supressão de jatos associada a perda de energia partônica no PQG, em nível que não pode ser explicada puramente por mecanismos hadrônicos" em sistemas pequenos como mais uma assinatura de plasma [17]. Segundo Strickland, "na frente teórica espera-se haver tal efeito, contudo, dado o pequeno tamanho e tempo de vida do PQG gerado em colisões de sistemas pequenos, o efeito é estimado ser significativamente menor que o observado em colisões AA" [17].

Desde 2010, buscando tal prova da supressão em sistemas pequenos, parte da investigação se concentra em medidas de RpA, que têm embasamento teórico incompatível com o plasma em pp. Ainda, busca-se detalhar e atribuir significado físico às medidas de anisotropia azimutal, causando revisão também do significado deste observável em sistemas grandes. No panorama de Strickland, a principal discussão é sobre "nossa entendimento atual das diferentes fontes de anisotropias azimutais e as janelas de multiplicidade em que esperamos que cada mecanismo domine" [17]. No panorama, Strickland associa mecanismos físicos esperados em sistemas pequenos com definidas janelas de multiplicidade de estado final. Ou seja, Strickland associa a

quantidade de partículas carregadas que atingem os detectores a diferentes modos de interação do conjunto de partículas criadas, que correspondem a diferentes predominâncias de processos físicos.

A associação de Strickland entre resultados de correlações que mostrem anisotropia azimutal nos momentos finais das partículas e domínios de física nos estágios inacessíveis das colisões possibilita a construção e compreensão de comparações entre quantidades de quarks pesados medidos em colisões pp. Nesta seção apresentamos em primeira parte alguns observáveis de correlação e outros observáveis de estado final que também poderiam restringir a física selecionada em comparações. Em seguida apresentamos as classificações de hipóteses do comportamento das partículas segundo o panorama de Strickland, e como as escolhas de estado final da primeira parte podem ser enquadradas nas descrições levantadas pelo autor.

3.1.1 Definição das variáveis relevantes em cada conjunto comparado

Nesta seção levantamos alguns observáveis de estado final que podem ser utilizados para selecionar características físicas esperadas no estado inicial. Começamos apresentando proposta de seleção dos eventos analisados pelo observável v_2 , que é a característica que vamos utilizar no restante do capítulo. Discutimos algumas características do v_2 e levantamos outros observáveis interessantes para restringir o domínio energético das colisões. Por último apresentamos algumas questões também sobre a seleção em multiplicidade, que por ora segue sendo alta multiplicidade - baixa multiplicidade:

$$R_{pp\ am-pb\ bm}^{QP\ aECM}(av2, bv2) = \frac{N_{pp\ am}^{QP\ aECM}(av2)}{N_{pp\ bm}^{QP\ aECM}(bv2)} \quad (3.1)$$

Expressamos acima comparação sem normalização, em que além das seleções em multiplicidade, selecionamos eventos em v_2 , muitas vezes chamado fluxo elíptico, por ser um observável que indicaria comportamento coletivo de fluido partônico. Em revisão recente sobre sistemas pequenos, Nagle e Zajc discutem a distribuição azimutal das partículas pela expansão de Fourier [3]:

$$\frac{dn}{d\phi} \propto 1 + \sum 2v_n(p_T)\cos[n(\phi - \psi_n)] \quad (3.2)$$

Nesta equação, o fluxo elíptico é o segundo coeficiente da expansão, v2. Dos observáveis de correlações entre momentos de partículas, este é o mais medido e é uma das importantes provas do plasma de 2005 citada na introdução. Nagle e Zajc afirmam que "perto da rapidez central, para colisões semi-centrais, o coeficiente de Fourier dominante é o v2, refletindo a eficiente tradução hidrodinâmica via gradientes de pressão da região de sobreposição inicial com formato de amêndoas para o espaço dos momentos"[3]. Esta é a interpretação tradicional do v2, que o relaciona com comportamento de fluido pela hidrodinâmica.

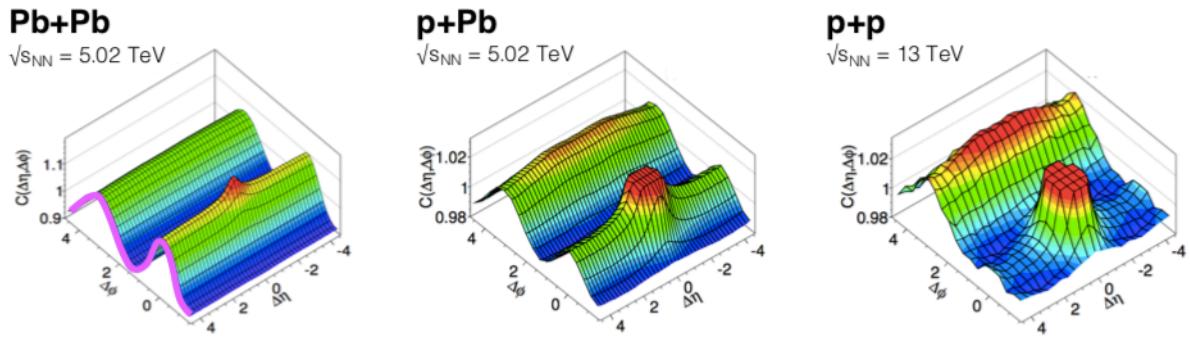


Figura 4 – Cordilheiras em pp, pPb e PbPb. A legenda original expressa: "Resultados de correlações de duas partículas em colisões (a)Pb+Pb, (b)p+Pb, e (c)p+p no LHC. Em colisões Pb+Pb há grande correlação $\cos(2\Delta\phi)$ com picos em $\Delta\phi=0,\pi$ que extendida em longo alcance de pseudorapidez $\Delta\eta$ (curva magenta). Um fenômeno similar é observado em colisões p+Pb e P+p, mesmo que nestes não dominem as correlações gerais em mesmo grau"[3].

Na figura 4, extraída do mesmo artigo de Nagle e Zajc, reunem-se representações de medidas de correlação entre momentos finais das partículas em colisões chumbo-chumbo, próton-chumbo e próton-próton. Os autores relatam que esta figura "por um tempo foi incorretamente interpretada como um cone de Mach em resposta a quarks de alta energia atravessando a matéria"[3]. Esta medida de correlação de longo alcance era interpretada como resultante do efeito de um observável duro: do quark de alta energia atravessando a matéria, seja hadrônica fria ou plasma de quarks e glúons. As regiões altas nas figuras são chamadas efeitos de cordilheira, "hoje entendidos em uma figura unificada como emergindo de fluxo elíptico, triangular e momentos de fluxo mais altos"[3]. Fosse resposta a um quark pesado atravessando a matéria, ou observável de fluxo elíptico (v2) e triangular (v3), as figuras se referem a estados iniciais povoados, com muita matéria interagindo. A cordilheira em colisões AA data dos anos 2000,

enquanto em pp e pA dos anos 2010. Nesta revisão contemporânea, os autores então relatam hipóteses para o aparecimento da cordilheira:

Contudo, tem um número de fontes para tais correlações que não tem nada a ver com um meio fluido. Numa descrição hidrodinâmica, todas essas outras fontes de correlação são chamadas não-fluxo. Exemplos simples incluem o decaimento de ressonâncias hadrônicas (...). Espalhamentos de grande transferência de momento dos hadrons ou núcleos incidentes pode resultar em jatos (...). Até espalhamentos de baixa transferência de momentos de pártons iniciais pode resultar em correlações de longo alcance em pseudorapidez como consequência da conservação do momento total. Essas contribuições são evidentes nas medidas de correlações em todos os sistemas de colisão de e+e-, p+p e A+A a variadas intensidades e devem ser levadas em conta para isolar as contribuições de física de fluxo.

As contribuições de não-fluxo para o estado final são várias e são diferentes em diferentes escalas energéticas das colisões. É possível então, dentre um conjunto de colisões de intervalo de multiplicidade definido, com intervalo de fluxo elíptico de estado final definido, distinguir estados iniciais diferentes? Ou seja, em um mesmo $N_{pp \text{ am}}^{QP \text{ aECM}}(av2)$ estão reunidas colisões de estágios inacessíveis muito diversos?

Algumas análises usam engenharia de formato de evento, como por exemplo artigo do ALICE que diferencia eventos em dois tipos de formato: chamados do tipo duro e do tipo mole [18]. Em mesmo intervalo de multiplicidade separam os eventos que atingiram aquela multiplicidade por presença de jato de partículas (tipo duro) e de grande quantidade de partículas formadas (tipo mole).

Nesta pesquisa muito associamos a multiplicidade à classe energética do evento, ao tamanho do evento, à quantidade de partículas que participaram da colisão, como era definido pela centralidade em Glauber. Mas a multiplicidade das partículas detectadas no estado final em muito pode diferir da quantidade de partículas presentes no estado inicial, pois partículas pesadas decaem em muitos produtos. Por isso, é interessante a distinção em esferocidade transversa, que no artigo citado é baseada em medidas de coeficientes de Fourier, energia final do evento e multiplicidade.

Uma comparação interessante que não necessita normalização e pode conter informação sobre supressão de quarks pesados em PQG pode usar essa engenharia de formato do evento, comparando esferocidades diferentes em multiplicidade:

$$R_{pp \text{ m}-pp \text{ m}}^{QP \text{ aECM}}(S0, S1) = \frac{N_{pp \text{ m}}^{QP \text{ aECM}}(S0)}{N_{ppm}^{QP \text{ aECM}}(S1)} \quad (3.3)$$

Na equação acima, S0 são eventos esféricos e S1 são eventos do tipo jato e a multiplicidade é alta, mas não altíssima. É possível supor que os eventos esféricos formaram quantidade muito maior de partículas no estado inicial, e por isso houve criação de PQG. Enquanto isso, os eventos do tipo jato teriam multiplicidade alta por conta dos espalhamentos duros, mas não teriam densidade suficiente para formação de fluido. Esta comparação poderia distinguir ambientes de espalhamento pp idênticos a menos da formação do fluido.

Se este R_{pp} for muito diferente de 1, nas esferocidades S0 e S1 os quarks pesados terão passado por processos físicos muito diferentes nos dois ambientes de estado inicial a que correspondem estes estados finais. Nesta comparação, sem normalização, se o espectro de quarks pesados for consistentemente diferente nos dois eventos, decorre que os estados iniciais dos eventos são muito distintos.

Além da engenharia de formato de evento, o próprio resultado daquele artigo do ALICE poderia ser usado para reunir mais informação sobre a física destes eventos analisados[18]. O artigo media raios de congelamento cinético, ou seja, medidas de PQG, relacionadas ao tamanho dos eventos nos primeiros estágios da colisão. Se tivermos esta informação, tanto mais restrita ficaria a física dos ambientes comparados, pela literatura experimental contemporânea.

Seria possível também comparar à mesma multiplicidade, sem necessidade de normalização, estados finais com maiores coeficientes v_2 ou v_3 :

$$R_{pp \text{ } m-pp \text{ } m}^{QP \text{ } aECM}(v2, v3) = \frac{N_{ppm}^{QP \text{ } aECM}(v2)}{N_{ppm}^{QP \text{ } aECM}(v3)} \quad (3.4)$$

Nesta equação, será diferente o espectro final dos momentos de quarks pesados espalhados em ambientes com formação de PQG em que predominam correlações de simetria elíptica ou triangular?

Um jeito interessante de pensar a escolha de v_2 é pelo v_2 de hadrons de alto momento. Nagle e Zajc afirmam que [3]:

Um mistério envolve a medida de v_2 para hadrons em alto pT. No caso de A+A, a anisotropia azimutal v_2 é interpretada em termos de fluxo para partículas de baixo pT. Em contraste, em alto pT, hadrons tem uma anisotropia mais modesta em colisões A+A [Figura 1]. Tal anisotropia é pensada decorrer da supressão de jatos, com partons perdendo mais energia quando atravessando um caminho longo no meio. O que é notável é que o v_2 medido em p+Pb (100) escalado por fator de 1.5 [Figura 1] parece seguir o mesmo padrão. Se não tem supressão de jatos em eventos p+Pb, o que mais poderia ser a fonte da anisotropia em alto pT?

Se pensamos, por exemplo, em comparar colisões pp de mesmo v2 de alto pT e diferentes multiplicidades, altas, em que registramos observável tão sério de coletividade, o v2duro:

$$R_{pp\ a1m-pp\ a2m}^{QP\ aECM}(v2^{duro}, v2^{duro}) = \frac{N_{pp\ a1m}^{QP\ aECM}(v2^{duro})}{N_{ppa2m}^{QP\ aECM}(v2^{duro})} \quad (3.5)$$

Uma colisão com mais correlações entre momentos das partículas muito energéticas pode ser mais povoada e interagente, ou as correlações do setor duro podem ter origem em correlações de estado inicial. Poderíamos distinguir estes ambientes pela seleção em multiplicidade? Se sim, um RAA consistentemente maior ou menor que a unidade precisa ainda ser analisado em relação às diferenças energéticas e de tamanho entre as seleções comparadas antes de possibilitar interpretação física. Na última seção da dissertação abordamos o assunto da normalização da multiplicidade.

Outras correlações de Fourier têm sido medidas, como correlações entre mais partículas que a típica análise de pares, e coeficientes de Fourier por espécie de partícula. Estes observáveis também poderiam ser articulados para uma melhor seleção de eventos comparados que corresponda a imagens atuais de estado inicial das colisões pequenas. Além da importância da escolha do tipo de v2 ou outro critério para restringir e vincular os eventos analisados, as medidas de multiplicidade têm complexidade experimental e carregam tendenciosidades. Uma das tendenciosidades descrevemos quando introduzimos acima a seleção por esferocidade. As seleções de multiplicidade experimentais por vezes são combinadas com medidas de energia do calorímetro de zero grau além da detecção em multiplicidade dos detectores laterais, buscando diminuir a tendenciosidade da seleção. Esta técnica pode ser interessante na análise junto à multiplicidade Nch, mas sozinha funciona apenas em definido intervalo em colisões nucleares [7]:

A energia depositada nos calorímetros de grau zero, EZDC, é diretamente relacionada ao número de espectadores Nspec, que constituem a parte do volume nuclear não envolvido na interação. Contudo, diferente de Nch, EZDC não depende monotonicamente do parâmetro de impacto b porque nucleons ligam-se em fragmentos nucleares com rigidez magnética semelhante enquanto os núcleos de feixe continuam dentro do tubo do feixe e portanto não são detectados pelo ZDC. Como formação de fragmentos é mais importante em colisões periféricas, a relação monotônica entre EZDC e b é válida apenas para eventos relativamente centrais (pequeno parâmetro de impacto). Por este motivo, a energia de grau zero tem que ser combinada com outro observável que seja monotonicamente relacionado a b.

No trecho acima, Nch é a multiplicidade, o número de partículas carregadas que atingem os detectores. A relação entre a multiplicidade e o parâmetro de impacto é descrita como suave no artigo, e é definido um "método híbrido" para combinar a energia na seleção dos conjuntos

de eventos por classes de centralidade. Esta é uma maneira de melhor definir as grandezas que queremos entender com os cortes em multiplicidade: tamanho do evento no estado inicial, energia do evento no estado inicial, quantidade de partículas do estado inicial. Todas quantidades que eram definidas em Glauber, aqui estão abertas para articulação.

É possível construir uma seleção de eventos baseada em observáveis de estado final que especifique os processos físicos dominantes nos estágios inacessíveis destes eventos. Na próxima seção discutimos a física envolvida em classes de multiplicidade de colisões pp segundo o panorama de Strickland, de modo que na última seção desta dissertação articulamos comparações entre seleções em multiplicidade e v_2 tal que aquelas físicas sejam esperadas. Uma aplicação real desta metodologia de análise depende do conjunto de artigos já publicados (ao menos de v_2) sobre a física dos eventos que se quer analisar.

3.1.2 Processos físicos dominantes no comportamento do setor mole em cada classe de energia

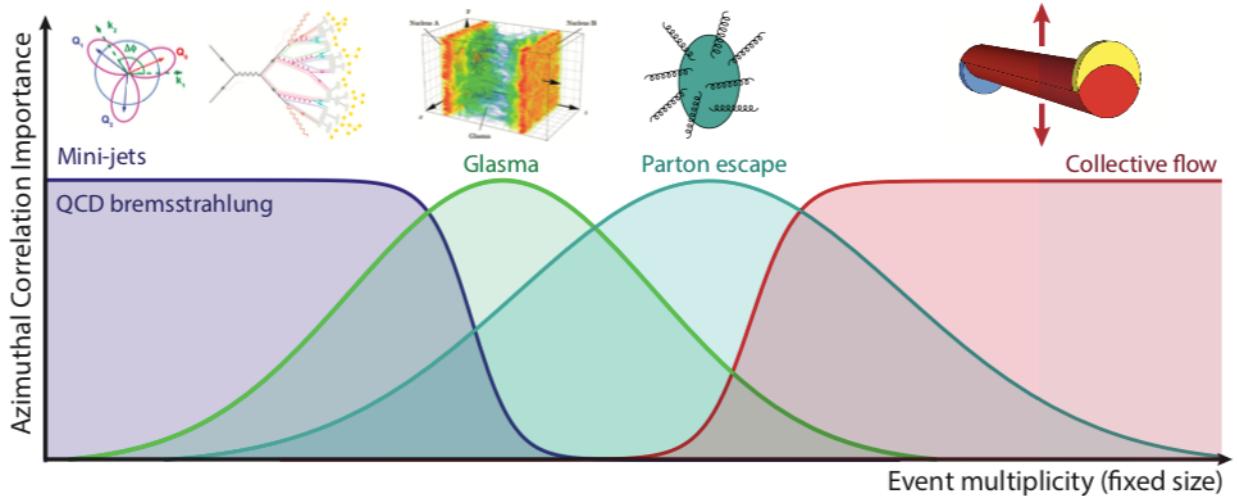


Figura 5 – Representação dos domínios da física de estado inicial em diferentes multiplicidades. A legenda original descreve: "Representação cartunizada de diferentes fontes de anisotropia azimuthal. A altura de cada curva no eixo vertical é arbitrária"[17].

No final do capítulo 2 apresentamos uma comparação em pp com cada conjunto de eventos selecionado em intervalos extremos de multiplicidade: um de alta, um de baixa. Na equação (2.22) representamos um fator normalizador que dependesse explicitamente das características de ambos os conjuntos de eventos, $T_{pp} \text{ am-bm}$. Aqui, partimos da equação (2.25) considerando

a classificação do ambiente de espalhamento pp como matéria hadrônica fria (MHF), mas sem normalização:

$$R_{pp \ am - pp \ bm}^{QP \ aECM}(PQG, MHF) = \frac{N_{pp \ am}^{QP \ aECM}(PQG)}{N_{pp \ bm}^{QP \ aECM}(MHF)} \quad (3.6)$$

Como interpretar a física de cada termo desta comparação? Como selecionar PQG, como entender MHF? Buscamos este detalhamento no panorama de Strickland. A classe MHF, que no segundo capítulo reunia todos os efeitos de interação do quark pesado com o ambiente sem formação de PQG, aqui se abre em três domínios energéticos: do ambiente onde majoritariamente ocorrem processos do vácuo da QCD (vQCD); do ambiente onde predominam correlações de estado inicial (cEI), sem significativas reinterações subsequentes; e do ambiente de formação de gás de hadrons (GH). Na figura 5, a cada curva corresponderia um destes ambientes, o último sendo o PQG. Como expressa o autor [17]:

Nas multiplicidades mais baixas esperamos que dominem os efeitos bremsstrahlung partônico, interferência e outros. Com o aumento da multiplicidade, é esperado que as correlações de estado inicial na função de onda nuclear, o mecanismo de escape partônico, e o fluxo coletivo decorrente de geometria inicial chamado "fluxo hidrodinâmico" tornam-se os mecanismos dominantes, respectivamente.

O fluxo hidrodinâmico é o PQG. Os demais três mecanismos são decorrentes de processos físicos menos energéticos, com menos densidade de matéria, menor tamanho e menor quantidades de partículas envolvidas - o que refletiria na seleção de multiplicidade. Esta organização do autor não pretende descrever a física relevante em cada domínio de multiplicidade, mas quais fenômenos físicos podem produzir estados finais com correlações nos momentos das partículas.

Este panorama pretende descrever hipóteses contemporâneas sobre os regimes energéticos de sistemas pequenos a partir de estudos de correlações que indicavam anisotropia azimutal nos eventos. Isto é importante para nosso estudo pois também nos voltamos a estudar o v2. Se há anisotropia, as partículas produto da colisão estão interagindo, e portanto o quark pesado pode estar interagindo também, perdendo energia (sendo suprimido) ou outros processos. Ou seja, a física (geralmente do setor mole) observada por v2 é relevante na propagação esperada dos quarks pesados analisados aqui. É por este viés que enquadramos a física do quark pesado para as comparações entre sistemas pequenos.

Na primeira região de multiplicidade, espera-se que anisotropias azimutais sejam geradas em ambientes em que após a colisão "dominem os efeitos do vácuo da QCD, que incluem

bremsstrahlung partônico, interferência, reconexão de cor, orientação de dipolo, etc"[17]. Este é o ambiente de espalhamento que chamávamos de vácuo no primeiro capítulo. O quark pesado, criado no estado inicial da colisão por processo de criação de pares da QCD perturbativa, poderia interagir com partículas também por interações descritas por QCD perturbativa, características do domínio energético do setor duro. Este cenário seria a física da referência do RAA. A base de comparação, pp de mínima tendenciosidade, seria ocupada por breves e localizados efeitos de perturbação do vácuo da QCD. Na construção do vácuo do modelo de Glauber, o quark pesado não perde energia em interações com este ambiente. O quark é detectado no estado final com mesma energia que foi criado, de modo que o estado final dos quarks pesados de uma colisão pp seria idêntico ao estado inicial. Strickland afirma que "parece nítido que a altas multiplicidades tais efeitos seriam apagados por interações de estado final". Em altíssimas energias dos feixes, a produção pp de baixa multiplicidade pode estar nesta faixa de energia, mas mínima tendenciosidade certamente não se restringe a este tipo de colisão.

Aumentando um pouco a multiplicidade, Strickland classifica os próximos efeitos relevantes para medidas de anisotropia azimutal de estado final como correlações de estado inicial. Estas correlações seriam aquelas presentes "nas funções de onda nucleares do projétil", ou seja, do instante da deposição de energia no plano que é o estado inicial como definido em Glauber. Estes efeitos são os classificados em Glauber como decorrentes da geometria da matéria nuclear e poderiam estar presentes na matéria hadrônica de pp, como apresentamos no capítulo anterior, quando D'Enterria aproximava o próton acelerado a um núcleo médio [16]. Análises de RpA classificam estes efeito geométricos como dos principais de matéria nuclear fria relevantes para a diferença entre colisões pp e AA [17].

Uma das questões decorrentes é se as anisotropias azimutais estabelecidas durante os estados iniciais da colisão sobrevivem a interações de estado final subsequente. Neste contexto, um artigo recente por Greif et al apresentado nesta conferência traz o primeiro estudo do impacto quantitativo desta fonte para sistemas com diferentes multiplicidades. Para tal, os autores inicializam o código de transporte BAMPS com condições iniciais gluônicas vindas de correlações induzidas por Glasma. Os autores reportam que em baixas multiplicidades ($\langle dN_g/dy \rangle = 6$) correlações de estado inicial sobrevivem com pouca modificação e a altas multiplicidades ($\langle dN_g/dy \rangle = 26$) interações de estado final dominam. Na classe de alta multiplicidade, os autores encontraram correlações de estado inicial na distribuição dos glúons resultando em aproximadamente 25% de modificação da predição de modelo para $v_{2\{2\}}$ com importância aumentando com diminuição da multiplicidade. Este estudo permite começar a associar números ao desenho mostrado na [Figura 5], reforçando a hipótese que, para $N_{trk} \geq 100$, as anisotropias azimutais observadas são dominadas por interações de estado final.

Strickland questiona se as anisotropias azimutais provenientes de correlações de estado inicial sobrevivem a interações de estado final, do plasma, se houver.

Aumentando a multiplicidade para a terceira classe, chegamos no que aqui chamamos gás de hadrons, separado pelo autor em dois motivos para a medição de anisotropias no mesmo regime energético: teoria cinética e mecanismos de escape partônico. A teoria cinética é um modo de tratar a grande quantidade de partículas presente em colisão que não houve formação de plasma. A matéria partônica não formou fluido desconfinado, então os primeiros estágios da colisão são povoados de hadrons, que podem também se comportar coletivamente gerando anisotropia de momentos no evento. "Nesta imagem implicitamente está presente teoria de campos de temperatura finita, e.g. supressão de quarks pesados, alargamento de jatos e o cálculo da viscosidade de cisalhamento"[17]. Interações do quark pesado com esta matéria também estão dentro da classificação de fenômenos da matéria nuclear fria do RpA. O outro motivo para anisotropia além da expansão do gás de hadrons são os mecanismos de escape partônico. Estes justificam as correlações de momentos do setor mole porque muitas partículas de baixa energia interagiram com uma partícula de alta energia, que atravessou o gás. Estes dois tipos de evento podem ser distinguidos (ou investigados) por engenharia de formato de evento conforme o observável esferocidade comentado na seção anterior, ou com outra análise de coeficientes de Fourier e características de estado final.

Finalmente, a última justificativa da medida de anisotropia azimutal é a hipótese de que o ambiente tem formação de fluido partônico. O ambiente de fluido, ou plasma, nos anos 2000, era imaginado homogêneo e em equilíbrio térmico. Nos sistemas pequenos não podemos afirmar assertivamente isotropização de momentos ou equilíbrio térmico. Em decorrência de estudos recentes sobre fluido fora do equilíbrio em sistemas pequenos, esta mesma ideia vem sendo estudada também em sistemas grandes, que formariam fluido não homogêneo, com pontos quentes.

Para além de compreendermos cada N comparado, estabelecermos relações entre as quantidades analisadas e analisarmos as possibilidades de normalização da comparação - aquela que no RAA era feita pelo fator TAA-, aqui descrevemos a física de cada conjunto de eventos escolhido a partir das classificações do panorama teórico sobre sistemas pequenos de Michael Strickland [17]. Partimos de comparações sem normalização e não utilizamos quantidades definidas segundo assunções teóricas sobre a física da colisão, que no RAA eram os cortes em centralidade e o fator TAA. Atribuímos interpretações teóricas aos quarks analisados em relação ao campo de estudos. Delimitamos por observáveis experimentais as normalizações e seleções de eventos. Concordamos com Nagle e Zajc quando afirmam que "o único modo de avançar nessas alternativas é fazendo comprehensivos cálculos através de energias, geometrias e

observáveis".

3.2 Comparação, normalização e informação

Nesta altura já reunimos todos os ingredientes para analisar uma comparação:

$$R_{pp\ aNch,vn-pp\ bNch,vn}^{QP\ aECM}(p, v) = \frac{N_{pp\ aNch,vn}^{QP\ aECM}(PQG)}{N_{pp\ bNch,vn}^{QP\ aECM}(vQCD)} \quad (3.7)$$

Nesta equação comparamos os extremos de multiplicidade alta (aNch) e baixa (bNch) articulados com seleção em coeficientes de Fourier (vn). Desta escolha devem decorrer as hipóteses de processos físicos predominantes esperados nas colisões, efeitos do vácuo da teoria (vQCD) e plasma (PQG).

Os eventos comparados têm duas características distintas: as multiplicidades (alta e baixa, relacionadas aos perfis energéticos das colisões) e as hipóteses teóricas (PQG e vQCD). Os efeitos da diferença em multiplicidade e os efeitos da diferença entre os ambiente de espalhamento do quark são difíceis de separar. A diferença em multiplicidade implica diferentes tamanhos de evento, energias e quantidades de partículas no estado inicial, que dificulta o estabelecimento de comparabilidade entre os sistemas para isolar os efeitos do plasma. Podemos normalizar as quantidades de quarks em multiplicidade:

$$R_{pp\ aNch,vn-pp\ bNch,vn}^{QP\ aECM}(p, v) = \frac{N_{pp\ aNch,vn}^{QP\ aECM}(PQG)/aNch}{N_{pp\ bNch,vn}^{QP\ aECM}(vQCD)/bNch} \quad (3.8)$$

Esta normalização contribui com a comparabilidade entre as produções, pois agora vemos a quantidade de quarks pesados por unidade de multiplicidade. Podemos organizar esta normalização de modo mais parecido com o TAA:

$$R_{pp\ aNch,vn-pp\ bNch,vn}^{QP\ aECM}(p, v) = \frac{N_{pp\ aNch,vn}^{QP\ aECM}(PQG)}{aNch/bNch \cdot N_{pp\ bNch,vn}^{QP\ aECM}(vQCD)} \quad (3.9)$$

No TAA, apenas a centralidade de AA era variável, e o que aqui é definido bNch era mínima tendenciosidade. As entradas não são as mesmas, a construção do TAA é significativamente diferente desta razão de multiplicidades, mas não é qualitativamente diferente. A qualidade das informações e a organização das entradas são as mesmas. A diferença na atuação do TAA é principalmente em relação à resolução da teoria de Glauber. Aqui não é possível estabelecer quantas unidades de baixa multiplicidade formariam o comportamento de alta multiplicidade sem os efeitos do plasma. Não há partícula unitária da teoria.

Então, comparamos os espectros de momento dos quarks pesados por unidade de multiplicidade, ou também poderia ser por unidade de energia total capturada no estado final. Não isolamos os efeitos do plasma, as diferenças entre os domínios energéticos ainda refletem em diferenças nos momentos dos quarks. Colisões de alta multiplicidade reúnem efeitos de todas as multiplicidades anteriores. Assim, o ambiente de PQG é uma sobreposição não trivial de efeitos de vácuo da QCD (vQCD), correlações de estado inicial (cEI), gás de hadrons (GH), eventos com escape partônico (jatos) e hidrodinâmica do plasma (PQG).

Em vez de comparar domínios de físicas tão distintas, decidimos aproximar as quantidades comparadas. Na primeira seção descrevemos algumas comparações entre os ambientes de espalhamento listados. Na segunda seção descrevemos comparações entre multiplicidades de mesmo domínio energético, e na terceira seção comentamos comparações simples entre sistemas de colisão diferentes.

3.2.1 Estudos de v2

A primeira comparação que propomos é entre as colisões mais energéticas que tenham diferentes processos físicos predominantes:

$$R_{pp \ a1Nch,vn - pp \ a2Nch,vn}^{QP \ aECM}(p, g) = \frac{N_{pp \ a1Nch,vn}^{QP \ aECM}(PQG)/a1Nch}{N_{pp \ a2Nch,vn}^{QP \ aECM}(GH)/a2Nch} \quad (3.10)$$

Na equação proposta, as seleções de evento são tais que esperamos formação de PQG na produção de maior multiplicidade e gás de hadrons na produção de multiplicidade menos alta. Se pudermos, por análise de v2, separar eventos com multiplicidades tão próximas quanto possível mas um deles sem formação de PQG, podemos identificar supressão causada pelo fluido partônico no espectro de quarks pesados. É uma distinção muito sensível, mas se for possível

em multiplicidades próximas ligar e desligar o PQG, os demais efeitos presentes nas colisões comparadas seriam comparáveis e desvio no espectro de momentos dos quarks detectados em estado final poderia ser medido consistentemente.

Outra comparação interessante é entre uma seleção de ambiente de gás de hadrons mais homogêneo e aquele com espalhamento de párton de alto momento influenciando no formato do evento:

$$R_{pp \text{ } aNch,vn - pp \text{ } aNch,vn}^{QP \text{ } aECM}(g, j) = \frac{N_{pp \text{ } aNch,vn}^{QP \text{ } aECM}(GH)}{N_{pp \text{ } aNch,vn}^{QP \text{ } aECM}(jatos)} \quad (3.11)$$

Desta vez representamos ambas multiplicidades como aNch, pois estes efeitos são descritos nas mesmas classes de multiplicidade por Strickland. Esta seleção é análoga à proposta com a engenharia de evento de esferocidade. Os eventos de anisotropia decorrente de expansão do gás seriam os esféricos e os de escape partônico do tipo jato. Mas a discussão de física que fizemos lá era diferente da que propomos aqui. Com a esferocidade discutimos que a mesma classe de multiplicidade pode ter quantidades de partículas muito diferentes entre eventos mais moles e mais duros, e disso decorria a diferença das físicas selecionadas. Aqui, consideramos uma seleção de eventos tal que em ambos haja gás de hadrons e a diferença seria geométrica, de formato. Os eventos mais duros, com anisotropias mais agudas, causam menos supressão nas partículas de alto momento? Ou então poderiam causar mais supressão, caso a partícula atravesse o caminho mais longo, por exemplo, no caso em que o quark pesado detectado é o mesmo que causou a anisotropia. Esta comparação não conteria informação sobre o espalhamento no plasma, mas em colisões de formatos diferentes.

Comparando as colisões pp menos energéticas:

$$R_{pp \text{ } b1Nch,vn - pp \text{ } b2Nch,vn}^{QP \text{ } aECM}(v, c) = \frac{N_{pp \text{ } b1Nch,vn}^{QP \text{ } aECM}(vQCD)/b1Nch}{N_{pp \text{ } b2Nch,vn}^{QP \text{ } aECM}(cEI)/b2Nch} \quad (3.12)$$

Queremos escolher multiplicidades tão próximas quanto possível, de modo que a diferença seja isolada no fenômeno da relevância das correlações de estado inicial, sejam aquelas que já vem dos hadrons acelerados, ou aquelas estabelecidas nos primeiros espalhamentos. O efeito

no espectro dos quarks pesados seria entre interações com efeitos de vácuo da QCD e interações mais complexas de primeiros estágios.

A viabilidade prática destas três comparações é dependente da reunião de dados suficientes para comparar quarks pesados neste nível de detalhe. Em relação às colisões pp de altíssimas energias, atingimos as maiores multiplicidades mais recentemente, então existem mais dados disponíveis para as comparações de menor energia. Estas são comparações de pequenos passos em multiplicidade. A articulação de mais de uma delas pode resultar em hipóteses sobre como os fenômenos mais distintos se sobrepõem ou se separam.

3.2.2 Estudos de multiplicidade

No tópico anterior procuramos aproximar as multiplicidades e aproximar também os tipos de ambientes de espalhamento. Nesta seção fixamos os ambientes de espalhamento e variamos a multiplicidade com esta restrição. Em relação à articulação entre multiplicidade e v_2 , é como se estivéssemos fixando um e variando outro, mas os vínculos são mais complexos que isso.

Escolhendo o menor passo possível em multiplicidade em ambiente de plasma, que é o objeto de estudo corrente:

$$R_{pp \ a1Nch,vn - pp \ a2Nch,vn}^{QP \ aECM}(p, p) = \frac{N_{pp \ a1Nch,vn}^{QP \ aECM}(PQG)/a1Nch}{N_{pp \ a2Nch,vn}^{QP \ aECM}(PQG)/a2Nch} \quad (3.13)$$

De modo que caso haja supressão do espectro de altos momentos de quarks pesados detectados em colisões com formação de PQG, como ele escala com a multiplicidade destas colisões? Nesta equação isolamos informação sobre a variação dos quarks pesados imersos em PQG de acordo com a multiplicidade.

Analogamente, no vácuo da QCD, equacionaríamos:

$$R_{pp \ b1Nch,vn - pp \ b2Nch,vn}^{QP \ aECM}(v, v) = \frac{N_{pp \ b1Nch,vn}^{QP \ aECM}(vQCD)/b1Nch}{N_{pp \ b2Nch,vn}^{QP \ aECM}(vQCD)/b2Nch} \quad (3.14)$$

Segundo a prescrição do vácuo de Glauber, os espectros de quarks pesados de altos momentos detectados no vácuo devem ser idênticos aos momentos das criações destes quarks. Então,

como o espectro da criação dos pártons varia com a variação da energia? Não varia? Varia linearmente?

3.2.3 Estudos de sistemas de colisão

Enquanto nos tópicos anteriores os estudos de espectro parecem contínuos, com passos de multiplicidade ou v_2 tão pequenos quanto possível, aqui variaremos quantidades de progressão discreta da comparação. Propomos comparar diferentes sistemas de colisão. Os núcleos colididos nos experimentos podem ser organizados por tamanho ou massa, mas não é viável acelerar e analisar todos os núcleos possíveis. Dentre os núcleos acelerados contemporaneamente no RHIC e no LHC, escolhemos alguns para destacar.

Uma comparação simples, com mesma multiplicidade e mesmos ambientes de espalhamento, possível de realizar no LHC é entre sistema grande e médio:

$$R_{PbPb \text{ } aNch,vn - XeXe \text{ } aNch,vn}^{QP \text{ } aECM}(p, p) = \frac{N_{PbPb \text{ } aNch,vn}^{QP \text{ } aECM}(PQG)}{N_{XeXe \text{ } aNch,vn}^{QP \text{ } aECM}(PQG)} \quad (3.15)$$

Qual a diferença na propagação dos quarks em PQG de diferentes sistemas? Há maior supressão em qual sistema? Na mesma multiplicidade seria esperado mesma quantidade de quarks pesados em média por evento? Que efeitos geométricos diferenciam estes núcleos em colisões de mesma multiplicidade?

Outra comparação pode ajudar a restringir as diferenças entre sistemas:

$$R_{PbPb \text{ } bNch,vn - XeXe \text{ } bNch,vn}^{QP \text{ } aECM}(c, c) = \frac{N_{PbPb \text{ } bNch,vn}^{QP \text{ } aECM}(cEI)}{N_{XeXe \text{ } bNch,vn}^{QP \text{ } aECM}(cEI)} \quad (3.16)$$

As diferenças entre os espectros na primeira comparação são proporcionais às diferenças na segunda comparação? Se conseguimos compreender a diferença nos espectros de quarks pesados entre produções de baixa multiplicidade, podemos melhor entender a primeira comparação. Se estes R_{PPS}s indicarem espectros de altos momentos de quarks pesados consistentemente diferentes, os sistemas devem ser significativamente diferentes. A primeira comparação pode indicar um sistema mais denso que o outro, a segunda pode indicar qual estado pré inicial

é mais ligado que o outro, ou qual espalhamento envolveu mais partículas, de acordo com o comportamento dos quarks pesados ou partículas de alto momento.

Também é possível comparar no domínio do PQG os seguintes sistemas no RHIC:

$$R_{pA \text{ } aNch,vn - dA \text{ } aNch,vn}^{QP \text{ } aECM}(p, p) = \frac{N_{pA \text{ } aNch,vn}^{QP \text{ } aECM}(PQG)}{N_{dA \text{ } aNch,vn}^{QP \text{ } aECM}(PQG)} \quad (3.17)$$

Esta comparação é interessante por tratar de sistemas assimétricos. Como estamos no domínio dos sistemas pequenos, um próton a mais que tem no d pode dobrar o tamanho do meio formado!

*

Todas as comparações propostas são sobre espectros em momento dos quarks pesados, como é característico do RAA, uma vez que esta foi a referência do estudo. Quantidades integradas - onde não se separam as medidas por faixa de momento, mas comparam os número totais de partículas medidas - podem ser comparadas de maneira semelhante. Também estas comparações integradas podem trazer contribuições aos estudos de sistemas pequenos, inclusive em diálogo com as investigações por espectro de momentos nos mesmos eventos. Sobre isto destaca-se a publicação de 2012 do ALICE que compara o espectro inclusivo de J/ψ (observável duro) em colisões pp a 7TeV por classe de multiplicidade com a média dos eventos. O artigo identificou pequeno aumento relativo da produção de J/ψ com o aumento da multiplicidade [19].

Construímos comparações Rpp em que os termos da razão foram definidos por observáveis experimentais e vinculados por hipóteses teóricas contemporâneas. Adicionamos variável de correlação de momentos de estado final na reunião dos conjuntos de colisões analisada em cada termo. Propusemos articulação desta variável com a multiplicidade do evento dada por medidas de vn em sistemas pequenos de modo a restringir hipóteses sobre a física relevante ao quark pesado dos estágios inacessíveis das colisões.

Simplificamos a interpretação do significado das comparações em relação ao RAA por meio de aproximações entre as características das colisões selecionadas. Como a energia do PQG inclui efeitos físicos de todas as escalas de energia anteriores, propusemos comparar sistemas próximos, se possível fixando a multiplicidade. Em outras comparações simples variamos apenas a multiplicidade, e apenas os sistemas de colisão, apresentando comparações que sem quanti-

dades teóricas contém informação sobre o comportamento das partículas de alto momento em diferentes situações de física de estágios inacessíveis.

4 Considerações finais

O esforço deste trabalho foi, em primeiro momento, descrever o contexto teórico e histórico em que a comparação RAA é realizada, em relação ao campo de estudos dos sistemas pequenos. A seleção de colisões próton-próton de mínima tendenciosidade no denominador do RAA e no fator normalizador impossibilitou o isolamento de efeitos que podem emergir de plasma de quarks e glúons em pp. Abrimos mão da modelagem teórica de Glauber, decidindo investigar a associação dos estados finais a imagens de estado inicial das colisões de acordo com interpretações contemporâneas sobre medidas a priori de comportamento de fluido em pp. Estudamos quarks pesados tomando como referência o RAA, construído para a análise de observáveis duros. Vinculamos a medida ao comportamento do setor mole de acordo com resultados de v2 em mesmo conjunto de eventos.

Chegamos em várias comparações simples que podem conter informações sobre diferentes características de estágios inacessíveis das colisões. Uma vez usando o critério de comparar medidas parecidas, é possível fazer diversos estudos comparativos sobre o comportamento de quarks pesados espalhando em diferente ambientes. Destacamos aqui duas delas, que paramparam ambiente de formação de PQG com ambientes semelhantes, como era o objetivo da pesquisa:

$$R_{pp \ a1Nch,vn - pp \ a2Nch,vn}^{QP \ aECM}(p, g) = \frac{N_{pp \ a1Nch,vn}^{QP \ aECM}(PQG)/a1Nch}{N_{pp \ a2Nch,vn}^{QP \ aECM}(GH)/a2Nch} \quad (4.1)$$

Nesta variamos em pequenos passos a multiplicidade e variamos o ambiente de espalhamento pela seleção em v2.

$$R_{pp \ a1Nch,vn - pp \ a2Nch,vn}^{QP \ aECM}(p, p) = \frac{N_{pp \ a1Nch,vn}^{QP \ aECM}(PQG)/a1Nch}{N_{pp \ a2Nch,vn}^{QP \ aECM}(PQG)/a2Nch} \quad (4.2)$$

E nesta fixamos o v2 o interpretando como resultado de fluxo partônico elíptico e variamos a multiplicidade.

Diferente do RAA, as comparações que propomos, após a retirada da normalização teórica de Glauber, não mais se restringem aos observáveis duros. As comparações propostas poderiam ter seus significados e pertinências avaliados também para os observáveis moles.

Em qualquer comparação de produtos de colisões de altas energias há muita informação. As publicações experimentais de medidas de v_2 podem ajudar a interpretar significados de razões entre quantidades de observável detectado que objetivem mensurar modificações causadas pela presença do PQG.

Referências Bibliográficas

- [1] *New State of Matter created at CERN*, <https://home.cern/news/press-release/cern/new-state-matter-created-cern>, Acesso em 05/12/2018.
- [2] J. Schukraft, “QM2017: Status and Key open Questions in Ultra-Relativistic Heavy-Ion Physics”, *Nucl. Phys.*, vol. A967, pp. 1–10, 2017. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2017.05.036. arXiv: 1705.02646 [hep-ex].
- [3] J. L. Nagle e W. A. Zajc, “Small System Collectivity in Relativistic Hadronic and Nuclear Collisions”, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, vol. 68, pp. 211–235, 2018. DOI: 10.1146/annurev-nucl-101916-123209. arXiv: 1801.03477 [nucl-ex].
- [4] M. L. Miller, K. Reygers, S. J. Sanders e P. Steinberg, “Glauber modeling in high energy nuclear collisions”, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, vol. 57, pp. 205–243, 2007. DOI: 10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020. arXiv: nucl-ex/0701025 [nucl-ex].
- [5] C. Loizides, J. Kamin e D. d’Enterria, “Improved Monte Carlo Glauber predictions at present and future nuclear colliders”, *Phys. Rev.*, vol. C97, n.º 5, p. 054910, 2018. DOI: 10.1103/PhysRevC.97.054910. arXiv: 1710.07098 [nucl-ex].
- [6] F. Arleo et al., “Hard probes in heavy-ion collisions at the LHC: Photon physics in heavy ion collisions at the LHC”, 2004. arXiv: hep-ph/0311131 [hep-ph].
- [7] B. Abelev et al., “Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE”, *Phys. Rev.*, vol. C88, n.º 4, p. 044909, 2013. DOI: 10.1103/PhysRevC.88.044909. arXiv: 1301.4361 [nucl-ex].
- [8] J. S. Moreland, J. E. Bernhard, W. Ke e S. A. Bass, “Flow in small and large quark-gluon plasma droplets: the role of nucleon substructure”, *Nucl. Phys.*, vol. A967, pp. 361–364, 2017. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2017.05.054. arXiv: 1704.04486 [nucl-th].
- [9] J. S. Moreland, J. E. Bernhard e S. A. Bass, “Alternative ansatz to wounded nucleon and binary collision scaling in high-energy nuclear collisions”, *Phys. Rev.*, vol. C92, n.º 1, p. 011901, 2015. DOI: 10.1103/PhysRevC.92.011901. arXiv: 1412.4708 [nucl-th].

- [10] B. Schenke, P. Tribedy e R. Venugopalan, “Fluctuating Glasma initial conditions and flow in heavy ion collisions”, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, p. 252301, 2012. DOI: 10.1103/PhysRevLett.108.252301. arXiv: 1202.6646 [nucl-th].
- [11] K. J. Eskola, K. Kajantie, P. V. Ruuskanen e K. Tuominen, “Scaling of transverse energies and multiplicities with atomic number and energy in ultrarelativistic nuclear collisions”, *Nucl. Phys.*, vol. B570, pp. 379–389, 2000. DOI: 10.1016/S0550-3213(99)00720-8. arXiv: hep-ph/9909456 [hep-ph].
- [12] H.-J. Drescher, A. Dumitru, A. Hayashigaki e Y. Nara, “The Eccentricity in heavy-ion collisions from color glass condensate initial conditions”, *Phys. Rev.*, vol. C74, p. 044905, 2006. DOI: 10.1103/PhysRevC.74.044905. arXiv: nucl-th/0605012 [nucl-th].
- [13] T. Pierog, I. Karpenko, J. M. Katzy, E. Yatsenko e K. Werner, “EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider”, *Phys. Rev.*, vol. C92, n.º 3, p. 034906, 2015. DOI: 10.1103/PhysRevC.92.034906. arXiv: 1306.0121 [hep-ph].
- [14] “Centrality determination in heavy ion collisions”, ago. de 2018. endereço: <http://cds.cern.ch/record/2636623>.
- [15] H. De Vries, C. W. De Jager e C. De Vries, “Nuclear charge and magnetization density distribution parameters from elastic electron scattering”, *Atom. Data Nucl. Data Tabl.*, vol. 36, pp. 495–536, 1987. DOI: 10.1016/0092-640X(87)90013-1.
- [16] D. d'Enterria, G. K. Eyyubova, V. L. Korotkikh, I. P. Loktin, S. V. Petrushanko, L. I. Sarycheva e A. M. Snigirev, “Estimates of hadron azimuthal anisotropy from multiparton interactions in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 14$ TeV”, *Eur. Phys. J.*, vol. C66, pp. 173–185, 2010. DOI: 10.1140/epjc/s10052-009-1232-7. arXiv: 0910.3029 [hep-ph].
- [17] M. Strickland, “Small system studies: A theory overview”, em *27th International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Quark Matter 2018) Venice, Italy, May 14-19, 2018*, 2018. arXiv: 1807.07191 [nucl-th].
- [18] S. Acharya et al., “Event-shape and multiplicity dependence of freeze-out radii in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, 2019. arXiv: 1901.05518 [nucl-ex].

- [19] B. Abelev et al., “ J/ψ Production as a Function of Charged Particle Multiplicity in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ ”, *Phys. Lett.*, vol. B712, pp. 165–175, 2012. DOI: 10.1016/j.physletb.2012.04.052. arXiv: 1202.2816 [hep-ex].