



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CENTRO DE FÍSICA E MATEMÁTICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Bruna de Oliveira Stahlhöfer

**Espalhamento duplo de pártons em colisões ultraperiféricas
envolvendo fótons do alvo**

Florianópolis
2025

Bruna de Oliveira Stahlhöfer

**Espalhamento duplo de pártons em colisões ultraperiféricas
envolvendo fótons do alvo**

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Catarina para a obtenção do título de doutor em física.
Orientador: Prof. Emmanuel Gräve de Oliveira, Dr.

Ficha catalográfica gerada por meio de sistema automatizado gerenciado pela BU/UFSC.
Dados inseridos pelo próprio autor.

Stahlhöfer, Bruna
Espalhamento duplo de pártons em colisões
ultraperiféricas envolvendo fótons do alvo / Bruna
Stahlhöfer ; orientador, Emmanuel de Oliveira, 2025.
94 p.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa
Catarina, Centro de Ciências Físicas e Matemáticas,
Programa de Pós-Graduação em Física, Florianópolis, 2025.

Inclui referências.

1. Física. 2. Colisão ultraperiférica . 3. Duplo
espalhamento partônico. I. de Oliveira, Emmanuel. II.
Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós
Graduação em Física. III. Título.

Bruna de Oliveira Stahlhöfer

**Espalhamento duplo de pártons em colisões ultraperiféricas
envolvendo fótons do alvo**

O presente trabalho em nível de [doutorado] foi avaliado e aprovado por banca examinadora composta pelos seguintes membros:

Prof.(a) Carlos Bertulani, Dr(a).
ETAMU

Prof.(a) Cristiane Jahnke Fiorini da Silva, Dr(a).
UNICAMP

Prof.(a) Pawel Klimas, Dr(a).
UFSC

Certificamos que esta é a **versão original e final** do trabalho de conclusão que foi julgado adequado para obtenção do título de doutor em física.



Documento assinado digitalmente
Natalia Vale Asari
Data: 02/12/2025 14:59:54-0300
CPF: ***.497.091-**
Verifique as assinaturas em <https://v.ufsc.br>

Coordenação do Programa de Pós-Graduação



Documento assinado digitalmente
EMMANUEL GRAVE DE OLIVEIRA
Data: 03/12/2025 17:56:00-0300
CPF: ***.765.300-**
Verifique as assinaturas em <https://v.ufsc.br>

Prof. Emmanuel Gräve de Oliveira, Dr.
Orientador

Florianópolis, 2025.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente, gostaria de agradecer ao meu orientador, Emmanuel, pelos ensinamentos, pelas inúmeras discussões sobre físicas, pelo suporte durante a escrita desta tese e pela oportunidade de participar de dois projetos incríveis que me propiciaram um grande aprendizado.

Gostaria de agradecer também aos meus colegas de trabalho, em especial ao Edgar que colaborou comigo nos dois principais projetos dos quais fiz parte. Estendo meu agradecimento ao professor Roman que, em sua estadia como professor visitante, colaborou em um dos projetos em que trabalhei e ministrou cursos importantes para minha formação.

Deixo meu agradecimento à CAPES: O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior — Brasil (CAPES) — Código de Financiamento 001. Agradeço igualmente ao Programa de Pós-graduação em Física da UFSC (PPGFSC), ao INCT-FNA, ao CNPq e à FAPESC pelo suporte institucional.

Gostaria de agradecer aos meus familiares por todo o apoio recebido. Em especial, ao meu pai, Bruno, e à minha mãe, Cladis Regina. Também à minha tia Luciane e ao meu tio Cláudio Roberto, pelo suporte e incentivo.

Por fim, agradeço às minhas amigas Lídia e Cássia por estarem ao meu lado durante essa jornada de doutoramento.

*"The cave you fear to enter holds the treasure you seek".
(Campbell, 1990)*

RESUMO

Neste trabalho estudaremos o duplo espalhamento partônico (DPS) em colisão ultraperiférica (UPC). Com algumas ferramentas essenciais da física de altas energias em mãos, faremos uma breve revisão sobre colisões ultraperiféricas, incluindo o método de Weizsäcker–Williams para obter o fluxo de fótons dos hádrons colidentes. Especificamente, obteremos expressões para o próton e para o núcleo, além de obtermos suas distribuições de glúons, em parâmetro de impacto. Revisaremos, brevemente, o que sabemos sobre DPS em colisões centrais e veremos, em especial, como trabalhar esse tipo de espalhamento em UPCs. A partir de tais investigações, vamos propor duas produções: a de $c\bar{c}l\bar{l}$ em colisão núcleo–núcleo (AA) e a de $J/\psi\mu^+\mu^-$ em colisão núcleo–próton Ap . Para estas, vamos explorar as distribuições de fótons dos alvos, ou seja, núcleo e próton, respectivamente. Também, vamos construir uma “Fórmula de Bolso” para cada proposta, definindo uma seção de choque efetiva e calculando a produção DPS para os estados finais em questão. Medidas futuras dos observáveis propostos contribuirão para o entendimento da estrutura dos hádrons, principalmente das possíveis correlações entre fótons e glúons.

Palavras-chave: Colisões ultraperiféricas. Duplo espalhamento de pártons. Seção de choque efetiva.

ABSTRACT

In this work, we study double parton scattering (DPS) in ultraperipheral collisions (UPCs). With some essential tools from high-energy physics at hand, we first provide a brief review of ultraperipheral collisions, including the Weizsäcker–Williams method to obtain the photon flux from the colliding hadrons. Specifically, we derive expressions for the proton and for the nucleus, as well as their gluon distributions in impact parameter space. We then briefly review what is known about DPS in central collisions and, in particular, how to address this type of scattering in UPCs. Based on these considerations, we propose two production processes: $c\bar{c}l\bar{l}$ in nucleus–nucleus (AA) collisions and $J/\psi\mu^+\mu^-$ in nucleus–proton (Ap) collisions. For these cases, we explore the photon distributions of the target, i.e., the nucleus and the proton, respectively. Furthermore, we construct a “Pocket Formula” for each proposal, defining an effective cross section and calculating the DPS production for the corresponding final states. Future measurements of the proposed observables will contribute to the understanding of hadron structure, especially of the possible correlations between photons and gluons.

Keywords: Double parton scattering. ultraperipheral collisions. Effective cross section.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	10
2	COLISÃO ULTRARRELATIVÍSTICA E ULTRAPERIFÉRICA DE ÍONS PESADOS	24
2.1	APROXIMAÇÃO DE FÓTONS EQUIVALENTES	24
2.1.1	Weizsäcker–Williams para uma carga puntual	25
2.1.2	Weizsäcker–Williams de uma distribuição de cargas	27
2.2	DISTRIBUIÇÃO REALÍSTICA DE CARGAS PARA O NÚCLEO	30
2.3	FÓTONS INELÁSTICOS	32
2.4	DISTRIBUIÇÃO DE GLÚONS DO NÚCLEO	33
2.5	FLUXO DE FÓTONS VINDOS DO PRÓTON	34
3	DUPLO ESPALHAMENTO PARTÔNICO	38
3.1	DPS EM COLISÕES CENTRAIS	38
3.1.1	Fórmula de bolso	39
3.1.2	Seção de choque efetiva	40
3.1.3	Contribuições de SPS	41
3.2	DPS EM COLISÕES ULTRAPERIFÉRICAS	44
3.2.1	Produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via DPS em UPCs pA	45
3.2.2	Produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via DPS em UPCs AA	50
4	PRODUÇÃO DE $c\bar{c}l\bar{l}$ ATRAVÉS DE MECANISMO DPS EM UPCS DE NÚCLEOS PESADOS	54
4.1	FLUXO DE FÓTONS E GLÚON	55
4.2	PRODUÇÃO SPS DE DILÉPTON	56
4.3	PRODUÇÃO SPS DE $c\bar{c}$	59
4.4	SEÇÃO DE CHOQUE DA PRODUÇÃO DPS	61
4.5	RESULTADOS	63
5	EXPLORANDO A PRODUÇÃO EXCLUSIVA DE DIMÚON ASSO-CIADA COM J/ψ DISSOCIATIVO EM COLISÕES A_p ULTRAPE-RIFÉRICAS VIA DPS.	66
5.1	FLUXO DE FÓTONS E DISTRIBUIÇÃO DE GLÚONS	67
5.2	PRODUÇÃO SPS DE J/ψ DISSOCIATIVO E INELÁSTICO EM A_p UPC	68
5.2.1	Modelo de Evaporação de Cor	69
5.2.2	CEM aplicado ao caso dissociativo	70
5.2.3	Seção de choque SPS da produção de J/ψ inelástico e dissociativo	71
5.3	PRODUÇÃO EXCLUSIVA DE DIMÚON EM A_p UPC	73
5.4	SEÇÃO DE CHOQUE EFETIVA	75
5.5	PRODUÇÃO DE $J/\psi + \mu^- \mu^+$ EM UPC A_p COM DISSOCIAÇÃO DO PRÓTON VIA DPS	77

5.6	CONCLUSÕES	78
6	CONSIDERAÇÕES FINAIS	81
	REFERÊNCIAS	85
	APÊNDICE A – VIRTUALIDADE DO FÓTON	94

1 INTRODUÇÃO

Esta tese tem por principal objetivo explorar a dupla distribuição de pártons em colisões ultraperiféricas através da produção de dois principais observáveis: $c\bar{c}l\bar{l}$ em colisão núcleo–núcleo [1] e $J/\psi\mu^-\mu^+$ em colisão núcleo–próton [2]. Para entendermos o que foi feito nestes trabalhos, vamos explorar brevemente o que sabemos sobre duplo espalhamento, colisões ultraperiféricas, bem como, duplo espalhamento aplicado em colisões ultraperiféricas. Além disto, precisaremos de alguns elementos básicos a respeito da física que estamos aplicando ao longo de todo este trabalho. Vamos, neste capítulo introdutório, tratar destes elementos.

Uma pergunta fundamental que podemos fazer dentro da física é “do que o universo é feito em sua forma mais elementar?” Esta pergunta nos leva a investigar as partículas fundamentais da natureza, sejam já conhecidas ou não, e, conseqüentemente, nos direciona a uma outra pergunta fundamental: como estas partículas interagem? O ramo da física dedicado a estudar as partículas fundamentais da natureza e suas interações é o da Física de Partículas Elementares (FPE). Esta área da física nos coloca em um regime de velocidades relativísticas, menores tamanhos e, por conseguinte, altas energias, o que implica no uso da Teoria Quântica de Campos (TQC).

O modelo para descrever as partículas fundamentais e suas interações, em concordância com a QFT, que vamos usar ao longo deste trabalho é o, amplamente aceito, Modelo Padrão (SM). Neste, as forças fundamentais — forte, eletromagnética e fraca — são mediadas por bósons de calibre: glúons (g), fótons (γ) e bósons $W^\pm$ e Z . Os bósons $W^\pm$ e Z juntamente com os fótons, ainda podem ser reunidos na teoria eletrofraca [3, 4, 5]. Também, temos o bóson escalar de Higgs responsável pelo mecanismo de quebra espontânea de simetria de isospin da teoria eletrofraca fazendo com que os bósons $W^\pm$ e Z adquiram massa. O bóson de Higgs também se acopla com outras partículas do modelo padrão gerando-lhes alguma massa.

Todos os bósons possuem spin inteiro e as partículas com spin semi-inteiro são os férmions. Estes, quando portadores de carga de cor, são chamados de quarks [6], possuem carga eletromagnética fracionária e existem em seis variedades chamadas de sabores. Já as partículas de spin semi-inteiro e que não interagem por meio da força forte são ditos léptons. Dentre eles, temos os léptons carregados (elétron, tau e múon) e os neutrinos do elétron, do tau e do múon, que não têm carga elétrica.

O quadro completo das partículas fundamentais que compõem o modelo padrão pode ser visto na Fig. 1. Ainda temos a força gravitacional, dentre as quatro forças elementares da natureza, que não está inclusa dentro do modelo padrão. Esta é descrita pela teoria da relatividade geral e caso fosse incorporada ao modelo padrão, aos moldes da teoria de campos, teríamos um bóson adicional intermediador da gravidade, o gráviton. Porém, este ainda mora no campo especulativo e não se tem evidências experimentais do mesmo.

Estas partículas fundamentais podem estar “agrupadas” em estados ligados e interagindo através da força forte. A estes estados ligados denominamos hádrons. Se o hádron for

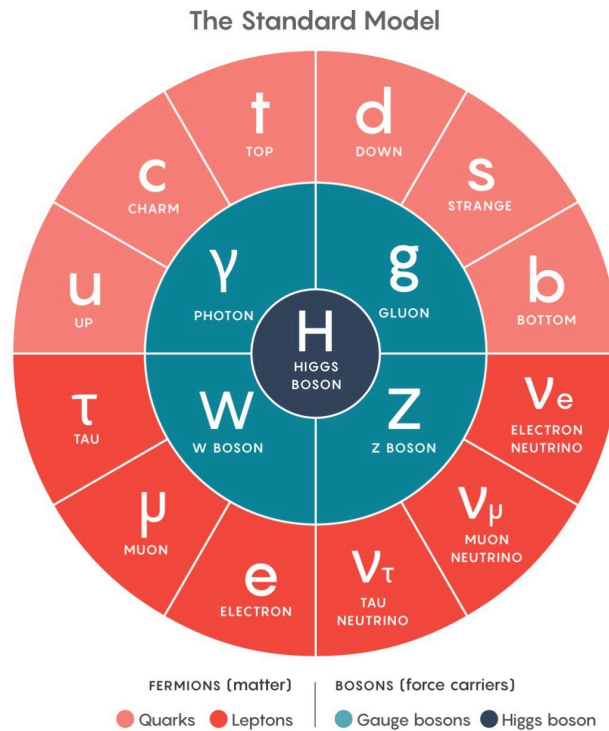


Figura 1 – Esquema ilustrativo do modelo padrão composto pelas partículas fundamentais agrupadas de acordo o spin - valor inteiro para os bósons, cor azul claro para os bósons de calibre, azul escuro para o bóson de Higgs escalar; valor de spin semi-inteiro para os férmions, em vermelho. Estes ainda estão classificados de acordo com sua carga elétrica - vermelho claro para os quarks, com carga elétrica semiinteira e portadores da carga de cor; vermelho escuro para os léptons, portadores de carga elétrica inteira. Retirado de symmetrymagazine.org.

um estado fermiônico de spin semi-inteiro, formado por três quarks de valência, chamamos de bárion. É o caso do próton e do nêutron, também chamados de nucleons. Caso o hádron seja um estado bosônico de spin inteiro, formado por um par quark-antiquark, o denominamos méson [16].

Em especial, a interação forte apresenta vários problemas em aberto, como o confinamento de cor [7, 8], a formação de plasma de quarks e glúons [9] e o diagrama de fases da cromodinâmica quântica (QCD) [10]. Grande parte das dificuldades na QCD vêm do fato dos glúons interagirem com eles mesmos, reflexo da cromodinâmica quântica ser uma teoria de calibre não-abeliana. Embora seja uma teoria renormalizável, da mesma forma que a eletrodinâmica quântica (QED) é renormalizável, o parâmetro de acoplamento da QCD ($\alpha_s(\mu_R)$) a uma escala de renormalização μ_R cresce à medida que a escala de energia diminui [11], ao contrário da QED.

Podemos compreender melhor esse comportamento se olharmos para a equação do grupo de renormalização (RGE) que nos diz como o parâmetro de acoplamento varia com a

escala de energia:

$$\mu_R^2 \frac{\alpha_s(\mu_R)}{d\mu_R^2} = \beta(\alpha_s) = -(b_0\alpha_s^2 + b_1\alpha_s^3 + b_2\alpha_s^4 + \dots), \quad (1.1)$$

com $\alpha_s \equiv \alpha_s(\mu_R)$. Os coeficientes $(b_0, b_1, \dots)$ dependem do número de sabores (n_f) e dos operadores de Casimir, C_F , C_A e T_R , associados à possibilidade de um quark emitir um glúon, um glúon emitir outro glúon ou de um glúon se desdobrar em um par $q\bar{q}$, respectivamente. Além disso, a partir do coeficiente b_1 , seus valores passam a depender do esquema de renormalização adotado que, comumente, é o esquema de “subtração mínima modificado” ($\overline{\text{MS}}$) [12].

A equação (1.1) se trata de uma série em potências de $\alpha_s(\mu_R)$ nas quais cada termo refere-se a uma ordem em teoria quântica de campos perturbativa, em outras palavras, temos diagramas de um laço, dois laços, etc... Se quisermos, portanto, estimar o valor de α_s até determinada ordem, devemos truncar a série e resolver a equação diferencial. Porém, devemos garantir que estamos trabalhando em um regime de energia em que a teoria de perturbação seja válida. Para vermos esse problema em um gráfico vamos fixar o parâmetro de acoplamento no ponto $\alpha_s(m_Z^2)$, sendo m_Z a massa do bóson Z e ajustar os valores de $\alpha_s(Q^2)$ aos medidos experimentalmente. O resultado pode ser conferido na Fig. 2. O comportamento para grandes escalas é chamado de liberdade assintótica, quando a interação tende a zero [13] e os quarks e glúons podem ser considerados como partículas livres. Para pequenas escalas, vemos que o parâmetro de acoplamento cresce e pode quebrar a expansão perturbativa. Nessa região também está o confinamento de cor, quando, a baixas energias, os quarks e glúons estão confinados em hádrons brancos, estes detectados experimentalmente.

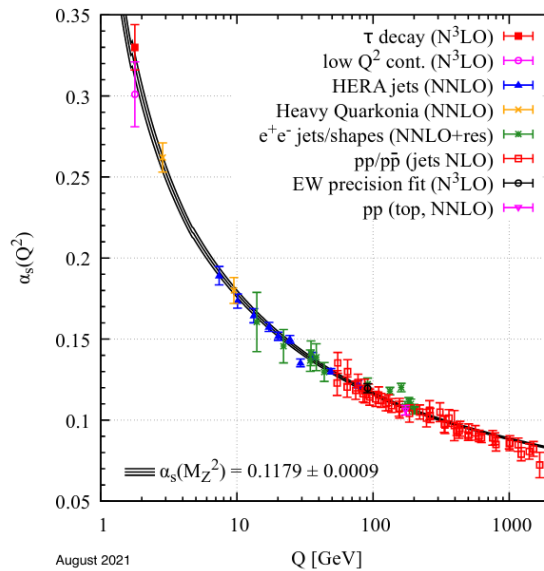


Figura 2 – Medidas de α_s a partir de experimentos com diferentes observáveis medidas em variadas ordens de perturbação [32].

É possível usar como escala de referência um parâmetro Λ_{QCD} conhecido como “escala da QCD” definido como uma constante de integração de α_s . A solução da equação (1.1), em

ordem dominante, fica [33]:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b_0 \ln(Q^2/\Lambda_{\text{QCD}}^2)}, \quad (1.2)$$

onde Λ_{QCD} , segundo essa definição, vale em torno de 200 MeV. Não faz parte do escopo do trabalho detalhar o formalismo matemático de Yang–Mills aplicado à teoria quântica de campos para descrever a física do modelo padrão nem adentrar no formalismo da teoria de calibre não-abeliana da QCD [14]. Um resumo histórico mais detalhado sobre a construção do modelo padrão pode ser visto em [15].

Falamos um pouco sobre o modelo padrão e, brevemente, sobre o que ele diz a respeito das interações fundamentais. Uma pergunta que podemos nos fazer agora é “qual maneira que dispomos, experimentalmente, de testá-las?” Para termos uma noção da energia necessária para alcançarmos uma resolução espacial na ordem de 10^{-15} m (1 fermi), que é a ordem de grandeza do tamanho do núcleo atômico, lembramos que o princípio da incerteza nos diz que $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$. Para uma partícula sem massa (ou virtualidade) como o fóton ou com massa mas ultrarrelativística, $cp \approx E$. A partir de agora, vamos adotar o sistema de unidades naturais, no qual $c = \hbar = 1$ e 1 fermi é equivalente a $1/0.197 \text{ GeV}^{-1}$. Portanto, podemos escrever $E \approx 1/\Delta x$ e concluímos que para atingir uma escala de tamanho tão pequena quanto na ordem de 1 fermi ou menos, precisamos de uma energia, no mínimo, na ordem de centenas de MeV ($\approx 200 \text{ MeV}$). Para completar nossas convenções, vamos adotar a métrica com assinatura $(+, -, -, -)$. Ainda especificamos o quadrimomento da partícula $p^\mu = (p^0, \mathbf{p})$ que, na camada de massa, resulta em $m^2 = p \cdot p = p^\mu p_\mu = E^2 - \mathbf{p}^2$.

Uma forma de acelerar partículas até grandes energias é submetê-las a um acelerador linear (LINAC), já conhecido desde os anos 20. Outra maneira, é usando um acelerador circular ciclotron idealizado pelo ganhador do prêmio Nobel de 1939, Ernest O. Lawrence. Neste acelerador, o feixe de partículas carregadas traça uma trajetória circular ao ser submetido a um campo magnético uniforme estático. A cada volta as partículas são aceleradas em cavidades sujeitas a um campo elétrico oscilante que mantém a frequência em fase com a frequência de rotação das partículas, desde que estas partículas não estejam a velocidades relativísticas. Um dos problemas de utilizar este último acelerador na física de altas energias é que quando as partículas atingem velocidades relativísticas, a frequência de rotação passa a depender da velocidade das mesmas fazendo com que saia de fase com relação a frequência constante de oscilação do campo elétrico, o que faz com que acelerem menos a cada volta.

Um jeito de contornar este problema é com um acelerador síncrotron, proposto em 1944/45 [17]. Neste, o campo magnético aumenta conforme a velocidade das partículas aumenta, de forma a manter o raio da trajetória constante. Além disso, a frequência de oscilação do campo elétrico deve aumentar conforme a velocidade dos feixes se aproxima da velocidade da luz.

Uma característica que deve ser destacada destes aceleradores circulares é que, por acelerarem partículas a velocidades relativísticas e em trajetórias circulares, estas partículas

perdem energia por radiação. Para os propósitos da física de partículas, a potência de energia perdida deve ser minimizada. Como esta potência depende inversamente do quadrado do raio da trajetória e também inversamente da quarta potência da massa, uma forma de minimizar a perda é construir aceleradores com grandes raios. Além disso, partículas mais pesadas, por exemplo, o próton em comparação com o elétron, também terão menos perdas.

Outra escolha a ser feita é com relação ao tipo de colisão a ser realizada. Os primeiros aceleradores colidiam um feixe de partículas contra um alvo fixo, o que pode ser vantajoso a depender dos objetivos. Porém, em relação à energia alcançada, esta será maior se dois feixes de partículas forem acelerados em direções opostas e colididos em pontos específicos do acelerador.

É claro que a energia das partículas depende do referencial. Em colisões de partículas, é conveniente então definir o invariante $s = (p_1 + p_2)^2$, conhecido como o quadrado da energia no referencial de centro de massa. Nesse referencial, vale $\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 = 0$ e então $s = (E_1 + E_2)^2$. Ele pode ser calculado em qualquer referencial com a fórmula: $s = 2E_1E_2 + m_1^2 + m_2^2 - 2 \cos \theta \sqrt{E_1^2 - m_1^2} \sqrt{E_2^2 - m_2^2}$. Em um exemplo simples, prótons com 1 TeV colidindo contra prótons fixos atingiriam uma energia de aproximadamente $\sqrt{s} = 43$ GeV. No caso de um colisor verdadeiro em que ambos os prótons são acelerados a 1 TeV, temos $\sqrt{s} = 2$ TeV. Concluímos que uma colisão entre partículas em sentidos contrários gera uma energia de centro de massa muito maior do que entre uma partícula e um alvo fixo. O primeiro colisor de hádrons foi construído pelo CERN e começou a operar em 1971, alcançando uma energia de centro de massa de 62 GeV. Mais detalhes sobre o contexto histórico de aceleradores de partículas pode ser conferido em [18].

Visto estas características, voltamos para a questão de quais partículas queremos acelerar. Atualmente, o maior colisor de partículas em funcionamento, é o LHC (*Large Hadron Collider*), cujo nome já nos fornece uma pista do que realmente está sendo colidido: hádrons. As colisões realizadas neste colisor envolvem próton–próton, próton–núcleo e núcleo–núcleo. Pertencente ao CERN, este colisor está situado no subsolo a 100 m da superfície e possui um anel de 27 km de circunferência. Além disso, possui quatro pontos de colisão onde estão localizados seus quatro experimentos: ALICE [19], ATLAS [20], CMS [21] e LHCb [22]. Colisões no LHC podem alcançar energias de centro de massa de até 13 TeV, no caso próton–próton (pp), e, tipicamente, 8.16 TeV no caso de próton–núcleo (pA) e 5.02 TeV no caso de núcleo–núcleo (AA).

Outro acelerador que será importante para este trabalho é o HERA (*Hadron–Electron Ring Accelerator*) [23] que colidia lépton–hádron. Como vimos, pelo fato do lépton ser mais leve, há mais perda de energia por radiação síncrotron e, portanto, sua energia de centro de massa não é tão alta — em torno de 320 GeV. Embora, não alcance energias tão altas quanto o LHC, este colisor consegue cobrir diferentes regiões cinemáticas. Este possui quatro pontos de colisão relacionados a quatro diferentes experimentos, por exemplo, ZEUS e H1 [24]. O colisor elétron–próton tem resultados mais simples quando comparado com o próton–próton e

assim torna-se uma ferramenta valiosa para o estudo da estrutura do próton.

Com esta breve discussão sobre experimentos em física de altas energia, podemos perceber que se queremos estudar, por exemplo, a interação forte, não basta sabermos apenas como esta se dá a nível de quarks e glúons. Precisamos, também, entender a interação hadrônica associada ao fenômeno específico que queremos explorar. Por exemplo, se estamos estudando uma interação que envolve colisão de próton, podemos nos perguntar “qual a descrição do próton em termos de seus constituintes, quarks e glúons?”. Precisamos ainda, saber se vamos conseguir sondar seus constituintes ou não, a depender do momento transferido pela partícula que escolhemos para ser espalhada com o próton. Um exemplo, é espalhar um elétron com um próton por intermédio de um fóton virtual.

No caso de grande momento transferido pelo fóton, precisamos considerar que o próton pode se quebrar ou passar a um estado excitado. Podemos seguir por este caminho e sermos levados ao espalhamento profundamente inelástico. Neste caso, idealmente, o comportamento deste espalhamento entre o projétil e o próton-alvo é o mesmo que um espalhamento elástico entre o projétil e um quark (uma partícula livre sem estrutura) deste próton. Outro caminho é nos perguntarmos sobre a estrutura do próton em si. Nesta direção, podemos explorar a distribuição de carga do próton e seus fatores de forma. Como estes serão bastante explorados neste trabalho, vamos tratar deste caminho primeiro.

Uma maneira eficiente de sondar uma distribuição de cargas é a partir de seu espalhamento elástico com um elétron. No caso sem spin, podemos obter uma seção de choque diferencial no ângulo sólido, $d\sigma/d\Omega$, para o espalhamento de um elétron, com momento inicial k_i e final k_f , como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_{\text{puntual}}}{d\Omega} |F(\mathbf{q})|^2. \quad (1.3)$$

Assim, podemos dizer que a seção de choque se dá pelo espalhamento entre o elétron e uma carga puntual multiplicado pelo fator de forma $F(\mathbf{q})$, onde q é o momento transferido pelo elétron ao alvo, $q = k_i - k_f$. Se medirmos a seção de choque, a partir dos ângulos de espalhamento do elétron detectados em um detector, podemos determinar, experimentalmente, o fator de forma de uma distribuição de carga.

Destacamos que o observável é o fator de forma dependente do momento transferido. Podemos tentar entendê-lo como uma distribuição, em espaço de posição, de carga estática, sem spin e normalizada:

$$\int d^3\mathbf{x} \rho(\mathbf{x}) = 1. \quad (1.4)$$

Neste caso, o fator de forma, não relativístico, é simplesmente a transformada de Fourier da equação acima:

$$F(\mathbf{q}) = \int \rho(\mathbf{x}) e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{x}} d^3x. \quad (1.5)$$

Se considerarmos uma distribuição simetricamente esférica, para ângulos de espalhamento pequenos e assumindo que a função de estrutura está normalizada à unidade, $F(0) = 1$, podemos expandir a exponencial da equação acima. Sendo assim, obtemos:

$$F(\mathbf{q}) = \int \rho(|\mathbf{x}|) \left(1 - i\mathbf{q} \cdot \mathbf{x} - \frac{(\mathbf{q} \cdot \mathbf{x})^2}{2} \right) d^3x = 1 + 0 - \frac{|\mathbf{q}|^2 \langle r^2 \rangle}{6}. \quad (1.6)$$

Assim, para pequeno momento transferido, é relevante o raio quadrático médio da densidade de carga, $\langle r^2 \rangle$.

Acima, consideramos apenas uma densidade de carga estática e sem spin. Ainda não associamos esse fator de forma, tampouco essa distribuição de carga, a um próton, o que se deve a dois fatores. Em primeiro lugar, o próton tem spin e se comporta como um dipolo magnético; portanto, além de um raio de carga elétrica, existe também um “raio magnético”.

O segundo fator é que as considerações acima são não relativísticas. Ao espalharmos um próton por um elétron, por exemplo, o momento transferido altera também a energia final do próton-alvo, causando-lhe um recuo. Isso compromete a interpretação física do fator de forma em termos de sua componente conjugada de posição. Além disso, o fator de forma torna-se dependente do referencial.

Esse recuo sofrido pelo alvo ocorre também no espalhamento entre elétron e múon. Uma equação conhecida para a seção de choque diferencial em ângulo sólido é a seção de choque de Mott [25], que apresenta um termo referente ao espalhamento de Rutherford (entre duas partículas escalares) e outro que leva em conta os elementos de matriz de um espalhamento entre dois férmions. No referencial de laboratório, em comparação com o espalhamento no referencial de centro de massa, a seção de choque ganha um termo adicional associado à correção de recuo do múon-alvo. Não vamos entrar nos detalhes de cálculo, por simplicidade, mas este termo de correção é proporcional à razão entre a massa do múon e a energia inicial do elétron. No caso de a energia ser muito pequena se comparada com a massa do múon, o termo de correção vai a zero e o fenômeno de recuo é desprezível.

Analogamente, podemos escrever a seção de choque para o espalhamento entre elétron e próton, porém, levando em conta que este tem estrutura — não temos informação desta estrutura em termos de constituintes elementares — mas encapsulamos tudo no que chamamos de fator de forma, como na Eq. (1.3). Uma partícula de spin 1/2 tem dois fatores de forma independentes, que multiplicam os termos de Dirac e Pauli na corrente de transição eletromagnética J^μ . A seção de choque fica:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{lab}} = \underbrace{\left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \right)}_{\text{Mott}} \frac{E'}{E} \left\{ \left(F_1^2 - \frac{\kappa^2 q^2}{4M^2} F_2^2 \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} (F_1 + \kappa F_2)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}, \quad (1.7)$$

com $\kappa = 1.79$ sendo o momento magnético anômalo do próton. Vemos que a expressão depende da energia inicial e final do elétron E e E' , respectivamente. Também, depende do ângulo θ de espalhamento, do momento transferido ao próton pelo fóton virtual q^2 e da massa

M do próton. Já a massa do elétron foi desprezada. Ainda podemos identificar o primeiro termo da expressão como a seção de choque de Mott composta pelo termo referente ao espalhamento de Rutherford e pelo termo gerado pelo recuo do próton E/E' . Esta expressão é conhecida como seção de choque de Rosenbluth [26].

Podemos fazer uma combinação linear dos fatores de forma e escrevê-los como:

$$\begin{aligned} G_E &\equiv F_1 + \frac{\kappa q^2}{4M^2} F_2, \\ G_M &\equiv F_1 + \kappa F_2. \end{aligned} \quad (1.8)$$

Os fatores acima são conhecidos como fatores de forma de Sachs. A seção de choque escrita em termos destes fatores elimina os termos cruzados e depende apenas dos quadrados dos fatores:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{lab}} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \frac{E'}{E} \left(\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2\tau G_M^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right), \quad (1.9)$$

com $\tau \equiv -q^2/4M^2$.

Gostaríamos de associar os fatores de forma, de alguma maneira, com a distribuição de carga elétrica e magnética do próton. Porém, mencionamos o problema do recuo sofrido pelo próton e de como essa interpretação fica comprometida, nesse caso. Para contornar o problema, temos o referencial de Breit onde o trimomento inicial mais o final do próton é igual a zero. Ou seja, não há transferência de energia para o próton neste referencial, apenas o sentido das componentes espaciais do momento é alterado.

Eles são normalizados de maneira que $G_E(q^2) = 1$ e $G_M(q^2) = \mu_p$, com $\mu_p = 2.79$ sendo o momento magnético do próton. No referencial de Breit, foi demonstrado em [27] que a transformada de Fourier destes fatores é de fato a distribuição espacial de carga e de magnetização do próton. Há algumas discussões a cerca desta interpretação como podemos ver na Ref. [28].

A partir desta expressão, os experimentais aplicam um método chamado de “separação de Rosenbluth”, variando o ângulo de espalhamento e a energia inicial do elétron, mas mantendo Q^2 constante, para determinar valores experimentais dos fatores de forma de Sachs. Na Fig. 3 vemos um ajuste aos dados experimentais para a razão de G_E e G_M . Uma discussão mais detalhada sobre diferentes métodos para obter, experimentalmente, os fatores de forma, bem como o raio, do próton pode ser encontrada em [30]. As parametrizações usadas para G_E e G_M na normalização da Fig 3 serão explicitadas no Cap. 2, onde exploraremos com mais detalhes os fatores de forma do próton. Parte desta discussão e outros aspectos relacionados com o tema podem ser encontrados em [31].

Passamos agora para o outro caminho citado previamente. Este é o que nos leva a descrever o próton em termos de seus constituintes. Neste caso, o momento transferido é grande, o próton dissocia e podemos explorar este caminho a partir do espalhamento profundamente inelástico. Vamos falar brevemente sobre ele apenas para fins de entendermos as funções de estrutura do próton.

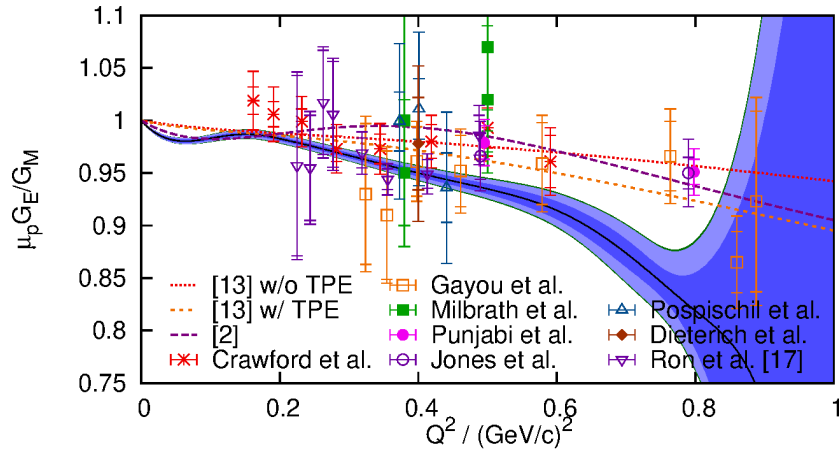


Figura 3 – Os fatores de forma G_E e G_M normalizados para o dipolo padrão e G_E/G_M como função de Q^2 . Linha preta: melhor ajuste aos dados, área azul: faixa de confiança pontual estatística de 68%, área azul-clara: erro sistemático experimental, faixa externa verde: variação da correção de Coulomb em $\pm 50\%$. Os dados experimentais são de diferentes fontes e experimentos [29].

Vamos olhar para a função de estrutura do próton associada ao processo de espalhamento profundamente inelástico (DIS) entre lépton e próton como pode ser observado na Fig. 4. Na cinemática do DIS, o lépton carrega momento k , o fóton virtual carrega momento

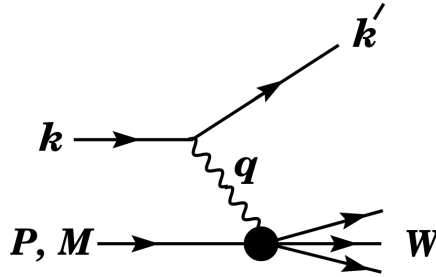


Figura 4 – Processo $lp \rightarrow lX$. Figura retirada de [32].

$q = k - k'$, sendo k' o momento final do lépton. O próton carrega momento quadrático $P^2 = M^2$, onde M^2 é massa do próton ao quadrado e a massa do seu estado final é denominada genericamente de W . O momento quadrático transferido carregado pelo fóton q^2 , no caso do espalhamento profundamente inelástico, é a própria virtualidade do fóton, de forma que definimos $Q^2 = -q^2$. A energia perdida pelo lépton, no referencial de repouso do alvo, é dada por $\nu = P \cdot q / M$ e $x = \frac{Q^2}{2\nu}$ é chamado de x de Bjorken. No modelo de pártons e em ordem dominante, este também é a fração de momento do próton carregada pelo párton. Por último, podemos definir ainda a inelasticidade $y = \frac{q \cdot P}{k \cdot P}$ como a fração de energia perdida pelo lépton.

A seção de choque diferencial para colisão profundamente inelástica pode ser fatorada em um tensor leptônico e um hadrônico, $d\sigma \sim L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}$. O tensor hadrônico $W^{\mu\nu}$ é constituído

pelo valor esperado do operador hadrônico de corrente eletromagnética j^μ de todos os possíveis estados finais. Uma parametrização geral é [33]:

$$W^{\mu\nu}(x, Q^2) = W_1 \left(-g^{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) + W_2 \left(P^\mu + \frac{1}{2x} q^\mu \right) \left(P^\nu + \frac{1}{2x} q^\nu \right), \quad (1.10)$$

onde $q_\mu W^{\mu\nu} = 0$ de acordo com a identidade de Ward, o que implica que restam três polarizações para o fóton virtual. Podemos definir as funções de estrutura adimensionais dependentes de x de Bjorken e da virtualidade do fóton, ou seja, os invariantes do sistema fóton-próton:

$$W_1(x, Q^2) \rightarrow F_1(x, Q^2), \quad (1.11)$$

e

$$\nu W_2(x, Q^2) \rightarrow F_2(x, Q^2). \quad (1.12)$$

Podemos então, reescrever a expressão (1.10) em termos das funções de estrutura como

$$W^{\mu\nu}(x, q^2) = \left(-g_{\mu\nu} + \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) F_1(x, q^2) + \frac{\hat{p}^\mu \hat{p}^\nu}{P \cdot q} F_2(x, q^2), \quad (1.13)$$

onde,

$$\hat{p}_\mu \equiv P_\mu + (1/2x) q_\mu. \quad (1.14)$$

No limite de $Q^2 \rightarrow \infty$ a x fixo, Bjorken previu a independência das funções de estrutura com a escala de energia Q^2 [34], o chamado escalamento de Bjorken.

Inicialmente, surgiu a ideia do modelo de pártons para descrever um próton de momento P como sendo constituído de “pártons” carregando momento ξP no qual ξ é a fração de momento que o párton carrega do próton. O comportamento assintótico, já tratado anteriormente por Bjorken (escalamento de Bjorken), se dá quando os pártons, no limite de momento infinito, a um tempo finito, têm suas interações dentro do próton acontecendo tão lentamente, dada a dilatação relativística, que se pode considerá-los livres uns dos outros [35].

Por outro lado, no modelo de pártons, a seção de choque pode ser obtida a partir do cálculo do diagrama do fóton virtual interagindo com um párton constituinte do próton. Os cálculos da seção de choque e uma explicação detalhada dos fatores de forma podem ser vistos em [36]. Sendo assim, as funções de estrutura do próton podem ser obtidas a partir das funções de distribuição de pártons (PDFs), $q_a(x)$ que são as funções de distribuição de quarks e antiquarks de sabor a . Por exemplo, temos

$$F_2(x) = x \sum_a e_a^2 q_a(x) \quad (1.15)$$

onde e_a é a carga fracionária do quark.

A nível partônico, podemos, então, escrever a seção de choque do espalhamento profundamente inelástico como

$$\left. \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \right|_{ep \rightarrow eX} = \sum_i \int_0^1 dx f_i(x) \left. \frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \right|_{eq \rightarrow eq}. \quad (1.16)$$

Assim, temos o processo fatorado num termo obtido experimentalmente e correspondente à fração da energia x que o párton i carrega do próton, $f_i(x)$ e um termo correspondente à seção de choque partônica calculada perturbativamente para a interação do elétron e com um constituinte partônico, a princípio um quark q , do próton. Em ordem dominante, isto reproduz o que historicamente é chamado de modelo de pártons.

Experimentalmente, a soma das frações de momento que todos os pártons considerados carregam do próton dão aproximadamente metade, ao invés de 1, indicando que há outros pártons carregando frações de momento [37, 38]. Sabemos hoje que os glúons são também constituintes partônicos carregando parte considerável da fração de momento do próton.

Além disso, em ordens seguintes à dominante, um quark pode emitir um glúon, este pode emitir outro glúon, ou ainda, se desdobrar em um par de quark-antiquark. Dessa forma, para construirmos uma função de estrutura do próton em termos de densidade de pártons, precisamos adicionar correções perturbativas. Se nos valermos do teorema de fatorização [39, 40, 41] podemos escrever as funções de estrutura F_i como

$$F_i(x, Q^2) = \sum_a (C_i^a \otimes f_a)(x, Q^2) + O(M^2/Q^2), \quad (1.17)$$

onde C_i^a são as funções coeficientes de um dado glúon ou quark ($a = g, q$) em potências de α_s e f_a são as funções de distribuição partônicas dependentes da escala de fatorização associadas à densidade de pártons no próton que estão sendo convoluídas com as funções coeficientes da seguinte maneira:

$$(C_i^a \otimes f_a)(x, Q^2) = \int_x^1 \frac{d\xi}{\xi} f_a(\xi, Q^2) C_i^a\left(\frac{x}{\xi}\right), \quad (1.18)$$

com ξ sendo a fração de momento que o párton a carrega do hádron.

Por exemplo, para pequenos valores de x , a função de estrutura aumenta dado o aumento na emissão de glúons que por sua vez se desdobram em pares de quark $q\bar{q}$, chamados de quarks de mar. Na figura 5 vemos a dependência das distribuições de glúon em Q^2 , violando a escalamento de Bjorken.

Embora as funções de distribuição partônicas recebam contribuições não-perturbativas e sejam obtidas a partir de experimentos, sua evolução com a escala de energia é feita perturbativamente pela equação de evolução DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) [42, 43]. Assim, a evolução da densidade de pártons com a escala de energia μ pode ser expressa de forma geral como:

$$\frac{\partial f_a}{\partial \ln \mu^2} \propto \frac{\alpha_s(\mu^2)}{2\pi} \sum_b P_{ab} \otimes f_b, \quad (1.19)$$

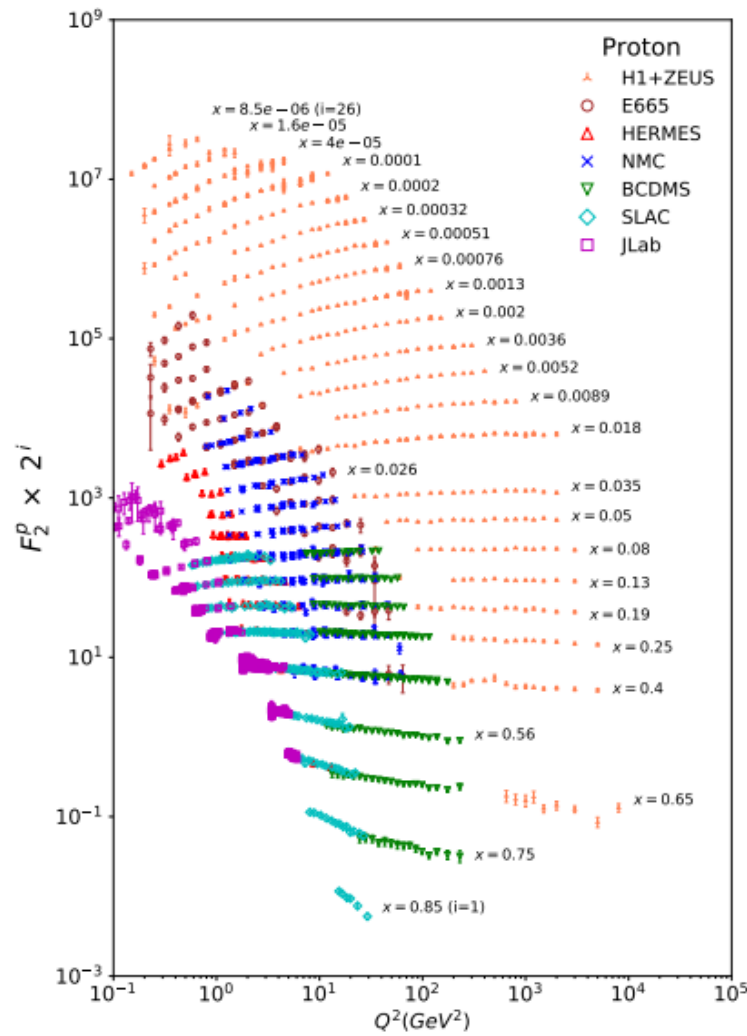


Figura 5 – Dependência de F_2 com a escala, violando o escalamento de Bjorken. Figura retirada de [32].

onde P_{ab} é a função de desdobramento que representa a probabilidade de um párton b se desdobrar em um párton a . Na figura 6 vemos os possíveis desdobramentos de quarks e glúons. Não vamos mais adiante, pois fugiria do escopo do trabalho. Um aprofundamento no assunto pode ser encontrado em [44].

Agora que vimos alguns elementos básicos necessários para descrever um espalhamento envolvendo o próton, elástico e inelástico, voltamos para nosso intuito de estudar interações hadrônicas. Uma maneira de fazer isto é através de interações puramente eletromagnéticas. Para que este cenário ocorra, podemos colidir fóton-hádron, sendo que este fóton pode vir de um outro hádron atuando como projétil. Ainda, a interação pode ocorrer entre o fóton e o hádron como um todo ou com outro fóton do hádron. Também, o alvo pode, ou não, se manter intacto depois da colisão. Esta interação puramente eletromagnética implica que, no plano transversal à direção de movimento das cargas, a distância entre o centro do projétil e do alvo deve ser maior que a soma dos raios destes. A este tipo de colisão damos o nome de

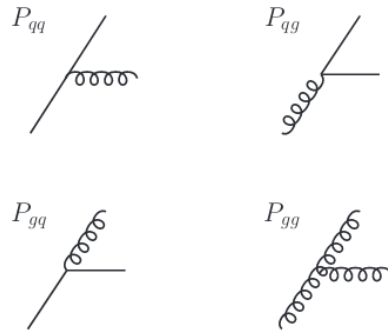


Figura 6 – Funções de desdobramento DGLAP.

“colisão ultraperiférica” (UPC). Uma introdução a este tipo de colisão pode ser conferida em [45].

No Cap. 2 vamos tratar com mais detalhes as colisões ultraperiféricas entre núcleo–núcleo e núcleo–próton. Em especial, vamos ver como obter o fluxo de fótons a partir da “aproximação de fótons equivalentes” ou, também, chamado de método de “Weisacker–Williamns”. Veremos a diferença de obter o fluxo de fótons, a partir deste método, para o núcleo e para o próton. Também, veremos que a expressão do fluxo de fótons pode, ou não, ser dependente do parâmetro de impacto — distância entre o centro do projétil e do núcleo — sendo esta dependência necessária no caso do alvo não se manter intacto após a colisão. No caso do próton, veremos que a adaptação da aproximação de fótons equivalentes inclui os fatores de forma abordados anteriormente.

Um outro interesse quando se trata de colisões hadrônicas é estudar possíveis correlações entre os pártons dos colidentes. Uma maneira de explorar correlações é através das múltiplas interações partônicas. Estas devem ocorrer em uma mesma colisão e independentes umas das outras [46, 47]. Em especial, a mais provável das múltiplas interações é a dupla interação entre pártons, chamada de “duplo espalhamento partônico — do inglês, *Double Parton Scattering* (DPS) — [48]. No Cap. 3, vamos tratar especialmente deste tipo de espalhamento. Vamos caracterizar o DPS por sua dita “fórmula de bolso” que define a seção de choque DPS a partir das seções de choque de espalhamento simples — do inglês, *Simple Parton Scattering* (SPS) — para cada uma das duas interações em questão e de uma seção de choque efetiva que engloba todas as informações sobre possíveis correlações entre pártons.

Em particular, vamos tratar no Cap. 3 sobre duplo espalhamento partônico em colisões ultraperiféricas. Faremos este estudo a partir dos trabalhos [49, 50], nos quais foram calculadas as seções de choque DPS para $c\bar{c}b\bar{b}$ em pA e AA , respectivamente. Nestes, foi desenvolvida pela primeira vez uma seção de choque efetiva para UPCs com dependência das frações de momento carregadas pelos fótons do núcleo. Esta dependência faz com que a seção de choque efetiva não seja uma constante e, portanto, o DPS não seja meramente uma reescala da multiplicação das duas seções de choque SPS, o que muitas vezes é assumido em espalhamentos duplos nas

colisões centrais.

No Cap. 4 vamos usar o procedimento desenvolvido nestes trabalhos para calcular o observável $c\bar{c}l\bar{l}$ em colisão A_p UPC via duplo espalhamento partônico. Neste caso o estado inicial é composto por $\gamma\gamma\gamma g$. Diferente dos trabalhos anteriores, temos a produção de dilepton associada ao diquark o que implica em um fóton sendo obtido do núcleo-alvo juntamente com um glúon. Assim, poderemos explorar a distribuição de fótons e glúons, concomitantemente, do núcleo, o qual irá se quebrar após a colisão. Isto nos permite estudar as possíveis correlações entre estes pártons do alvo. Vamos ver que a seção de choque efetiva para UPC, corroborando os resultados dos trabalhos anteriores, depende das frações de momento carregadas pelos fótons do estado inicial. O resultado da seção de choque DPS é mensurável e serve como uma motivação experimental já que medidas como estas ainda não foram realizadas.

Na continuação de nosso estudo, vamos ver no Cap. 5, como obter a produção exclusiva de dimúon associada com J/ψ dissociativo em colisões pA UPCs via DPS. Neste caso, o alvo que irá se quebrar é o próton, então vamos poder explorar a distribuição de fótons e glúons do mesmo, o que ainda não havia sido explorado nos trabalhos anteriores. Nossa primeira suposição é de não correlação entre estes pártons do alvo. Para construir as distribuições de fótons do próton, vamos usar a aproximação de fótons equivalentes para o próton, com dependência no parâmetro de impacto, desenvolvida no Cap. 2. O espalhamento simples para a produção do dimúon vai ser comparada com resultados experimentais divulgados pelo ALICE [51] para produção exclusiva de dimúon em colisão ultraperiférica A_p . Ainda, vamos comparar nossos resultados SPS para a produção de J/ψ dissociativo com os dados experimentais obtidos no mesmo artigo do ALICE. Ainda no Cap. 5, vamos obter a produção inelástica de J/ψ , usando o Modelo de Evaporação de Cor (CEM), e ajustar dois parâmetros aos dados experimentais. Também vamos obter a produção dissociativa do méson a partir, apenas, do ajuste dos mesmos parâmetros aos dados experimentais.

Aplicando os procedimentos desenvolvidos nos trabalhos anteriores vamos calcular a seção de choque efetiva com dependência na fração de energia dos três fótons do estado inicial e a seção de choque DPS em função da rapidez do méson e com valores fixos para a rapidez do dimúon. Será evidente a mudança de comportamento da seção de choque em rapidez de J/ψ , se comparado com o comportamento da produção SPS do méson. Enquanto que este último tem os maiores valores de seção de choque em rapidez negativa, a produção DPS tem seu pico deslocado para rapidez positiva, mudança esta, causada pela dependência da seção de choque efetiva nas frações de energia dos fótons. Vamos discutir as implicações destes resultados, além de evidenciar o resultado mensurável da seção de choque DPS deixando-a como motivação experimental. No Cap. 6, vamos resumir os resultados obtidos nos dois trabalhos principais desenvolvidos nesta tese e concluir de forma geral esse estudo sobre duplo espalhamento de pártons em colisões ultraperiféricas.

2 COLISÃO ULTRARRELATIVÍSTICA E ULTRAPERIFÉRICA DE ÍONS PESADOS

Colisões ultraperiféricas (UPCs) se caracterizam por seus colidentes não se “tocarem”, ou seja, a distância entre os seus centros, chamada de parâmetro de impacto, $\vec{b}$, deve ser maior que a soma dos seus raios. Uma ilustração de colisão UPC pode ser vista na Fig. 7 onde um próton, p , colide com um núcleo A , sendo a soma de seus raios, R_p e R_A , respectivamente, maior que o parâmetro de impacto, $b > R_A + R_p$.

Este tipo de colisão fornece uma oportunidade de estudar a produção de hádrons a partir apenas da interação eletromagnética entre as cargas e os hádrons. Estas cargas estão em movimento ultrarrelativístico e geram um campo eletromagnético similar à radiação eletromagnética que, por sua vez, pode ser tida como um fluxo de fótons. Assim, a interação eletromagnética entre estas cargas pode ser reduzida à interação entre estes fótons, como vemos em [53]. Tais fótons, têm baixa virtualidade e são chamados também de “quasi-reais” ou elásticos.

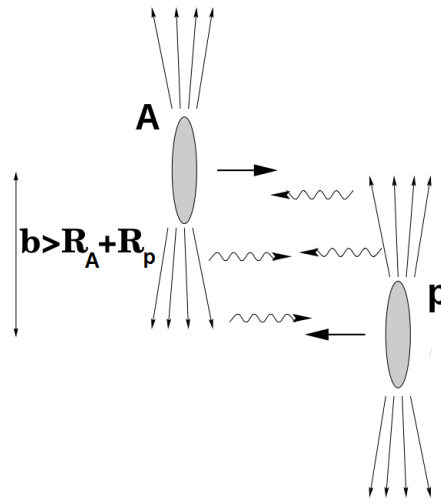


Figura 7 – Ilustração de um espalhamento ultraperiférico entre próton p e núcleo A com parâmetro de impacto b maior que a soma dos raios colidentes. A figura evidencia o caráter eletromagnético da interação dada pelos fótons. Figura retirada de [54].

2.1 APROXIMAÇÃO DE FÓTONS EQUIVALENTES

Na física de partículas de altas energias, estudamos as interações entre partículas via seções de choque. Sendo assim, precisamos entender o pulso eletromagnético em termos de fótons equivalentes disponíveis para a colisão. Essa é a ideia original de Fermi [52], posteriormente, refeita para partículas relativísticas independentemente por Weizsäcker e por Williams [55, 56]. Este procedimento é conhecido como método de “aproximação de fótons equivalentes” (AFE) ou “método de Weizsäcker–Williams”. Em resumo, a essência da AFE é calcular, de forma aproximada, diagramas de Feynman para colisões de partículas carregadas ultrarrelativísticas.

2.1.1 Weizsäcker–Williams para uma carga puntual

Primeiramente, vamos determinar o campo eletromagnético no referencial R' de repouso de uma carga puntual q . Não há campo magnético do neste referencial, $B'_x = B'_y = B'_z = 0$. O campo elétrico é dado por:

$$\mathbf{E}'(\mathbf{r}') = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{r}'}{r'^3}. \quad (2.1)$$

Ao aplicar um boost para encontrar o campo no referencial R do observador que vê a carga em movimento com velocidade v na direção de z . Em $t = t' = 0$, as origens de R e R' coincidem. Por simetria, podemos colocar o observador na posição $x = b$, $y = 0$ e $z = 0$, onde b é a menor distância de aproximação entre a carga e o observador, que chamaremos de parâmetro de impacto do fóton ao longo deste capítulo.

Precisamos das transformações de Lorenz, que misturam o tempo com a componente longitudinal:

$$\begin{aligned} t &= \gamma(t' + vz') \\ z &= \gamma(z' + vt') \end{aligned} \quad (2.2)$$

Os campos se transformam misturando as componentes perpendiculares:

$$E_x = \gamma(E'_x + vB'_y) \quad (2.3)$$

$$E_y = \gamma(E'_y - vB'_x) \quad (2.4)$$

$$B_x = \gamma(B'_x - vE'_y) \quad (2.5)$$

$$B_y = \gamma(B'_y + vE'_x). \quad (2.6)$$

A posição do observador, ao tempo $t' = \gamma t$, no referencial R' é $x' = b$, $y' = 0$ e $z' = -vt'$. O campo nesse ponto e nesse referencial é:

$$E'_z = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{vt'}{(b^2 + v^2t'^2)^{3/2}}, \quad E'_x = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{b}{(b^2 + v^2t'^2)^{3/2}}, \quad E'_y = 0. \quad (2.7)$$

Usando as transformações acima, obtemos:

$$E_z = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{v\gamma t}{(b^2 + v^2\gamma^2 t^2)^{3/2}} \quad (2.8)$$

$$E_x = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\gamma b}{(b^2 + v^2\gamma^2 t^2)^{3/2}} \quad (2.9)$$

$$B_y = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\gamma vb}{(b^2 + v^2\gamma^2 t^2)^{3/2}}. \quad (2.10)$$

As outras componentes são nulas.

Observamos que $B_y = vE_x$, como é o caso de pulso (ou onda) de radiação eletromagnética que anda na direção de z com polarização linear transversal. Usamos o vetor de Poynting para obter o pulso na direção de $\hat{x}$:

$$\mathbf{S} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0} = \frac{vE_x^2}{\mu_0} \hat{\mathbf{z}}. \quad (2.11)$$

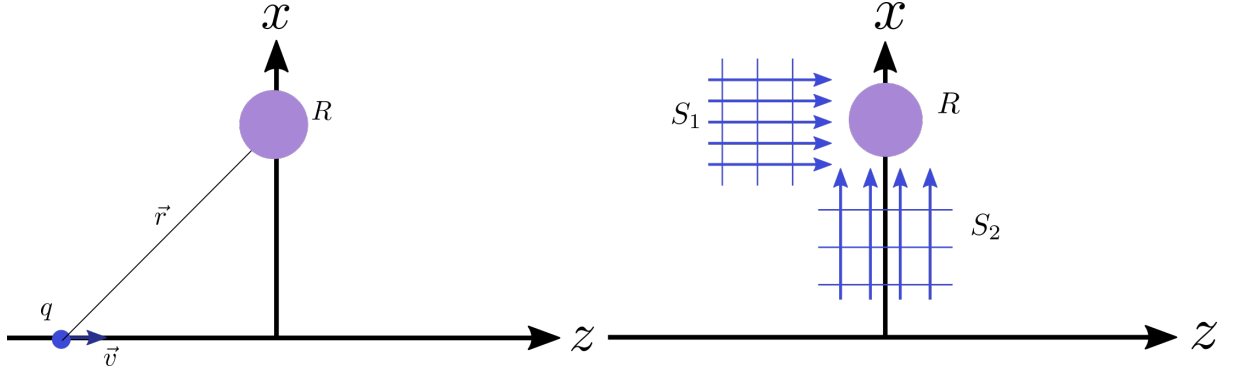


Figura 8 – Na esquerda, carga q com velocidade ultrarrelativística, $\mathbf{v}$, na direção de z e a uma distância r do sistema de referência R . Na direita, linhas com as setas indicando direção e sentido do vetor de Poynting e linhas transversais indicando a polarização. Figura elaborada pela autora.

Sabemos que o vetor de Poynting representa o fluxo de energia direcional, ou seja, a energia transferida por unidade de área e por unidade de tempo.

Embora não tenha campo magnético acompanhando E_z para formar o pulso de energia proporcional a E_z^2 , poderíamos considerar um campo magnético para compor um segundo pulso, como argumentado no livro de J. D. Jackson [60]. Esse segundo pulso, no resultado final, estará dividido por um fator de γ^2 quando comparado com o primeiro. Logo, terá pouca relevância em velocidades ultrarrelativísticas e por isso não iremos o considerar aqui. Os pulsos de radiação podem ser vistos na Fig. 8.

Queremos uma equivalência em fluxo de fótons para o pulso de energia eletromagnética. Conseguimos essa equivalência dizendo que o fluxo de energia do pulso através de uma área infinitesimal transversal ao movimento da carga seja idêntico ao fluxo de energia dos fótons equivalentes pela mesma área:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt \hat{\mathbf{z}} \cdot \mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \int_0^{\infty} d\omega \omega \frac{dN(\omega, b)}{d\omega d^2b}. \quad (2.12)$$

O lado direito da equação acima, não depende de z , pois, como o vetor de Poynting está sendo integrado de menos infinito a mais infinito com relação ao tempo, o fluxo de fótons não depende da posição nesta coordenada já que todos os fótons passarão por dado ponto. Por outro lado, o fluxo de fótons deve depender da energia, ω , destes e $dN(\omega)/d\omega$ é o número de fótons por unidade de energia. Essa descrição está bem colocada na Ref. [57].

Como o fluxo de fótons pretendido é função da energia, faz sentido fazer a transformada de Fourier com relação ao tempo do campo elétrico:

$$\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega t} \mathbf{E}(\omega, \mathbf{r}). \quad (2.13)$$

Sabemos que o campo elétrico é real no espaço de coordenadas. Sendo assim, sua transformada

de Fourier é par. Usamos esse fato para escrever o vetor de Poynting:

$$\begin{aligned}\int_{-\infty}^{\infty} dt S_z(t, \mathbf{r}) &= \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{v}{\mu_0} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-i\omega t} E_x(\omega, \mathbf{r}) \left(\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' e^{-i\omega' t} E_x(\omega', \mathbf{r}) \right)^* \\ &= \frac{v}{\mu_0} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega |E_x(\omega, \mathbf{r})|^2.\end{aligned}\quad (2.14)$$

Vamos fazer uso da transformada:

$$E_x(\omega, \mathbf{r})|_{z=0} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \frac{\gamma b}{(b^2 + v^2 \gamma^2 t^2)^{3/2}} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{2\omega}{v^2 \gamma} K_1 \left(\frac{b|\omega|}{v\gamma} \right) \quad (2.15)$$

para escrever, considerando $v = 1$ (limite ultrarrelativístico), $q = Ze$ (e é a carga elementar do pósitron e Z é o número atômico) e a constante de estrutura fina $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0$:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt S_z(t, \mathbf{r}) = \frac{\alpha Z^2 \omega^2}{\pi^2 \gamma^2} \int_0^{\infty} d\omega K_1^2 \left(\frac{b\omega}{\gamma} \right).$$

Agora identificamos o fluxo de fótons:

$$\omega \frac{dN(\omega, b)}{d\omega d^2b} = \frac{\alpha Z^2 \omega^2}{\pi^2 \gamma^2} K_1^2 \left(\frac{b\omega}{\gamma} \right).$$

Este resultado é encontrado extensamente na literatura e é apropriado no caso de uma colisão ultraperiférica envolvendo núcleos, desde que estes se mantenham intactos após a colisão e, portanto, possam ser aproximados para uma carga puntual. Contudo, ao longo de nossa pesquisa, haverá situações em que esta consideração não poderá ser feita e precisaremos levar em conta uma distribuição de cargas, bem como sua dependência em parâmetro de impacto.

2.1.2 Weizsäcker–Williams de uma distribuição de cargas

Nessa subseção, vamos calcular o fluxo de fótons de Weizsäcker–Williams de uma distribuição de cargas. Vamos adotar o sistema de coordenadas do caso anterior. As partículas estão paradas no referencial R' e se movem com velocidade v , ao longo do eixo z , em relação ao referencial R do observador. Os campos se transformam da mesma forma que mostrado em Eq. (2.6). Aqui, ao contrário do caso de carga puntual, o observador não estará necessariamente em $y = 0$, assim $E'_y \neq 0$.

Vamos escrever o campo elétrico de forma covariante a partir do quadrivetor potencial $A^\mu(r)$ para uma distribuição de cargas esfericamente simétrica. Também, vamos adotar o calibre de Lorentz, $(k_\nu A^\nu = 0)$. Neste caso,

$$A^\mu(k) = \frac{-Ze}{\epsilon_0} 2\pi \delta(k \cdot u) \frac{F(-k^2)}{k^2} u^\mu, \quad (2.16)$$

onde o quadrivetor $k^\mu = (\omega, \mathbf{k})$ é conjugado à posição, o quadrivetor velocidade do núcleo é $u^\nu = \gamma(1, 0, 0, v)$ e a densidade de cargas $\rho(k)$ pode ser escrita como o fator de forma

normalizado $F(-k^2) = \rho(-k^2)/Ze$. A vantagem de se obter o fluxo de fótons em função de um fator de forma é que este pode ser medido experimentalmente. Discutiremos mais a fundo os fatores de forma para núcleo e próton nas seções seguintes. A função delta reafirma o calibre de Lorenz ($k_\nu A^\nu = 0$) e, portanto,

$$\gamma(\omega - vk_z) = 0. \quad (2.17)$$

O tensor eletromagnético no espaço de momento é $F^{\mu\nu}(k) = i(k^\mu A^\nu(k) - k^\nu A^\mu(k))$ e, como as únicas componentes não nulas do quadrivetor potencial são $A^0(k)$ e $A^3(k)$, o campo elétrico é dado por $E_i = F^{0i}$:

$$\begin{aligned} E_x(k) &= -ik_x A^0(k) \\ E_y(k) &= -ik_y A^0(k) \\ E_z(k) &= -iA^0(k)(k_z - v\omega) = -iA^0(k)\frac{\omega}{v\gamma^2} \end{aligned} \quad (2.18)$$

O campo magnético é dado por:

$$\begin{aligned} B_x(k) &= -vE_y, \\ B_y(k) &= vE_x, \\ B_z(k) &= 0. \end{aligned} \quad (2.19)$$

O vetor de Poynting como definido em Eq. (2.11) fica:

$$\mathbf{S}(k) = \frac{v}{\mu_0} E_z E_x \hat{x} - \frac{v}{\mu_0} E_z E_y \hat{y} + \frac{v}{\mu_0} (E_x^2 + E_y^2) \hat{z}. \quad (2.20)$$

Aqui, podemos notar que os termos proporcionais a E_z ganharão um fator de $1/\gamma^2$, o que levará suas contribuições a zero no limite ultrarrelativístico. Portanto, os desconsideraremos a partir de agora.

O fluxo de fótons se dá como mostrado em Eq. (2.12), porém, vamos resolver, primeiramente, para o caso integrado em todo o parâmetro de impacto. Portanto,

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt \int d^2\vec{b} \cdot \vec{S}(t, \mathbf{r}) = \int_0^{\infty} d\omega \omega \frac{dN(\omega)}{d\omega}. \quad (2.21)$$

Lembramos ainda que podemos escrever a integral de uma função quadrática em função de sua variável conjugada como:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |F(\omega)|^2 d\omega = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt. \quad (2.22)$$

Assim, podemos reescrever o lado esquerdo da Eq. (2.21) como:

$$\frac{v}{2\pi\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \int d^2\vec{b} \left[|E_x(\omega, \mathbf{r})|^2 + |E_y(\omega, \mathbf{r})|^2 \right] \hat{z}. \quad (2.23)$$

Fazemos a mesma coisa com relação à integral em $\vec{b}$ e também consideramos que $\mathbf{E}(\omega, \mathbf{k}) = \mathbf{E}(-\omega, \mathbf{k})$, portanto:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dt \int d^2\vec{b} \vec{S}(t, \mathbf{r}) = \frac{v}{\pi\mu_0} \int_0^{\infty} d\omega \frac{d^2k_t}{(2\pi)^2} [|E_x(\omega, \vec{k}_t, z)|^2 + |E_y(\omega, \vec{k}_t, z)|^2] \quad (2.24)$$

e identificamos o fluxo de fótons como:

$$\frac{dN(\omega)}{d\omega} = \frac{v}{\pi\omega\mu_0} \int \frac{d^2k_t}{(2\pi)^2} [|E_x(\omega, \vec{k}_t, z)|^2 + |E_y(\omega, \vec{k}_t, z)|^2]. \quad (2.25)$$

Precisamos obter, portanto, as componentes do campo eletromagnético com dependência em ω, k_t, z . Primeiramente, vamos aplicar uma transformada de Fourier com relação à componente k_z :

$$E_x(\omega, k_t, z) = -2\pi i \gamma k_x \frac{Ze}{\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dk_z}{2\pi} e^{ik_z z} \delta(k \cdot u) \frac{F(-k^2)}{k^2} \quad (2.26)$$

e como a função delta nos dá que $k_z = \omega/v$ temos que

$$k^2 = \omega^2 - k_t^2 - k_z^2 = -\vec{k}_t^2 - \left(\frac{\omega}{\gamma v} \right)^2, \quad (2.27)$$

então:

$$E_x(\omega, \vec{k}_t, z) = -i \frac{Ze}{v\epsilon_0} k_x e^{i\frac{\omega}{v}z} \frac{F\left(k_t^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma v}\right)^2\right)}{\vec{k}_t^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma v}\right)^2}. \quad (2.28)$$

Agora, lembramos que $\mathbf{E}(\omega, \mathbf{k}) = \mathbf{E}(-\omega, \mathbf{k})$ e podemos ser mais precisos, já que o campo elétrico pode ser complexo, então vamos fazer $\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*$. Considerando também a componente E_y , encontramos o fluxo de fótons:

$$\frac{dN(\omega)}{d\omega} = \frac{Z^2\alpha}{\omega\pi^2} \int d^2k_t \left[\frac{F\left(k_t^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma v}\right)^2\right)}{k_t^2 + \left(\frac{\omega}{\gamma v}\right)^2} \right]^2 k_t^2, \quad (2.29)$$

onde aproximamos a velocidade para $v = 1$ e denotamos $k_t^2 = k_x^2 + k_y^2$.

Esta descrição é aplicável numa colisão ultraperiférica nuclear em que a distribuição de cargas que não necessita de dependência no parâmetro de impacto. Como dito anteriormente, vamos precisar desta dependência, portanto vamos considerar a equivalência dada por Eq. (2.12). Neste caso, temos:

$$\mathbf{E}_t(\omega, \mathbf{r}) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d^2\vec{k}_t}{(2\pi)^2} e^{i\vec{k}_t \cdot \vec{b}} \mathbf{E}_t(\omega, \vec{k}_t, z), \quad (2.30)$$

Onde simplificamos a notação para incluir as duas componentes do campo escrevendo o campo transversal, $\mathbf{E}_t = E_x \hat{\mathbf{x}} + E_y \hat{\mathbf{y}}$.

Podemos calcular a integral no ângulo e usar a relação:

$$\int_0^2 \pi e^{ikb \cos \theta} \cos \theta d\theta = -2\pi i J_1(kb), \quad (2.31)$$

com $J_1(kb)$ sendo a função de Bessel de primeira ordem. Nosso fluxo de fótons com dependência em $\vec{b}$, como mostrado em [57, 58], fica:

$$\frac{d^3 N(\omega, b)}{d\omega d^2 b} = \frac{Z^2 \alpha}{\omega \pi^2} \left[\int_0^\infty dk_t k_t^2 \frac{F\left(\left(\frac{\omega}{v\gamma}\right)^2 + \vec{k}_t^2\right)}{\left(\frac{\omega}{v\gamma}\right)^2 + \vec{k}_t^2} J_1(bk_t) \right]^2. \quad (2.32)$$

Vale destacar que o fluxo de fótons é proporcional ao quadrado da carga nuclear, Z^2 , que, no caso do núcleo de Chumbo, é 82.

2.2 DISTRIBUIÇÃO REALÍSTICA DE CARGAS PARA O NÚCLEO

O fator de forma pode ser construído com diferentes parametrizações. Por exemplo, no caso puntual, a solução analítica para a expressão acima é a encontrada em (2.16), o que é apropriado para descrever uma distribuição de carga onde as interações ocorrem fora do núcleo. Como esta distribuição tende a infinito no centro do hádron, precisamos de um fator de forma apropriado para distribuições que se encontram em uma região dentro do raio do hádron.

Uma opção no caso de certos núcleos é a parametrização de Wood–Saxon [59]:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right)}. \quad (2.33)$$

Na fórmula acima, a densidade de carga dependente do raio do núcleo apresenta dois parâmetros a serem ajustados — c , o valor do raio do núcleo, e a , relacionado à delimitação “difusa” da borda nuclear. No caso do núcleo de chumbo (Pb-208) usamos os valores $c = 6.63$ fm e $a = 0.549$ fm [61]. A normalização é dada por:

$$\int \rho(\mathbf{r}) d^3 \mathbf{r} = 1 \quad (2.34)$$

e, portanto, temos

$$\rho_0 = 7,71 \cdot 10^{-4} \text{fm}^{-3}. \quad (2.35)$$

Para obtermos o fator de forma em função do momento do fóton, aplicamos uma transformada de Fourier com relação à posição na Eq. (2.33):

$$F(|\mathbf{q}|^2) = 4\pi \int_0^\infty dr \frac{\rho_0 r}{1 + e^{(r-c)/a}} \frac{\sin(|\mathbf{q}|r)}{|\mathbf{q}|}. \quad (2.36)$$

Substituindo esse fator de forma na Eq. 2.32, o fluxo de fótons do núcleo, diferencial em parâmetro de impacto e energia do fóton, é:

$$\omega \frac{d^3 N}{d\omega d^2 b}(\omega, b) = \frac{Z^2 \alpha}{\pi^2} \left| \int_0^\infty dq_t \frac{q_t^2 F\left(q_t^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}\right)}{q_t^2 + \frac{\omega^2}{\gamma^2}} J_1(bq_t) \right|^2. \quad (2.37)$$

Na Fig. 9, temos o fluxo de fótons em função do parâmetro de impacto $\vec{b}$ e da fração de energia carregada pelo fóton $\xi = 2\omega/\sqrt{s}$, com $\sqrt{s}$ sendo a energia, por nucleon, no referencial de centro de massa da colisão. Podemos observar que a parametrização de Wood–Saxon nos proporciona uma distribuição mais realística de cargas, medida a partir do centro do núcleo de chumbo Pb .

Vemos que a maior quantidade está em torno de $b = 5.5$ fm o que é aproximadamente o raio do núcleo. Para valores muito pequenos de b , o número de fótons cai a zero, como esperado à medida em que avançamos na direção do centro nuclear. Diferentemente, a distribuição de carga puntual apresenta a típica divergência na origem.

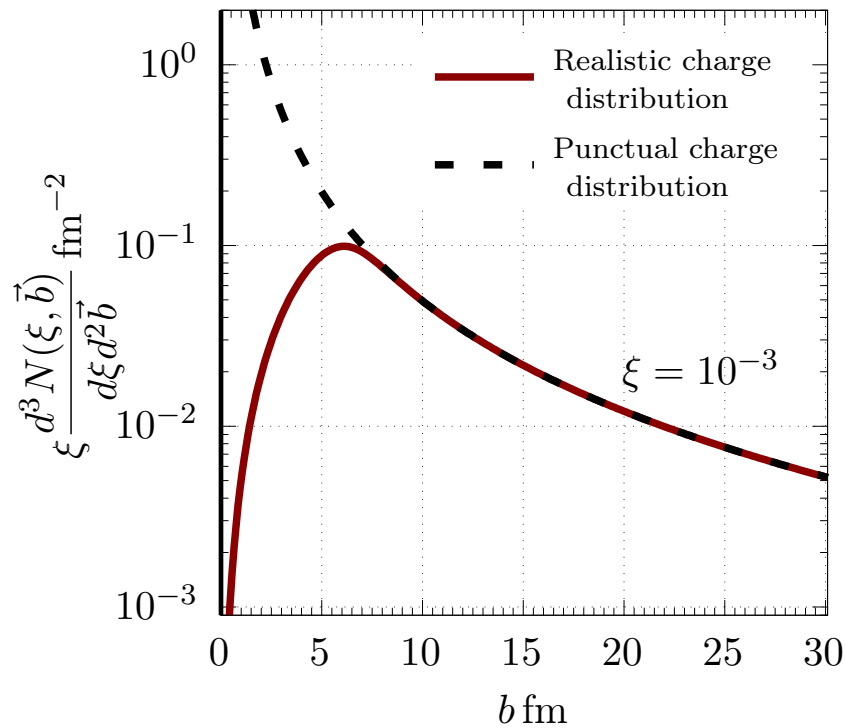


Figura 9 – Distribuição do número de fótons como função da distância entre o fóton e o centro do núcleo, b , e com fração de energia fixa $\xi = 10^{-3}$ mostrando a diferença entre distribuição de carga puntual e realística. Gráfico retirado de [1].

Ressaltamos aqui que os fótons do projétil podem estar dentro do núcleo alvo, porém, o parâmetro de impacto da colisão (distância entre hádrons) não é pequeno já que se trata de uma colisão ultraperiférica. Nesse caso, não há sobreposição entre o projétil e o núcleo e, portanto, não levamos em conta correções absorptivas oriundas da interação forte. Também não consideraremos a excitação Coulombiana do núcleo que tem probabilidade maior de ocorrer conforme a virtualidade do fóton aumenta.

2.3 FÓTONS INELÁSTICOS

Além da contribuição dos fótons originados das cargas em movimento, numa UPC entre dois núcleos, temos também a contribuição dos fótons inelásticos, originados da evolução partônica no núcleo. Escolhemos a função de distribuição do fóton “MMHT2015qed” [62] que parametriza o fluxo de fótons do próton. Nesta PDF, a função de distribuição do fóton inicial é

$$x\gamma(x, Q_0^2) = \frac{1}{2\pi\alpha(Q_0^2)} \int_x^1 \frac{dz}{z} \left\{ \int_{x^2 m_p^2/(1-z)}^{Q_0^2} \frac{dQ^2}{Q^2} \alpha^2(Q^2) \left[\left(zP_{\gamma,q}(z) + \frac{2x^2 m_p^2}{Q^2} \right) F_2(x/z, Q^2) - z^2 F_L(x/z, Q^2) \right] - \alpha^2(Q_0^2) \left(z^2 + \ln(1-z)zP_{\gamma,q}(z) - \frac{2x^2 m_p^2 z}{Q_0^2} \right) F_2(x/z, Q_0^2) \right\}. \quad (2.38)$$

Quanto à função de desdobramento do fóton a partir do quark, temos

$$P_{\gamma,q}(z) = \frac{1 + (1-z)^2}{z}. \quad (2.39)$$

A escala de energia inicial foi fixada em $Q_0^2 = 1 \text{ GeV}^2$. Já as funções de estrutura F_2 e longitudinal, F_L ¹, receberam correções para incluir os efeitos da colisão elástica e inelástica do fóton com o próton, embora esta última seja de muito maior relevância no caso do próton. Para o caso do núcleo, multiplicamos a expressão acima por A . Nesse caso, estamos negligenciando fatores de modificação do núcleo ao dizer que ele é basicamente A prótons. Como veremos nos resultados, a contribuição dos fótons inelásticos se mostra ordens de grandeza menor que a dos fótons elásticos e, no caso das colisões AA , não precisaremos considerar os fótons inelásticos do núcleo.

Podemos comparar estas distribuições de fótons elásticas e inelásticas para próton e núcleo. Vamos integrar as distribuições de fluxo de fótons elásticos em todo o parâmetro de impacto. Usamos a seguinte notação:

$$\overline{N}_\gamma(\xi) = \int d^2b \frac{d^3N}{d\xi d^2b}(\xi, b). \quad (2.40)$$

Para a contribuição elástica de fótons do próton, vamos reservar a Sec. 2.5 para ver em detalhes como obtê-la. Aqui, a fim de termos uma comparação com o que obtivemos para o núcleo e para os fótons inelásticos do próton, vamos utilizar a parametrização aproximada da Eq. 2.53

As contribuições elásticas e inelásticas do fluxo de fótons para o próton e para o núcleo são mostradas na Fig. 10. Vemos que no caso do núcleo, a contribuição dos fótons elásticos é maior do que a dos fótons inelásticos, o que difere do próton, onde a contribuição do fluxo de fótons inelásticos é a maior. Recentemente, o trabalho Ref. [64] explora ambas as contribuições elásticas e inelásticas para colisões pp .

¹ Obedece a definição $F_L = F_2 - 2xF_1$.

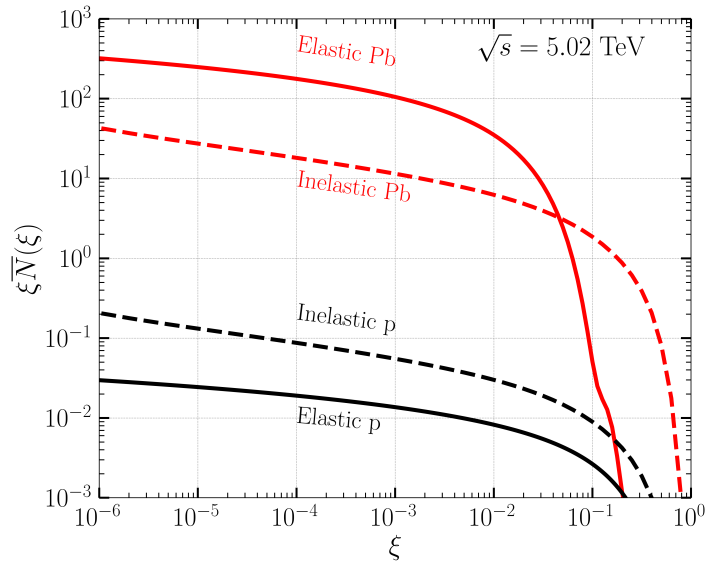


Figura 10 – Distribuição de fótons elástica e inelástica integrada sobre o parâmetro de impacto b como uma função da fração de energia ξ carregada pelo fóton do próton e do núcleo. Figura retirada de [1].

2.4 DISTRIBUIÇÃO DE GLÚONS DO NÚCLEO

Como vamos trabalhar com distribuição de glúons no plano transversal à propagação do núcleo, precisamos de uma distribuição de glúons com dependência também no parâmetro de impacto, $G_g(x, \vec{b})$. Assumiremos a fatorização das dependências em fração de momento e parâmetro de impacto:

$$G_g(x, \vec{b}) = g(x)f_g(\vec{b}), \quad (2.41)$$

onde $g(x)$ é a PDF dos glúons do nucleon com dependência na fração de momento longitudinal x . Utilizaremos a parametrização para um dado núcleo A da PDF EPPS16nlo (com escala de fatorização $\mu_F = \hat{s}$) [65]. Já $f_g(\vec{b})$, a distribuição espacial normalizada no espaço transversal dos glúons no nucleon, será dada por [66, 67]:

$$f_g(\vec{b}) = \frac{\Lambda^2}{2\pi} \frac{\Lambda b}{2} K_1(\Lambda b), \quad \int d^2\vec{b} f_g(\vec{b}) = 1, \quad (2.42)$$

onde K_1 é a função de Bessel modificada e $\Lambda \approx 1.5$ GeV. Essa função é utilizada por geradores de Monte Carlo para calcular a distribuição de glúons no plano transversal de posição e esse valor para o fator Λ apresenta bons resultados, principalmente no contexto das interações múltiplas.

Além de termos a distribuição dos glúons no nucleon, precisamos de uma função de espessura do nucleon no interior do núcleo que, adotando a parametrização de Wood-Saxon, pode ser escrita como:

$$\rho_{2D}(\vec{b}) \equiv \int dz \rho(\vec{r}) = \int dz \frac{\rho_0}{1 + e^{(\sqrt{b^2 + z^2} - c)/a}}, \quad (2.43)$$

onde o raio é dado por $r = \sqrt{b^2 + z^2}$.

Finalmente, a distribuição de glúons do núcleo pode ser obtida integrando-se a função de espessura junto com a densidade de glúons do nucleon — fatorada da distribuição de glúons $g(x)$ — no parâmetro de impacto do nucleon:

$$G_g^A(x, \vec{b}_g) = Ag(x) \int d^2\vec{b}_p \delta^{(2)}(\vec{b}_g - \vec{b}_p - \vec{b}_{g|p}) \rho_{2D}(\vec{b}_p) f_g(\vec{b}_{g|p}). \quad (2.44)$$

Na expressão acima, A é a massa atômica do núcleo e $\vec{b}_g$, $\vec{b}_p$ e $\vec{b}_{g|p}$ são, respectivamente, a distância do centro do núcleo até o ponto de interação, do centro do núcleo até o centro do nucleon onde está o glúon e do centro do nucleon até o ponto de interação.

2.5 FLUXO DE FÓTONS VINDOS DO PRÓTON

No Cap. 5, vamos ter um próton como alvo de uma colisão ultraperiférica e oriundo deste, consideraremos um fóton. Portanto, precisaremos do fluxo de fótons do próton. Um estudo sobre fluxo de fótons equivalentes foi realizado na Sec 2.2, em que vimos o método de Weizsäcker–Williams para estimar o fluxo desses fótons no caso nuclear. Aqui, faremos algo semelhante; porém, no caso do próton, a distribuição de carga elétrica não é determinada pela teoria, devendo ser determinada pelo experimento. Também há uma considerável contribuição vinda da distribuição de dipolo magnético. Portanto, temos um fator de forma para a contribuição elétrica, $G_E(Q^2)$, e outro para a magnética, $G_M(Q^2)$, ambos com dependência na virtualidade do fóton. Estes fatores são conhecidos como “Fatores de Sachs” e foram brevemente apresentados na introdução deste trabalho. Vimos que no referencial de Breit, esses fatores estão associados às distribuições de carga elétrica e magnética no espaço de posição, a partir de suas transformadas de Fourier.

Ainda no Cap. 1, vimos que, no contexto do espalhamento elástico elétron–próton, a seção de choque (1.7) era parametrizada pelos fatores de forma $F_1(Q^2)$ e $F_2(Q^2)$, em função da virtualidade do fóton Q^2 . Vimos que esses fatores, por sua vez, eram escritos como uma combinação linear dos fatores de Sachs.

Nosso objetivo é relacionar estes fatores de forma com a aproximação de fótons equivalentes. Ou seja, queremos o fluxo de fótons do próton em termos destes fatores. No cap. 5, veremos que a cinemática escolhida resulta em uma virtualidade do fóton igual a:

$$Q^2 = \frac{q_t^2 + \xi^2 m_p^2}{1 - \xi}, \quad (2.45)$$

o que torna conveniente seguir a seguinte expressão para o fluxo de fótons [69]:

$$\frac{dN(\xi)}{d\xi} = \frac{\alpha}{\pi^2 \xi} \int \frac{d^2 q_t}{q_t^2 + \xi^2 m_p^2} \left(\frac{q_t^2}{q_t^2 + \xi^2 m_p^2} (1 - \xi) F_E(Q^2) + \frac{\xi^2}{2} F_M(Q^2) \right). \quad (2.46)$$

Neste caso, vamos trabalhar com os fatores de forma $F_E(Q^2)$ e $F_M(Q^2)$ que foram definidos na Ref. [53] e identificados por $D(Q^2)$ e $C(Q^2)$, respectivamente. Seguindo nossa

	a^0	a^1	a^2
$G_E(Q^2)$	0.98462	0.68414	0.01933
$G_M(Q^2)$	0.28231	1.34919	0.55473

Tabela 1 – Parâmetros para os fatores de forma do próton, tanto elétrico quanto magnético, utilizando a aproximação de duplo dipolo. Esses parâmetros foram obtidos a partir de ajustes a dados experimentais e podem ser encontrados em [71].

notação temos que:

$$F_E(Q^2) = \frac{4m_p^2 G_E^2(Q^2) + Q^2 G_M^2(Q^2)}{4m_p^2 + Q^2}, \quad F_M(Q^2) = G_M^2(Q^2), \quad (2.47)$$

onde m_p é a massa do próton e $Q^2 = -q^2$ a virtualidade do fóton, com q^2 sendo o momento transferido pelo fóton na colisão.

Há algumas maneiras de se parametrizar G_E e G_M , em altas energias. Uma delas é a aproximação de dipolo [70]:

$$G_E = G_M/\mu_p = G_D(Q^2) \equiv (1 + Q^2/0.71)^{-2}, \quad (2.48)$$

onde $\mu_p = 2.79$ é o momento magnético do próton. Outra parametrização é a de duplo dipolo, como mostrado na Ref. [71]:

$$G_{E,M}(Q^2) = \frac{a_0^{E,M}}{(1 + Q^2/a_1^{E,M})^2} + \frac{1 - a_0^{E,M}}{(1 + Q^2/a_2^{E,M})^2}, \quad (2.49)$$

onde os parâmetros a_0 , a_1 e a_2 são obtidos a partir de ajustes aos dados experimentais e apresentados na Tab. 1.

O resultado da integral na Eq. (2.46) pode ser bastante complicado, mas, uma vez que o fator que inclui contribuição magnética é muito pequeno comparado com a elétrica, podemos fazer uma simplificação nesta expressão reescrevendo-a como:

$$\frac{\alpha}{\pi} \frac{1 - \xi}{\xi} \int_{Q_{\min}^2}^{\infty} dQ^2 \frac{Q^2 - Q_{\min}^2}{Q^4} F_E(Q^2), \quad (2.50)$$

na qual $Q_{\min}^2$ é

$$Q_{\min}^2 \approx \frac{\xi^2 m_p^2}{1 - \xi}. \quad (2.51)$$

Para $4m_p^2 \gg Q^2$ e, usando a aproximação de dipolo, o fator de forma elétrico se simplifica para:

$$F_E(Q^2) = G_E^2(Q^2) = (1 + Q^2/0.71)^{-4}, \quad (2.52)$$

O trabalho [72] (veja Eq. 1) trás um fator de forma integrado na virtualidade do fóton. Caso seja desconsiderado o termo de $-Q_{\min}$, o fator de forma é apenas multiplicado pelo propagador

do fóton e o resultado é o já obtido em [63] (veja Eq. 2.7):

$$\frac{dN(\xi)}{d\xi} = \frac{\alpha}{2\pi\xi} \left[1 + (1 - \xi)^2 \right] \left(\ln A - \frac{11}{6} + \frac{3}{A} - \frac{3}{2A^2} + \frac{1}{3A^3} \right), \quad (2.53)$$

no qual $A = 1 + (0.71\text{GeV}^2)/Q_{\min}^2$. Caso o termo seja considerado, o resultado da integral é [72]:

$$\frac{dN(\xi)}{d\xi} = \frac{\alpha}{2\pi\xi} \left[1 + (1 - \xi)^2 \right] \left(\frac{A+3}{A-1} \ln A - \frac{17}{6} - \frac{4}{3A} + \frac{1}{6A^2} \right). \quad (2.54)$$

Mais a frente — quando formos calcular a seção de choque DPS para a produção de dimúon associada a de J/ψ — vamos precisar também da dependência do fluxo com o parâmetro de impacto $\vec{b}$. Uma parametrização com esta dependência pode ser conferida em [73]:

$$\frac{d^3N(\xi, \vec{b})}{d\xi d^2\vec{b}} = \frac{\alpha}{\pi^2\omega} \left| dq_t q_t^2 \frac{G_D(Q^2)}{Q^2} \left[(1 - \xi) \frac{4m_p^2 + Q^2\mu^2}{4m_p^2 + Q^2} + \frac{1}{2}\xi^2 \frac{Q^2}{q_t^2} \mu^2 \right]^{1/2} J_1(bq_t) \right|^2, \quad (2.55)$$

porém, a definição de Q^2 , nesta expressão, é incompatível com a nossa. Portanto, construímos uma expressão que quando integrada em parâmetro de impacto se torna a Eq. (2.46). Chegamos na seguinte equação:

$$\frac{d^3N(\xi, \vec{b})}{d\xi d^2\vec{b}} = \frac{\alpha}{\pi^2\xi} \left| \int dq_t q_t^2 \frac{G_D(Q^2)}{\sqrt{1 - \xi}Q^2} \left[\frac{4m_p^2 + Q^2\mu_p^2}{4m_p^2 + Q^2} + \frac{1}{2}\xi^2 \frac{Q^2}{q_t^2} \mu_p^2 \right]^{1/2} J_1(bq_t) \right|^2. \quad (2.56)$$

Na Fig. 11, mostramos a expressão acima integrada em todo o parâmetro de impacto e comparamos com o fluxo de fótons dado pela Eq. (2.54). Também, vemos o resultado da Eq. 2.46 com a aproximação de duplo dipolo e a parametrização de fótons elásticos da PDF CT18qed [74] com escala fixada em $M = 1.5\text{ GeV}$. Observamos, no gráfico, que, para o regime de ξ apresentado, os modelos convergem bem. Destacamos que para o fluxo integrado numericamente em parâmetro de impacto, vemos, pelo gráfico, que utilizar as parametrizações de dipolo simples ou dupla não causa grandes impactos no resultado. Ressaltamos também que a semelhança entre as curvas confirma nossos métodos de integração, que serão muito importantes no desenrolar do trabalho.

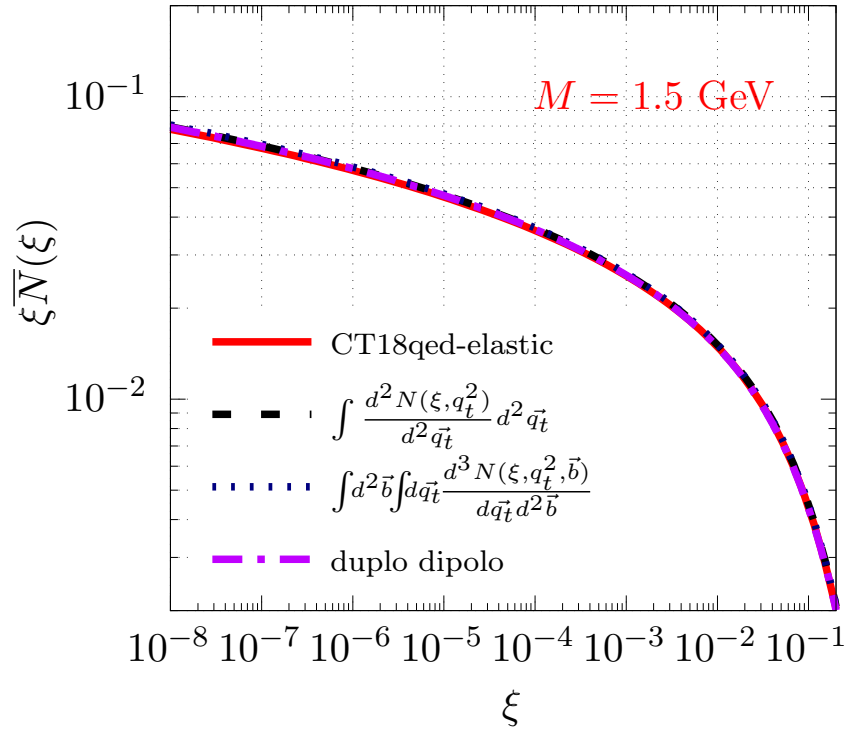


Figura 11 – Fluxo de fótons elásticos vindos do próton em função de ξ , $\xi \bar{N}(\xi)$. A linha cheia representa o fluxo de fótons dado pela PDF CT18 para fótons elásticos. A linha tracejada representa o fluxo integrado numericamente em momento transversal com parametrização de dipolo simples; a linha pontilhada representa o fluxo integrado numericamente em momento transversal e em parâmetro de impacto, com parametrização de dipolo simples; a linha pontilhada-tracejada representa o fluxo integrado em momento transversal, mas com parametrização de duplo dipolo. Figura de autoria própria.

3 DUPLO ESPALHAMENTO PARTÔNICO

A suposição de múltiplas interações partônicas data dos trabalhos envolvendo correções de potência, ou *higher twist*, às colisões de altas energias, como vemos em [75]. Essas interações múltiplas devem ocorrer na mesma colisão, por exemplo, colisão pp (próton–próton), pA (próton–núcleo) ou AA (núcleo–núcleo) [76], ser simultâneas e independentes entre si. Vamos focar no processo de duplo espalhamento, o mais provável de ocorrer dentre as múltiplas interações. Neste caso, duas interações ocorrem independentemente na mesma colisão. Esse processo pode acontecer em colisões centrais, nas quais os colidentes se “tocam”, ou em UPCs como definidas anteriormente.

Na seção a seguir, apresentaremos um breve resumo sobre os elementos básicos de DPS em colisões centrais e a ideia da “fórmula de bolso” para expressar uma seção de choque DPS. Após esta introdução, veremos na Sec. 3.2 como obter um análogo da fórmula de bolso para colisões ultraperiféricas. Faremos isto a partir da produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ em colisões Ap e AA , envolvendo dois fótons de um núcleo e dois glúons do outro hádron (p ou A).

3.1 DPS EM COLISÕES CENTRAIS

Vemos, na Fig. 12, um exemplo de DPS em colisões centrais, no caso, o processo de duplo Drell–Yan, no qual um próton/núcleo fornece dois quarks que vão interagir separadamente um do outro e com os quarks do outro próton/núcleo, gerando dois pares de léptons no estado final. Este processo foi discutido na Ref. [77], onde foi mostrada a sua fatorização. Em um artigo anterior [78], foi introduzida a função de distribuição de pártons dupla (dPDF, iniciais em inglês). A dPDF depende não apenas das frações de momento carregadas pelos pártons do próton/núcleo, mas também da distância transversal entre os pártons.

Chamaremos de parâmetro de impacto $\vec{b}_1$ e $\vec{b}_2$ as distâncias bidimensionais no plano transversal da primeira e da segunda interação até o centro do hádron 1. O parâmetro de

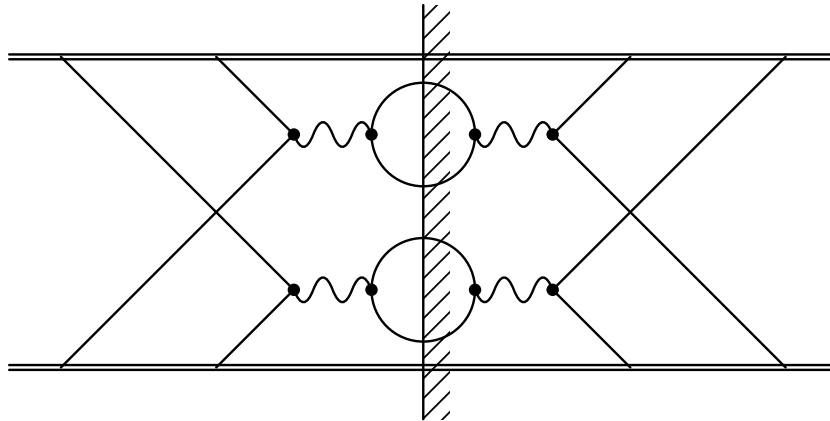


Figura 12 – Figura ilustrativa da contribuição DPS para o processo de duplo Drell–Yan. Figura retirada de [48]

impacto da colisão, $\vec{b}$, é a distância entre os centros dos dois hádrons. Assim, a seção de choque para DPS pode ser escrita numa forma geral (e.g. [79]):

$$\sigma_{\text{DPS}} = \frac{m}{2} \sum_{i,j,k,l} \int \Gamma_{ij}(x_1, x_2; \vec{b}_1, \vec{b}_2; Q_1^2, Q_2^2) \hat{\sigma}_{ik}^A(x_1, x'_1, Q_1^2) \hat{\sigma}_{jl}^B(x_2, x'_2, Q_2^2) \times \Gamma_{kl}(x'_1, x'_2; \vec{b}_1 - \vec{b}, \vec{b}_2 - \vec{b}; Q_1^2, Q_2^2) dx_1 dx_2 dx'_1 dx'_2 d^2b_1 d^2b_2 d^2b, \quad (3.1)$$

onde m é o fator de simetria, igual a um, $m = 1$, caso as partículas produzidas A sejam iguais às partículas produzidas B , e $m = 2$ caso sejam diferentes. Temos $\Gamma_{ij}(x_1, x_2; \vec{b}_1, \vec{b}_2; Q_1^2, Q_2^2)$ representando as funções de distribuição dupla partônicas para pártons i, j em função das frações de momento longitudinal x_1, x_2 , das posições no plano transversal $\vec{b}_1, \vec{b}_2$ e das escalas de energia Q_1^2, Q_2^2 . Já $\hat{\sigma}^A$ e $\hat{\sigma}^B$ são as seções de choque partônicas para a produção dos estados finais A e B , respectivamente.

3.1.1 Fórmula de bolso

Para obter uma expressão mais simples e menos geral, fatoramos a dependência nas coordenadas transversais de forma que

$$\Gamma_{ij}(x_1, x_2; \vec{b}_1, \vec{b}_2; Q_1^2, Q_2^2) = D_{ij}(x_1, x_2; Q_1^2, Q_2^2) f(\vec{b}_1) f(\vec{b}_2), \quad (3.2)$$

ou seja, desprezamos correlações entre os partons que envolvam a parte transversal. Mais discussões sobre fatorização nas distribuições duplas de pártons podem ser conferidas em [80]. Ainda, no limite de altas energias, podemos assumir a independência entre as distribuições de pártons de diferentes hádrons. Assim,

$$D_{ij}(x_1, x_2; Q_1^2, Q_2^2) = D_i(x_1; Q_1^2) D_j(x_2; Q_2^2). \quad (3.3)$$

Podemos definir a função de sobreposição como

$$T(\vec{b}) = \int f(\vec{b}_1) f(\vec{b}_1 - \vec{b}) d^2b_1. \quad (3.4)$$

A função de densidade de pártons $f(\vec{b}_i)$ deve ser normalizada para que, ao integrarmos todas as distribuições de densidades partônicas dos prótons/núcleos em todo o espaço transversal, tenhamos

$$\int d^2b T(\vec{b}) = \int f(\vec{b}_1) f(\vec{b}_1 - \vec{b}) d^2b_1 d^2b = \left(\int f(\vec{b}_1) d^2b_1 \right)^2 = 1. \quad (3.5)$$

Finalmente, nossa seção de choque pode ser escrita em sua “fórmula de bolso”:

$$\sigma_{A,B}^{\text{DPS}} = \frac{m}{2} \frac{\sigma_A^{\text{SPS}} \sigma_B^{\text{SPS}}}{\sigma_{\text{eff}}} \quad (3.6)$$

onde a seção de choque efetiva σ_{eff} engloba a informação da distribuição de pártons no espaço de parâmetro de impacto:

$$\sigma_{\text{eff}} = \left[\int d^2b T^2(\vec{b}) \right]^{-1}. \quad (3.7)$$

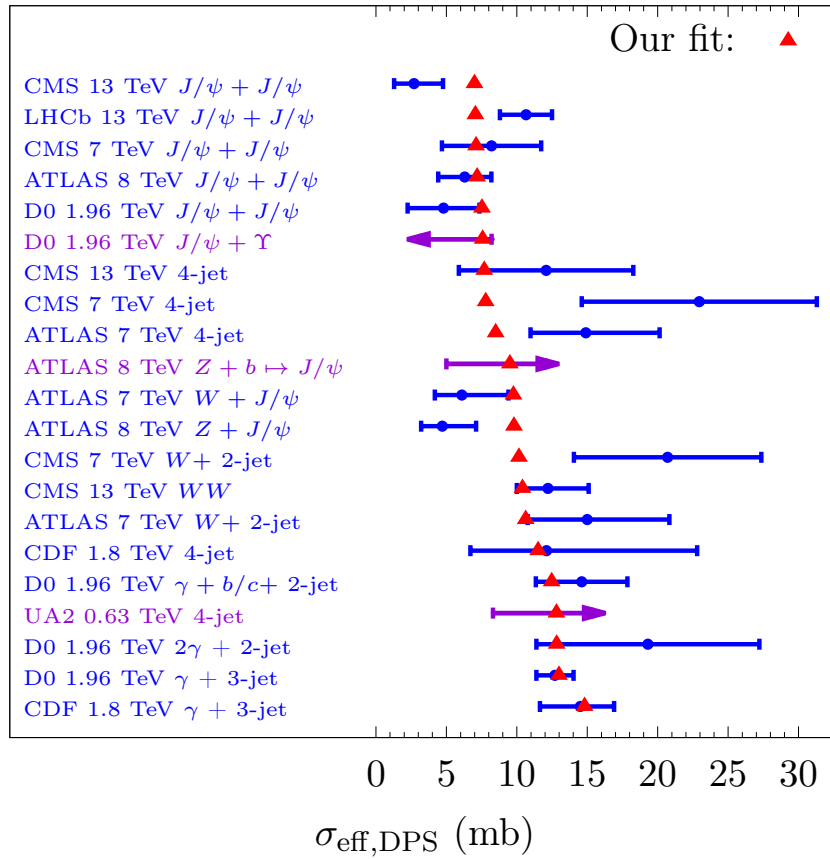


Figura 13 – Seção de choque efetiva medida em diferentes processos. O ponto azul representa a medida experimental dentro da barra de erro. Linhas com setas nas extremidades são as variações dos limites para a seção de choque efetiva e estão marcadas com cores diferentes por estarem acima ou abaixo dos limites experimentais. Os triângulos representam as medidas calculadas pelo estudo em questão [81].

3.1.2 Seção de choque efetiva

Além disto, em colisões centrais, é comum assumir que esta seção de choque efetiva seja a mesma para todos os estados finais produzidos a partir de quarks e glúons. Contudo, vemos medidas desse observável, apresentadas na Fig. 13, mostrando que há diferenças significativas nos valores experimentais de seção de choque efetiva entre os diferentes estados finais.

Há muitas maneiras de construir a função de sobreposição $T(\vec{b})$ para melhor descrever a seção de choque efetiva e também é possível voltar um passo na fatorização acima e considerar distribuições de um parton que dependam de maneira não trivial na fração de momento longitudinal, na escala de energia e na posição transversal, aqui denominadas de $D_i(x_1; \vec{b}_1; Q_1^2)$. Por exemplo, no caso envolvendo colisões ultraperiféricas com fótons no estado inicial, construiremos uma função de sobreposição dependente do parâmetro de impacto e da fração de momento dos fótons.

No caso envolvendo glúons, vimos no Cap. 2 que a fatoração para a distribuição de

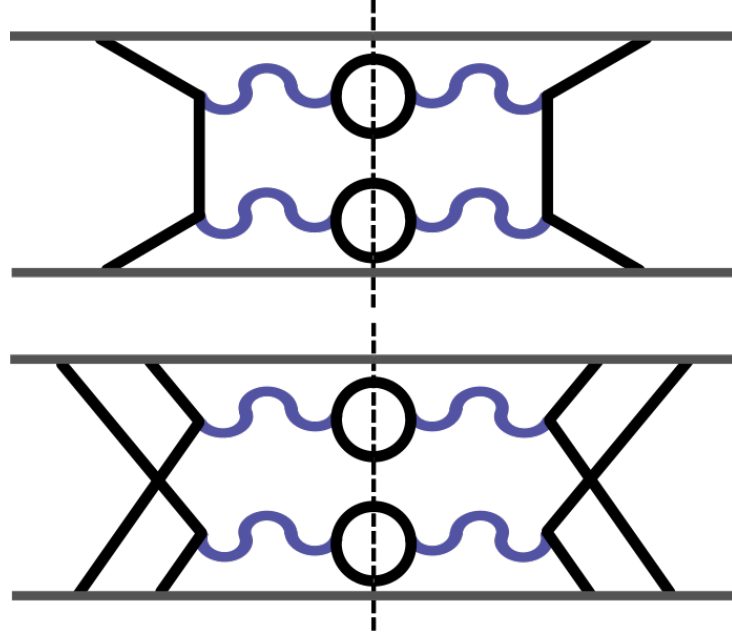


Figura 14 – Figura superior mostra a contribuição SPS para o processo de duplo Drell–Yan enquanto a inferior ilustra o processo DPS. Figura de autoria própria.

glúons e quarks no hádron foi definida em (2.41) como:

$$G_g(x, \vec{b}) = g(x) f_g(\vec{b}). \quad (3.8)$$

Consequentemente, a função de sobreposição $T(\vec{b})$ terá apenas a contribuição $f_g(\vec{b})$ em sua definição, de forma que não contenha dependência na variável x . Com essa função de sobreposição, a seção de choque efetiva pode ser construída como sugere a fórmula simplificada (3.7), a qual, quando integrada em todo o parâmetro de impacto, além de não depender de x , resulta em um valor constante.

Ainda na Fig. 13, vemos triângulos vermelhos. Eles representam valores ajustados de seção de choque efetiva a partir da suposição de que os pártons podem estar correlacionados no plano transversal e de que diferentes tipos de pártons se correlacionam de maneiras distintas. Ou seja, a distribuição espacial média, no plano transversal, entre pártons do tipo mar e do tipo de valência é diferente. Esta dependência foi incluída no cálculo da seção de choque efetiva cujo resultado está representado pelos triângulos, apresentados em conjunto com os valores experimentais correspondentes e suas barras de erro. Podemos destacar ainda que o estudo descartou a hipótese nula de correlação com 3.8σ . Mais detalhes e discussões podem ser conferidos no artigo completo [81].

3.1.3 Contribuições de SPS

Para encerrar esta introdução ao DPS, vamos a uma breve discussão sobre a possibilidade do estado final considerado ser produzido em uma interação simples (SPS) ao invés de ser oriundo do processo DPS, revisada em Ref. [48]. A Fig. 14 mostra a produção de dois pares de

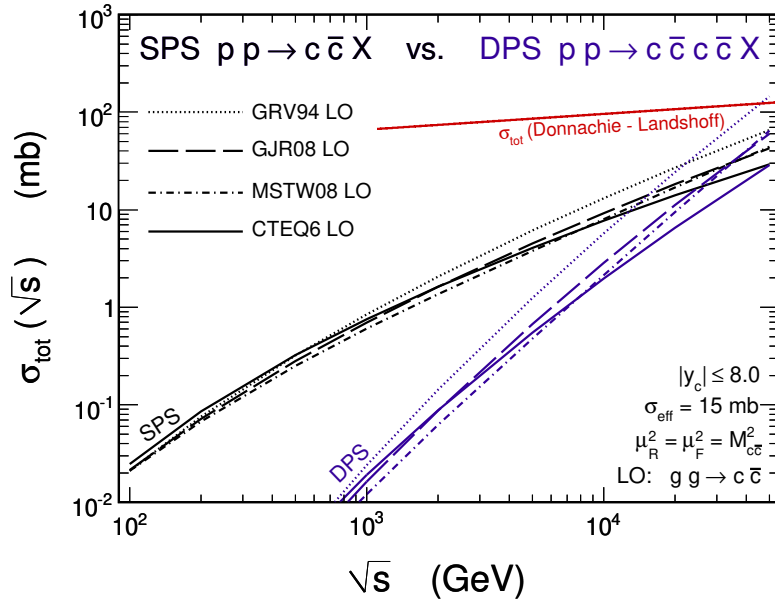


Figura 15 – Seção de choque total SPS e DPS para a produção de par $c\bar{c}$ em função da energia de centro de massa $\sqrt{s}$. As diferentes curvas representam o uso de diferentes PDFs para o glúon, enquanto que a curva vermelha mais acima representa a parametrização da seção de choque total σ_{tot} de Donnachie–Landshoff. Figura retirada da Ref. [82].

léptons criados via espalhamento simples e o mesmo estado final produzido via processo duplo Drell–Yan, ambos em ordem dominante. Do ponto de vista experimental, não há diferença entre os dois casos. Contudo, em termos de variáveis cinemáticas, a diferença mais notável entre os dois processos é que, no DPS, os diléptons são colineares aos hádrons, enquanto que, no SPS, os diléptons podem ter momentos transversais não nulos e opostos.

Na Eq. (3.1), vemos que as funções de distribuição duplas dependem da separação, no plano transversal, entre os pártons, ou seja, $\vec{b}_1 - \vec{b}_2$, ou ainda, do momento transversal conjugado. Como não é possível medir diretamente esta quantidade, é comum integrar nesta variável que é proporcional a $1/\Lambda_{\text{QCD}}$, sendo Λ_{QCD} a escala da QCD, que aparece devido às correções radioativas. Por sua vez, a fatorização de uma seção de choque partônica com a função de distribuição dupla, concede à seção de choque DPS uma expansão da ordem de Λ_{QCD}/Q^2 , em ordem dominante. Isto significa que, quando integrada em separação transversal, a seção de choque DPS é da ordem de $\Delta_{\text{QCD}}^2/Q^4$. Para o SPS, também integrado em separação transversal, a seção de choque é da ordem de $1/Q^2$. Portanto, em relação a este comportamento de potência, o DPS é suprimido pelo SPS por ordem de $\Delta_{\text{QCD}}^2/Q^2$ [47, 83]. Porém, há regiões do espaço de fase onde a contribuição de duplo espalhamento compete com ou até supera a de espalhamento simples.

Por exemplo, para pequeno x com uma escala constante Q^2 , o fluxo de pártons é muito grande e a probabilidade de duplo espalhamento cresce em comparação com a de simples espalhamento por causa da influência das distribuições de pártons. No trabalho [82], a produção

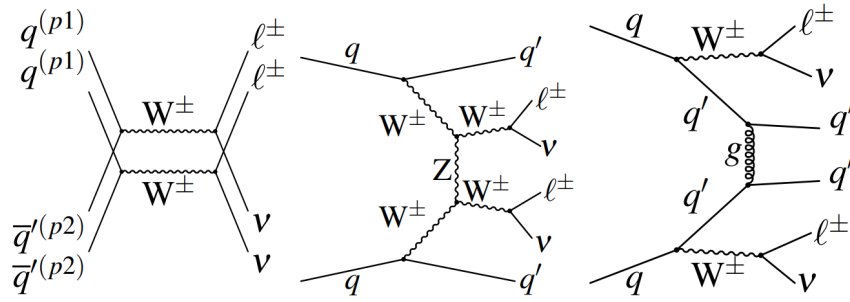


Figura 16 – Diagramas de Feynman para o decaimento leptônico do bóson W via DPS (esquerda) e SPS com a troca de bóson Z ou glúon (meio e direita, respectivamente). Figura retirada de [84].

de pares $c\bar{c}$ em colisões centrais pp com quatro glúons no estado inicial foi estudada nos casos de SPS e de DPS. É possível perceber na Fig. 15 que, para baixos valores de energia de centro de massa $\sqrt{s}$, a maior contribuição é da produção SPS. Nesta região, ambas as produções estão bastante abaixo da seção de choque total. Para altas energias, a contribuição DPS se torna comparável e até supera a de SPS, se aproximando da seção de choque total.

Ainda no trabalho citado, foram estudadas formas de separar cinematicamente a contribuição DPS da SPS. Com esta aproximação, o trabalho destaca, ainda, a possibilidade de inclusão de efeitos de saturação e unitariedade. Alguns outros estudos que utilizam diferentes métodos para estimar a produção de $b\bar{b}b\bar{b}$ e $b\bar{b}c\bar{c}$ via DPS são encontrados em [85, 86, 87, 88].

Com o aumento da energia de centro de massa, a seção de choque SPS para minijatos calculada tradicionalmente sofre aumento discrepante, violando a unitariedade. Há algumas possíveis maneiras de reestabelecer a unitariedade na seção de choque. Uma delas, ainda que não a mais popular, é incluir contribuições multipartônicas, como é implementado, por exemplo, nos geradores de eventos [89].

Alguns processos, como produção de bóson W de mesmo sinal via DPS, sofrem reforço em comparação com relação à contribuição do SPS devido à potência dos parâmetros de acoplamento. Podemos observar tal supressão através dos diagramas da Fig. 16, onde vemos que a contribuição DPS é proporcional a α_{EW}^4 , enquanto que as outras duas contribuições SPS são proporcionais a α_{EW}^6 e $\alpha_{EW}^4\alpha_s^2$, respectivamente, e, assim, são menores.

Trabalhos como [90, 91] nos mostram previsões teóricas para a contribuição DPS na produção de bósons W de mesmo sinal em colisões pp e pA . Por exemplo, vemos na Fig. 17 a comparação da seção de choque total, como função da energia de centro de massa $\sqrt{s}$, para a produção SPS de bósons W e DPS de pares de bóson W de mesmo sinal e de sinais opostos. Podemos perceber que no caso de sinais opostos, a contribuição SPS é ordens de grandeza maior que a DPS. Porém, no caso de W^+W^+ , o DPS é menor do que o SPS por um fator de apenas 1.7. Para W^-W^- o DPS também tem contribuição comparável já que é menor por um fator de, aproximadamente, 2.

Um resultado experimental mais recente pode ser visto na Ref. [84] que nos fornece a comparação entre as previsões teóricas e as medidas obtidas pelo experimento CMS. Destaca-

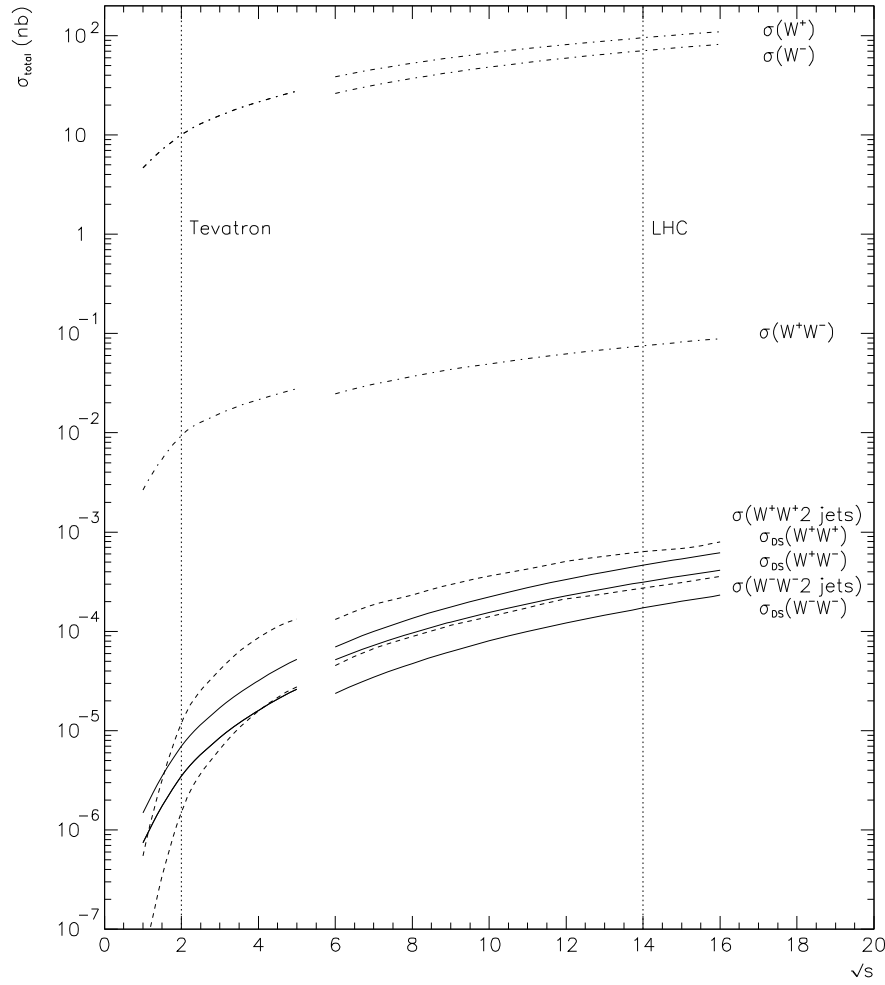


Figura 17 – Seções de choque totais para a produção simples de W e para a produção de pares de W em colisões pp e $p\bar{p}$. As linhas tracejadas e traço-ponto correspondem ao espalhamento simples de pártons, e as linhas contínuas ao espalhamento duplo de pártons assumindo $\sigma_{\text{eff}} = 14.5 \text{ mb}$ [90].

mos os valores experimentais da seção de choque efetiva para a produção de $W^\pm W^\pm$ no experimento CMS em colisão pp a energia de centro de massa $\sqrt{13} \text{ TeV}$ com $\sigma_{\text{eff}} = 12.2^{+2.9}_{-2.2} \text{ mb}$.

3.2 DPS EM COLISÕES ULTRAPERIFÉRICAS

Enquanto os processos citados acima nos dão a possibilidade de investigar os espalhamentos múltiplos através de colisões centrais, seja colisão pp , pA ou AA , uma maneira ainda pouco explorada de estudar DPS é através de colisões ultraperiféricas. No trabalho [49] foi obtida, pela primeira vez na literatura, a seção de choque efetiva em UPCs. Neste, é explorada a distribuição de glúons do próton para pequeno x a partir da predição para a produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ em colisão ultraperiférica pA via DPS.

A seguir, vamos comentar sobre alguns detalhes deste trabalho, bem como discutir

seus principais resultados. Na sequência, vamos comentar sobre um segundo trabalho realizado pelos mesmos colaboradores com intuito de calcular a seção de choque DPS para a produção de $c\bar{c}b\bar{b}$, agora, em UPC AA , para o qual foi necessário obter a distribuição de glúons de um núcleo alvo [50]. Após a discussão destes trabalhos prévios, vamos tratar com detalhes, no cap. 4, o trabalho que realizamos para calcular a produção de um par de dilépton e um par $c\bar{c}$ via DPS em colisão ultraperiférica AA explorando, assim, a distribuição de fótons do núcleo alvo, incluindo no seu interior.

3.2.1 Produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via DPS em UPCs pA

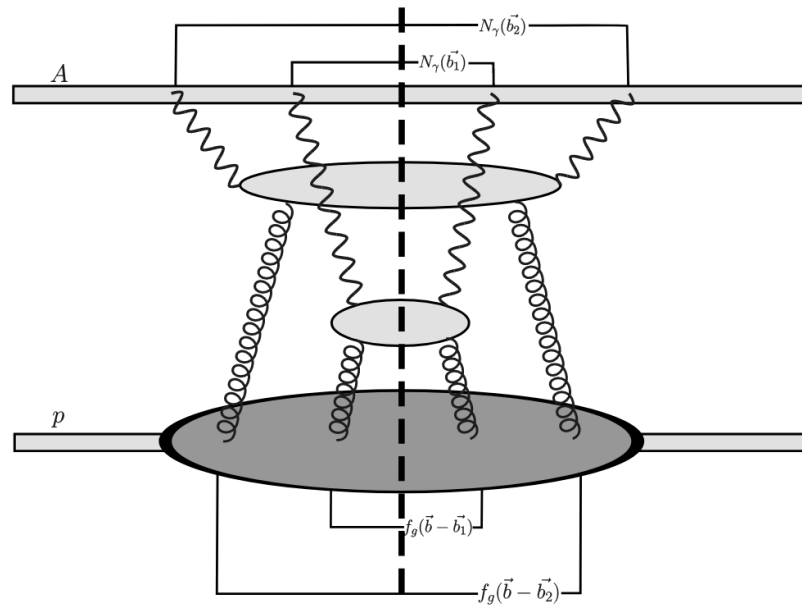


Figura 18 – Ilustração da seção de choque $A + p \rightarrow A + (c\bar{c}b\bar{b}) + X$ em pA UPCs [49].

Na Fig. 18 temos a representação pictórica da seção de choque DPS para uma colisão Ap com dois fótons vindos do núcleo A e dois glúons do próton p formando um par $c\bar{c}$ e um par $b\bar{b}$ no estado final. Considerando que se trata de uma colisão ultraperiférica, a interação dos fótons com os glúons se dá pela quebra do próton, indicada pela elipse preenchida, enquanto o núcleo se mantém intacto após a colisão. Por isso é necessária a distribuição de fótons elásticos do núcleo.

Como vimos no cap. 2, por se tratar de UPC, precisamos da distribuição dos fótons e dos glúons com dependência no parâmetro de impacto. Estas distribuições estão representadas na imagem por $f_g(\vec{b} - \vec{b}_{1,2})$ e $N_\gamma(\vec{b} - \vec{b}_{1,2})$, de forma que, $\vec{b}_{1,2}$ representa a distância do ponto de interação a partir do centro do núcleo, ou seja, a posição no plano transversal dos fótons γ_1 e do fóton γ_2 . A posição dos glúons g_1 e g_2 medida a partir do centro do próton é dada por $\vec{b}_{g,i} = \vec{b} - \vec{b}_{1,2}$, sendo $i = 1,2$ os índices do glúon 1 e 2, respectivamente.

Por se tratar de DPS, a seção de choque deve conter as seções de choque partônicas para a produção de $c\bar{c}$ e $b\bar{b}$, assim como uma dupla distribuição dos fótons do projétil e dos

glúons do alvo. De maneira geral, escrevemos a seção de choque DPS como:

$$\frac{d^4\sigma_{pA \rightarrow XA+c\bar{c}+b\bar{b}}}{dy_c dy_{\bar{c}} dy_b dy_{\bar{b}}} = \int d^2b \Theta(b - R_A - R_p) \int d^2\vec{b}_{\gamma,1} \Theta(b_1 - R_A) \int d^2\vec{b}_2 \Theta(b_2 - R_A) \times \\ \int d\xi_1 d\xi_2 dx_1 dx_2 N_{\gamma\gamma}(\xi_1, \vec{b}_1; \xi_2, \vec{b}_2) G_{gg}(x_1, \vec{b}_{g,1}; x_2, \vec{b}_{g,2}) \frac{d^2\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}}{dy_c dy_{\bar{c}}} \frac{d^2\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow b\bar{b}}}{dy_b dy_{\bar{b}}}. \quad (3.9)$$

Observamos a função de Heaviside $\Theta(b - R_A - R_p)$, ausente no caso de colisões centrais, a qual garante uma colisão ultraperiférica.

Na eq. (3.9), vemos as funções $N_{\gamma\gamma}(\xi_1, \vec{b}_1; \xi_2, \vec{b}_2)$ e $G_{gg}(x_1, \vec{b}_{g,1}; x_2, \vec{b}_{g,2})$ representando a distribuição dupla dos fótons vindos do núcleo e dos glúons vindos do próton, respectivamente. No cap. 2 vimos como obter estas distribuições para um espalhamento simples. Se supomos a fatorização destas distribuições, então:

$$N_{\gamma\gamma}(\xi_1, \vec{b}_1; \xi_2, \vec{b}_2) = N_{\gamma}(\xi_1, \vec{b}_1) N_{\gamma}(\xi_2, \vec{b}_2), \\ G_{gg}(x_1, \vec{b}_{g,1}; x_2, \vec{b}_{g,2}) = G_g(x_1, \vec{b}_{g,1}) G_g(x_2, \vec{b}_{g,2}), \quad (3.10)$$

o que implica em uma não correlação entre estes pártons. Observamos mais duas funções de Heaviside $\Theta(b_{1,2} - R_A)$, que excluem os fótons dentro do projétil. O motivo para isto está relacionado com a dissociação do núcleo e a melhor maneira de excluir esta região é uma dúvida atual da literatura, como discutido em [69].

A seção de choque acima é diferencial nas rapidezzes dos quarks $y_{c,b,\bar{c},\bar{b}}$ que estão relacionadas com a fração de energia carregada pelos fótons e glúons, $\xi_{1,2}$ e $x_{1,2}$, da forma:

$$\xi_{1,2} = \frac{m_t}{\sqrt{s}} \left(e^{y_{c,b}} + e^{y_{\bar{c},\bar{b}}} \right), \quad (3.11)$$

$$x_{1,2} = \frac{m_t}{\sqrt{s}} \left(e^{-y_{c,b}} + e^{-y_{\bar{c},\bar{b}}} \right). \quad (3.12)$$

onde $m_{c,b;t}^2 = m_{c,b} + p_{c,b;t}^2$ é a massa transversal dos quarks. Temos a seção de choque partônica diferencial na rapidez para a produção SPS de $c\bar{c}$, $\frac{d^2\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}}{dy_c dy_{\bar{c}}}$, e $b\bar{b}$, $\frac{d^2\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow b\bar{b}}}{dy_b dy_{\bar{b}}}$. Não vamos detalhar os cálculos destas seções de choque, pois no próximo capítulo, faremos todas as contas passo-a-passo e muitas se assemelham a estas.

Agora, podemos aplicar o que foi desenvolvido no cap. 2. Como o núcleo–projétil se mantém intacto e contribui apenas com fótons fora do seu raio, há a simplificação de usar o fluxo de fótons de uma carga puntual. Assim, podemos usar a Eq. (2.16), adicionando o termo inversamente proporcional a γ^2 que havia sido desprezado.

Para relacionarmos ω com ξ , escrevemos, a partir da cinemática entre o núcleon e o fóton, o fator γ como $\gamma = \sqrt{s}/2m_p$. Sabemos que $\omega = \xi\sqrt{s}/2$, temos, portanto,

$$\omega = \xi\gamma m_p. \quad (3.13)$$

Desta maneira, identificamos que:

$$\xi N(\xi, \vec{b}) \equiv \xi \frac{d^3N(\xi, \vec{b})}{d\xi d^2\vec{b}} = \omega \frac{d^3N(\omega, \vec{b})}{d\omega d^2\vec{b}}. \quad (3.14)$$

A função para o fluxo de fótons fica, então:

$$\xi N(\xi, \vec{b}) = \frac{\alpha Z^2 \xi^2 m_p^2}{\pi^2} \left[K_1^2(b\xi m_p) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(b\xi m_p) \right], \quad (3.15)$$

lembrando que K_0 e K_1 são as funções de Bessel modificadas e Z é o número atômico.

Para o próton, vemos que precisamos apenas da distribuição de glúons com dependência no parâmetro de impacto. Tal distribuição foi explorada na Sec. 2.4. Vimos para o caso nuclear, no qual precisamos também da distribuição de núcleons dentro do núcleo. Aqui temos apenas o próton, portanto, simplificamos para:

$$G_g(x, \vec{b}_g) = g(x) f_g(\vec{b}_g), \quad (3.16)$$

lembrando que $f_g(\vec{b})$ é dada por:

$$f_g(\vec{b}) = \frac{\Lambda^2}{2\pi} \frac{\Lambda b}{2} K_1(\Lambda b), \quad \int d^2\vec{b} f_g(\vec{b}) = 1, \quad (3.17)$$

onde $\Lambda \approx 1.5$ GeV.

Uma vez que temos as distribuições, podemos construir uma seção de choque efetiva que permita reescrever a (3.9) em um formato análogo à fórmula de bolso para DPS como mostrado em (3.6):

$$\frac{d^4\sigma_{pA \rightarrow X+c\bar{c}+b\bar{b}}}{dy_c dy_{\bar{c}} dy_b dy_{\bar{b}}} = \int d\xi_1 d\xi_2 dx_1 dx_2 \frac{\bar{N}_\gamma(\xi_1) g(x_1) \bar{N}_\gamma(\xi_2) g(x_2)}{\sigma_{\text{eff}}(\xi_1, \xi_2)} \frac{d^2\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}}{dy_c dy_{\bar{c}}} \frac{d^2\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow b\bar{b}}}{dy_b dy_{\bar{b}}}. \quad (3.18)$$

Identificamos na equação acima as seções de choque partônicas e alguns elementos novos. Entre eles, temos $\bar{N}_\gamma(\xi_1)$ e $\bar{N}_\gamma(\xi_2)$ que são as distribuições dos fótons integradas nos respectivos parâmetros de impacto:

$$\bar{N}_\gamma(\xi_{1,2}) = \int d^2\vec{b}_{1,2} N(\xi_{1,2}, \vec{b}_{1,2}), \quad (3.19)$$

Identificamos, também, os termos $g(x_1)$ e $g(x_2)$ que vieram da distribuição de glúons adotada. Ressaltamos que a dependência com o parâmetro de impacto na Eq. (3.16) está contida na seção de choque efetiva.

Comparando a eq. (3.18) com a expressão geral (3.9), a seção de choque efetiva é identificada como:

$$\frac{1}{\sigma_{\text{eff}}(\xi_1, \xi_2)} = \int d^2b \Theta(b - R_A - R_p) \int d^2\vec{b}_1 \Theta(b_1 - R_A) \frac{N_\gamma(\xi_1, \vec{b}_1)}{\bar{N}_\gamma(\xi_1)} f_{g,1}(\vec{b}_{g,1}) \int d^2\vec{b}_2 \Theta(b_2 - R_A) \frac{N_\gamma(\xi_2, \vec{b}_2)}{\bar{N}_\gamma(\xi_2)} f_{g,2}(\vec{b}_{g,2}). \quad (3.20)$$

Com esta expressão, temos condições de expressar a função de sobreposição $T_{\gamma g}(\xi, \vec{b})$:

$$T_{\gamma g}(\xi, \vec{b}) = \int d^2\vec{b}_\gamma \Theta(b_1 - R_A) \frac{N_\gamma(\xi, \vec{b}_\gamma)}{\bar{N}_\gamma(\xi_1)} f_g(\vec{b}_\gamma - \vec{b}). \quad (3.21)$$

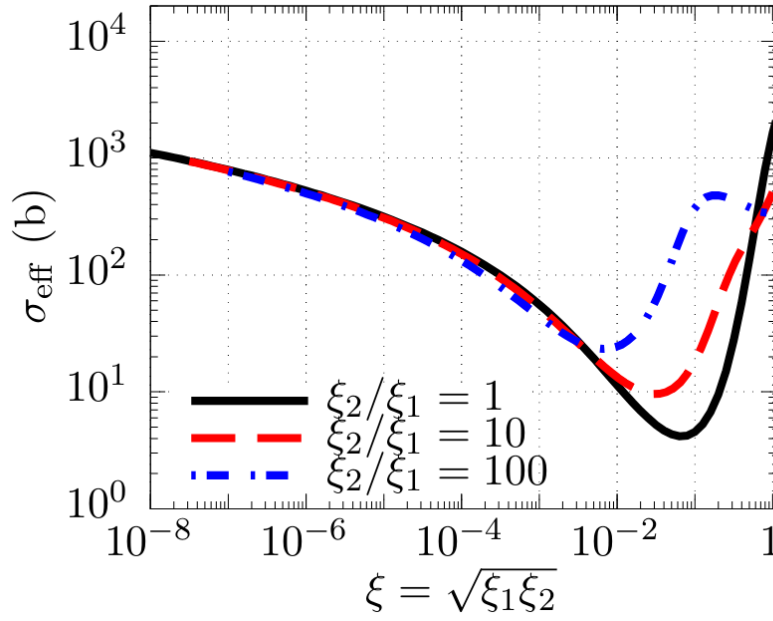


Figura 19 – Seção de choque efetiva em função da fração de energia carregada pelo fóton γ_1 e γ_2 , $\sqrt{\xi_1 \xi_2}$ [49].

Voltando para a equação da seção de choque efetiva, podemos entender sua definição como:

$$[\sigma_{\text{eff}}(\xi_1, \xi_2)]^{-1} \equiv \int d^2b \Theta(b - R_A - R_p) T_{\gamma g}(\xi_1, \vec{b}) T_{\gamma g}(\xi_2, \vec{b}), \quad (3.22)$$

ou seja, ela representa o inverso as funções de sobreposição integradas em todo parâmetro de impacto.

Destacamos que embora tenhamos encontrado um análogo para a fórmula de bolso do DPS, esta seção de choque efetiva não é constante e depende das frações de momento carregadas pelos fótons do estado inicial. Na Fig. 19 vemos os resultados obtidos para a seção de choque efetiva em função de diferentes valores de fração de energia carregada pelos fótons 1 e 2, respectivamente. Observamos que, para ξ pequeno, a seção de choque efetiva cresce devido aos fótons estarem mais espalhados e raramente encontrarem simultaneamente os glúons no interior do próton e, portanto, a probabilidade de DPS é menor.

Conforme ξ aumenta, os fótons se acumulam na borda do núcleo, já que fótons carregando grande fração de energia longitudinal são mais escassos e se encontrarão menos espalhados. Para $x \approx 0,07$, os fótons estão aproximadamente a um raio do próton de distância da borda, tendo maior probabilidade de interagir com os glúons do próton. No caso da figura em que $\xi_2 \neq \xi_1$, podem haver dois mínimos já que a condição recém explicada aplica-se para cada um deles. Temos, portanto, a demonstração de que a seção de choque efetiva, para o caso ultraperiférico, apresenta uma complexa dependência com a fração de energia carregada pelos fótons em colisão, o que vai de encontro à suposição “ingênua” da fórmula de bolso para DPS com uma seção de choque efetiva constante.

Para reforçar essa hipótese, vemos, no lado esquerdo da Fig. 20, a seção de choque DPS diferencial em rapidez dos quarks c e b com previsões para dois valores diferentes de

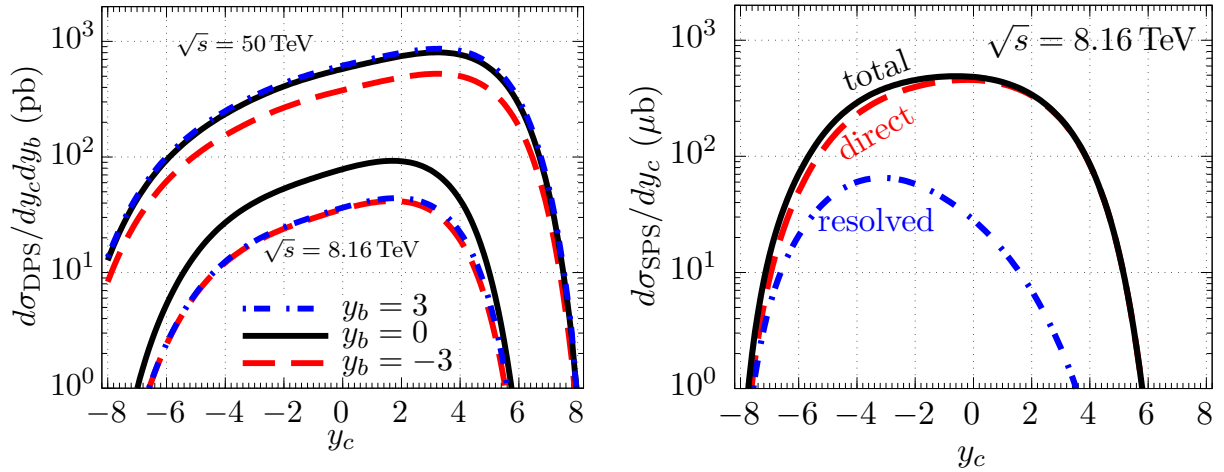


Figura 20 – À esquerda, seção de choque diferencial em rapidez do *charm* e com valores fixados de rapidez do *bottom* para a produção de $b\bar{b}c\bar{c}$ via mecanismo DPS em $\sqrt{s} = 8.16\text{TeV}$ e $\sqrt{s} = 16\text{TeV}$. À direita, seção de choque SPS para a produção de par $c\bar{c}$ à $\sqrt{8.16\text{TeV}}$ diferencial em rapidez do *charm* e considerando contribuições diretas e resolvidas. Figura retirada de [49].

energia de centro de massa. Uma compatível com o colisor LHC, $\sqrt{s} = 8.16\text{TeV}$, e outra com o futuro colisor FCC, $\sqrt{s} = 50\text{TeV}$. Para cada um dos valores foi realizado o cálculo para três valores fixos de rapidez do *bottom*, $y_b = 3, 0, -3$ enquanto que a rapidez do *charm* se manteve variável entre um intervalo de -8 a 8 .

No lado direito da Fig. 20, temos a produção SPS de $c\bar{c}$ diferencial na rapidez do *charm* e para energia de centro de massa $\sqrt{s} = 8.16\text{TeV}$. Foram incluídas as contribuições diretas (interações com os fótons elásticos) e resolvidas (fótons inelásticos), bem como, a soma delas. O objetivo não é fazer uma comparação direta entre SPS e DPS, mas reforçar a hipótese de que o comportamento em rapidez do *c* da seção de choque DPS para a produção de $b\bar{b}c\bar{c}$ difere daquele observado na produção SPS de $c\bar{c}$. Enquanto que no espalhamento simples, para rapidez central, o comportamento da seção de choque se mantém praticamente constante com o aumento da rapidez, na seção de choque DPS, para a mesma região cinemática, vemos um comportamento crescente da mesma. Tal diferença não ocorreria caso o duplo espalhamento fosse fatorado em duas seções de choque simples e uma seção de choque efetiva constante, já que este comportamento se origina na seção de choque efetiva que diminui conforme a fração de energia carregada pelos fótons aumenta.

Observamos que a seção de choque efetiva foi obtida sem considerar correlações, exceto que seja um espalhamento ultraperiférico com fótons elásticos. Os experimentos poderão mostrar a existência de outras correlações, o que seria muito interessante. Também não estão esgotadas as possibilidades de usar diferentes distribuições de pártons, com a escolha apropriada do estado final, e que serão exploradas em diferentes produções que calcularemos à frente.

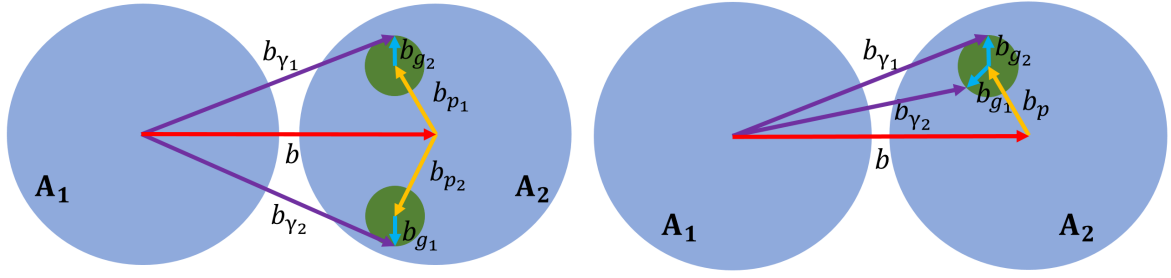


Figura 21 – Ilustração da seção de choque DPS em colisão AA UPCs com dois fótons e dois glúons no estado inicial. Do lado direito, os fótons do projétil interagem com dois glúons de um mesmo nucleon. No lado esquerdo, os dois fótons interagem com glúons oriundos de nucleons distintos.. Figura retirada de [50].

3.2.2 Produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via DPS em UPCs AA

Na sequência da investigação do processo DPS UPCs, vemos no trabalho [50] a mesma produção $c\bar{c}b\bar{b}$ a partir de dois fótons e dois núcleos no estado inicial, mas em uma colisão AA . Agora, ao colocarmos um núcleo como alvo, os glúons estarão distribuídos dentro de nucleons que por sua vez estarão distribuídos no núcleo. Ainda, temos que considerar a possibilidade de os dois glúons estarem em nucleons diferentes, bem como a de estarem no mesmo nucleon. Uma ilustração destas duas possibilidades de interação no plano transversal à colisão pode ser vista na Fig. 21. A seção de choque DPS será escrita como a soma das seções de choque DPS, uma para cada possibilidade, respectivamente:

$$\sigma_{AA}^{\text{DPS}} = \sigma_{\text{I}}^{\text{DPS}} + \sigma_{\text{II}}^{\text{DPS}}. \quad (3.23)$$

Agora que estamos familiarizados com a versão da fórmula de bolso para UPC, vamos escrever a seção de choque DPS como:

$$\frac{d^2\sigma_{AA \rightarrow A(c\bar{c})(b\bar{b})X}^{\text{DPS}}}{dy_c dy_b} = \int d\xi_1 \int d\xi_2 \frac{1}{\sigma_{\text{eff}}^{AA}(\xi_1, \xi_2)} \frac{d^2\sigma_{AA \rightarrow A(c\bar{c})X}^{\text{SPS}}}{dy_c d\xi_1} \frac{d^2\sigma_{AA \rightarrow A(b\bar{b})X}^{\text{SPS}}}{dy_b d\xi_2} \quad (3.24)$$

A soma das diferentes contribuições apresentadas, estão contidas na seção de choque efetiva já que é esta que engloba as dependências em parâmetro de impacto e aí reside as diferentes opções para a distribuição do glúon. Portanto, a seção de choque efetiva se dá por:

$$\frac{1}{\sigma_{\text{eff}}^{AA}(\xi_1, \xi_2)} = \frac{w_1}{\sigma_{\text{eff,I}}(\xi_1, \xi_2)} + \frac{w_2}{\sigma_{\text{eff,II}}(\xi_1, \xi_2)}, \quad (3.25)$$

onde os pesos de cada contribuição se dão por

$$w_1 = \frac{A-1}{A}, \quad w_2 = \frac{1}{A}. \quad (3.26)$$

Para a contribuição I, o caso de nucleons diferentes, a seção de choque efetiva é:

$$\sigma_{\text{eff,I}}^{-1}(\xi_1, \xi_2) = \int d^2b \Theta(b - 2R_A) T_{\gamma g}(\xi_1, b) T_{\gamma g}(\xi_2, b). \quad (3.27)$$

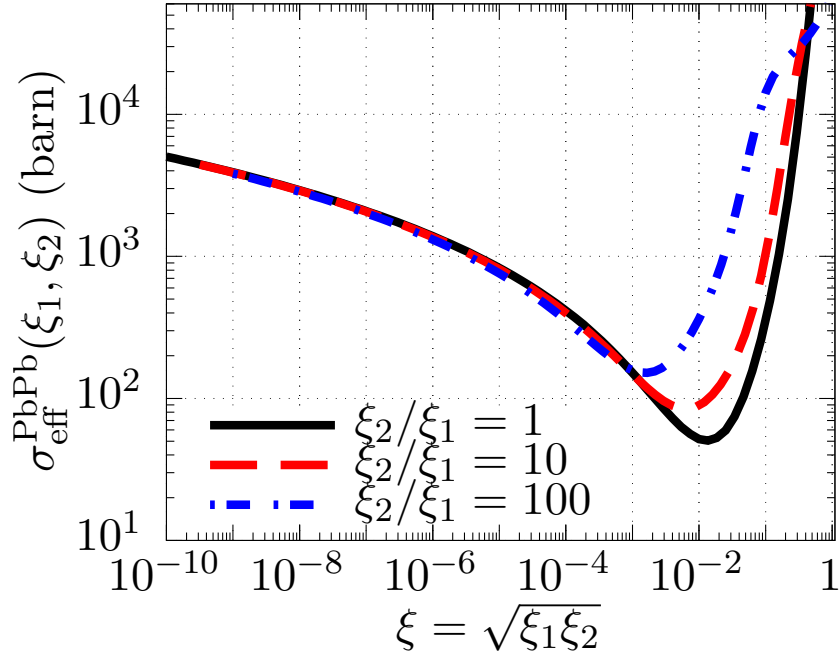


Figura 22 – Seção de choque efetiva para dois fótons e dois glúons no estado inicial em colisão $PbPb$ UPC dependente da fração de energia $\xi = \sqrt{\xi_1 \xi_2}$. Figura retirada de [50].

A função de sobreposição deve levar em conta a distribuição de núcleons do núcleo $\rho(\vec{b}_p)$:

$$T_{\gamma g}(\xi, \vec{b}) = \frac{1}{\overline{N}_{\gamma}(\xi)} \int d^2 \vec{b}_p \int d^2 \vec{b}_\gamma \Theta(b_\gamma - R_A) N_\gamma(\xi, \vec{b}_\gamma) f_g(\vec{b}_\gamma - \vec{b}_p - \vec{b}) \rho(\vec{b}_p). \quad (3.28)$$

A distribuição usada é a da parametrização de Wood–Saxon, apresentada na Eq. (2.43). Vemos que a função de sobreposição ganhou uma integral a mais no parâmetro de impacto do núcleon $\vec{b}_p$.

Para o segundo caso, a contribuição II, no qual os glúons estão no mesmo nucleon, temos que:

$$\sigma_{\text{eff,II}}^{-1}(\xi_1, \xi_2) = \int d^2 b \Theta(b - 2R_A) \int d^2 \vec{b}_p \rho(\vec{b}_p) \tau_{\gamma\gamma}(\xi_1, \vec{b}_p + \vec{b}) \tau_{\gamma\gamma}(\xi_2, \vec{b}_p + \vec{b}). \quad (3.29)$$

Aqui, temos uma função de sobreposição diferente, pois, como há apenas um nucleon interagindo, há apenas uma integração em $\vec{b}_p$ sobre a posição do nucleon dada $\rho(\vec{b}_p)$. A função auxiliar colocada acima é dada por:

$$\tau_{\gamma\gamma}(\xi, \vec{b}_p + \vec{b}) = \frac{1}{\overline{N}_{\gamma}(\xi)} \int d^2 \vec{b}_\gamma \Theta(b_\gamma - R_A) N_\gamma(\xi, \vec{b}_\gamma) f_g(\vec{b}_\gamma - \vec{b}_p - \vec{b}), \quad (3.30)$$

sendo um bom exemplo de correlação subnucleônica entre os glúons.

Na Fig. (22) vemos o comportamento da seção de choque efetiva com a fração de energia dos fótons considerando colisão $PbPb$. Podemos considerar que a contribuição dominante para a seção de choque efetiva, no caso de glúons em diferentes núcleons, é quando cada fóton do estado inicial se sobrepõe com o glúon de cada núcleon. No segundo caso, a seção de choque efetiva é dominada pela região de sobreposição entre os fótons do projétil e

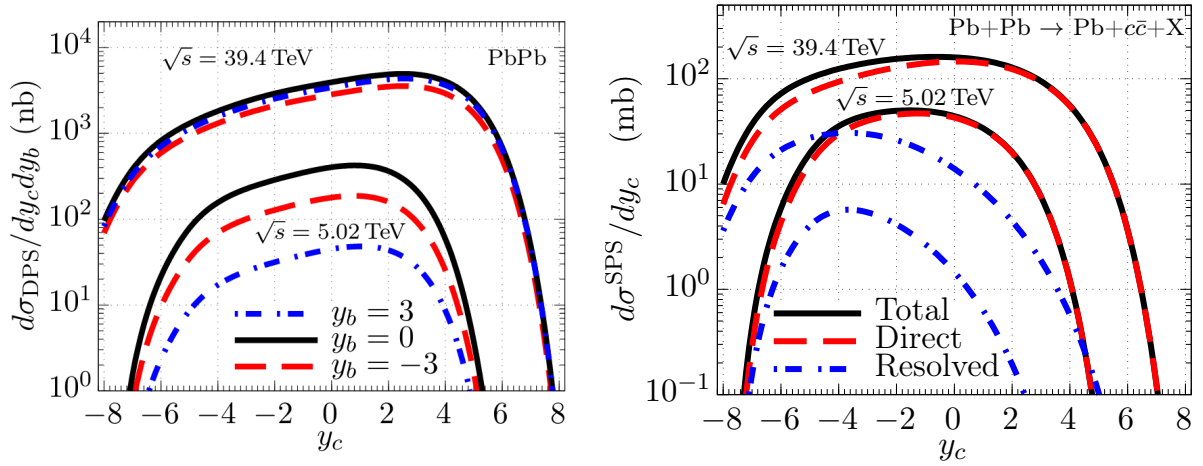


Figura 23 – Ilustração da seção de choque DPS (esquerda) em colisão AA UPCs com dois fótons e dois glúons no estado inicial comparada comparada com a produção SPS (direita). Figura retirada de [50].

glúons de um mesmo núcleon. Analisando o caso de $\xi_1 = \xi_2 = \xi$ representado pela curva preta da figura, vemos que para pequeno x os fótons raramente se sobrepõem, portanto, a seção de choque efetiva é grande e a seção de choque DPS é pequena. Já para valores muito grandes de ξ , os fótons estão concentrados na borda do núcleo projétil e não interagem com os glúons, logo a seção de choque efetiva cresce novamente.

Há um valor de ξ no qual a maioria dos fótons do projétil estão até a $2R_A$ do centro do projétil, ou seja, com grande chance de se encontrarem dentro do alvo no caso em que o projétil e o alvo quase se tocam; o mais importante dos casos. Esse valor de $\xi \approx 0.013$ fornece o menor valor de seção de choque efetiva e é um valor menor do que no caso Ap já que o núcleo é maior do que o próton. Ainda, observamos que o menor valor de seção de choque efetiva é ordens de grandeza menor do que o caso anterior pA . Isto, se deve ao fato dos núcleons do alvo que detêm os glúons estarem mais espalhados em uma região de parâmetro de impacto.

Os resultados obtidos para esta seção de choque diferencial em rapidez do quark *charm*, y_c , e rapidez do quark *bottom*, y_b , fixa podem ser conferidos na Fig. 23, gráfico à esquerda. Podemos observar a mudança da forma da seção de choque deste gráfico para a contribuição DPS em comparação com a seção de choque SPS para a produção de $c\bar{c}$ diferencial em y_c , gráfico à direita. Essa diferença não aconteceria se houvesse uma simples reescala da seção de choque SPS. Portanto, de forma semelhante ao trabalho anterior, vemos a indicação de uma seção de choque efetiva com dependência na fração de energia dos fótons do estado inicial.

Podemos ainda, perguntarmo-nos qual a dependência da seção de choque DPS com a variação do núcleo alvo, especialmente com relação ao número de massa A . Para responder esta questão, o trabalho apresenta na Fig. (24) a razão entre a seção de choque de DPS para $Pb + A$ e a seção de choque DPS $Pb + p$. O fator A é colocado no denominador para normalizar esta razão. O comportamento observado é quase linear com o aumento do valor de

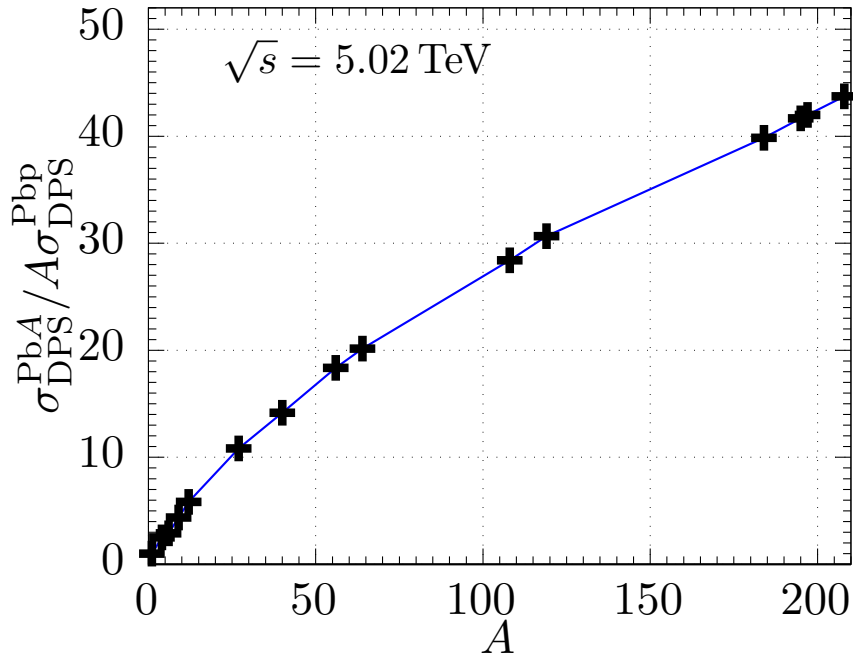


Figura 24 – Dependência da seção de choque DPS com a massa atômica em colisão AA UPC com $\sqrt{s} = 5.02$ TeV relativa à seção de choque DPS em pA UPC. O núcleo projétil foi escolhido como o chumbo Pb . Figura retirada de [50].

A . Um comportamento parecido é encontrado em DPS nas colisões AA centrais envolvendo quatro glúons no estado inicial. Porém, este último é mais atenuado pois os glúons do projétil são mais concentrados o que torna a interação menos dependente do tamanho do núcleo-alvo.

Com essa revisão dos casos de colisões AA que tomam dois glúons do alvo, estamos prontos para estudar, no próximo capítulo, o caso com um fóton e um gluon do alvo.

4 PRODUÇÃO DE $c\bar{c}l\bar{l}$ ATRAVÉS DE MECANISMO DPS EM UPCS DE NÚCLEOS PESADOS

O próximo passo é investigarmos a distribuição de glúon concomitantemente com a de fóton do núcleo-alvo. Os trabalhos anteriores já nos deram a base para esse estudo, explorando dois glúons do próton ou núcleo alvo. O necessário agora é escolher um estado final, ou seja, a produção de algum observável, que seja sensível à distribuição de fótons do alvo. Vamos colidir núcleo-núcleo e considerar o caso mais simples em que o estado inicial tem três fótons e um glúon, ou seja, trocar um dos glúons do alvo por um fóton.

A partir dos fluxos dos fótons e da distribuição do glúon, podemos construir uma seção de choque efetiva com dependência nas frações de energia dos três fótons do estado inicial. Nosso estado final será a produção de um par de léptons e um par $c\bar{c}$, que é dominada por diagramas com os pártons iniciais almejados. Na Fig. 25, vemos um fóton vindo do núcleo-projétil interagindo com um glúon oriundo do núcleo-alvo — identificado pela presença de uma elipse, pois irá se quebrar — formando um par $c\bar{c}$. Diferentemente dos casos estudados no capítulo anterior, agora o outro fóton do projétil interage com um fóton do alvo, produzindo um dilépton.

Nosso objetivo é construir a fórmula de bolso para a seção de choque DPS dessa produção. O nosso procedimento será, a partir da seção de choque partônica para cada processo, juntamente com os respectivos fluxos, calcular as seções de choque SPS em UPC para a produção do dilépton e para a do diquark. Em seguida, podemos fazer considerações sobre possíveis correlações entre os pártons, obter as funções de sobreposição e, por conseguinte,

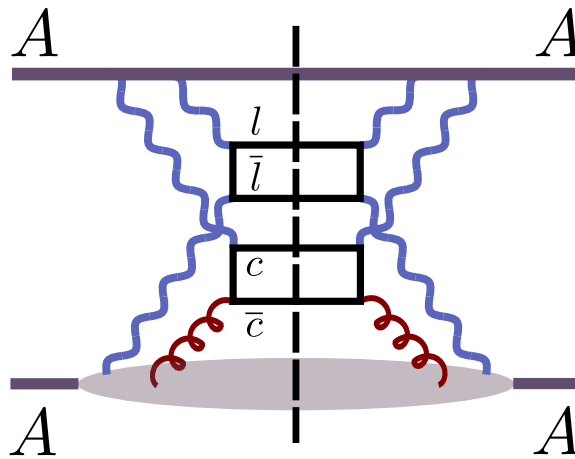


Figura 25 – Na figura acima temos a colisão ultraperiférica de dois núcleos A_1 (em cima) e A_2 (embaixo) com duas interações partônicas, sendo uma delas entre dois fótons e a outra necessariamente no interior do núcleo tendo um glúon e um fóton no estado inicial. Consideramos que o fóton provido pelo núcleo alvo A_2 pode estar no interior do mesmo se permitimos que o núcleo não se mantenha intacto após a colisão. Figura de autoria própria.

a seção de choque DPS em UPC para a produção de $c\bar{c}l\bar{l}$. Reorganizando os fatores desta seção de choque, obteremos nosso análogo para a fórmula de bolso e, finalmente, a seção de choque efetiva.

4.1 FLUXO DE FÓTONS E GLÚON

Para a produção de dilépton, teremos um fóton vindo do núcleo–projétil e outro do núcleo–alvo. Portanto, precisamos do fluxo de fótons de ambos. Para o núcleo–projétil, vimos que podemos considerar a distribuição de carga puntual, já que se manterá intacto, dada pela Eq. (3.15):

$$\xi N(\xi, \vec{b}) = \frac{\alpha Z^2 \xi^2 m_p^2}{\pi^2} \left[K_1^2(b\xi m_p) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(b\xi m_p) \right], \quad (4.1)$$

O núcleo–alvo irá se quebrar após a colisão, portanto, não podemos utilizar a equação acima, pois teremos distribuição de fótons em seu interior. Como discutido na Sec 2.2, devemos usar a expressão do fluxo de fótons com dependência em $\vec{b}$ mostrada na Eq. (2.37). Reescrevendo esta expressão em função de ξ ao invés de ω , temos:

$$\xi N(\xi, \vec{b}) = \frac{Z^2 \alpha}{\pi^2} \left| \int_0^\infty dq_t \frac{q_t^2 F(q_t^2 + \xi^2 m_p^2)}{q_t^2 + \xi^2 m_p^2} J_1(bq_t) \right|^2. \quad (4.2)$$

Aqui vamos utilizar a parametrização de Wood–Saxon, mostrada na Eq. (2.33), e aplicar uma transformada de Fourier para obter o fator de forma do núcleo, apropriado para a situação em que haverá fótons no seu interior, resultando na Eq. (2.36). Ainda no Cap. 2, comparamos, na Fig. 9, a parametrização de Wood–Saxon, com dependência no parâmetro de impacto, em comparação com a de carga puntual. Também, podemos conferir a distribuição do fluxo de fótons integrada em todo o parâmetro de impacto, com dependência na fração de energia ξ , na Fig. 10.

Para a distribuição do glúon do núcleo–alvo, temos uma situação parecida ao trabalho anterior 3.2.2. Aqui, os glúons estão distribuídos nos nucleons e estes no núcleo. Porém, a diferença é que, neste caso, não é necessário levar em conta a possibilidade dos glúons serem oriundos de nucleons diferentes, pois, temos apenas um glúon no estado inicial.

Com as considerações acima, vamos obter a distribuição de glúons dentro do nucleon com a Eq. (2.41), na qual fatoramos a dependência com a fração de momento x da dependência em parâmetro de impacto do glúon — distância do glúon ao centro do núcleo, $\vec{b}_g$. Lembrando que a distribuição dos glúons no espaço transversal se dá pela função normalizada dada pela Eq. (2.42). Já para os nucleons, escolhemos a parametrização adaptada de Wood–Saxon para obter a distribuição destes no núcleo $\rho_{2D}(\vec{b}_p)$, dada pela Eq. (2.43). Com estes elementos, obtivemos a Eq. (2.44) para a distribuição de glúons do núcleo:

$$G_g^A(x, \vec{b}_g) = Ag(x) \int d^2\vec{b}_p \delta^{(2)}(\vec{b}_g - \vec{b}_p - \vec{b}_{g|p}) \rho_{2D}(\vec{b}_p) f_g(\vec{b}_{g|p}). \quad (4.3)$$

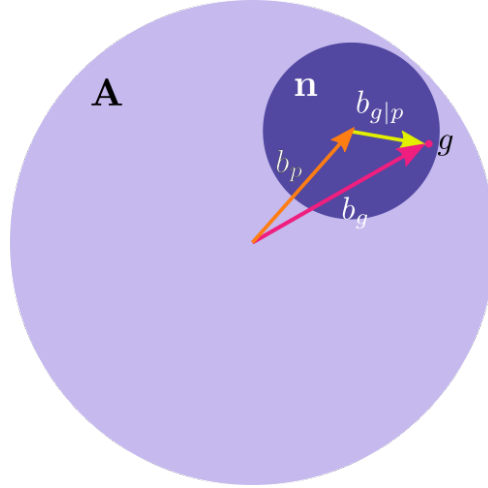


Figura 26 – Distribuição do glúon, g , dentro do nucleon n , por sua vez, distribuído no núcleo, A , em espaço de parâmetro de impacto. Figura de autoria própria.

A expressão acima foi integrada em parâmetro de impacto do nucleon. Para entendermos melhor a relação entre parâmetros de impacto do glúon e do nucleon, podemos conferir uma ilustração da interação do glúon, no espaço transversal, na Fig. 26.

4.2 PRODUÇÃO SPS DE DILÉPTON

A seção de choque partônica, diferencial em t_m , para a produção de dilépton, pode ser escrita como [92]:

$$\frac{d\hat{\sigma}}{dt_m} = \frac{2\pi\alpha^2}{\hat{s}^2} \left(\frac{t_m}{u_m} + \frac{u_m}{t_m} + \frac{4m^2\hat{s}}{t_mu_m} \left(1 - \frac{m^2\hat{s}}{t_mu_m} \right) \right) \delta(\hat{s} + t_m + u_m) \quad (4.4)$$

onde $t_m = \hat{t} - m^2$; $u_m = \hat{u} - m^2$ e $\hat{s}$, $\hat{t}$ e $\hat{u}$ são as variáveis de Mandelstam. Esta seção de choque, integrada analiticamente em $\hat{t}$, resulta na fórmula de Breit-Wheeler [93]:

$$\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{W_{\gamma\gamma}^2} \times \left\{ 2 \ln \left[\frac{W_{\gamma\gamma}}{2m_\mu} (1+v) \right] \left(1 + \frac{4m_\mu^2 W_{\gamma\gamma}^2 - 8m_\mu^4}{W_{\gamma\gamma}^4} \right) - \left(1 + \frac{4m_\mu^2 W_{\gamma\gamma}^2}{W_{\gamma\gamma}^4} \right) v \right\} \quad (4.5)$$

com

$$v = \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{W_{\gamma\gamma}^2}} \quad \text{e} \quad W_{\gamma\gamma}^2 = \hat{s}.$$

Para obtermos a mudança de variáveis $\hat{t} \rightarrow p_t^2$, precisamos da representação de $\hat{t}$ em função do momento transversal p_t^2 que é obtida através da relação cinemática:

$$t_m = -2E_1 E_3 + 2\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{p}_1, \quad (4.6)$$

onde E_1 e E_3 são as energias do fóton γ_1 e do lépton, respectivamente. Já $\mathbf{k}_1$ e $\mathbf{p}_1$ são os seus respectivos momentos. Lembrando que estamos trabalhando no referencial de centro de momento dos pártons, temos:

$$E_1 = E_2 = E_3 = E_4 = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2}, \quad (4.7)$$

onde E_2 e E_4 são as energias do fóton e do antilépton no estado final, respectivamente. Consideramos o momento inicial colinear ao eixo da colisão. Representando a componente longitudinal do momento final em termos de $\hat{s}$,

$$m^2 = \frac{\hat{s}}{4} - p_t^2 - p_l^2, \quad (4.8)$$

podemos escrever que

$$p_l = \pm \sqrt{\frac{\hat{s}}{4} - m^2 - p_t^2}. \quad (4.9)$$

Finalmente,

$$t_m = -\sqrt{\hat{s}} \left(\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \mp \sqrt{\frac{\hat{s}}{4} - m^2 - p_t^2} \right) \quad (4.10)$$

e o jacobiano da transformação de variáveis fica:

$$\mathcal{T} = \left| \frac{dt_m}{dp_t^2} \right| = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2\sqrt{\frac{\hat{s}}{4} - m^2 - p_t^2}}. \quad (4.11)$$

A fim de trabalhar em qualquer referencial após um *boost* na direção da velocidade dos núcleos (estamos considerando os fótons colineares), vamos representar as variáveis de fração de energia ξ_1 e ξ_2 em termos da massa invariante M^2 e da rapidez Y , ambas do dilépton. O quadrimomento inicial dos fótons, em termos de fração de momento, no referencial de momento dos hádrons, podem ser expresso como:

$$k_1 = \left(\xi_1 \frac{\sqrt{s}}{2}, \mathbf{0}, \xi_1 \frac{\sqrt{s}}{2} \right) \quad (4.12)$$

e

$$k_2 = \left(\xi_2 \frac{\sqrt{s}}{2}, \mathbf{0}, -\xi_2 \frac{\sqrt{s}}{2} \right), \quad (4.13)$$

onde o termo nulo representa o momento transversal. Como estamos trabalhando em ordem dominante, a massa invariante é dada por

$$M^2 = \hat{s} = (k_1 + k_2)^2 = \xi_1 \xi_2 s \quad (4.14)$$

e a rapidez longitudinal é dada por

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\xi_1}{\xi_2} \right). \quad (4.15)$$

Assim,

$$\xi_1 = \frac{M}{\sqrt{s}} e^Y \quad \text{e} \quad \xi_2 = \frac{M}{\sqrt{s}} e^{-Y}. \quad (4.16)$$

Para obtermos a seção de choque diferencial em termos das variáveis Y e M^2 , vamos calcular, ainda, o jacobiano:

$$\mathcal{T}' = \left| \frac{\partial(M^2, Y)}{\partial(\xi_1, \xi_2)} \right| = \begin{vmatrix} \frac{\partial M^2}{\partial \xi_1} & \frac{\partial M^2}{\partial \xi_2} \\ \frac{\partial Y}{\partial \xi_1} & \frac{\partial Y}{\partial \xi_2} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} s\xi_2 & s\xi_1 \\ \frac{1}{2\xi_1} & \frac{-1}{2\xi_2} \end{vmatrix} = s. \quad (4.17)$$

Portanto,

$$d\xi_1 d\xi_2 = \left[\frac{1}{s} \right] dM^2 dY = \left[\frac{\xi_1 \xi_2}{M^2} \right] dM^2 dY \quad (4.18)$$

e o jacobiano é:

$$\mathcal{T}' = \frac{\xi_1 \xi_2}{M^2}. \quad (4.19)$$

Em resumo, temos:

$$\frac{d^2 \hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow l\bar{l}}}{dp_t^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - 4(m_t^2 + p_t^2)/M^2}} \frac{d^2 \hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow l\bar{l}}}{d\hat{t}}, \quad (4.20)$$

e

$$\frac{d^2 \hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow l^- l^+}}{dY dM^2} = \frac{\xi_1 \xi_2}{M^2} \int dp_t^2 \frac{d^2 \hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow l\bar{l}}}{dp_t^2} \delta\left(\xi_1 - \frac{M}{\sqrt{s}} e^Y\right) \delta\left(\xi_2 - \frac{M}{\sqrt{s}} e^{-Y}\right). \quad (4.21)$$

Essa seção de choque partônica ainda deve ser multiplicada pelos fluxos de fótons e ser integrada em parâmetros de impacto dos dois fótons $\vec{b}_{\gamma_1}$ e $\vec{b}_{\gamma_2}$, no parâmetro de impacto da colisão $\vec{b}$ e na fração de momentos dos fótons ξ_1 e ξ_2 . Então, obtemos a seção de choque SPS para a produção do dilépton diferencial em rapidez e massa invariante ao quadrado:

$$\begin{aligned} \frac{d^3 \sigma_{AA \rightarrow AX + l^- l^+}}{dY dM^2} &= \int d^2 \vec{b} d^2 \vec{b}_{\gamma_1} d^2 \vec{b}_{\gamma_2} d\xi_1 d\xi_2 \Theta(b - 2R_A) \delta^{(2)}(\vec{b} + \vec{b}_{\gamma_2} - \vec{b}_{\gamma_1}) \\ &\times \Theta(b_{\gamma_1} - R_A) N_{\gamma_1}(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1}) N_{\gamma_2}(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_2}) \frac{d^2 \hat{\sigma}_{\gamma_1 \gamma_2 \rightarrow l^- l^+}}{dY dM^2}, \end{aligned} \quad (4.22)$$

onde os fótons γ_1 e γ_2 são oriundos do projétil e do alvo, respectivamente. Ressaltamos que N_{γ_1} é obtida a partir da distribuição de carga puntual enquanto N_{γ_2} é obtida a partir da distribuição de carga dada pela parametrização de Wood–Saxon.

O resultado da seção de choque SPS para a produção do dimúon, está mostrado na Fig. 27. No gráfico da esquerda, percebemos a irrelevante contribuição dos fótons inelásticos para a seção de choque total frente a contribuição dos fótons elásticos. Este resultado é esperado já que o fluxo de fótons elásticos vindo do núcleo está reforçado por um fator de Z^2 quando comparado com o próton, enquanto que o inelástico é reforçado por A . No gráfico da direita, vemos que para o valor fixo de massa invariante, $M = 6$ GeV, a maior parte da contribuição vem de valores muito pequenos de momento transversal do lépton.

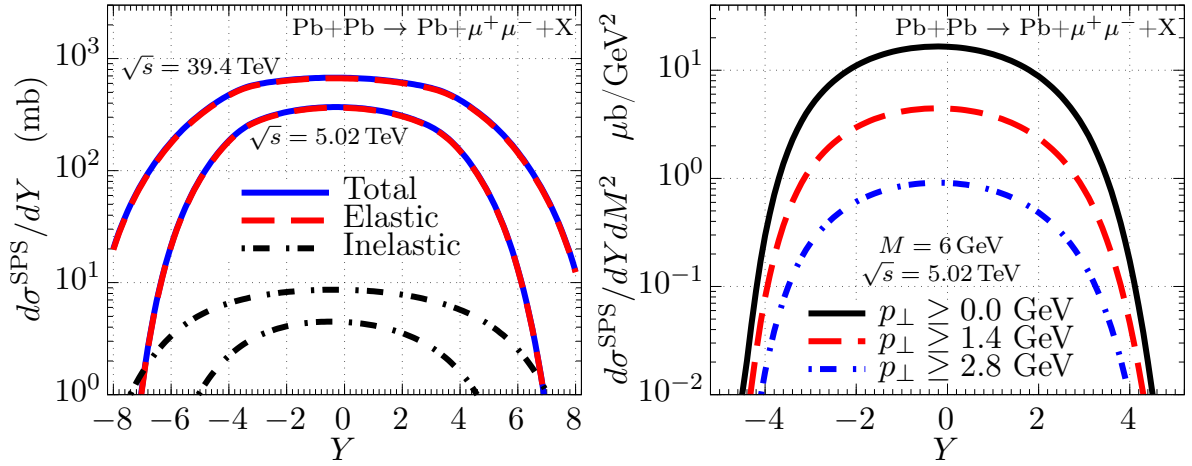


Figura 27 – Seção de choque SPS para a produção de $\mu^+\mu^-$ em $PbPb$ UPCs diferencial em rapidez do dimúon e integrada em toda a massa invariante, gráfico da esquerda, ou com massa invariante fixa em $M = 6$ GeV e corte no momento transversal do lépton $p_\perp$. Foram obtidos resultados para energia de centro de massa compatível com o LHC $\sqrt{s} = 5.02$ TeV e com o FCC $\sqrt{s} = 39.4$ TeV. A contribuição dos fótons inelásticos foi incluída no gráfico da esquerda. Figura retirada de [1].

4.3 PRODUÇÃO SPS DE $c\bar{c}$

Para a produção de $c\bar{c}$ vamos obter, primeiramente, a seção de choque partônica diferencial em rapidez do *charm*, do *anti-charm* e do momento transversal de c ao quadrado, $p_{t,c}^2$. As rapidezes e fração de momento carregadas pelo fóton ou glúon estão relacionadas como:

$$\xi_{3,x} = \frac{\sqrt{m_c^2 + p_{t,c}^2}}{\sqrt{s}} (e^{\pm y_c} + e^{\pm y_{\bar{c}}}). \quad (4.23)$$

Sendo assim, temos que:

$$y_c = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\xi \hat{u}}{x \hat{t}} \right), \quad y_{\bar{c}} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\xi \hat{t}}{x \hat{u}} \right). \quad (4.24)$$

A transformação de variáveis para irmos de $d/d\hat{t} \rightarrow d/dp_{t,c}^2$ se dá pelo jacobiano:

$$\left[\sqrt{1 - 4(m_c^2 + p_{t,c}^2)/\hat{s}} \right]^{-1}. \quad (4.25)$$

Como resultado, escrevemos a seção de choque partônica para a produção de $c\bar{c}$ diferencial em rapidez do c , do $\bar{c}$ e em $p_{t,c}^2$, como:

$$\frac{d^3 \hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}}{dy_c dy_{\bar{c}} dp_{t,c}^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - 4(m_c^2 + p_{t,c}^2)/\hat{s}}} \frac{d\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}}{d\hat{t}} \delta \left(y_c - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\xi \hat{u}}{x \hat{t}} \right) \right) \delta \left(y_{\bar{c}} - \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\xi \hat{t}}{x \hat{u}} \right) \right), \quad (4.26)$$

onde

$$\frac{d^2 \hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}}{d\hat{t} d\hat{u}} = \frac{\pi \alpha_s \alpha e_c^2}{\hat{s}^2} \left[\frac{\hat{t}}{\hat{u}} + \frac{\hat{u}}{\hat{t}} + \frac{4m_c^2 \hat{s}}{\hat{t}\hat{u}} \left(1 - \frac{m_c^2 \hat{s}}{\hat{t}\hat{u}} \right) \right] \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}). \quad (4.27)$$

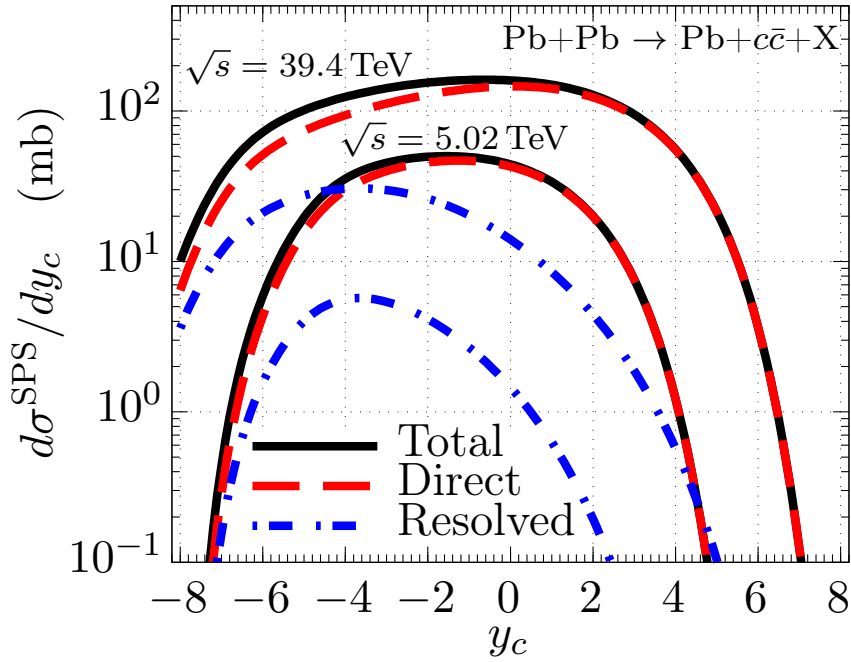


Figura 28 – Seção de choque SPS para a produção de $c\bar{c}$ em $PbPb$ UPCs diferencial em rapidez do *charm* e integrada em momento transversal. Foram obtidos resultados para energia de centro de massa compatível com o LHC $\sqrt{s} = 5.02\text{TeV}$ e com o FCC $\sqrt{s} = 39.4\text{TeV}$. A contribuição dos fótons resolvidos foi incluída. Figura retirada de [1].

Para obtemos a seção de choque SPS para a produção do par $c\bar{c}$, multiplicamos a seção de choque partônica acima pela distribuição de fótons do núcleo–projétil e de glúons do núcleo–alvo e integrando nos parâmetros de impacto, fração de energia do fóton e fração de momento do glúon:

$$\begin{aligned} \frac{d^3\sigma_{AA \rightarrow AX+c\bar{c}}}{dy_c dy_{\bar{c}} dp_{t,c}^2} &= \int d^2\vec{b} d^2\vec{b}_\gamma d^2\vec{b}_g d\xi dx \Theta(b - 2R_A) \delta^{(2)}(\vec{b} + \vec{b}_g - \vec{b}_\gamma) \\ &\times \Theta(b_\gamma - R_A) N_{\gamma_3}(\xi, \vec{b}_\gamma) G_g^A(x, \vec{b}_g) \frac{d^3\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}}{dy_c dy_{\bar{c}} dp_{t,c}^2}. \end{aligned} \quad (4.28)$$

Na equação acima, temos a função delta garantindo a relação entre parâmetros de impacto dos pártons com o da colisão e, também, a função de Heaviside garantindo se tratar de uma colisão ultraperiférica.

Vemos o resultado da seção de choque SPS para a produção de $c\bar{c}$ em $PbPb$ UPCs diferencial em rapidez do *charm* e integrada em momento transversal na Fig. 28. Foi incluída a contribuição dos fótons resolvidos que, quando comparada com a contribuição dos fótons elásticos (“Direct”), se mostra muito pequena. Percebemos isto, ao comparar a linha pontilhada vermelha, contribuição direta, com a linha preta que representa a soma das duas contribuições. Sendo assim, a contribuição resolvida não será utilizada adiante.

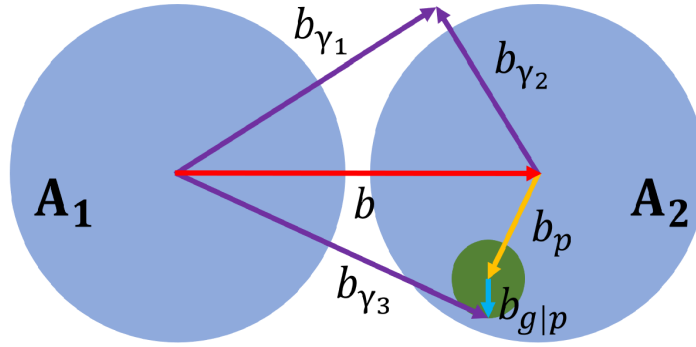


Figura 29 – Ilustração do parâmetro de impacto do DPS em AA UPCs. Dois fótons do projétil interagem com um glúon e um fóton do alvo. Figura retirada de [1].

4.4 SEÇÃO DE CHOQUE DA PRODUÇÃO DPS

Para a seção de choque DPS, vamos seguir passos semelhantes aos trabalhos anteriores, começando pela seção de choque DPS geral para o processo $AA \rightarrow AXl\bar{l}c\bar{c}$:

$$\begin{aligned} \frac{d^5\sigma_{AA \rightarrow AXc\bar{c}l\bar{l}}^{\text{DPS}}}{dy_c dy_{\bar{c}} dp_{t,c}^2 dY dM} &= \int d^2\vec{b} \Theta(b - 2R_A) \int d^2\vec{b}_{\gamma_1} \int d^2\vec{b}_{\gamma_3} \int d\xi_1 d\xi_2 d\xi_3 dx \\ &\times N_{\gamma_1\gamma_3}(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1}; \xi_3, \vec{b}_{\gamma_3}) P_{\gamma_2 g}^A(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_2}; x, \vec{b}_g) \frac{d^3\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}}{dy_c dy_{\bar{c}} dp_{t,c}^2} \int \frac{dp_{t,l}^2}{M^2} \frac{d^3\hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow l\bar{l}}}{dp_{t,l}^2 dY dM}. \end{aligned} \quad (4.29)$$

A fim de deixarmos a seção de choque DPS diferencial apenas em rapidez e massa invariante do dilépton, integramos a seção de choque partônica de $l\bar{l}$ no momento transversal $p_{t,l}^2$.

Vemos, também, a integração em parâmetro de impacto dos fótons $\gamma_{1,3}$, enquanto que a integral em $\vec{b}_{\gamma_2}$ já foi resolvida com a função delta para a relação entre os parâmetros de impacto partônicos, $\delta^{(2)}(b + b_{\gamma_2} - b_{\gamma_1})$. Para entendermos todas as relações entre parâmetros de impacto, podemos ver a ilustração do processo DPS no espaço de parâmetro de impacto na Fig. 29. Da mesma maneira, já resolvemos a integral em parâmetro de impacto do glúon dentro do nucleon com a delta $\delta^{(2)}(b_{g|p} + b_p - b_g)$ que reforça a relação ilustrada na Fig. 26.

Além disto, temos na Eq. (4.29) a distribuição dupla fóton-fóton do núcleo-projétil e fóton-glúon do núcleo-alvo, $N_{\gamma_1\gamma_3}(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1}; \xi_3, \vec{b}_{\gamma_3})$ e $P_{\gamma_2 g}^A(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_2}; x, \vec{b}_g)$, respectivamente. No limite de altas energias, as correlações entre os fótons do projétil fora do raio do núcleo podem ser desconsideradas. Sendo assim:

$$N_{\gamma_1\gamma_3}(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1}; \xi_2, \vec{b}_{\gamma_3}) = \Theta(b_{\gamma_1} - R_A) \Theta(b_{\gamma_3} - R_A) N_{\gamma_1}(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1}) N_{\gamma_3}(\xi_3, \vec{b}_{\gamma_3}). \quad (4.30)$$

Embora seja possível haver correlações entre o fóton e o glúon do alvo, vamos supor a fatorização entre a densidade destes:

$$P_{\gamma_2 g}^A(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_2}; x, \vec{b}_g) = N_{\gamma_2}(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_2}) G_g^A(x, \vec{b}_g). \quad (4.31)$$

Aqui, a distribuição de fótons do núcleo-alvo se dá pela Eq. (4.2) e a distribuição de glúons pela Eq. (4.3). Caso nossos resultados se mostrem diferentes dos obtidos em experimentos futuros, essa suposição de não correlação pode ser revista e um estudo mais aprofundado sobre correlações entre esses pártons deve ser desenvolvido.

Agora, estamos em condições de definirmos as funções de sobreposições para fóton-fóton, $\gamma_1 + \gamma_2 \rightarrow l\bar{l}$, e fóton-glúon, $\gamma_3 + g \rightarrow c\bar{c}$:

$$\begin{aligned} T_{\gamma_1\gamma_2}(\xi_1, \xi_2, \vec{b}) &= \int d^2\vec{b}_{\gamma_1} \frac{\Theta(b_{\gamma_1} - R_A) N_{\gamma_1}(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1}) N_{\gamma_2}(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_1} - \vec{b})}{\bar{N}_{\gamma_1}(\xi_1) \bar{N}_{\gamma_2}(\xi_2)} \\ T_{\gamma_3g}(\xi_3, \vec{b}) &= \int d^2\vec{b}_p \int d^2\vec{b}_{\gamma_3} \frac{\Theta(b_{\gamma_3} - R_A) N_{\gamma_3}(\xi_3, \vec{b}_{\gamma_3}) \rho_{2D}(\vec{b}_p) f_g(\vec{b}_{\gamma_3} - \vec{b}_p - \vec{b})}{\bar{N}_{\gamma_3}(\xi_3)}. \end{aligned} \quad (4.32)$$

Esta última apresenta uma integração adicional no parâmetro de impacto do nucleon, $\vec{b}_p$. Lembrando que dividimos estas funções pelos respectivos fluxos de fótons integrados em todo o parâmetro de impacto, $\bar{N}_{\gamma_1}(\xi_1)$, $\bar{N}_{\gamma_2}(\xi_2)$ e $\bar{N}_{\gamma_3}(\xi_3)$, a fim de normalizá-las.

Agora, estamos em condições de definir nossa seção de choque efetiva como:

$$\sigma_{\text{eff}}^{AA}(\xi_1, \xi_2, \xi_3)^{-1} = \int d^2\vec{b} T_{\gamma_1\gamma_2}(\xi_1, \xi_2, \vec{b}) T_{\gamma_3g}(\xi_3, \vec{b}) \Theta(b - 2R_A). \quad (4.33)$$

Identificando os elementos usados na expressão acima, com alguns da Eq. (4.29). Podemos agrupar os termos restantes de maneira a formar duas seções de choque auxiliares a nível hadrônico, uma para o subprocesso $\gamma\gamma \rightarrow c\bar{c}$ e outra para $\gamma\gamma \rightarrow l\bar{l}$, assim:

$$\frac{d^5\sigma_{AA \rightarrow AX c\bar{c}l\bar{l}}^{\text{DPS}}}{dy_c dy_{\bar{c}} dp_{c\perp}^2 dY dM} = \frac{1}{\sigma_{\text{eff}}^{AA}(\xi_1, \xi_2, \xi_3)} \frac{d^3\Sigma_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}}{dy_c dy_{\bar{c}} dp_{c\perp}^2} \frac{d^2\Sigma_{\gamma\gamma \rightarrow l\bar{l}}}{dY dM}. \quad (4.34)$$

A primeira é dada por:

$$\frac{d^3\Sigma_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}}{dy_c dy_{\bar{c}} dp_{c\perp}^2} = \int d\xi_1 d\xi_2 \bar{N}_{\gamma_1}(\xi_1) \bar{N}_{\gamma_2}(\xi_2) \int \frac{dp_{t,l}^2}{M^2} \frac{d\hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow l\bar{l}}}{dp_{t,l}^2 dY dM} \quad (4.35)$$

Usando as Eq. 4.21 e suas deltas de Dirac, podemos fazer as integrais em ξ_1 e ξ_2 :

$$\frac{d^2\Sigma_{\gamma\gamma \rightarrow l\bar{l}}}{dY dM^2} = \xi_1 \bar{N}_{\gamma_1}(\xi_1) \xi_2 \bar{N}_{\gamma_2}(\xi_2) \int \frac{dp_{t,l}^2}{M^2} \frac{d\hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow l\bar{l}}}{dp_{t,l}^2}. \quad (4.36)$$

Analogamente:

$$\frac{d^3\Sigma_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}}{dy_c dy_{\bar{c}} dp_{t,c}^2} = \xi_3 \bar{N}_{\gamma_3}(\xi_3) A x g(x) \frac{d\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}}{dp_{t,c}^2}. \quad (4.37)$$

Concluimos, então, a construção de uma “fórmula de bolso” para colisões AA UPCs para a produção DPS de $c\bar{c}\mu^-\mu^+$.

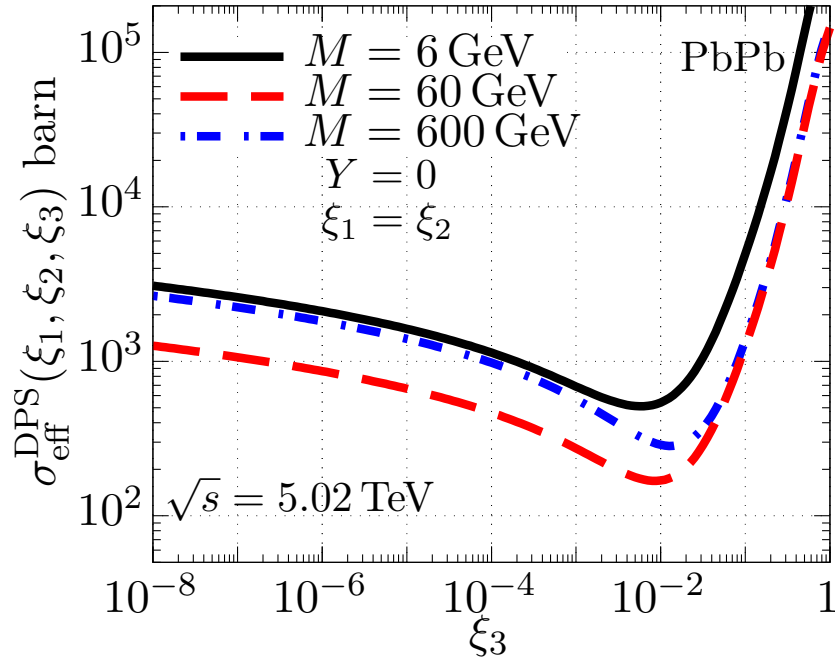


Figura 30 – Seção de choque efetiva do DPS $\sigma_{\text{eff}}^{PbPb}$ para $3\gamma + g$ no estado inicial com $M = 6$, $M = 60$ e $M = 600$ GeV e $Y = 0$ [1].

4.5 RESULTADOS

A seção de choque efetiva para $\sigma_{\text{eff}}^{PbPb}$ com $3\gamma + g$ no estado inicial em uma colisão UPC chumbo–chumbo como proposta em Eq. (4.33) está ilustrada na Fig. 30. Este gráfico apresenta a dependência em ξ_3 da seção de choque efetiva, para três valores diferentes de massa invariante, assim, colocando a distribuição de fótons que interagem com o glúon em relevância. A seção de choque efetiva é menor (maior seção de choque DPS) onde este fóton com fração de energia ξ_3 é encontrado mais facilmente dentro do núcleo alvo, a fim de interagir com o glúon.

Conforme ξ_3 diminui, o fóton lentamente se espalha numa região maior, no espaço de parâmetro de impacto, fazendo com que a sobreposição deste fóton e o glúon fique cada vez mais difícil de ocorrer provocando um crescimento gradativo na seção de choque efetiva. Quando ξ_3 alcança valores muito grandes, o fóton está normalmente acumulado na borda do núcleo projétil e têm menor chance de estar distribuído no interior do alvo. Consequentemente, tem menor chance de interagir com o glúon do alvo, fazendo a seção de choque efetiva crescer abruptamente.

Embora não tenhamos o comportamento da seção de choque efetiva diferencial com as frações de energia carregadas pelos fótons γ_1 e γ_2 , os três diferentes valores de massa invariante nos dão uma noção desse comportamento, já que com o aumento das massas invariantes, ξ_1 e ξ_2 também aumentam e, portanto, a curva deve ter seu valor mínimo em torno de

$$\xi_{1,2} = \frac{M}{\sqrt{s}} = \frac{60}{5.02 \times 10^3} \approx 1,2 \times 10^{-2}. \quad (4.38)$$

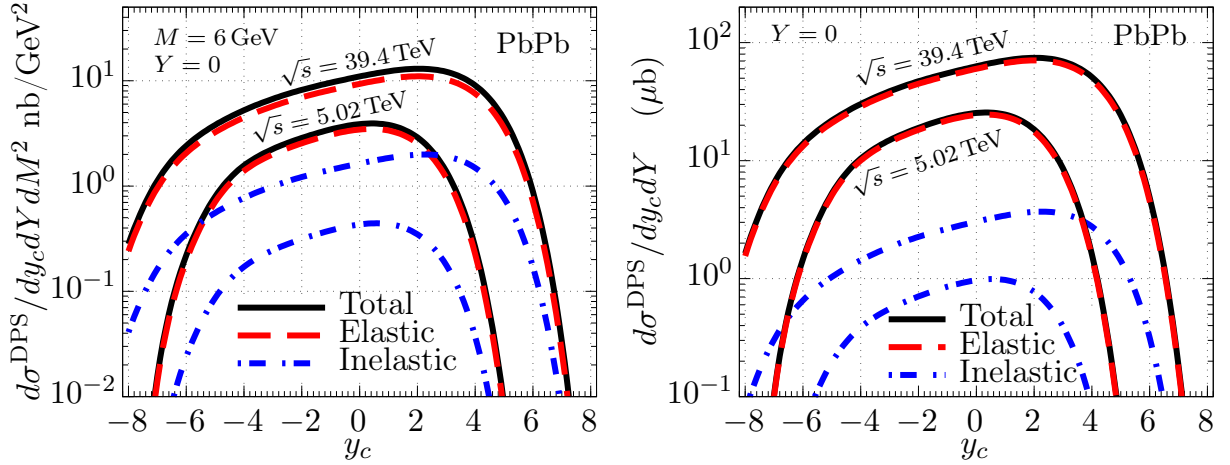


Figura 31 – Seção de choque DPS para produção $c\bar{c}\mu^+\mu^-$ em PbPb UPCs em energia típica do LHC ($\sqrt{s} = 5.02 \text{ TeV}$) e do FCC ($\sqrt{s} = 39.4 \text{ TeV}$) como função da rapidez do c -quark e integrada na rapidez do antiquark $y_{\bar{c}}$. Ambos os gráficos têm rapidez do dilépton Y fixa e o esquerdo tem a massa invariante M também fixa enquanto o da direita está integrado nela. Ambos têm contribuição elástica e inelástica inclusa. Figura retirada de [1].

Na Fig. 31 (gráfico esquerdo), nós apresentamos a seção de choque DPS para a produção $c\bar{c}\mu\bar{\mu}$ diferencial em rapidez do c -quark (integrada em $y_{\bar{c}}$), rapidez $Y = 0$ e massa invariante $M = 6 \text{ GeV}$ do dimúon fixas. Os resultados foram feitos para duas energias distintas, $\sqrt{s} = 5.02 \text{ TeV}$, compatível com o LHC e $\sqrt{s} = 39.4 \text{ TeV}$ com o Future Circular Collider (FCC). O resultado da integração na massa invariante é mostrado em Fig. 31 (gráfico direito). Em ambos os gráficos, a linha tracejada indica a produção elástica dos observáveis e a linha pontilhada-tracejada a produção inelástica. Destacamos que encontramos uma produção DPS $\mu\bar{\mu}c\bar{c}$ maior em pelo menos uma ordem de magnitude em comparação com produção DPS de $c\bar{c}b\bar{b}$ encontrada no trabalho apresentado na Sec 3.2.2.

Para comparação com o caso $PbPb$, na Fig. 32, nós mostramos a seção de choque para produção $c\bar{c}\mu\bar{\mu}$ em Pbp UPCs diferencial na rapidez do quark e integrada na rapidez do antiquark, em rapidez do dimúon fixa $Y = 0$ e integrada na massa invariante M . Nós notamos que a contribuição elástica e inelástica da seção de choque DPS em $PbPb$ UPCs é muito maior que para Pbp , no mesmo canal e na mesma cinemática. Isso demonstra que medidas para a produção de $c\bar{c}\mu\bar{\mu}$ em $PbPb$ UPCs é vantajosa para estudos de duplo espalhamento no LHC e em futuros colisores.

Em resumo, nós propusemos a produção de $c\bar{c}\mu\bar{\mu}$ em UPC AA pela primeira vez através do canal DPS com $3\gamma + g$ no estado inicial. Pudemos, assim, investigar as distribuições de fótons no interior do núcleo e a correlação entre glúons e fótons do núcleo-alvo. Assumimos, a princípio, que não há tal correlação já que a distribuição de fótons se dá através da distribuição de Weizsäcker–Williams e de glúons através da distribuição de partons PDF. Esta suposição pode ser revista no futuro, caso estas predições não se confirmem diante de resultados experimentais. Dada a seção de choque DPS mensurável em experimentos como o LHC, nosso trabalho

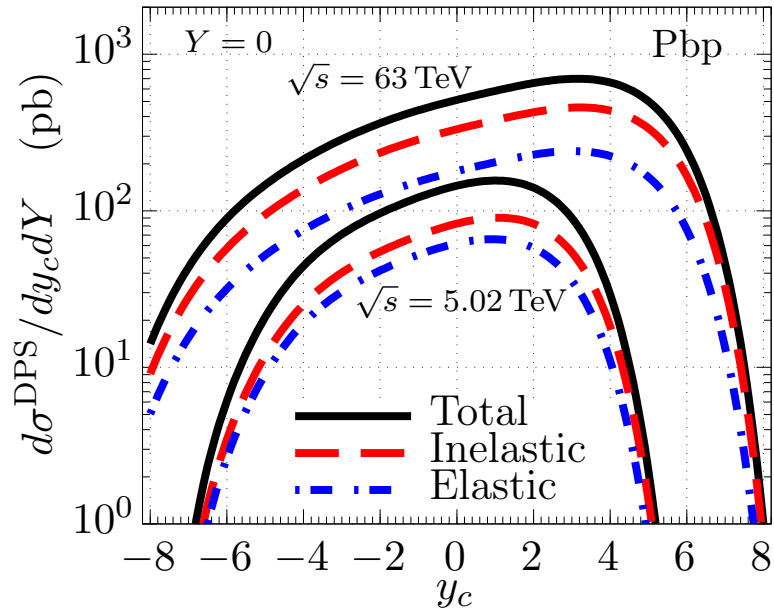


Figura 32 – Seção de choque DPS para a produção $c\bar{c}\mu^+\mu^-$ em colisões Pbp UPCs à energias típicas do LHC ($\sqrt{s} = 5.02$ TeV) e FCC ($\sqrt{s} = 63$ TeV) como função da rapidez do charm y_c rapidez do anti-charme $y_{\bar{c}}$ integrada. A rapidez do dilépton foi fixada $Y = 0$ e massa invariante M integrada. O gráfico mostra as contribuições elásticas e inelásticas. Figura retirada de [1].

também serve de motivação experimental.

5 EXPLORANDO A PRODUÇÃO EXCLUSIVA DE DIMÚON ASSOCIADA COM J/ψ DISSOCIATIVO EM COLISÕES Ap ULTRAPERIFÉRICAS VIA DPS.

Na continuação do nosso estudo sobre distribuição de pártons em colisões ultraperiféricas via DPS, vamos explorar a distribuição de fótons do próton. No trabalho que revisamos na Sec. 3.2.1, já havíamos considerado a distribuição de glúons do próton-alvo. Vamos manter o próton como alvo e trocar um dos glúons por um fóton. Escolhemos um núcleo como projétil, dado o maior fluxo de fótons deste em comparação ao próton. Em suma, temos uma colisão Ap com $\gamma\gamma\gamma g$ no estado inicial. Já havíamos considerado este estado inicial em colisão AA no trabalho anterior, apresentado no Cap. 4, o que nos permitiu explorar a distribuição de fóton e glúon do núcleo.

Escolhemos um estado final que seja sensível à distribuição de fótons do alvo e que também possa ser medido em colisões Ap com dissociação do próton. No presente capítulo, consideraremos a produção exclusiva de dimúon associada à de J/ψ dissociativo, caracterizado pela presença de uma lacuna (*gap*) de rapidez. Embora ainda não haja medidas de DPS para esta produção, existem medidas de SPS de ambos o J/ψ dissociativo o dimúon exclusivo. Estas medidas em colisão Ap com identificação de uma lacuna de rapidez foram feitas no ALICE e publicadas na Ref. [51].

Uma ilustração do processo que iremos estudar pode ser conferida na Fig. 33. Vemos um fóton vindo do núcleo–projétil interagindo com um fóton do próton e produzindo um dilepton. Adicionalmente, temos um fóton do projétil interagindo com um glúon do próton, causando sua dissociação, representada pelo cone difuso, e produzindo um par $c\bar{c}$. Ainda, vemos que este par de quarks hadroniza em um méson J/ψ . A ordem dos processos não importa pois a maior contribuição acontecerá quando as duas interações ocorrem em regiões diferentes no plano transversal.

Primeiramente, vamos descrever o fluxo de fótons elásticos do núcleo com a Aproximação de Fótons Equivalentes (AFE) para uma carga puntual (assumimos que o núcleo se mantenha intacto após a colisão). Para o fóton elástico vindo do próton, utilizaremos a expressão desenvolvida na Sec. 2.5, com dependência no parâmetro de impacto e em função dos fatores de forma do próton. Também comentaremos sobre a distribuição de glúons do próton.

Em seguida, calcularemos a seção de choque de SPS para a produção de J/ψ dissociativo e também a produção inelástica, utilizando o Modelo de Evaporação de Cor (CEM). Faremos um ajuste do modelo aos dados experimentais do ALICE e H1 (para o caso dissociativo) e do H1 e Zeus (para o caso inelástico). Discutiremos a diferença entre as duas produções do méson e os resultados apresentados.

Em seguida, vamos calcular a seção de choque de SPS para produção exclusiva de dimúon. Calcularemos a seção de choque SPS diferencial em massa invariante do dimúon, a fim de comparar com os dados experimentais do ALICE [51] para a produção exclusiva de dimúon em UPC Ap .

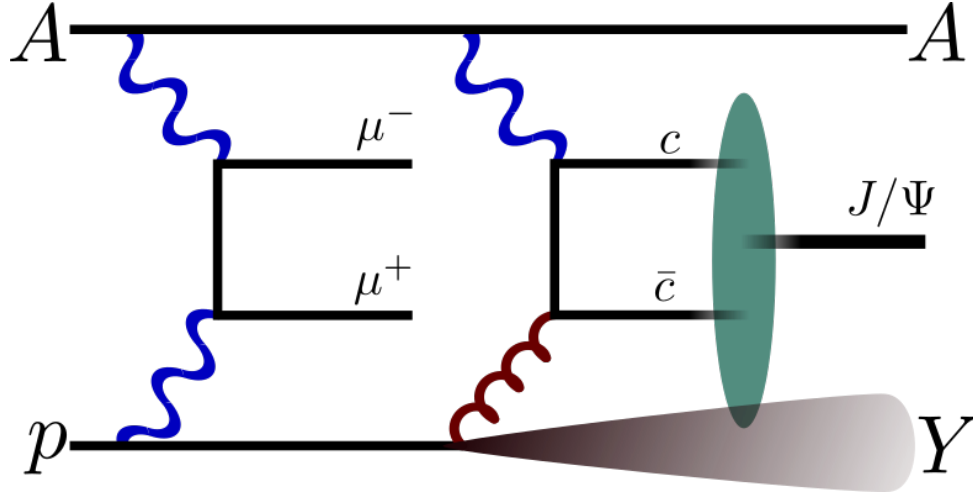


Figura 33 – Ilustração do processo DPS em Ap UPC com a dissociação do próton. Tem três fótons e um glúon no estado inicial produzindo um dimúon, $\mu^-\mu^+$, e um par quark charm, $c\bar{c}$, que hadroniza em um méson J/ψ . O núcleo–projétil se mantém intacto.

Na sequência, derivaremos o análogo da “fórmula de bolso” para a produção DPS de $\mu^+\mu^- + J/\psi$. A seção de choque efetiva obtida, como nos casos anteriores, terá forte dependência com fração de energia carregada pelos fótons do estado inicial, mais uma vez, corroborando a ideia de uma seção de choque efetiva que não pode ser tomada como uma simples constante. Veremos isto ao comparar a seção de choque DPS com as seções de choque SPS dos subprocessos, todas diferenciais em rapidez.

Por fim, vamos apresentar o resultado numérico da seção de choque efetiva em função da fração de energia carregada pelo fóton vindo do próton–alvo. Ainda, obteremos os resultados numéricos para a seção de choque de DPS em função da rapidez do J/ψ , para a produção de dimúon associada com J/ψ dissociativo em UPC Ap .

5.1 FLUXO DE FÓTONS E DISTRIBUIÇÃO DE GLÚONS

Como citado na introdução, para os fótons vindos do núcleo, a aproximação de fótons equivalentes (AFE), considerando uma carga puntual Eq. (3.15), é suficiente:

$$N^A(\xi, \vec{b}_\gamma) = \frac{dN^A(\xi, \vec{b}_\gamma)}{d\xi d^2\vec{b}_\gamma} = \frac{\alpha Z^2 \xi m_p^2}{\pi^2} \left[K_1^2(\xi b_\gamma m_p) + \frac{1}{\gamma^2} K_0^2(\xi b_\gamma m_p) \right], \quad (5.1)$$

onde

$$\xi = \frac{2\omega}{\sqrt{s}} = \frac{\omega}{\gamma m_p}, \quad (5.2)$$

sendo m_p a massa do próton e $\sqrt{s}$ a energia de centro de massa por núcleon.

Para o glúon, usaremos a distribuição utilizada anteriormente na Sec. 3.2.1, já que aqui também temos o glúon distribuído apenas no próton:

$$G_g(x, \vec{b}_g) = g(x) f_g(\vec{b}_g), \quad (5.3)$$

lembrando que $f_g(\vec{b})$ é dada por:

$$f_g(\vec{b}) = \frac{\Lambda^2}{2\pi} \frac{\Lambda b}{2} K_1(\Lambda b), \quad \int d^2\vec{b} f_g(\vec{b}) = 1, \quad (5.4)$$

No caso do próton, por este dissociar, precisamos de uma distribuição de fótons que os permita estar em uma região das bordas e do interior do próton. Para tal, desenvolvemos uma equação dependente dos fatores de Sachs, G_E e G_M , como explicado na Sec. 2.5, e em acordo com a nossa virtualidade do fóton:

$$Q^2 = \frac{\xi^2 m^2 + q_t^2}{\xi - 1}, \quad (5.5)$$

A cinemática que resulta nesta virtualidade pode ser conferida no Apêndice A. Relembrando a Eq. (2.56):

$$N^p(\xi, \vec{b}_\gamma) = \frac{d^3 N^p(\xi, \vec{b}_\gamma)}{d\xi d^2\vec{b}_\gamma} = \frac{\alpha}{\pi^2 \xi} \left| \int dq_t q_t^2 \frac{G_D(Q^2)}{\sqrt{1 - \xi Q^2}} \left[\frac{4m_p^2 + Q^2 \mu_p^2}{4m_p^2 + Q^2} + \frac{1}{2} \xi^2 \frac{Q^2}{q_t^2} \mu_p^2 \right]^{1/2} J_1(b_\gamma q_t) \right|^2. \quad (5.6)$$

Se integrarmos em parâmetro de impacto a expressão acima, recobramos a Eq. (2.46). Lembramos ainda que as diferentes parametrizações para o fluxo de fótons do próton integradas em parâmetro de impacto podem ser conferidas na Fig 11.

Com o intuito de termos melhor entendimento sobre a distribuição de fótons no espaço de parâmetro de impacto, graficamos na Fig. 34 a distribuição de fótons, em função de $\vec{b}_\gamma$. Podemos perceber que a maior concentração de fótons está na região interna ao próton, $b_\gamma \approx 0.5$ fm, já que seu raio é de 0.84 fm. Além disto, observamos que para o valor $\xi = 0.001$, caso da direita, os fótons estão espalhados por uma região maior se comparado com o caso da esquerda, no qual os fótons carregam $\xi = 0.1$. É o comportamento esperado que para pequenas frações de momento os pártons estejam espalhados por uma região maior.

5.2 PRODUÇÃO SPS DE J/ψ DISSOCIATIVO E INELÁSTICO EM Ap UPC

Como citado na introdução, temos duas formas de fotoprodução do J/ψ com “quebra” do próton a serem consideradas: a dissociativa e a inelástica. A primeira apresenta um *gap* de rapidez, o que resulta em um claro sinal no detector. Sua descrição é feita via troca conjunta de múltiplos glúons que juntos formam um estado branco de cor, ou seja, uma troca no canal denominado pômeron. Já a produção inelástica acontece com a troca de um glúon, que carrega cor e forma um octeto de cor com o fóton. Esta produção não é acompanhada pelo *gap* de rapidez, já que haverá a radiação dura de pártons com cor até que aconteça a hadronização, o que a torna mais difícil de detectar. Na Fig. 35 vemos uma ilustração desses dois diferentes processos.

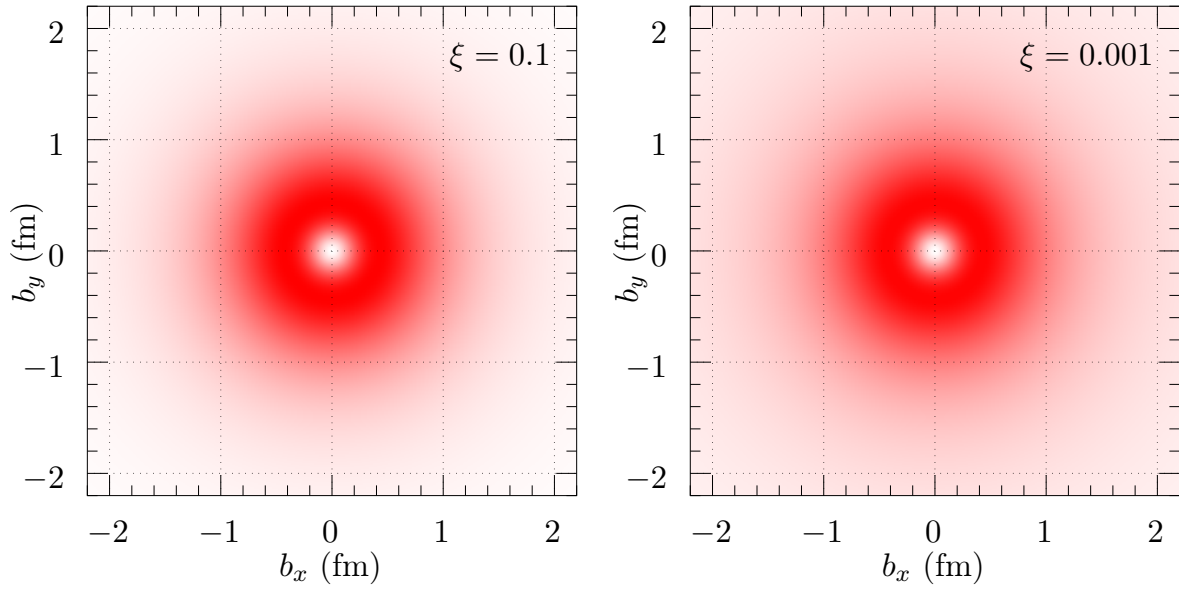


Figura 34 – Distribuições de fóton do próton no plano de parâmetro de impacto b_γ para dois valores de fração de momento ξ , ilustrando como os fótons estão espacialmente distribuídos dentro e fora do próton. Na esquerda, a distribuição é apresentada para $\xi = 0.1$, enquanto que na direita mostramos o caso para $\xi = 0.001$. Em ambos os casos, as distribuições mostram um pico em torno de $b_\gamma \sim 0.5$ fm, indicando que a contribuição dominante dos fótons se origina do interior do próton.

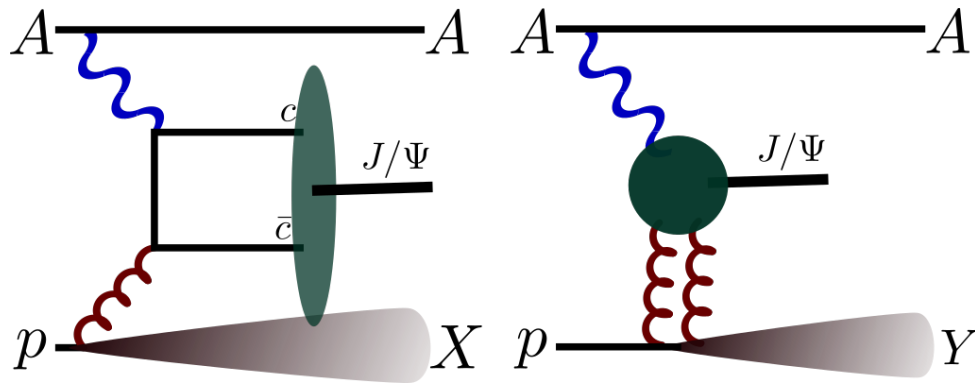


Figura 35 – Produção inelástica (esquerda) e dissociativa (direita) de J/ψ em colisão Ap . Elaborada pela autora.

5.2.1 Modelo de Evaporação de Cor

Para a produção de J/ψ inelástica, usamos o modelo de Evaporação de Cor (CEM) [94, 95] em ordem dominante, com ampla confirmação de eficácia na literatura. O modelo, em suma, calcula a criação de um par de quark-antiquark do sabor charm. A massa invariante do par deve ser ao menos a massa do J/ψ e no máximo a massa de dois mésons D , já que para massas maiores essa nova produção é preferida. Além disso, a probabilidade de que o par com a massa descrita acima se torne o J/ψ não é de 100%, para isso um fator multiplicativo é considerado.

Sendo assim, com a seção de choque hadrônica para produzir o par dada por $\sigma_{c\bar{c}}$, temos:

$$\sigma_{J/\psi} = F_\psi \int_{J/\psi}^{2m_D} \frac{d\sigma_{c\bar{c}}}{dM_{c\bar{c}}} dM_{c\bar{c}}. \quad (5.7)$$

Observamos a constante de hadronização universal, F_ψ , obtida empiricamente a partir de dados experimentais, a qual engloba a probabilidade do par hadronizar no estado final. Usaremos as massas $m_\psi = 3.10$ GeV e $m_D = 1.864$ GeV.

No modelo, ainda não explicamos o significado de “evaporação de cor”. O estado inicial para formar o par de quark–antiquark pode ser, por exemplo, dois glúons ou, no nosso caso, um fóton e um glúon. Este estado inicial não necessariamente está no estado singlete de cor, no caso com fóton e glúon, nunca está. A suposição do modelo é que essa “cor a mais” evapora-se pois, dada a emissão de um glúon que irá interagir com resíduo da colisão hadrônica, onde há muitos glúons presentes para facilitar essa interação. Não se considera que essa emissão altera a cinemática do méson J/ψ . Uma parte das alterações devido à evaporação de cor é absorvida em F_ψ .

Contudo, por esta constante ser independente da cinemática, especialmente momento transversal do méson e spin do méson em questão, o modelo prediz que a razão entre duas seções de choque diferenciais de dois mésons diferentes, também deve ser independente da cinemática e do spin. Neste ponto o modelo falha, conforme medidas experimentais. Para contornar este problema, surgiu o modelo de Evaporação de Cor Modificado (iCEM) [101]. Não vamos entrar em detalhes deste modelo pois trabalharemos apenas com resultados integrados em momento transversal e somados sobre todas as polarizações.

5.2.2 CEM aplicado ao caso dissociativo

As ideias iniciais deste modelo foram primeiramente propostas nas Refs. [94, 95] e consideravam os casos sem e com lacuna de rapidez. No caso inelástico discutido acima, qualquer lacuna de rapidez muito provavelmente será preenchida pela evaporação de cor. Contudo, na literatura, resta uma discussão se o CEM não pode ser aplicado ao caso com lacuna. A ideia é a formação de um estado sem cor de quark–antiquark, antes da formação de estados finais hadrônicos.

No trabalho de Amundson, et. al [96], inspirado pelos artigos de W. Buchmuller e A. Hebecker [98], discute-se a respeito da formação de *gaps* de rapidez em DIS. Neste, sugere-se que a fonte da formação de *gaps* no estado final é a não troca de cor entre o fóton e o próton do estado inicial. Portanto, não há formação de hádrons na região de rapidez que os separa.

Assim, a estrutura de cor é ditada por flutuações não perturbativas de quarks e glúons e podemos descrever a interação através da troca de pômerons. Porém, neste pômeron, um glúon é *hard* e outro é *soft*, sendo este último responsável exclusivamente por gerar o estado singlete de cor. Portanto, a cinemática dos eventos com e sem *gap* não são realmente diferentes. Nesta

ideia reside nosso trabalho de prever a produção dissociativa do méson vetorial, a partir dos cálculos da produção inelástica do mesmo.

Seguindo o desenvolvimento inicial deste modelo, no qual se considera a troca de dois glúons tanto no caso inelástico ou dissociativo, principalmente o que se discute em [96], vemos que a probabilidade de formação de um estado singlete de cor é $1/(1+8)$. A dinâmica que rege os estados de quarkonia e de mésons a partir da produção do par quark–antiquark é essencialmente a mesma, residindo em um regime de massa invariante. Seguindo essa ideia mas em uma linguagem moderna, não usaremos nenhum fator calculado nesses trabalhos pregressos. Apenas faremos um novo ajuste de F_ψ para o caso dissociativo.

5.2.3 Seção de choque SPS da produção de J/ψ inelástico e dissociativo

Com todas essas considerações, podemos calcular a seção de choque correspondente à produção inelástica do méson, diferencial em energia de centro de massa W , a partir da interação fóton–próton, $d\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\psi + X}/dW$. Ela será dada pela distribuição de glúons multiplicada pela seção de choque partônica para a produção de $c\bar{c}$ integrada em massa invariante e multiplicada pelo fator de hadronização F_ψ [97]:

$$\frac{d\sigma_{\gamma p \rightarrow J/\psi + X}}{dW} = F_\psi \int_{m_{J/\psi}}^{2m_D} dM_{c\bar{c}} \frac{dx}{dM_{c\bar{c}}} \frac{d\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}}{dM_{c\bar{c}}} g(x, \mu_F), \quad (5.8)$$

onde x a fração de momento carregada pelo glúon do próton dado por:

$$x = \frac{M_{c\bar{c}}^2}{W^2}. \quad (5.9)$$

Portanto, temos também que

$$dx = \frac{2M_{c\bar{c}}}{W^2} dM_{c\bar{c}}. \quad (5.10)$$

A seção de choque partônica para a produção do par de quark é dada por:

$$\hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}} = \frac{2\pi\alpha\alpha_s(\mu_R)e_c^2}{M_{c\bar{c}}^2} \left[\left(1 + \beta - \frac{1}{2}\beta^2\right) \log\left(\frac{1+\nu}{1-\nu}\right) - (1+\beta)\nu \right], \quad (5.11)$$

com $\nu = \sqrt{1-\beta}$ e $\beta = (2m_c/M_{c\bar{c}})^2$. Fixamos a massa do *charm* $m_c = 1.4$ GeV e sua carga elétrica é $e_c = 2/3$. A constante de acoplamento, α_s , depende ainda da escala de renormalização que será igual a de fatorização μ_F .

Como mencionado acima, o modelo de evaporação de cor é sensível à estrutura das PDFs, portanto, para uma dada PDF, ajustamos tanto a escala de fatorização quanto o parâmetro de hadronização, F_ψ , aos dados experimentais. Aplicamos este procedimento tanto para a produção inelástica quanto dissociativa.

Utilizamos os dados experimentais mais recentes disponíveis para produção de J/ψ inelástica realizados por Hera [102, 103]. Usamos a biblioteca “Minuit” para minimização via “Root” [104] e chegamos aos valores de $F_\psi = 0.044 \pm 0.010$ e $\mu_F = 2.034 \pm 0.459$ GeV, usando

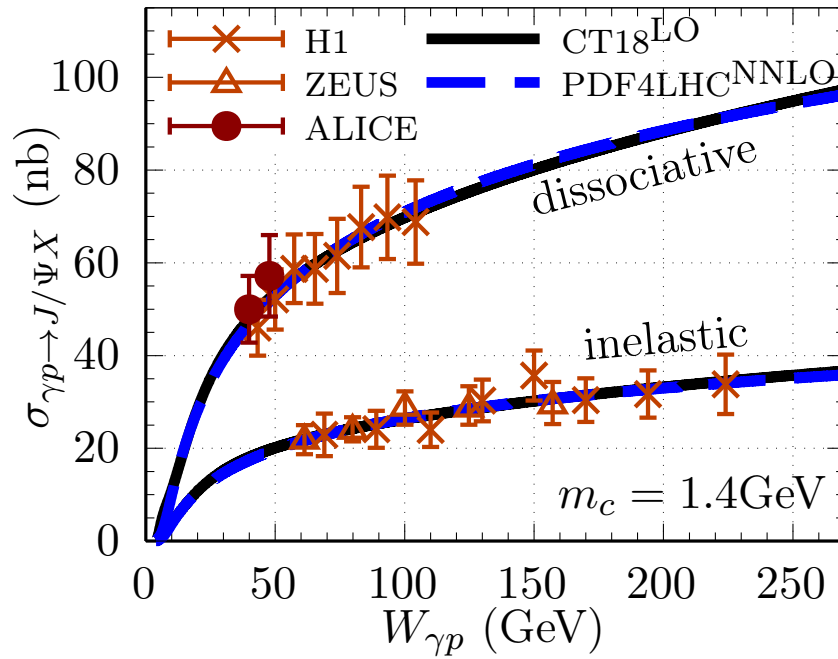


Figura 36 – Curva ajustada aos dados experimentais para produção de J/ψ inelástico e dissociativo em função da energia de centro de massa.

a distribuição de glúons dada pela PDF “CT18LO”. Para a PDF “PDF4LHC21” encontramos $F_\psi = 0.058 \pm 0.012$ e $\mu_F = 3.911 \pm 1.478 \text{ GeV}$. Todos esses resultados podem ser vistos na Fig. 36.

Fizemos os mesmos ajustes, mas para o caso dissociativo — com resultados experimentais de Alice [51] e H1 [105] — usando o mesmo procedimento utilizado para a produção “inelástica” de J/ψ . Neste caso, os parâmetros encontrados foram $F_\psi = 0.125 \pm 0.017$ e $\mu_F = 1.910 \pm 0.310 \text{ GeV}$, usando a PDF “CT18LO”. Utilizando a PDF “PDF4LHC21”, encontramos $F_\psi = 0.169 \pm 0.021$ e $\mu_F = 3.30 \pm 0.874 \text{ GeV}$. Os resultados também podem ser conferidos na Fig. 36.

Em todos os casos, a massa do quark *charm* foi fixada em 1.4 GeV. Levando em conta todas as considerações mencionadas acima a respeito das predições do CEM, nossos resultados estão em acordo com as interpretações físicas a respeito da formação do J/ψ a partir de um par $c\bar{c}$. Observamos que o comportamento com a energia do caso dissociativo parece diferir do inelástico por, basicamente, uma constante. Ainda, considerando a sensibilidade do modelo à escolha da distribuição de pártons e da escala de fatorização, é razoável que consigamos passar de um caso para o outro apenas ajustando os parâmetros de escala e constante de hadronização. Tal resultado corrobora a ideia de que no caso dissociativo, com a troca de mais de um glúon, um deles carrega quase toda a fração de momento enquanto os outros são *soft* e contribuem apenas para a formação de um estado singlete de cor, permitindo o *gap* em rapidez.

Destacamos ainda, que os dois casos devem ser distinguíveis pelo perfil da seção de

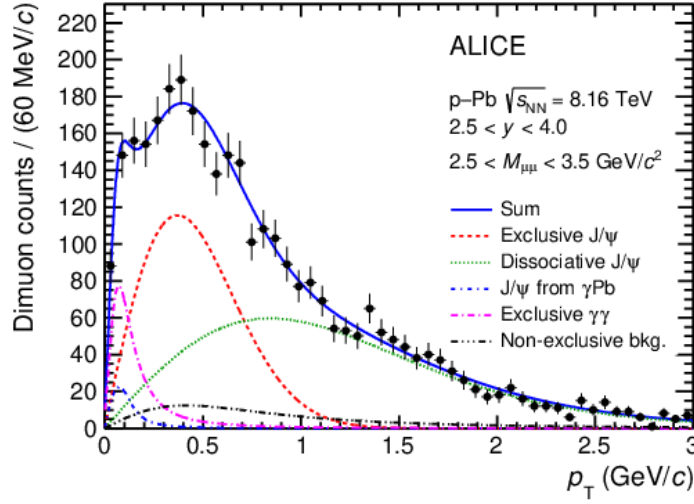


Figura 37 – Distribuição em momento transversal do dimúon vindo do decaimento de J/ψ . Figura retirada de [51].

choque diferencial em momento transversal. Como podemos ver na Fig. 37, o caso exclusivo e dissociativo têm perfis bem diferentes em momento transversal do dimúon oriundo do decaimento do J/ψ . Nessa figura, vemos que o caso dissociativo produz um méson com momento transversal na média maior. Esse fato seria interessante para analisar as implicações das trocas de glúons no CEM.

Por fim, podemos combinar tudo discutido até aqui para escrever a seção de choque, diferencial em rapidez do méson, $Y_{J/\psi}$, para a produção SPS de J/ψ em Ap UPC:

$$\frac{d\sigma_{Ap \rightarrow AX+c\bar{c}}}{dY_{J/\psi}} = \int d^2\vec{b} \Theta(b - R_A - R_p) \int d^2\vec{b}_\gamma \times F_\psi \int_{m_{J/\psi}}^{2m_D} dM_{c\bar{c}}^2 \frac{\xi x}{M_{c\bar{c}}^2} \Theta(b_\gamma - R_A) N^A(\xi, \vec{b}_\gamma) G_g(x, \vec{b}_\gamma - \vec{b}) \hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}, \quad (5.12)$$

Acima, $M_{c\bar{c}}^2$ é a massa invariante do par $c\bar{c}$. As frações de momento são dadas por:

$$\xi = \frac{M_{c\bar{c}}}{\sqrt{s}} e^{Y_{c\bar{c}}}, \quad x = \frac{M_{c\bar{c}}}{\sqrt{s}} e^{-Y_{c\bar{c}}}. \quad (5.13)$$

O resultado desta expressão pode ser visto na Fig. 38. Esses resultados não serão comparados com os dados de ALICE já que essa comparação já ocorreu no nível γp na Fig. 36.

5.3 PRODUÇÃO EXCLUSIVA DE DIMÚON EM Ap UPC

Como dito anteriormente, o resultado experimental do ALICE inclui também a produção exclusiva de dimúon. A fim de comparar nossos resultados com estes dados, ajustamos nossas variáveis cinemáticas para tal. Neste caso, a energia de centro de massa na colisão nucleon–nucleon é de $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV. Os dados estão no intervalo de rapidez de 2.5 a 4.0 no

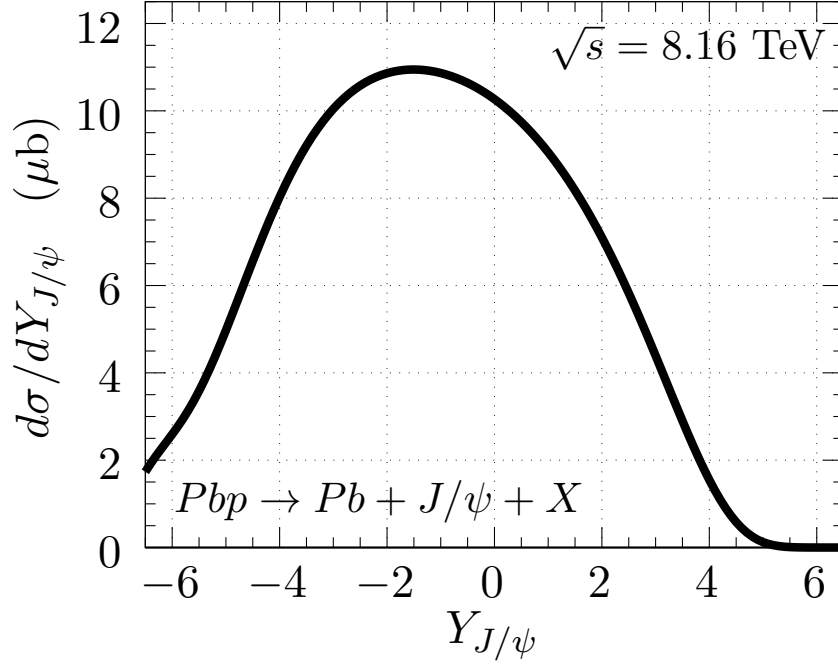


Figura 38 – Seção de choque SPS para a produção de J/ψ dissociativo em Pbp UPCs com energia do LHC ($\sqrt{s} = 8.16$ TeV) como função da rapidez do méson $Y_{J/\psi}$.

referencial de laboratório e com o sentido do próton positivo. Como estamos fazendo os cálculos no referencial de centro de momento e com o sentido do núcleo positivo, trocamos o sinal da rapidez e fazemos um boost na orientação do núcleo, o que acrescenta um valor de 0.46 à nossa rapidez (negativa) para corresponder ao intervalo estipulado no artigo.

Estabelecemos a forma geral da seção de choque $Ap \rightarrow Ap\mu^+\mu^-$ diferencial no massa invariante, $M_{\mu\mu}^2$, e rapidez do dimúon, $Y_{\mu\mu}$, como segue:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{Ap \rightarrow Ap\mu\mu}}{dY_{\mu\mu}dM_{\mu\mu}^2} &= \int d^2\vec{b} \Theta(b - R_A - R_p) \int d^2\vec{b}_{\gamma_1} \\ &\times \frac{\xi_1 \xi_2}{M_{\mu\mu}^2} \Theta(b_{\gamma_1} - R_A) N^A(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1}) N^p(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_1} - \vec{b}) \hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu}. \end{aligned} \quad (5.14)$$

sendo as frações de momento longitudinais dadas por

$$\xi_1 = \frac{M}{\sqrt{s}} \exp(Y), \quad \xi_2 = \frac{M}{\sqrt{s}} \exp(-Y) \quad (5.15)$$

e, portanto, o jacobiano fica

$$d\xi_1 d\xi_2 = \frac{2\xi_1 \xi_2}{M} dM dY. \quad (5.16)$$

Para a seção de choque partônica, já integrada em t , de Breit–Wheeler [106, 107] temos:

$$\hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu} = \frac{4\pi\alpha^2}{M_{\mu\mu}^2} \left\{ [2 + 2\beta - \beta^2] \ln \left(\frac{1}{\beta} + \sqrt{\frac{1}{\beta} - 1} \right) - \sqrt{1 - \beta} (1 + \beta) \right\}, \quad (5.17)$$

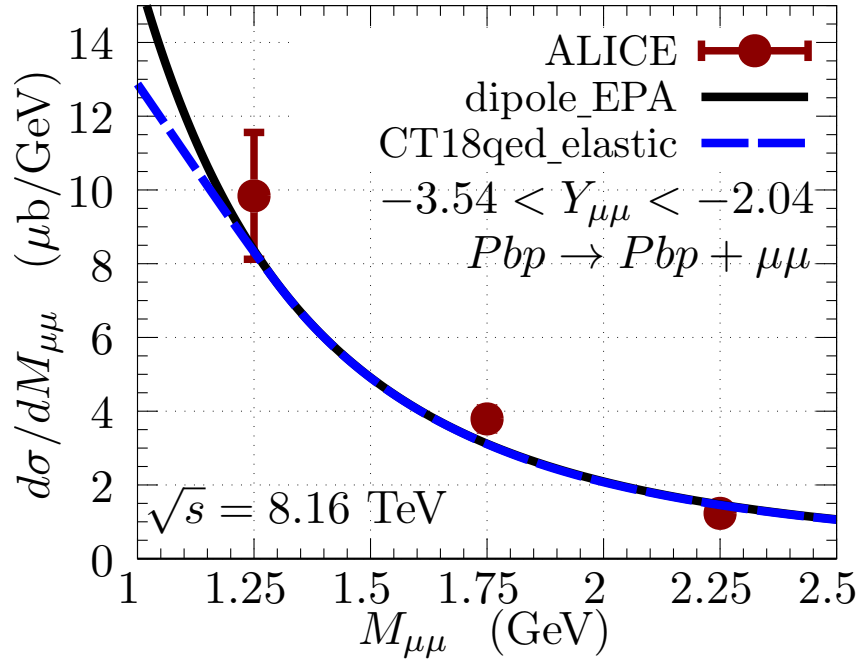


Figura 39 – Seção de choque diferencial para a produção de dimúons ($\mu^- \mu^+$) em UPCs Pbp na energia do LHC de $\sqrt{s} = 8.16 \text{ TeV}$ é apresentada em função da massa invariante, com a rapidez do par dimúon, $Y_{\mu\mu}$, integrada. Nossos cálculos teóricos, rotulados como “dipole_EPA”, são comparados com os dados experimentais do ALICE [51], apresentando boa concordância. Além disso, incluímos uma comparação com os resultados obtidos utilizando a função de distribuição de partons “CT18qedelastic”.

com $\beta = 4m_\mu^2/M_{\mu\mu}^2$ e m_μ a massa do múon. O resultado da seção de choque (5.14) pode ser conferido na Fig. 39. Além da curva azul “dimúon photoproduction” obtida a partir dos nossos cálculos, colocamos também as previsões obtidas a partir da distribuição de fótons “quasireais”, ou ainda, “elásticos” da distribuição partônica CT18qed [74]. Nossas previsões concordam bem e ambas passam sobre o ponto experimental com menor barra de erro. O cálculo com a distribuição com dipolo duplo, explicado nas seções anteriores, quase não difere do dipolo simples.

5.4 SEÇÃO DE CHOQUE EFETIVA

Seguindo o procedimento que adotamos no trabalho apresentado no Capítulo anterior, vamos definir a seção de choque efetiva como o inverso das funções de sobreposição $T_{\gamma\gamma}^{Ap}$ e $T_{\gamma g}^{Ap}$ integradas em todo o parâmetro de impacto:

$$\sigma_{\text{eff}}^{-1}(\xi_1, \xi_2, \xi_3) \equiv \int d^2b \Theta(b - R_A - R_p) T_{\gamma\gamma}^{Ap}(\xi_1, \xi_2, \vec{b}) T_{\gamma g}^{Ap}(\xi_3, \vec{b}), \quad (5.18)$$

com as funções de sobreposição, englobando as dependências das distribuições partônicas em parâmetro de impacto, dadas por

$$T_{\gamma\gamma}^{Ap}(\xi_1, \xi_2, \vec{b}) = \frac{1}{N^A(\xi_1) N^p(\xi_2)} \int d^2\vec{b}_{\gamma_1} \Theta(b_{\gamma_1} - R_A) N^A(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1}) N^p(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_1} - \vec{b}), \quad (5.19)$$

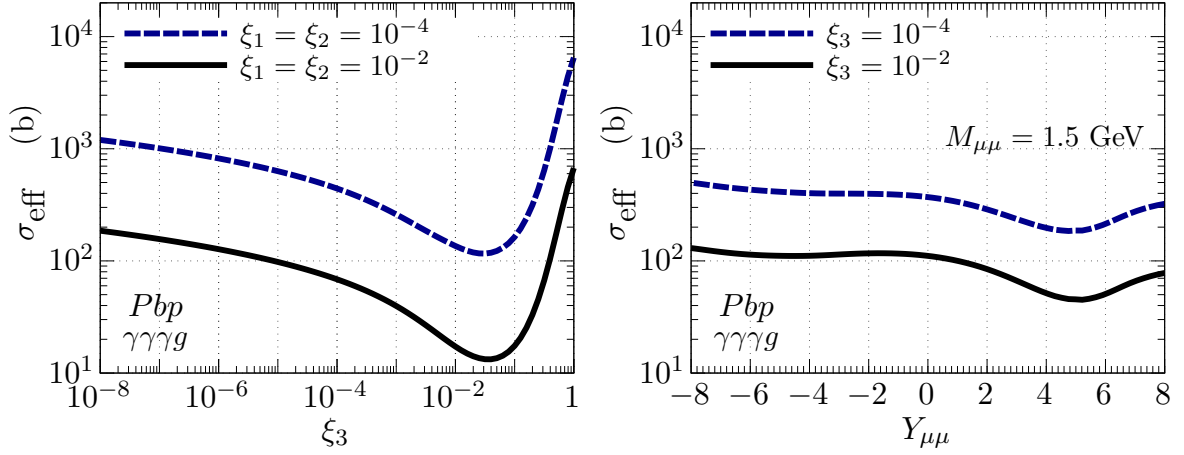


Figura 40 – Seção de choque efetiva DPS em UPCs Ap , considerando interações nas quais dois fótons do projétil interagem com um glúon e um fóton do alvo; $\gamma\gamma\gamma g$. No painel da esquerda, é apresentada a seção de choque efetiva em função da fração de momento do fóton proveniente do próton-alvo, ξ_3 , mantendo ξ_1 e ξ_2 fixos. No painel da direita, é mostrada a dependência de σ_{eff} com a rapidez do par dimúon, $Y_{\mu\mu}$, com ξ_3 fixado e com $M_{\mu\mu} = 1.5$ GeV.

e

$$T_{\gamma g}^{Ap}(\xi_3, \vec{b}) = \frac{1}{N^A(\xi_3)} \int d^2\vec{b}_{\gamma_3} \Theta(b_{\gamma_3} - R_A) N^A(\xi_3, \vec{b}_{\gamma_3}) f_g(\vec{b}_{\gamma_3} - \vec{b}). \quad (5.20)$$

Novamente, dividimos as funções de sobreposição pelo fluxo de fótons do estado inicial integrado em todo o parâmetro de impacto.

Lembramos que não consideramos que há correlação entre os fótons do núcleo–projétil, bem, como, entre os fótons e glúons do próton–alvo. O resultado da seção de choque efetiva pode ser visto na Fig. 40. Esta é fortemente dependente das frações de momento dos fótons do estado inicial e o seu comportamento depende da probabilidade dos fótons γ_1 e γ_3 , vindos do núcleo, estarem juntos e distribuídos no interior ou nas bordas do próton–alvo, onde eles poderão interagir com o fóton γ_2 ou o glúon.

No lado esquerdo da Fig. 40, fixamos e igualamos ξ_1 e ξ_2 , correspondentes às frações carregadas pelo fóton do núcleo e do próton, respectivamente, e deixamos a seção de choque efetiva em função de ξ_3 , que é o fóton do núcleo a interagir com o glúon do próton para formar o par quark–antiquark. Vemos que para valores pequenos de ξ_3 , a seção de choque efetiva é grande, consequentemente, a seção de choque DPS é pequena. Este comportamento é devido ao grande espalhamento do fóton γ_3 no espaço de parâmetro de impacto. O menor valor, portanto maior valor de seção de choque DPS, é em torno de $\xi_3 \approx 0.03$, indicando que nesta fração de energia o fóton γ_3 não está tão espalhado e tem maior probabilidade de ocupar a região de $R_A < R_A + 2R_p$ e, por conseguinte, maior chance de interagir com o glúon do alvo. Para grandes valores de ξ_3 , este ocupa uma região muito restrita, ou ainda, uma “casca fina” ao redor do projétil que torna menos provável a interação com o glúon, ocasionando um aumento rápido na seção de choque efetiva.

No lado direito da Fig. 40, nós mostramos a seção de choque efetiva com o valor fixo de ξ_3 , a massa invariante $M_{\mu\mu} = 1.5$ GeV e em função de rapidez do dimúon $Y_{\mu\mu}$, cf. Eq. 5.15. Vemos que os maiores valores de seção de choque efetiva se encontram na região de rapidez negativa, enquanto que os menores valores na região de rapidez positiva. Aqui, o comportamento da função é dominado pelo fóton γ_1 , já que a distribuição do fóton vindo do próton, γ_2 , varia menos em parâmetro de impacto. O mínimo é alcançado em rapidez $Y_{\mu\mu} \approx 5$, o que corresponde ao valor de $\gamma_1 \approx 0.03$. Este é o caso da esquerda já que a maior probabilidade de interação acontece quando ξ_1 e ξ_3 estão distribuídos numa mesma região e próximos ou dentro da região de parâmetro de impacto do próton.

5.5 PRODUÇÃO DE $J/\psi + \mu^- \mu^+$ EM UPC Ap COM DISSOCIAÇÃO DO PRÓTON VIA DPS

A seção de choque DPS para a produção de dimúon associada com J/ψ dissociativo pode ser dada em termos das seções de choque partônicas, para fóton-glúon e fóton-fóton, e as distribuições de fótons e glúons:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{Ap}^{\text{DPS - UPC}}}{dY_{\mu\mu} dM_{\mu\mu}^2 dY_{J/\psi}} &= \int d^2b \Theta(b - R_A - R_p) \int d^2\vec{b}_{\gamma_1} \int d^2\vec{b}_{\gamma_3} \\ &\times \frac{\xi_1 \xi_2}{M_{\mu\mu}^2} \Theta(b_{\gamma_1} - R_A) N^A(\xi_1, \vec{b}_{\gamma_1}) N^p(\xi_2, \vec{b}_{\gamma_1} - \vec{b}) \hat{\sigma}_{\gamma\gamma}^{\mu\mu} \\ &\times F_\psi \int_{m_{J/\psi}}^{2m_D} dM_{c\bar{c}}^2 \frac{\xi_3 x}{M_{c\bar{c}}^2} \Theta(b_{\gamma_3} - R_A) N^A(\xi_3, \vec{b}_{\gamma_3}) g(x) f_g(\vec{b}_{\gamma_3} - \vec{b}) \hat{\sigma}_{\gamma g}^{c\bar{c}}, \end{aligned} \quad (5.21)$$

onde $\vec{b}_{\gamma_2} = \vec{b}_{\gamma_1} - \vec{b}$ e $\vec{b}_g = \vec{b}_{\gamma_3} - \vec{b}$.

Para construirmos nossa versão da fórmula de bolso, vamos escrever as equações para cada subprocesso. Começando por $\gamma\gamma \rightarrow \mu^- \mu^+$, temos:

$$\frac{d^2 \Sigma_{\gamma\gamma}^{\mu\mu}(\xi_1, \xi_2)}{dY_{\mu\mu} dM_{\mu\mu}^2} = \frac{\xi_1 \xi_2}{M_{\mu\mu}^2} \bar{N}^A(\xi_1) \bar{N}^p(\xi_2) \hat{\sigma}_{\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu}, \quad (5.22)$$

e para $\gamma g \rightarrow J/\psi$:

$$\frac{d\Sigma_{\gamma g}^{J/\psi}(\xi_3, x)}{dY_{J/\psi}} = F_\psi \int_{m_{J/\psi}}^{2m_D} dM_{c\bar{c}}^2 \frac{\xi_3 x}{M_{c\bar{c}}^2} \bar{N}^A(\xi_3) g(x) \hat{\sigma}_{\gamma g \rightarrow c\bar{c}}. \quad (5.23)$$

Em conjunto com a definição de seção de choque efetiva, podemos escrever a “fórmula de bolso” para a seção de choque DPS como:

$$\frac{d\sigma_{Ap}^{\text{DPS - UPC}}}{dY_{\mu\mu} dM_{\mu\mu}^2 dY_{J/\psi} dM_{c\bar{c}}^2} = \frac{1}{\sigma_{\text{eff}}^{Ap}(\xi_1, \xi_2, \xi_3)} \frac{d\Sigma_{\gamma\gamma}^{\mu\mu}(\xi_1, \xi_2)}{dY_{\mu\mu} dM_{\mu\mu}^2} \frac{d\Sigma_{\gamma g}^{J/\psi}(\xi_3, x)}{dY_{J/\psi} dM_{c\bar{c}}^2}. \quad (5.24)$$

O resultado da seção de choque diferencial em rapidez do dimúon e do méson pode ser visto em Fig. 41.

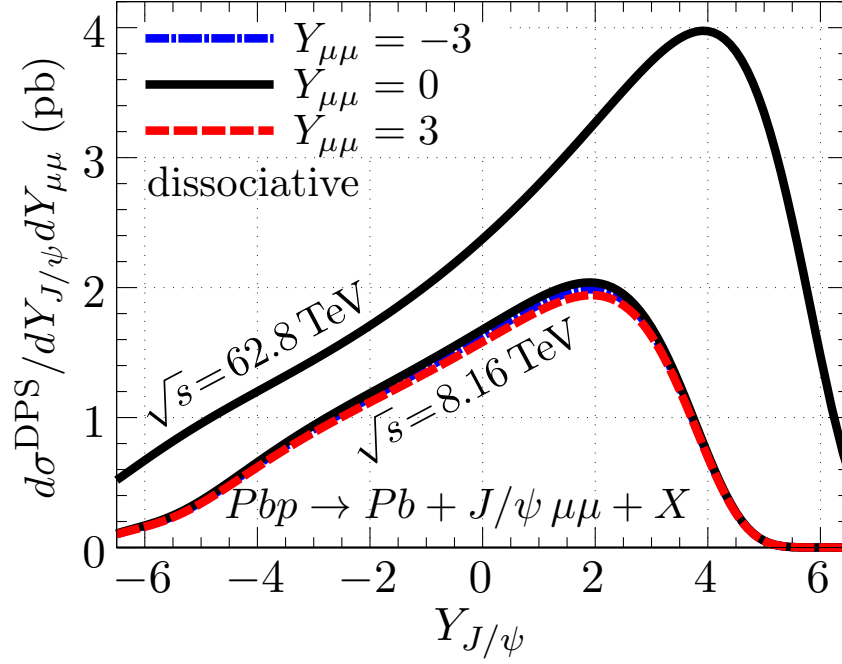


Figura 41 – Seção de choque DPS para a produção de $J/\psi\mu^-\mu^+$ em UPCs Pbp dissociativas na energia do LHC de $\sqrt{s} = 8.16$ TeV e na energia do FCC de $\sqrt{s} = 62.8$ TeV apresentada em função da rapidez do J/ψ . A rapidez do dimúon, $Y_{\mu\mu}$, é fixada nos valores 0, 3 e -3 , com a massa invariante $M_{\mu\mu}$ integrada. A dependência em $Y_{J/\psi}$ é muito diferente do caso SPS. Os resultados indicam que a contribuição mais significativa ocorre para $Y_{\mu\mu} = 0$.

Nós fixamos a rapidez do dimúon em três valores diferentes $Y_{\mu\mu} = -3, 0, 3$ e construímos a figura para energia de centro de massa correspondente ao LHC e ao futuro FCC, $\sqrt{s} = 8.16$ TeV e $\sqrt{s} = 62.8$ TeV, respectivamente. Este resultado é a primeira predição para o processo. Vemos pouca dependência com a rapidez do dimúon, o que pode ser uma vantagem em medições experimentais. Também, percebemos que a produção em DPS do méson é dominada por rapidez positiva, o que é uma diferença significativa se comparado com o resultado SPS para a produção de J/ψ , Fig. 38, onde a dominância é em rapidez negativa.

Para esclarecer melhor a diferença entre os resultados DPS e SPS, devemos observar que a seção de choque efetiva depende da rapidez de J/ψ . Isto fica evidente na Fig. 42, onde plotamos a seção de choque SPS juntamente com a DPS e σ_{eff}^{-1} . Ao multiplicarmos a seção de choque SPS pelo inverso da seção de choque efetiva, podemos estimar a contribuição DPS, a menos de uma constante associada com a produção de dimúon. O inverso da seção de choque efetiva tem valores grandes para rapididades positivas e, por isso, move o pico da seção de choque SPS de rapidez negativa para positiva na produção DPS.

5.6 CONCLUSÕES

Nós investigamos a distribuição de fóton e glúon no próton e, como queríamos dois fótons vindos do núcleo–projétil, escolhemos a produção de J/ψ dissociativo associado com

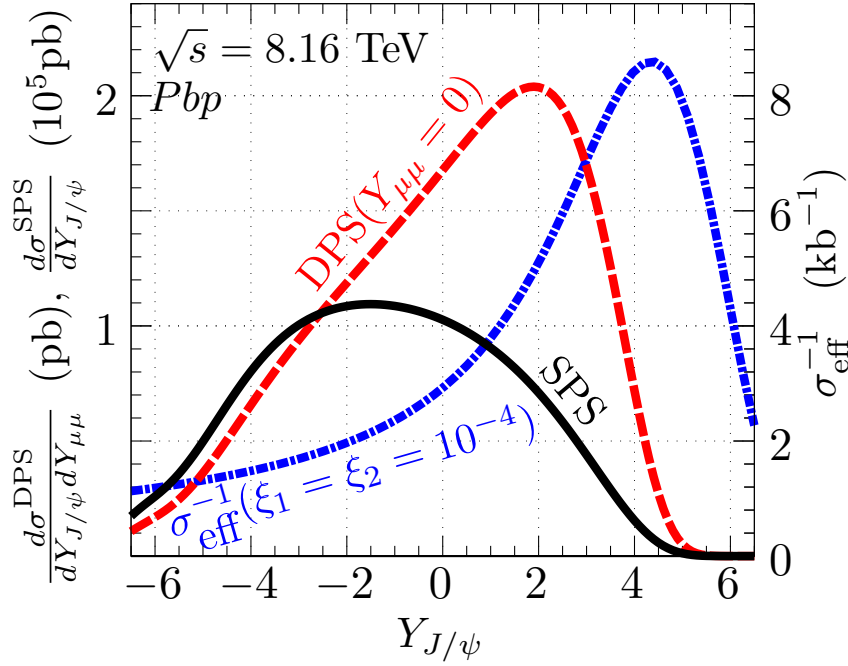


Figura 42 – A produção da seção de choque DPS ($J/\psi\mu\mu$), a seção de choque SPS para a produção simples de J/ψ , e o inverso da seção de choque efetiva para UPCs em Pbp na energia do LHC de $\sqrt{s} = 8.16$ TeV, plotadas em função da rapidez do J/ψ . Multiplicando a contribuição do SPS pelo inverso da seção de choque efetiva, podemos estimar a contribuição esperada de DPS, desconsiderando uma constante relacionada à produção de dimúons. Esses resultados ilustram como a dependência da seção de choque efetiva com a rapidez do J/ψ influencia o comportamento da seção de choque do DPS.

dimúon como nosso observável. Esta produção deve produzir um *gap* em rapidez no detector e deixar um claro sinal, o que serve como motivação experimental.

Para a produção SPS de J/ψ dissociativo, usamos o Modelo de Evaporação de Cor para estimar a seção de choque e, juntamente com a distribuição de pártons CT18LO, fitamos a escala de fatorização, bem, como, o fator de hadronização, aos dados do ALICE e H1, obtendo boa concordância. Também, calculamos a produção SPS exclusiva de dimúon a partir da aproximação de fóton equivalente adaptada à distribuição de cargas do próton e comparamos com os dados do ALICE, também obtendo boa concordância.

Nosso estudo sobre a produção DPS de J/ψ dissociativo com dimúon, proporcionou um mecanismo para sondar a densidade de fóton do próton e sua correlação, em parâmetro de impacto, com a densidade de glúon do mesmo. Assumimos que não há correlação, dado o fato de fótons e glúons, como pártons, terem diferentes distribuições devido as suas diferentes interações (QED e QCD). Derivamos nossa fórmula de bolso, calculando pela primeira vez a seção de choque efetiva para este processo com dependência na fração de momento longitudinal carregada pelos fótons do estado inicial.

Nós apresentamos a seção de choque DPS diferencial em função da rapidez do J/ψ e do dimúon. Nossas previsões, utilizando típica energia de centro de massa do LHC, $\sqrt{s} = 8.16$ TeV,

indicam uma seção de choque mensurável sugerindo que este mecanismo DPS pode ser observado no LHC. Destacamos que a seção de choque DPS não pode ser simplesmente um produto de seções de choque SPS por causa da dependência da seção de choque efetiva com fração de momento dos fótons, causando um diferente comportamento em rapidez da seção de choque DPS quando comparado com o comportamento SPS. Nosso estudo, como um todo, serve como motivação para futuras medições do estado final $J/\psi\mu^-\mu^+$ em colisões ultraperiféricas dissociativas Ap .

6 CONSIDERAÇÕES FINAIS

Ao longo desta tese, nos propusemos a estudar duplo espalhamento partônico em colisões ultraperiféricas. Por meio deste estudo, conseguimos explorar as distribuições de fótons e glúons no interior do próton ou do núcleo, além de investigar possíveis correlações partônicas. Em especial, desenvolvemos em detalhes dois trabalhos referentes à produção de $c\bar{c}l\bar{l}$ em AA [1] e $J/\psi\mu^-\mu^+$ em Ap [2], ambas via DPS em UPCs. Exploramos ainda as produções de pares — léptons, mésons vetoriais ou estados finais híbridos — com a esperança de prever resultados experimentais que estão ao nosso alcance.

No Cap. 1 vimos alguns elementos básicos da física de Altas Energias e do Modelo Padrão. Também introduzimos duas vias para estudar colisões envolvendo o próton. A primeira foi por meio das colisões elásticas entre elétron e próton, que nos permitiram apresentar os fatores de forma do próton. Discutimos as combinações lineares que resultam nos fatores de Sachs que, no referencial de Breit, podem ser interpretados como transformadas de Fourier das distribuições de carga elétrica e magnética do próton.

Através do espalhamento inelástico, vimos como descrever o próton em termo de seus constituintes, utilizando as funções de estrutura, e como estas se comportam no limite assintótico de grande momento transferido, sendo este comportamento, previsto pelo escalamento de Bjorken. Revisamos brevemente o modelo de pártons e como podemos expressar as funções de estrutura do próton em termos das funções de distribuição de pártons (PDFs), completando nossa breve revisão sobre a descrição do próton em termos de seus constituintes elementares. Além disso, vimos como o escalamento de Bjorken é violado e a consequente necessidade de funções de evolução das PDFs com a escala de momento transferido, a fim de descrever corretamente a evolução dos pártons, uma vez que estes se desdobram em outros pártons à medida que a escala de energia aumenta.

No Cap. 2, vimos um tipo especial de colisão, a ultraperiférica, na qual os hádrons interagem apenas por interação eletromagnética. Os principais ingredientes em UPC são os fótons elásticos e, para obtê-los, reproduzimos, para o caso nuclear, o método de Weizsäcker–Williams considerando tanto uma carga puntual quanto uma distribuição de cargas, com e sem dependência no parâmetro de impacto. Chegamos numa expressão para o fluxo de fótons dependente do fator de forma nuclear e, em seguida, discutimos sua parametrização de Wood–Saxon, a qual considera uma distribuição, em parâmetro de impacto, realística de carga do núcleo e sem a divergência na origem (centro nuclear). Destacamos a importância desta parametrização no caso de UPCs em que ocorre a quebra do núcleo–alvo.

Para encerrar o estudo de distribuições dos fótons em parâmetro de impacto no caso nuclear, obtivemos a Fig. 10, que mostra essas distribuições integradas, além de incluir a contribuição de fótons inelásticos, como discutido sucintamente anteriormente. Para fins de comparação, incluímos as distribuições elásticas e inelásticas do próton. Embora tenhamos adotado uma expressão simplificada para os fótons elásticos, esta se mostrou suficiente para

observamos que a contribuição inelástica é maior do que no caso nuclear.

Na sequência do capítulo, mostramos como obter a distribuição de glúons com dependência no parâmetro de impacto. Destacamos que foi assumida a fatorização entre a PDF do glúon, dependente da fração de momento x , e a distribuição em espaço de parâmetro de impacto. Adicionalmente, vimos como usar a parametrização de Wood–Saxon para obter a distribuição de nucleons, já que os glúons estão confinados a estes, que por sua vez estão distribuídos no núcleo.

Por fim, a última seção do capítulo traz o estudo sobre as distribuições de fótons do próton. Relembramos os fatores de Sachs e adotamos uma combinação destes, resultando nos fatores F_E e F_M , mais convenientes ao nosso trabalho. Obtivemos o fluxo de fótons a partir desses fatores, primeiramente sem dependência no parâmetro de impacto e diferencial em momento transversal do fóton. Depois, desenvolvemos uma expressão com tal dependência, consistente com nossa virtualidade do fóton. Essa expressão leva em conta os fatores F_E e F_M , assumindo a ausência de termos cruzados entre eles.

Quanto à parametrização dos fatores de Sachs do próton, utilizamos a de dipolo simples e duplo. Para encerrar nosso estudo de fluxo de fótons no caso do próton, obtivemos a Fig. 11, na qual comparamos o fluxo sem dependência no parâmetro de impacto com nossa expressão e com o fluxo obtido a partir da PDF de fótons elásticos. Também comparamos as duas parametrizações de dipolo. Vimos que todas convergem bem no regime de pequena fração de momento do fóton, ξ , apresentado. Com o fim do capítulo, encerramos nosso resumo dos fluxos de pártons necessários para trabalhar com colisões ultraperiféricas envolvendo núcleos e prótons.

No capítulo 3, introduzimos as múltiplas interações partônicas, com foco na mais provável delas: o duplo espalhamento partônico (DPS). Fizemos um breve resumo da literatura sobre DPS em colisões centrais e apresentamos a chamada Fórmula de Bolso, composta por duas seções de choque simples divididas pela seção de choque efetiva. Discutimos brevemente a suposição de que essa seção de choque efetiva seja um valor constante e, portanto, que o DPS possa ser interpretado apenas como uma reescala do SPS. Em seguida, apresentamos alguns resultados experimentais que contrariam tal suposição. Citamos um caminho para explicar os resultados, que é considerar determinadas correlações entre os pártons, o que implica numa seção de choque efetiva não constante.

Na sequência, com todos esses elementos já conhecidos na literatura em mãos, começamos de fato nosso estudo sobre DPS em UPCs. Revisamos dois trabalhos que analisaram a produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ via DPS em UPCs pA e AA . Ambos consideraram o estado inicial composto por dois fótons e dois glúons, o que fornece uma oportunidade interessante para futuros estudos de correlação. Aprendemos a como construir o análogo da Fórmula de Bolso para UPCs e definimos uma seção de choque efetiva com dependência não trivial nas frações de momento carregadas pelos fótons do estado inicial.

Dada essa dependência e o fato de o estado inicial ser misto, composto por fótons e

glúons, a seção de choque DPS se apresentou-se assimétrica em relação à rapidez do quark produzido, seja *bottom* ou *charm*. Além disso, ela é menor do que uma seção de choque com estado iniciais compostos apenas por glúons, já que os fótons estão mais espalhados no espaço de parâmetro de impacto, resultando em uma maior seção de choque efetiva. Os resultados obtidos evidenciaram uma seção de choque DPS passível de ser medida experimentalmente, mesmo nos colisores atuais, o que serviu como motivação teórica para medidas experimentais.

Na sequência dos estudos de duplos espalhamentos em UPCs, continuamos com os estados iniciais híbridos compostos por fótons e glúons, mas agora apenas com um glúon e três fótons. Enquanto que os trabalhos mencionados anteriormente trazem informações acerca da distribuição dupla de glúons, o nosso trabalho, descrito no Cap. 4, utiliza também a distribuição de fótons do núcleo alvo.

Para produzirmos, via DPS, um par de léptons no estado final, juntamente com o par de quark-antiquark, consideramos, no estado inicial, dois fótons do núcleo projétil (que provavelmente não se quebrará) e um fóton e um glúon do núcleo alvo. Ressaltamos que a seção de choque efetiva envolvendo três fótons e um glúon em UPCs foi calculada, no nosso trabalho, pela primeira vez na literatura e a seção de choque DPS resultante apresentou valores mensuráveis. Uma das contribuições para o reforço dessa seção de choque é a mesma ser proporcional a Z^6 (Z^4 vindo do subprocesso $\gamma\gamma \rightarrow l\bar{l}$ e Z^2 vindo do subprocesso $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$). Quando comparamos com o caso de DPS Ap , mas com dois glúons no estado inicial, produzindo um dilépton e um par $c\bar{c}$ vemos que esse crescimento mitigou o fato de os fótons aumentarem a seção de choque efetiva (consequentemente, diminuírem a seção de choque DPS), devido ao fato de estarem mais espalhados no espaço transversal à colisão do que os glúons. Também, o observável, dilépton, tem a massa menor se comparado com $c\bar{c}$, além da troca de um α_s pelo α (eletromagnético).

Uma vez que ainda não temos dados experimentais para comparar os resultados obtidos e, considerando que estes se mostram promissores para o entendimento dos espalhamentos múltiplos, nos foi motivador dar sequência no estudo explorando, agora, outros observáveis, como o J/ψ , que é extensamente observado experimentalmente. Por ser um observável de certa forma exclusivo, dificilmente ele será medido em colisões ultraperiféricas de núcleos pesados, mas já foi medido em colisões Ap com dissociação do próton. Escolhemos a produção dissociativa de J/ψ associada com a produção exclusiva de dilépton, o que tornou nosso observável sensível, também, à distribuição de fótons do próton. Lembrando que no primeiro trabalho revisado, a produção de $c\bar{c}b\bar{b}$ em Ap , o próton-alvo fornecia apenas glúons.

Primeiramente, nós obtivemos a seção de choque simples para a produção exclusiva de dilépton e dissociativa de J/ψ e comparamos ambos os resultados com os dados experimentais publicados pelo ALICE em colisão Ap . Ambos os resultados tiveram boa concordância com os dados. Destacamos que no caso do méson, fizemos um estudo sobre sua produção inelástica e dissociativa com o modelo de evaporação de cor. Na Fig. 36, apresentamos nossos resultados para as duas produções, com ajustes nos parâmetros F_ψ e μ_F , sendo o primeiro o fator de

hadronização e o segundo a escala de fatorização, escolhida igual à de renormalização. Os ajustes foram feitos para os dados do ALICE e também do HERA, para colisões elétron–próton. Fisicamente, interpretamos o caso dissociativo como dado pela troca de múltiplos glúons, porém, apenas um deles carrega boa parte do momento, enquanto os demais contribuem apenas o suficiente para formar um estado “branco” de cor.

Tendo esses resultados SPS em mãos, apresentamos nosso análogo da Fórmula de Bolso e definimos nossa seção de choque efetiva, calculada pela primeira vez para um estado inicial misto ($3\gamma 1g$) com o próton como alvo. Assim como nos casos anteriores, a seção de choque efetiva apresentou dependência não trivial nas frações de energia dos fótons do estado inicial. Como escolhemos o J/ψ dissociativo, nosso observável deve deixar uma assinatura clara no detector devido à presença de *gap* em rapidez. Nossas funções de sobreposição foram obtidas sem considerar correlações entre o fóton e o glúon do próton–alvo. Fizemos essa suposição baseada nas diferentes interações do fóton e do glúon (QED e QCD), o que resulta numa distribuição bastante diferente entre os mesmos.

Apresentamos a seção de choque diferencial como função da rapidez do J/ψ e do dimúon. Nossas previsões, baseadas na energia típica do LHC de $\sqrt{s} = 8.16$ TeV, indicam uma seção de choque de DPS mensurável, sugerindo que esse mecanismo pode ser observado no LHC. Destacamos que a seção de choque de DPS não é simplesmente o produto de duas seções de choque de SPS, devido à dependência, na fração de momento, da seção de choque efetiva σ_{eff} , o que leva a uma dependência diferente na rapidez do J/ψ ou do par $\mu^+\mu^-$ quando comparada aos casos de SPS. Como um todo, nosso estudo motiva futuras medidas de estados finais $J/\psi \mu^-\mu^+$ em colisões ultraperiféricas dissociativas Ap (UPCs).

Com esse último trabalho, encerramos a fase inicial do nosso estudo de DPS em colisões ultraperiféricas, tendo explorado a distribuição de fótons e glúons tanto do núcleo quanto do próton. Consideramos diferentes estados finais, resultando em seções de choque de DPS mensuráveis nos colisores atuais. Em todos os casos, vimos que, para obter uma fórmula de bolso análoga para o caso UPC, foi necessário definir uma seção de choque efetiva que não é um valor constante. Deixamos em aberto a possibilidade de se estudar correlações entre os pártons do alvo. Futuramente, resultados experimentais podem nos motivar a rever tais correlações.

REFERÊNCIAS

- [1] E. Huayra, E. G. de Oliveira, R. Pasechnik and B. O. Stahlhöfer, “Double-parton scattering mechanism for associated $cc^{-1}l+l^{-}$ production in AA ultraperipheral collisions as a probe for the photon density inside the nucleus,” *Phys. Rev. D* **104**, no.9, (2021) [arXiv:2106.11465 [hep-ph]].
- [2] B. O. Stahlhöfer, E. Huayra and E. G. de Oliveira, “Dissociative associated $\mu^{-}\mu^{+}$ and J/ψ production via double parton scattering in nucleus–proton ultraperipheral collisions,” *a ser submetido*.
- [3] S. Weinberg, “A Model of Leptons,” *Phys. Rev. Lett.* **19**, 1264-1266 (1967)
- [4] S. L. Glashow, “Partial Symmetries of Weak Interactions,” *Nucl. Phys.* **22**, 579-588 (1961)
- [5] A. Salam and J. C. Ward, “Electromagnetic and weak interactions,” *Phys. Lett.* **13**, 168-171 (1964)
- [6] M. Gell-Mann, “The Eightfold Way: A Theory of strong interaction symmetry,” United States: N. p., 1961.
- [7] K. Johnson, “Can quarks be kept inside?,” *Phys. Rev. D* **6**, (1972)
- [8] G. Parisi, “Quark Imprisonment and Vacuum Repulsion,” *Phys. Rev. D* **11**, 970 (1975)
- [9] U. W. Heinz and M. Jacob, “Evidence for a new state of matter: An Assessment of the results from the CERN lead beam program,” [arXiv:nucl-th/0002042 [nucl-th]].
- [10] N. Cabibbo and G. Parisi, “Exponential Hadronic Spectrum and Quark Liberation,” *Phys. Lett. B* **59**, 67-69 (1975)
- [11] G. 't Hooft, “Renormalizable Lagrangians for Massive Yang-Mills Fields,” *Nucl. Phys. B* **35**, 167-188 (1971)
- [12] W. A. Bardeen, A. J. Buras, D. W. Duke and T. Muta, “Deep Inelastic Scattering Beyond the Leading Order in Asymptotically Free Gauge Theories,” *Phys. Rev. D* **18**, 3998 (1978)
- [13] D. J. Gross and F. Wilczek, “Asymptotically Free Gauge Theories - I,” *Phys. Rev. D* **8**, 3633-3652 (1973)
- [14] S. Weinberg, “Nonabelian Gauge Theories of the Strong Interactions,” *Phys. Rev. Lett.* **31**, 494-497 (1973)
- [15] L. Maiani and L. Rolandi, “The standard theory of particle physics : Essays to celebrate CERN’s 60th anniversary,” *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* **26** (2016).
- [16] D. Griffiths, “**Introduction to elementary particles**,” 2nd ed., Wiley-VCH (2020)

- [17] E. M. McMillan, "The Synchrotron-A Proposed High Energy Particle Accelerator," *Phys. Rev.* **68**, 143-144 (1945)
- [18] V. D. Shiltsev, "High energy particle colliders: past 20 years, next 20 years and beyond," *Phys. Usp.* **55**, 965-976 (2012) [arxiv:1205.3087 [physics.acc-ph]].
- [19] K. Aamodt *et al.* [ALICE], "The ALICE experiment at the CERN LHC," *JINST* **3**, (2008)
- [20] G. Aad *et al.* [ATLAS], "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider," *JINST* **3**, (2008)
- [21] S. Chatrchyan *et al.* [CMS], "The CMS Experiment at the CERN LHC," *JINST* **3**, (2008)
- [22] A. A. Alves, Jr. *et al.* [LHCb], *JINST* **3**, S08005 (2008) doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08005
- [23] H. Abramowicz and A. Caldwell, "HERA collider physics," *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1275-1410 (1999) [arxiv:hep-ex/9903037 [hep-ex]].
- [24] I. Abt *et al.* [H1], "The H1 detector at HERA," *Nucl. Instrum. Meth. A* **386**, 310-347 (1997)
- [25] F. N. Mott, "The scattering of electrons by atoms," *Proc. R. Soc. Lond.* 1930.
- [26] M. N. Rosenbluth, "High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons," *Phys. Rev.* **79**, 615-619 (1950)
- [27] F. J. Ernst, R. G. Sachs and K. C. Wali, "Electromagnetic form factors of the nucleon," *Phys. Rev.* **119**, 1105-1114 (1960)
- [28] M. Vanderhaeghen and T. Walcher, *Nucl. Phys. News* **21**, 14-22 (2011) [arxiv:1008.4225 [hep-ph]].
- [29] J. C. Bernauer *et al.* [A1], "High-precision determination of the electric and magnetic form factors of the proton," *Phys. Rev. Lett.* **105**, 242001 (2010) [arxiv:1007.5076 [nucl-ex]].
- [30] J. C. Bernauer *et al.* [A1], "Electric and magnetic form factors of the proton," *Phys. Rev. C* **90**, no.1, 015206 (2014) [arxiv:1307.6227 [nucl-ex]].
- [31] F. Halzen and A. D. Martin, "QUARKS AND LEPTONS: AN INTRODUCTORY COURSE IN MODERN PARTICLE PHYSICS,"
- [32] R.L. Workman *et al.* (Particle Data Group), *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2022, 083C01 (2022)
- [33] R. K. Ellis, W. J. Stirling and B. R. Webber, "QCD and collider physics," *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* **8**, 1 (1996).

- [34] J. D. Bjorken, "Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum," *Phys. Rev.* **179**, 1547 (1969).
- [35] R. P. Feynman, "Very high-energy collisions of hadrons," *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1415-1417 (1969)
- [36] R. Devenish and A. Cooper-Sarkar, **Deep inelastic scattering**, 2004.
- [37] V. N. Gribov and L. N. Lipatov, "Deep inelastic e p scattering in perturbation theory," *Sov. J. Nucl. Phys.* **15**, 438-450 (1972) IPTI-381-71.
- [38] L. N. Lipatov, "The parton model and perturbation theory," *Yad. Fiz.* **20**, 181-198 (1974)
- [39] J. C. Collins, D. E. Soper and G. F. Sterman, "Transverse Momentum Distribution in Drell-Yan Pair and W and Z Boson Production," *Nucl. Phys. B* **250**, 199-224 (1985)
- [40] J. C. Collins, D. E. Soper and G. F. Sterman, "Factorization for Short Distance Hadron - Hadron Scattering," *Nucl. Phys. B* **261**, 104-142 (1985)
- [41] J. C. Collins, D. E. Soper and G. F. Sterman, "Factorization of Hard Processes in QCD," *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* **5**, 1-91 (1989) [arxiv:hep-ph/0409313 [hep-ph]].
- [42] G. Altarelli and G. Parisi, "Asymptotic Freedom in Parton Language," *Nucl. Phys. B* **126**, 298-318 (1977)
- [43] Y. L. Dokshitzer, "Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and $e^+ e^-$ Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics.," *Sov. Phys. JETP* **46**, 641-653 (1977)
- [44] R. K. Ellis, W. J. Stirling and B. R. Webber, "QCD and collider physics," *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* **8**, 1-435 (1996) Cambridge University Press, 2011, [arxiv:1904.00018 [hep-ph]].
- [45] C. A. Bertulani, S. R. Klein and J. Nystrand, "Physics of ultra-peripheral nuclear collisions," *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **55**, 271-310 (2005) [arxiv:nucl-ex/0502005 [nucl-ex]].
- [46] G. Calucci and D. Treleani, "Disentangling correlations in Multiple Parton Interactions," *Phys. Rev. D* **83**, 016012 (2011) [arxiv:1009.5881 [hep-ph]].
- [47] M. Diehl, D. Ostermeier and A. Schafer, "Elements of a theory for multiparton interactions in QCD," *JHEP* **03**, 089 (2012) [erratum: *JHEP* **03**, 001 (2016)] [arxiv:1111.0910 [hep-ph]].
- [48] A. V. Manohar and W. J. Waalewijn, "What is Double Parton Scattering?," *Phys. Lett. B* **713**, 196-201 (2012) [arxiv:1202.5034 [hep-ph]].

- [49] E. Huayra, E. G. de Oliveira and R. Pasechnik, “Probing double parton scattering via associated open charm and bottom production in ultraperipheral pA collisions,” *Eur. Phys. J. C* **79**, no.10, 880 (2019) [arXiv:1905.03294 [hep-ph]].
- [50] E. Huayra, E. G. de Oliveira and R. Pasechnik, “DPS mechanism for associated $c\bar{c}b\bar{b}$ production in AA UPCs,” *Eur. Phys. J. C* **80**, no.8, 772 (2020) [arXiv:2003.06412 [hep-ph]].
- [51] S. Acharya *et al.* [ALICE], “Exclusive and dissociative J/ψ photoproduction, and exclusive dimuon production, in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 8.16$ TeV,” *Phys. Rev. D* **108**, no.11, (2023) [arxiv:2304.12403 [nucl-ex]].
- [52] E. Fermi, “On the Theory of the impact between atoms and electrically charged particles,” *Z. Phys.* **29**, 315-327 (1924)
- [53] V. M. Budnev, I. F. Ginzburg, G. V. Meledin and V. G. Serbo, “The Two photon particle production mechanism. Physical problems. Applications. Equivalent photon approximation,” *Phys. Rept.* **15**, 181-281 (1975)
- [54] A. J. Baltz, G. Baur, D. d’Enterria, L. Frankfurt, F. Gelis, V. Guzey, K. Hencken, Y. Kharlov, M. Klasen and S. R. Klein, *et al.* “The Physics of Ultraperipheral Collisions at the LHC,” *Phys. Rept.* **458**, 1-171 (2008) [arxiv:0706.3356 [nucl-ex]].
- [55] C. F. von Weizsacker, “Radiation emitted in collisions of very fast electrons,” *Z. Phys.* **88**, 612-625 (1934)
- [56] E. J. Williams, “Nature of the high-energy particles of penetrating radiation and status of ionization and radiation formulae,” *Phys. Rev.* **45**, 729-730 (1934)
- [57] F. Krauss, M. Greiner and G. Soff, “Photon and gluon induced processes in relativistic heavy ion collisions,” *Prog. Part. Nucl. Phys.* **39**, 503-564 (1997)
- [58] G. Baur and L. G. Ferreira, “Charge form-factor effects in gamma gamma production of nonstrongly interacting particles in relativistic heavy ion collisions,” *Phys. Lett. B* **254**, 30-34 (1991)
- [59] R. D. Woods and D. S. Saxon, “Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering,” *Phys. Rev.* **95**, 577-578 (1954)
- [60] JACKSON, John David, **Classical electrodynamics**; 2nd ed. New York, NY: Wiley, 1975. <https://cds.cern.ch/record/100964>
- [61] C. W. De Jager, H. De Vries and C. De Vries, “Nuclear charge and magnetization density distribution parameters from elastic electron scattering,” *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **14**, 479-508 (1974) [erratum: *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **16**, 580-580 (1975)]

- [62] L. A. Harland-Lang, A. D. Martin, R. Nathvani and R. S. Thorne, “Ad Lucem: QED Parton Distribution Functions in the MMHT Framework,” *Eur. Phys. J. C* **79**, no.10, 811 (2019) [arxiv:1907.02750 [hep-ph]].
- [63] M. Drees and D. Zeppenfeld, “Production of Supersymmetric Particles in Elastic ep Collisions,” *Phys. Rev. D* **39**, 2536 (1989)
- [64] G. G. da Silveira, V. P. Goncalves and G. G. V. Veronez, “Non-exclusive particle production by $\gamma\gamma$ interactions in pp collisions at the LHC,” [arxiv:2103.00992 [hep-ph]].
- [65] K. J. Eskola, P. Paakkinen, H. Paukkunen and C. A. Salgado, “EPPS16: Nuclear parton distributions with LHC data,” *Eur. Phys. J. C* **77**, no.3, 163 (2017) [arxiv:1612.05741 [hep-ph]].
- [66] L. Frankfurt, M. Strikman and C. Weiss, “Dijet production as a centrality trigger for pp collisions at CERN LHC,” *Phys. Rev. D* **69**, 114010 (2004) [arxiv:hep-ph/0311231 [hep-ph]].
- [67] L. Frankfurt, M. Strikman and C. Weiss, “Transverse nucleon structure and diagnostics of hard parton-parton processes at LHC,” *Phys. Rev. D* **83**, (2011) [arxiv:1009.2559 [hep-ph]].
- [68] E. V. Zhemchugov, S. I. Godunov, E. K. Karkaryan, V. A. Novikov, A. N. Rozanov and M. I. Vysotsky, “libepa — A C++/Python library for calculations of cross sections of ultraperipheral collisions,” *Comput. Phys. Commun.* **305**, (2024) [arxiv:2311.01353 [hep-ph]].
- [69] L. A. Harland-Lang, V. A. Khoze and M. G. Ryskin, “Elastic photon-initiated production at the LHC: the role of hadron-hadron interactions,” [arxiv:2104.13392 [hep-ph]].
- [70] M. V. Galynsky and E. A. Kuraev, “On the physical meaning of Sachs form factors and on the violation of the dipole dependence of G_E and G_M on Q^2 ,” *JETP Lett.* **96**, 6-12 (2012) [arxiv:1210.0634 [nucl-th]].
- [71] J. C. Bernauer, “**Measurement of the elastic electron-proton cross section and separation of the electric and magnetic form factor in the Q^2 range from 0.004 to 1 (GeV/c) ^{2}** ,” Johannes Gutenberg University (Mainz, Germany), (2010)
- [72] J. Nystrand, “Electromagnetic interactions in nucleus-nucleus and proton-proton collisions,” *Nucl. Phys. A* **752**, 470-479 (2005) [arxiv:hep-ph/0412096 [hep-ph]].
- [73] D. Mateusz, “**Two-Photon Interactions in Proton-Proton Collisions with the ATLAS Experiment at the LHC. High Energy Physics**,” Université Paris Sud - Paris XI; AGH University of Science and Technology (Cracovie, Pologne), (2015)

- [74] K. Xie, B. Zhou and T. J. Hobbs, “The Photon Content of the Neutron,” [arxiv:2305.10497 [hep-ph]].
- [75] H. D. Politzer, “Power Corrections at Short Distances,” Nucl. Phys. B **172**, 349-382 (1980)
- [76] D. d’Enterria and A. Snigirev, “Double, triple, and n -parton scatterings in high-energy proton and nuclear collisions,” Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **29**, 159-187 (2018) [arxiv:1708.07519 [hep-ph]].
- [77] M. Mekhfi, Phys. Rev. D **32**, 2371 (1985) doi:10.1103/PhysRevD.32.2371
- [78] N. Paver and D. Treleani, “Multi-Quark Scattering and Large p_T Jet Production in Hadronic Collisions,” Nuovo Cim. A **70**, 215 (1982)
- [79] M. G. Ryskin and A. M. Snigirev, “A Fresh look at double parton scattering,” Phys. Rev. D **83**, (2011) [arxiv:1103.3495 [hep-ph]].
- [80] B. Blok, Y. Dokshitzer, L. Frankfurt and M. Strikman, “Perturbative QCD correlations in multi-parton collisions,” Eur. Phys. J. C **74**, 2926 (2014) [arxiv:1306.3763 [hep-ph]].
- [81] E. Huayra, J. V. C. Lovato and E. G. de Oliveira, JHEP **09**, 177 (2023) doi:10.1007/JHEP09(2023)177 [arXiv:2305.11106 [hep-ph]].
- [82] M. Luszczak, R. Maciula and A. Szczurek, “Production of two $c\bar{c}$ pairs in double-parton scattering,” Phys. Rev. D **85**, (2012) [arxiv:1111.3255 [hep-ph]].
- [83] M. Diehl and J. R. Gaunt, “Double parton scattering theory overview,” Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **29**, 7-28 (2018) [arxiv:1710.04408 [hep-ph]].
- [84] [CMS], “Observation of same-sign WW production from double parton scattering in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV,” [arXiv:2206.02681 [hep-ex]].
- [85] R. Maciula and A. Szczurek, “Production of $c\bar{c}c\bar{c}$ in double-parton scattering within k_t -factorization approach – meson-meson correlations,” Phys. Rev. D **87**, no.7, (2013)
- [86] A. Del Fabbro and D. Treleani, “Double parton scatterings in b quark pairs production at the CERN LHC,” Phys. Rev. D **66**, (2002)
- [87] E. R. Cazaroto, V. P. Goncalves and F. S. Navarra, “Heavy quark production and gluon saturation in double parton scattering at the LHC,” Phys. Rev. D **88**, no.3, (2013) [arxiv:1306.4169 [hep-ph]].
- [88] R. Maciuła and A. Szczurek, “Double-parton scattering effects in $D^0 B^+$ and $B^+ B^+$ meson-meson pair production in proton-proton collisions at the LHC,” Phys. Rev. D **97**, no.9, (2018) [arxiv:1803.01198 [hep-ph]].

- [89] D. d’Enterria, A. M. Snigirev, Same-sign WW production in proton–nucleus collisions at the LHC as a signal for double parton scattering, *Physics Letters B*, Volume 718, Issues 4–5 (2013)
- [90] A. Kulesza and W. J. Stirling, “Like sign W boson production at the LHC as a probe of double parton scattering,” *Phys. Lett. B* **475**, 168-175 (2000) [arxiv:hep-ph/9912232 [hep-ph]].
- [91] D. d’Enterria and A. M. Snigirev, “Same-sign WW production in proton-nucleus collisions at the LHC as a signal for double parton scattering,” *Phys. Lett. B* **718**, 1395-1400 (2013)
- [92] S. R. Klein, J. Nystrand and R. Vogt, “Photoproduction of top in peripheral heavy ion collisions,” *Eur. Phys. J. C* **21**, 563-566 (2001) [arxiv:hep-ph/0005157 [hep-ph]].
- [93] M. Klusek-Gawenda and A. Szczurek, “Exclusive muon-pair productions in ultrarelativistic heavy-ion collisions – realistic nucleus charge form factor and differential distributions,” *Phys. Rev. C* **82**, (2010) [arXiv:1004.5521 [nucl-th]].
- [94] H. Fritzsch, “Producing Heavy Quark Flavors in Hadronic Collisions: A Test of Quantum Chromodynamics,” *Phys. Lett. B* **67**, 217-221 (1977)
- [95] F. Halzen, “CVC for gluons and hadroproduction of quark flavours,” *Physics Letters B*, **69**, 105-108 (1977)
- [96] J. F. Amundson, O. J. P. Eboli, E. M. Gregores and F. Halzen, “Colorless states in perturbative QCD: Charmonium and rapidity gaps,” *Phys. Lett. B* **372**, 127-132 (1996) [arxiv:hep-ph/9512248 [hep-ph]].
- [97] V. P. Goncalves and C. A. Bertulani, “Peripheral heavy ion collisions as a probe of the nuclear gluon distribution,” *Phys. Rev. C* **65**, 054905 (2002) [arXiv:hep-ph/0110370 [hep-ph]].
- [98] W. Buchmuller and A. Hebecker, “A Parton model for diffractive processes in deep inelastic scattering,” *Phys. Lett. B* **355**, 573-578 (1995) [arxiv:hep-ph/9504374 [hep-ph]].
- [99] J. F. Amundson, O. J. P. Eboli, E. M. Gregores and F. Halzen, “Quantitative tests of color evaporation: Charmonium production,” *Phys. Lett. B* **390**, 323-328 (1997) [arxiv:hep-ph/9605295 [hep-ph]].
- [100] J. P. Lansberg, “New Observables in Inclusive Production of Quarkonia,” *Phys. Rept.* **889**, 1-106 (2020) [arxiv:1903.09185 [hep-ph]].
- [101] Y. Q. Ma and R. Vogt, “Quarkonium Production in an Improved Color Evaporation Model,” *Phys. Rev. D* **94**, no.11, 114029 (2016) [arxiv:1609.06042 [hep-ph]].

-
- [102] F. D. Aaron *et al.* [H1], “Inelastic Production of J/ψ Mesons in Photoproduction and Deep Inelastic Scattering at HERA,” *Eur. Phys. J. C* **68**, 401-420 (2010) doi:10.1140/epjc/s10052-010-1376-5 [arxiv:1002.0234 [hep-ex]].
- [103] H. Abramowicz *et al.* [ZEUS], “Measurement of inelastic J/ψ and ψ' photoproduction at HERA,” *JHEP* **02**, 071 (2013) doi:10.1007/JHEP02(2013)071 [arxiv:1211.6946 [hep-ex]].
- [104] Rene Brun and Fons Rademakers, ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, *Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. A* **389** (1997) 81-86. See also "ROOT"[software], Release v6.28/12, 30/01/2024
- [105] C. Alexa *et al.* [H1], “Elastic and Proton-Dissociative Photoproduction of J/ψ Mesons at HERA,” *Eur. Phys. J. C* **73**, no.6, 2466 (2013) doi:10.1140/epjc/s10052-013-2466-y [arxiv:1304.5162 [hep-ex]].
- [106] G. Breit and J. A. Wheeler, “Collision of two light quanta,” *Phys. Rev.* **46**, no.12, 1087-1091 (1934)
- [107] S. J. Brodsky, T. Kinoshita and H. Terazawa, “Two Photon Mechanism of Particle Production by High-Energy Colliding Beams,” *Phys. Rev. D* **4**, 1532-1557 (1971)
-

Apêndices

APÊNDICE A – VIRTUALIDADE DO FÓTON

A virtualidade do fóton é dada por:

$$Q^2 = -q^2 = -q_0^2 + q_t^2 + q_z^2. \quad (\text{A.1})$$

Vamos escrever as componentes do momento em coordenadas de cone de luz q^+ e q^- :

$$\begin{aligned} q^+ &= q_0 + q_z \\ q^- &= q_0 - q_z \\ q^+ q^- &= q_0^2 - q_z^2. \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Nessas coordenadas, a virtualidade é escrita como:

$$Q^2 = -q^+ q^- + q_t^2. \quad (\text{A.3})$$

O quadrimomento inicial e final do próton, nas coordenadas de cone de luz, é $\mathbf{p} = (p^+, \vec{0}, p^-)$ e $\mathbf{p}' = (p'^+, -\vec{q}_t, p'^-)$. Podemos escrever a componente p'^- em termos da componente $+$:

$$p^+ p^- = m^2 \quad \rightarrow \quad p^- = \frac{m^2}{p^+}. \quad (\text{A.4})$$

A componente linha também é dada por $p'^+ = (1 - \xi)p^+$ e como, $p' + p'^- = m^2 + q_t^2$, temos que

$$p'^- = \frac{m^2 + q_t^2}{p'^+} = \frac{m^2 + q_t^2}{(1 - \xi)p^+}. \quad (\text{A.5})$$

A componente $-$ do fóton é dada por $q^- = p^- - p'^-$. Portanto,

$$q^- = \frac{m^2}{p^+} - \frac{m^2 + q_t^2}{(1 - \xi)p^+} \quad (\text{A.6})$$

e

$$q^+ q^- = \xi \left(m^2 - \frac{m^2 + q_t^2}{1 - \xi} \right). \quad (\text{A.7})$$

Substituindo na Eq. (A.1), temos, finalmente, que a virtualidade do fóton é dada por:

$$Q^2 = \frac{\xi^2 m^2 + q_t^2}{1 - \xi}. \quad (\text{A.8})$$