SBI-IFUSP
305M810T2878

Estudo do Fluxo de Energia em Colisões Hadrônicas e em Fotoprodução a Altas Energias

Francisco de Oliveira Durães

Tese apresentada ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo (USP)
para obtenção do Título de Doutor em Física

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Adriano Antonio Natale (IFT)
Prof. Dr. Carlos Eduardo Magalhães de Aguiar (UFRJ)
Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra (IFUSP)
Prof. Dr. Renata Zukanovich Funchal (IFUSP)
Prof. Dr. Roberto José Maria Covolan (UNICAMP)

Orientador: Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra (IFUSP)

Instituto de Física - Universidade de São Paulo
São Paulo - SP
27 de novembro de 1998

Prof. Sylvio Roberto Accioly Canuto
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
ex. 1
2878
INSTITUTO DE FÍSICA

539.721
D947e
D
ex. 1

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

Durães, Francisco de Oliveira

Estudo do Fluxo de Energia em Colisões Hadrônicas
e em Fotoprodução a Altas Energias.
São Paulo, 1998.

Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física - Departamento de Física Experimental

Orientador: Prof. Dr. Fernando Silveira Navarra
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Quarks; 2. Gluons; 3. Pomeron;
4. Processos Difrativos; 5. Partículas Dominantes.

USP/IF/SBI-071/98

Este trabalho foi realizado junto ao Grupo de Física Nuclear Teórica e Fenomenologia de Partículas Elementares (FINPE) do Dep. de Física Experimental do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (USP) com o apoio financeiro da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) e da Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP).

Agradecimentos

É uma tarefa bastante difícil expressar em tão poucas linhas nosso agradecimento a todos que nos apoiaram na realização dessa pesquisa. Com certeza simples palavras não o substituirão mas, tampouco, podemos deixar de registrar o profissionalismo e o companherismo daquele que tantas vezes precisou ter paciência, compreensão e dedicação durante esses anos. Ter um orientador é um previlégio. Ter Fernando Navarra como orientador, colega de anos atrás, e hoje amigo e camarada, é um duplo privilégio. Qualquer tentativa de exprimir-lhe o mais honesto agradecimento seria insincero.

Seria também um grave erro não registrar o auxílio e o companherismo do pessoal da Ala II. Os destaques seriam muitos, mas deixar de citar os nomes Éder, Joel, Marina, Celso, Sandraly e Rosana, seria imperdoável. Seria igualmente inadmissível não estender meu agradecimento ao nosso colaborador polonês, Grzegorz Wilk, e ao pessoal de Lisboa, Da. Isaura, Claudinha e Luíz e, em particular ao Jorge D. de Deus, meu co-orientador português, hoje colaborador e amigo que, quando do meu estágio no Instituto Superior Técnico de Lisboa tanto ajudou, quer no plano pessoal quanto profissional. Pro ixeiôôô, ..., um abração.

Pra os camaradas portugueses e brasileiros, a mais fraterna saudação revolucionária. Pra o querido camarada Albano, um beijo.

Pra mãe, pro pai, pro Luquinhas e pra Maria, todo carinho do mundo.

Pra Mara, ..., outro beijo.

"A vida é bela.
Que as gerações futuras
a limpem de todo mal,
de toda a opressão e de
toda violência, e que
desfrutem dela plenamente."
(Leon Trotsky)

Resumo

Neste texto nós discutimos o fluxo de energia em reações hadrônicas e em fotoprodução. Apresentamos um modelo de produção de partículas com o qual é fácil estudar a deposição de energia na região central e o efeito de partícula dominante. Analisamos dados de produção de partículas carregadas e charmosas em várias energias. Discutimos o papel individual das interações soft e semi-hard. Fazemos, entre outras, a previsão de que a energias mais altas, uma fração maior da energia das colisões será depositada na região central e, como consequência, a assimetria observada na produção de charme vai diminuir. Estudamos e propomos um teste experimental para a produção de mesons pesados a partir da fragmentação de quarks leves.

Abstract

We present and apply to several situations a model for particle production. With this model it is possible to understand the energy flow in hadronic reactions, in photoproduction and also make predictions for the behaviour of some observables at higher energies. It is also possible to study the individual contributions of soft and semihard interactions and the individual contributions coming from the central and fragmentation regions. We analyse charged and charmed particle production data at several energies. We predict, among other things, that an increasing fraction of the reaction energy is going to be released in the central region. As a consequence the asymmetry observed in charm production will decrease. We study and propose as experimental test to heavy meson production from light quark fragmentation.

ÍNDICE

ÍNDICE

	Página
Apoio de Instituições Financeiras	*3*
Agradecimentos	*4*
Resumo	*5*
Abstract	*6*
Introdução	*11*
Capítulo 1: O Interacting Gluon Model	*16*
1.1: Aspectos Gerais	**17**
1.2: Formulação do Modelo	**22**
1.3: Distribuição de Probabilidade do Central Fireball	**25**
1.4: Distribuição de Inelasticidade e Espectro de Partícula Dominante	**28**
1.5: Estudo Analítico	**42**
Capítulo 2: Espalhamento Difrativo	*46*
2.1: Introdução	**47**
2.2: Difração Hadrônica no IGM	**49**
2.3: Espectros de Massas Difrativas em Colisões Próton-Próton	**55**
2.4: Espectros de Massas Difrativas em Colisões Méson-Próton	**58**
2.5: Dependência com a Energia	**60**
2.6: Espectros de Partículas Dominantes	**66**

Capítulo 3: Hadronização e Produção de Partículas *78*

3.1: Estados Finais Hadrônicos 79

3.2: Hadronização do Central Fireball 81

3.3: Hadronização do Leading Jet 83

3.4: Distribuições de Pseudorapidez e Inelasticidades 87

Capítulo 4: Produção de Mesons Pesados *95*

4.1: Produção de Charme 96

4.2: Produção de Mesons Pesados no IGM 99

4.2.1: Distribuições de Momento de Mesons Charmosos 99

4.2.2: Assimetria entre Mesons Pesados 107

4.2.3: Dependência da Assimetria com a Energia 109

4.2.4: Produção de Beleza 112

4.3: Produção de Mesons Pesados no Cenário de Fragmentação Pura 115

4.3.1: Fragmentação de Quarks Leves 115

4.3.2: Assimetria entre Mesons Pesados 123

Capítulo 5: Fotoprodução e Fluxo de Energia no Hera *128*

5.1: Introdução 129

5.2: O Modelo de Dominância Vetorial 130

5.3: O Cenário VDM-IGM 133

5.4: Espectros de Massas Difrativas no VDM-IGM 138

5.5: Espectro do Próton Dominante no VDM-IGM 144

5.6: Fotoprodução do Méson J/ψ 149

5.7: Distribuições de Elasticidade do Méson J/ψ 157

Capítulo 6: Conclusões ***164***

Referências ***168***

INTRODUÇÃO

Introdução

O avanço da física e do conhecimento da natureza deveria ser baseado em teorias precisas sem ambigüidades matemáticas, produzindo previsões inequívocas confirmadas por experiências "cruciais" com resultados claros sem contaminação de qualquer espécie. Às vezes é isto o que acontece. Em muitas áreas da física, entretanto, a teoria dá lugar ao modelo e a medida precisa à "evidência experimental".

Hoje, a grosso modo, a física de partículas elementares é bem explicada pelo modelo padrão. Neste modelo, o setor eletrofraco parece mais livre de incertezas. A QCD tem ainda problemas a serem resolvidos. No universo da QCD, a física de colisões violentas e grandes momentos transferidos, é razoavelmente bem entendida. No mundo das colisões suaves, os processos elásticos e quase elásticos a energias intermediárias, podem ser entendidos no contexto da física hadrônica, isto é, feita com barions e mesons. Há, para esses casos, boas teorias, mas elas já não são fundamentais e sim "efetivas" e a ligação com a QCD não é muito clara.

Finalmente chegamos ao reino das colisões nucleares suaves a altíssimas energias com produção de muitas partículas. Este é o lado escuro da física do modelo padrão. Várias pessoas no mundo têm se dedicado a entender estas colisões. Entre elas estão por exemplo T. Sjöstrand (PYTHIA), K. Werner (VENUS), X. Wang (HIJING) e K. Geiger (PCM). Os "sobrenomes" entre parênteses são os nomes dos geradores de eventos criados por estas pessoas e que tanto ajudaram os grupos experimentais a planejarem a instalação de detetores. Do começo para o fim da lista acima, há um aumento na energia e no número de massa dos objetos em colisão. Há também uma passagem gradual do conceito de corda para o conceito de párton.

Os geradores de eventos mencionados envolvem muitas hipóteses, parametrizações, extrapolações de resultados obtidos a energias mais baixas e outros procedimentos que são necessários, mas que introduzem alguma arbitrariedade no cálculo. O resultado final são imagens, do começo ao fim, de colisões entre ions pesados relativísticos com produção de centenas de partículas. A energias mais baixas são cordas que se esticam e se fragmentam. A energias mais altas são partons que sofrem espalhamentos múltiplos e se hadronizam. Já há, enfim, algum entendimento destes fenômenos formidavelmente complexos.

Temos nos ocupado com processos de produção múltipla de partículas a altas energias e acreditamos que este trabalho seja necessário. A hegemonia (no caso extremo) de um único gerador de eventos para descrever reações a altas energias, tratado como uma enorme caixa preta por toda a comunidade, não é desejável. É importante também ter à mão modelos mais simples, transparentes, semi-analíticos, com menos ingredientes e todos eles visíveis para que facilmente se possa entender e usar. É um modelo deste tipo que é utilizado nesse trabalho.

No domínio das altas energias uma das previsões da QCD é a formação do plasma de quarks e gluons (QGP). Verificar a existência do QGP é um dos objetivos de programas experimentais em andamento no CERN (LHC) e em fase de implementação em Brookhaven (RHIC), nos EUA. Do ponto de vista experimental ainda não está claro qual é a "assinatura" da formação deste estado. Dois fortes candidatos são a supressão da partícula J/ψ e o aumento da produção de partículas estranhas. Estes dois efeitos foram observados experimentalmente no CERN mas, apesar disso, ainda há dúvidas sobre a formação do QGP.

Em experiências deste tipo, medidas finas ou de processos exclusivos são contaminadas por diferentes "backgrounds" hadrônicos. Em muitos casos a análise dos resultados acaba sendo inconclusiva. Outro problema é que, numa colisão entre partículas ou núcleos a altas energias,

como as realizadas nos aceleradores em operação na Europa e nos EUA, são produzidas muitas partículas finais. Muitas vezes não é possível identificar todas elas, pois os detetores cobrem apenas uma região limitada do espaço de fase.

Desde o começo da física do QGP existe a questão de se saber que fração da energia incidente é depositada na região central de rapidez e como ela se comporta com o aumento da energia da colisão. Se a conclusão fosse, por exemplo, de que esta fração é muito pequena, a probabilidade de criar um estado da matéria suficientemente denso para a produção do QGP seria também muito pequena e não haveria razão para construir os aceleradores projetados. Em outras palavras, se a tranparência das reações cresce com a energia, a altas energias a chance de se obter um grande "stopping" e a consequente deposição de energia para a formação do plasma será cada vez menor.

O estudo do fluxo de energia é assim crucial para a física do QGP. Além disso, como será enfatizado ao longo desta tese, acreditamos que seja possível aprender alguma coisa sobre mecanismos de reações hadrônicas estudando o escoamento da energia e, em particular, as distribuições de energia depositada (na forma de partículas produzidas) e o espectro das "partículas dominantes" (leading particles).

Para estudar estes problemas utilizaremos o Interacting Gluon Model (IGM), que pretende dar uma descrição microscópica simples da fase inicial de uma colisão hadrônica usando elementos da QCD. Nesta fase é definida qual é a parte da energia incidente que será carregada pelas partículas dominantes.

No capítulo 1 descrevemos o modelo, sua ligação com a QCD e com outros modelos de produção de partículas. Estudamos o comportamento com a energia da reação da inelasticidade e do espectro de partículas dominantes em processos não-difrativos para vários tipos de projéteis.

No capítulo 2 estendemos o IGM a processos difrativos hadrônicos. De um modo geral, processos difrativos são aqueles em que ocorrem colisões suaves, há pouca deposição de energia (em comparação com processos não-difrativos) e o projétil é excitado mas não destruído. O estudo destes processos e, mais precisamente, da distribuição de momento de partículas produzidas difrativamente pode dar informações valiosas sobre a estrutura interna do núcleon e de outros hadrons.

No capítulo 3 fazemos a análise de dados de produção de partículas. O interesse está no comportamento da variável inelasticidade com a energia da reação. Esta grandeza é uma medida da energia realmente disponível para produção de partículas sendo portanto relevante para a física do QGP.

No capítulo 4 estudamos a produção de mesons pesados e o efeito de partícula dominante em dois cenários distintos. A análise de dados sobre produção de partículas charmosas rápidas sugere que o charme já "pré-existe" no interior do núcleon e pode ser "liberado" durante uma colisão difrativa. Discutimos o comportamento da assimetria entre mesons pesados no contexto do IGM e do conceito de charme intrínseco e em contraposição a este, no cenário de pura fragmentação de quarks leves.

No capítulo 5, usando a hipótese da dominância vetorial fazemos a aplicação do IGM ao estudo do fluxo de energia em colisões inelásticas elétron-próton no regime de fotoprodução, ou seja, quando o fóton trocado é quase real $Q^2 \approx 0$. Calculamos e comparamos com os dados experimentais obtidos no DESY-HERA o espectro de massas difrativas M_X^2, a distribuição de momento do próton dominante e a distribuição de elasticidade do méson J/ψ.

Por fim, na última parte desta tese, apresentamos algumas conclusões.

Capítulo 1

O INTERACTING GLUON MODEL

1.1: Aspectos Gerais

1.2: Formulação do Modelo

1.3: Distribuição de Probabilidade do Central Fireball

1.4: Distribuição de Inelasticidade e Espectro de Partícula Dominante

1.5: Estudo Analítico

1.1: Aspectos Gerais

O Interacting Gluon Model (IGM) [1-10] está baseado na constatação de que aproximadamente metade do momento de um hádron é carregado por gluons. Além disso os gluons interagem mais fortemente entre si do que com os quarks e do que os quarks entre si. Este é um resultado obtido com o uso de teoria de perturbação.

Não há resultados bem estabelecidos sobre a interação entre quarks e/ou gluons no regime não-perturbativo. O pouco que se sabe vem de cálculos na rede com teorias de Yang-Mills clássicas. Estes cálculos mostram que o tempo de termalização de um sistema de gluons através de interações não-perturbativas é significativamente menor do que o tempo de termalização através de interações perturbativas. Este efeito é devido em grande parte à natureza não linear da teoria, que, por sua vez, vem do fato de que os gluons interagem entre si. Tais informações, tomadas em conjunto, indicam que o que é válido no regime perturbativo permanece válido no regime não-perturbativo: os gluons interagem mais fortemente do que os quarks.

Se gluons pré-existem no interior do hádron e se eles interagem mais fortemente do que os quarks de valência é de se esperar que em reações a altas energias ocorra uma separação entre os constituintes. Os quarks de valência emergem relativamente rápidos da colisão e dão origem às "leading particles" (LP's) enquanto os gluons tendem a ficar mais aglomerados na região central de rapidez. Esta imagem é, a grosso modo, verificada experimentalmente. De fato, partículas dominantes têm sido observadas em várias reações diferentes.

Esta imagem é também consistente com os modelos de formação e fragmentação de cordas como o modelo de Lund e o Dual Parton Model. Estes modelos são baseados no conceito de corda e foram construidos no início dos anos oitenta para descrever, de um ponto de vista não-

perturbativo, colisões nas quais as partículas produzidas emergem com pequeno momento transversal ($p_T \leq 0.5 GeV$).

Quando, durante a década de oitenta, as energias dos aceleradores aumentaram em mais de uma ordem de grandeza, verificou-se que uma fração significativa (e crescente) de eventos continha partículas com momento transversal médio maior do que alguns GeV's. Como o momento transversal médio dá uma idéia do momento transferido em uma reação e nesta faixa de energia a QCD perturbativa (PQCD) já pode, em princípio, ser aplicada, surgiram tentativas de explicar não só a física de jatos (onde os momentos transversais envolvidos são da ordem de dezenas de GeV's) mas também a física dos eventos com p_T moderado ou mesmo a "minimum bias physics" através da PQCD. As previsões para as energias mais altas são de aumento de intensidade e eventual predomínio deste tipo de evento, conhecido como minijato [11, 12].

Um minijato é o resultado de uma colisão de dois partons a uma escala $Q^2 \approx 2\, GeV^2$. Esta escala é por um lado muito maior do que o parâmetro de escala da QCD, $\Lambda_{QCD} \approx 0.2\, GeV$, e por outro muito menor do que a energia típica das colisões $\sqrt{s} \approx 200 - 2000\, GeV$. A $\sqrt{s} \approx 540\, GeV$, por exemplo, a seção de choque de produção de minijatos já é 25% da seção de choque inelástica total.

Entre os modelos da nova geração, que tentam explicar os resultados globais das colisões hadrônicas com o conceito de minijato, ficaram famosos o modelo de Gaisser-Stanev [13], mais voltado para a física de raios cósmicos, o de Sjöstrand [14], o de Wang [15, 16] que deu origem ao gerador de eventos HIJING e o Parton Cascade Model (PCM) de Geiger [17, 18]. Este último é mais voltado para colisões de ions pesados relativísticos. O IGM pertence a esta classe de modelos. De uma maneira geral estes modelos têm muito sucesso ao descreverem dados e fazerem previsões. Em um aspecto todos eles apresentam uma certa deficiência: a maneira de

introduzir a física não-perturbativa. Em todos estes formalismos a uma certa altura aparecem expressões do tipo:

$$\int_{Q^2}^{1} dx_1 \int_{Q^2/x_1}^{1} dx_2 \, f(x_1,Q^2) \, f(x_2,Q^2) \sigma \, (x_1,x_2,Q^2) \qquad (1.1.1).$$

onde f e σ são respectivamente distribuições de momento de partons e seções de choque elementares párton-párton. Q^2 é a escala de energia envolvida. Mesmo sem levar em conta a ambigüidade na escolha desta escala nós sabemos que uma parte significativa da colisão ocorre em escalas menores do que a escala semi-hard e nestas escalas tanto f como σ não são conhecidos. O procedimento para tratar desta situação tanto no HIJING, como no PCM e no IGM é simplesmente extrapolar estas grandezas para escalas menores. Estas extrapolações podem ser continuamente melhoradas, especialmente tendo em vista os avanços nas técnicas para tratar correções não-perturbativas. Já existem, por exemplo, modelos para as funções de distribuição de partons a escalas da ordem de $0.3 GeV^2$ [19].

Para algumas seções de choque podemos calcular correções não-perturbativas com o uso da expansão do produto de operadores. Todos estes procedimentos podem melhorar o tratamento dos efeitos não-perturbativos mas por enquanto ainda há um limite para essas melhorias, já que nós não estamos na iminência de resolver a QCD em seu regime não-perturbativo. Apesar destas limitações os modelos mencionados acima têm o mérito de usar a noção de párton e estarem assim preparados para incorporar a QCD perturbativa. Já no caso da categoria dos modelos de cordas, a incorporação dos aspectos perturbativos parece bem mais complicada.

Comparado com os outros modelos a párton citados, o IGM é mais simples porque se restringe ao estudo do escoamento de energia e não pretende calcular seções de choque ou descrever o processo de hadronização em grande detalhe. Como será visto, isto simplifica os cálculos e evita simulações numéricas longas e complicadas.

O aspecto mais importante do nosso modelo, compartilhado com os outros modelos citados, é a hipótese de espalhamento múltiplo e incoerente entre pares de partons. Esta hipótese está implícita quando usamos a distribuição de Poisson para o número de colisões párton-párton. A mesma distribuição aparece também nas referências [13-16].

Em escalas de resolução cada vez mais baixas a aproximação de múltiplas colisões independentes se torna cada vez mais questionável. Neste regime estamos lidando com a emissão múltipla de gluons soft e o uso da distribuição de Poisson equivale à aplicação do teorema de Block-Nordsieck. Como é sabido este teorema vale na QED mas não vale na QCD. Este teorema, por sua vez, é consequência da fatorização da amplitude de emissão de muitos fotons soft. No caso dos gluons soft, a amplitude de emissão não possui esta propriedade para o caso geral. Trabalhos recentes nesta área [20-23] mostram, no entanto, que existem vários casos particulares de interesse nos quais a fatorização é válida. Em particular na referência [24] foi mostrado que no limite de pequeno momento transversal os gluons irradiados por um párton rápido obedecem a uma distribuição de multiplicidade poissoniana, da mesma maneira que os fotons softs irradiados por uma partícula carregada na QED.

Em nosso modelo este problema é contornado através da introdução de um cut-off infravermelho para os gluons emitidos. Isto faz com que os gluons emitidos ou nunca sejam realmente soft ou então colidam com outros de momento relativamente grande. Tomando um outro ponto de vista podemos dizer que estes gluons soft não são realmente emitidos. Eles "já existem" no interior do hádron. Eles são, em princípio, indistingüíveis dos gluons existentes no vácuo não-trivial da QCD, representados pelos condensados de gluons. A diferença é a presença de quarks. Esta diferença é pequena, já que a variação de condensados com a densidade é muito suave.

Existe toda uma tradição, criada pelo modelo de sacolas do MIT, segundo a qual o "vácuo complicado" está fora do hádron. Ele é um meio que produz o confinamento através de uma pressão (representada pelo parâmetro B) sobre os quarks livres, contidos na sacola, em cujo interior o vácuo é trivial, não havendo nenhum condensado. Nos últimos anos esta imagem tem sido modificada. Quase todos os modelos admitem a existência de efeitos não-perturbativos no interior da sacola. Em algumas variantes mais específicas, como o modelo de Leutwyler-Voloshin para mesons feitos de quarks pesados, é exatamente a existência do condensado de gluons no interior dos hadrons que produz o confinamento [25].

Levando a sério esta imagem podemos utilizar informações extraídas de cálculos na rede na formulação de modelos para colisões hadrônicas [26]. Uma delas é o cálculo da função de correlação de dois pontos do campo gluônico. O cálculo feito nas referências [27, 28] mostra que esta função de correlação cai exponencialmente com a distância entre os dois pontos, com um comprimento de correlação $a \approx 0.2\,fm$. Este valor é ainda muito pequeno comparado com a escala de comprimento hadrônica típica ($\approx 1\,fm$). Este resultado significa que gluons soft afastados de uma distância maior que $0.2\,fm$ estão pouco correlacionados. Assumindo que isto continue a ocorrer no interior de hadrons em colisão, a imagem de vários gluons colidindo aos pares e independentemente (já que eles praticamente não estão correlacionados) é bastante razoável.

1.2: Formulação do Modelo

De acordo com o que foi dito antes, dois hadrons em colisão podem ser representados pelos seus quarks de valência (que carregam os números quânticos) acompanhados por uma nuvem de gluons que incluem pares de quark e anti-quark do mar. Durante a colisão as nuvens gluônicas interagem fortemente e tendem a se concentrar na região central de rapidez. A este aglomerado de gluons que posteriormente irá decair produzindo partículas damos o nome de "Central Fireball" (CF).

Este nome revela a origem do modelo cuja motivação primordial era calcular a quantidade de energia concentrada numa certa região do espaço de fase e disponível para a formação do plasma de quarks e gluons (QGP). Esta quantidade de matéria hadrônica a altas densidades e temperaturas é chamada de "fireball". Apesar de utilizarmos este nome, em momento algum estamos afirmando que realmente ocorra a formação de equilíbrio térmico.

Os quarks de valência, juntamente com os gluons que não tomaram parte na interação, formam um sistema excitado que decai produzindo partículas que ocuparão predominantemente a região de grandes valores de rapidez (y) ou momento de Feynman (x_F). Esta região do espaço de fase é chamada de região de fragmentação e o sistema excitado é chamado de "Leading Jet" (LJ).

Durante a colisão são depositadas no CF, frações de momento x e y, respectivamente do projétil e do alvo. Por conservação de energia os LJ's do projétil e do alvo carregam respectivamente os momentos fracionários x_L $(=1-x)$ e y_L $(=1-y)$. Esta situação está mostrada na figura 1.2.1.

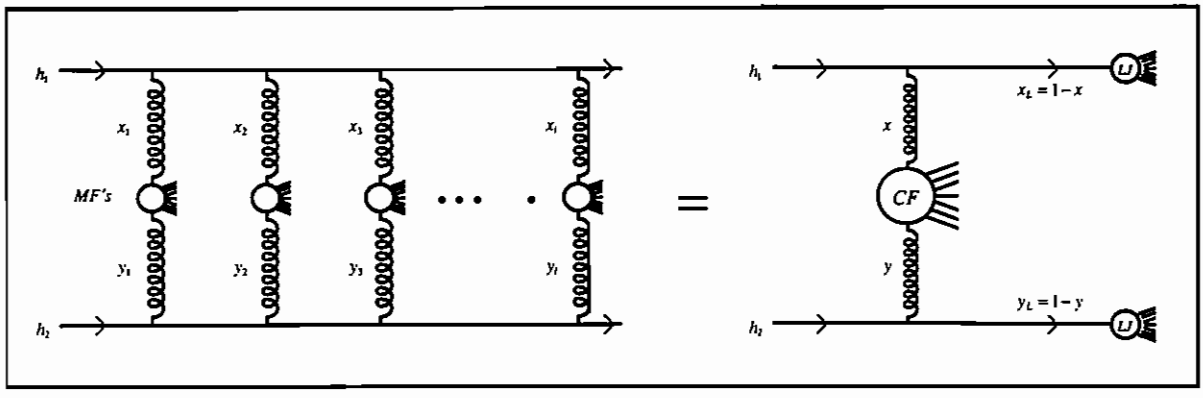


Figura 1.2.1: ***Representação Pictórica do IGM***

No sistema do centro-de-massa hádron-hádron a energia W, o momento P, a massa M e a rapidez Y do CF são dados por:

$$W = \frac{\sqrt{s}}{2}(x+y) \qquad (1.2.1),$$

$$P = \frac{\sqrt{s}}{2}(x-y) \qquad (1.2.2),$$

$$M = \sqrt{W^2 - P^2} = \sqrt{x\,y\,s} = K\sqrt{s} \qquad (1.2.3),$$

$$Y = \frac{1}{2}ln[\frac{W+P}{W-P}] = \frac{1}{2}ln[\frac{x}{y}] \qquad (1.2.4),$$

onde $\sqrt{s}$ é a energia invariante da reação hádron-hádron no sistema do centro-de-massa e,

$$K = \sqrt{x\,y} \qquad (1.2.5),$$

é a variável inelasticidade, que mede a fração (invariante) da energia total da reação, usada para a formação de partículas na região central.

A importância da variável inelasticidade não está apenas ligada à física do QGP. Ela também é crucial para a interpretação de medidas feitas em física de raios cósmicos [29] e, como será visto, é ainda útil na interpretação de medidas feitas em aceleradores.

A dependência da inelasticidade com a energia é um importante problema que ainda está em debate [30-36]. Existem outras maneiras de se definir esta variável. Além da definição dada acima, que é bastante conveniente no contexto do nosso modelo, é interessante considerar a definição utilizada por grupos experimentais:

$$K_{exp} = \frac{1}{\sqrt{s}} \sum_i \int dy\, \mu_i \frac{dn_i}{dy} cosh\, y \qquad (1.2.6),$$

onde $\mu_i = \sqrt{p_{T_i}^2 + m_i^2}$ é a massa transversal e dn_i / dy é a distribuição de rapidez das partículas produzidas de tipo i, medida experimentalmente. Estas definições são independentes de modelo embora a massa M possa ser difícil de calcular em certas abordagens teóricas.

A principal diferença entre K e K_{exp} é que a primeira se refere a partons e a segunda a hadrons observados. K_{exp} inclui implicitamente a energia cinética do objeto de massa M. Do ponto de vista experimental deveria ser fácil medir K_{exp}. O problema é que os erros nas medidas das partículas rápidas (grande rapidez y) geram grandes incertezas na integral na eq. 1.2.6 por causa do termo com $cosh\, y$.

A solução deste problema seria medir partículas a ângulos muito pequenos, próximas do feixe. Esta é uma medida muito difícil mas em várias máquinas estão sendo construídos ou aprimorados detetores (os "roman pots") para esta região de grande rapidez. Com isso pode ser possível entender melhor a física de processos difrativos e determinar a estrutura do Pomeron (IP). Um passo importante nesta direção foi dado pela colaboração UA7 [37] no CERN que mediu pions produzidos na região de fragmentação a $\sqrt{s} = 630 GeV$.

Estes dados não apenas podem ser úteis na determinação de K_{exp} mas são importante informação experimental. Os modelos de produção múltipla de partículas deveriam comparar

suas previsões simultaneamente com os dados da colaboração UA5 [38] e com os dados da colaboração UA7, no entanto estes últimos são quase sempre deixados de lado.

Do ponto de vista teórico K é a variável mais interessante porque é calculada mais facilmente e porque é a quantidade relevante para o estudo de sistemas densos.

1.3: Distribuição de Probabilidade do Central Fireball

Como ilustrado na figura 1.2.1, pares de gluons colidem e formam "minifireballs" (MF's). Estas colisões ocorrem em várias escalas de energia dadas por $Q_i^2 = x_i\, y_i\, s$. Devemos escolher uma certa escala, a partir da qual vamos usar QCD perturbativa. Este é um problema comum em cálculos deste tipo. Vários estudos convergem para o valor $Q_{min}^2 = p_{T_{min}}^2 = 2.3 GeV^2$. É claro que o fato de os resultados finais dos cálculos ficarem dependendo desta escolha é desanimador mas existem indicações de que a energias maiores esta dependência se torna mais fraca. Acima do valor Q_{min}^2 as colisões ilustradas na figura 1.2.1 ocorrem no regime perturbativo. Abaixo deste valor vamos assumir que ainda podemos falar individualmente de "gluons soft" e que, por causa do pequeno comprimento de correlação, eles ainda interagem aos pares e de forma independente. Porém agora não mais podemos usar as distribuições de momento fracionário dos gluons, $G(x)$, medidas em espalhamento inelástico profundo e nem as seções de choque gluon-gluon elementares calculadas perturbativamente.

Os momentos fracionários depositados na região central pelo projétil e pelo alvo são x e y, respectivamente. A probabilidade de formar o CF é então dada por:

$$\chi(x,y) = \sum_{n_1} \ldots \sum_{n_i} \delta[x - n_1 x_1 - \ldots - n_i x_i]\, \delta[y - n_1 y_1 - \ldots - n_i y_i]\, P(n_1) \ldots P(n_i)$$

$$= \sum_{\{n_i\}} \{\delta[x - \sum_i n_i x_i]\, \delta[y - \sum_i n_i y_i]\} \prod_{\{n_i\}} P(n_i) \tag{1.3.1}$$

As funções delta na expressão acima asseguram que as frações totais de momento depositadas por ambas as "pernas" da figura 1.2.1 são as que desejamos e $P(n_i)$ é a probabilidade de que um choque de gluons com momentos fracionários x_i e y_i, ocorra n_i vezes. Estamos, por enquanto, desprezando as massas dos partons e mesmo as massas dos hadrons. A distribuição do número de MF's produzidos independentemente é dada por:

$$P(n_i) = \frac{(\overline{n}_i)^{n_i}\, exp(-\overline{n}_i)}{n_i\,!} \tag{1.3.2}$$

Inserindo $P(n_i)$ em 1.3.1 e usando para as funções delta as representações integrais:

$$\delta[x - \sum_i n_i x_i] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dt\, exp[it(x - \sum_i n_i x_i)] \tag{1.3.3}$$

$$\delta[y - \sum_i n_i y_i] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} du\, exp[iu(y - \sum_i n_i y_i)] \tag{1.3.4}$$

podemos fazer as somatórias e produtórias chegando a:

$$\chi(x,y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_{-\infty}^{+\infty} du\; exp[i(tx+uy)]\; exp\{\sum_i \{\overline{n}_i [e^{-i(tx_i+uy_i)} - 1]\}\} \tag{1.3.5}$$

Tomando agora o limite do contínuo:

$$\overline{n}_i = \frac{d\overline{n}_i}{dx'dy'} \Delta x' \Delta y' \rightarrow d\overline{n} = \frac{d\overline{n}}{dx'dy'} dx'dy' \tag{1.3.6}$$

chegamos a:

$$\chi(x,y) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_{-\infty}^{+\infty} du\; exp[i(tx+uy)]\; exp\{\int_0^1 dx' \int_0^1 dy'\, w(x',y')[e^{-i(tx'+uy')} - 1]\} \tag{1.3.7}$$

onde

$$w(x',y') = \frac{d\overline{n}}{dx'dy'} \tag{1.3.8}$$

A razão para apresentar aqui esta pequena derivação é que a fórmula acima já foi obtida em contextos semelhantes e se presta a comparações instrutivas especialmente com o trabalho da referência [22]. Esta comparação pode estreitar a conexão entre o modelo fenomenológico discutido aqui e o tratamento mais teórico da radiação de gluons soft na QCD. Neste ponto é também interessante observar como o uso da distribuição de Poisson foi o responsável pelo aparecimento da segunda exponencial no integrando acima.

A função $w(x', y')$, chamada de função espectral, representa o número médio de colisões gluon-gluon como função de x' e y'. Ela contém todos os ingredientes dinâmicos do modelo e tem a forma geral:

$$w(x', y') = \frac{\sigma_{gg}(x' y' s)}{\sigma(s)} G(x') G(y') \theta[x' y' - K_{min}^2] \qquad (1.3.9),$$

onde G representa o número efetivo de gluons no projétil e no alvo e é aproximado pela distribuição de gluons. Nessa equação, σ_{gg} e σ representam as seções de choque gluon-gluon e hádron-hádron inelástica, respectivamente. A quantidade

$$K_{min} = \frac{m_0}{\sqrt{s}} \qquad (1.3.10),$$

é a inelasticidade mínima do processo, definida pela massa m_0 do mais leve CF produzido. Esta massa é um parâmetro do modelo.

O integrando do expoente na eq. 1.3.7, diverge quando x' e y' tendem a zero em virtude do comportamento singular das distribuições $G(x)$ e $G(y)$ na origem. Como a integral é dominada por esta região do espaço de fase, podemos fazer a seguinte aproximação gaussiana:

$$[e^{-i(tx'+uy')} - 1] \cong -i(tx' + uy') - \frac{1}{2}(tx' + uy')^2 \qquad (1.3.11)$$

Com esta aproximação é possível fazer todas as integrais em 1.3.7 e chegar finalmente à fórmula geral:

$$\chi(x,y) = \frac{\chi_0}{2\pi\sqrt{D_{xy}}} \times$$

$$\times exp\left\{\frac{-1}{2D_{xy}}[<y^2>(x-<x>)^2 + <x^2>(y-<y>)^2 - 2<xy>(x-<x>)(y-<y>)]\right\} \quad (1.3.12),$$

com

$$D_{xy} = <x^2><y^2> - <xy>^2 \quad ; \quad <x^n y^m> = \int_0^1 dx'\, x'^n \int_0^1 dy'\, y'^m\, w(x',y') \qquad (1.3.13),$$

e onde χ_0 é um fator de normalização definido pela condição

$$\int_0^1 dx \int_0^1 dy\ \chi(x,y)\,\theta[x\,y - K_{min}^2] = 1 \qquad (1.3.14)$$

1.4: Distribuição de Inelasticidade e Espectro de Partícula Dominante

Para o cálculo da distribuição 1.3.12 é necessário fixar o valor de m_0, o valor da escala semi-hard $p_{T_{min}}$ e definir $G(x)$ e σ_{gg} nos dois regimes de interação, soft e semi-hard. Faremos a escolha $p_{T_{min}} = 2.3GeV$ e $m_0 = 0.35GeV$.

Estas são as duas escalas presentes no modelo. A mais baixa determina o início da produção de partículas, sendo da ordem da massa de dois pions, e a mais alta define o início da produção no regime perturbativo. Neste regime a seção de choque gluon-gluon em ordem α_s^2 é dada por:

$$\hat{\sigma}_{gg}^{H}(x,y,s) = \kappa \frac{\pi}{16\, p_{T_{min}}^2}[\alpha_s(Q^2)]^2\, H \qquad (1.4.1),$$

onde

$$H = 36T + \frac{51\lambda T}{4xy} - \frac{3\lambda^2 T}{8x^2 y^2} + \frac{9\lambda}{xy} ln[\frac{1-T}{1+T}] \qquad (1.4.2),$$

$$T = [1 - \lambda/(xy)]^{1/2} \quad ; \quad \lambda = 4p_{T_{min}}^2 / s \qquad (1.4.3)$$

O parâmetro κ é comumente utilizado para incorporar as correções de ordem mais alta em $\alpha_s(Q^2)$ estando seu valor compreendido no intervalo $1.1 \leq \kappa \leq 2.5$, de acordo com a escolha feita para $G(x,Q^2)$, da escala Q^2 e de $p_{T_{min}}$. Para $p_{T_{min}} = 2.3 GeV$, $\kappa = 2.5$. A constante de acoplamento é dada por:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) ln(Q^2/\Lambda^2)} \qquad (1.4.4),$$

na qual será assumido $\Lambda = 0.2 GeV$ e $N_f = 3$ para o número de sabores ativos. Como é usual na física de minijatos escolhemos $Q^2 = p_{T_{min}}^2$. Quanto às distribuições de gluons nos hadrons iremos utilizar as parametrizações encontradas na literatura.

Quando a energia invariante do sistema gluon-gluon, $\hat{s}$ $(= xys)$, for $m_0^2 \leq \hat{s} \leq 4p_{T_{min}}^2$, estamos no regime não-perturbativo e neste caso usamos o seguinte ansatz para a seção de choque gluon-gluon:

$$\hat{\sigma}_{gg}^{s}(x,y,s) = \frac{\alpha}{xys} \qquad (1.4.5),$$

onde α é um parâmetro desconhecido. Este ansatz tem sido usado com frequência na literatura [39, 40]. Quando integrada em x e y, a expressão acima leva a uma seção de choque que cresce suavemente com a energia.

Vamos agora fixar α usando as informações experimentais existentes sobre minijatos em colisões próton-próton. O estudo experimental de eventos com minijatos foi feito pela colabo-

ração UA1 [41] no CERN com a conclusão de que eventos com $p_T \geq 5GeV$, representam cerca de 20% da seção de choque inelástica próton-(anti-)próton a $\sqrt{s} = 540GeV$ ou, equivalentemente, cerca de 25% da seção de choque inelástica não-difrativa simples ("non single diffractive", NSD).

Do ponto de vista teórico podemos definir seções de choque de minijatos em colisões próton-próton através da simples convolução:

$$\sigma^{mj} = \int dx_1 \int dx_2 \sum_{i,j} f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) \hat{\sigma}_{ij}(x_1, x_2, Q^2) \qquad (1.4.6),$$

com a escala dada pelo momento transversal mínimo ($p_{T_{min}}$) discutido acima e a somatória estendendo-se sobre as espécies de partons.

Na referência [42] esta expressão foi utilizada com ingredientes usuais e descreveu muito bem os dados da colaboração UA1. Um resultado interessante deste trabalho foi que aproximadamente 70% da seção de choque acima vem dos processos $gg \rightarrow gg$. Vamos então aproximar essa expressão por:

$$\sigma^{mj} = \sigma^H(s) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, G(x) G(y) \hat{\sigma}^H_{gg}(x, y, s) \theta[x\,y - \lambda] \qquad (1.4.7)$$

Supondo que a parte não-perturbativa da seção de choque inelástica possa ser descrita por colisões gg soft, temos que:

$$\sigma^S(s) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, G(x) G(y) \hat{\sigma}^S_{gg}(x, y, s) \theta[x\,y - K^2_{min}] \theta[\lambda - x\,y] \qquad (1.4.8),$$

onde K_{min} e λ são dados por 1.3.10 e 1.4.3, respectivamente.

A relação experimental entre as seções de choque mencionadas acima, pode agora ser escrita como:

$$\frac{\sigma^{mj}}{\sigma^{NSD}_{pp}} = \frac{\sigma^H}{\sigma^S + \sigma^H} = \frac{1}{4} \qquad (1.4.9)$$

Resolvendo esta equação com os ingredientes já mencionados, encontramos para α em 1.4.5 o valor 0.1142.

Até aqui fizemos várias hipóteses e escolhemos duas escalas m_0 e $p_{T_{min}}$ que apesar de conterem uma certa ambigüidade e da incerteza na escolha de seus valores não podem ser considerados parâmetros completamente livres.

Para dar conta das incertezas em todas as quantidades que entram no cálculo de w (eq. 1.3.9), vamos introduzir nesta função uma constante multiplicativa A, esta sim a ser fixada através do ajuste da distribuição $\chi(x,y)$ (e de distribuições dela derivadas) aos dados experimentais referentes à deposição de energia. Este número poderia ser parcialmente absorvido em σ, σ_{gg} e $G(x)$ ou mesmo numa variação nas escalas m_0 e $p_{T_{min}}$. O importante é que ele é apenas um fator numérico universal e toda a dependência em x, y e, principalmente, em s, vem da teoria utilizada.

A inelasticidade K pode ser calculada a partir de $\chi(x,y)$ através da mudança de variável dada por:

$$\chi(K) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, \chi(x,y)\, \delta[\sqrt{x\,y} - K]\, \theta[x\,y - K_{min}^2] \qquad (1.4.10),$$

e a inelasticidade média é dada por:

$$< K > = \int_0^1 dK\, K\, \chi(K) \qquad (1.4.11)$$

De acordo com a notação da figura 1.2.1 o momento fracionário da partícula dominante, x_L, é dado por:

$$x_L = 1 - x \qquad (1.4.12),$$

onde x é o momento fracionário do gluon emitido por h_1 e depositado no CF.

O espectro de partícula dominante, $(1/\sigma)d\sigma/dx_L \equiv f(x_L)$, é dado por:

$$f(x_L) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, \chi(x,y)\, \delta[x_L - (1-x)]\theta[x\,y - K_{min}^2] \qquad (1.4.13)$$

É importante notar que, como evidencia a figura 1.2.1, serão produzidas duas partículas dominantes. É claro, uma expressão semelhante à anterior pode ser escrita para a partícula dominante de momento fracionário y_L $(=1-y)$.

A distribuição de rapidez do CF é dada por:

$$\chi(Y) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, \chi(x,y)\, \delta[\frac{1}{2} ln(\frac{x}{y}) - Y]\theta[x\,y - K_{min}^2] \qquad (1.4.14)$$

Para estudar com detalhe as informações experimentais sobre distribuição de energia teríamos agora que converter o sistema gluônico da região central (CF) e o sistema de quarks excitados na região de fragmentação (LJ) em partículas finais e depois fazer comparações com os dados. O estudo sobre hadronização que será discutido posteriormente mostra que os seus efeitos sobre a distribuição de energia são pequenos e além disso é necessário introduzir novos parâmetros. Vamos então inicialmente desprezar estes efeitos e comparar as expressões 1.4.10 e 1.4.13 diretamente com os dados experimentais das referências [43, 44].

Para a seção de choque que figura no denominador da função espectral w (eq. 1.3.9), utilizaremos para $\sigma(s)\,(\equiv\sigma_{pp}^{inel}(s))$, 80% de $\sigma_{pp}^{tot}(s)$, dada pela parametrização de Landshoff [45]:

$$\sigma_{pp}^{tot}(s) = 70.0\, s^{-0.56} + 22.7\, s^{0.08} \;\; (mb) \qquad (1.4.15)$$

Nos cálculos feitos a seguir vamos usar a seguinte distribuição de momento para os gluons no próton:

$$G(x) = p(1+n)\frac{(1-x)^n}{x} \qquad (1.4.16),$$

cuja normalização é dada pela regra de soma do momento:

$$\int_0^1 dx\, x\, G(x) = p \tag{1.4.17}$$

Nessas expressões, p é fração do momento do próton carregado pelos gluons e, com $n = 5$ ($\Rightarrow p = 0.5$), esta parametrização está em bom acordo com a maioria das parametrizações encontradas na literatura, exceto para a região de pequenos valores de x. Como o ajuste que vamos fazer utiliza dados experimentais de energias não muito altas ($\sqrt{s} \approx 20 GeV$) e nesta faixa de energia a região de pequenos x_L's não é observada, a eq. 1.4.16 fornece uma boa descrição da estrutura gluônica do próton. A comparação entre os resultados das equações 1.4.10 e 1.4.13 e os respectivos dados experimentais de colisões próton-próton podem ser vistos nas figuras 1.4.1 e 1.4.2. O valor de A necessário para o ajuste nelas mostrado é 36.92.

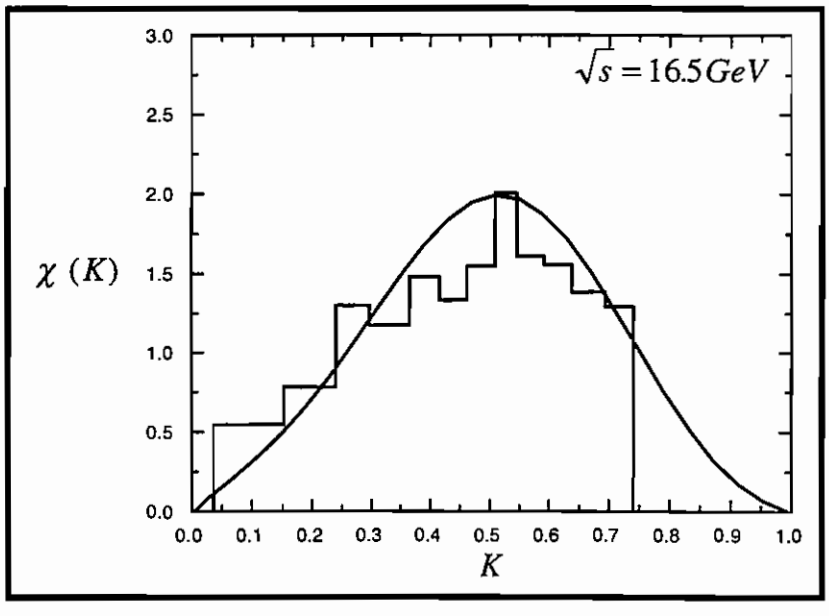


Figura 1.4.1: ***Distribuição de inelasticidade***

Como pode ser visto, tanto a distribuição de inelasticidade como o espectro de partícula dominante obtidos pelo modelo mostram um razoável acordo com os dados experimentais.

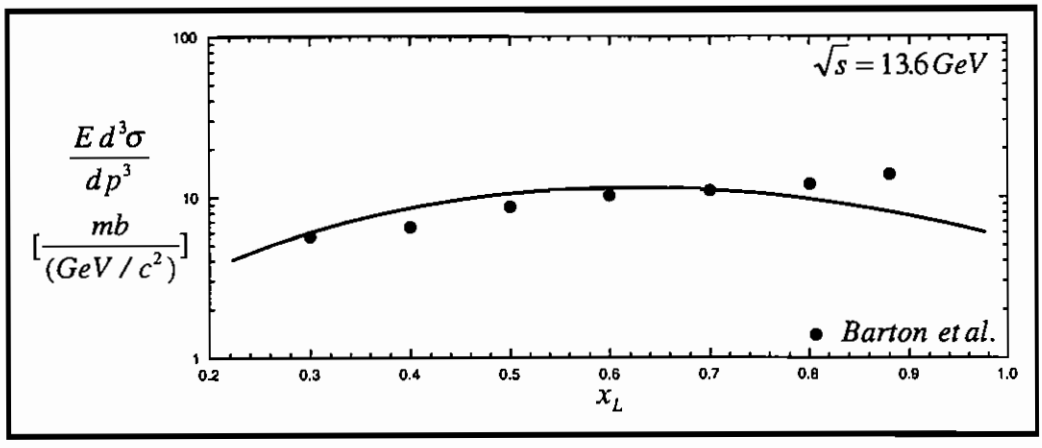


Figura 1.4.2: ***Espectro de Partícula Dominante***

A discrepância observada entre nosso cálculo e os dados na região de $x_L \geq 0.8$ se deve ao fato de que estes dados estão contaminados por processos difrativos, que ainda não estão incluídos no modelo. Neste tipo de processo, o próton dominante quase sempre emerge da colisão com grande fração do momento inicial, formando assim o chamado "pico difrativo", em $x_L \approx 0.9$. Nos dados da figura 1.4.2 a subtração dos eventos difrativos não foi feita e os pontos experimentais com $x_L \geq 0.8$ incluem eventos que já formam a "cauda" do pico difrativo. No capítulo 2 adaptaremos o IGM para que possa descrever processos difrativos em colisões hadrônicas, mais precisamente, em colisões pp, $p\pi$ e pK onde, respectivamente, as partículas dominantes são o próton, o píon e o káon.

Antes de estudarmos o comportamento das distribuições $\chi(K)$, $f(x_L)$ e da inelasticidade média, $< K >$, com a energia, investigaremos a origem da diferença entre os espectros de partícula dominante observadas pela colaboração EHS/NA22 [46]. Recentemente essa colaboração forneceu novos dados relativos a colisões píon-próton ($\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p\, X$) nos quais os espectros de ambas partículas dominantes emergentes, o píon e o próton, foram simultaneamente medidos.

Presumivelmente esses dados estão livres de qualquer contaminação difrativa e por esse motivo podemos ultilizar as expressões desenvolvidas acima e determinar esses espectros. O esquema mostrado na figura 1.4.3 indica as mudanças necessárias para tanto.

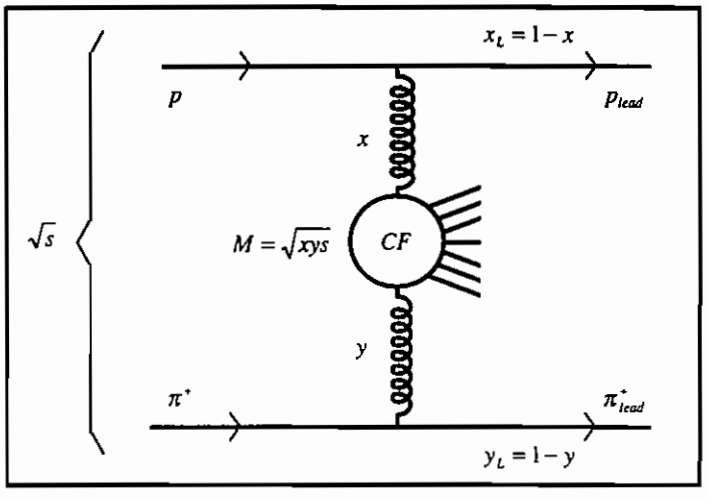


Figura 1.4.3: ***Produção Simultânea do Próton e do Píon Dominantes***

Nessa figura as partículas colidentes perdem frações de energia x e y, formando partículas dominantes com frações de momento x_L $(=1-x)$ e y_L $(=1-y)$, respectivamente para o próton e o píon dominantes. Como em 1.4.13, os espectros $(1/\sigma)d\sigma/dx_L \equiv f(x_L)$ e $(1/\sigma)d\sigma/dy_L \equiv f(y_L)$, são obtidos por simples mudança de variável:

$$f(x_L) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, \chi(x,y)\, \delta[x_L - (1-x)]\theta[xy - K^2_{min}] \qquad (1.4.18),$$

$$f(y_L) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, \chi(x,y)\, \delta[y_L - (1-y)]\theta[xy - K^2_{min}] \qquad (1.4.19)$$

Obviamente, ainda que essas expressões sejam as mesmas que as obtidas em colisões pp, duas mudanças são necessárias em se tratando de colisões πp. A primeira diz respeito à seção de choque $\sigma(s)$ $(\equiv \sigma^{inel}_{pp}(s))$, que figura em 1.3.9. No lugar de $\sigma^{inel}_{pp}(s)$ devemos ter $\sigma^{inel}_{\pi p}(s)$. A

segunda diz respeito à distribuição de gluons no píon. Da mesma forma, nessa equação, no lugar de $G(y) \equiv G^p(y)$ devemos ter $G(y) \equiv G^\pi(y)$. Para a seção de choque inelástica $\pi - p$ iremos assumir que $\sigma_{\pi p}^{inel}(s) \approx 2/3\sigma_{pp}^{inel}(s)$ e, para a distribuição de gluons no píon, adotaremos a parametrização SMRS [47].

Essas mudanças têm importantes implicações. No IGM a fração de energia que vai para o CF, K $(=\sqrt{x\,y})$, é controlada pelo comportamento da função $\chi(x,y)$, que é aproximadamente uma gaussiana dupla nas variáveis x e y (eq. 1.3.12). As quantidades $< x >$ e $< y >$, que são momentos da função espectral w (eq. 1.3.13), desempenham o papel de valores centrais dessa gaussiana. Consequentemente quando $< x >$ ou $< y >$ aumentam, isso faz com que a deposição de energia da perna superior ou inferior (na figura 1.4.3) aumente respectivamente.

Na figura 1.4.4 mostramos o comportamento de $< x >$ e $< y >$ com x_L (ou y_L), o momento fracionário do píon (ou próton) dominante(s). Para efeito de comparação, em I o próton dominante é produzido na colisão pp enquanto que em II, tanto o próton quanto o píon dominantes são produzidos, em hemisférios opostos, na colisão $p\pi$.

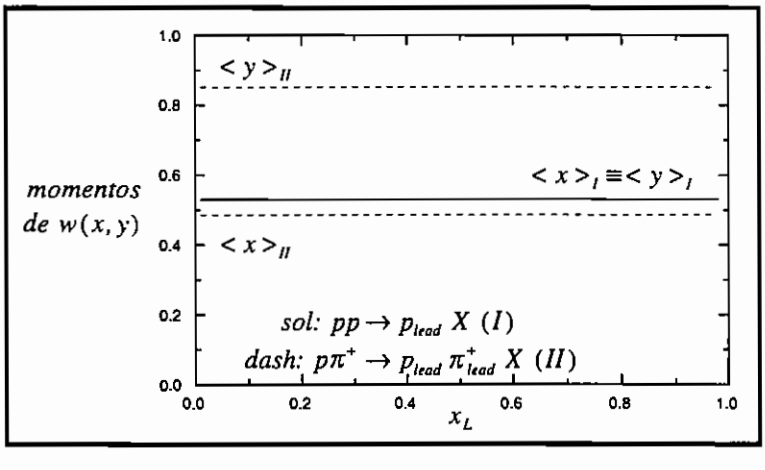


Figura 1.4.4: ***Momentos da Função Espectral***

Essas quantidades são diretamente proporcionais às distribuições de gluons no projétil e no alvo e inversamente proporcionais à seção de choque inelástica projétil-alvo. Assim, quando $\sigma_{pp}^{inel}(s)$ é trocado por $\sigma_{\pi p}^{inel}(s)$, um aumento global da deposição de energia na região central é observado. Por outro lado, quando $G^p(y)$ é trocado por $G^\pi(y)$, uma assimetria nos momentos $< x >$ e $< y >$ é introduzida, fazendo $< y >$ significativamente maior, uma vez que os gluons no píon são mais "duros" que no próton. Em decorrência, pions sofrerão maior "stopping" e emergirão da colisão com um espectro mais "mole". Esse último resultado é particularmene interessante porque diz respeito a estrutura partônica dos hadrons e por essa razão merece ser melhor investigado.

No regime de baixas energias a ação dos minijatos é praticamente desprezível e se a desconsiderarmos, o número médio de colisões gg para cada uma dessas reações pode ser escrito como sendo:

$$< n >_I = \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, G(x)\, G(y) \frac{\hat{\sigma}_{gg}^S(\hat{s})}{\sigma_{pp}^{inel}(s)} \theta[x\, y - K_{min}^2] \qquad (1.4.20),$$

$$< n >_{II} = \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, G(x)\, G(y) \frac{\hat{\sigma}_{gg}^S(\hat{s})}{\sigma_{\pi p}^{inel}(s)} \theta[x\, y - K_{min}^2] \qquad (1.4.21),$$

onde $\hat{\sigma}_{gg}^S(\hat{s})$ é dado pela equação 1.4.5.

O resultado do cálculo numérico dessas expressões indica que o número médio de colisões em ambas reações é aproximadamente o mesmo para a energia considerada $< n >_I \approx < n >_{II} \cong 8$. Por outro lado, quando computamos o número médio de colisões de gluons que carregam uma fração x do momento da partícula na perna superior da figura 1.4.3 e o número médio de colisões de gluons que carregam uma fração y do momento da partícula na perna inferior, em outras palavras, quando calculamos exatamente as quantidades $< x >$ e $< y >$

(eq. 1.3.13), observamos que $<x>_I \approx <x>_{II}$ e que $<y>_I << <y>_{II}$, como mostrado na figura 1.4.4.

Deveríamos esperar que a mudança $\sigma_{pp}^{inel}(s) \rightarrow \sigma_{\pi p}^{inel}(s)$ na eq. 1.3.13 fizesse com que os momentos $<x>_{II}$ e $<y>_{II}$ aumentassem igualmente e fossem, ambos, maiores que $<x>_I$ e $<y>_I$. No entanto isso não acontece dessa forma porque, apesar do número médio de colisões $<n>_I$ e $<n>_{II}$ ser praticamente o mesmo para ambas reações, os gluons dentro do píon possuem momentos maiores do que os gluons dentro do próton (a distribuição $G^{\pi}(y)$ é mais "dura" do que a distribuição $G^{p}(y)$). Eles estão portanto interagindo e depositando mais energia na região central do que na situação em que eles se encontram dentro do próton.

Nas figuras 1.4.5a e 1.4.5b mostramos os resultados obtidos através de 1.4.18 e 1.4.19 para o próton e para o píon dominantes (as mudanças $x_L \rightarrow x_F$ e $y_L \rightarrow x_L$ são feitas nesses gráficos simplesmente para compatibilizar nossa notação com a maneira pela qual são apresentados os dados experimentais).

Como pode ser visto, os dados experimentais mostram que os pions são muito mais lentos que os protons, cujo máximo da distribuição está em torno de $(x_L \equiv)\ x_F \approx 0.6-0.8$. Nossas curvas com linhas cheias reproduzem, sem nenhum parâmetro livre ou novo, esse comportamento e nós obtemos um bom acordo com o espectro do píon. Os dados referentes ao próton leading mostram um excesso em grandes x_F's que o modelo não é capaz de reproduzir mantendo os mesmos valores dos parâmetros já utilizados.

Na ref. [46] os autores tentaram reproduzir esse mesmo espectro com o código FRITIOF e não foram capazes de obter uma boa descrição dos dados. Isso indica que esses pontos em grandes x_F's são um problema para modelos de múltipla produção de partículas.

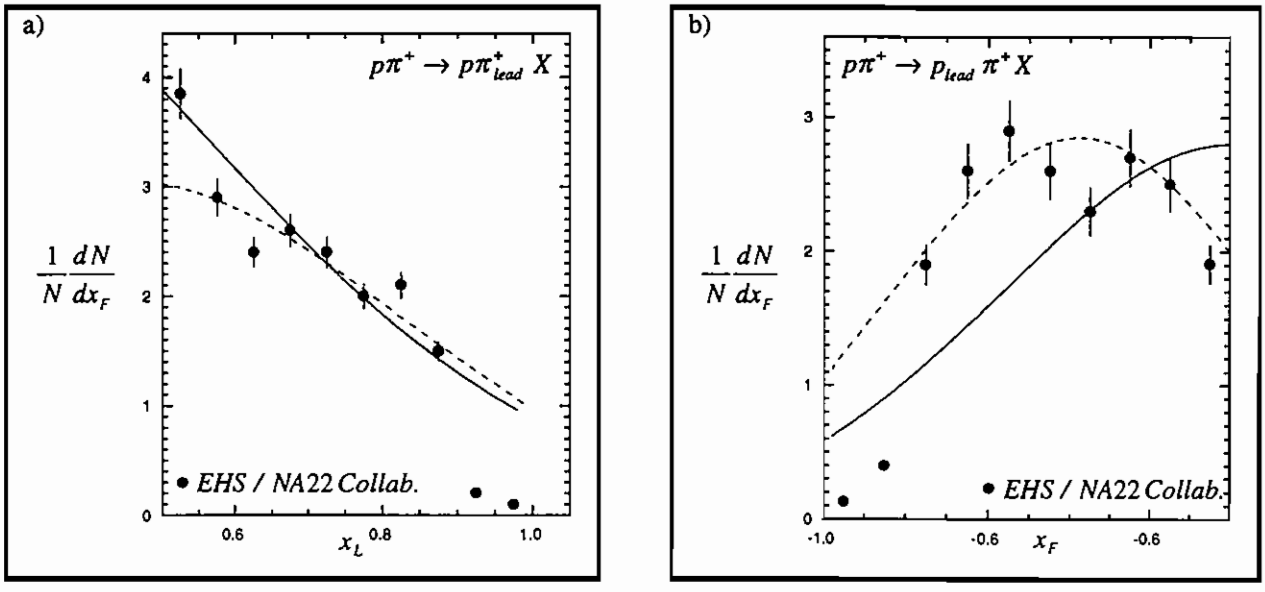


Figura 1.4.5: ***Espectros do Píon e do Próton Dominantes***

Em nosso caso, se mudarmos nosso parâmetro m_0 de seu valor usual $0.35GeV$ para $0.45GeV$, nós podemos reproduzir a maior parte dos pontos experimentais para pions e protons, como pode ser visto nessas figuras (linhas tracejadas). Essa não é uma grande mudança e indica que o modelo seria capaz de descrever essas novas informações experimentais. No entanto, acomodar todas as descrições já efetuadas por ele, como veremos nos subsequentes capítulos, com a adoção de um valor diferente para m_0, seria bastante dispendioso e impróprio para o momento.

Com todos os parâmetros fixos podemos estudar o comportamento das distribuições obtidas com a energia. A figura 1.4.6 mostra a dependência de $< K >$ com a energia. A linha sólida mostra o resultado obtido com as equações. 1.4.10 e 1.4.11. Como pode ser visto a inelasticidade cresce com a energia e tende para um valor assintótico a energias muito altas. Quando "desligamos" a ação dos minijatos o comportamento de $< K >$ com a energia passa a ser

o oposto, verificando-se uma queda de $< K >$ com $\sqrt{s}$, mostrada pela linha tracejada na figura 1.4.6.

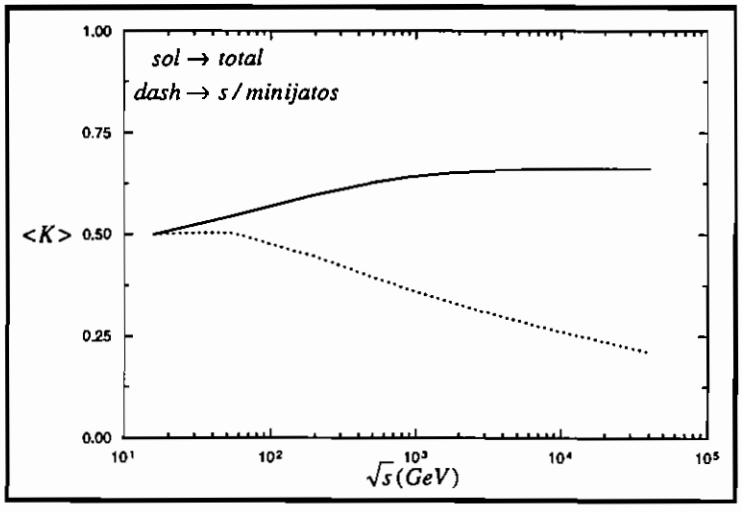


Figura 1.4.6: ***Inelasticidade Média como Função da Energia***

A figura 1.4.7 mostra a distribuição de K (calculada por 1.4.10) para três energias: $\sqrt{s} = 16$ (fig. 1.4.7a), 540 (fig. 1.4.7b) e $1800 GeV$ (fig. 1.4.7c). Em cada um dos casos, a linha sólida representa a distribuição total, a linha pontilhada mostra a distribuição resultante quando desligamos a componente semi-hard e a linha tracejada mostra o caso em que apenas a componente semi-hard está ligada.

A figura 1.4.8 mostra o espectro de partícula dominante calculado com a eq. 1.4.13. As energias e o significado das linhas cheias, pontilhadas e tracejadas são os mesmos da figura 1.4.7. Observamos que estas duas figuras são, como era de se esperar, complementares. Com o crescimento da energia, mais energia é depositada na região central e isto faz, ao mesmo tempo, com que a inelasticidade cresça e que as partículas dominantes se tornem mais "moles", carregando menos momento. Ao serem desligadas as interações semi-hard um comportamento oposto é verificado.

Na próxima seção faremos um estudo analítico acerca do comportamento destas distribuições com a energia.

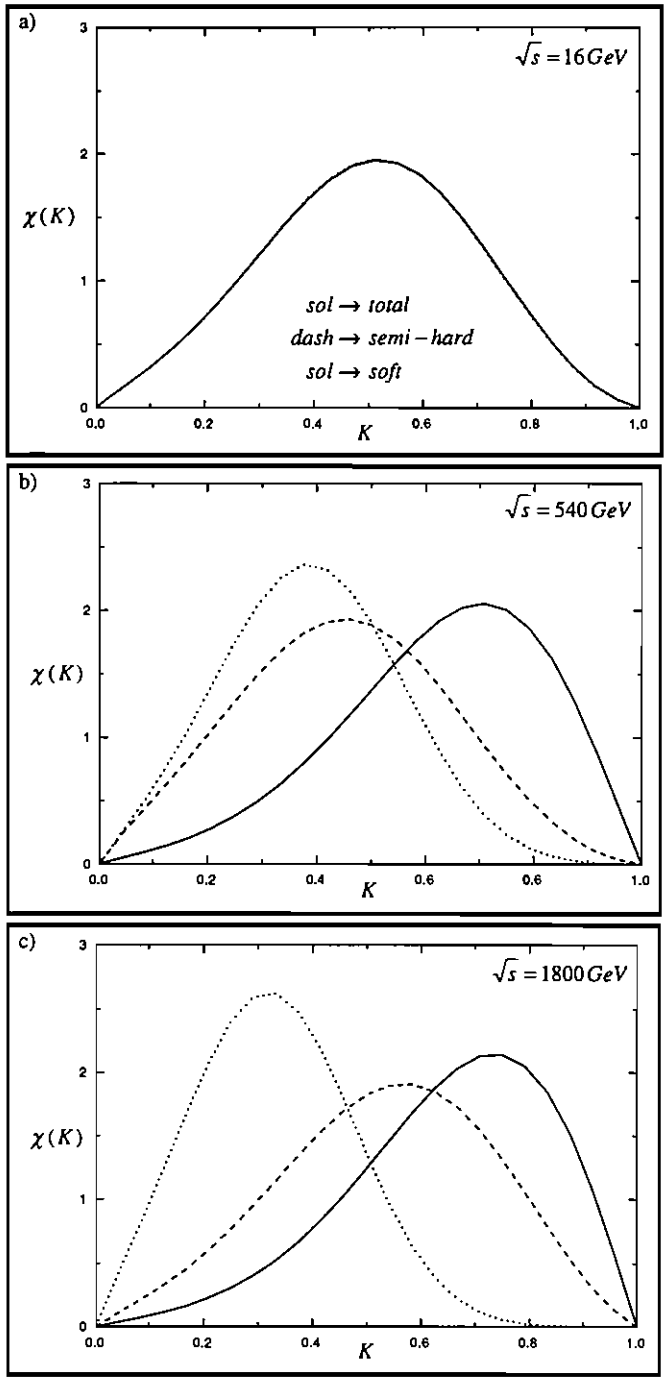


Figura 1.4.7: ***Distribuição de Inelasticidade como Função da Energia***

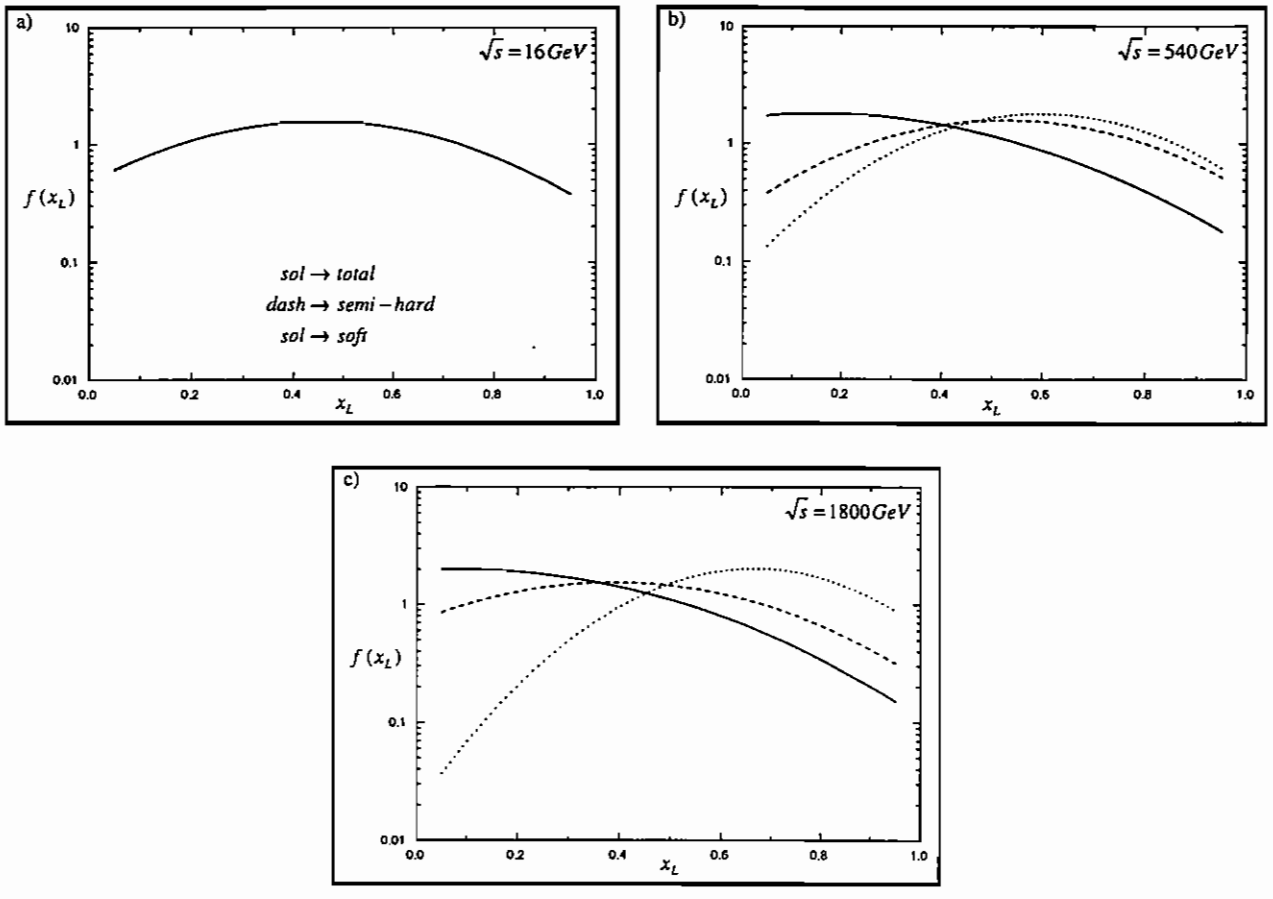


Figura 1.4.8: ***Espectro de Partícula Dominante como Função da Energia***

1.5: Estudo Analítico

Os resultados da seção anterior foram obtidos através da integração numérica de 1.4.10, 1.4.11 e 1.4.13. É interessante, no entanto, fazer algumas estimativas analíticas para aumentar nossa compreensão da física envolvida.

Em primeiro lugar observamos que, por causa da forma gaussiana de $\chi(x,y)$ em duas variáveis, no caso de colisões simétricas (próton-próton) é possível mostrar [3] que $< K >$ é proporcional a $< x >$, que as larguras das distribuições de K e x_L são controladas por $< x^2 >$ e

que $< xy >$ é quase sempre desprezível. Assim podemos investigar qualitativamente o comportamento de $< K >$ estudando o que acontece com $< x >$ e $< x^2 >$.

Vamos aproximar $G(x)$ por seu termo mais singular:

$$G(x) = \frac{1}{x} \tag{1.5.1}$$

Nesta aproximação podemos facilmente fazer as integrações em 1.3.13 no limite $\sqrt{s} \to \infty$, e verificar o que acontece separadamente com as contribuições soft e semi-hard. O resultado para a componente soft (S) e semi-hard (H), são:

$$< x >_S \approx \frac{A\alpha}{m_0^2} \frac{1}{\sigma_{pp}^{inel}(s)} \tag{1.5.2},$$

$$< x^2 >_S \approx \frac{A\alpha}{2m_0^2} \frac{1}{\sigma_{pp}^{inel}(s)} \tag{1.5.3},$$

$$< x >_H \approx \frac{9\,A\kappa\pi\alpha_S^2}{4\,p_{T_{min}}^2}\, ln\left(\frac{s}{p_{T_{min}}^2}\right) \frac{1}{\sigma_{pp}^{inel}(s)} \tag{1.5.4},$$

$$< x^2 >_H \approx \frac{9\,A\kappa\pi\alpha_S^2}{8\,p_{T_{min}}^2}\, ln\left(\frac{s}{p_{T_{min}}^2}\right) \frac{1}{\sigma_{pp}^{inel}(s)} \tag{1.5.5}$$

Observamos que $< x >_S$ e $< x^2 >_S$ decrescem continuamente com a energia (já que $\sigma_{pp}^{inel}(s)$ cresce sempre com s) indicando que na ausência de minijatos a distribuição de inelasticidade $\chi(K)$ torna-se progressivamente mais estreita e com o máximo mais próximo de zero. As equações. 1.5.4 e 1.5.5 mostram, por outro lado, que a distribuição $\chi(K)$ gerada pelas interações semi-hard é controlada pela razão $ln(s)/\sigma_{pp}^{inel}(s)$. Vemos então que $< K >$ será assintoticamente dominada pela componente semi-hard mas, para sabermos se seu valor finalmente crescerá ou não com a energia, é necessário conhecer $\sigma_{pp}^{inel}(s)$ com bastante precisão. A curva

cheia na figura 1.4.6 sugere que, para valores muito grandes de s, a seção de choque acima tende a cancelar o termo em logaritmo da componente semi-hard e a estabilizar $< K >$.

As fórmulas 1.5.2 a 1.5.5 mostram explicitamente que todos os parâmetros (A, α, κ, m_0 e $p_{T_{min}}$), sendo apenas constantes numéricas, não afetam a nossa conclusão sobre o comportamento da inelasticidade com a energia. Diferentes escolhas poderiam apenas acelerar ou retardar (em s) a dominância da física semi-hard. A quantidade que poderia influir neste resultado seria $\sigma_{pp}^{inel}(s)$, cujo comportamento a altíssimas energias não é ainda bem estabelecido. Outro ponto importante em nosso resultado anterior é que o crescimento de $< K >$ com a energia foi consequência da dependência intrínseca em s da seção de choque elementar $\hat{\sigma}_{gg}^{H}(s)$.

Em outras abordagens o crescimento das seções de choque da QCD é sempre atribuido ao crescimento das funções de distribuição (em nosso caso, em $G(x)$ na região de pequenos x's, com o aumento da energia). Se este efeito fosse incluido aqui, isto é, se fizéssemos $G(x)$ mais singular na origem à medida em que a energia da reação aumentasse, acentuaríamos o crescimento de $< x >_H$ com a energia e tornaríamos mais suave a queda de $< x >_S$ com s.

O comportamento da componente soft resulta em grande parte do ansatz adotado para $\hat{\sigma}_{gg}^{S}(s)$. Ele foi motivado pelo que é conhecido sobre as seções de choque hadrônicas. O comportamento $1/s$ ou $1/\hat{s}$ vem de cálculos da seção de choque de mesons vetoriais. A seção de choque de troca de mesons tende a decrescer com a energia em maior ou menor grau dependendo do méson trocado. Este é, aliás, o significado da potência negativa no primeiro termo da eq. 1.4.15. Como não estamos tratando de mesons mas sim de gluons poderíamos, em princípio, usar um outro ansatz que produzisse um crescimento maior da seção de choque $\hat{\sigma}_{gg}^{S}(s)$

e, consequentemente, de $\sigma^s(s)$ (eq. 1.4.8). Uma escolha deste tipo seria, no entanto, um pouco artificial necessitando de uma boa justificativa.

Concluindo este capítulo podemos dizer que, levando em conta tudo o que foi dito acima, se as idéias básicas do IGM estiverem corretas, podemos afirmar que a inelasticidade $< K >$ cresce com a energia e que este crecimento é devido ao crescimento da seção de choque dos gluons que tendem a se "grudar" cada vez mais e a se depositarem mais e mais na região central de rapidez.

Capítulo 2

ESPALHAMENTO DIFRATIVO

2.1: Introdução

2.2: Difração Hadrônica no IGM

2.3: Espectros de Massas Difrativas em Colisões Próton-Próton

2.4: Espectros de Massas Difrativas em Colisões Méson-Próton

2.5: Dependência com a Energia

2.6: Espectros de Partículas Dominantes

2.1: Introdução

Neste capítulo vamos estudar o fluxo e a deposição de energia em colisões hadrônicas inelásticas difrativas. Por processo difrativo entendemos uma reação caracterizada pela excitação de um dos hadrons, que forma um sistema com massa M_X e em seguida emite novas partículas sem que haja troca de números quânticos entre o projétil e o alvo. Este processo é a dissociação difrativa simples e corresponde aproximadamente a um décimo dos eventos inelásticos. Dissociação difrativa dupla é o processo (muito menos frequente) no qual os dois hadrons se fragmentam.

Em geral tais reações ocorrem com pequena transferência de momento e as partículas produzidas têm pequeno momento transversal. Um limite superior no momento transferido implica um limite para a massa difrativa M_X. O limite $M_X^2 / s \leq 0.05$, é comumente adotado nas colaborações experimentais. Massas pequenas implicam ainda que o cluster difrativo tem grande rapidez e que os produtos de seu decaimento estarão cinematicamente separados do outro hádron incidente. Observamos então um "gap de rapidez", isto é, uma região no espaço de rapidez onde não é encontrada nenhuma partícula produzida. A existência do gap de rapidez é um critério experimental para a definição de evento difrativo.

Do ponto de vista teórico a descrição mais aceita e utilizada na interpretação de dados experimentais tem sido o modelo de Donnachie-Landshoff (DL) [48, 49]. Este modelo é inspirado na teoria de polos de Regge e nele o mediador das reações difrativas é o Pomeron (IP). Em teorias (padrão) de Regge o Pomeron é apenas uma "trajetória no canal t" com os números quânticos do vácuo e pode ser considerado um artifício matemático.

No modelo DL o Pomeron é uma partícula que é emitida por um dos hadrons e se acopla aos quarks de valência do outro. Embora bem sucedido em reproduzir a fenomenologia do espalhamento difrativo a energias mais baixas este modelo prevê um crescimento muito rápido da seção de choque difrativa com a energia, o qual foi recentemente refutado pelos dados experimentais das colaborações UA4 [50], do CERN, e CDF [51] e E710 [52], ambas do FERMILAB.

Um outro modelo bem aceito para o estudo de interações difrativas é o de Ingelman-Schlein (IS) [53]. Nele o Pomeron é uma partícula (com estrutura partônica) que pode ser resolvida em seus constituintes e que possui inclusive funções de estrutura. Um dos objetivos do programa experimental levado a cabo no DESY-HERA é justamente determinar a composição de quarks e gluons no Pomeron e suas respectivas funções de distribuição. No modelo IS uma interação difrativa ocorre em duas etapas independentes. A primeira consiste na emissão do Pomeron e a segunda é a interação hard entre partons do Pomeron e partons do hádron alvo. Apesar do sucesso fenomenológico, este modelo tem sido alvo de críticas que põem em dúvida a validade da fatorização entre as duas etapas.

No que se segue, vamos adaptar o IGM para estudar o espalhamento difrativo. Como antes, vamos nos restringir ao estudo do fluxo de energia e não vamos calcular a seção de choque difrativa. A vantagem do nosso modelo é que ele trata da mesma maneira colisões difrativas e não-difrativas. Além disso, nós usamos o conceito de párton (gluon) sem necessidade de usar a hipótese da fatorização e podemos separar os regimes puramente perturbativo e não-perturbativo.

Inicialmente nos dedicaremos à descrição do espectro de massas difrativas medido em vários experimentos e estudaremos seu comportamento com a energia tanto em colisões próton-próton quanto em colisões méson-próton. Num segundo momento voltaremos nossas atenções

para a análise dos espectros de partículas dominantes em vários tipos de reações hadrônicas cujos dados incluem colisões difrativas. Novas medidas do espectro de partícula dominante em colisões hádron-hádron, como vimos no capítulo anterior, bem como em colisões elétron-próton, têm renovado o interesse sobre o assunto, especialmente porque estas últimas são medidas a energias mais altas e portanto a dependência dos espectros com a energia pode agora ser determinada. No capítulo 5, quando tratarmos dos dados de fotoprodução, voltaremos a esse tema.

2.2: Difração Hadrônica no IGM

É simples estender nosso modelo para o caso difrativo. Na figura 2.2.1 mostramos um evento com dissociação difrativa em uma colisão hádron-hádron na abordagem do IGM.

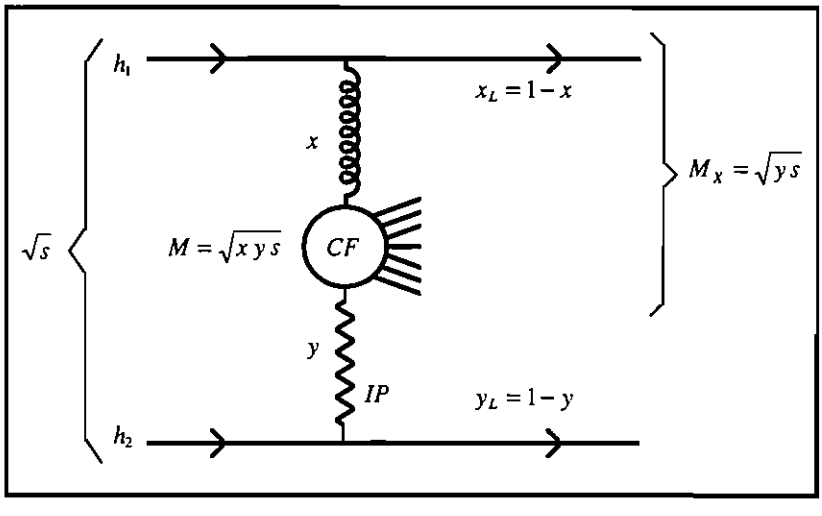


Figura 2.2.1: ***Difração Hadrônica no IGM***

Vamos nos ater, inicialmente, a processos difrativos próton-próton. Nesse esquema um dos protons perde uma fração x de seu momento e forma um objeto excitado (nosso LJ) que

carrega uma fração de momento x_L $(=1-x)$. O outro próton, que nós chamaremos "próton difratado", troca um objeto IP (sem cor) e perde uma fração y $(y<<1)$ de seu momento original, carregando uma fração de momento y_L $(=1-y)$. O significado de IP no IGM será discutido mais adiante.

Na versão do modelo discutida no primeiro capítulo estávamos interessados em calcular a distribuição $\chi\,(x,y)$ e a massa M $(=\sqrt{x\,y\,s}\,)$ do CF. Agora, estamos interessados no cálculo da massa M_X, uma nova variável em nosso problema que, como pode ser visto na figura 2.2.1, é a massa invariante do sistema X composto pelo CF e pelo LJ (formado por um dos protons em colisão). Chamaremos M_X de "massa difrativa".

Denotando por W e P a energia e o momento do CF, por E_L e P_L a energia e o momento do próton da linha superior na figura 2.2.1, temos que:

$$W=\frac{\sqrt{s}}{2}(x+y) \quad ; \quad P=\frac{\sqrt{s}}{2}(x-y) \quad ; \quad E_L=P_L=\frac{\sqrt{s}}{2}(1-x) \qquad (2.2.1),$$

e, desta forma, a energia E_X e o momento P_X do cluster difrativo X, são dados por:

$$E_X=E_L+W=\frac{\sqrt{s}}{2}(1+y) \quad ; \quad P_X=P_L+P=\frac{\sqrt{s}}{2}(1-y) \qquad (2.2.2)$$

Quanto a massa do cluster difrativo, M_X, e a sua rapidez, Y_X, podemos escrever:

$$M_X=\sqrt{E_X^2-P_X^2}=\sqrt{y\,s} \quad ; \quad Y_X=\frac{1}{2}ln[\frac{E_X+P_X}{E_X-P_X}]=\frac{1}{2}ln[\frac{1}{y}] \qquad (2.2.3),$$

onde $\sqrt{s}$ é a energia invariante do sistema pp. Estamos trabalhando no sistema do centro de massa dos nucleons incidentes e as massas foram desprezadas. Esta aproximação implica que o nosso tratamento será tão mais preciso quanto maiores forem as energias da reação e que ele não será preciso para valores muito pequenos de M_X^2. A distribuição de massas difrativas é bem

conhecida experimentalmente e tem um pico na região $M_X^2 \cong (0.938+0.138)^2\, GeV^2$. Este pico se deve à formação de resonâncias que não estão incluidas no modelo.

No limite $y \to 1$, toda a energia disponível é armazenada em M_X, que permanece em repouso, isto é, $Y_X = 0$. Para pequenos valores de y temos pequenas massas M_X's localizadas a grandes valores de rapidez Y_X. Por outro lado, para que um evento seja difrativo, é necessário assumir que os gluons do próton alvo que participam da colisão, ou seja, aqueles emitidos no vértice inferior da figura 2.2.1, formam um objeto singleto de cor. Apenas desta maneira ocorre a formação de um "gap de rapidez" significativo, que separa o próton difratado do sistema de massa M_X. Esta é condição experimental que define um evento difrativo. Se houver então, troca de cor entre os dois protons em colisão, uma corda ("string") ou tubo de fluxo se formará entre eles e posteriormente, ao decair, preencherá o gap de rapidez com partículas produzidas.

Do que foi dito acima vemos que, mesmo partindo de uma abordagem apenas cinemática do problema e procurando satisfazer o critério experimental de difração, estamos introduzindo no problema um objeto que se assemelha muito com o que é conhecido na literatura como Pomeron (IP). No que se segue vamos usar esta notação e chamar de Pomeron o subconjunto de gluons do próton difratado responsável pela interação com o outro próton. A probabilidade de encontrar este subconjunto de gluons num estado singleto de cor no interior do próton não é calculável em nosso modelo mas está indiretamente representada na seção de choque entre IP e o outro próton. Esta seção de choque é o parâmetro $\sigma(s)$ em 1.3.9 e que será novamente discutido mais abaixo.

Em nossa abordagem a definição de IP é essencialmente cinemática e está próxima de outros trabalhos que tentam descrever processos difrativos na linguagem de partons e/ou cordas [54-57]. Vamos agora derivar a distribuição de M_X^2 diretamente do IGM. A única mudança a ser feita no formalismo anterior é uma restrição cinemática. Queremos apenas que y seja pequeno.

Ao impormos esse tipo de condição sobre y, fazemos com que as quantidades $< x^n y^n >$ (os momentos da função espectral) sejam pequenas, reduzindo portanto os valores médios de x, y e de K. Podemos simplesmente restringir os intervalos de integração na eq. 1.3.13:

$$< x^n y^m > = \int_0^1 dx' \, x'^n \int_0^{y_{max}} dy' \, y'^m \, w(x', y') \qquad (2.2.4),$$

onde $y_{max} = M_X^2 / s$, permanecendo todas as outras definições as mesmas. Este corte é arbitrário e será justificado a posteriori.

O espectro de massas difrativas é obtido a partir de $\chi\ (x, y)$ através da transformação de variável:

$$\frac{dN}{dM_X^2} = \int_0^1 dx \int_0^1 dy \, \chi(x, y) \, \delta[M_X^2 - y s] \theta[x y - K_{min}^2]$$

$$= \frac{1}{s} \int_{x_{min}}^1 dx \, \chi(x, y = M_X^2 / s) \quad ; \quad x_{min} = (m_0 / M_X)^2 \qquad (2.2.5),$$

Substituindo a eq. 1.3.12 na eq. 2.2.5, podemos escrever:

$$\frac{dN}{dM_X^2} = \frac{1}{s} F(M_X^2, s) \, H(M_X^2, s) \qquad (2.2.6),$$

onde

$$F(M_X^2, s) = exp[-\frac{< x^2 >}{2D_{xy}} (\frac{M_X^2}{s} - < y >)^2] \qquad (2.2.7),$$

e

$$H(M_X^2, s) = \frac{\chi_0}{2\pi \sqrt{D_{xy}}} \times$$

$$\times \int_{x_{min}}^1 dx \, exp\{\frac{-1}{2D_{xy}} [< y^2 > (x - < x >)^2 - 2 < xy > (x - < x >)(\frac{M_X^2}{s} - < y >)]\} \qquad (2.2.8)$$

Os momentos $< q^n >$, $q = x,\ y$ e $n = 1$ ou 2, para essa "componente difrativa do IGM", são dados por 2.2.4. Uma das funções de distribuição e a seção de choque hadrônica que figurava em 1.3.9 e agora em 2.2.4 têm agora um significado diferente: $G_{IP}^{p}(y)$ $(\equiv G(y))$ é a distribuição de momento (sempre com relação ao momento total do próton) dos gluons pertencentes ao subconjunto IP do próton e $\sigma_{IPp}(s)$ $(\equiv \sigma(s))$ é a seção de choque Pomeron-próton ($IP - p$). No capítulo 5 discutiremos com mais detalhe a distribuição de momento dos gluons no Pomeron mas, nesse capítulo, como uma primeira aproximação tomaremos, com $m = 5$:

$$G_{IP}^{p}(y) = p_{IP}^{p}(m+1)\frac{(1-y)^m}{y} \qquad (2.2.9)$$

A normalização de $G_{IP}^{p}(y)$, p_{IP}^{p}, não é conhecida mas aparece sempre dividida por $\sigma_{IPp}(s)$ de modo que elas formam um único parâmetro ($p_{IP}^{p} / \sigma_{IPp}(s)$). Para continuar em contato com o que é conhecido sobre o Pomeron atualmente, vamos escolher:

$$\sigma_{IPp}(s) = a + b\,ln(s / s_0) \qquad (2.2.10),$$

onde $s_0 = 1GeV^2$ e a e b, parâmetros que serão fixados posteriormente. Essa parametrização para $\sigma_{IPp}(s)$ é uma função muito fracamente dependente de s e assume valores entre 2.6 e $3.0mb$, valores estes bem aceitos para a seção de choque Pomeron-próton. Encontraremos também $p_{IP}^{p} \approx 0.05$ quando, no capítulo 5, voltarmos a estas definições com mais detalhe.

Antes de apresentarmos o cálculo numérico do espectro de massas vamos, como já foi feito antes, encontrar expressões analíticas aproximadas para as equações 2.2.6, 2.2.7 e 2.2.8, levando em conta apenas o termo mais singular das distribuições gluônicas (isto é, $G(x) \approx 1/x$) e juntando todos os outros fatores na eq. 1.3.9 num único parâmetro c.

Assumindo que a razão $\sigma(x\,y\,s)/\sigma(s)$ não dependa de x e y e desprezando os termos de ordem m_0^2/s e m_0^2/M_X^2, chegamos às seguintes expressões aproximadas para os momentos:

$$< x >= 2 < x^2 > \cong c\,ln(\frac{M_X^2}{m_0^2}) \qquad (2.2.11),$$

$$< y >= 2\frac{s}{M_X^2} < y^2 > \cong c\frac{M_X^2}{s} ln(\frac{M_X^2}{m_0^2}) \qquad (2.2.12),$$

$$< x\,y > \cong c\,[\frac{M_X^2}{s} - \frac{m_0^2}{s}\,ln(\frac{M_X^2}{m_0^2})] \qquad (2.2.13)$$

Podemos observar que em todos os casos de interesse $< x\,y >$ é muito menor (pelo menos por um fator $ln(M_X^2/m_0^2)$) do que os outros momentos. Consequentemente $D_{xy} \approx < x^2 >< y^2 >$ e, portanto:

$$F(M_X^2,s) \cong exp[\frac{-1}{2 < y^2 >}(\frac{M_X^2}{s} - < y >)^2]$$

$$\cong exp[\frac{-1}{c\,ln(M_X^2/m_0^2)}(1 - c\,ln(M_X^2/m_0^2))^2] \qquad (2.2.14),$$

$$H(M_X^2,s) \cong \frac{\chi_0}{2\pi\sqrt{D_{xy}}}\int_{x_{min}}^{1} dx\, exp[\frac{-1}{2 < x^2 >}(x - < x >)^2]$$

$$\cong c'\frac{\sqrt{< x^2 >}}{\sqrt{D_{xy}}} \cong c'\frac{1}{\sqrt{< y^2 >}} \cong \frac{c'}{M_X^2}\frac{s}{\sqrt{c\,ln(M_X^2/m_0^2)}} \qquad (2.2.15).$$

A eq. 2.2.6 pode então ser reescrita como:

$$\frac{dN}{dM_X^2} = \frac{1}{s}F(M_X^2,s)\,H(M_X^2,s)$$

$$\cong \frac{c'}{M_X^2}\frac{1}{\sqrt{c\,ln(M_X^2/m_0^2)}}exp[\frac{-1}{c\,ln(M_X^2/m_0^2)}(1 - c\,ln(M_X^2/m_0^2))^2] \qquad (2.2.16)$$

A expressão acima é governada pelo termo $1/M_X^2$. Os outros dois termos têm uma dependência muito fraca em M_X^2. Além disso eles distorçem a curva principal ($1/M_X^2$) em direções opostas e tendem a se compensar mutuamente. É interessante observar que mesmo sem especificar em detalhe nem a distribuição de gluons nem as seções de choque, nós podemos obter analiticamente a forma típica dos espectros de massas difrativas.

2.3: Espectros de Massas Difrativas em Colisões Próton-Próton

Na figura 2.3.1 mostramos nosso espectro de massas difrativas e o comparamos com os dados experimentais obtidos no CERN-ISR [58], que são usualmente parametrizados pela forma $1/M_X^2$.

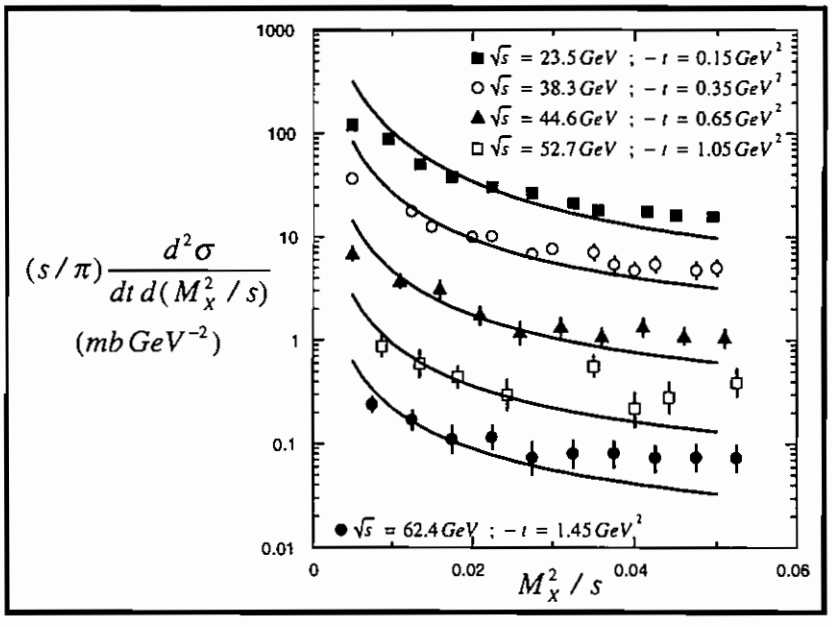


Figura 2.3.1: *Espectros de Massa Difrativa*

Estes espectros foram calculados com a expressão 2.2.5, com as mesmas distribuições de gluons (1.4.16 e 2.2.9), com a seção de choque dada por 2.2.10 e com os mesmos valores para o parâmetro de massa e para o momento transversal utilizados anteriormente ($m_0 = 0.35 GeV$, $p_{T_{min}} = 2.3 GeV$). As curvas mostradas nesse capítulo foram obtidas com a fixação dos valores $a = 2.6 mb$ e $b = 0.01 mb$ na eq. 2.2.10.

Como pode ser visto, o acordo entre nossas curvas e os dados é razoável. A grandes valores de M_X^2 / s os pontos experimentais se afastam do comportamento $1/M_X^2$, tendendo a um valor aproximadamente constante. Este comportamento pode ser devido à contribuição de eventos não-difrativos e pode também ser atribuido a eventos nos quais o próton difratado emite um píon ao invés de um Pomeron.

Nós esperamos alguma discrepância entre teoria e experiência nesta região. Para pequenos valores de M_X^2 / s e para energias, $\sqrt{s}$, mais baixas, nosso modelo não fornece uma boa descrição dos dados. Esperamos aqui alguma discrepância porque não estamos levando em conta ressonâncias. Ainda assim, é interessante observar que um acordo melhor com os dados pode ser obtido. Seria suficiente escolher $m_0 = 0.55 GeV$ mantendo as demais escolhas como antes. O resultado desta mudança está ilustrado na figura 2.3.2.

Como pode ser observado, ainda assim uma certa discrepância persiste na região de pequenas massas e energias mais baixas, pelo menos no que se refere à curva superior ($\sqrt{s} = 23.5 GeV$). Esta região, no entanto, já está no limite do domínio de validade do modelo. Ainda que com essa escolha o acordo de nossos resultados tenha melhorado para grandes valores de M_X^2 / s, outros tipos de dados são melhor descritos com este modelo quando $m_0 = 0.35 GeV$, como veremos nos capítulos subsequentes e, por esta razão, manteremos esse valor para m_0.

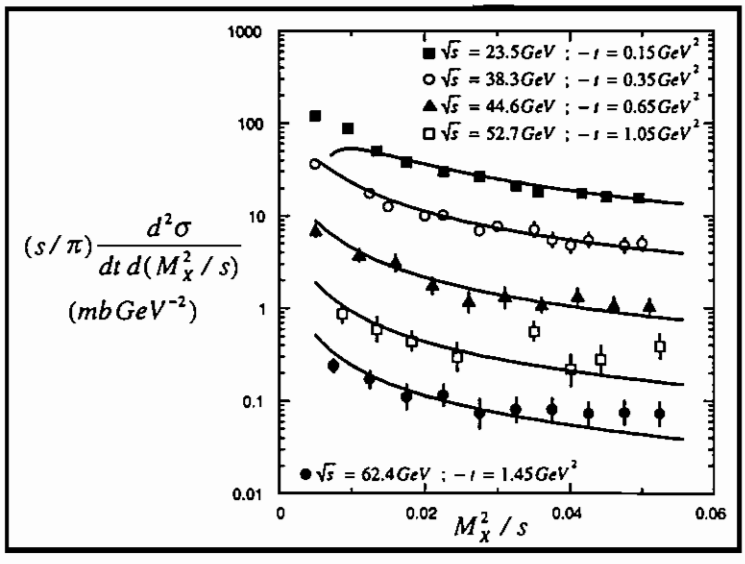


Figura 2.3.2: ***Espectros de Massa Difrativa***

As figuras 2.3.3 e 2.3.4 mostram comparações semelhantes para $\sqrt{s} = 546$ e $1800\,GeV$, respectivamente. Os dados são das colaborações UA4 [50] e E710 [51, 52]. Novamente nós encontramos um bom acordo com os dados.

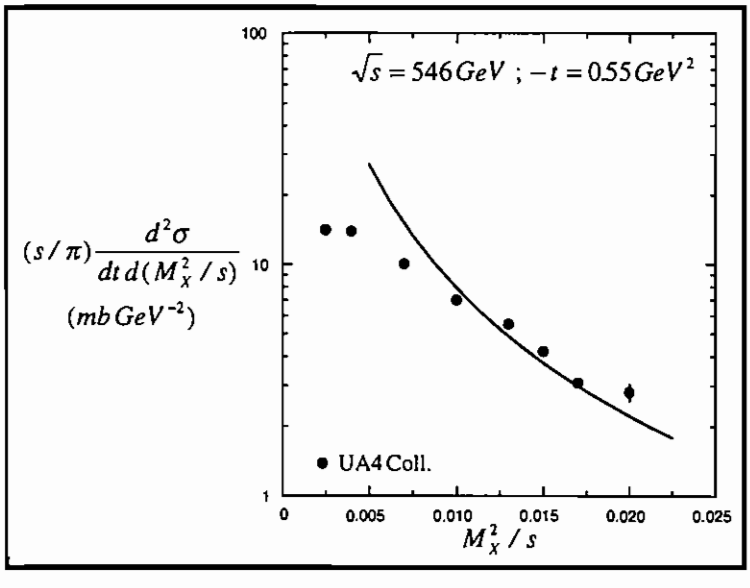


Figura 2.3.3: ***Espectro de Massa Difrativa***

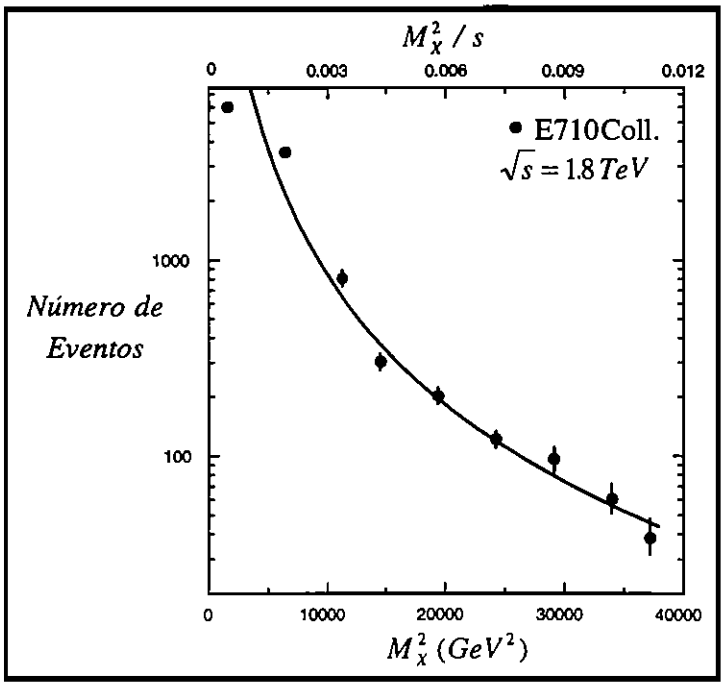


Figura 2.3.4: ***Espectro de Massa Difrativa***

2.4: Espectros de Massas Difrativas em Colisões Méson-Próton

Como uma simples extensão dos nossos cálculos vamos aplicar a eq. 2.2.5 ao estudo dos espalhamentos difrativos píon-próton e káon-próton. Primeiramente consideramos os casos $\pi^+ + p \rightarrow p + X$ e $K^+ + p \rightarrow p + X$. Temos que substituir o próton por um píon ou um káon na linha superior da figura 2.2.1. Temos também que substituir a distribuição $G(x)$ pelas distribuições correspondentes no píon e no káon. Como antes, vamos utilizar a parametrização SMRS [47]. Por simplicidade, admitiremos $G^K(x) = G^\pi(x)$. Esta hipótese é apoiada pela análise de dados da colaboração ACCMOR [59]. Vamos também assumir que $\sigma_{IP\pi} = \sigma_{IPK} \approx 2/3\sigma_{IPp}$, com $\sigma_{IPp}(s)$ dado por 2.2.10. A comparação entre nossos resultados e os dados da colaboração EHS/NA22 [60] está mostrada nas figuras 2.4.1a (para pions) e 2.4.1b (para kaons).

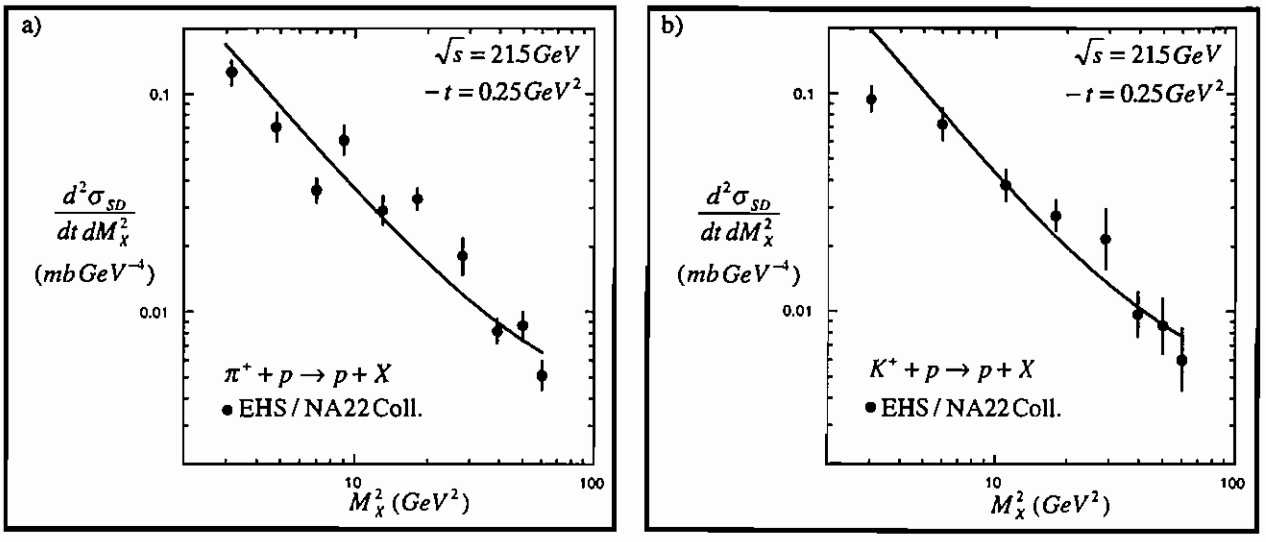


Figura 2.4.1: ***Espectros de Massa Difrativa***

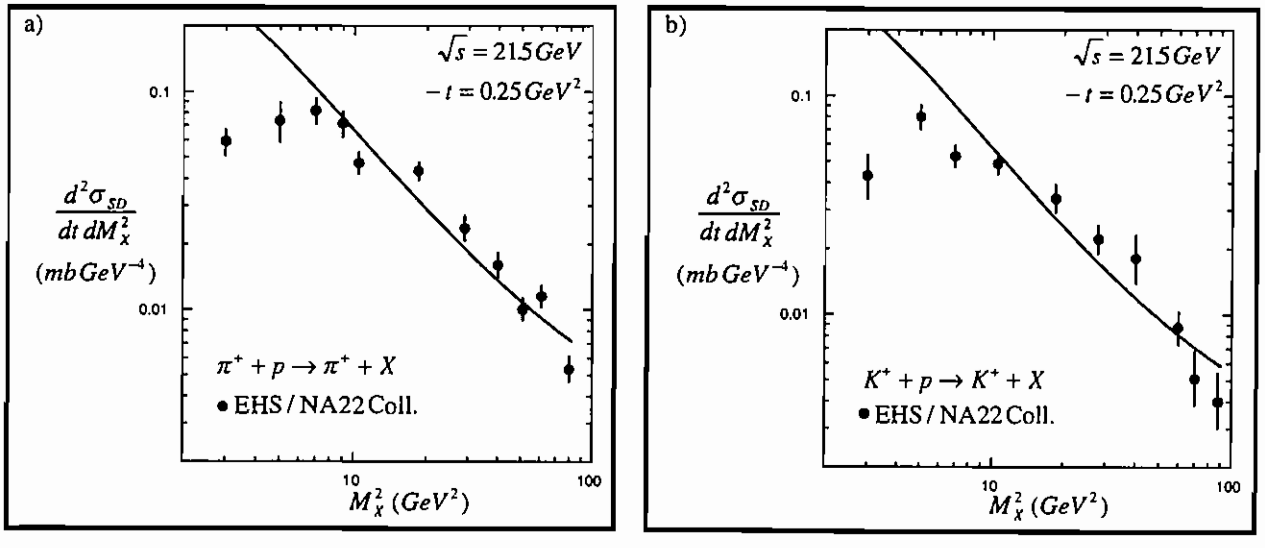


Figura 2.4.2: ***Espectros de Massa Difrativa***

Podemos ter ainda os mesons π^+ e K^+ difratados em reações do tipo $\pi^+ + p \rightarrow \pi^+ + X$ e $K^+ + p \rightarrow K^+ + X$. Neste caso temos que, em nosso modelo, substituir o próton por um píon ou káon na linha inferior da figura 2.2.1, substituindo também as distribuições de gluons correspondentes.

A comparação entre nossos resultados e os dados da colaboração EHS/NA22 está mostrada na figura 2.4.2a para pions e 2.4.2b para kaons. Mais uma vez encontramos um acordo razoável.

2.5: Dependência com a Energia

Vamos agora considerar a dependência dos nossos resultados em $\sqrt{s}$ e, para tanto, vamos nos utilizar das aproximações analíticas que foram obtidas na segunda seção desse capítulo. A colaboração CDF do FERMILAB, estudando eventos com dissociação difrativa simples encontrou uma (fraca) dependência dos espectros de massas com a energia. Este fato pode ser expresso escrevendo-o na forma:

$$\frac{s}{\sigma_{SD}}\frac{d\sigma_{SD}}{dM_X^2} \propto \frac{1}{(M_X^2)^{1+\varepsilon}} \qquad (2.5.1),$$

onde ε é um parâmetro.

O valores de ε, necessários para os ajustes dos dados encontrados na referência [61], são $\varepsilon = 0.121 \pm 0.011$ ($\sqrt{s} = 546 GeV$) e $\varepsilon = 0.103 \pm 0.017$ ($\sqrt{s} = 1800 GeV$). Se levarmos em consideração as barras de erro anteriores, poderíamos dizer simplesmente que ε é constante, mas uma variação real deste parâmetro não está descartada. Caso confirmada, essa variação estaria indicando que a distribuição se torna levemente mais larga com a energia.

No IGM tudo é desde o começo dependente da energia e dN/dM_X^2 também deveria sê-lo. Analisando as aproximações analíticas 2.2.14, 2.2.15 e 2.2.16, vemos que a dependência em s é fatorizada em 2.2.15 e que a função $H(M_X^2)$ tem (praticamente) a mesma forma para qualquer energia, a diferença estando apenas num fator multiplicativo.

Nas figuras 2.5.1a e 2.5.1b, são mostrados os resultados do cálculo numérico de 2.2.7 e 2.2.8, para três diferentes energias em unidades arbitrárias.

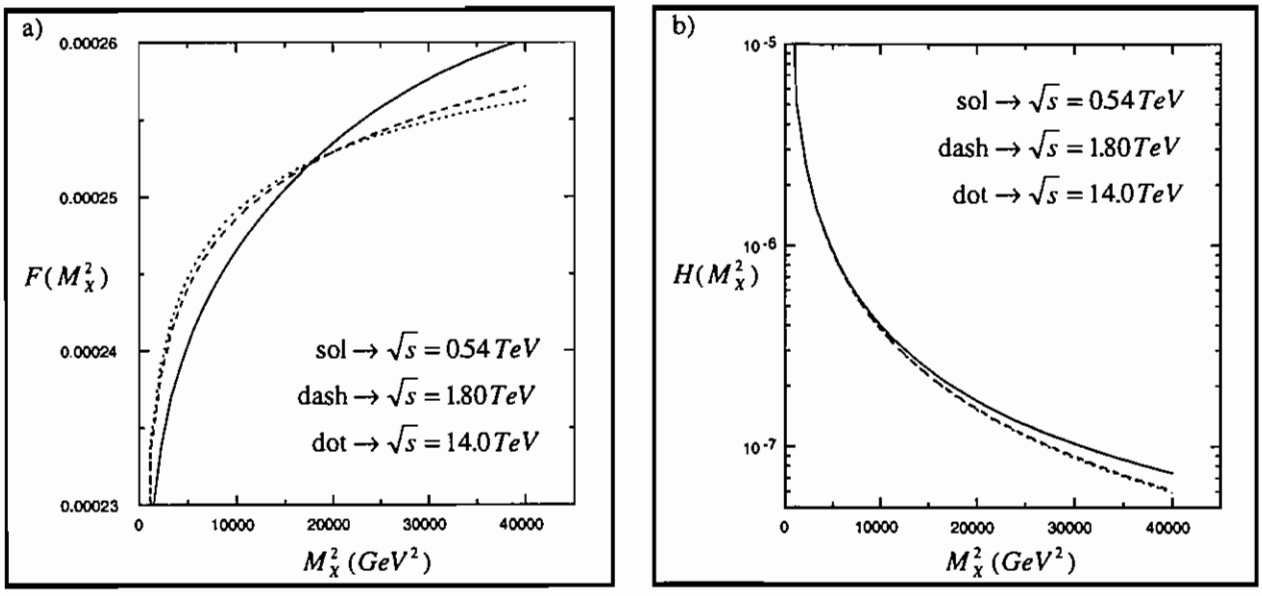


Figura 2.5.1: ***Comportamento das Funções F e H com a Energia***

Estes gráficos revelam que este comportamento, uma certa independência com a energia, é levemente violado. Na eq. 2.2.14 a dependência em s não é fatorizável e permanece contida nos momentos ou, o que é equivalente, na variável c. $F(M_X^2)$ é uma função larga com máximo determinado pelo momento $< y >$ que cresce com a energia, fazendo F "rodar" de tal forma que ela cresce para valores menores de M_X^2 e diminui para valores maiores de M_X^2. Quando a multiplicamos por H (que comporta-se essencialmente como $1/M_X^2$), o produto resultante decresce mais depressa com a energia.

O resultado do cálculo numérico da eq. 2.2.5 está mostrado na figura 2.5.2. Em 2.5.2a mostramos o comportamento do número de eventos (em unidades arbitrárias) para $\sqrt{s} = 23.5\,GeV$ (linha sólida), $\sqrt{s} = 44.6\,GeV$ (linha tracejada) e $\sqrt{s} = 62.4\,GeV$ (linha pontilha-

da). A figura 2.5.2b mostra esse mesmo comportamento para $\sqrt{s} = 0.54\,TeV$ (linha sólida), $\sqrt{s} = 0.90\,TeV$ (linha tracejada) e $\sqrt{s} = 1.80\,TeV$ (linha pontilhada). Finalmente a figura 2.5.2c mostra nossa previsão para o LHC ($\sqrt{s} = 14\,TeV$) (linha pontilhada) comparada com a curva do Tevatron (linha sólida). As curvas nas figuras 2.5.2a e 2.5.2b são as mesmas das figuras 2.3.1, 2.3.3 e 2.3.4.

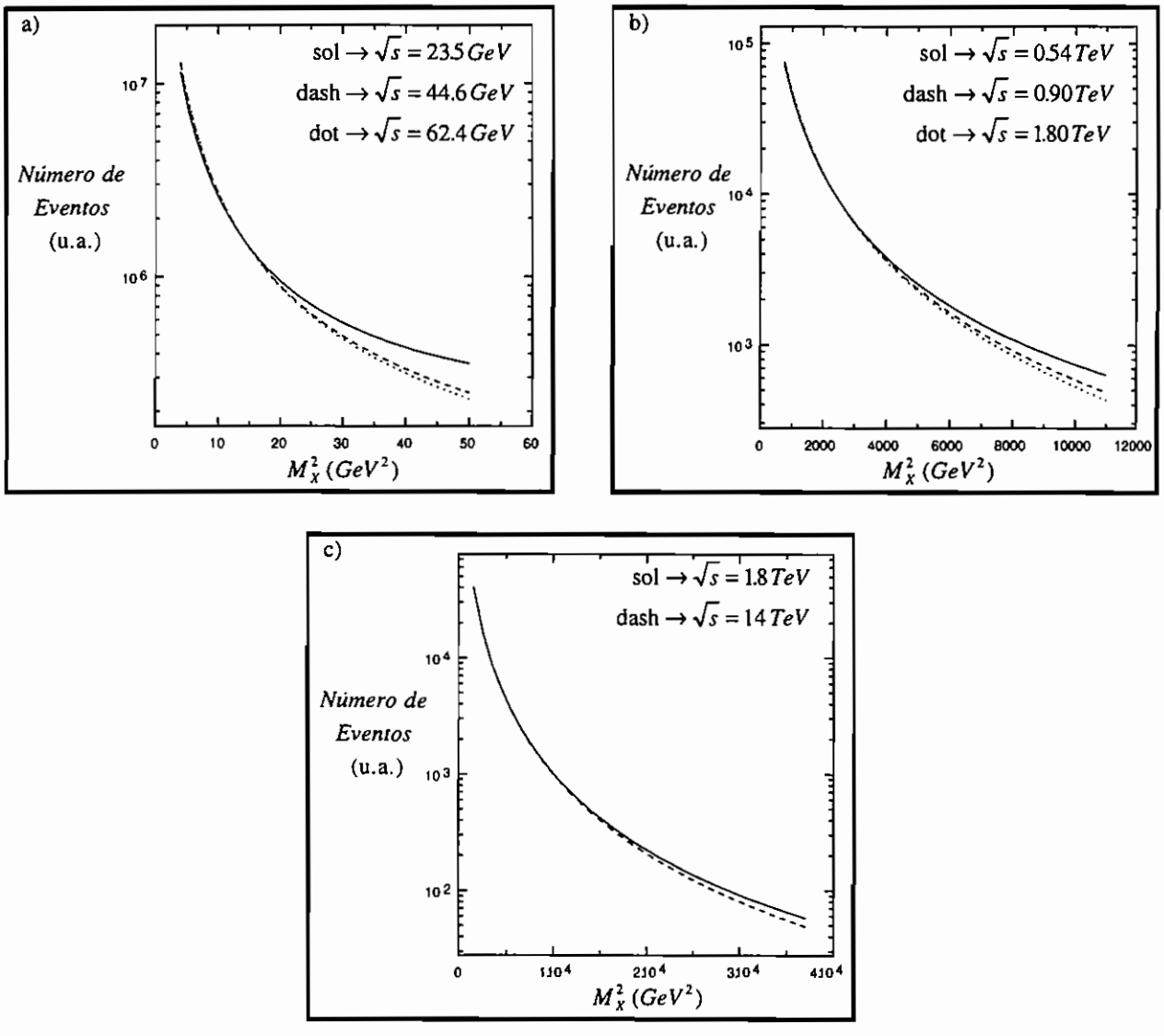


Figura 2.5.2: ***Comportamento de dN / dM_X^2 com a Energia***

É interessante constatar que o comportamento encontrado não está em contradição com os dados. Ou seja, eles podem acomodar a pequena dependência encontrada com a energia. Podemos observar um pequeno mas contínuo estreitamento nas curvas à medida em que a energia cresce. Este efeito significa que a massa difrativa tende a se tornar uma fração menor da energia disponível $\sqrt{s}$. Em outras palavras, a "inelasticidade difrativa" diminui com a energia e as "partículas dominantes difrativas" adquirem um espectro mais "duro" em x_F. No contexto do IGM isto significa que a energia total depositada está crescendo com $\sqrt{s}$ mas está sendo depositada fora da região do espaço de fase que nós estamos selecionando para os processos difrativos.

Uma medida da "inelasticidade difrativa" é a quantidade $\xi = M_X^2 / s$. Com uma mudança trivial de variável na eq. 2.2.5 nós podemos calcular seu valor médio $<\xi>$:

$$<\xi>(s) = \int_{\xi_{min}}^{\xi_{max}} d\xi\, \xi \frac{dN}{d\xi} \qquad (2.5.2),$$

onde ξ_{min} $(=1.5/s)$ e ξ_{max} $(=0.1)$ são os mesmos usados na ref. [61], para que possamos fazer algumas comparações.

Na figura 2.5.3 mostramos o comportamento de $<\xi>$ com a energia $\sqrt{s}$. Como pode ser visto, $<\xi>$ diminui com $\sqrt{s}$ não apenas porque ξ_{min} se torna menor mas também porque $dN/d\xi$ muda com a energia, caindo mais depressa. Este comportamento de $<\xi>$ está qualitativamente de acordo com o resultado obtido através de análises de dados de física de raios cósmicos [62]. Nessa figura vemos também a quantidade $<\xi^{\varepsilon}>$ ($\varepsilon = 0.08$ na linha tracejada e $\varepsilon = 0.112$ na linha pontilhada), que foi associada na ref. [61] com a dependência da seção de choque difrativa simples com a energia.

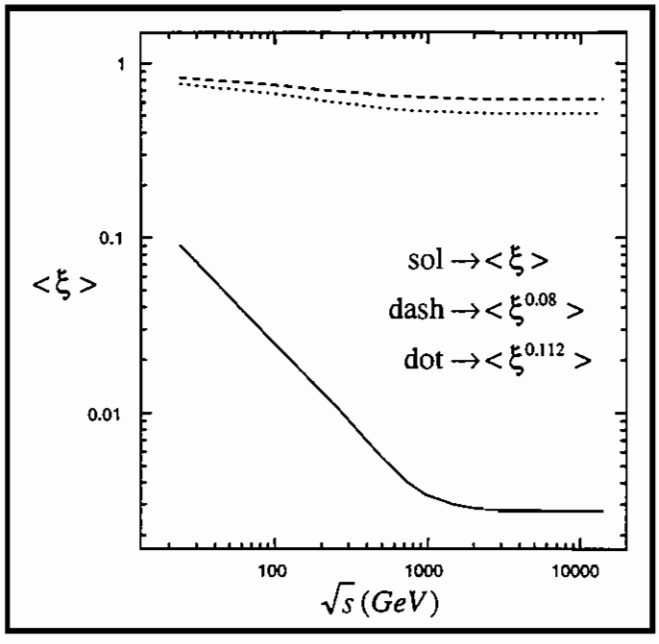


Figura 2.5.3: ***Comportamento de $<\xi>$ com a Energia***

O comportamento de dN/dM_X^2 é determinado pela função espectral w (eq. 1.3.9) e pelos seus momentos (eq. 2.2.4). Como $\hat{\sigma}_{gg}(s)$ e $G(x)$ são essencialmente os mesmos de antes, estando fixos, a única fonte de incerteza na dependência em s é a razão $p_{IP}^p/\sigma_{IPp}(s)$, que é o único parâmetro livre aqui utilizado. Todas as curvas foram obtidas com a escolha 2.2.10 feita para $\sigma_{IPp}(s)$ e com $p_{IP}^p \approx 0.05$ em 2.2.9. Nós verificamos que um crescimento mais forte de $\sigma_{IPp}(s)$ com s poderia reverter o resultado encontrado aqui, isto é, dN/dM_X^2 poderia se tornar mais larga com o aumento da energia. Estas parametrizações, fortemente dependentes de s não produzem, no entanto, uma descrição aceitável dos dados experimentais e foram por essa razão descartadas.

Considerando o que foi dito acima, poderíamos pensar em usar este modelo para extrair $\sigma_{IPp}(s)$ dos dados. Entretanto, como já foi dito, é a razão $p_{IP}^p/\sigma_{IPp}(s)$ que entra efetivamente

nos cálculos e é impossível separar p_{IP}^{p} de $\sigma_{IPp}(s)$. Neste sentido a quase independência de $\sigma_{IPp}(s)$ com a energia pode ser apenas a indicação de um crescimento também moderado de p_{IP}^{p} com s de forma que a razão $p_{IP}^{p} / \sigma_{IPp}(s)$ permanece sempre a mesma.

Até aqui podemos dizer que o IGM descreve bem as distribuições de massas invariantes M e M_X de sistemas de partículas formados em colisões hadrônicas não-difrativas e difrativas, respectivamente. As diferenças entre um caso e outro são de dois tipos: dinâmicas e cinemáticas. As primeiras se devem ao fato de termos que introduzir novas funções de distribuição e novas seções de choque, específicas do caso difrativo. A mudança de natureza cinemática contém a própria definição de evento difrativo. Ela é simplesmente um corte no espaço de fase que obriga um dos hadrons em colisão a perder pouquíssimo momento, tornando automaticamente rápido (com grande rapidez) o sistema de massa M_X (difrativo) formado a partir do outro hádron e criando assim o gap de rapidez típico dos eventos difrativos.

Fazemos previsões para os dois casos. Para os processos não-difrativos a nossa previsão é que a energias mais altas a inelasticidade aumente e o espectro de partícula dominante se torne mais "mole". Para os processos difrativos prevemos o comportamento oposto.

Como pode ser visto na figura 2.2.1, o IGM fornece uma descrição detalhada do cluster difrativo, separando de uma maneira natural o cluster gluônico central e o LJ que carrega os números quânticos presentes no cluster difrativo. Esta característica pode ser muito útil na física de raios cósmicos [63]. Na próxima seção estudaremos a produção de partícula dominante no IGM com a incorporação de sua componente difrativa.

2.6: Espectros de Partículas Dominantes

Em colisões hadrônicas a altas energias o espectro de momento das partículas emergentes, que possuem os mesmos números quânticos das partículas incidentes, também chamado de espectro de partícula dominante, foi medido há mais de uma década atrás [44, 64]. Como vimos no capítulo anterior, os novos dados sobre colisões píon-próton colhidos pela colaboração EHS/NA22 [46], nos quais os espectros de ambas partículas dominantes, o píon e o próton, foram determinados simultaneamente, puderam ser descritos satisfatoriamente bem pelo IGM. A análise desses dados (presumivelmente isentos de contaminação difrativa) pelo modelo, mostrou que a diferença entre o espectro do píon e do próton dominantes se deve a suas diferentes distribuições gluônicas.

Como dissemos anteriormente, as novas medidas de espectro de partículas dominantes têm renovado o interesse sobre o assunto e ter um bom entendimento a respeito dele é importante por várias razões. Estes espectros são "inputs" para cálculos de espectros de partícula dominante em colisões hádron-núcleo, que são ferramentas fundamentais na descrição de cascatas atmosféricas iniciadas por radiação cósmica [65].

Existem muitos novos projetos em física de raios cósmicos incluindo o "High Resolution Fly's Eye Project" [66], o "Telescope Array Project" [67] e o "Pierre Auger Project" [68], para os quais um conhecimento preciso do escoamento de energia (espectro de partícula dominante e distribuições de inelasticidade) em colisões a altas energias, seria muito útil.

Num cenário bastante distinto, em colisões de íons pesados a altas energias no RHIC, é muito importante saber onde os barions dominantes estão localizados no espaço dos momentos. Se o "stopping" for grande eles permanecerão na região central de rapidez e afetarão a dinâmica

nessa região, gerando, por exemplo, uma equação de estado rica em barions. Alternativamente, se eles popularem a região de fragmentação, a região central (provavelmente quente e densa) será dominada por graus de liberdade mesônicos. Como é sabido, o conhecimento da composição da matéria densa é fundamental para o estudo da formação do plasma de quarks e gluons (QGP) [69].

De forma geral, a construção de modelos para colisões $p-A$ ou $A-A$, requer o entendimento de processos hádron-hádron. Os espectros de partículas dominantes são também interessantes para o estudo de reações difrativas, que dominam a região de grandes x_F's. Uma vez que esses espectros são medidos em reações com baixo momento transferido e grandes valores de x_F, os processos envolvidos ocorrem no domínio da QCD não-perturbativa. Torna-se necessário então o uso de modelos "inspirados" na QCD sendo os mais populares os modelos de cordas, como FRITIOF, VENUS ou Quark Gluon String Model (QGSM). Cálculos de espectros de partículas dominantes envolvendo tais modelos podem ser encontrados nas referências [70,71].

No cenário do modelo a partons da QCD em colisões a altas energias, partículas dominantes originam-se de partons rápidos que emergem dos fragmentos da colisão. Há uma grande separação em rapidez entre partons rápidos e partons do mar. Partons rápidos interagem raramente com partons leves ao seu redor. A interação principal entre o hádron-projétil e o alvo é principalmente através da nuvem de partons. Um párton rápido ou uma configuração coerente de partons rápidos pode, portanto, penetrar essencialmente inalterada. Baseado nessas observações e visando o estudo de colisões $p-A$, os autores da ref. [71] propuseram um mecanismo para a produção de partícula dominante, no qual o espectro de partícula dominante é dado pela convolução da distribuição de momento do párton no hádron-projétil com sua correspondente função de fragmentação em um hádron final dominante. A produção de charme dominante em

espalhamento píon-núcleo não pode, no entanto, ser explicada apenas com base na QCD perturbativa e esse esquema de fragmentação independente, especialmente no que diz respeito à assimetria (que trataremos no capítulo 4) entre os mesons D^- e D^+.

Inúmeros modelos se ocuparam da descrição desses dados e a conclusão foi que a recombinação dos quarks de valência é necessária. Traduzida para a produção do píon ou o próton dominantes isso significa que o que acontece é, ao contrário, uma coalescência dos quarks de valência para formar a partícula dominante e não uma fragmentação independente de um quark ou diquark em um píon ou um próton. Um outro ponto é que a configuração coerente formada pelos quarks de valência pode atravessar o alvo mas, devido ao forte "stopping" das nuvens gluônicas, eles podem ser significativamente desacelerados. Essa correlação entre a deposição de energia central devida aos gluons e o espectro de partícula dominante será estudada no capítulo 4 através do IGM.

Nessa seção nós seguiremos as mesmas idéias gerais da ref. [71], porém com uma implementação diferente. Ao invés da fragmentação independente utilizaremos a recombinação dos quarks de valência e admitiremos que nesse processo, ao se desacelerarem, os quarks de valência se libertam de sua nuvem gluônica ("gluon stripping") dando origem à partícula dominante. Para isso utilizaremos o IGM com sua componente difrativa, já descrita anteriormente, uma vez que partículas dominantes podem também ser produzidas difrativamente. Iremos considerar as reações $p+p \to p+X$, $p+\pi^+ \to \pi^+ + X$ e $p+K^+ \to K^+ + X$.

A primeira delas foi considerada no primeiro capítulo. Os resultados do modelo, na região $x_L \geq 0.8$, estavam abaixo dos pontos experimentais porque ele não continha nenhuma componente difrativa. Podemos agora recalcular esse espectro com a componente difrativa propriamente incluída e compará-lo aos espectros dos mesons dominantes.

Na figura 2.6.1 mostramos os cenários não-difrativo e difrativos para a produção de p, π^+ ou K^+ dominantes no IGM.

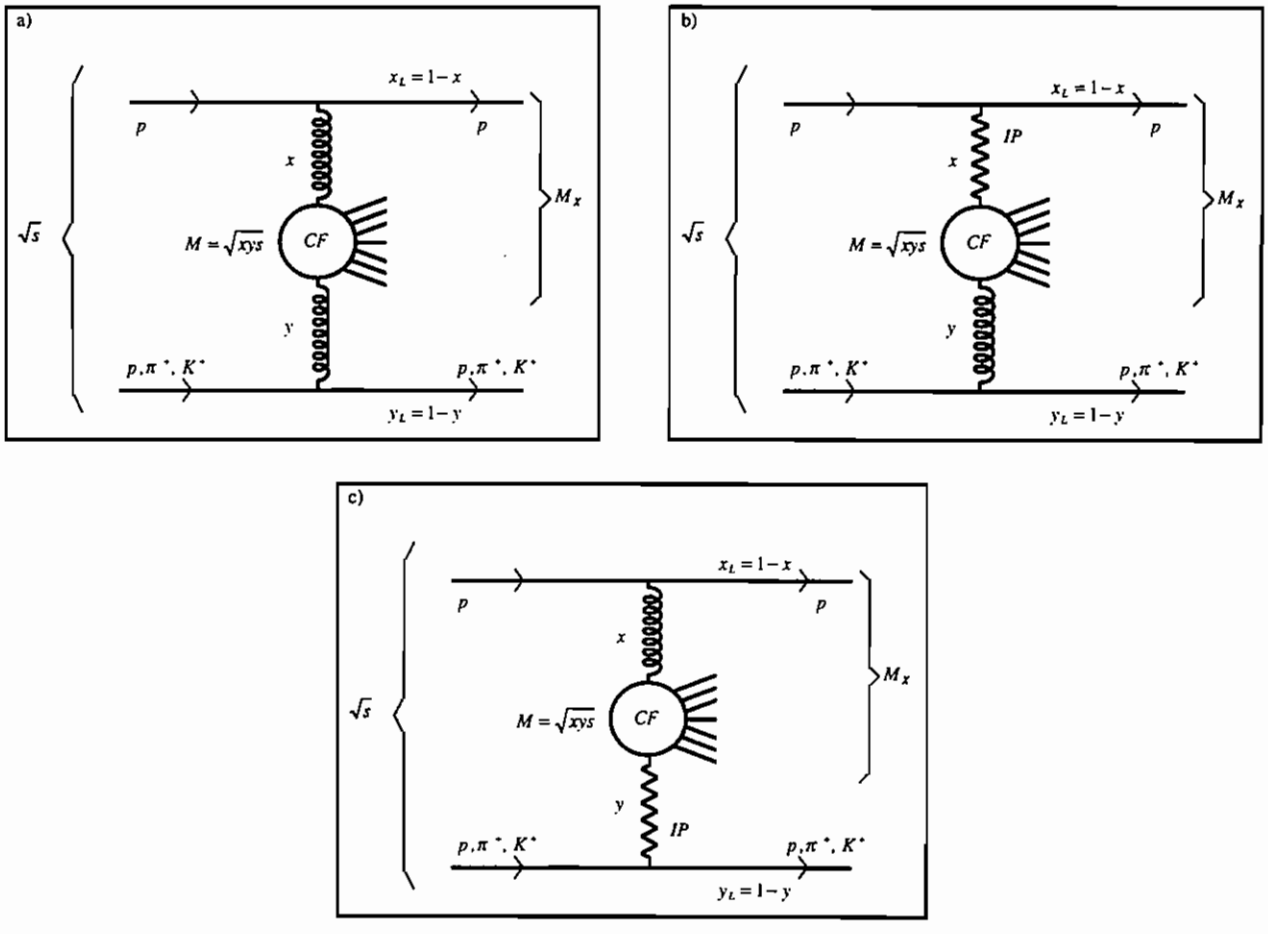


Figura 2.6.1: ***Produção de p, π^+ ou K^+ Dominantes no IGM***

Em 2.6.1a p, π^+ ou K^+ dominantes (perna inferior) são produzidos não-difrativamente. Como no primeiro capítulo, as partículas colidentes perdem frações x e y, formando partículas dominantes com momentos fracionários x_L $(=1-x)$ e y_L $(=1-y)$. Os processos difrativos são ilustrados nas figuras 2.6.1b e 2.6.1c, onde o Pomeron (como considerado nas seções anteriores) é emitido do alvo e do projétil, respectivamente. As probabilidades de formar o CF, com massa M

($=\sqrt{x\,y\,s}$), serão denotadas por $\chi^{nd}(x,y)$, figura 2.6.1a e $\chi_j^d(x,y)$ ($j=1,2$), figuras 2.6.1b e 2.6.1c respectivamente, para realçar a diferença entre os processos de tipo não-difrativo e difrativo. A função $\chi^{nd}(x,y)$ é dada por (ver equações 1.3.12 e 1.3.13):

$$\chi^{nd}(x,y)=\frac{\chi_0^{nd}}{2\pi\sqrt{D_{xy}}}exp\{\frac{-1}{2D_{xy}}[<y^2>(x-<x>)^2+<x^2>(y-<y>)^2+$$

$$-2<xy>(x-<x>)(y-<y>)]\} \qquad (2.6.1),$$

$$D_{xy}=<x^2><y^2>-<xy>^2 \quad ; \quad <x^n y^m>=\int_0^1 dx'\,x'^n\int_0^1 dy'\,y'^m\,w^{nd}(x',y') \qquad (2.6.2)$$

Como foi visto na seção 2.2, os processos de dissociação difrativa (DD) podem ser incluidos no IGM de uma forma bastante simples, bastando requerer que quando um dos hadrons colidentes emitir um Pomeron, ele perca somente uma fração muito pequena de energia-momento. Essa condição, imposta através de cortes nos momentos da função espectral w, permite-nos escrever $\chi_j^d(x,y)$ como:

$$\chi_j^d(x,y)=\frac{\chi_{0(j)}^d}{2\pi\sqrt{D_{xy}^{(j)}}}exp\{\frac{-1}{2D_{xy}^{(j)}}[<y_j^2>(x-<x_j>)^2+<x_j^2>(y-<y_j>)^2+$$

$$-2<x_j y_j>(x-<x_j>)(y-<y_j>)]\} \qquad (2.6.3),$$

$$D_{xy}^{(j)}=<x_j^2><y_j^2>-<x_j y_j>^2 \quad ; \quad <x_j^n y_j^m>=\int_0^{x_{max}^{(j)}} dx'\,x'^n\int_0^{y_{max}^{(j)}} dy'\,y'^m\,w^d(x',y') \qquad (2.6.4)$$

Na figura 2.6.1b, $j=1$ e, portanto, $x_{max}^{(1)}=x$ e $y_{max}^{(1)}=1$. Em 2.6.1c, $j=2$ e, portanto, $x_{max}^{(2)}=1$ e $y_{max}^{(2)}=y$. Com as funções $\chi^{nd}(x,y)$ e $\chi_j^d(x,y)$ nós podemos obter os correspondentes espectros de partículas dominantes por simples mudança de variáveis e por adição das distribuições resultantes com pesos próprios:

$$F_{LP}(y_L)=\int_0^1 dx\int_0^1 dy[(1-\lambda)\,\chi^{nd}(x,y)+\sum_{j=1,2}\lambda_j\chi_j^d(x,y)]\times$$

$$\times\delta[y_L-(1-y)]\theta[x\,y-\frac{m_0^2}{s}]\theta[y-\frac{(M_{LJ}+m_0)^2}{s}]$$

$$=(1-\lambda)\int_{x_{min}}^1 dx\,\chi^{nd}(x,y=1-y_L)+\sum_{j=1,2}\lambda_j\int_{x_{min}}^1 dx\,\chi_j^d(x,y=1-y_L) \qquad (2.6.5),$$

onde λ é a fração total dos eventos difrativos e λ_1 e λ_2, as frações de eventos difrativos quando um Pomeron é emitido da perna superior ou inferior (figuras 2.6.1b ou 2.6.1c, respectivamente). Elas satisfazem a condição $\lambda=\lambda_1+\lambda_2$.

O peso λ é essencialmente um novo parâmetro. Ele deveria ser da ordem da razão entre a seção de choque difrativa e a seção de choque inelástica total (incluindo processos DD), $\sigma_{tot}^{dif}/\sigma_{tot}^{inel}$. Ele pode, no entanto, diferir desta razão devido ao fato de que diferentes aceitações experimentais de eventos DD e eventos não-DD não são considerados aqui. Esse fato faz de λ um parâmetro livre do modelo.

Nas expressões acima M_{LJ} e m_0 denotam, respectivamente, a massa do cluster excitado na perna superior e a massa do mais leve CF produzido na reação. O valor de m_0 foi fixado no primeiro capítulo e embora não saibamos precisamente o valor de M_{LJ} assumiremos que seja da ordem da massa do próton. O limite inferior na integração em 2.6.5 é dado por:

$$x_{min}=Max[\frac{m_0^2}{(1-y_L)s};\frac{M_X^2}{s}] \quad ; \quad M_X=M_{LJ}+m_0 \qquad (2.6.6)$$

Nas equações 2.6.1 e 2.6.3, χ_0^{nd} e $\chi_{0(j)}^d$ são fatores de normalização apropriados que asseguram a normalização de $F_{LP}(y_L)$, ou seja:

$$\int_0^1 dy_L\,F_{LP}(y_L)=1 \qquad (2.6.7)$$

Separadamente, ambas componentes que entram no cálculo de $F_{LP}(y_L)$, são normalizadas à unidade. Esse procedimento é crucial em nosso caso no sentido de garantir a conservação de energia-momento total, que é a principal característica de qualquer implementação do IGM.

As funções espectrais w^{nd} e w^{d} nas equações de 2.6.1 e 2.6.3 são praticamente as mesmas encontradas no primeiro capítulo e na seção 2.2 (equações 1.3.9 e 2.24), tendo sido aqui simplesmente adaptadas aos processos mostrados na figura 2.6.1. Quanto aos seus ingredientes dinâmicos, as distribuições de gluons no próton, no píon e no káon têm as mesmas formas funcionais utilizadas anteriormente com $G^{p}(x)$ ou $G^{p}(y)$, dadas por 1.4.15 e $G^{\pi}(y)=G^{K}(y)$, dada pela parametrização da ref. [47].

Utilizaremos essa mesma forma funcional [47] para a distribuição de gluons no Pomeron quando ele é emitido pelo píon ou káon e admitiremos $G^{\pi}_{IP}(y)=G^{K}_{IP}(y)$. A distribuição de gluons no Pomeron quando ele é emitido pelo próton, $G^{p}_{IP}(y)$, é dada por 2.2.9. Como antes, nos processos não-difrativos, a fração de momento carregada pelos gluons nesses hadrons é $p^{h}=0.5$ e, nos processos difrativos, a fração de momento carregada pelos gluons no Pomeron, em relação ao momento destes hadrons é $p^{h}_{IP}\approx 0.05$ (ver equação 1.4.16).

Quanto às seções de choque que figuram nos denominadores da função espectral não-difrativa w^{nd}, como no primeiro capítulo iremos assumir $\sigma^{inel}_{\pi p}(s)=\sigma^{inel}_{\pi K}(s)\approx 2/3\sigma^{inel}_{pp}(s)$ (figura 2.6.1a), com $\sigma^{inel}_{pp}(s)$ igual a 80% de 1.4.15. Para o casos difrativos os denominadores de w^{d} serão assumidos como sendo $\sigma_{IP\pi}(s)=\sigma_{IPK}(s)\approx 2/3\sigma_{IPp}(s)$ (figura 2.6.1b) e $\sigma_{IPp}(s)$ (figura 2.6.1c), dada pela equação 2.2.10.

Na figura 2.6.2 nós apresentamos nossos espectros de protons (a), pions (b) e kaons (c) dominantes, respectivamente (novamente, a mudança $y_L \rightarrow x_L$ em 2.6.5 é feita nesses gráficos,

apenas para compatibilizar nossa notação com a maneira pela qual são apresentados os dados experimentais [44, 64]).

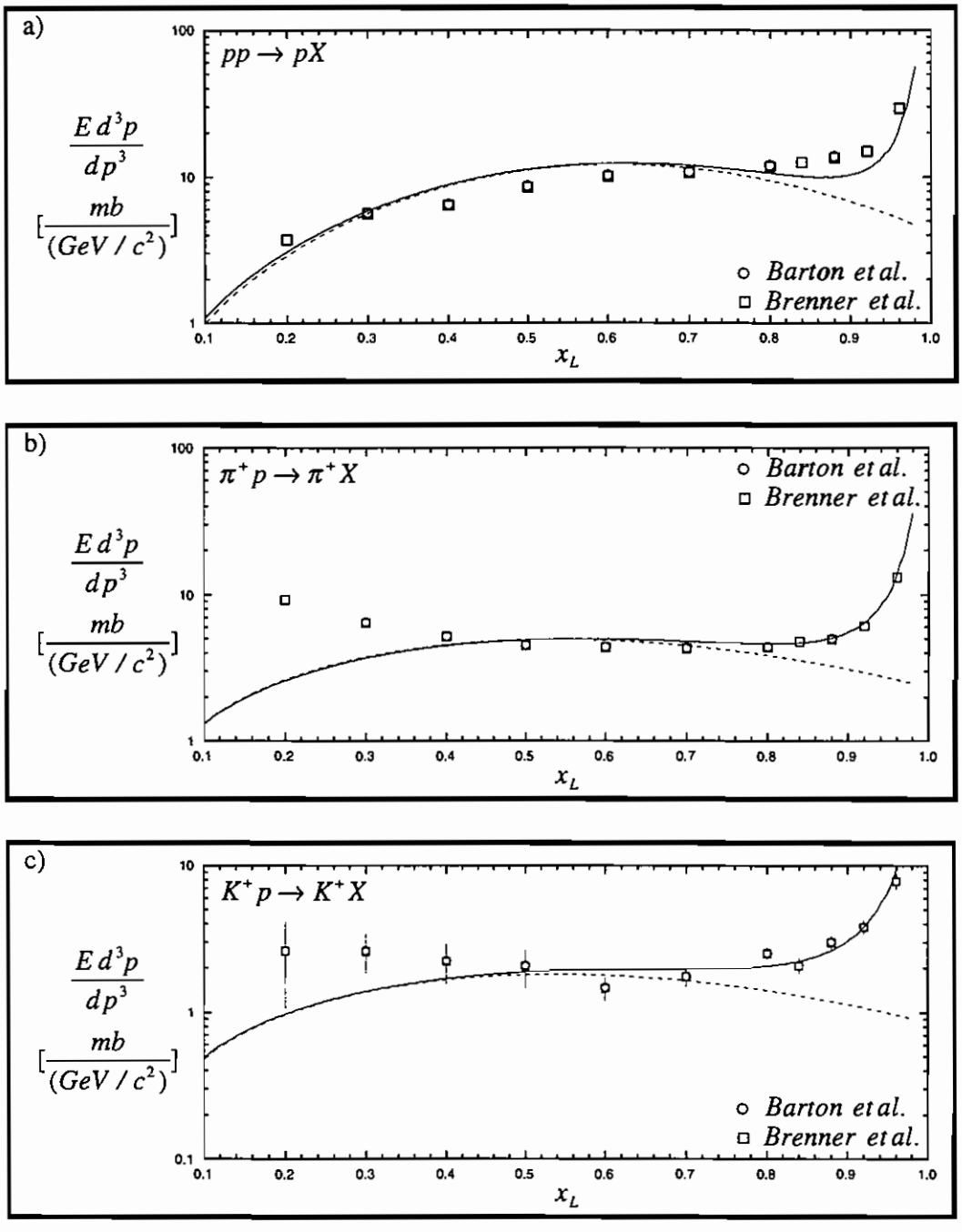


Figura 2.6.2: ***Espectros de Próton, Píon e Káon Dominantes***

As linhas tracejadas mostram a contribuição da produção não-difrativa e as linhas cheias o efeito da adição da componente difrativa. Todos os parâmetros foram fixados previamente sendo o peso λ o único a ser fixado de forma a serem descritos os dados experimentais.

Por simplicidade desprezaremos a contribuição do diagrama da figura 2.6.1b, porque ela fornece uma curva que é muito semelhante em aspecto à curva não-difrativa. Ao contrário, a emissão do Pomeron pelo projétil (p, π^+ ou K^+ na perna inferior do diagrama da figura 2.6.1c), produz o pico difrativo. Por esse motivo nós fazemos a escolha $\lambda_1 = 0$ e $\lambda_2 = \lambda = 0.3$ em todos os tipos de colisões. Como esperado, a inclusão da componente difrativa nivela consideravelmente a distribuição final da partícula dominante, trazendo-a para um bom acordo com os dados.

Em nosso modelo existe algum espaço para mudanças que tornariam nossa descrição dos dados de melhor qualidade. Nós poderíamos utilizar aqui, por exemplo, uma prescrição para a hadronização (como será feita no capítulo 4) dando-lhe um papel mais importante, como foi feito na ref. [71]. No entanto isso implicaria na perda da simplicidade e da transparência do cenário físico, que são as vantagens do IGM. Nós, portanto, preferimos manter a simplicidade e nos concentrar na interpretação de nossos resultados.

Primeiramente é interessante notar o razoável acordo entre nossa curva e os dados para protons dominantes (figura 2.6.2a) na região de pequenos x_L's. Os protons observados nessa região poderiam ter sido produzidos centralmente, isto é, eles poderiam ter vindo do CF. No entanto nos foi possível descrever esses dados sem a contribuição do CF. Isso sugere, como esperado, que todos os protons nesse intervalo de x_L, são dominantes, ou seja, eles vêm da recombinação dos quarks de valência.

Nas figuras 2.6.2b e 2.6.2c nós observamos um excesso em pequenos x_L's. Isso é assim porque pions e kaons são leves e podem ser mais facilmente criados a partir do mar (produzidos centralmente). Nossas distribuições vêm somente do LJ e, consequentemente, passam abaixo dos pontos experimentais. Um olhar atento para as três linhas tracejadas da figura 2.6.2 mostra que os espectros de pions e kaons dominantes são mais "moles" do que o de protons. Enquanto que para pions e kaons dominantes $< x_L > \approx 0.56$, para protons dominantes $< x_L > \approx 0.62$.

Como no primeiro capítulo, no IGM isso pode ser entendido a partir da análise dos momentos da função espectral w (equações 2.6.2 e 2.6.4), tanto em processos não-difrativos quanto nos difrativos. Uma vez mais as quantidades $< x >$ e $< y >$, para ambos processos, cumprem o papel de valores centrais das gaussianas $\chi^{nd}(x,y)$ e $\chi_j^d(x,y)$. Na figuras 2.6.3a e 2.6.3b mostramos o comportamento de $< x >$ e $< y >$ com x_L, o momento fracionário do próton, píon ou káon dominantes em ambos os tipos de processos. Para efeito de comparação, em I o próton dominante é produzido na colisão pp enquanto que em II, tanto o próton quanto o píon (ou o káon) dominantes são produzidos na colisão $p\pi$ (ou pK). Ao contrário da seção 1.4, aqui, consideramos que essas partículas dominantes não são produzidas simultaneamente em II.

É importante notar que, por causa dos cortes efetuados nas integrações na equação dos momentos da função espectral w^d (2.6.4), os momentos difrativos $< x^d >$ e $< y^d >$ dependerão de x_L $(= 1 - y)$. Para pequenos x_L's essas quantidades assumem valores constantes (ainda que diferentes) como no caso não-difrativo. Nessa região o efeito da mudança $G_{IP}^{p}(y) \rightarrow G_{IP}^{\pi,K}(y)$ na eq. 2.2.4, quando vamos da reação pp para $p\pi$ (pK), ainda que no geral se mantenha de acordo com o discutido na seção 1.4 acerca da "dureza" da distribuição de gluons no interior do píon (káon), aqui ele é suplantado pelo efeito desses cortes em w^d ($y' \leq y_{max}^{(2)} = y$), fazendo $< x^d >_{II}$

significativamente menor que $< x^d >_I$ e $< y^d >_{II}$ apenas ligeiramente maior que $< y^d >_I$, em contraste com o que acontece no caso não-difrativo.

Para grandes x_L's todos os momentos diminuem mas é importante notar que $< y^d >_{II} \cong < y^d >_I$.

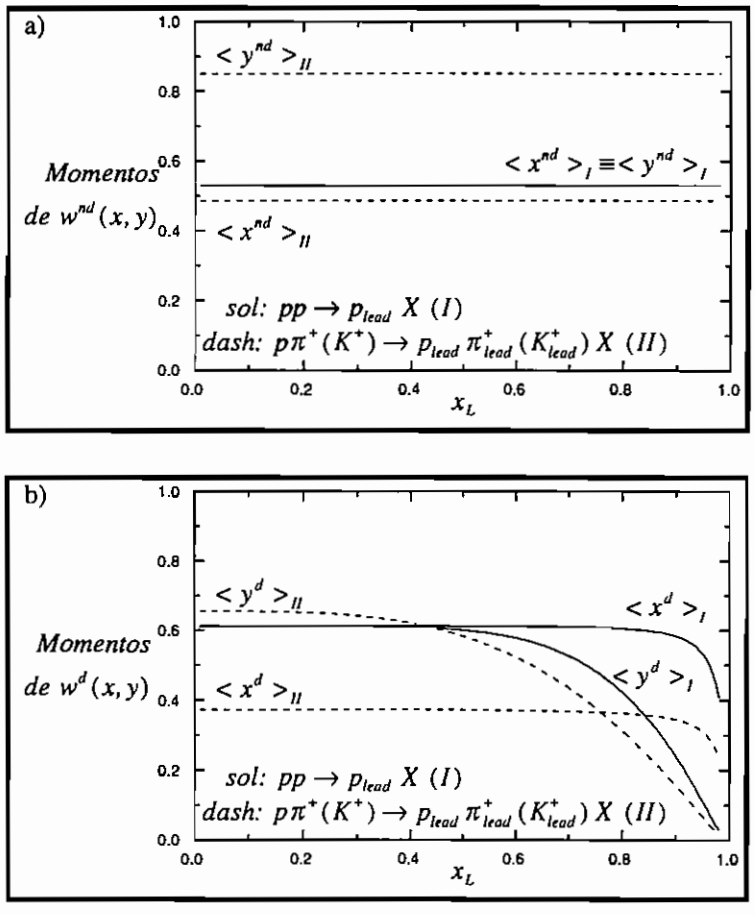


Figura 2.6.3: ***Momentos das Funções Espectrais*** w^{nd} ***e*** w^d

A razão para isto é que nos processos difrativos na figura 2.6.1.c, onde o Pomeron é emitido da "perna" inferior, nós cortamos a região de grandes y''s (eq. 2.6.4) e essa é precisamente a região onde o píon (ou o káon) e o próton diferem, uma vez que somente para

grandes y's as funções de distribuições $G_{IP}^{p}(y)$ $(\approx(1-y)^5/y)$ e $G_{IP}^{\pi,K}(y)$ $(\approx(1-y)^2/y)$ diferem de forma significativa.

Como visto nas seções anteriores, a introdução dos cortes acima mencionados reduz drasticamente a dependência das distribuições de massas difrativas com a energia ($\sqrt{s}$), conduzindo-as, em particular, ao comportamento aproximado $1/M_X^2$, para todos valores de $\sqrt{s}$, desde energias do ISR até energias do Tevatron. Aqui esses cortes produzem um outro tipo de "scaling", que pode ser chamado "scaling do projétil" ou "scaling universal do pico difrativo do projétil", que considera que para suficientemente grandes x_L's, o pico difrativo é o mesmo para todos os projéteis. As correspondentes funções $\chi_j^d(x,y)$ são as mesmas para protons e pions (ou kaons) nessa região e, como a seção de choque que aparece no denominador dos momentos de w^d é, nesse caso, a mesma para qualquer tipo de projétil, isto é, $\sigma_{IPp}(s)$, a única diferença que permanece entre elas, suas diferentes distribuições gluônicas, está nessa região suprimida. É importante notar que apesar dessa análise só ser verdadeira para o diagrama da figura 2.6.1c, é justamente nesse processo em que se verifica no IGM o aparecimento do pico difrativo para todos os projéteis.

Essa universalidade do pico difrativo pode ser considerada como uma predição do IGM. Como veremos no capítulo 5, sua existência também se dá em processos de fotoprodução. Experimentalmente isso pode ser difícil de se comprovar na medida em que um grande número de pontos na região de grandes x_L's dos espectros de partículas dominantes seriam necessários. No entanto os dados experimentais na figura 2.6.2 não confirmam nem refutam essa conjectura. O aspecto dos picos é bastante semelhante. A discrepância observada no espectro do próton é somente devida a nossa escolha da normalização das curvas difrativa e não-difrativa.

Capítulo 3

HADRONIZAÇÃO E PRODUÇÃO DE PARTÍCULAS

3.1: Estados Finais Hadrônicos

3.2: Hadronização do Central Fireball

3.3: Hadronização do Leading Jet

3.4: Distribuições de Pseudorapidez e Inelasticidades

3.1: Estados Finais Hadrônicos

Nos capítulos anteriores estudamos os observáveis ligados à energia, que não exigem boa identificação de partículas. No entanto, para testar melhor o mecanismo de reação do IGM e saber mais sobre a fase inicial das colisões hadrônicas a altas energias, é necessário ir além de medidas de calorimetria e estudar distribuições de momento de partículas específicas.

Do ponto de vista experimental essa tarefa não é um grande problema, já que existem muitas e boas maneiras de identificar partículas. Do ponto de vista teórico esta passagem de estados inicial e intermediário com partons para estados finais contendo hadrons, conhecida como hadronização (ou fragmentação), é um problema que já foi atacado de diversas maneiras mas que não tem solução definitiva.

A dificuldade está no fato de que até mesmo nos casos em que a parte inicial da reação é bem conhecida, como por exemplo na física de jatos de grandes energias, a hadronização é um fenômeno não-perturbativo, que envolve portanto baixos momentos transferidos e, por tratar-se de uma reação, não pode ser estudada através da QCD na rede, que é o formalismo mais confiável para estudar fenômenos não-perturbativos. O uso de modelos é então inevitável e dentre os mais populares estão os modelos de cordas e os modelos que usam funções de fragmentação. A hadronização é diferente para cada tipo de párton que hadroniza e varia também conforme a energia do párton.

A fragmentação de quarks bastante energéticos é relativamente bem conhecida fenomenologicamente através das funções de fragmentação. A situação é ainda melhor se os quarks forem pesados. O uso de QCD não-relativística (NRQCD) já permite hoje escrever funções de fragmentação a partir de primeiros princípios em termos de uns poucos parâmetros (elementos de

matriz universais) que descrevem a interação não-perturbativa. No caso de gluons a fragmentação é ainda bastante mal conhecida. No próximo capítulo discutiremos com mais detalhe o processo de fragmentação de quarks na produção de mesons pesados.

No IGM existem duas regiões bem definidas e distintas onde ocorre a hadronização: a região central, populada quase só por gluons e a região de fragmentação, onde encontramos quase somente quarks bem energéticos e uns poucos gluons. Estas diferenças sugerem mecanismos de hadronização distintos, os quais serão discutidos abaixo. Na figura 3.1.1 mostramos o cenário usual do IGM para uma colisão não-difrativa próton-próton.

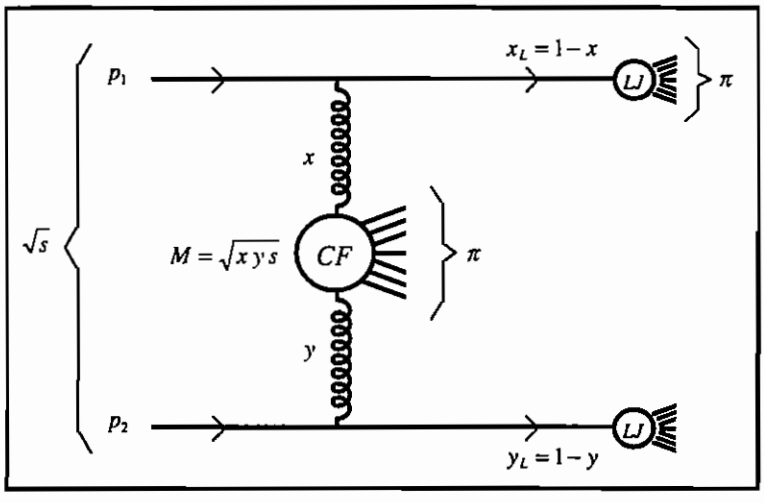


Figura 3.1.1: ***Produção de Pions no IGM***

As frações de momento x e y dos gluons, respectivamente do projétil e do alvo, são depositadas na região central formando o CF. Os LJ's, que contêm os quarks de valência de ambos e alguns poucos gluons, carregam respectivamente os momentos fracionários x_L $(=1-x)$ e y_L $(=1-y)$. Todos os três clusters excitados mostrados na figura 3.1.1 podem decair em hadrons (na maioria pions), no entanto, nesse capítulo consideraremos a produção de pions

provenientes do CF e de apenas um dos LJ's (o que carrega momento fracionário x_L), uma vez que estamos interessados aqui nas distribuições de pseudorapidez, em apenas um dos hemisférios.

A partir dessas distribuições poderemos calcular diretamente a inelasticidade K_{exp} (eq. 1.2.6) definida no primeiro capítulo, fazer extrapolações para energias acima das do Tevatron e comparar seu comportamento com o comportamento da inelasticidade K (eq. 1.2.5) previamente obtido.

3.2: Hadronização do Central Fireball

Como no IGM não usamos o conceito de corda teremos que parametrizar de outra forma o decaimento do CF em partículas finais. Ele é constituido quase que exclusivamente de gluons e, na falta de um entendimento maior sobre a fragmentação de gluons, vamos representá-la por uma descrição efetiva tomada dos modelos hidrodinâmicos.

Será preciso introduzir alguns parâmetros livres no problema. Apesar de desagradável, este exercício ainda vale a pena pois escolhendo parâmetros independentes da energia é possível ajustá-los a uma dada energia e fazer previsões para energias mais altas. O modelo conserva assim algum poder de previsão.

O CF tem massa M que é tipicamente da ordem de dezenas de GeV's e o número de partículas finais é relativamente grande. Nos casos tratados aqui ele é sempre maior do que dez e pode chegar a ser 50 em energias mais altas. Estas grandes multiplicidades sugerem que descrições estatísticas ou termodinâmicas sejam adequadas.

Adotaremos a solução aproximada de Landau [72, 73, 74] do modelo hidrodinâmico em uma dimensão, que fornece a distribuição de rapidez de um fluido a partir de sua massa para

descrever o processo de hadronização do CF. Para sistemas em equilíbrio térmico ela fornece uma descrição realista do movimento. Aqui, no entanto, não fazemos a hipótese de formação de equilíbrio térmico e a fórmula de Landau deve ser considerada apenas como uma fórmula empírica que descreve os dados experimentais de uma maneira econômica. Vamos então supor que o CF decai como uma bola de fogo que sofre expansão hidrodinâmica.

É importante notar que em nosso modelo, a massa desse cluster é uma função da energia da reação e dos momentos dos gluons que lhe dão origem ($M = \sqrt{x\,y\,s}$). A distribuição de rapidez das partículas produzidas por um determinado CF de massa M, é então dada por:

$$\frac{dn_M}{dy} = \frac{<n>_{ch}^{CF}}{\sqrt{\pi\, L_M}}\, exp[-\frac{1}{L_M}(y - y_M)^2] \qquad (3.2.1),$$

onde

$$<n>_{ch}^{CF} = a_0 + a_1\, ln(M) + a_2\, ln^2(M) \quad ; \quad L_M = a_3\,(M)^{a_4} \quad ; \quad Y = y_M = \frac{1}{2} ln(\frac{x}{y}) \qquad (3.2.2)$$

Na fórmula de Landau (eq. 3.2.1) $<n>_{ch}^{CF}$ representa a multiplicidade média das partículas carregadas produzidas na região central. Apesar dessa fórmula depender dos parâmetros a_0, a_1, a_2, a_3 e a_4, estes são independentes da energia e serão posteriormente fixados através de ajuste de dados.

Levando-se em conta todas as possíveis massas, a distribuição final de rapidez das partículas produzidas pelo CF, é então dada pela convolução:

$$\frac{dn_M^{CF}}{dy} = \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, \chi(x,y) \frac{dn_M}{dy}(x,y)\, \theta(x\,y - K_{min}^2) \qquad (3.2.3),$$

onde $\chi(x,y)$ é a probabilidade de formação do CF (eq. 1.3.12) e K_{min} é a inelasticidade mínima da reação (eq. 1.3.10).

3.3: Hadronização do Leading Jet

Como o LJ é composto basicamente por quarks rápidos nós podemos descrever sua hadronização através de funções de fragmentação [75]. Para levar estes cálculos adiante temos agora que especificar as distribuições de momento dos quarks de valência no LJ, sua massa (m_{LJ}) e a fração de momento (x_L) carregada pela partícula dominante que dele emerge.

A distribuição de momento dos quarks nesse cluster não é mais a distribuição inicial (conhecida das experiências de espalhamento inelástico profundo (DIS)), uma vez que o LJ já é um sistema resultante da interação pp. Iremos assumir que ela seja dada por uma gaussiana centrada em um terço de seu momento fracionário total x_L, e com uma certa largura Δ:

$$Q(x_i) = \frac{1}{\sqrt{\pi\Delta}} exp[-\frac{1}{\Delta}(x_i - \frac{x_L}{3})^2] \qquad (3.3.1),$$

onde x_i representa o momento do i-ésimo quark no LJ.

O momento longitudinal do LJ, é dado por:

$$p_{LJ} = \frac{\sqrt{s}}{2} x_L = \frac{\sqrt{s}}{2} \sum_{i=1}^{3} x_i \qquad (3.3.2)$$

A energia desse sistema, é dada por:

$$E_{LJ} = \sum_{i=1}^{3} [(\frac{\sqrt{s}}{2} x_i)^2 + Q_i^2 + k_{T_i}^2]^{1/2} \qquad (3.3.3),$$

onde Q_i e k_{T_i} representam, respectivamente, a virtualidade e o momento transversal do i-ésimo quark no LJ.

Se fizermos as aproximações:

$$Q_i << x_i \sqrt{s}/2 \text{ e } k_{T_i} << x_i \sqrt{s}/2 \qquad (3.3.4),$$

essa expressão pode ser reescrita como sendo:

$$E_{LJ}^2 \cong \frac{s}{4} x_L^2 \left[1 + \frac{4}{s x_L} \sum_{i=1}^{3} \frac{Q_i^2 + k_{T_i}^2}{x_i}\right] \qquad (3.3.5)$$

Logo a massa m_{LJ} do LJ, pode ser estimada pela expressão:

$$m_{LJ}^2 = E_{LJ}^2 - p_{LJ}^2 = x_L \sum_{i=1}^{3} \frac{Q_i^2 + k_{T_i}^2}{x_i} \qquad (3.3.6)$$

Da expressão acima vemos que m_{LJ} aumenta se o momento x_i de qualquer um dos i quarks de valência for pequeno em relação ao momento longitudinal (x_L) do LJ. A massa m_{LJ} também cresce se Q_i^2 for grande. Isto significaria que o párton i está "super-vestido" de gluons. Finalmente m_{LJ} será grande se pelo menos um dos quarks sofrer um espalhamento semi-hard com um gluon ou quark do outro hádron e adquirir assim momento transversal k_{T_i}.

Entre esses mecanismos de geração de massa e que estão contidos na eq. 3.3.6, apenas o último é realmente consistente com o nosso modelo e será o único considerado aqui. Como nem sempre os quarks no LJ sofrem interações semi-hard, a expressão final para m_{LJ} é dada por:

$$m_{LJ} = \frac{m^S \sigma^S + m^H \sigma^H}{\sigma^S + \sigma^H} \qquad (3.3.7),$$

onde σ^S e σ^H são as seções de choque párton-párton integradas no regime soft e semi-hard, respectivamente, ambas dependentes de $\sqrt{s}$ (equações 1.4.7 e 1.4.8). O fator m^H ($= \sqrt{3} p_{T_{min}}$) é a massa no caso em que os quarks sofrem espalhamento semi-hard (quando o momento transversal mínimo adquirido por um párton durante um espalhamento desse tipo é $p_{T_{min}} = 2.3 GeV$) e m^S ($= \sqrt{3} m_0 = \sqrt{3} \times 0.35 GeV$) é a massa quando ocorrem entre eles apenas interações soft entre esses partons).

Usando a massa do LJ e informações experimentais de processos e^+e^- [76], podemos estimar sua multiplicidade média de partículas carregadas:

$$< n >_{ch}^{LJ} = 2.18(m_{LJ})^{1/4} \tag{3.3.8}$$

Para completar o esquema de hadronização do LJ precisamos especificar a fração do momento por ele carregada, x_L e a fração do momento carregada pela partícula dominante que ele origina, x_{LP}. Algorítimos usados em física de raios cósmicos, como o de Gaisser e Stanev [13], sugerem que $x_{LP} = x_L / 2$. Como consequência, ao aplicarmos as equações 3.3.9 e 3.3.11 abaixo, para o estudo do decaimento do LJ em pions e análise dos dados da colaboração UA7 [37], teremos que substituir x_L por $x_L / 2$ no argumento da função delta e teremos também que subtrair a massa do bárion na equação 3.3.8: $m_{LJ} \rightarrow m_{LJ} - m_p$ ($m_p = 0.938 GeV$).

Segundo o esquema de fragmentação independente (que será visto em maior detalhe no capítulo subsequente), um quark com momento x_i se fragmenta em hadrons com momento x_h de acordo com as funções de fragmentação $D_q^h(z)$, com $z = x_h / x_i$. Dessa forma, a distribuição final de momento dos hadrons produzidos pelo LJ, normalizada à $< n >_{ch}^{LJ}$, será dada pela convolução:

$$\frac{dn^{LJ}}{dx_h} = < n >_{ch}^{LJ} \int_{x_h}^{1} dx_L \, f(x_L) \int \prod_{i=1}^{3} dx_i \, Q(x_i) \, D_q^h(\frac{x_h}{x_i}) \, \delta(x_L - \sum_{i=1}^{3} x_i) \tag{3.3.9},$$

onde $f(x_L)$ é a distribuição de momento do LJ (dada pela eq. 1.4.13) e $Q(x_i)$ é a distribuição de momento dos quarks em seu interior (dada pela eq. 3.3.1).

Através de simples mudança de variáveis e fazendo uso, da relação: $x_h = [2\mu \, sinh \, \mathrm{y}] / \sqrt{s}$, onde y, μ $(= (< p_T >^2 + m_h^2)^{1/2})$, m_h e $< p_T >$ são respectivamente a rapidez, a massa transversal, a massa e o momento transversal médio do hadrons produzidos, da expressão acima nós podemos obter a distribuição de rapidez devida à hadronização do LJ. Como $< p_T >$ é uma

função da rapidez, utilizaremos para nossos cálculos, a seguinte fórmula da colaboração UA7 [37]:

$$< p_T >=< p_{T_0} >\{1-exp[a(\mathrm{y}_{beam}-\mathrm{y}-\mathrm{y}_0)^b]\} \qquad (3.3.10),$$

com $< p_{T_0} > = 0.35GeV$, $\mathrm{y}_{beam} = ln(\sqrt{s}/m_p)$, $\mathrm{y}_0 = 1.7$, $a = -0.21$, $b = 2.0$ e $m_p = 0.938GeV$.

A distribuição final de rapidez das partículas produzidas pelo LJ, é então dada por

$$\frac{dn^{LJ}}{d\mathrm{y}} = \frac{dn^{LJ}}{dx_h}\frac{dx_h}{d\mathrm{y}} \qquad (3.3.11)$$

Por simplicidade assumiremos que a forma funcional das funções de fragmentação para pions neutros e carregados é a mesma uma vez que estamos interessados principalmente no comportamento das distribuições de rapidez com a energia e, de acordo com a ref. [75], temos que $D_u^h(z) = D_d^h(z) = D_{\bar{u}}^h(z) = D_{\bar{d}}^h(z) = D_u^{\pi^0}(z)$, sendo esta última dada por:

$$D_u^{\pi^0}(z) = \beta[\frac{1}{2}+\beta(\frac{1}{z}-1)](d+1)(1-z)^d \qquad (3.3.12),$$

com $\beta = 0.4$ e $d = 2$.

A função de fragmentação $D_q^h(z)$ diverge como $1/z$ em $z \to 0$ (ou quando $x_h \to 0$), trazendo problemas para o cálculo das distribuições de momento. Uma maneira de contorná-los é regularizando-a por intermédio da seguinte troca: $1/z = x_i/x_h \to x_i/\sqrt{x_h^2+x_0^2}$, onde x_0 é o momento fracionário do mais leve hádron produzido, $x_0 \approx m_0/\sqrt{s}$.

Na próxima seção determinaremos as distribuições de pseudorapidez totais das partículas produzidas por CF e por LJ e a inelasticidade K_{exp} (eq. 1.2.6). Compararemos nossos resultados com os dados experimentais de várias colaborações e discutiremos o comportamento dessas distribuições com a energia.

3.4: Distribuições de Pseudorapidez e Inelasticidades

Utilizando as equações 3.2.3 e 3.3.11, nós escrevemos a distribuição total de rapidez das partículas produzidas por CF e por LJ como sendo:

$$\frac{dn}{dy} = \frac{dn^{CF}}{dy} + \frac{dn^{LJ}}{dy} \tag{3.4.1}$$

Fazendo uso da relação $p_T \, sinh\eta = \mu \, sinh\, y$, a distribuição total de pseudorapidez é então obtida da equação acima por uma simples mudança de variáveis:

$$\frac{dn}{d\eta} = \frac{dn}{dy}(\eta)\frac{dy}{d\eta}(\eta) = \frac{dn}{dy}(\eta)\frac{< p_T >}{\mu}\frac{cosh\eta}{cosh\, y(\eta)} \tag{3.4.2}$$

Na figura 3.4.1 mostramos distribuições de pseudorapidez calculadas com a equação 3.4.1 e as comparamos com os dados das colaborações UA5 em diferentes energias [38] e CDF [51] em $\sqrt{s} = 1800\, GeV$.

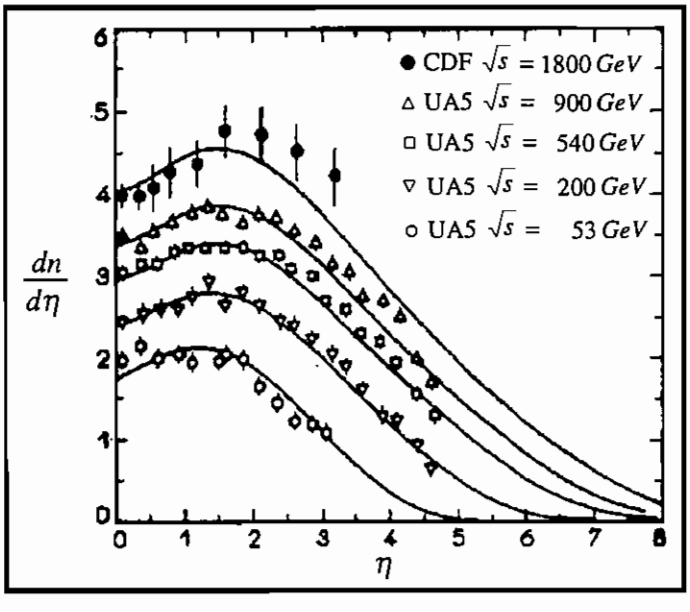


Figura 3.4.1: ***Distribuições de Pseudorapidez de Pions Carregados***

Os parâmetros usados nesses cálculos são $a_0 = 3.77$, $a_1 = -1.91$, $a_2 = 4.13$, $a_3 = 7.00$ e $a_4 = 0.38$, com Δ, que aparece em 3.3.1 tomado como sendo 1.0. Como pode ser visto, o acordo é bastante razoável.

A figura 3.4.2 mostra uma comparação entre nossos cálculos e os dados da colaboração UA7 para π^0's rápidos. Novamente um razoável acordo é encontrado.

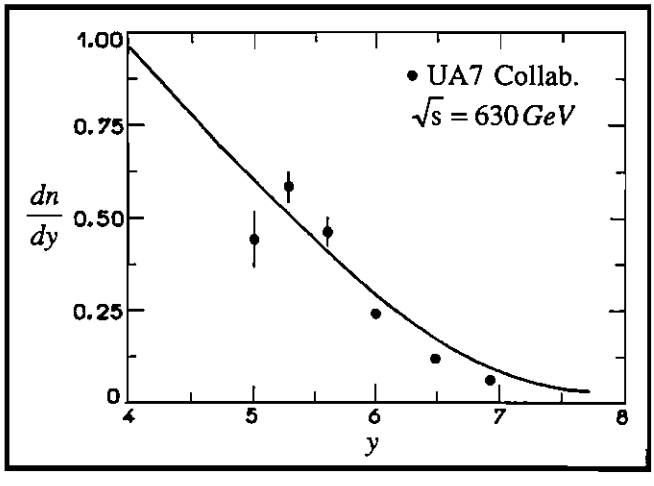


Figura 3.4.2: ***Distribuição de Rapidez de Pions Neutros***

A figura 3.4.3 mostra as contribuições relativas das regiões central (CF) e de fragmentação (LJ) separadamente bem como a soma destas para duas diferentes energias. Nós primeiramente notamos que a região central dá uma significativa contribuição para a cauda da distribuição total em grande rapidez e também que a região de fragmentação dá alguma contribuição não desprezível para a parte de pequena rapidez da distribuição total. Nós também observamos que com o aumento da energia a contribuição proveniente do C. F. torna-se mais importante. Isso é assim porque a multiplicidade vinda da região de fragmentação (que determina a normalização de dn^{LJ} / dy) depende de m_{LJ}, que cresce muito lentamente com a energia.

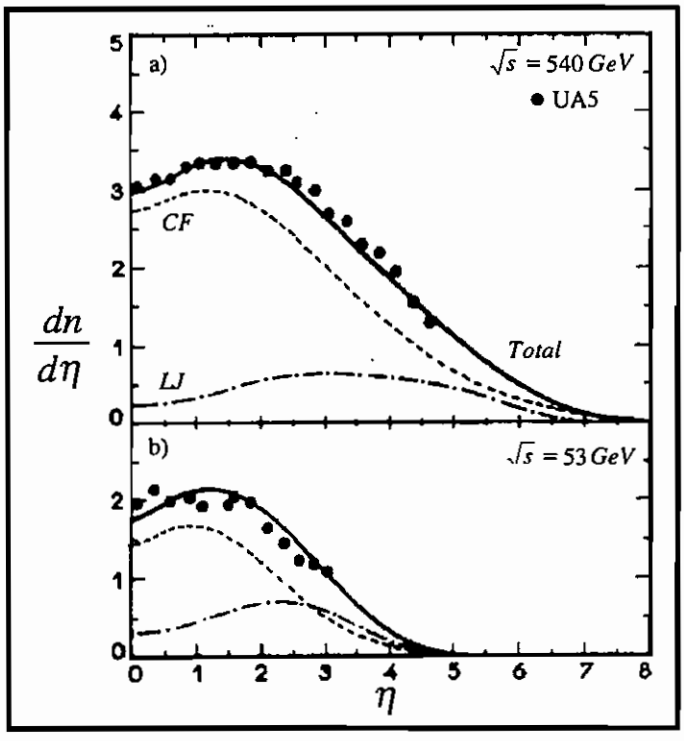


Figura 3.4.3: ***Contribuições Relativas da Distribuição de Pseudorapidez***

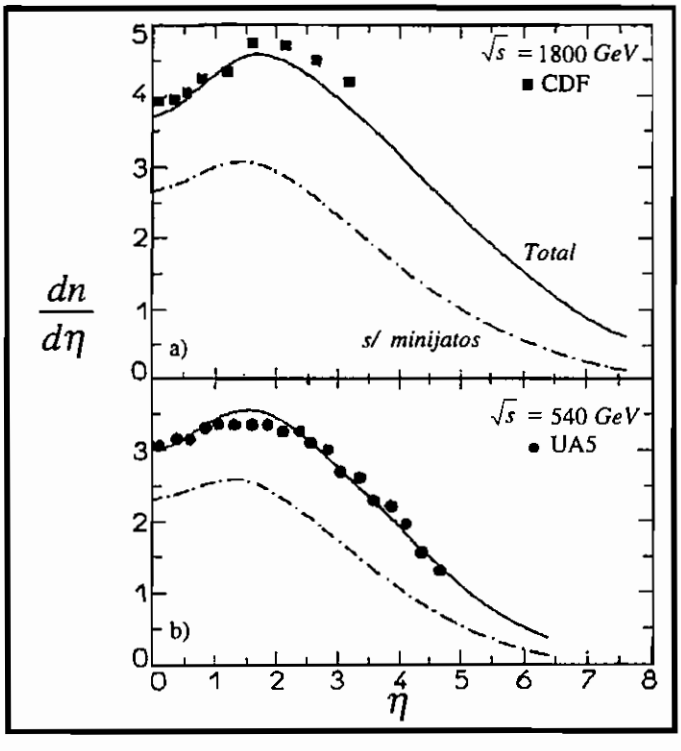


Figura 3.4.4: ***Contribuições Relativas da Distribuição de Pseudorapidez***

Na figura 3.4.4 mostramos a distribuição de pseudorapidez para duas energias diferentes. Mostramos também o aspecto destas curvas quando desligamos a componente dos minijatos.

A figura 3.4.5 mostra a multiplicidade total média carregada e a figura 3.4.6 a densidade central de pseudorapidez das partículas produzidas, ambas como função da energia da reação ($\sqrt{s}$). São também mostradas as contribuições relativas das regiões central (CF) e de fragmentação (LJ) e os correspondentes dados experimentais.

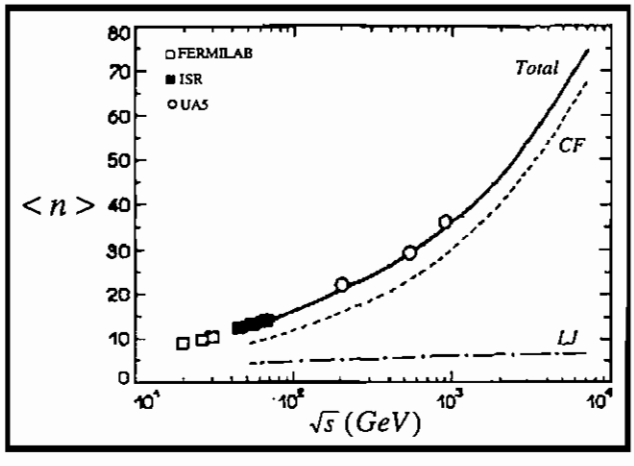


Figura 3.4.5: ***Multiplicidade Média Carregada***

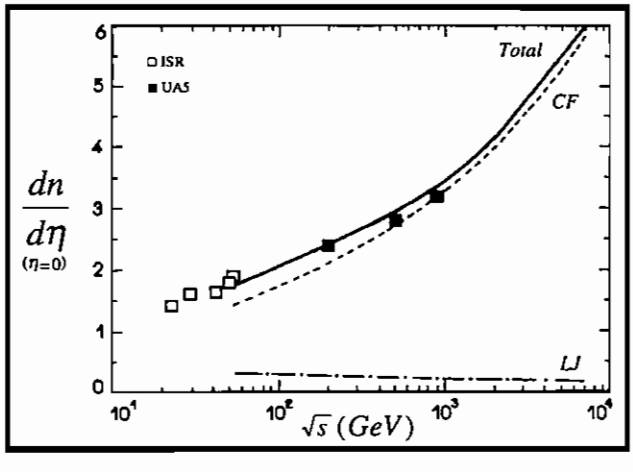


Figura 3.4.6: ***Densidade Central de Pseudorapidez***

Como antes nós encontramos um bom acordo com os dados e o aumento da importância da contribuição proveniente da região central. A título de comparação com outros modelos baseados em dinâmicas soft e semi-hard, mostramos nossos resultados para a multiplicidade (figura 3.4.7) e densidade central de rapidez (figura 3.4.8) com os resultados de HIJING [13, 14] para as mesmas quantidades. Ambos modelos descrevem os dados mas diferem significativamente quando a contribuição semi-hard (minijatos) é desligada.

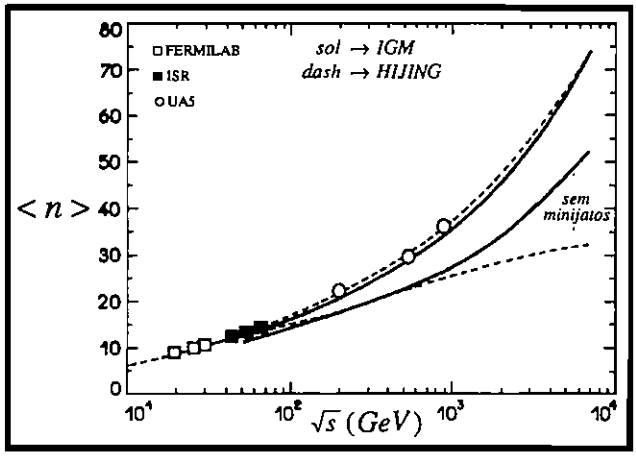


Figura 3.4.7: ***Multiplicidade Média Carregada***

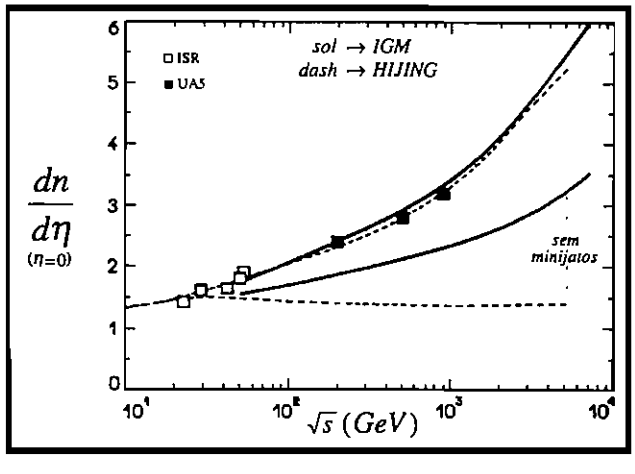


Figura 3.4.8: ***Densidade Central de Pseudorapidez***

Enquanto que em HIJING, a violação do scaling de Feynman (FS) na região central (o crescimento de $dn/d\eta\,|_{\eta=0}$ com $\sqrt{s}$), é inteiramente devida aos minijatos, no IGM esse comportamento é parcialmente devido às interações soft, existindo uma diferença apenas quantitativa quando minijatos são incluídos.

Como apontado na ref. [38], quando todas distribuições de pseudorapidez da colaboração UA5 são plotadas no sistema do feixe, isto é, como uma função de $\eta - y_{beam}$ (onde $y_{beam} = ln(\sqrt{s}/m_p)$, $m_p = 0.938\,GeV$), nós observamos que todas as caudas dessas curvas praticamente coincidem. Isso significa que as caudas das distribuições de pseudorapidez têm todas o mesmo aspecto e são independentes da energia. Uma evidência adicional para o scaling de Feynman na região "para frente" pode ser encontrada nas análises da colaboração UA7.

Da análise que fizemos acima concluímos que nosso modelo é consistente com todos os dados de distribuições de rapidez e ambos, teoria e experiência, são aproximadamente consistentes com o scaling de Feynman em grandes rapidez.

Vamos agora considerar K_{exp}. Com as distribuições de pseudorapidez dadas pela eq. 3.3.11, nós podemos imediatamente calcular K_{exp} utilizando a definição 1.2.6. Como a grande maioria das partículas carregadas são pions, a soma na eq. 1.2.6 pode ser substituída pelo fator 3/2 para levar em conta pions neutros.

Na figura 3.4.9 apresentamos $< K_{exp} >$ em linhas cheias e $< K >$ em linhas tracejadas (já mostrado na figura 1.4.6) como função de $\sqrt{s}$. As curvas inferiores mostram os resultados quando os minijatos são desligados e somente têm lugar interações soft. As curvas superiores mostram o efeito da inclusão dos minijatos. Na figura 3.4.9a a energia vai até $2\,TeV$ e na figura 3.4.9b até $100\,TeV$.

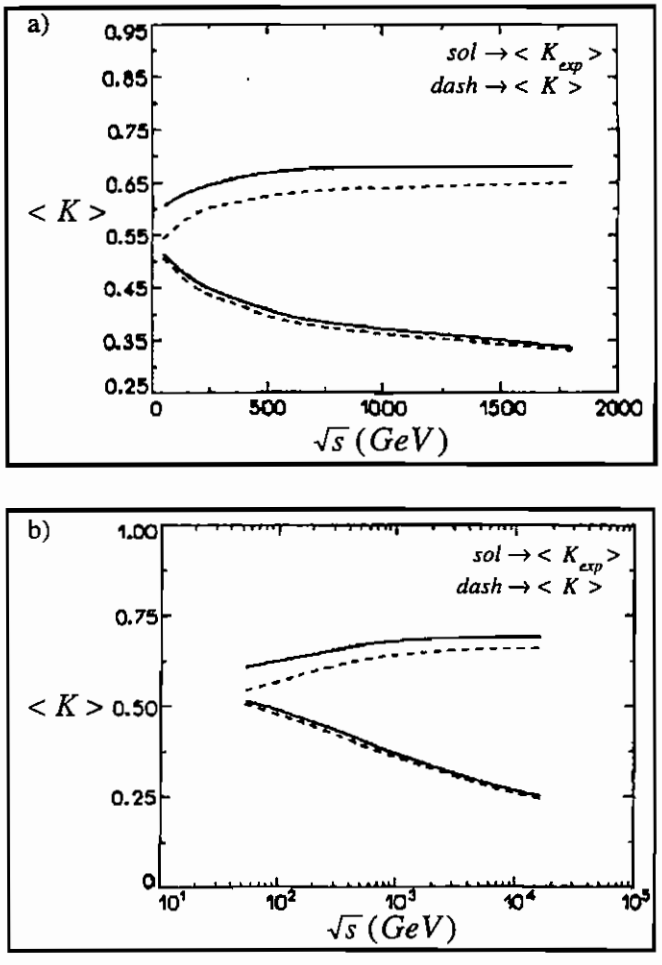


Figura 3.4.9: ***Comportamento da Inelasticidade Média com a Energia***

É importante notar que, nossa definição de K inclui por construção a conservação de energia, isto é, $K \leq 1$ (ver eq. 1.2.5). No cálculo de K_{exp}, no entanto, a conservação de energia não é automática. Por isso, o valor de K_{exp} depende do modelo de hadronização e da escolha dos parâmetros a_0, a_1, a_2, a_3 e a_4 que foram fixados através do ajuste das distribuições de rapidez experimentalmente medidas.

Esses dados, embora bastante seletivos, não eliminam completamente a ambiguidade na determinação dos parâmetros. Portanto é possível obter vários "fits" de mesma qualidade com

diferentes conjuntos de parâmetros, no entanto com a restrição adicional na escolha dos a_i's, de tal modo que $K_{exp} \leq 1$ para valores assintóticos da energia $\sqrt{s}$.

Com a escolha dos parâmetros acima, a curva da inelasticidade K_{exp} tende a um "plateau" entre 2 e $20 TeV$. Nós verificamos que com outras escolhas da fração de momento do leading jet (aqui tomado como a partícula dominante), ou seja, com $x_{LP} = 0.1 x_L$, $0.5 x_L$ ou $0.9 x_L$, ainda podemos descrever os dados de distribuição de pseudorapidez e obter, qualitativamente, o mesmo resultado no que diz respeito à dependência de nossas inelasticidades com a energia.

Nosso modelo de hadronização é muito simples. Melhorias nesse modelo ou o uso de outro esquema de hadronização conduziriam a mudanças quantitativas em K_{exp}. Nós acreditamos que o procedimento de hadronização utilizado aqui não é nem o melhor nem o mais detalhado, mas ele conduz a um resultado razoável e não-exótico e portanto ele pode ser visto como representativo dos bons e complicados modelos. Além disso, apesar de usarmos vários parâmetros e hipóteses, tomamos o cuidado de não introduzir nenhuma dependência nova em $\sqrt{s}$. Assim, apesar de todo o "trabalho de cozinha" ainda estamos testando alguma coisa.

Tendo em mente as limitações de nossos cálculos e não se apegando a números precisos, uma clara conclusão emerge da figura 3.4.9: *minijatos conduzem a inelasticidades crescentes com a energia e o processo de hadronização não altera essa tendência.*

Na próxima seção estudaremos a produção de mesons pesados no IGM e veremos as implicações de uma inelasticidade crescente com a energia, na chamada "assimetria" de mesons carregados. Utilizaremos também um outro cenário, de fragmentação pura, onde os quarks leves presentes no projétil, ao se fragmentarem em mesons pesados, determinam o comportamento dessa assimetria e o compararemos com os resultados obtidos com o IGM.

Capítulo 4

PRODUÇÃO DE MESONS PESADOS

4.1: Produção de Charme

4.2: Produção de Mesons Pesados no IGM

4.2.1: Distribuições de Momento de Mesons Charmosos

4.2.2: Assimetria entre Mesons Pesados

4.2.3: Dependência da Assimetria com a Energia

4.2.4: Produção de Beleza

4.3: Produção de Mesons Pesados no Cenário de Fragmentação Pura

4.3.1: Fragmentação de Quarks Leves

4.3.2: Assimetria entre Mesons Pesados

4.1: Produção de Charme

No início dos anos oitenta e, em certa medida até hoje, havia esperança em se entender a produção de charme exclusivamente em termos da QCD perturbativa. Apesar de todas as incertezas na definição da escala ela é, em qualquer caso, da ordem de alguns GeV 's e portanto a constante de acoplamento $\alpha_S(Q^2)$ é menor do que um. À medida em que mais e melhores dados surgiram, ficou claro que a QCD perturbativa por si só não é suficiente para descrever os dados de seções de choque diferenciais. Correções de ordem mais alta ("next-to-leading-order", ou NLO) melhoram o acordo entre teoria e experiência mas não resolvem o problema [77].

A maior dificuldade está em explicar o excesso de partículas com grande x de Feynman (x_F). Além disso, foi observado o efeito de partícula dominante, ou seja, os mesons charmosos que carregam um dos quarks de valência do projétil são mais rápidos e mais abundantes do que os que não contêm nenhum quark de valência do mesmo tipo dos encontrados no projétil. Isto é bastante difícil de explicar apenas com base no mecanismo de fusão de partons e é considerado como uma evidência a favor de um mecanismo de produção não-perturbativo.

Vários experimentos (E769 [78], E791 [79], WA82 [80], WA89 [81], WA92 [82]) têm apresentado uma diferença significativa entre a dependência em x_F dos mesons charmosos dominantes e não-dominantes. Não foi possível explicar estes resultados com a QCD perturbativa usual [83, 84] nem com o modelo de fragmentação de cordas contido no gerador de eventos PYTHIA [85, 86] e alguns mecanismos de produção alternativos têm sido sugeridos. Destaca-se entre eles o modelo do charme intrínseco (ICM) [87, 88] pelo razoável sucesso na descrição dos dados experimentais.

Já há mais de dez anos, Brodsky e colaboradores sugeriram que a função de onda do hádron já contém uma componente charmosa antes de sofrer a colisão com o outro hádron. Esta componente é originada em interações de "twist" mais alto no interior do hádron. Os pares de quarks charmosos "intrínsecos", produzidos desta maneira, são diferentes dos pares usuais do mar. A diferença crucial entre eles é que o charme intrínseco é parte do sistema de valência e é portanto muito rápido em oposição ao charme do mar, que é lento. Nos últimos anos, esta componente intrínseca foi adicionada aos algorítmos de QCD perturbativa de uma maneira quantitativa e sistemática [89, 90, 91]. Como resultado uma descrição muito boa dos dados foi obtida.

A chave para a obtenção deste bom acordo está na normalização da componente intrínseca, σ_{ic}, da seção de choque inelástica total $hN \rightarrow (c-\bar{c})X$. A quantidade σ_{ic} está relacionada com a probabilidade de se observar a componente de charme intrínseco do hádron h, P_{ic} [89]. É muito difícil calcular esta quantidade a partir de primeiros princípios. Análises fenomenológicas [92] indicam que ela deva ser menor do que 1%. $P_{ic} = 0.3\,\%$ parece ser o valor mais apropriado para descrever os novos dados de produção de charme [91]. Uma questão importante passa a ser então se este 1% de charme intrínseco pode ser corroborado por algum cálculo teórico. Na ref. [93] um cálculo deste tipo foi feito, usando o MIT bag model como base. A conclusão foi que a probabilidade de se encontrar o núcleon na configuração $|uudc\bar{c}>$ é de 1 ou 2%, em bom acordo com a estimativa fenomenológica.

Nos cálculos com o modelo de charme intrínseco, um ingrediente essencial, além de P_{ic}, é o mecanismo de recombinação de quarks que liga os quarks charmosos intrínsecos e os quarks de valência do projétil. Além desta componente intrínseca (rápida) existe a outra (lenta) que é dada pela fusão de partons descrita pela QCD perturbativa e que produz partículas finais na região central de rapidez e pequenos momentos x_F's.

O ICM é assim um modelo de duas componentes no qual a componente central (fusão de partons) e a componente de fragmentação (contendo o charme intrínseco) são completamente independentes e somadas de uma maneira simples. Não há um vínculo de conservação de energia relacionando estas duas componentes. Um tal vínculo iria criar correlações cinemáticas entre elas.

Na próxima seção, na abordagem do IGM, mostraremos que as correlações cinemáticas entre a produção central e a produção não-central são relevantes para o estudo das assimetrias observadas na produção de mesons charmosos e são também relevantes para o estudo da variação destas assimetrias com a energia. Veremos que o comportamento da assimetria está intimamente ligado ao escoamento de energia que ocorre numa reação, à inelasticidade K e à sua dependência com a energia, $\sqrt{s}$.

Todos os modelos que tratam da produção de charme na região central concluem que não há assimetria nesta região. A assimetria vem da região de fragmentação (grandes rapidez, y). Assim sendo, se K cresce com a energia haverá menos energia disponível na região de grandes y's e como consequência haverá um "amolecimento" da distribuição em x_F das partículas dominantes. Esta afirmação é bastante genérica e independente dos mecanismos de hadronização que são universais e independentes da energia.

Num cenário de K crescente as distribuições em x_F das partículas dominantes charmosas irão "mergulhar" na distribuição de partículas produzidas centralmente que, por sua vez, irão se tornar mais largas. A assimetria neste caso não será mais observada! O oposto também pode ser verdade se K diminuir com a energia. Neste caso o sistema dominante carrega uma fração crescente da energia, os mesons charmosos dominantes (provenientes do LJ, no cenário do IGM) são mais rápidos e a assimetria resultante é maior. A dependência em $\sqrt{s}$, do efeito de partícula dominante na produção de charme, é relevante também por razões experimentais. A experiência

E781, já realizada no FERMILAB, está fortemente baseada na existência deste efeito. Uma vez que ela fará uso de feixes de pions a energias mais altas do que as existentes, previsões das distribuições de charme dominante são necessárias.

O problema da assimetria pode ser bem formulado em termos de considerações cinemáticas. Toda a dinâmica estará contida na maneira como a energia inicial do projétil se distribui no espaço de rapidez. Nós poderíamos pensar que, se a energias mais altas a QCD perturbativa se torna mais importante, a produção central (e a deposição de energia na região central) será dominante e a assimetria se tornará menor ou mesmo desaparecerá.

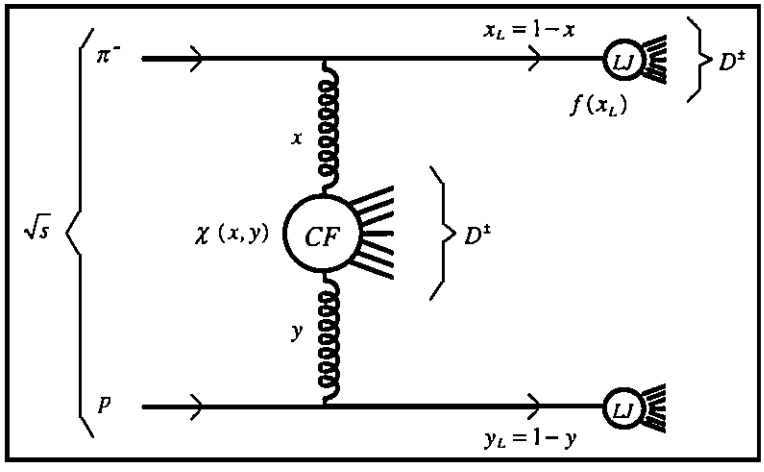
Na seção 4.3 abordaremos a produção de mesons pesados e a questão da assimetria em um cenário completamente distinto ao do empregado pelo IGM. Nele os mesons são produzidos no processo de fragmentação dos quarks leves do projétil. Nessa aproximação de fragmentação pura, mesons dominantes são mais abundantes que os não-dominantes em grandes x_F's. Em ambas abordagens discutiremos também a dependência da assimetria com a massa do quark pesado do qual é composto o méson dominante.

4.2: Produção de Mesons Pesados no IGM

4.2.1: Distribuições de Momento de Mesons Charmosos

Nesta seção vamos aplicar o IGM à produção de charme dominante. A assimetria foi medida recentemente e com alta precisão no espalhamento πp e nós vamos então dar mais atenção a este processo. Como já foi visto no capítulo 1, a extensão do IGM para o caso πp é imediata, sendo suficiente mudar as distribuições de gluons e fazer a substituição $\sigma_{pp}^{inel} \rightarrow \sigma_{\pi p}^{inel}$ na

função espectral w (eq. 1.3.9). Na figura 4.2.1.1 nós apresentamos a descrição do IGM para a colisão $\pi\, p$ a altas energias.



UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
ex. 1
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
2878
INSTITUTO DE FÍSICA

Figura 4.2.1.1: ***Colisão $\pi\, p$ no IGM***

Como antes, devido ao escoamento de energia, o CF é formado através da ação cooperativa de um certo número de gluons que carregam uma fração x do momento total do píon, que colidem com um feixe semelhante que vem do núcleon alvo e que carregam uma fração y de seu momento total. A novidade é que agora consideraremos a possibilidade do CF produzir pares de mesons D's.

No IGM a probabilidade de que isso ocorra é dada pela função $\chi\,(x,y)$ (eq. 1.3.13). O píon remanescente que deixa a região central, carregando momento x_L (nosso LJ dos capítulos anteriores), sendo ele mesmo um objeto excitado (isto é, seus quarks de valência e mais alguns gluons que não interagiram), pode também produzir partículas, no caso, D's. Da função básica $\chi\,(x,y)$ podemos calcular as distribuições de momento do CF, $\chi(x_{CF})$, onde $x_{CF} = x - y$, e do LJ, $f(x_L)$ (eq. 1.4.13), onde $x_L = 1 - x$:

$$\chi(x_{CF}) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, \chi(x,y)\, \delta[x_{CF} - (x-y)]\theta(x\,y\,s - 4m_D^2) \qquad (4.2.1.1)$$

$$f(x_L) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, \chi(x,y)\, \delta[x_L - (1-x)]\theta(x\,y\,s - m_0^2) \qquad (4.2.1.2),$$

com m_D $(=1.8\,GeV)$ e m_0 $(=0.35\,GeV)$, respectivamente as massas do méson D e do estado mais leve produzido em tais colisões.

Nas equações acima nós vemos claramente a conexão entre a produção nas regiões central e de fragmentação. As distribuições de momento dos sistemas que posteriormente darão origem às partículas charmosas são derivadas da mesma quantidade $\chi\,(x,y)$. Dessa forma, $\chi\,(x_{CF})$ e $f(x_L)$, carregam toda a dependência com a energia $(\sqrt{s})$ envolvida no processo. Esta dependência está implícita nas duas distribuições, uma vez que $\chi\,(x,y)$ depende de $\sqrt{s}$ e está também explícita nas funções teta.

É importante notar que estamos interessados aqui na produção de mesons (carregados) dominantes, que são aqueles que possuem o mesmo tipo de quark de valência do projétil e que são produzidos no seu hemisfério. No caso do espalhamento píon-núcleon, os mesons charmosos dominantes medidos são D^-'s $(\bar{c}d)$ e os não-dominantes são D^+'s $(c\bar{d})$. Na figura 4.2.1.2 mostramos os possíveis mecanismos de produção de mesons D's a partir do CF e do LJ.

Em 4.2.1.2a mostramos a produção central de mesons D. Note-se que, no espírito do IGM, a produção central ignora os quarks de valência do alvo e do projétil. Por causa disso, os mesons D's centralmente produzidos não mostrarão qualquer efeito de partícula dominante.

Existem dois modos de se produzir esses mesons a partir do LJ: por meio de fragmentação e por meio de recombinação. É assumido aqui que, sempre que houver energia suficiente, nós podemos ter também pares $c\bar{c}$'s no LJ (produzidos, por exemplo, pelos gluons remanescentes nesse objeto). Esses quarks charmosos podem sofrer fragmentação em mesons D's, como

mostrado na figura 4.2.1.2b, mas podem também se recombinar com os quarks de valência, como representado na figura 4.2.1.2c. Somente esse último processo produzirá assimetria. Enquanto o processo de fragmentação impõe uma certa desaceleração aos quarks o processo de recombinação adiciona momento.

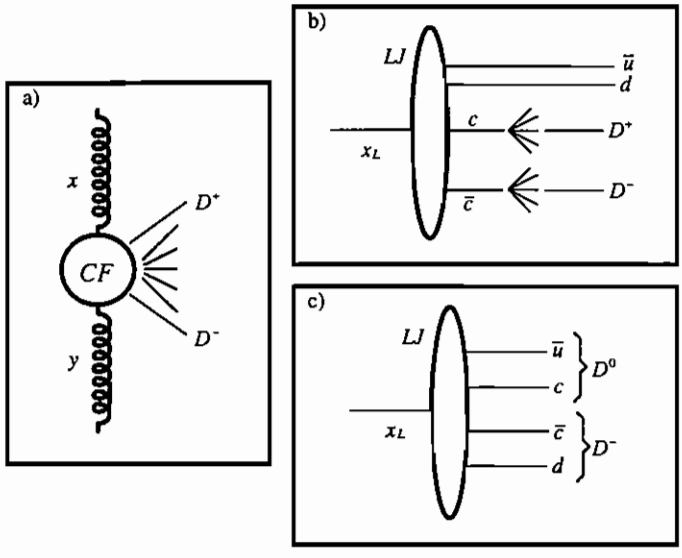


Figura 4.2.1.2: ***Produção de mesons D's no IGM***

As distribuições inclusivas, em x_F, de mesons D^-'s produzidos no processo de fragmentação do central fireball (CF), por fragmentação (F) e por recombinação (R) no LJ são então dadas por:

$$\frac{d\sigma^{CF}_{D^-}}{dx_F} = \int_{x_F}^{1} dx_{CF}\, \chi(x_{CF}) \int_{x_F}^{x_{CF}} dx_{\bar{c}}\, g(x_{\bar{c}})\, D(\frac{x_F}{x_{\bar{c}}}) \qquad (4.2.1.3),$$

$$\frac{d\sigma^{F}_{D^-}}{dx_F} = \int_{x_F}^{1} dx_L\, f(x_L) \int_{x_F}^{x_L} dx_{\bar{c}}\, g(x_{\bar{c}})\, D(\frac{x_F}{x_{\bar{c}}}) \qquad (4.2.1.4),$$

$$\frac{d\sigma^{R}_{D^-}}{dx_F} = \int_{x_F}^{1} dx_L\, f(x_L) \int dx_c \int dx_{\bar{c}} \int dx_{\bar{u}} \int dx_d\, g(x_c)\, g(x_{\bar{c}})\, f(x_{\bar{u}})\, f(x_d) \times$$

$$\times \delta(x_F - x_{\bar{c}} - x_d)\, \delta(x_L - x_c - x_{\bar{c}} - x_{\bar{u}} - x_d) \qquad (4.2.1.5),$$

onde $f(x)$ e $g(x)$ são, respectivamente, funções de distribuição dos quarks de valência e dos quarks charmosos e os $D(z)$'s ($z = x_F / x_{\bar{c}}$) são as funções de fragmentação do quark c em mesons D's [90, 94].

As distribuições de momento do méson D^+ são dadas por 4.2.1.3 e 4.2.1.4 com as mudanças: $D^- \to D^+$, $\bar{c} \to c$. É claro, esses mesons não-dominantes não podem ser produzidos por recombinação (eq. 4.2.1.5), uma vez que não possuem quarks de valência em comum com os do projétil. As funções $f(x)$ e $g(x)$ nas equações acima são essencialmente desconhecidas já que elas são distribuições de momento de partons dentro do CF e dentro do LJ depois da colisão. Como assumido anteriormente, os quarks de valência interagem fracamente e dão origem ao LJ permanecendo basicamente com a mesma configuração. Por essa razão vamos aproximar $f(x)$ pelas distribuições do estado inicial dos quarks de valência e vamos utilizar como nos capítulos anteriores as parametrizações SMRS para pions [47].

No caso da distribuição do quark c, $g(x)$, a situação é menos clara. Os pares $c\bar{c}$'s não vêm diretamente do mar: no CF eles são produzidos e no LJ eles podem estar excitados. É portanto razoável pensar que os quarks charmosos são um pouco mais rápidos do que os quarks ordinários do mar.

Assim nós utilizaremos para $g(x_c)$ (e para $g(x_{\bar{c}})$) o ansatz proposto por Barger e colaboradores [95]:

$$g(x_{c,\bar{c}}) = \left(\frac{1 - x_{c,\bar{c}}}{x_{c,\bar{c}}}\right)^{1/2} \qquad (4.2.1.6),$$

que é menos singular do que $1/x_{c,\bar{c}}$ mas que ainda é mais "soft" que uma distribuição de charme intrínseco que comporta-se tipicamente como $x_{c,\bar{c}}(1 - x_{c,\bar{c}})$.

Adotaremos a forma proposta por Peterson [94] para as funções de fragmentação nessas equações:

$$D_{c\to D}(z) = \frac{N}{z[1-1/z-\varepsilon/(1-z)]^2} \qquad (4.2.1.7),$$

onde $\varepsilon \approx < m_q^2 + p_{T_q}^2 > / < m_Q^2 + p_{T_Q}^2 >$ e m_q e p_{T_q}, m_Q e p_{T_Q} representam, respectivamente, a massa e o momento transversal dos quarks leves e dos quarks pesados e N é uma constante de normalização. No presente caso $\varepsilon = 0.06$.

Na figura 4.2.1.3 mostramos as contribuições (não-normalizadas) provenientes dos três processos acima (equações. 4.2.1.3, 4.1.2.4 e 4.2.1.5) para $\sqrt{s} = 26 GeV$.

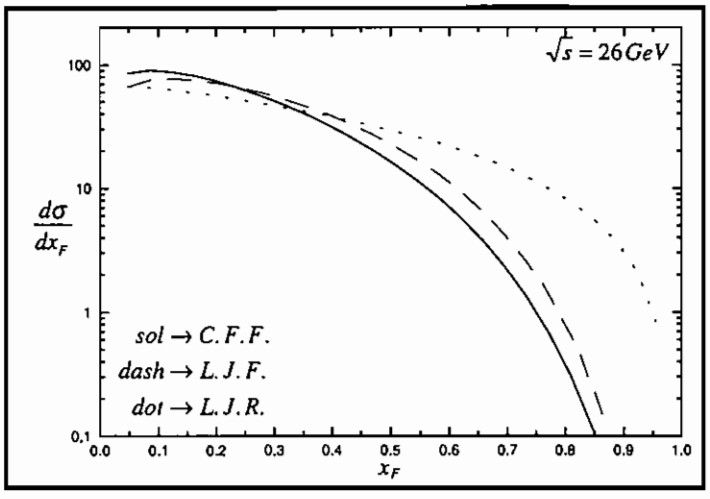


Figura 4.2.1.3: ***Contribuições para a Distribuição em x_F do Méson D***

Como esperado, a produção central (linha cheia) conduz a uma distribuição em x_F de mesons D's mais soft, recombinação no leading jet (linha pontilhada) conduz a uma distribuição final mais hard e a fragmentação do leading jet (linha tracejada) fica entre elas. Isso é assim porque $\chi\ (x_{CF})$ é mais soft que $f(x_L)$ e porque o processo de recombinação adiciona momento,

enquanto que o de fragmentação causa sempre alguma desaceleração. Embora suaves, as curvas tracejada e pontilhada têm um pronunciado máximo para pequenos valores de x_F. Essa é uma consequência direta do comportamento de $g(x_{c,\bar{c}})$. Se ao invés da forma dada pela eq. 4.2.1.6, tivéssemos utilizado uma distribuição de charme intrínseco, obteríamos uma forte supressão para pequenos x_F's e um máximo ao redor de $x_F = 0.4 - 0.6$.

Um comentário final acerca dessa figura é que nossa distribuição de D's centralmente produzidos (linha cheia), é mais larga que aquela obtida a partir de cálculos com QCD perturbativa. Isso é devido ao mecanismo cooperativo existente no IGM que funde gluons soft, aumentando a energia depositada na região central, favorecendo valores mais altos de x e y (na figura 4.2.1.1 e permitindo flutuações com mais altos x_{CF}'s.

Considerando o que foi dito acima nós podemos concluir que o IGM é um modelo com duas componentes não muito diferentes uma da outra. Já o ICM apresenta duas componentes muito diferentes. Por esse motivo nós esperamos encontrar menores assimetrias que aquelas mostradas na ref. [90], mas isso depende, é claro, de como são misturadas as diferentes componentes.

No que se segue nós escrevemos a seção de choque diferencial como a soma das componentes provenientes do central fireball (CF) e do leading jet (LJ). Esta última é a soma das componentes de fragmentação (F) e de recombinação (R). Usando uma notação similar àquela encontrada na ref. [90]:

$$\frac{1}{\sigma_{D^-}}\frac{d\sigma_{D^-}}{dx_F} = (1-\eta)\frac{1}{\sigma_{D^-}^{CF}}\frac{d\sigma_{D^-}^{CF}}{dx_F} + \eta\frac{1}{\sigma_{D^-}^{LJ}}\frac{d\sigma_{D^-}^{LJ}}{dx_F} \qquad (4.2.1.8),$$

$$\frac{1}{\sigma_{D^-}^{LJ}}\frac{d\sigma_{D^-}^{LJ}}{dx_F} = (1-\xi)\frac{1}{\sigma_{D^-}^{F}}\frac{d\sigma_{D^-}^{F}}{dx_F} + \xi\frac{1}{\sigma_{D^-}^{R}}\frac{d\sigma_{D^-}^{R}}{dx_F} \qquad (4.2.1.9),$$

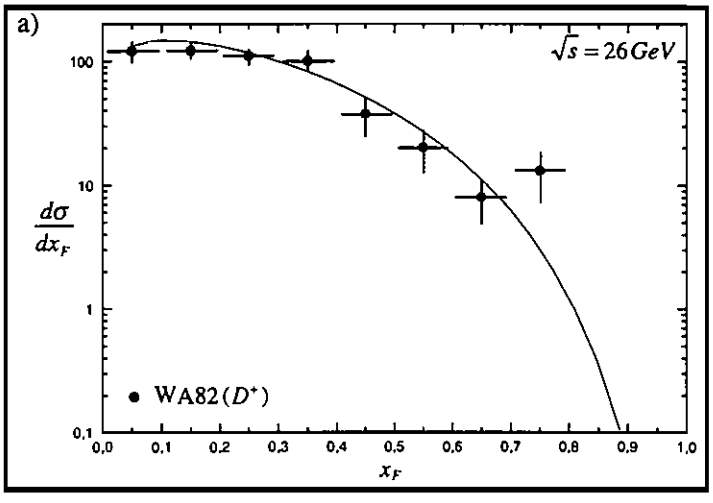
onde os parâmetros de mistura são ξ $(0 \leq \xi \leq 1)$ e

$$\eta = \frac{\sigma_{D^-}^{LJ}}{\sigma_{D^-}^{CF} + \sigma_{D^-}^{LJ}} \tag{4.2.1.10}$$

No caso da distribuição dos mesons D^+'s, as expressões acima são as mesmas mas, nesse caso, $\xi = 0$. No ICM o parâmetro η foi escolhido como sendo 0.2 por causa da analogia entre σ_{ic} (nosso $\sigma_{D^\pm}^{LJ}$) e a seção de choque difrativa charmosa. Na ref. [96] os mesmos dados são descritos sem qualquer componente central. Isso corresponderia a tomar $\eta = 1$. Em nosso caso, devido a mistura cinemática entre CF e LJ, o valor de η é essencialmente livre. Vamos aqui escolher $\eta = 0.7$. Note-se também que, nesse nosso modelo, tomar $\xi = 0$ corresponde a não ter nenhuma assimetria.

Os dados relativos à produção de charme aberto [80] aparentemente não mostram efeitos nucleares. Os dados recentes da ref. [97] (de grande estatística), mostram que na parametrização $\sigma^A / \sigma^N = A^\alpha$, o valor do expoente é $\alpha \cong 1$ em todo o intervalo de x_F e p_T medidos. Assim como outros modelos que se referem a esses dados, partimos deste tipo de processo e utilizamos aqui o IGM para colisões hádron-núcleon. Devemos, no entanto, sempre ter em mente que efeitos nucleares significativos foram observados na dependência em x_F da seção de choque diferencial de hadroprodução de J/ψ [98].

Na figura 4.2.1.4 nós comparamos nossos cálculos com os dados da colaboração WA82. As figuras 4.2.1.4a e 4.2.1.4b mostram respectivamente o espectro em x_F dos mesons D^+ e D^-. Na figura 4.2.1.4b as linhas cheias, tracejadas e pontilhadas correspondem às escolhas $\xi = 0.8$, 0.5 e 0.2, respectivamente, na eq. 4.2.1.9. Como pode ser visto, uma descrição satisfatória dos dados pode ser obtida com o IGM.



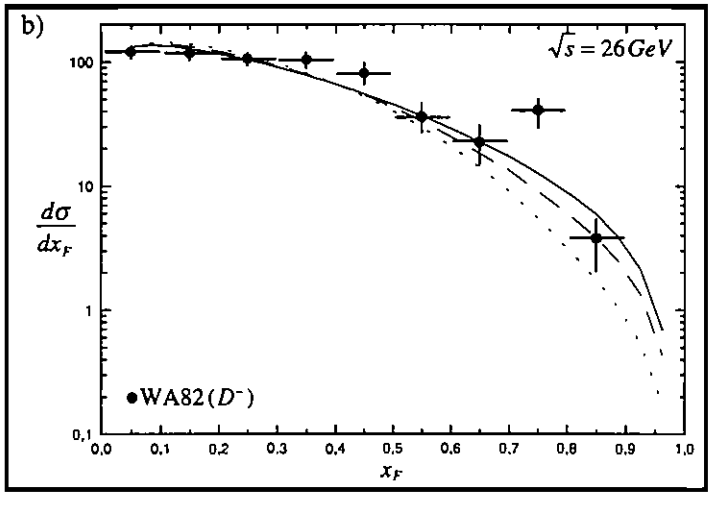


Figura 4.2.1.4: ***Distribuição em x_F dos Mesons D's***

4.2.2: Assimetria entre Mesons Pesados

Uma vez determinados os espectros em x_F para os mesons D^- e D^+, podemos calcular a assimetria entre essas partículas dominantes e não-dominantes. Ela é definida como sendo:

$$A(x_F) = \frac{N^-(x_F) - N^+(x_F)}{N^-(x_F) + N^+(x_F)} = \frac{\frac{1}{\sigma_{D^-}}\frac{d\sigma_{D^-}}{dx_F} - \frac{1}{\sigma_{D^+}}\frac{d\sigma_{D^+}}{dx_F}}{\frac{1}{\sigma_{D^-}}\frac{d\sigma_{D^-}}{dx_F} + \frac{1}{\sigma_{D^+}}\frac{d\sigma_{D^+}}{dx_F}} \qquad (4.2.2.1),$$

onde N^- e N^+ representam, respectivamente, o número de partículas carregadas negativamente e positivamente.

Na figura 4.2.2.1 nós comparamos nossos cálculos para a assimetria com os dados experimentais dascolaborações E769 [78], E791 [79] e WA82 [80].

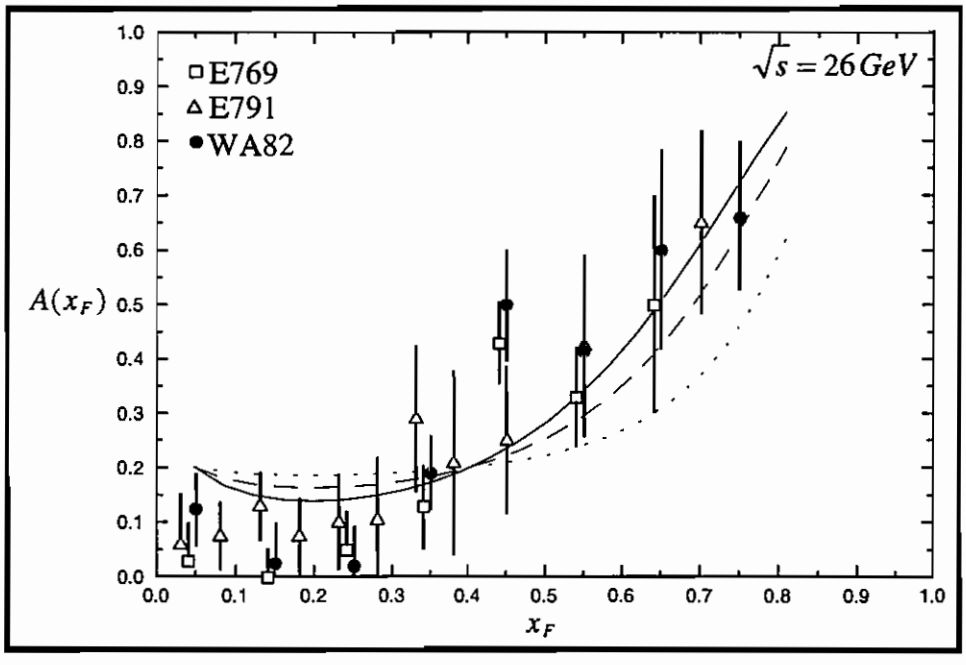


Figura 4.2.2.1: ***Assimetria entre os Mesons D^+ e D^-***

As linhas cheias, tracejadas e pontilhadas correspondem, como na figura 4.2.1.4, respectivamente, a $\xi = 0.8$, 0.5 e 0.2. Uma vez mais a descrição dos dados obtida com o IGM é bastante satisfatória. Em ambas figuras o melhor acordo é obtido com uma grande quantidade de recombinação ($\xi = 0.8$). Isso é principalmente devido à nossa escolha de $g(x_{c,\bar{c}})$. Nós também pudemos verificar que a escolha de uma distribuição comum para os quarks charmosos do mar no CF e no LJ implicaria $\eta = 1$ e $\xi = 1$ para uma descrição aceitável dos dados. Uma distribuição

$g(x_{c,\bar{c}})$ idêntica à utilizada no modelo de charme intrínseco poderia funcionar com valores menores de η e ξ.

A conclusão parece ser que, embora os dados não excluam como "input" distribuições usuais do mar, boas descrições dos dados podem ser obtidas com distribuições de charme como na eq. 4.2.1.6, com valores mais razoáveis dos parâmetros, ou aquelas utilizadas na ref. [90].

Na próxima seção consideraremos a produção desses mesons em outro cenário onde, o processo de recombinação tem sua origem na fragmentação dos quarks leves em mesons pesados, determinando o comportamento da assimetria com x_F.

4.2.3: Dependência da Assimetria com a Energia

Vamos agora considerar a dependência da assimetria com a energia. Todos os detalhes (isto é, a maneira pela qual os quarks de valência e/ou do mar se fragmentam ou se recombinam), concernentes às particularidades da produção de charme são independentes da energia.

Nas equações 4.2.1.8 e 4.2.1.9, η e ξ e as distribuições diferenciais, ou seja, tanto a normalização quanto o aspecto das curvas, podem depender de $\sqrt{s}$. Por simplicidade assumimos que ξ não varia com a energia. Por outro lado, as distribuições $d\sigma_{D^\pm} / dx_F$ dependem de $\sqrt{s}$ através de $\chi(x_{CF})$ (eq. 4.2.1.1) e $f(x_L)$ (eq. 4.2.1.2). O comportamento destas funções com a energia é mostrado respectivamente na figuras 4.2.3.1a e 4.2.3.1b.

Observamos um modesto alargamento de $\chi(x_{CF})$, implicando em um pequeno aumento de $< x_{CF} >$ e um amolecimento de $f(x_L)$, com a correspondente redução de $< x_L >$. A análise da

produção de partículas carregadas feita anteriormente, até energias do Tevatron, sugere que o valor de η decresce por um fator 3, quando se vai desde energias do ISR até as do Tevatron.

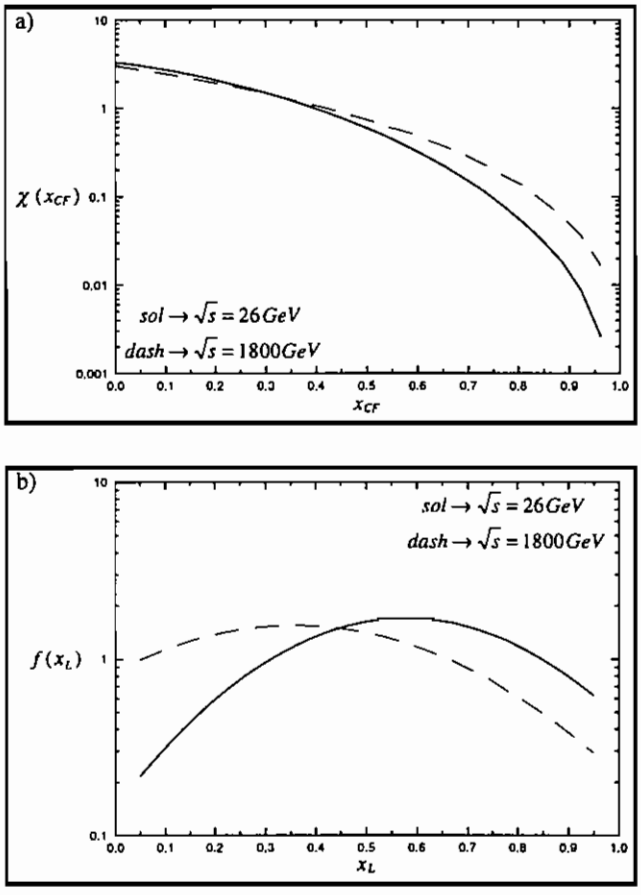


Figura 4.2.3.1: ***Dependência das Distribuições*** $\chi(x_{CF})$ ***e*** $f(x_L)$ ***com a Energia***

Assumindo uma redução similar para o caso da produção de partículas charmosas, η varia de 0.70 a 0.25. Calculamos então novamente todas as expressões acima para $\sqrt{s} = 1800GeV$. O resultado para a assimetria é mostrado na figura 4.2.3.2 com a linha tracejada.

Para comparação, nós mostramos na mesma figura (com linha cheia), a assimetria para $\sqrt{s} = 26GeV$, calculada anteriormente. Ela decresce 20% na região de $x_F \geq 0.5$. Embora essa não seja uma mudança muito significativa, ela ilustra a tendência. No entanto, nós sabemos que a

assimetria vai a zero assintoticamente, quando $\eta \to 0$ (ver eq. 4.2.1.8). Isto acontece porque o IGM prevê que a energias mais altas, a deposição de energia na região central aumenta devido a ação dos minijatos, o que implica em dois efeitos: um crescimento da multiplicidade central (e portanto em um aumento de $1-\eta$) e um amolecimento da distribuição de momento do leading jet.

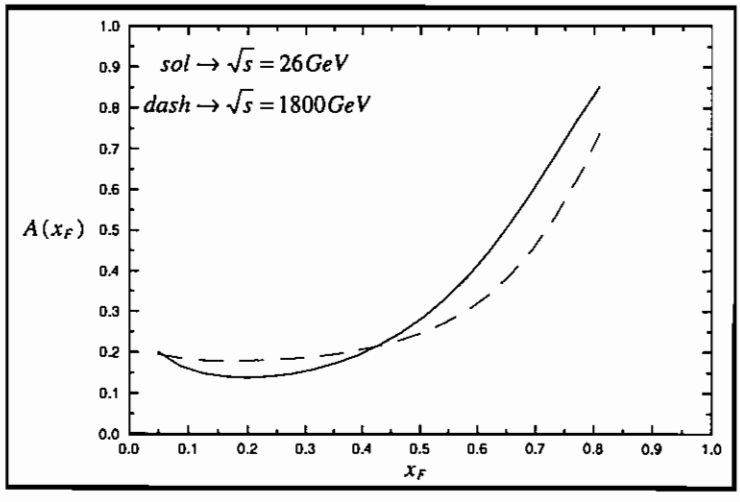


Figura 4.2.3.2: ***Dependência da Assimetria entre os Mesons D^+ e D^- com a Energia***

Nós podemos portanto concluir que, a despeito dos detalhes da produção de charme, esses dois efeitos combinados reduzem a assimetria. É interessante mencionar que os dados experimentais mostrados na figura 4.2.2.1 vêm de três colaborações (E769, WA82 e E791) com energias do feixe respectivamente de 250, 340 e $500GeV$. No sistema do centro-de-massa isso corresponde à variação de $\sqrt{s} = 23GeV$ a $\sqrt{s} = 33GeV$. Essa variação de energia é pequena, as barras de erro são grandes e portanto nenhuma mudança na assimetria é ainda visível. A energias mais altas há uma possibilidade desse comportamento ser verificado experimentalmente no RHIC ou no LHC.

4.2.4: Produção de Beleza

Como extensão de nossa análise calculamos agora a assimetria na produção de mesons B's. Na figura 4.2.4.1 mostramos a distribuição $\chi(x_{CF})$ para a produção de charme (linha tracejada) e de beleza (linha cheia), calculada com a eq. 4.2.1.1. A energia é $\sqrt{s} = 26GeV$.

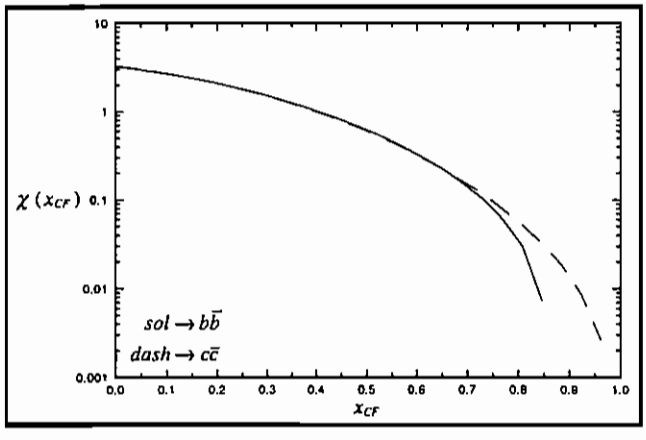


Figura 4.2.4.1: ***Produção Central de*** $c\bar{c}$ ***e*** $b\bar{b}$

A mesma tendência é verificada para a distribuição $f(x_L)$ (eq. 4.2.1.2). As mudanças necessárias para tanto são simplesmente a troca de m_D por m_B ($= 4.75GeV$) nas equações 4.2.1.1 e 4.2.1.2 e de $\varepsilon = 0.06$ por $\varepsilon = 0.006$ na eq. 4.2.1.7. Em princípio também deveríamos mudar $g(x_{c,\bar{c}})$ mas, em uma primeira estimativa, vamos manter o ansatz assumido em 4.2.1.6. Se ao invés, disso tivessemos utilizado uma distribuição intrínseca para $g(x_{c,\bar{c}})$, ela seria muito fracamente dependente da massa do quark pesado [90].

O efeito de aumentar o limiar de produção ($m_D \rightarrow m_B$ na função teta nas equações 4.2.1.1 e 4.2.1.2) é selecionar eventos com um CF mais massivo e com maiores limites inferiores para x

e y, suprimindo portanto valores maiores de x_{CF} $(=x-y)$ relativos à produção de charme (no limite de total deposição de energia, isto é, $x=y=1$, o CF estaria em repouso). Esse efeito é no entanto muito pequeno. Isso é esperado e visto na figura 4.2.4.1.

Na figura 4.2.4.2a mostramos as distribuições em x_F de mesons D's e B's não-dominantes. Na figura 4.2.4.2b fazemos a mesma comparação para mesons dominantes. A energia é a mesma que a da figura 4.2.1.4 e os parâmetros de mistura η e ξ são os mesmos utilizados anteriormente ($\eta=0.7$ e $\xi=0.8$). Os espectros não-dominantes são calculados com as equações 4.2.1.3 e 4.2.1.4.

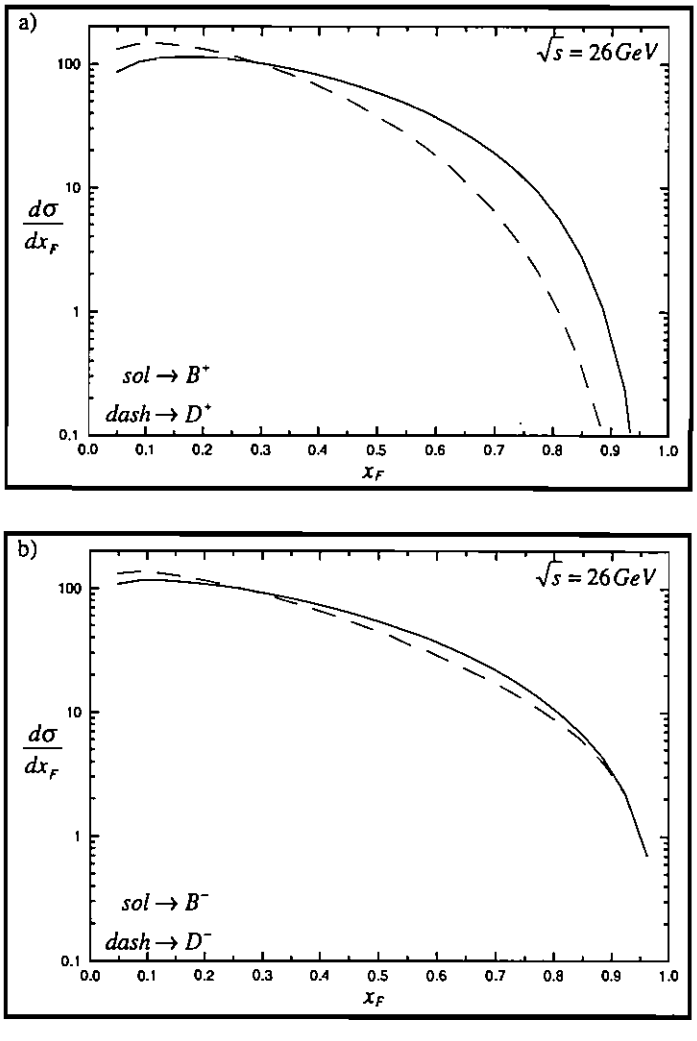


Figura 4.2.4.2: *Distribuição em x_F dos Mesons D's e B's*

A função de fragmentação de Peterson, que aparece nessas equações, é muito sensível ao valor de ε. No caso da beleza, a forte redução de ε torna a função de fragmentação fortemente picada para valores muito grandes de z. Os mesons B's produzidos estarão portanto muito menos desacelerados que os mesons D's. Esse efeito compensa o anterior e a distribuição final de mesons B's não-dominantes é mais "dura" do que a de mesons D's não-dominantes.

As distribuições dominantes incluem recombinação, dada pela eq. 4.2.1.5, que não é alterada pela mudança na massa do quark pesado. Por causa disso, o espectro na figura 4.2.4.2b exibe o mesmo comportamento qualitativo (B's mais rápidos que D's) visto na figura 4.2.4.2a, mas a diferença entre B's e D's é menor.

As assimetrias entre os mesons B^- e B^+ (linhas cheias) e entre os mesons D^- e D^+ (linhas tracejadas), calculadas por intermédio da eq. 4.2.2.1, são mostradas na figura 4.2.4.3 para as energias $\sqrt{s} = 26\,GeV$ e $\sqrt{s} = 1800\,GeV$.

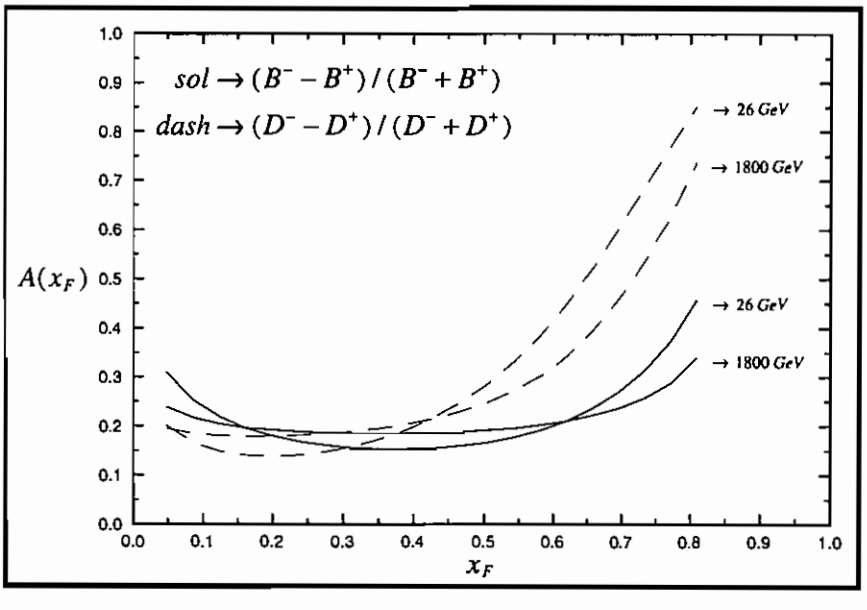


Figura 4.2.4.3: ***Dependência da Assimetria com a Energia para Mesons D's e B's***

Como pode ser observado, a assimetria no caso da beleza é cerca de 50% mais fraca do que no caso do charme em $x_F = 0.8$ e ambas mostram um decrescimento similar com a energia. Para pequenos valores de x_F por outro lado ela é mais forte e decresce mais rapidamente com x_F para mesons B's do que para mesons D's na evolução com a energia.

O IGM leva em conta a correlação entre deposição de energia na região central e a distribuição de momento de partícula dominante. Ele descreve a produção de mesons charmosos de um modo natural e satisfatório e faz a previsão de que, a energias mais altas, o aumento da inelasticidade K levará a uma diminuição da assimetria na produção de quarks pesados. Ele também prediz uma assimetria mais fraca para o caso da beleza. Nós acreditamos que essa questão também deveria ser tratada por outros modelos que se ocupam do estudo da assimetria na produção de sabores pesados [99, 100].

Na próxima seção abordaremos a questão da assimetria entre mesons pesados num contexto de escoamento de energia distinto do utilizado no IGM.

4.3: Produção de Mesons Pesados no Cenário de Fragmentação Pura

4.3.1: Fragmentação de Quarks Leves

Nas seções anteriores o IGM foi utilizado para a descrição dos dados relativos à produção de mesons pesados (D's e B's) o que possibilitou o estudo da assimetria verificada experimentalmente entre as partículas dominante e não-dominante. Como em outros modelos, já previamente citados, além da hipótese de recombinação, a prescrição de fragamentação que foi adotada levava em conta apenas a fragmentação de quarks pesados (c's ou b's). Nesta seção

discutiremos a possibilidade de que essa assimetria seja uma consequência direta das propriedades da função de fragmentação de quarks leves em mesons pesados.

Experimentalmente pouco se sabe a respeito da produção de D's (ou B's) a partir de quarks leves. No entanto, se olharmos para os processos de aniquilação e^+e^-, onde a maioria dos mesons pesados vêm da fragmentação de quarks pesados, verificada a detecção de um méson pesado em um hemisfério, com a **ausência** de um méson pesado no hemisfério oposto, isso seria uma indicação da fragmentação de um quark leve. Essa hipótese, esquematizada na figura 4.3.1.1, pode ser testada experimentalmente e, se confirmada, seria uma alternativa com base real de sustentação que se contraporia, como veremos adiante, à hipótese de charme intrínseco.

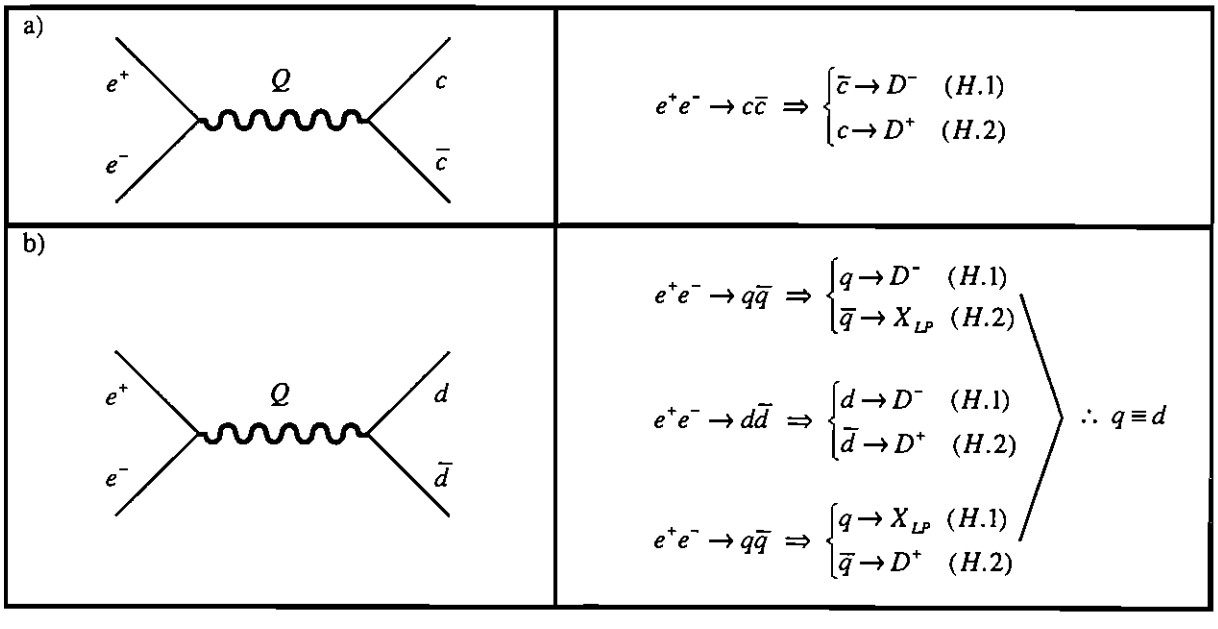


Figura 4.3.1.1: ***Produção de Mesons Pesados em Aniquilações*** e^+e^-

Nessa figura $H.1$ e $H.2$ denotam dois hemisférios distintos, Q o quadri-momento do fóton virtual na aniquilação e^+e^-, q um quark leve e X_{LP} uma partícula dominante leve. É importante notar que em 4.3.1.1b o processo de aniquilação poderia igualmente dar lugar, por

exemplo, a um par $u\bar{u}$ com a posterior produção de outros mesons pesados. No entanto focalizaremos nossa atenção apenas na produção de mesons D's carregados.

Do ponto de vista teórico, e tomando como um exemplo a produção do méson D^-, em processos de aniquilação e^+e^- no limiar de produção desses mesons ($Q = 2m_D$), existem duas possibilidades para que esta tome lugar: a) produção a partir do quark d e b) produção a partir do anti-quark $\bar{c}$. Essas possibilidades estão mostradas na figura 4.3.1.2.

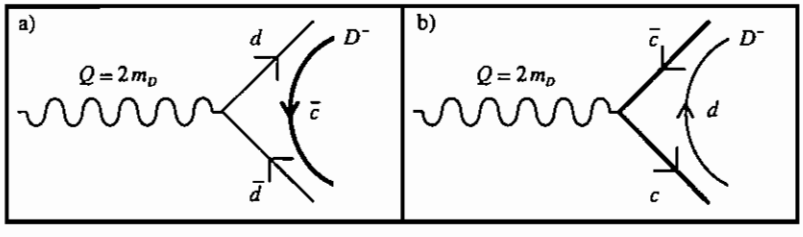


Figura 4.3.1.2: ***Possibilidades de Produção de Mesons D^-'s em Aniquilações e^+e^-***

No segundo caso, quando o quark pesado se fragmenta, a partícula dominante (méson D^-) claramente contém a assinatura do quark original, isto é, grande massa, diferentes modos de decaimento, etc. Além disso, no limiar de produção, o méson carrega quase todo o momento do quark que lhe deu origem e dessa forma, a função de fragmentação que descreve a hadronização do quark pesado em méson pesado tem a forma:

$$\mathcal{D}_{\bar{c}\to D^-}(z, Q = 2m_D) \approx N_1 \delta(1-z) \qquad (4.3.1.1),$$

onde $z = 2P.Q/Q^2 = x_{D^-}/x_{\bar{c}}$, P e Q os quadri-momentos do méson D e do fóton virtual originado pela aniquilação de e^+e^-, x_{D^-} e $x_{\bar{c}}$ os momentos fracionários do méson D^- e do quark $\bar{c}$, respectivamente.

Quando um quark leve se fragmenta (essencialmente pions, no caso de quarks u e d), a distinção entre partícula dominante e não-dominante é dificultada mas, na hipótese a) acima, se um méson D^- é produzido na fragmentação do quark d, não é errado admitir que ele tenha carregado nesse processo, como na segunda possibilidade, quase todo o momento do quark que o gerou pois, no limiar de produção do méson pesado, não restaria quase que energia alguma para a produção de outras partículas.

Dessa forma, a função de fragmentação que descreveria a hadronização desse quark leve em méson pesado teria a forma [101, 102]:

$$\mathcal{D}_{d\to D^-}(z, Q = 2m_D) \approx N_2 \delta(1-z) \qquad (4.3.1.2),$$

onde $z = x_{D^-} / x_d$, x_{D^-} e x_d são respectivamente os momentos fracionários do méson D^- e do quark d.

As normalizações em 4.3.1.1 e 4.3.1.2 são obviamente diferentes e uma vez que a maioria dos mesons pesados vêm da fragmentação de quarks pesados, a desigualdade $N_1 > N_2$ é necessariamente verificada. Quanto às funções de fragmentação não favorecidas, $\mathcal{D}_{\bar{d}\to D^-}$ e $\mathcal{D}_{c\to D^-}$, no limiar de produção do méson D, é assumido que sejam identicamente zero [101, 102]:

$$\mathcal{D}_{\bar{d}\to D^-}(z, Q) = \mathcal{D}_{c\to D^-}(z, Q) = 0 \qquad (4.3.1.3)$$

Para além desse limiar, é possível fazer a evolução dessas funções com a escala (aplicando as chamadas "QCD non-singlet evolution equations" [102]) e, para $Q > 2m_D$, quando também as funções de fragmentação não favorecidas devem fornecer alguma contribuição, as funções de fragmentação (totais) podem ser escritas como sendo:

$$\mathcal{D}_c^D(z, Q) = \mathcal{D}_{\bar{c}\to D^-}(z, Q) - \mathcal{D}_{c\to D^-}(z, Q) \qquad (4.3.1.4),$$

$$\mathcal{D}_d^D(z, Q) = \mathcal{D}_{d\to D^-}(z, Q) - \mathcal{D}_{\bar{d}\to D^-}(z, Q) \qquad (4.3.1.5)$$

É importante notar que em 4.3.1.5, por causa da conjugação de carga, a função de fragmentação total $\mathcal{D}_d^D(z,Q)$ (da mesma forma que em 4.3.1.4) é nada mais nada menos que a diferença entre as funções de fragmentação dominante e não-dominante para mesons D's a partir do quark (leve) d:

$$\mathcal{D}_{\bar{d}\to D^-}(z,Q) \xrightarrow{c.c.} \mathcal{D}_{d\to D^+}(z,Q) \quad \Rightarrow \quad \mathcal{D}_d^D(z,Q) = \mathcal{D}_{d\to D^-}(z,Q) - \mathcal{D}_{d\to D^+}(z,Q) \quad (4.3.1.6)$$

A idéia chave, expressa pelas equações 4.3.1.4 e 4.3.1.5 (ou equivalentemente, 4.3.1.6) é que essas funções de fragmentação (totais) são independentes de sabor e que na evolução em Q possuem mesmo aspecto. Elas possuem máximo em algum valor grande de z (≈ 0.8) e podem, por exemplo, ser representadas pela parametrização de Peterson [94]. Diferentemente do modelo de charme intrínseco, onde é necessário postular a existência intrínseca do par $c\bar{c}$ num hádron para que esses quarks pesados possam possuir uma distribuição de momento "dura" e por conseguinte possam produzir mesons pesados rápidos, aqui, de forma natural e utilizando apenas a evolução das funções de fragmentação com a escala, tem-se como resultado que a fragmentação $d \to D^-$ produzirá, como a fragmentação $\bar{c} \to D^-$, mesons D's rápidos. Como mostrado na ref. [103], esse mesmo comportamento é observado nas fragmentações $u \to K^+$ e $\bar{s} \to K^+$.

Portanto em grandes x_F's (para os quais podemos fazer a aproximação $x_F \cong z$) os mesons D's devem vir de um quark rápido. Isso significa que, no mínimo para grandes x_F's, a equação 4.3.1.6 deve ter um comportamento similar à fórmula de Peterson.

Na figura 4.3.1.3 mostramos o comportamento de $\mathcal{D}_d^\pi(z)$ e de $\mathcal{D}_d^D(z)$ ($\approx \mathcal{D}_c^D(z)$). As respectivas parametrizações utilizadas nessa figura serão mostradas mais adiante. Há apenas uma exigência sobre essas parametrizações: que descrevam o melhor possível os dados relativos às fragmentações $d \to \pi$ e $d \to D$ ($\approx c \to D$).

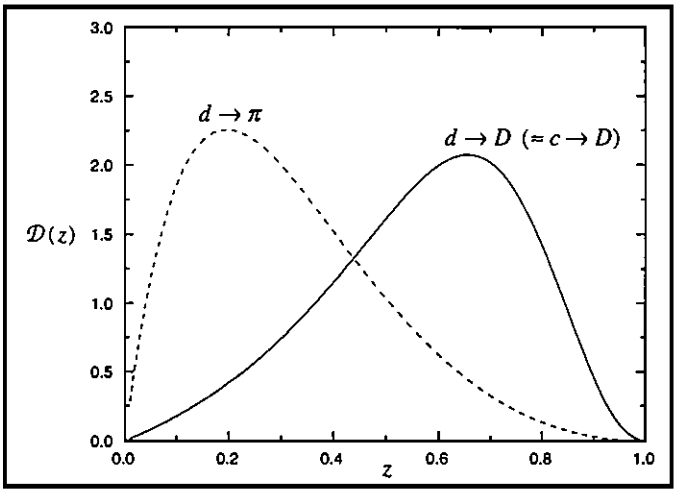


Figura 4.3.1.3: ***Comportamento das Funções de Fragmentação*** $\mathcal{D}_d^{\pi}(z)$ ***e de*** $\mathcal{D}_d^{D}(z)$

No sentido de construirmos as funções de fragmentação (totais) faremos uso de um antigo modelo não-perturbativo proposto por Krzywicki e Peterson [104], posteriormente desenvolvido em ref. [105]. Nesse modelo os mesons são gerados via equações integrais e ordenados em rapidez tal que o méson 1 é, em média, mais rápido que o méson 2, e assim por diante. O esquema da figura 4.3.1.4, que mostra essa cadeia de produção, pode ser interpretado da seguinte maneira: um quark q (ou Q) emite uma partícula 1 e torna-se um quark q_1 que então emite uma partícula 2 tornando-se um quark q_2, e assim por diante.

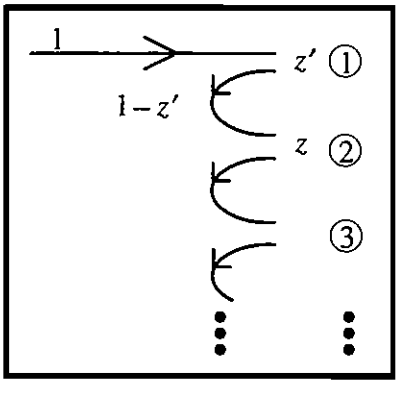


Figura 4.3.1.4: ***Cadeia de Fragmentação Independente***

Denotando por $\mathcal{D}_1(z)$ a função de fragmentação para o méson de primeira ordem, por $\mathcal{D}_2(z)$ a função de fragmentação para o méson de segunda ordem, etc, então nós podemos escrever:

$$\mathcal{D}_2(z)=\int_0^{1-z} dz' \frac{1}{1-z'} \mathcal{D}_1(z') \mathcal{D}_1\left(\frac{z}{1-z'}\right) \tag{4.3.1.7}$$

e, para o méson de k-ésima ordem,

$$\mathcal{D}_k(z)=\int_0^{1-z} dz' \frac{1}{1-z'} \mathcal{D}_1(z') \mathcal{D}_{k-1}\left(\frac{z}{1-z'}\right) \tag{4.3.1.8}$$

As funções $\mathcal{D}_k(z)$ são normalizadas a 1 e a função de fragmentação (total) $\mathcal{D}(z)$ é dada por:

$$\mathcal{D}(z)=\sum_k \mathcal{D}_k(z) \tag{4.3.1.9}$$

Nesse esquema de fragmentação somente o méson dominante pode ser de ordem 1, uma vez que nessa ordem ele tem, obrigatoriamente, em comum com o projétil, um dos quarks de valência deste. Isso significa que a função $\mathcal{D}_1(z)$ não é nada mais que a diferença entre as funções de fragmentação dominante e não-dominante, expressa pela equação 4.3.1.6.

Olhando-se mais cuidadosamente para a produção dos mesons D^- e D^+ a partir de um feixe de π^-'s e mantendo as funções relevantes $\mathcal{D}_1(z)$ e $\mathcal{D}_2(z)$, no limite $x_F \to 1$. podemos observar a existência de duas distintas contribuições: aquelas que na cadeia de fragmentação são iniciadas com o quark c (ou $\bar{c}$) e aquelas que não o são. O esquema da figura 4.3.1.5 mostra essas duas possibilidades.

Enquanto que em figura 4.3.1.5a e 4.3.1.5b, as cadeias iniciadas com charme, envolvem a função $\mathcal{D}_1(z)$, em figura 4.3.1.5c e 4.3.1.5d as cadeias iniciadas sem charme, envolvem a função $\tilde{\mathcal{D}}_1(z)$ ($d \to \pi^0$ ou $\bar{u} \to \pi^-$). Nesses esquemas quarks estranhos são desprezados em comparação

com quarks u e d e os fatores 1/2 são introduzidos para se levar em conta a simetria de isospin entre os mesons D's.

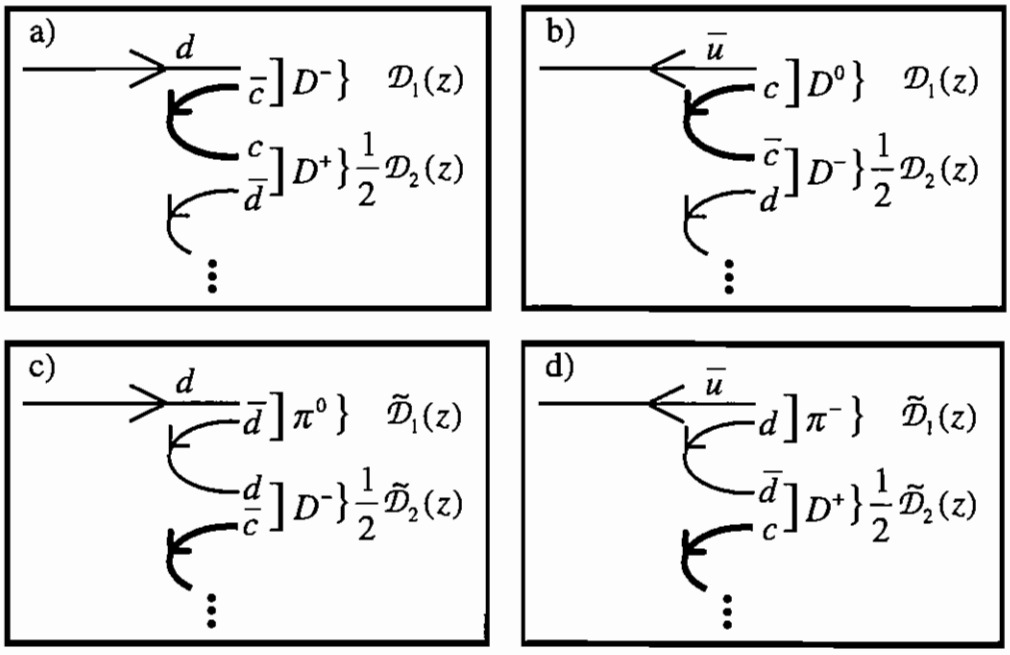


Figura 4.3.1.5: ***Cadeias de Fragmentação Iniciadas com ou sem Charme***

A função de fragmentação $\tilde{\mathcal{D}}_2(z)$, como em 4.3.1.7, é dada por:

$$\tilde{\mathcal{D}}_2(z)=\int_0^{1-z} dz'\frac{1}{1-z'}\tilde{\mathcal{D}}_1(z')\mathcal{D}_1\left(\frac{z}{1-z'}\right) \qquad (4.3.1.10)$$

As funções de fragmentação (totais) $\mathcal{D}_q^{D^-}(z)$ e $\mathcal{D}_q^{D^+}(z)$ (onde q representa um quark leve), mantendo somente as contribuições $\mathcal{D}_1(z)$, $\mathcal{D}_2(z)$ e $\tilde{\mathcal{D}}_2(z)$, novamente com a identificação $z \approx x_F$, podem então ser escritas como [106]:

$$\mathcal{D}_q^{D^-}(x_F)=\mathcal{D}_1(x_F)+\frac{1}{2}\mathcal{D}_2(x_F)+\frac{1}{2}\tilde{\mathcal{D}}_2(x_F)+\ldots \qquad (4.3.1.11),$$

$$\mathcal{D}_q^{D^+}(x_F)= \qquad \frac{1}{2}\mathcal{D}_2(x_F)+\frac{1}{2}\tilde{\mathcal{D}}_2(x_F)+\ldots \qquad (4.3.1.12)$$

4.3.2: Assimetria entre Mesons Pesados

Antes de determinarmos numericamente a assimetria entre os mesons D^- e D^+, faremos um estudo qualitativo de seu comportamento. É simples verificar que no limite $z \to 1$, de 4.3.1.7 e 4.3.1.8, obtém-se:

$$\mathcal{D}_2(z) \underset{z\to 1}{\approx} \mathcal{D}_1(0)\,\mathcal{D}_1(z)(1-z) \qquad (4.3.2.1),$$

$$\mathcal{D}_k(z) \underset{z\to 1}{\approx} [\mathcal{D}_1(0)]^{k-1}\,\mathcal{D}_1(z)(1-z)^{k-1} \qquad (4.3.2.2)$$

Nesse limite, mantendo somente os termos mais importantes, $\mathcal{D}_1(z)$ e $\mathcal{D}_2(z)$, e fazendo a identificação $z \approx x_F$, nós obtemos para a assimetria, definida pela equação 4.2.2.1:

$$A(x_F)_{x_F\to 1} = \frac{\mathcal{D}_1(x_F)+\mathcal{D}_2(x_F)-\mathcal{D}_2(x_F)+\ldots}{\mathcal{D}_1(x_F)+\mathcal{D}_2(x_F)+\mathcal{D}_2(x_F)+\ldots} \approx \frac{\mathcal{D}_1(x_F)}{\mathcal{D}_1(x_F)[1+2\mathcal{D}_1(0)(1-x_F)]}$$

$$\Rightarrow\ A(x_F)_{x_F\to 1} \approx 1-2\mathcal{D}_1(0)(1-x_F) \qquad (4.3.2.3)$$

Duas observações podem ser feitas a respeito da equação 4.3.2.3. A primeira é que a assimetria cresce com x_F e aproxima-se de 1 quando $x_F \to 1$. Esse é um resultado bastante importante porque fornece o limite superior esperado para a assimetria, previsão inexistente em outros modelos. A segunda é que quando $x_F \to 1$, a aproximação acima é controlada pelo comportamento de $\mathcal{D}_1(z)$ quando $z \to 0$. No sentido de ressaltar a importância desse último ponto, se é assumido que na região $z \approx 0$, a função $\mathcal{D}_1(z)$, comporta-se como:

$$\mathcal{D}_1(z) \underset{z\to 0}{\to} z^{\alpha} \quad ; \quad \alpha > -1 \qquad (4.3.2.4)$$

Então, a função $\mathcal{D}_2(z)$ (eq. 4.3.1.7), no limite $z \to 1$, terá o comportamento:

$$\mathcal{D}_2(z) \underset{z\to 1}{\to} \mathcal{D}_1(z)(1-z)^{\alpha+1} \qquad (4.3.2.5)$$

Inserindo-se 4.3.2.4 e 4.3.2.5 em 4.3.2.3 temos, para $A(x_F)$, o seguinte comportamento:

$$A(x_F) \underset{x_F \to 1}{\approx} 1 - c(1-x_F)^{\alpha+1} \qquad (4.3.2.6),$$

onde c é alguma constante de normalização.

Ao calcular-se a segunda derivada d^2A/dx_F^2, vê-se imediatamente da eq. 4.3.2.6 que $A(x_F)_{x_F \to 1}$ aproxima-se de 1 com curvatura negativa se $\alpha > 0$, com curvatura positiva se $-1 < \alpha < 0$, e de uma linha reta se $\alpha = 0$. Como será visto mais adiante, os dados favorecem um comportamento de $\mathcal{D}_1(z)$ no limite $z \to 0$, com $\alpha \gtrsim 0$, como esperado pelo tratamento das funções de fragmentação através das equações de evolução (QCD non-singlet evolution [102]) e da fórmula de Peterson [94].

Vamos agora computar numericamente os resultados desse formalismo para a assimetria (eq. 4.2.2.1) fazendo uso das expressões 4.3.1.11 e 4.3.1.12 para $\mathcal{D}_q^{D^-}(z)$ e $\mathcal{D}_q^{D^+}(z)$. Levaremos em conta somente as contribuições $\mathcal{D}_1(z)$, $\mathcal{D}_2(z)$ e $\tilde{\mathcal{D}}_2(z)$ e, novamente, faremos a identificação $z \approx x_F$. Dessa forma, a assimetria entre os mesons D^- e D^+, é dada por:

$$A(x_F)_{x_F \to 1} \cong \frac{\mathcal{D}_1(x_F)}{\mathcal{D}_1(x_F) + \mathcal{D}_2(x_F) + \tilde{\mathcal{D}}_2(x_F) + \ldots} \qquad (4.3.2.7)$$

O domínio de validade desta última equação encontra-se na região de grandes x_F's (onde $z \approx x_F$) e por essa razão ao utilizá-la com o objetivo de comparar seus resultados com os dados experimentais disponíveis, adotaremos para $\mathcal{D}_1(z)$ e $\tilde{\mathcal{D}}_1(z)$ a parametrização de Peterson [94]:

$$\mathcal{D}_1(x_F) = \frac{N_1}{x_F}\left[1 - \frac{1}{x_F} - \frac{\varepsilon_Q}{1-x_F}\right]^{-2} \qquad (4.3.2.8),$$

$$\tilde{\mathcal{D}}_1(x_F) = \frac{\tilde{N}_1}{x_F}\left[1 - \frac{1}{x_F} - \frac{\varepsilon}{1-x_F}\right]^{-2} \qquad (4.3.2.9),$$

onde as constantes de normalização N_1 e $\tilde{N}_1$ satisfazem o requerimento de que ambas funções estejam normalizadas 1 e com $\varepsilon_Q = 0.06$ $(\Rightarrow < x_F >_{d\bar{c}} \cong 0.78)$ e $\varepsilon = 3.3$ $(\Rightarrow < x_F >_{d\bar{u}} \cong 0.35)$. A figura 4.3.1.3 da subseção anterior mostra o comportamento de ambas com z.

O uso da forma funcional de Peterson para a fragmentações $d \to \pi^0$ ou $\bar{u} \to \pi^-$ na equação 4.3.2.9. não é justificada do ponto de vista teórico. A única razão pela qual nós a utilizamos aqui é que ela descreve razoavelmente bem os dados e as parametrizações [102, 103, 105] de $\tilde{\mathcal{D}}_1(z) \equiv 2[\mathcal{D}_u^{\pi^+}(z) - \mathcal{D}_u^{\pi^-}(z)]$.

Na figura 4.3.2.1 comparamos diretamente os resultados obtidos com a fórmula 4.3.2.7 com os dados das colaborações E769 [78], E791 [79], WA82 [80] e WA92 [82].

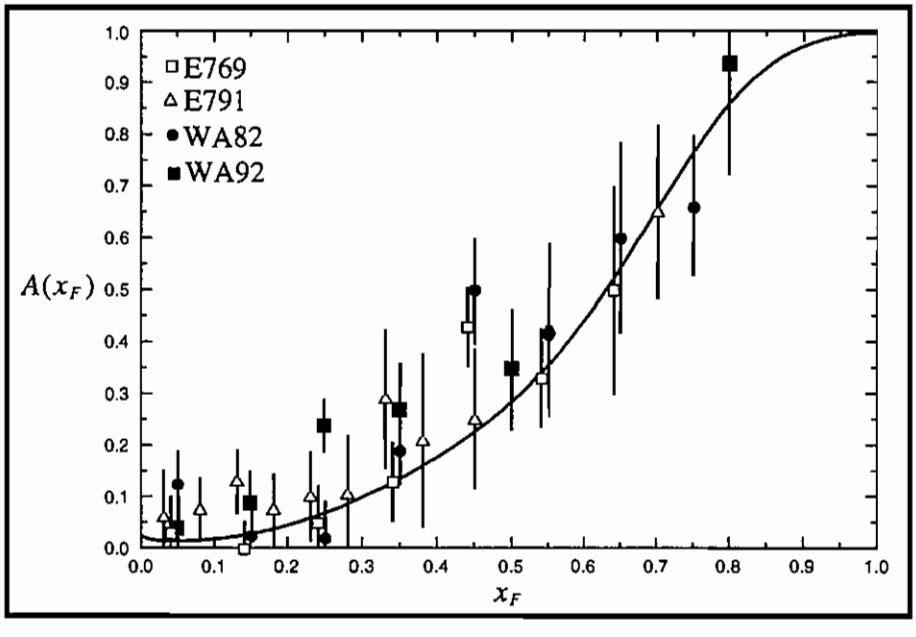


Figura 4.3.2.1: ***Assimetria entre os Mesons D^+ e D^-***

O acordo é razoável e, na verdade, melhor do que deveria ser. Nós notamos que a aproximação da assimetria ao limite superior 1 é conduzido por uma curvatura negativa devido ao

fato que $\mathcal{D}_1(z)$ e $\tilde{\mathcal{D}}_1(z)$, experimentalmente e de acordo com a fórmula de Peterson, anula-se suavemente quando $z \to 0$ (figura 4.3.1.3). Uma outra consideração é que a inclusão da produção de mesons D's de mais altas ordens na cadeia de fragmentação (figura 4.3.1.5), isto é gerados pelas funções de fragmentação $\mathcal{D}_3(z)$, $\tilde{\mathcal{D}}_3(z)$, $\mathcal{D}_4(z)$, $\tilde{\mathcal{D}}_4(z)$, etc, faria com que $A(x_F)$ dado pela eq. 4.3.2.7, fosse a zero mais rapidamente do que na figura 4.3.2.1 quando $x_F \to 0$. Por outro lado, a inclusão simultânea da fragmentação de quarks d's e $\bar{u}$'s, aumentam a assimetria em pequenos x_F's, "compensando" o decrescimento anterior.

É claro que a comparação de 4.3.2.7 com os dados na figura 4.3.2.1, exceto na região $x_F \to 1$, está longe de ser justificada. Em geral, requer-se a convolução das funções de estruturas dos partons, $f(x)$, com funções de fragmentação $\mathcal{D}(z)$, com $x_F = z\,x$, no mínimo para os quarks de valência do projétil (no caso em questão, quarks d e $\bar{u}$). Um tal procedimento mostraria que partículas dominantes (D^-'s), podem ser produzidas mesmo em pequenos x_F's (desde pequenos x's dos quarks) e, numa aproximação de pura fragmentação, como considerada aqui, não seria esperado que a assimetria se aproxime de zero quando $x_F \to 0$. Ao contrário dos resultados obtidos pelo modelo de charme intrínseco, que prevê uma assimetria negativa, esse resultado é corroborado pelos recentes dados da colaboração WA92 que mostram uma assimetria significativa em pequenos x_F's.

No que concerne à produção de D^0 e $\overline{D^0}$ a partir de um feixe de π^-'s, teríamos uma assimetria essencialmente idêntica mas, no caso da produção de D_s^- e D_s^+, nenhuma assimetria é esperada nesse formalismo [106]. Na figura 4.3.2.2 nós mostramos nossa predição para a assimetria entre os mesons B^- e B^+. A título de comparação, mostramos também a assimetria entre os mesons D^- e D^+ da figura 4.3.2.1.

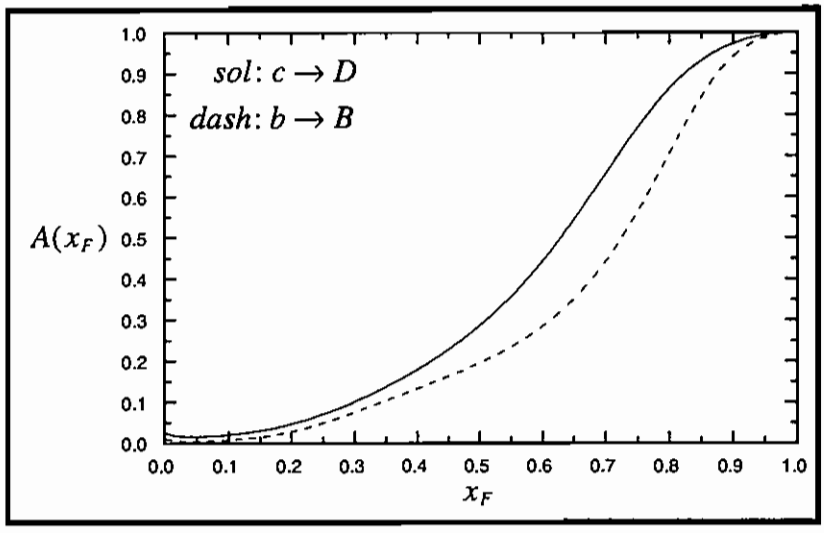


Figura 4.3.2.2: ***Assimetria para Mesons D's e B's***

Como a função de fragmentação $\mathcal{D}_1(z)$ para o quark b, é nesse caso, mais próxima de uma função delta (na eq. 4.3.2.8 $\varepsilon_Q = 0.018 \Rightarrow < x_F >_{u\bar{b}} \cong 0.87$), a assimetria torna-se importante, isto é, mais próxima de 1 quando $x_F \to 1$. Como pode ser visto, em relação aos mesons D's, a dependência da assimetria com x_F é mais fraca sendo esse resultado compatível com a predição feita pelo IGM na seção anterior.

No que diz respeito à dependência da assimetria com a energia da reação, evidentemente, as limitações desse formalismo nada permitem dizer.

Capítulo 5

FOTOPRODUÇÃO E FLUXO DE ENERGIA NO HERA

5.1: Introdução

5.2: O Modelo de Dominância Vetorial

5.3: O Cenário VDM-IGM

5.4: Espectros de Massas Difrativas no VDM-IGM

5.5: Espectro do Próton Dominante no VDM-IGM

5.6: Fotoprodução do Méson J/ψ

5.7: Distribuições de Elasticidade do Méson J/ψ

5.1: Introdução

No capítulo 2 tratamos de espalhamento difrativo em colisões hádron-hádron. Vamos agora estudar o espalhamento difrativo (e também não-difrativo) em colisões elétron-próton. O primeiro teste de uma teoria (ou um modelo) de dissociação difrativa é a habilidade em descrever corretamente a distribuição de massa M_X de sistemas difrativos, que tem sido medida em muitos experimentos de colisões hadrônicas [52] e parametrizada como $(M_X^2)^{-\alpha}$ com $\alpha \approx 1$ [107].

Muito recentemente o espectro de massa difrativa foi medido também em processos de fotoprodução a altas energias no DESY-HERA [108]. Eles foram interpretados em termos da teoria de Regge. Como mencionado em [108], em colisões elétron-próton no DESY-HERA, a parte mais importante da seção de choque corresponde à fotoprodução, na qual um feixe de eletrons é espalhado com ângulos pequenos e um fóton quase-real ($Q^2 \approx 0$) interage com o próton. Para essas pequenas virtualidades, a interação se dá através da flutuação do fóton em um estado hadrônico que então interage fortemente com o próton. Esse processo de conversão do fóton em estado hadrônico (mesônico) é conhecido como Modelo de Dominância Vetorial [109] (Vector Dominance Model (VDM)) e foi proposto por Sakurai na década de 60.

Como a fotoprodução a altas energias, exibe características semelhantes à interação hádron-hádron podemos empregar esse modelo, em conjunção com o IGM, para estudar os espectros de massas difrativas e os espectros de partículas dominantes no HERA. É portanto, oportuno apresentá-lo com algum detalhe para que, no mínimo, possamos nos valer de sua sustentação experimental. É o que faremos na próxima seção.

5.2: O Modelo de Dominância Vetorial

A hipótese de dominância vetorial contida no VDM estabelece uma conexão entre a interação de um fóton virtual e a de um hádron. Como pode ser visto na figura 5.2.1a, num espalhamento elétron-hádron, um fóton virtual tipo-espaço (com $q^2 < 0$), é trocado na interação eletromagnética. Diferentemente, como mostrado na figura 5.2.1b, na aniquilação e^+e^-, um fóton virtual tipo-tempo ($q^2 > 0$) é trocado. Um fóton real (com $q^2 = 0$) pode interagir com um hádron carregado eletromagneticamente. Segundo a hipótese de dominância vetorial "o fóton virtual converte-se em um méson vetorial neutro primeiramente e então acopla-se ao hádron", como mostrado na figura 5.2.1.

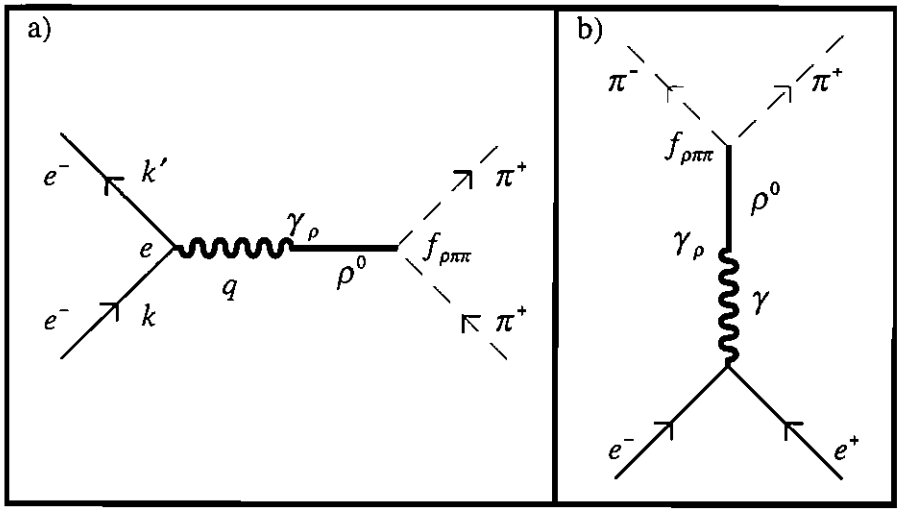


Figura 5.2.1: ***Espalhamentos*** πe^- *e* e^+e^-

A consequência física dessa hipótese encontra-se no estudo dos fatores de forma eletromagnéticos dos hadrons. Nós podemos usar a figura 5.2.1a para definir o fator de forma

eletromagnético $F_\pi(q^2)$. No diagrama que mostramos na figura 5.2.2, o quadri-momento carregado pelo fóton virtual é q $(=k-k')$ e todos os efeitos de estrutura no vértice $\gamma\pi\pi$ estão representados pela bolha negra, denotanto a estrutura eletromagnética do píon.

Em sua forma mais simples, no modelo de dominância vetorial essa estrutura surge exclusivamente do méson ρ^0 (figura 5.2.1a) e a amplitude desse diagrama, calculada facilmente utilizando-se regras de Feynman usuais, pode ser igualada à amplitude da figura 5.2.2. Omitindo-se os fatores cinemáticos e de corrente comuns, nós podemos escrever:

$$e\frac{1}{q^2}\gamma_\rho\frac{1}{(m_\rho^2-q^2)}f_{\rho\pi\pi}=e\frac{1}{q^2}e\,F_\pi(q^2) \qquad (5.2.1)$$

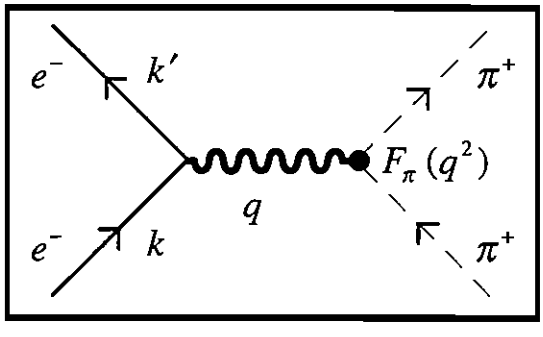


Figura 5.2.2: ***Espalhamento Elástico*** $e^-\pi^+$

Nessa equação, o lado esquerdo vem da figura 5.2.1a enquanto que o lado direito surge da figura 5.2.2. Reescrevendo-a como:

$$e\,F_\pi(q^2)=\gamma_\rho\frac{1}{(m_\rho^2-q^2)}f_{\rho\pi\pi} \qquad (5.2.2),$$

nós notamos que um fóton real, com $q^2=0$, deve "ver" a carga e do méson π^+ e, nesse caso:

$$F_\pi(0)=1 \qquad (5.2.3)$$

Nós podemos agora substituir a equação 5.2.3 na equação 5.2.2 para $q^2 = 0$, e dessa forma, se assumirmos que o acoplamento do méson ρ ao núcleon, ou ao píon, etc, é dado por uma carga universal hadrônica f_ρ $(= f_{\rho\pi\pi} = f_{\rho NN} = \ldots)$, nós obtemos:

$$\gamma_\rho = e\frac{m_\rho^2}{f_{\rho\pi\pi}} = e\frac{m_\rho^2}{f_\rho} \tag{5.2.4}$$

Podemos ainda combinar as equações 5.2.2 e 5.2.4 e obter para o fator de forma $F_\pi(q^2)$:

$$F_\pi(q^2) = \frac{m_\rho^2}{(m_\rho^2 - q^2)} \tag{5.2.5}$$

Uma vez que a idéia de dominância vetorial deve ser igualmente aplicável para processos $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$, como mostrado na figura 5.2.1.b, a eq. 5.2.5 é também válida para $q^2 > 0$. Mais realisticamente, devemos levar em conta a largura $\Gamma_\rho(q^2)$ $(q^2 = m_\rho^2 \Rightarrow \Gamma_\rho = 152\,MeV)$. Uma fórmula mais geral para o fator de forma eletromagnético é então:

$$F_\pi(q^2) = \frac{f_{\rho\pi\pi}}{f_\rho}\frac{m_\rho^2}{(m_\rho^2 - q^2 i m_\rho \Gamma_\rho(q^2))} \tag{5.2.6}$$

Nessa aproximação, é claro, nós estamos adotando o ponto de vista de que toda a estrutura do píon surge do acoplamento com o méson ρ. No entanto é importante salientar que essa equação para o fator de forma piônico mostra-se em bom acordo com os dados experimentais para $|F_\pi(q^2)|^2$, para q^2 tipo-espaço e tipo-tempo [110].

Como assinalado na ref. [111], a fotoprodução elástica de mesons vetoriais leves, em particular de mesons ρ, por fotons reais ou quase-reais $(Q^2 \approx 0)$, exibe numerosas características, típicas das interações hadrônicas soft. Essas observações apoiam o modelo de dominância vetorial mesônica de acordo com a qual, um fóton com energia maior do que poucos GeV's, comporta-se predominantemente como uma superposição dos mesons mais leves ρ, ϖ

e ϕ [112, 113]. Esses processos têm sido extensivamente estudados em experimentos de alvo fixo [112, 114, 115] para valores de Q^2 intermediários [116, 117, 118] e para $Q^2 \approx 6GeV^2$ [119-122]. Também para as energias do HERA, a fotoprodução de mesons ρ exibe as características gerais das inerações soft [123, 124].

No caso da fotoprodução do méson J/ψ a aproximação VDM, apesar de predizer uma seção de choque menor do que o valor experimentalmente medido descreve outras importantes características como a dependência com a energia e as distribuições em t, que estão em bom acordo com os dados, dentro das barras de erro [125, 126, 127]. A mera existência de uma escala "dura" nesses processos, a massa do méson J/ψ, não exclui automaticamente a física não-perturbativa. A hipótese de dominância vetorial na fotoprodução de J/ψ continua ainda sob investigação.

No que se segue utilizaremos o modelo de dominância vetorial no regime de baixos Q^2 para atribuir um conteúdo mesônico ao fóton em processos de fotoprodução. Assumida essa hipótese iremos novamente empregar o IGM para descrever os espectros de massa difrativa e de partícula dominante no HERA.

5.3: O Cenário VDM-IGM

Na figura 5.3.1 mostramos esquematicamente um evento difrativo no IGM em uma colisão fóton-próton. Como vimos na seção anterior, no regime de baixos Q^2, a hipótese de dominância vetorial mesônica pode ser assumida e, portanto, durante a interação o fóton é convertido em um estado mesônico (V) e então interage com o próton incidente. A interação

méson-próton segue dessa forma o cenário usual do IGM em sua versão difrativa, como vista no capítulo 2.

O méson perde fração x de seu momento original e forma o leading jet (LJ), carregando uma fração x_L $(=1-x)$ do momento inicial. O próton, que nós chamamos de próton difratado, perde uma fração y de seu momento, emergindo da colisão com momento y_L $(=1-y)$.

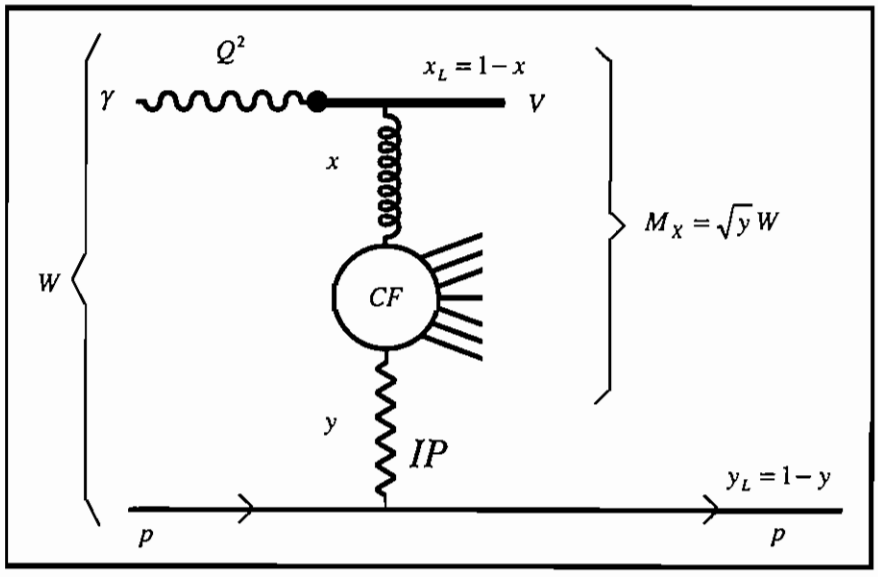


Figura 5.3.1: ***VMD e Difração no IGM***

No limite $y \to 1$, a energia total disponível é armazenada em M_X que então permanece em repouso, isto é, $Y_X = 0$. Para pequenos valores de y nós temos pequenas massas M_X's com grande rapidez Y_X. Um gap de rapidez se forma, separando o próton difratado (na parte inferior da figura 5.3.1) e o sistema M_X (na sua parte superior). Este é o critério experimental que define um evento difrativo. O Pomeron (IP) mostrado nesta figura é o mesmo objeto introduzido no capítulo 2.

Como anteriormente partimos da função $\chi(x,y)$. Como estaremos interessados aqui no comportamento dos resultados com M_X^2, é útil apresentar a eq. 1.3.12 na forma em que a dependência em x é fatorizada:

$$\chi(x,y) = \frac{\chi_0}{2\pi\sqrt{D_{xy}}} exp[-\frac{(y-<y>)^2}{2<y^2>}]\times$$

$$\times exp\{-\frac{<y^2>}{2D_{xy}}[x-<x>-\frac{<xy>}{<y^2>}(y-<y>)]^2\} \qquad (5.3.1)$$

Na equação acima, as definições de χ_0, D_{xy} e $<x^n y^m>$ são as mesmas encontradas no capítulo 2:

$$D_{xy} = <x^2><y^2> - <xy>^2 \quad ; \quad <x^n y^m> = \int_0^1 dx'\, x'^n \int_0^{y_{max}} dy'\, y'^m w(x',y') \quad (5.3.2),$$

com $w(x',y')$ dada por:

$$w(x',y') = \frac{\sigma_{gg}(x'y's)}{\sigma(s)} G(x')G(y')\theta[x'y' - K_{min}^2] \qquad (5.3.3)$$

Novamente, os G's denotam o número efetivo de gluons dos projéteis correspondentes (aproximados pelas respectivas funções de estrutura gluônicas), σ_{gg} e σ são, respectivamente, as seções de choque gluônica e hadrônica e $y_{max} = M_X^2 / s$. Nos cálculos, em todas as fórmulas acima, $\sqrt{s}$ é substituído por W, a energia do centro de massa fóton-próton.

A função $G(y)$ representa a distribuição de momento dos gluons pertencentes ao subconjunto de gluons do próton, nosso Pomeron (IP), e y é a fração de momento **próton** carregada por um desses gluons. Vamos portanto utilizar a notação $G(y) = G_{IP}^p(y)$. Essa função não deve ser confundida com a distribuição de momento dos gluons dentro do Pomeron, $f_{g/IP}(\beta)$.

No capítulo 2 assumimos que esses gluons comportam-se como todos os outros gluons no próton e têm portanto a mesma distribuição de momento (eq. 1.4.16). A única diferença é a regra de soma de momento, que para gluons em IP é:

$$\int_0^1 dy\, y\, G_{IP}^p(y) = p_{IP}^p \qquad (5.3.4),$$

onde $p_{IP}^p \cong 0.05$. Assumiremos este último valor para a população total de gluons no próton.

Como nas experiências em andamento no HERA [128] é possível testar a distribuição de partons no Pomeron, verificando se ela é "soft" ou "hard", vamos agora discutir sua estrutura em maiores detalhes e considerar a questão de sua "dureza" ou "moleza". Seguindo as análises realizadas pelos grupos experimentais do HERA nós consideramos duas possíveis distribuições de momento para os gluons dentro de IP:

$$f_{g/IP}^S(\beta) = 6\frac{(1-\beta)^5}{\beta} \qquad (5.3.5),$$

$$f_{g/IP}^H(\beta) = 6(1-\beta) \qquad (5.3.6),$$

onde β é a fração de momento do Pomeron carregado pelos gluons e os rótulos H e S denotam "hard" e "soft", respectivamente. Adotamos aqui a notação (padrão) da ref. [128].

Vamos utilizar o fator de fluxo do Pomeron dado por:

$$f_{IP/p}(x_{IP}) = \frac{1}{x_{IP}} \qquad (5.3.7),$$

onde x_{IP} é a fração do momento do próton carregado pelo Pomeron. A normalização deste fluxo será fixada posteriormente.

Notando que $\beta = y / x_{IP}$, a distribuição $G_{IP}^p(y)$, necessária na eq. 5.3.3, é então dada por:

$$G_{IP}^{S,H}(y) = \int_0^1 dx_{IP} \frac{1}{x_{IP}} f_{IP/p}(x_{IP})\, f_{g/IP}^{S,H}\left(\frac{y}{x_{IP}}\right) \qquad (5.3.8)$$

Nos cálculos que se seguem vamos utilizar também:

$$G_{IP}^{p}(y) = 0.6\frac{(1-y)^5}{y} \tag{5.3.9}$$

Esta é a mesma expressão que foi utilizada no capítulo 2. Como será visto, essa última escolha corresponde a um Pomeron intermediário entre Pomeron "soft" e "hard".

Na "perna" superior da figura 5.3.1 o méson vetorial V é o méson ρ^0. Faremos a aproximação $G^{\rho^0}(x) = G^{\pi}(x)$ e adotaremos para estas a parametrização SMRS [47], já utilizadas anteriormente. Vamos também manter a escolha feita no capítulo 2 para $\sigma_{IPp}(s)$ (eq. 2.2.10):

$$\sigma_{IPp}(s) = a + b\,ln(s/s_0) \qquad (5.3.10),$$

com os mesmos valores de a, b e s_0.

Uma vez que o parâmetro $p_{IP}^{p}/\sigma_{IPp}(s)$ foi fixado no estudo da dissociação difrativa próton-próton e estamos agora considerando o caso $p-\rho^0$, temos então alguma liberdade para mudar $\sigma_{IPp}(s)$. No que segue nós também investigamos o efeito de pequenas mudanças no valor de m_0 sobre os nossos resultados finais.

Antes dos cálculos numéricos finais, é oportuno apresentar resultados analíticos. É simples mostrar que, mantendo somente os termos mais singulares nas funções de distribuição dos gluons, isto é, $G(x) = G_{IP}^{S,H}(x) \approx 1/x$ e somente os termos dominantes em W, encontramos, para uma escolha qualquer de σ_{gg} em 5.3.3:

(i) termos contendo o momento $<xy>$ podem ser sempre desprezados em comparação com aqueles contendo $<x^2>$ ou $<y^2>$ (por exemplo: $D_{xy} \approx <x^2><y^2>$);

(ii) todos os momentos estão relacionados da seguinte forma:

$$< x^2 > \approx \frac{1}{2} < x > \quad ; \quad < y > \approx y_{max} < x > \quad ; \quad < y^2 > \approx \frac{1}{2} y_{max} < y > \qquad (5.3.11),$$

ou seja, todos os resultados podem ser expressos apenas em termos do momento $< x >$;

(*iii*) o momento $< x >$ tem o seguinte comportamento, dependendo do tipo de σ_{gg} escolhido em 5.33:

$$\sigma_{gg} \approx \frac{m_0^2}{x\, y\, W^2} \rightarrow < x > \approx const. \qquad (5.3.12)$$

$$\sigma_{gg} \approx const. \rightarrow < x > \approx ln(\frac{W^2}{m_0^2} y_{max}) \qquad (5.3.13)$$

$$\sigma_{gg} \approx ln(\frac{x\, y\, W^2}{m_0^2}) \rightarrow < x > \approx \frac{1}{2} ln^2 (\frac{W^2}{m_0^2} y_{max}) \qquad (5.3.14)$$

Estas aproximações nos permitem escrever a eq. 5.3.1 numa forma simples:

$$\chi(x,y) \approx \frac{\chi_0}{\pi < x > y_{max}} exp[-\frac{(y - y_{max} < x >)^2}{< x > y_{max}^2}]\, exp[-\frac{(x - < x >)^2}{< x >}] \qquad (5.3.15)$$

O termo $1/y_{max}$, presente na equação acima, vem do cut-off superior $y = y_{max}$ introduzido em 5.3.2. Como ele é definido pela massa difrativa produzida, $y_{max} = M_X^2 / W^2$, ele gera automaticamente o comportamento $1/M_X^2$. Os outros dois fatores possuem uma dependência em M_X^2 muito mais fraca e tendem a se compensar mutuamente. Eles contêm, no entanto, uma possível dependência não-trivial na energia.

5.4: Espectros de Massas Difrativas no VDM-IGM

O espectro de massa difrativa no IGM é dado por (eq. 2.2.5):

$$\frac{dN}{dM_X^2} = \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, \chi(x,y)\, \delta[M_X^2 - yW^2]\theta[xy - K_{min}^2]$$

$$= \frac{1}{s}\int_{x_{min}}^1 dx\, \chi(x, M_X^2/W^2) \quad ; \quad x_{min} = (m_0/M_X)^2 \qquad (5.4.1),$$

ou, na forma aproximada,

$$\frac{dN}{dM_X^2} \approx \frac{1}{M_X^2}\frac{\chi_0}{\pi < x >} exp[-\frac{(1-<x>)^2}{<x>}] \int_{x_{min}}^1 dx\, exp[-\frac{(x-<x>)^2}{<x>}] \qquad (5.4.2)$$

Na figura 5.4.1 comparamos os resultados da eq. 5.4.1 com os dados recentes da colaboração H1 [108]. A figura 5.4.1a (b) apresenta dados experimentais para $W = 187\,GeV$ ($W = 231\,GeV$). As diferentes curvas correspondem às escolhas I ($m_0 = 0.31\,GeV$, $\sigma_{IPp} = 2.7\,mb$), II ($m_0 = 0.35\,GeV$, $\sigma_{IPp} = 2.7\,mb$), III ($m_0 = 0.31\,GeV$, $\sigma_{IPp} = 5.4\,mb$) e IV ($m_0 = 0.35\,GeV$, $\sigma_{IPp} = 5.4\,mb$), respectivamente. Em todas essas curvas, usamos $G_{IP}^p(y)$ dada pela equação 5.3.9.

Como esperado, a distribuição para pequenos valores de M_X^2 é muito sensível aos efeitos do limiar (threshold). Quando vamos da linha cheia (ou tracejada) superior para a inferior observamos que o aumento da seção de choque Pomeron-hádron muda a distribuição de tal maneira que massas M_X's maiores são favorecidas.

É importante notar que na curva II não existe nenhum parâmetro livre ou novo. Todos os valores dos parâmetros são os mesmos utilizados por nós anteriormente em difração hadrônica. Esta curva se afasta dos dados apenas em pontos experimentais situados na região de massas muito pequenas. Como era de se esperar, ela fica abaixo dos dados, uma vez que não foram incluidos efeitos de ressonância. Na região de grandes massas um acordo melhor com os dados pode ser obtido com valores maiores da seção de choque Pomeron-hádron. Essa região pode, no entanto, estar sendo influenciada por outros efeitos, um dos quais nós discutimos abaixo.

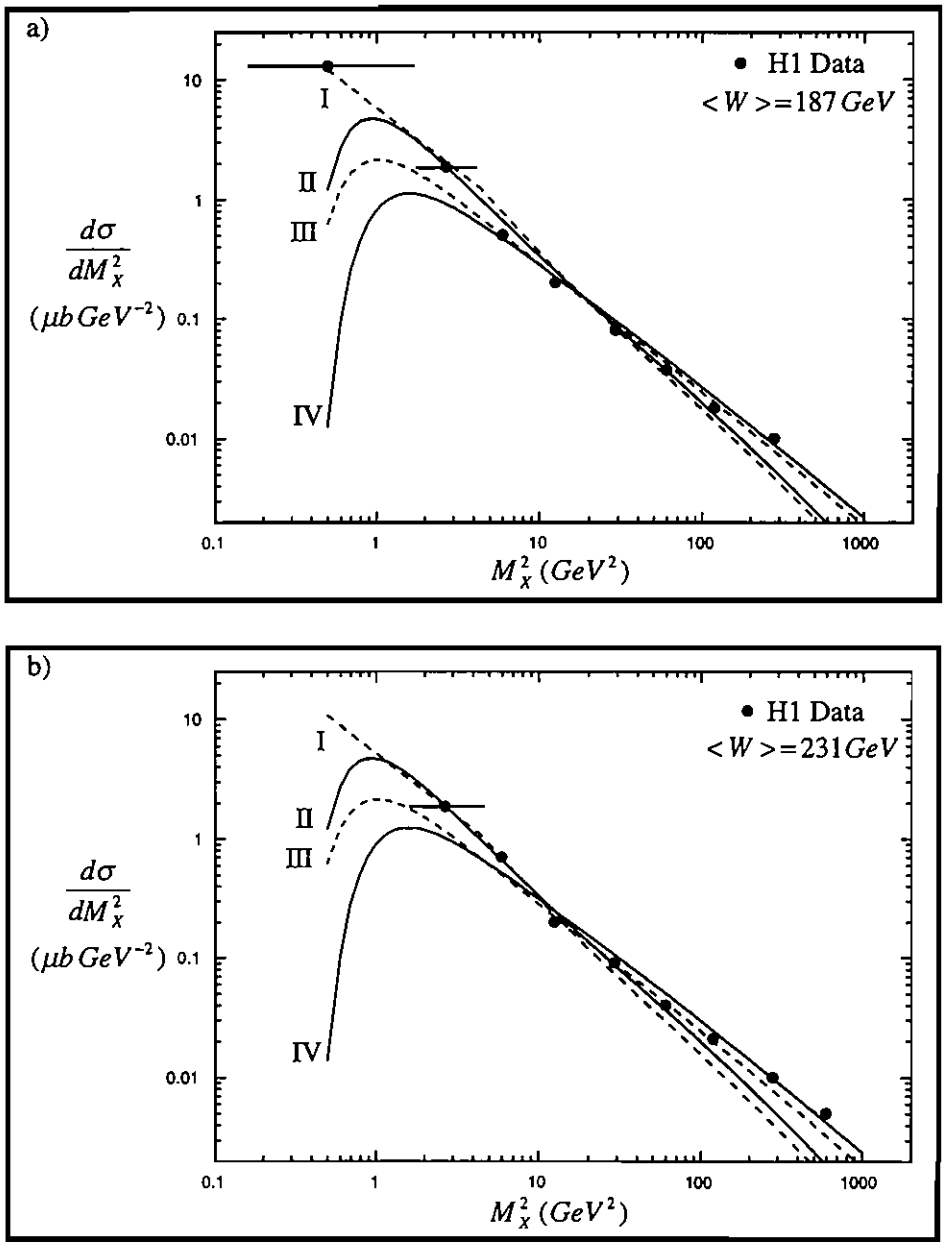


Figura 5.4.1: ***Espectros de Massas Difrativas***

Na figura 5.4.2 comparamos os mesmos dados ($W = 187\,GeV$) com nosso espectro de massa obtido com $G_{IP}^{H}(y)$ (curva I), $G_{IP}^{p}(y)$ (curva II) e $G_{IP}^{S}(y)$ (curva III). Essa comparação sugere que o Pomeron "hard" pode dar uma boa descrição dos dados. O mesmo pode ser dito do nosso Pomeron "misto" que, de fato, aparenta ser mais hard do que soft.

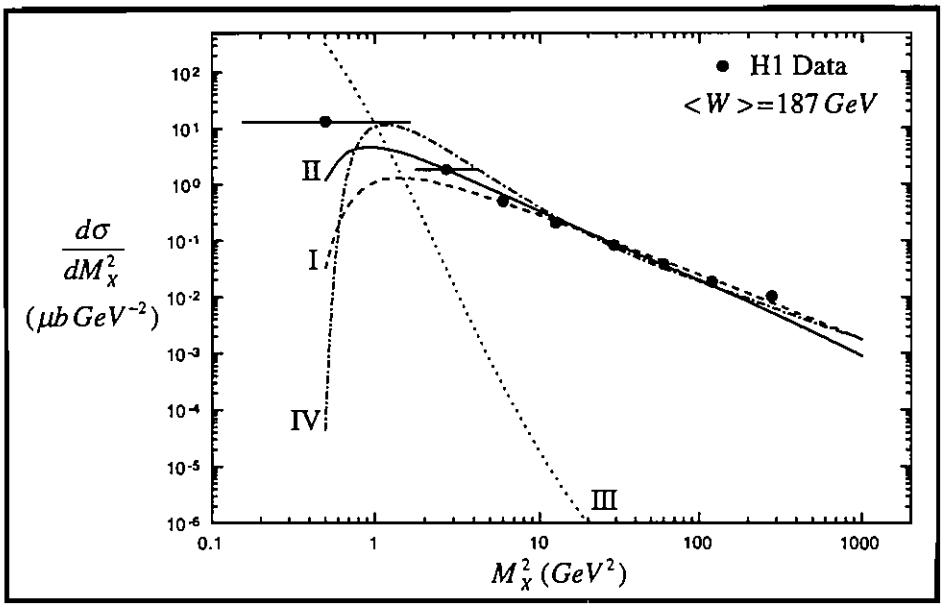


Figura 5.4.2: ***Espectros de Massas Difrativas***

Essas três curvas foram calculadas com exatamente os mesmos parâmetros e normalizações, a única diferença sendo o perfil do Pomeron. Aparentemente o Pomeron "soft" (curva III) é descartado pelos dados. A curva IV mostra, no entanto, que, com uma escolha diferente de parâmetros, ou seja, $m_0 = 0.50\,GeV$ e $\sigma_{IPp} = 5.4\,mb$, um bom acordo é ainda obtido. Considerando a grande quantidade de dados experimentais já descritos previamente pelo IGM, essa escolha é extrema. Nós concluímos portanto que o Pomeron "soft" é desfavorecido. Essa mesma conclusão foi encontrada nas referências [128, 129, 130].

Uma questão muito interessante a respeito dos processos difrativos é se as interações semi-hard são relevantes ou não na física difrativa. Em colisões hadrônicas não-difrativas, esperamos que espalhamentos semi-hard sejam visíveis a energias do centro-de-massa ao redor de $\sqrt{s} \approx 500\,GeV$. Nesses espalhamentos dois partons interagem com um momento transferido $p_T \approx 2-4\,GeV$, formando dois minijatos. Como $\Lambda_{QCD} << p_T << \sqrt{s}$, as seções de choque dos

minijatos podem ser calculadas com QCD perturbativa e elas são suficientemente grandes para serem relevantes na física de "minimum bias".

No IGM, a deposição de energia ocorre devido colisões gluon-gluon em ambos os regimes perturbativo (semi-hard) e não-perturbativo (soft). Como vimos nos capítulos 1 e 2, a seção de choque gluon-gluon na eq. 5.3.3, é calculada com QCD perturbativa ou com um ansatz não-perturbativo conforme a escala ($Q^2 = x\,y\,s$).

A importância relativa dos minijatos com respeito aos processos soft foi fixada segundo as estimativas experimentais da seção de choque dos minijatos feita pelas colaborações UA1 [41] e UA5 [38] em colisões hadrônicas. Este procedimento de fixação é universal e assim poderíamos esperar que a física semi-hard se tornasse visível para todos os tipos de processos na mesma região de energia. A introdução do cut-off y_{max} em 5.3.3, no entanto, limita o espaço de fase dos processos difrativos de tal maneira que o efeito dos processos semi-hard é reduzido.

Na figura 5.4.3 repetimos os ajustes da figura 5.4.1, utilizando apenas curvas do tipo II, que são nossos cálculos "conservadores", representados por linhas cheias. Como as energias experimentalmente alcançadas não são muito grandes, poderíamos simplesmente ignorar a pequena componente dos minijatos.

As curvas tracejadas na figura 5.4.3 mostram o efeito de se desligar a contribuição semi-hard. Há somente um pequeno alargamento na cauda do espectro. Sem a ação dos minijatos a deposição de energia na bolha central da figura 5.3.1 é diminuida e a partícula dominante, na "perna" superior (méson ρ após a interação), é mais energética. Sua energia contribui mais para a massa difrativa M_X e a faz maior. Esse efeito é desprezível para M_X muito pequeno mas torna-se visível para grandes massas difrativas.

Repetindo essas comparações (espectro total versus espectro sem minijatos) a energias mais altas, observamos que a magnitude da contribuição dos minijatos é sempre pequena e mostra sempre tendência a produzir distribuições que caem mais rapidamente no final do espectro. Isso sugere que em processos difrativos, minijatos não são importantes mesmo a energias muito altas.

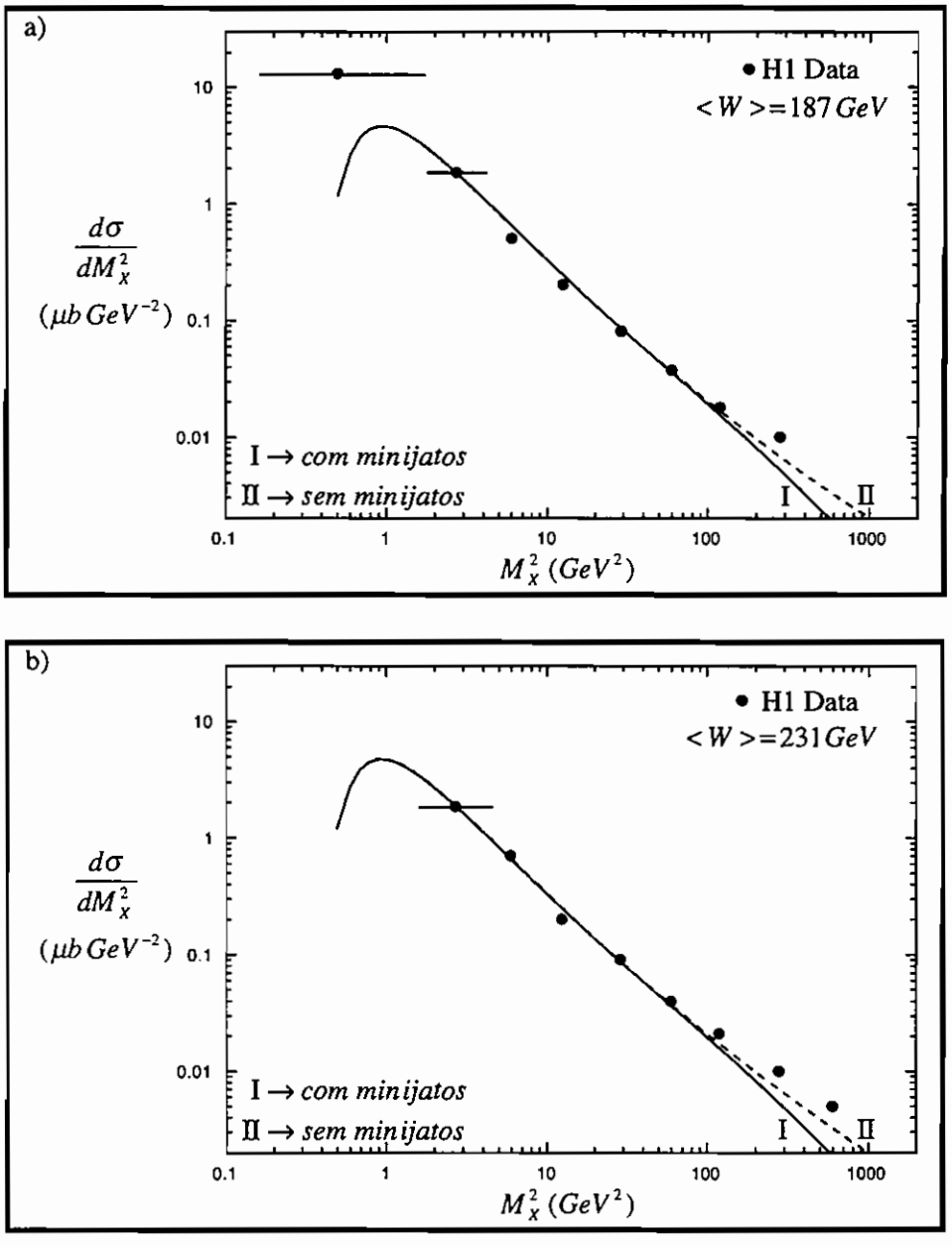


Figura 5.4.3: ***Efeito dos Minijatos na Distribuição de Massas Difrativas***

Concluindo esta seção podemos dizer que a extensão de nosso modelo de difração hadrônica para reações fóton-próton (e sem nenhum novo parâmetro) é capaz de descrever os dados experimentais relativos à excitação de massas difrativas apresentados na ref. [108] com pequenas discrepâncias. O acordo pode tornar-se melhor com alguma pequena mudança motivada pelas incertezas nos procedimentos de ajuste adotados previamente.

Além disso podemos dizer que nossa análise dos dados sugere que o Pomeron é "hard" e que o tipo de interação dominante é "soft". Isso significa que nosso objeto IP é composto por um número relativamente "pequeno" de gluons carregando, em média, uma grande fração do momento do Pomeron, mas uma pequena fração do momento total do próton e sofrendo geralmente colisões soft (em relação à escala de energia em interações semi-hard ($\approx 2-3GeV$)) com os gluons do outro hádron.

O fato de que nosso modelo é bem sucedido significa que o escoamento de energia pode, em muitos casos, ser entendido como uma superposição incoerente de espalhamentos párton-párton sujeitos à conservação de energia.

5.5: Espectro do Próton Dominante no VDM-IGM

Se, em altas energias, as reações $\rho - p$ e $\pi - p$ têm as mesmas características e se o modelo de dominância vetorial (VDM) é uma boa hipótese (como mostrou ser na seção anterior), então algo mais a respeito do escoamento de energia em colisões méson-próton pode ser aprendido no HERA. Como dissemos anteriormente, fotoprodução a altas energias exibe características semelhantes às interações hádron-hádron. Para baixas virtualidades o mecanismo

de interação dominante se dá via flutuação do fóton em um estado hadrônico (mesônico) que interage com o próton via força forte.

Recentes dados obtidos pela colaboração ZEUS no HERA [131, 132, 133] mostram que os espectros de partículas dominantes medidos em fotoprodução e em espalhamento inelástico profundo (DIS), onde $Q^2 \geq 4\,GeV^2$, são muito semelhantes, especialmente na região de grandes x_L's. Isso sugere que, como assinalado na ref. [134], a dureza da escala da QCD para a produção de partícula em DIS gradualmente decresce de um (grande) Q^2, que é relevante na região de fragmentação do fóton, para uma escala mole na região de fragmentação do próton, que particularmente será considerada aqui.

Nós podemos portanto esperar uma certa semelhança entre os espectros inclusivos dos protons dominantes em processos de fotoprodução (que discutiremos nesse capítulo) e os espectros inclusivos provenientes de colisões hadrônicas a altas energias, que foram discutidas no segundo capítulo.

Em outras palavras, nós podemos dizer que o fóton nem resolve nem está sendo resolvido pelos protons rápidos, emergentes da reação. Isso implica que ela é dominada por algum mecanismo não-perturbativo, o que é confirmado pelo fracasso da QCD perturbativa (PQCD) [131] (implementada pelos códigos Monte Carlo Ariadne e Herwig), quando aplicada à região de fragmentação do próton.

Na ref. [134] os espectros de partículas dominantes foram estudados no contexto das trocas de méson e de Pomeron. Aqui nós utilizaremos novamente a hipótese de dominância mesônica vetorial e descreveremos a produção do próton dominante da mesma forma que no capítulo 2 fizemos para as colisões hádron-hádron. A única mudança é que agora nós temos a colisão $\rho - p$ ao invés da colisão p (π ou K)$-p$. Ao passo que isto possa ser, em geral,

verdadeiro para a fotoprodução, em DIS é apenas uma aproximação, válida na região de grandes x_L's.

Na figura 5.5.1 nós mostramos esquematicamente o cenário do IGM em uma colisão fóton-próton, no qual o próton emerge como partícula dominante. Como na seção anterior, durante a interação o fóton é convertido no méson vetorial ρ^0, que então interage com o próton incidente. Ao perder uma fração de momento x de seu momento original, o méson ρ^0 excita-se, carregando uma fração de momento x_L $(=1-x)$. O "próton difratado", perde somente uma fração y_L $(=1-y)$ de seu momento mas, ao contrário, permanece intacto.

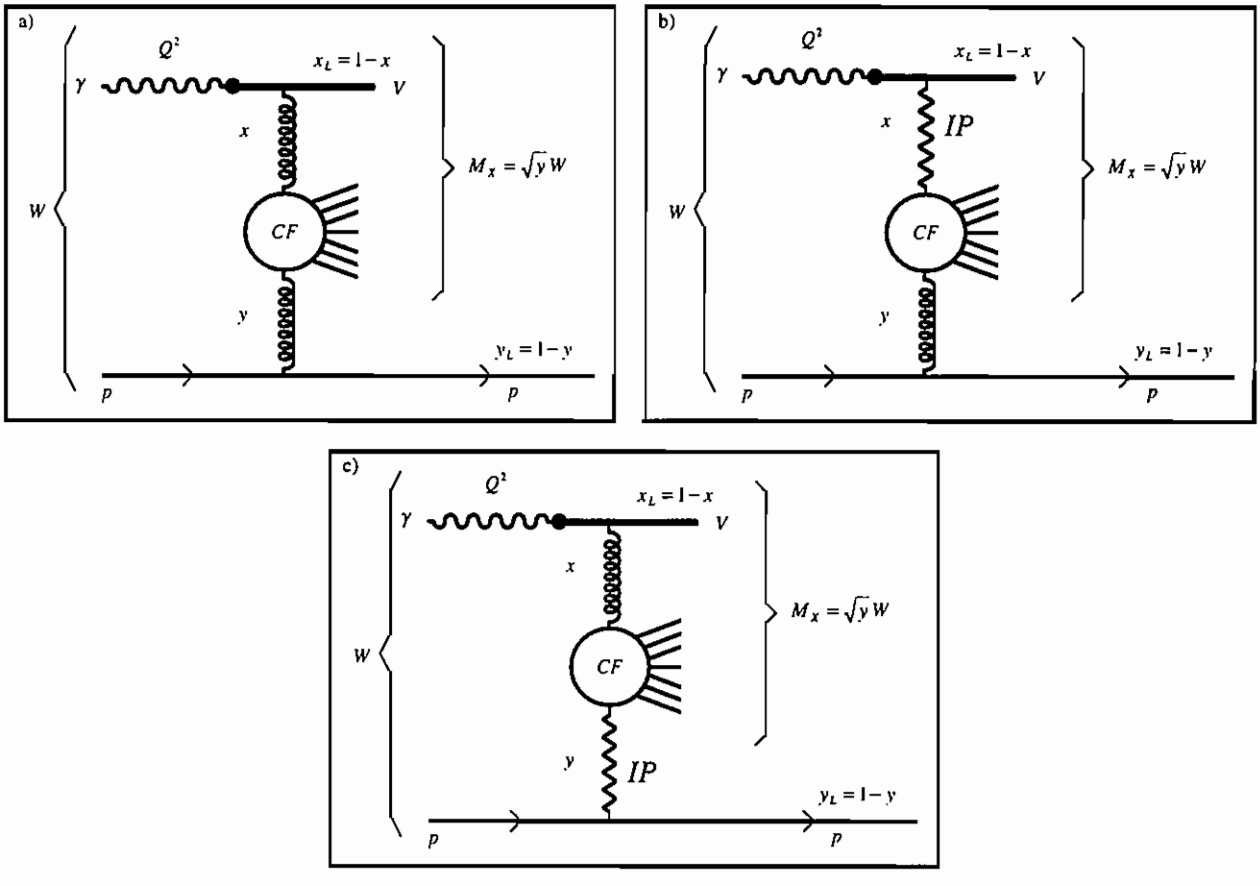


Figura 5.5.1: ***Fotoproduçao de Próton Dominante no IGM***

Na figura 5.5.1a mostramos a produção não-difrativa do próton dominante. Os processos difrativos são ilustrados nas figuras 5.5.1b e 5.5.1c, onde o Pomeron (como considerado nas seções anteriores) é emitido ou por ρ^0 ou por p, respectivamente.

Seguindo a notação utilizada no capítulo 2, o espectro do próton dominante é obtido a partir das funções $\chi^{nd}(x,y)$ (eq. 2.6.1) e $\chi_j^d(x,y)$ (eq. 2.6.3), por simples mudança de variáveis e por adição das distribuições resultantes com pesos próprios:

$$F_{LP}(y_L) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy [(1-\lambda)\chi^{nd}(x,y) + \sum_{j=1,2} \lambda_j \chi_j^d(x,y)] \times$$

$$\times \delta[y_L - (1-y)]\theta[xy - \frac{m_0^2}{s}]\theta[y - \frac{(M_{LP}+m_0)^2}{s}] =$$

$$= (1-\lambda)\int_{x_{min}}^1 dx\, \chi^{nd}(x, y=1-y_L) + \sum_{j=1,2} \lambda_j \int_{x_{min}}^1 dx\, \chi_j^d(x, y=1-y_L) \qquad (5.5.1)$$

Novamente, as componentes que entram no cálculo de $F_{LP}(y_L)$ são normalizadas à unidade. Nas funções espectrais w^{nd} e w^d (equações 1.3.9 e 2.2.4), as mudanças apropriadas para o processo de fotoprodução em questão são: $G^p(x) \to G^{\rho^0}(x)$ (figuras 5.5.1a, 5.5.1b e 5.5.1c), $\sigma_{pp}^{inel}(s) \to \sigma_{\rho^0 p}^{inel}(s)$ (figura 5.5.1a), $\sigma_{IPp}(s) \to \sigma_{IP\rho^0}(s)$ (figura 5.5.1c).

As funções de estrutura dos gluons no próton ($G^p(y)$) e no Pomeron por ele emitido ($G_{IP}^p(y)$) são dadas novamente pelas equações 1.4.16 e 5.3.9. Assumiremos como na seção anterior $G^{\rho^0}(x) = G^{\pi}(x)$, com as mesmas frações de momento carregadas pelos gluons dentro dos hadrons e, da mesma forma, $G_{IP}^{\rho^0}(x) = G_{IP}^{\pi}(x)$ para os gluons dentro dos Pomerons (emitidos ou pelo méson ρ^0 ou pelo próton p), $\sigma_{\rho^0 p}^{inel}(s) \approx 2/3\sigma_{pp}^{inel}(s)$ e $\sigma_{IP\rho^0}(s) \approx 2/3\sigma_{IPp}(s)$, com as mesmas parametrizações adotadas no capítulo 2.

Na figura 5.5.2 nós apresentamos nosso espectro de próton dominante produzido no processo de fotoprodução (novamente, a mudança $y_L \to x_L$ é feita simplesmente para compatibilizar nossa notação com a maneira pela qual são apresentados os dados experimentais [133]).

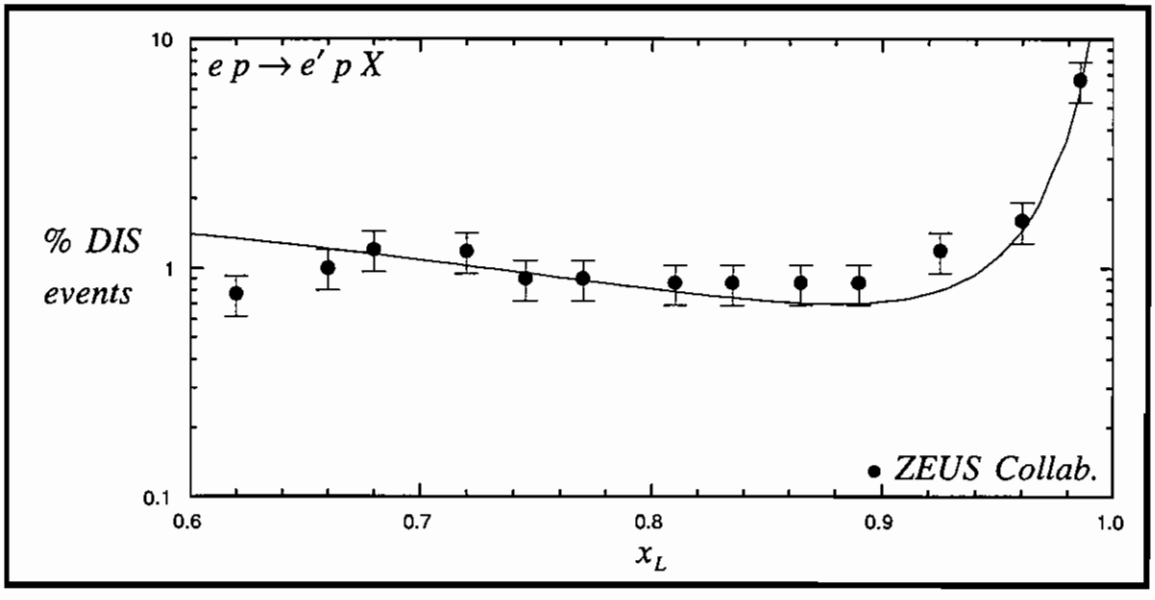


Figura 5.5.2: ***Espectro do Próton Dominante em Fotoprodução***

Todos os parâmetros foram fixados previamente e também aqui, por simplicidade nós desprezamos a contribuição do segundo diagrama da figura 5.5.1b, pelo fato dela fornecer uma curva muito semelhante em aspecto à curva não-difrativa. Como no segundo capítulo, fazemos a escolha $\lambda_1 = 0$ e $\lambda_2 = \lambda = 0.3$. Como pode ser observado, o acordo é novamente muito bom.

Veremos na próxima seção que o cenário VDM-IGM, terá seu domínio de validade estendido para a fotoprodução de mesons pesados tornando possível a obtenção do espectro do méson J/ψ dominante.

5.6: Fotoprodução do Méson J/ψ

Como foi visto no início deste capítulo, a fotoprodução a altas energias exibe características semelhantes às interações hádron-hádron. Quando o fóton, convertido em estado hadrônico, é um méson vetorial leve, a hipótese de dominância vetorial mesônica (VDM), suplementada por uma teoria de Regge de interações elásticas de mesons vetoriais, conduz ao seguinte comportamento da seção de choque de produção:

$$\sigma\ (\gamma p \rightarrow Vp) \approx W_{\gamma p}^{\delta} \qquad (5.6.1),$$

onde $W_{\gamma p}$ é a energia do centro de massa fóton-próton e $\delta \approx 0.22$.

Essa previsão foi corroborada pelas recentes medidas efetuadas no HERA [135]. No caso do méson J/ψ, um ajuste dos dados tomados pela mesma colaboração com a equação anterior, fornece $\delta \approx 0.8-0.9$. Um comportamento semelhante com a energia é observado na seção de choque de fotoprodução inelástica do méson J/ψ ($\gamma + p \rightarrow J/\psi + X$). Nessa reação a escala de energia é dada pela (grande) massa do quark c e a QCD perturbativa (PQCD) pode ser aplicada. Equivalentemente pode-se dizer que essa flutuação particular do fóton é um objeto compacto e que está no domínio da física de curtas distâncias.

Modelos baseados em PQCD descrevem bem o significativo crescimento da seção de choque com a energia do centro de massa do sistema fóton-próton ($W_{\gamma p}$). Além disso, esses modelos também reproduzem o espectro de momento do méson J/ψ, medido em processos de fotoprodução inelástica. Nas referências [136, 137, 138] podem ser encontrados artigos de revisão bastante recente de todos esses cálculos. A ênfase de todos esses trabalhos é determinar com a máxima exatidão a região do espaço de fase do méson J/ψ onde PQCD é, não somente

aplicável, mas também a única candidata séria para explicar os dados experimentais. Nessa região do espaço de fase, o processo de produção dominante é a fusão bóson-gluon, $\gamma + g \rightarrow J/\psi + X$. Essa reação é particularmente interessante porque permite uma medida muito boa da distribuição de gluons no próton.

A despeito do sucesso dos cálculos perturbativos, algumas estimativas dos efeitos não-perturbativos, como por exemplo, o movimento de Fermi dos quarks e efeitos de hadronização (os quais podem ser tratados no contexto da QCD não-relativística), têm sido apresentados. Em realidade, a mera existência de uma escala dura no problema não exclui automaticamente a física não-perturbativa.

No caso, muito melhor estudado, da hadroprodução desse méson, depois de anos de aperfeiçoamentos contínuos em cálculos de QCD e também a nível dos experimentos, a conclusão parece ser que a teoria perturbativa é capaz de reproduzir as principais características dos dados mas falha em alguns aspectos, como a descrição da produção de charme em grandes x_F's e a magnitude da seção de choque integrada [77]. Em hadroprodução as situações nas quais a PQCD falha podem ser bem entendidas, por exemplo, em termos do conceito de charme intrínseco embora, como vimos no capítulo anterior, a comprovação de sua existência não esteja ainda assegurada. No entanto essa noção, de forte conteúdo não-perturbativo, é próxima do cenário de dominância vetorial mesônica e deveríamos esperar que ela tivesse algum papel também na fotoprodução de charme.

Isso significa que o crescimento da seção de choque de produção pode ser visto como uma manifestação da PQCD mas ele poderia também ser explicado (no mínimo parcialmente) com modelos hadrônicos, ou, mais precisamente, com a ajuda do mecanismo de dominância vetorial e alguma outra teoria de processos do tipo $J/\psi + p \rightarrow J/\psi + p$ ou $J/\psi + p \rightarrow J/\psi + X$.

Um teste rigoroso da PQCD exige uma cuidadosa subtração do "background" de todos os processos que contêm uma física diferente. No caso do espectro de momento do méson J/ψ, a análise do "background" foi efetuada nas referências [139, 140, 141]. A conclusão foi que, na janela de elasticidade $0.4 \leq z \leq 0.9$, o processo de produção dominante é a fusão bóson-gluon. A elasticidade z, é definida como:

$$z = E_{J/\psi} / E_{\gamma} \tag{5.6.2}$$

Acreditamos que é importante testar outros modelos hadrônicos, dando especial atenção à distribuição em z do méson J/ψ. Se, por exemplo, todos modelos razoáveis produzissem um espectro em z errado isso deixaria a PQCD como a única explicação teórica dos dados, a despeito das incertezas na normalização das seções de choque perturbativas.

Nesta seção iremos calcular o espectro em z do méson J/ψ na aproximação de VDM. Para o estudo do escoamento de energia nesta interação méson-próton utilizamos o IGM por causa de seu sucesso em descrever a deposição de energia e o espectro de partícula dominante em colisões hadrônicas, como visto anteriormente.

Na figura 5.6.1 mostramos esquematicamente as possíveis maneiras de se produzir o méson J/ψ numa colisão fóton-próton no VDM-IGM. De acordo com essa figura, durante a interação, o fóton é convertido num estado mesônico e então interage com o próton incidente. As figuras 5.6.1a e 5.6.1b mostram eventos inelásticos não-difrativos (*ND*) com produção de J/ψ. Na figura 5.6.1a o J/ψ pré-existe como uma flutuação do fóton e depois da interação emerge como uma partícula dominante (*NDL*). Já na figura 5.6.1b ele é centralmente produzido (*NDC*), isto é, ele é formado no central fireball junto com outras partículas mais leves como resultado das múltiplas interações gluônicas.

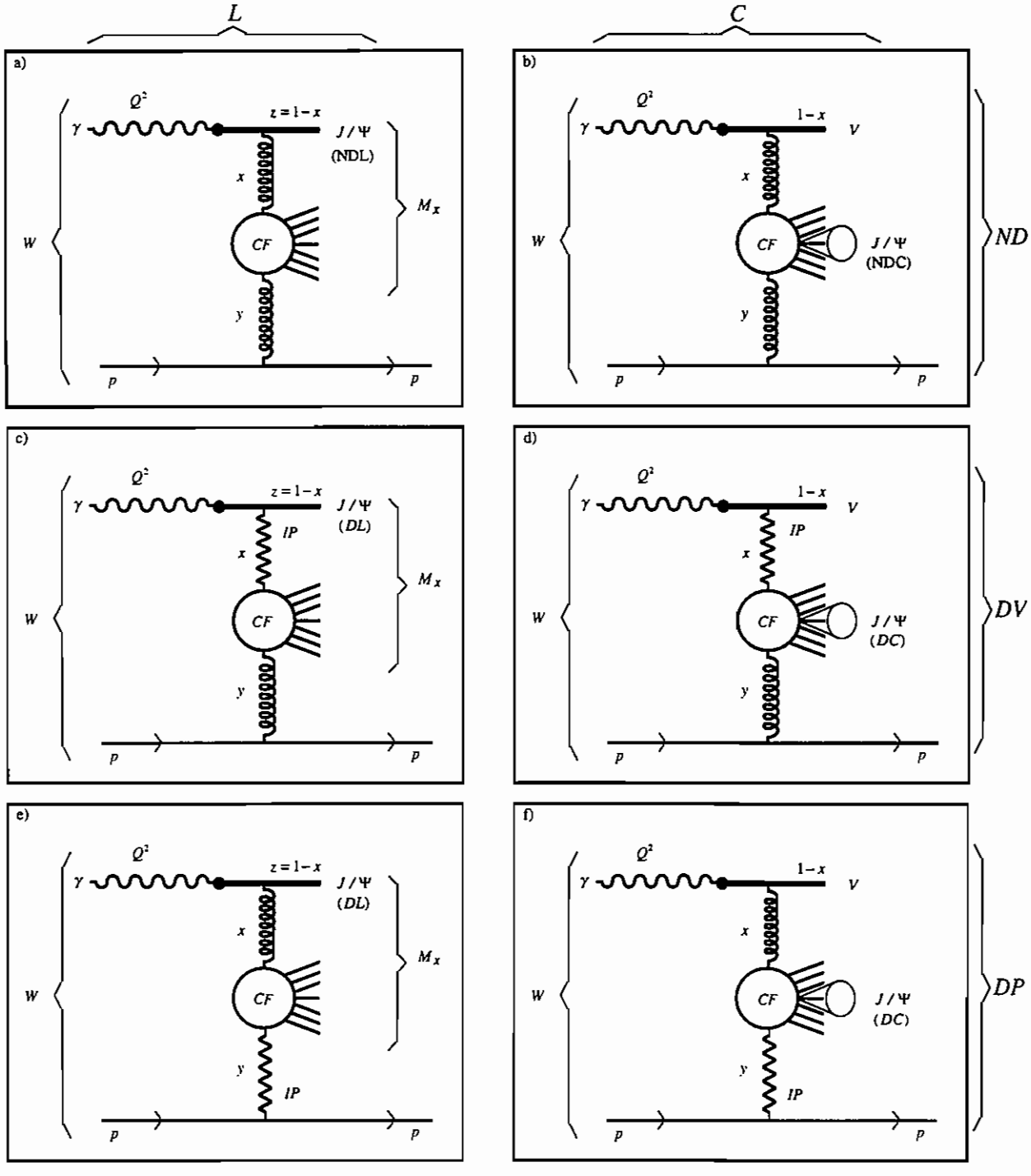


Figura 5.6.1: ***VDM e Produção do Méson J/ψ no IGM***

As figuras 5.6.1c, 5.6.1d, 5.6.1e e 5.6.1f mostram eventos inelásticos difrativos (D) no qual um gap de rapidez é observado. Nas figuras 5.6.1c e 5.6.1d nosso Pomeron dos capítulos anteriores é emitido do méson vetorial difratado (DV). Em 5.6.1e e 5.6.1f o Pomeron é emitido

do próton difratado (DP). Nos casos 5.6.1c e 5.6.1e o J/ψ é a "partícula dominante difrativa", sendo chamado respectivamente de DVL e DPL. Nos casos 5.6.1d e 5.6.1f ele é difrativa e centralmente produzido e chamado respectivamente de DVC e DPC.

O méson vetorial V da figura 5.6.1 é por simplicidade apenas um J/ψ ou um ρ^0. Nós também poderíamos considerar a dupla emissão de Pomeron, mas esses processos são fortemente suprimidos e suas contribuições para a seção de choque são uma ordem de magnitude inferior às dos processos difrativos simples. Por essa razão não consideraremos esses processos.

A descrição da produção do méson J/ψ dada acima é, em espírito, muito semelhante à da ref. [139] e pode ser considerada, até certo ponto, como uma atualização daquele trabalho, com ingredientes um pouco diferentes e, para a análise de dados do HERA, é portanto possível estabelecer uma correspondência entre os principais processos considerados aqui e aqueles que Jung e colaboradores consideraram nessa referência.

Assim, por exemplo, BI+TI = NDL+NDC+DVC; BE+TI = DVL e BI+TE = DPL + DPC (ver ref. [139] para maiores detalhes). A principal diferença está nos ingredientes. Nessa referência todas as vezes que o IP aparece, ele é tratado microscopicamente "a la" Donnachie-Landshoff e seus gluons acoplam-se aos quarks do próton (no vértice $p-IP-p$) ou do J/ψ (no vértice $J/\psi-IP-J/\psi$).

Em nosso caso, no último vértice um Pomeron é emitido da nuvem gluônica do J/ψ e a mudança de energia desse méson é descrita pelo formalismo do IGM. O ponto de partida para o cálculo dos espectros de momento do J/ψ é a função $\chi(x,y)$, dada pela eq. 1.3.12. Como na seção anterior o Pomeron pode ser emitido por qualquer uma das duas pernas nos processos difrativos e, como visto, os momentos da função espectral w^d, é dado pela equação (ver equação 2.6.4):

$$< x^n y^m > = \int_0^{x_{max}} dx' \, x'^n \int_0^{y_{max}} dy' \, y'^m \, w^d(x', y') \tag{5.6.3}$$

Na expressão acima, nós especificamos os seguintes casos de interesse: I) $x_{max} = y_{max} = 1$, que corresponde às figuras 5.6.1a e 5.6.1b e a processos não-difrativos ND; II) $x_{max} = x$ e $y_{max} = 1$, que representa a emissão de um Pomeron do méson vetorial DV, como mostrado nas figuras 5.6.1c e 5.6.1d; III) $x_{max} = 1$ e $y_{max} = y$, que representa a emissão de um Pomeron do próton DP, como nas figuras 5.6.1e e 5.6.1f.

Os ingredientes usados nas equações 2.6.2 e 5.6.3 serão diferentes para cada um dos processos representados na figura 5.6.1. Na figura 5.6.1a a reação hadrônica é o espalhamento inelástico $J/\psi - p$. Logo, temos que fazer as mudanças $\sigma(s) \to \sigma^{inel}_{J/\psi p}(s)$ e $G(x) \to G^{J/\psi}(x)$ na eq. 1.3.9. A seção de choque charmonium-hádron tem sido objeto de intensa pesquisa no contexto da física nuclear e de sinais da formação do plasma de quarks e gluons, QGP. Cálculos parecem convergir para o valor $\sigma^{inel}_{J/\psi p} \approx 6 - 9 mb$ [142, 143, 144]. Adotaremos esse valor superior e assumiremos que a distribuição de gluons tem o mesmo aspecto em todos os mesons, isto é, $G^{J/\psi}(x) = G^{\rho^0}(x) = G^{\pi}(x)$, a diferença estando apenas na normalização. Para $G^{\pi}(x)$ iremos utilizar novamente a parametrização de SMRS [47]. A forma específica escolhida para essas distribuições não afeta muito os resultados. A normalização, no entanto, tem um papel crucial.

Como visto no primeiro capítulo, a regra de soma do momento para a densidade de gluons $G^h(x)$ em um hádron h é escrita como:

$$\int_0^1 dx \, x \, G^h(x) = p^h \tag{5.6.4}$$

Para um núcleon ou em um méson leve temos que $p^h \approx 0.5$, isto é, gluons carregam metade do momento do hádron. O méson J/ψ, no entanto, é um sistema não-relativístico e

quase toda a sua massa vem das massas dos quarks. O campo gluônico, responsável por uma fraca ligação, carrega somente uma pequena fração da energia (e momento) do estado ligado. Nós esperamos portanto que o fator de normalização $p^{J/\psi}$ de $G^{J/\psi}(x)$, seja da ordem da energia armazenada no campo dividida pela massa do méson J/ψ:

$$p^{J/\psi} = \frac{M_{J/\psi} - 2m_c}{M_{J/\psi}} \cong 0.033 \qquad (5.6.5),$$

onde m_c será tomado como $1.5GeV$ e $M_{J/\psi}$ será tomado como $3.1GeV$.

Na figura 5.6.1b assumiremos novamente que $\sigma^{inel}_{\rho^0 p} \cong 2/3\sigma^{inel}_{pp}$ ($\sigma^{inel}_{pp}(s) = 80\%\,\sigma^{tot}_{pp}(s)$, vide eq. 1.4.15) e $G(x) = G^{\rho^0}(x) = G^{\pi}(x)$, com $p^{\rho^0} = 0.5$. Nos processos difrativos das figuras 5.6.1c e 5.6.1d o próton interage com um Pomeron vindo respectivamente dos mesons J/ψ e ρ^0. Portanto $\sigma(s)$ ($\equiv \sigma_{IP\rho}(s)$), que aparece no denominador da função espectral w^d (eq. 2.6.4), tem sempre o mesmo valor, não importando de onde o IP tenha vindo. A função $G(x) = G^h_{IP}(x)$ representa a distribuição de momento dos gluons pertencentes ao subconjunto de gluons do próton (IP) e x é a fração de momento do **hádron**, carregado por um desses gluons. Nós utilizaremos portanto a notação $G^{J/\psi}_{IP}(x)$ e $G^{\rho^0}_{IP}(x)$ para os processos das figuras 5.6.1c e 5.6.1d. Em uma primeira aproximação tomaremos, como antes:

$$G^h_{IP}(x) = p^h_{IP}(m+1)\frac{(1-x)^m}{x} \qquad (5.6.6),$$

onde $m = 5$ e h é o hádron de onde o Pomeron é emitido. Como foi visto na primeira parte deste capítulo, essa escolha corresponde, para a função $f_{g/IP}(\beta)$, a uma mistura predominantemente hard entre Pomeron soft e hard. Assumiremos que o aspecto dessa função é o mesmo para todos os hadrons, isto é, $G^{J/\psi}_{IP}(x) = G^{\rho^0}_{IP}(x) = G^{p}_{IP}(x)$. O fator de normalização é obviamente diferente.

Das análises dos processos difrativos feitas anteriormente pudemos concluir que a fração de momento carregado pelos gluons dentro do Pomeron era $p_{IP}^{h} = p_{IP}^{p} = 0.05$. Esse número pode ser interpretado como segue. Em um hádron comum (núcleon ou méson leve), gluons carregam 0.5 do momento total e o cluster que constitui o Pomeron carrega 0.1 do momento total gluônico. Logo os gluons do Pomeron carregam, em média, $0.1 \times 0.5 = 0.05$ ou 5% do momento total do hádron.

Seguindo o mesmo raciocínio para o méson J/ψ, vemos que, quando o méson pesado emite um Pomeron, o correspondente feixe de gluons carrega $0.1 \times 0.033 = 0.0033$ ou 0.33% do momento total do méson J/ψ. Temos assim $p_{IP}^{J/\psi} = 0.0033$. Chamamos atenção especial para este fato porque aqui está a principal diferença entre hadrons comuns e mesons pesados no IGM. Essa diferença explica qualitativamente por que mesons pesados emergem da colisão mais rápidos do que outras partículas. Eles contêm gluons menos energéticos e portanto não podem perder muita energia. A interação difrativa (com emissão de IP) amplifica esse efeito.

Nos processos difrativos 5.6.1e e 5.6.1f, um Pomeron vindo do próton interage respectivamente com os mesons J/ψ e ρ^0. Nós temos então $\sigma(s) \equiv \sigma_{IPJ/\psi}(s)$ no denominador da função espectral w^d. $G(x) = G^{J/\psi}(x)$ em 5.6.1e e $\sigma(s) \equiv \sigma_{IP\rho^0}(s)$ e $G(x) = G^{\rho^0}(x)$ em 5.6.1f. Em ambos os casos $G(y)$ $(= G_{IP}^{p}(y))$ tem a mesma forma funcional e normalização adotadas no capítulo 2. As seções de choque Pomeron-hádron, $\sigma_{IPJ/\psi}$ e $\sigma_{IP\rho^0}$, são desconhecidas. Nós assumiremos que $\sigma_{IP\rho^0} = 2/3\sigma_{IPp}$ e $\sigma_{IPJ/\psi} = 1/4\sigma_{IPp}$ com $\sigma_{IPp}(s)$ dado pela eq. 5.3.10.

5.7: Distribuições de Elasticidade do Méson J/ψ

Os mesons J/ψ's podem ser produzidos centralmente (C) ou como partículas dominantes (L). Seus espectros de momento são portanto rotulados respectivamente como F_C e F_L. Além disso eles podem ser produzidos difrativamente (D) ou não-difrativamente (ND).

Temos portanto quatro contribuições para a distribuição de momento fracionário (ou elasticidade z), que denotaremos por F_C^{ND}, F_C^{D}, F_L^{ND} e F_L^{D}. As duas distribuições difrativas podem ser posteriormente divididas em quatro, pois em cada caso o Pomeron pode ser emitido pelo méson vetorial (DV) ou pelo próton (DP), resultando: F_C^{DP}, F_C^{DV}, F_L^{DP} e F_L^{DV}.

Elas podem ser explicitamente escritas em termos das funções $\chi^{nd}(x,y)$ (eq. 2.6.1) e $\chi^{d}(x,y)$ (eq. 2.6.3), como:

$$F_C^i(z) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, \chi^i(x,y)\, \delta[z-(x+y)]\, \theta[x\,y - \frac{M_{J/\psi}^2}{W^2}] \qquad (5.6.1),$$

e

$$F_L^i(z) = \int_0^1 dx \int_0^1 dy\, \chi^i(x,y)\, \delta[z-(1-x)]\, \theta[x\,y - \frac{m_0^2}{W^2}]\, \theta[y - \frac{(M_{J/\psi}+m_0)^2}{W^2}]$$

$$= \int_{y_{min}}^1 dy\, \chi^i(x=1-z, y) \qquad (5.6.2),$$

com

$$y_{min} = Max[\frac{m_0^2}{(1-z)W^2}, \frac{m_0^2}{(M_{J/\psi}+m_0)^2}] \qquad (5.6.3),$$

onde z ($= E_{J/\psi}/E_\gamma$) é a fração de energia do méson J/ψ. O índice $i = ND$, DV ou DP indica que a primeira, a segunda ou a terceira linha na figura 5.6.1, é considerada.

Ao tratarmos do espectro de partícula dominante, temos que introduzir o vínculo cinemático adicional $y > (M_{J/\psi} + m_0)^2 / W^2$, onde W $(\equiv \sqrt{s_{\gamma p}})$ representa a energia invariante do processo fóton-próton, que garante que a massa M_X $(= \sqrt{y}\,W$, ver figura 5.6.1), seja grande o suficiente para produzir o méson J/ψ, de massa $M_{J/\psi}$, e a massa mínima m_0, do CF.

Tendo definido todas as constantes e parâmetros necessários, nós plotamos as seis curvas F_C^{ND}, F_C^{DV}, F_C^{DP}, F_L^{ND}, F_L^{DV} e F_L^{DP} na figura 5.7.1, em unidades arbitrárias.

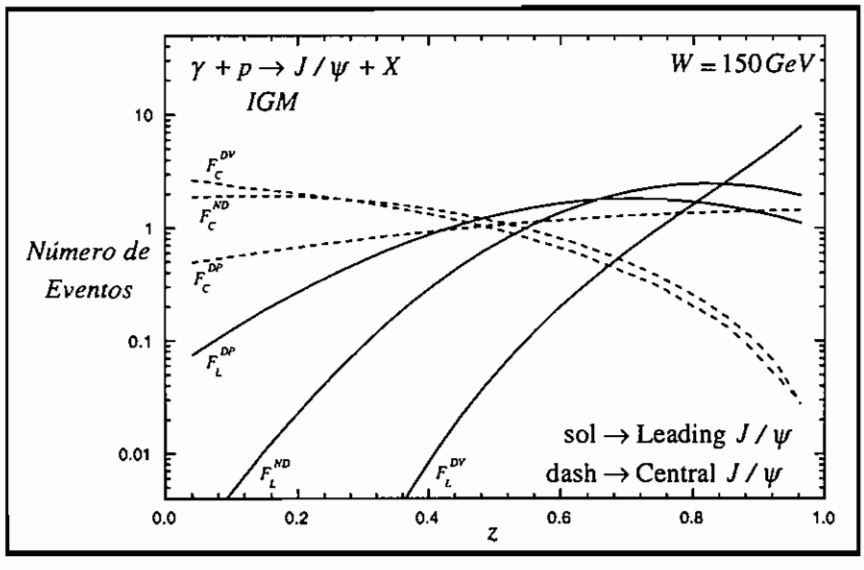


Figura 5.7.1: ***Distribuições de Momento do Méson J/ψ no IGM***

As curvas referentes à produção central estão representadas por linhas tracejadas. As curvas referentes à produção a partir do LJ estão representadas por linhas cheias. Todas elas estão normalizadas à unidade. Como esperado, a produção central dá origem a J/ψ's mais lentos e a produção do LJ gera J/ψ's mais rápidos. Entre as curvas L (leading) observamos que quando o méson J/ψ emite um Pomeron, há um pico ao redor de $z \approx 1$. Este comportamento é esperado

uma vez que a emissão de IP implica em uma perda de energia muito pequena. F_L^{DV} é portanto mais dura que F_L^{ND} e F_L^{DP}.

O comportamento das três curvas centrais pode ser entendido como segue. A distribuição não-difrativa define as principais características da produção central no IGM. Nossa curva é bem larga e bastante diferente da distribuição do "fóton resolvido" apresentada na ref. [140] e que tem um pico em $z \to 0$. Naquele caso o processo relevante é $gg \to c\bar{c}$, que dá uma distribuição de momento do par $c\bar{c}$ muito "soft". Isso é uma consequência do comportamento das distribuições de gluons a pequenos x's. No IGM a emissão múltipla (ou radiação) de gluons torna possível uma maior liberação de energia e momento no central fireball e, consequentemente, pares $c\bar{c}$'s mais rápidos podem ser formados. Este aspecto do IGM foi discutido no capítulo anterior.

Em processos DV haverá um gap separando o méson vetorial dominante leve e rápido e o méson J/ψ. Essa separação de rapidez impede que o méson J/ψ tenha valores muito grandes para z. Portanto a curva F_C^{DV} cai mais rapidamente que a curva F_C^{ND} para grandes valores de z. No caso DP há um gap entre o méson J/ψ e o próton. Isso faz com que o méson J/ψ se mova solidário ao méson vetorial dominante. A distribuição F_C^{DP} favorece, portanto, maiores valores de z do que F_C^{ND}.

Vamos agora comparar nossas curvas com os dados experimentais da ref. [140], que foram apresentados em duas amostras. A primeira inclui J/ψ's com todos os valores do momento transversal p_T e a segunda contém somente J/ψ's com $p_T^2 \geq 1 GeV^2$. Nessa última amostra de dados, era esperado que processos soft e difrativos fossem excluidos. Ela seria portanto apropriada para uma descrição através da QCD perturbativa. Cálculos baseados na PQCD foram, de fato, bem sucedidos [136, 137, 138].

Discutiremos inicialmente a amostra de "minimum bias", que presumivelmente inclui processos não-perturbativos (ou hadrônicos). Todos os diagramas na figura 5.6.1 devem ser incluidos. Infelizmente nós não somos capazes de calcular o peso relativo de cada uma das seis distribuições. Esperamos, no entanto, que as contribuições não-difrativas sejam dominantes. Mais especificamente, esperamos que F_C^{ND} seja a curva dominante para valores menores de z ($z \leq 0.5$) e que F_L^{ND} seja dominante na região $0.5 \leq z \leq 0.9$ do espectro. Para $z \geq 0.9$ os dados sugerem a existência de um pico que, em nosso modelo é mais naturalmente descrito por F_L^{DV}.

Para verificar essas conjecturas ajustamos nossos resultados aos dados experimentais na figura 5.7.2. Deixando inicialmente a normalização livre, ajustamos F_C^{ND} (linha tracejada), F_L^{ND} (linha pontilhada-tracejada) e F_L^{DV} (linha pontilhada) aos dados nas regiões de z onde elas são dominantes.

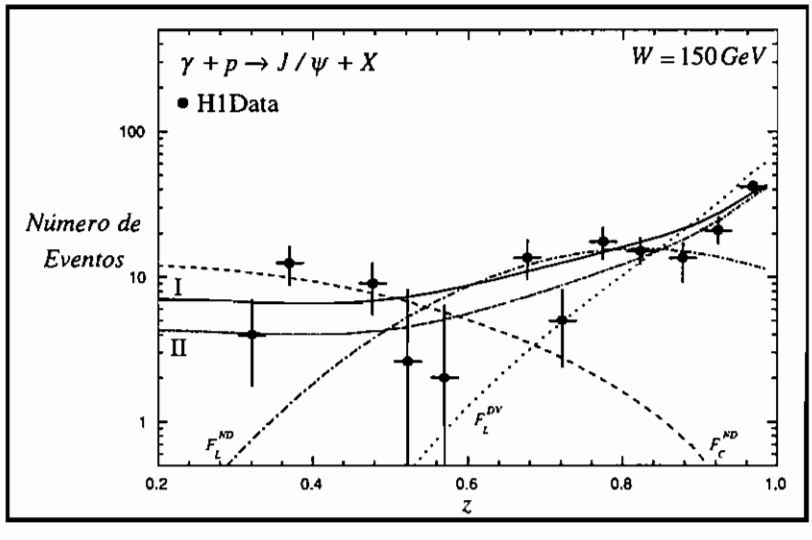


Figura 5.7.2: ***Distribuição de Momento do Méson*** J/ψ

Embora não saibamos exatamente como combinar essas contribuições individuais em nosso modelo, podemos utilizar as informações do experimento FTPS [145]. Essa colaboração

mediu separadamente as seguintes contribuições: elástica, dissociação do fóton em $J/\psi + X$ (equivalente à nossa componente F_L^{DP}), dissociação com um méson J/ψ isolado em rapidez (nossa componente F_L^{DV}) e produção inclusiva do méson J/ψ sem gap de rapidez (que corresponde à soma $F_L^{ND} + F_C^{ND}$).

À parte fatores constantes podemos extrair os pesos relativos das seções de choque correspondentes, identificando $\sigma(\gamma + p \rightarrow J/\psi_{diff} + X) = 4.4 \pm 0.9 nb$ com o peso do espectro integrado F_L^{DV} e $\sigma(\gamma + p \rightarrow J/\psi + X) = 5.1 \pm 1.3 nb$ com o peso da soma $F_L^{ND} + F_C^{ND}$. Os pesos relativos resultantes são 0.27, 0.27 e 0.46 para F_C^{ND}, F_L^{ND} e F_L^{DV}, respectivamente. O espectro final com esses pesos é mostrado na figura 5.7.2 com a curva rotulada como II. A linha cheia (rotulada como I), mostra a combinação das três distribuições com iguais pesos para F_C^{ND}, F_L^{ND} e F_L^{DV}. As duas escolhas estão em bom acordo com os dados, dentro das barras de erro.

Na figura 5.7.3 nós comparamos os dados da amostra com $p_T^2 \geq 1 GeV^2$ e $0.4 \leq z \leq 0.9$ com F_L^{ND}, que esperamos ser a contribuição dominante do IGM nessa região. Para levar em conta o momento transversal mínimo nós trocamos $M_{J/\psi}$ por $M_T = \sqrt{M_{J/\psi}^2 + p_T^2}$ nas equações 5.6.2 e 5.6.3. Como pode ser visto o acordo é muito bom e foi obtido essencialmente com somente um novo (mas fortemente vinculado) parâmetro: a razão $p^{J/\psi} / \sigma_{J/\psi p}^{inel}$ entrando no cálculo dos momentos da função espectral não-difrativa w^{nd} (eq. 2.6.2). O achatamento observado vem, uma vez que $\sigma_{J/\psi p}^{inel}(W)$ está fixo, inteiramente do pequeno valor do parâmetro $p^{J/\psi}$ (eq. 5.6.5), o que pode ser visto se comparamos nosso melhor resultado ($p^{J/\psi} = 0.033$) mostrado na figura 5.7.3 com linha cheia, com resultados para outros valores de $p^{J/\psi}$. A linha tracejada representa a

escolha $p^{J/\psi} = 0.066$ e a linha pontilhada corresponde a $p^{J/\psi} = 0.016$. É importante notar a alta sensisitividade dos resultados com a mudança do parâmetro $p^{J/\psi}$.

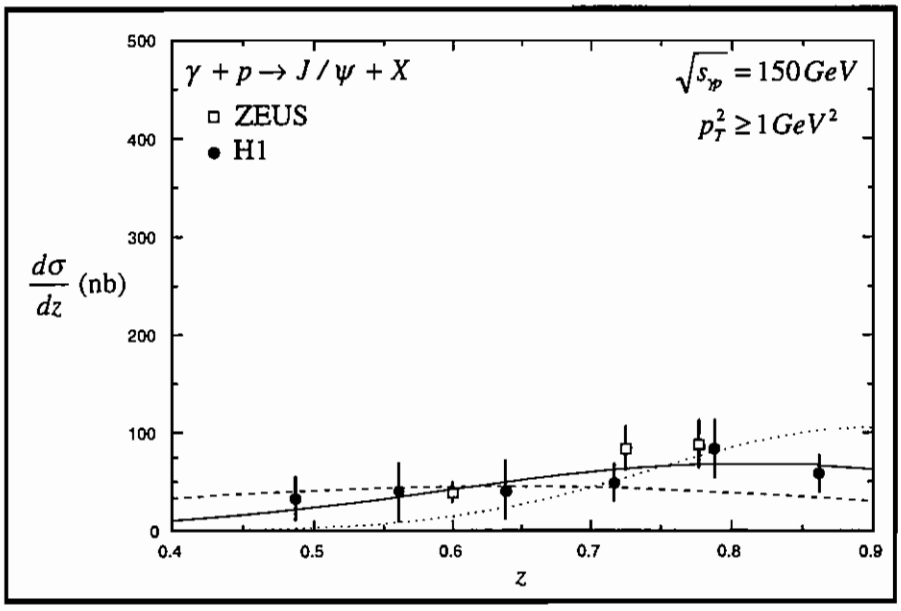


Figura 5.7.3: ***Distribuição de Momento do Méson*** J/ψ

Na figura 5.7.4 nós fazemos o mesmo tipo de comparação que a da figura 5.7.2 entre os resultados de nosso modelo e os dados da colaboração FTPS [145] para uma energia mais baixa. Todas as cinco curvas têm os mesmos significados que as da figura 5.7.2. A única diferença é que agora elas são calculadas para $E_\gamma = 150 GeV$. Dados dos experimentos NMC e NA14 também são mostrados nessa figura.

Do que foi mostrado acima concluimos que, em estreita analogia com o que acontece na hadroprodução de charme, uma parte visível dos dados experimentais pode não ser descrita pela QCD perturbativa. Existe espaço para efeitos hadrônicos (não-perturbativos). Uma maneira de tratá-los é com o mecanismo de dominância vetorial juntamente com alguma descrição da

interação méson-próton. O escoamento de energia (e o consequente espectro do méson J/ψ) nessas reações é bem entendido no contexto do IGM. A comparação com os dados apresentados nas figuras 5.7.2 e 5.7.3 mostra um bom acordo.

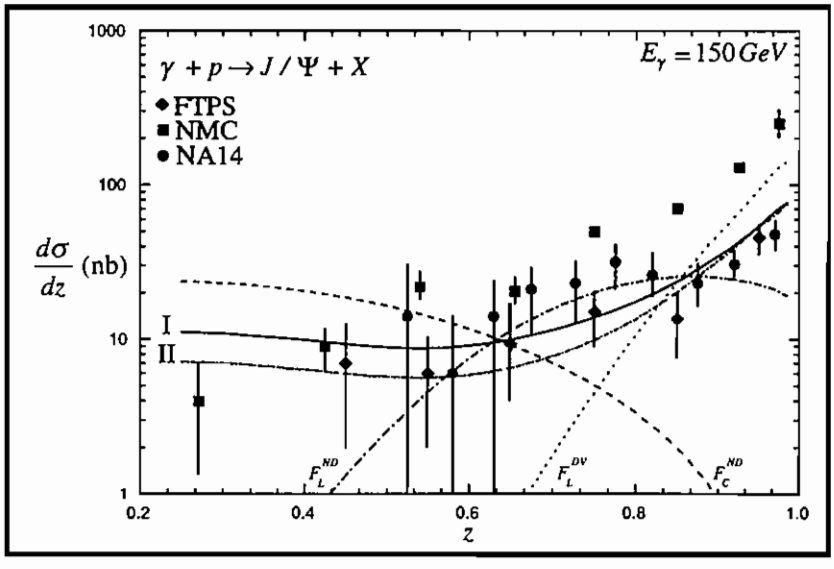


Figura 5.7.4: ***Distribuição de Momento do Méson*** J/ψ

Não consideramos esse resultado como a palavra final, uma vez que nós sabemos que a QCD perturbativa deve ser incluida, mas sim como uma indicação de que uma teoria hadrônica de escoamento de energia é compatível com os dados. Em nosso modelo existem interações perturbativas entre gluons nas nuvens gluônicas mas os quarks charmosos não interagem nesse regime. O fato de que nosso resultado para F_L^{ND} concorda tão bem com os dados na figura 5.7.3 indica que eventos com grandes z's podem ser interpretados como colisões $J/\psi - p$ periféricas nas quais, a pequena quantidade de gluons no méson J/ψ, não é suficiente para freiá-lo. Obtemos assim partículas dominantes rápidas.

Capítulo 6

CONCLUSÕES

Conclusões

Este texto é o resultado de vários anos de trabalho com fenomenologia das interações fortes a altas energias. Ele descreve a construção e aplicação de um modelo de produção de partículas. Ao longo do texto, ao final de cada capítulo ou mesmo ao final de cada seção, surgem pequenas conclusões. Todas elas são válidas desde que um certo conjunto de hipóteses seja válido. Assim, por exemplo, no capítulo 1 concluimos que a inelasticidade K deve crescer com a energia da reação por causa dos minijatos, ou, em outras palavras, por causa da dependência intrínseca em $\sqrt{s}$ das seções de choque da QCD perturbativa. Como consequência, o espectro de partícula dominante torna-se mais "mole" com o aumento da energia.

No capítulo 2 concluimos que, no que diz respeito aos espectros de massa difrativa e de partículas dominantes, o espalhamento difrativo pode ser entendido como resultado de espalhamentos múltiplos e incoerentes sujeitos a uma restrição no espaço de fase. O "Pomeron", da maneira como foi introduzido para adaptar o modelo a processos difrativos, é somente uma coleção de gluons obrigada a carregar um momento pequeno, fazendo assim surgir o "gap" de rapidez. Essa restrição reduz drasticamente a dependência das distribuições de massas difrativas com a energia conduzindo-as ao comportamento aproximado $1/M_X^2$ para todos valores de $\sqrt{s}$. Definimos uma inelasticidade difrativa e verificamos que ela decresce com a energia.

Os resultados obtidos podem parecer supreendentes, já que em outras abordagens a difração é um processo essencialmente quântico e aqui nós não consideramos efeitos ligados à interferência. O que concluimos aqui é que esses efeitos não se manifestam nos espectros de massas, que parece ser dominado pela cinemática. Quanto aos espectros de partículas dominantes, os cortes impostos ao espaço de fase produzem um outro tipo de "scaling" que denominamos

"scaling do projétil" ou "scaling universal do pico difrativo do projétil". Ele está diretamente relacionado às diferentes distribuições gluônicas desses hadrons e considera que para suficientemente grandes x_L's, o pico difrativo é o mesmo para todos os projéteis.

No capítulo 3 "sujamos as mãos" com a hadronização e produção de partículas. Do estudo da produção de partículas carregadas surge a conclusão de que o processo de hadronização não altera o comportamento da inelasticidade (nesse contexto, K_{exp}) com a energia. É também interessante observar separadamente as contribuições individuais, vindas do CF e do LJ, vindas das interações soft e semi-hard.

A análise dos dados de produção de charme mostra que o fenômeno das partículas dominantes e da assimetria pode ser bem entendido através da correlação cinemática entre a produção central e a produção na região de fragmentação. Isso é feito no capítulo 4 no cenário do IGM onde, além da comparação dos resultados do modelo com vários dados experimentais, são feitas previsões para colisões a energias mais altas e com produção de outros sabores. A mais interessante é que as assimetrias diminuem com a energia da colisão e também diminuem com a massa do méson produzido. Propomos também um mecanismo alternativo e possível de ser testado experimentalmente: o de fragmentação de quarks leves em mesons pesados. O formalismo fornece um limite superior para a assimetria, descreve razoavelmente bem os dados experimentais e faz previsões quanto ao comportamento da assimetria com x_F na produção de outros mesons.

No capítulo 5, utilizando a hipótese da dominância vetorial, estendemos a aplicação do IGM ao HERA. Concluimos que tanto os espectros de massas difrativas, quanto o espectro do proton dominante e a distribuição de elasticidade do méson J/ψ, podem ser bem descrito pelo modelo e que portanto, mesmo para a fotoprodução do méson J/ψ, os efeitos hadrônicos (não-

perturbativos) contidos no cenário VDM-IGM, funciona bastante bem. O modelo privilegia o "hard Pomeron" e desfavoresce o "soft Pomeron" e, ainda que a variação de energia nas distribuições de massa difrativa seja pequena, podemos concluir que os minijatos não são importantes em processos difrativos.

A conclusão final pode ser resumida da seguinte maneira. Nós analisamos uma grande quantidade de dados experimentais obtidos em processos hadrônicos a altas energias. Em cada caso existem hipóteses específicas, como a aplicabilidade de certas funções de fragmentação, a validade do mecanismo de dominância vetorial, etc. No entanto em todos os casos há uma função que sempre é a mesma e que é a essência do nosso modelo, $\chi(x,y)$. Ela indica que a deposição de energia tem uma distribuição gaussiana. Acreditamos que esta é a grande hipótese testada e confirmada em nossas análises de dados. A forma gaussiana de $\chi(x,y)$, por sua vez decorre da hipótese de colisões independentes gluon-gluon, mesmo no regime não-perturbativo.

No IGM o número de parâmetros não é grande e como eles já estão fixos o modelo tem poder de previsão. Em particular, nenhum dos parâmetros é dependente da energia $\sqrt{s}$ e portanto o modelo é útil para fazer previsões sobre o comportamento de observáveis a energias mais altas.

REFERÊNCIAS

Referências

[1] G. N. Fowler, F. S. Navarra, M. Plümer, A. Vourdas, R. N. Weiner and G. Wilk, ***Phys. Lett.*** **B214**, (1988) 657.

[2] G. N. Fowler, F. S. Navarra, M. Plümer, A. Vourdas, R. N. Weiner and G. Wilk, ***Phys. Rev.*** **C40**, (1989) 1219.

[3] F. O. Durães, F. S. Navarra and G. Wilk, ***Phys. Rev.*** **D47**, (1993) 3049.

[4] F. O. Durães, F. S. Navarra and G. Wilk, ***Phys. Rev.*** **D50**, (1994) 6804.

[5] F. O. Durães, F. S. Navarra, C. A. A. Nunes and G. Wilk, ***Phys. Rev.*** **D53**, (1996) 6136.

[6] F. O. Durães, F. S. Navarra and G. Wilk, ***Phys. Rev.*** **D55**, (1997) 2708.

[7] F. O. Durães, F. S. Navarra and G. Wilk, ***Phys. Rev.*** **D56**, (1997) R2499.

[8] F. O. Durães, F. S. Navarra and G. Wilk, ***Mod. Phys. Lett.*** **A13**, (1998) 2873.

[9] "Leading Particle Effect in the J/ψ Elasticity Distribution", F. O. Durães, F. S. Navarra and G. Wilk, **HEP-PH/9803325** (aceito para publicação na ***Braz. J. Phys.*** **28** (1998)).

[10] "Systematics of Leading Particle Production", F. O. Durães, F. S. Navarra and G. Wilk, (aceito para publicação na ***Phys. Rev.*** **D58** (1998)).

[11] K. J. Eskola, ***Comm. Nucl. Part. Phys.*** **22** (1998) 185. Neste artigo há uma lista extensa e atualizada de referências sobre o tema.

[12] F. S. Navarra and D. Treleani, ***Int. Jour. Mod. Phys.*** **E2**, (1993) 207.

[13] T. K. Gaisser and T. Stanev, ***Phys. Lett.*** **B219**, (1989) 375.

[14] T. Sjöstrand and M. van Zijl, ***Phys. Rev.*** **D36**, (1987) 2019.

[15] X. N. Wang and M. Gyulassy, ***Phys. Rev.*** **D44**, (1991) 3501.

[16] X. N. Wang and M. Gyulassy, ***Phys. Rev.*** **D45**, (1992) 844.

[17] K. Geiger, ***Phys. Rev.*** **D46**, (1992) 4965.

[18] K. Geiger, ***Phys. Rev.*** **D46**, (1992) 4986.

[19] M. Gluck, E. Reya and A. Vogt, ***Z. Phys.*** **C67**, (1995) 433 e referências citadas.

[20] N. Brown., ***Mod. Phys. Lett.*** **A25**, (1989) 2447.

[21] F. A. Berends and W. T. Giele, ***Nucl. Phys.*** **B313**, (1989) 595.

[22] D. B. DeLaney *et al.*, ***Phys. Lett.*** **B342**, (1995) 239 e referências citadas.

[23] S. Catani *et al.*, ***Phys. Lett.*** **B378**, (1996) 329.

[24] S. Lupia, W. Ochs and J. Wosiek, **HEP-PH/9804419** e referências citadas.

[25] F. S. Navarra and C. A. A. Nunes, ***Phys. Lett.*** **B356**, (1995) 439.

[26] H. G. Dosch, E. Ferreira and A. Kramer, ***Phys. Rev.*** **D50**, (1994) 1992.

[27] M. D'Elia, A. di Giacomo and E. Meggiolaro, ***Phys. Lett.*** **B408**, (1997) 315.

[28] A. di Giacomo and H. Panagopoulos, ***Phys. Lett.*** **B285**, (1992) 133.

[29] J. Bellandi, R. J. M. Covolan and A. L. Godoi, ***Phys. Lett.*** **B343**, (1995) 410.

[30] Y. Hama and S. Paiva, ***Phys. Rev. Lett.*** **78**, (1997) 3070.

[31] S. Paiva, Y. Hama and T. Kodama, ***Phys. Rev.*** **C55**, (1997) 1455.

[32] Y. M. Shabelski *et al.*, ***J. Phys.*** **G18**, (1992) 1281 e referências citadas.

[33] D. Linkai and Z. Qingqi, ***Phys. Lett.*** **B297**, (1992) 201.

[34] M. T. Nazirov and P. A. Usik, ***J. Phys.*** **G18**, (1992) L7.

[35] J. Dias de Deus and A. B. Pádua, ***Phys. Lett.*** **B315**, (1993) 188.

[36] A. Ohsawa and K. Sawayanagi, ***Phys. Rev.*** **D45**, (1992) 3128.

[37] E. Pare *et al.*, (UA7 Collab.), ***Phys. Lett.*** **B242**, (1990) 531.

[38] C. Geich-Gimbel, (UA5 Collab.), ***Int. Jour. Mod. Phys.*** **A4**, (1989) 1527.

[39] A. Corsetti, R. M. Godbole and G. Pancheri, **HEP-PH/9707360**.

[40] K. Honjo *et al.*, ***Phys. Rev.*** **D48**, (1993) 1048.

[41] C. Albajar *et al.*, (UA1 Collab.), ***Nucl. Phys.*** **B309**, (1988) 405.

[42] I. Sarcevic, S. D. Ellis and P. Carruthers, ***Phys. Rev.*** **D40**,(1989) 1446.

[43] D. Brick *et al.*, ***Phys. Lett.*** **B103**, (1981) 241.

[44] Barton *et al.*, ***Phys. Rev.*** **D27**, (1983) 2580.

[45] P. Landshoff, ***Nucl. Phys.*** **B12**, (Proc. Suppl.), (1990) 397.

[46] N. M. Agababyan *et al.*, (EHS/NA22 Collab.), ***Z. Phys.*** **C75**, (1996) 229.

[47] P. J. Sutton, A. D. Martin, R. G. Roberts and W. J. Stirling, ***Phys. Rev.*** **D45**, (1992) 2349.

[48] A. Donnachie and P. Landshoff, ***Nucl. Phys.*** **B303**, (1988) 634.

[49] A. Donnachie and P. Landshoff, ***Nucl. Phys.*** **B244**, (1984) 322.

[50] M. Bozzo *et al.*, (UA4 Collab.), ***Phys. Lett.*** **B136**, (1984) 217.

[51] F. Abe *et al.*, (CDF Collab.), ***Phys. Rev.*** **D50**, (1994) 5535 e referências citadas.

[52] N. A. Amos *et al.*, (E710 Collab.), ***Phys. Lett.*** **B301**, (1993) 313.

[53] G. Ingelman and P. E. Schlein, ***Phys. Lett.*** **B152**, (1985) 256.

[54] B. R. Desai and U. P. Sukhatme, ***Z. Phys.*** **C24**, (1984) 277.

[55] V. Innocente *et al.*, ***Phys. Lett.*** **B169**, (1986) 285.

[56] L. Lönnblad, ***Z. Phys.*** **C65**, (1995) 285.

[57] J. C. Collins *et al.*, ***Phys. Rev.*** **D51**, (1995) 3182.

[58] M. G. Albrow *et at.*, ***Nucl. Phys.*** **B108**, (1976) 1.

[59] H. Dijkstra *et al.*, (ACCMOR Collab.), ***Z. Phys.*** **C31**, (1986) 391.

[60] M. Adamus *et al.*,(EHS/NA22 Collab.), ***Z. Phys.*** **C39**, (1988) 301.

[61] K. Goulianos, ***Phys. Lett.*** **B358**, (1995) 379 e referências citadas.

[62] J. Bellandi, A. L. Godoi, R. J. M. Covolan and J. Montanha, ***J. Phys.*** **G23**, (1997) 125.

[63] Q. Q. Zhu *et al.*, ***J. Phys.*** **G20**, (1994) 1383 e referências citadas.

[64] A. E. Brenner *et al.*, ***Phys. Rev.*** **D26**, (1982) 1497.

[65] G. M. Frichter, T. K. Gaisser and T. Stanev, ***Phys. Rev.*** **D56**, (1997) 3135.

[66] A. A. Watson, ***Nucl. Phys.*** **B60**, (Proc. Suppl.), (1998) 171.

[67] J. W. Cronin, ***Nucl. Phys.*** **B28**, (1992) 213.

[68] The Pierre Auger Project, Design Report, November 1996 (Second edition)

http://www-td-auger.fnal.gov:82.

[69] "Quark Matter' 96", ***Nucl. Phys.*** **A610**, (Proc.), (1996) e referências citadas.

[70] W. D. Walker, ***Phys. Rev.*** **D53**, (1996) 1886.

[71] A. Berera *et al.*, ***Phys. Lett.*** **B403**, (1997) 1.

[72] Y. Hama and F. S. Navarra, ***Z. Phys.*** **C53**, (1992) 502.

[73] Y. Hama and F. S. Navarra, ***Z. Phys.*** **C26**, (1984) 465.

[74] Y. Hama and F. S. Navarra, ***Phys. Lett.*** **B129**, (1983) 251 e referências citadas.

[75] R. D. Field, Applications of Perturbative QCD, ***Frontiers in Physics***, **Vol.77**, 1989.

[76] X. N. Wang, ***Phys. Rev.*** **D43**, (1991) 104 e referências citadas.

[77] P. E. Karchin, **HEP-PH/9703331**.

[78] G. A. Alves *et al.*, (E769 Collab.), ***Phys. Rev. Lett.* 72**, (1994) 812.

[79] E. M. Aitala *et al.*, (E791 Collab.), ***Phys. Lett.* B371**, (1996) 157.

[80] M. I. Adamovich *et al.*, (WA82 Collab.), ***Phys. Lett.* B306**, (1993) 402.

[81] M. I. Adamovich *et al.*. (WA89 Collab.), **HEP-EX/9803021**.

[82] M. I. Adamovich *et al.*, (WA92 Collab.), ***Nucl. Phys.* B495**, (1997) 3.

[83] S. Frixione *et al.*, ***Nucl. Phys.* B431**, (1994) 453.

[84] P. Nason, S. Dawson and K. Ellis, ***Nucl. Phys.* B327**, (1989) 49.

[85] T. Sjöstrand, ***Comp. Phys. Commun.* 39**, (1986) 344.

[86] T. Sjöstrand and J. Bengtsson, ***Comp. Phys. Commun.* 43**, (1987) 367.

[87] S. J. Brodsky, C. Peterson and N. Sakai, ***Phys. Rev.* D23**, (1981) 2745.

[88] S. J. Brodsky, P. Hoyer, C. Peterson and N. Sakai, ***Phys. Lett.* B93**, (1980) 451.

[89] R. Vogt, S. J.Brodsky and P. Hoyer, ***Nucl. Phys.* B383**, (1992) 643.

[90] R. Vogt and S. J. Brodsky, ***Nucl. Phys.* B438**, (1995) 261.

[91] R. Vogt, ***Nucl. Phys.* 55A**, (Proc. Suppl.), (1997) 135.

[92] E. Hoffmann and R. Moore, ***Z. Phys.* C20**, (1983) 71.

[93] J. F. Donoghue and E. Golowich, ***Phys. Rev.* D15**, (1977) 3421.

[94] C. Peterson *et al.*, ***Phys. Rev.* D27**, (1983) 105.

[95] V. Barger, F. Halzen and W. Y. Keung, ***Phys. Rev.* D25**, (1982) 112.

[96] R. C.Hwa, ***Phys. Rev.* D51**, (1995) 85.

[97] "Charm Production in Hadronic Collisions", K. Rybicki, invited talk at XXV Int. Symp. on Multip. Dynamics, Starà Lesnà, Slovakia, 12-16 September 1995, (Proceedings).

[98] D. M. Alde *et al.*, ***Phys. Rev. Lett.* 66**, (1991) 133 e referências citadas.

[99] O. I. Piskounova, ***Nucl. Phys. Proc. Suppl.*** **50**, (1996) 179.

[100] "Firetube Model: Strangeness and Charm Production", C. E. M. Aguiar, T. Kodama, R. A. M. S. Nazareth and G. Pech, Relativistic Aspects of Nuclear Physics, Rio de Janeiro (1993), World Scientific Publishing, (1994) 27, (Proceedings).

[101] H. Georgi and H. D. Politzer, ***Nucl. Phys.*** **B136**, (1978) 445.

[102] J. Dias de Deus and N. Sakai, ***Phys. Lett.*** **B86**, (1979) 321.

[103] R. D. Fields and R. P. Feynman, ***Phys. Rev.*** **D15**, (1977) 2590.

[104] A. Krzywicki and B. Petersson, ***Phys. Rev.*** **D6**, (1972) 924.

[105] J. Dias de Deus, ***Nucl. Phys.*** **B138**, (1978) 465.

[106] "Asymmetries in Heavy Meson Production from Light Quark Fragmentation", F. O. Durães and J. Dias de Deus, **HEP-PH/9803449,** (submetido para publicação na ***Phys. Rev. D***).

[107] K. Goulianos, ***Phys. Rep.*** **101**, (1983) 169.

[108] C. Adloff *et al.*, (H1 Collab.), ***Z. Phys.*** **C74**, (1997) 221.

[109] J. J. Sakurai, ***Ann. Phys. (N.Y.)*** **11**, (1960) 1.

[110] G. E. Brown, ***Nucl. Phys.*** **A446**, (1985) 12c.

[111] S. Aid *et al.*, (H1 Collab.), ***Nucl. Phys.*** **B468**, (1996) 3.

[112] J. J. Sakurai and D. Schildknecht, ***Phys. Lett.*** **B40**, (1972) 121.

[113] T. H. Bauer *et al.*, ***Rev. Mod. Phys. Lett.*** **50**, (1978) 261.

[114] R. M. Egloff *et al.*, ***Phys. Rev. Lett.*** **43**, (1979) 657.

[115] D. Aston *et al.*, ***Nucl. Phys.*** **B209**, (1982) 56.

[116] D. G. Cassel *et al.*, ***Phys. Rev.*** **D24**, (1981) 2787.

[117] W. D. Shambroom *et al.*, (CHIO Collab.), ***Phys. Rev.*** **D26**, (1982) 1.

[118] B. Z. Kopeliovich and P. Marage, ***Int. J. Mod. Phys.*** **A8**, (1993) 1513.

[119] J. J. Aubert *et al.*, (EMC Collab.), ***Phys. Lett.*** **B161**, (1985) 203.

[120] J. Ashman *et al.*, (EMC Collab.), ***Z. Phys.*** **C39**, (1988) 169.

[121] P. Amaudruz *et al.*, (NMC Collab.), ***Z. Phys.*** **C54**, (1992) 239.

[122] M. Arneodo *et al.*, (NMC Collab.), ***Nucl. Phys.*** **B429**, (1994) 503.

[123] M. Derrick *et al.*, (ZEUS Collab.), ***Z. Phys.*** **C69**, (1995) 39.

[124] S. Aid *et al.*, (H1 Collab.), DESY Report **DESY-95-251**.

[125] T. Ahmed *et al.*, (H1 Collab.), ***Phys. Lett.*** **B338**, (1994) 507.

[126] M. Derrick *et al.*, (ZEUS Collab.), ***Phys. Lett.*** **B350**, (1995) 120.

[127] S. Aid *et al.*, (H1 Collab.), ***Nucl. Phys.*** **B472**, (1996) 3.

[128] M. Derrick *et al.*, (ZEUS Collab.), ***Z. Phys.*** **C68**, (1995) 569 e referências citadas.

[129] T. Ahmed *et al.*, (H1 Collab.), ***Nucl. Phys.*** **B429**, (1994) 477.

[130] T. Ahmed *et al.*, (H1 Collab.), ***Nucl. Phys.*** **B435**, (1995) 3.

[131] M. Derrick *et al.*, (ZEUS Collab.), ***Phys. Lett.*** **B384**, (1996) 388.

[132] M. Derrick *et al.*, (ZEUS Collab.), ***Z. Phys.*** **C73**, (1997) 253.

[133] N. Cartiglia, **HEP-PH/9706416**.

[134] A. Szczurek, N. N. Nikolaev and J. Speth, ***Phys. Lett.*** **B428**, (1998) 383.

[135] N. Cartiglia, **HEP-PH/9703245**.

[136] P. Hoyer, **HEP-PH/9702385** e referências citadas.

[137] M. Kramer, ***Nucl. Phys.*** **B459**, (1996) 3.

[138] M. Cacciari and M. Kramer, ***Phys. Rev. Lett.*** **76**, (1996) 4128.

[139] H. Jung, G. A. Schuler and J. Terron, ***Int. Jour. Mod. Phys.*** **A7**, (1992) 7955.

[140] S. Aid *et al.*, (H1 Collab.), ***Nucl. Phys.* B472**, (1996) 3.

[141] M. Derrick *et al.*, (ZEUS Collab.), ***Phys. Lett.* B350**, (1995) 120.

[142] D. Kharzeev and H. Satz, ***Phys. Lett.* B366**, (1996) 316.

[143] D. Kharzeev and H. Satz, ***Phys. Lett.* B356**, (1995) 365

[144] D. Kharzeev and H. Satz, ***Phys. Lett.* B334**, (1994) 155.

[145] B. H. Denby *et al.*, (FTPS Collab.), ***Phys. Rev. Lett.* 52**, (1984) 795.

7♣

A viagem definitiva.

"... E eu partirei. Mas os pássaros ficarão cantando; e meu jardim ficará, com sua árvore verdejante, com seu poço d'água.
Em muitas tardes os céus serão azuis e plácidos, e os sinos da torre repicarão, como repicam esta tarde.
Aqueles que me amaram passarão, e a cidade explodirá de novo cada ano.
Mas meu espírito sempre vagará nostálgico, no mesmo recanto escondido de meu jardim florido."

(In memory of Elizabeth Reed)