

Sandra Filippa Amato

PRODUÇÃO DE PARES PARTÍCULA-ANTIPARTÍCULA EM REAÇÕES

A QUATRO CORPOS NA INTERAÇÃO π^+p A 16 GeV/c

Tese de

MESTRADO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Rio de Janeiro

- 1987 -

Ao Beto,

a minha mãe,

e ao meu filho(a) que está por nascer,
mas muito influenciou este trabalho.

AGRADECIMENTOS

- A Professora Anna Maria F. Endler pela orientação, pelas discussões e por toda ajuda durante a execução deste trabalho.
- A minha mãe pela leitura cuidadosa do trabalho e pelo grande apoio neste período.
- Ao Beto pelo companheirismo e pelo interêsse no trabalho estimulando discussões.
- A Luis Antonio dos Reis pela ajuda nos programas de computador.
- A Marita M. Leobons pela ajuda na arte final dos gráficos.
- Ao nosso grupo de trabalho por ter sido agradável em todos os momentos.
- Ao CBPF por ter proporcionado as condições para a concretização deste trabalho.
- Ao CNPQ e Capes pela concessão de bolsas de estudo.

IV

S U M A R I O

INTRODUÇÃO	1
CAPITULO I - DADOS EXPERIMENTAIS	5
CAPITULO II - INTRODUÇÃO AO MODELO DE PARTONS	11
CAPITULO III - MODELOS DE SIMULAÇÃO	39
CAPITULO IV - ANÁLISE DOS DADOS	58
CAPITULO V - CONCLUSÕES	86
REFERÊNCIAS	88

PRODUÇÃO DE PARES PARTÍCULA-ANTIPARTÍCULA EM REAÇÕES

A QUATRO CORPOS NA INTERAÇÃO π^+p A 16 GeV/c

INTRODUÇÃO

Nesta tese apresentamos um estudo experimental da formação de pares partícula-antipartícula levando em consideração a estrutura partônica dos hadrons. Mais especificamente, estudamos a criação dos pares K^+K^- , $p\bar{p}$ e $\pi^+\pi^-$ nas colisões

$$(a) \quad \pi^+ p \rightarrow \pi^+ p K^+ K^-$$

$$(b) \quad \pi^+ p \rightarrow \pi^+ p p \bar{p}$$

$$(c) \quad \pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^+ \pi^-$$

a 16 GeV/c usando os modelos baseados no conceito de partons.

As partículas que tomam parte nestas interações são hadrons, isto é, são partículas que interagem fortemente. Acredita-se que os hadrons contêm constituintes elementares pontuais denominados partons (quarks, antiquarks e gluons) e que a teoria de campo QCD (Quantum Chromodynamics) descreve corretamente as interações entre eles. Na prática, as previsões da QCD se restringem a processos duros, isto é, com grande momento transferido onde a constante de acoplamento é pequena e uma aproximação perturbativa é possível. Entretanto, a grande maioria das interações entre hadrons são colisões suaves, isto é,

com pequeno momento transferido e o tratamento perturbativo na QCD não pode ser aplicado. Estes processos só podem ser descritos por modelos fenomenológicos. Estes modelos baseados no conceito de partons sugerem que a estrutura partônica dos hadrons governam também as interações suaves. Nestes modelos usa-se o conceito da formação de 'strings' entre os partons constituintes dos hadrons que interagem, e as partículas finais produzidas numa interação revelam características importantes sobre a fragmentação destas strings em hadrons. Desta forma, é de grande interesse o estudo de interações nas quais é possível se tirar conclusões importantes sobre a distribuição dos partons nos hadrons finais e sua dependência com os partons dos hadrons iniciais.

As reações em estudo neste trabalho se caracterizam pelo fato de apresentarem no estado final não só partículas idênticas às existentes no estado inicial, mas também a criação de um par partícula-antipartícula, o que força o aparecimento de pares quark-antiquark ou diquark-antidiquark que podem ser investigados através dos hadrons finais. Em particular, a reação $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p K^+ K^-$, criando o par $K^+ K^-$, força, no estado final, o aparecimento dos quarks de valência s e \bar{s} não existentes nos hadrons $\pi^+ p$ iniciais, sendo um excelente teste para os modelos de produção de partículas, uma vez que se estudando as características do par de kaons produzidos está se estudando a criação do par quark-antiquark criado.

Com a finalidade de se estudar experimentalmente alguns aspectos dos modelos fenomenológicos de interações suaves entre hadrons, propusemos analisar as reações acima referidas com

dados* obtidos de uma experiência realizada no CERN utilizando-se um feixe de mesons π^+ a 16 GeV/c selecionado entre as partículas produzidas no choque de protons acelerados a 28 GeV do PS (Proton Síncrotron). O alvo escolhido para as interações dos mesons π^+ foi o hidrogênio líquido de uma câmara de bolha que se usou como detetor das trajetórias do feixe e das partículas secundárias resultantes da interação. O estudo experimental das interações suaves está sendo feito atualmente abrangendo energias de centenas de GeV, utilizando-se sofisticados espectrômetros constituídos de diferentes detetores, sendo a câmara de bolha o detetor do vértice da interação. Nestas interações a muito altas energias fica difícil se selecionar interações de baixa multiplicidade com todos os produtos finais bem identificados. Desta forma, no estudo das interações a energias mais baixas, como é o caso deste trabalho, tem-se a vantagem de se tratar de reações em que as partículas finais são identificadas com grande precisão, facilitando assim as investigações que dependem grandemente deste fato. Além disso, é de grande interesse saber se as características partônicas dos hadrons podem também ser observadas a energias de poucas dezenas de GeV.

A tese está organizada da seguinte maneira: no capítulo I descrevemos o tratamento dos dados e o processo de reconstrução dos eventos no espaço. No capítulo II resumimos as idéias

* Agradecemos ao professor Otter e aos membros da colaboração Aachen-Berlim-Bonn-CERN-Cracovia-Heidelberg pela permissão de utilizarmos os dados.

básicas do modelo de partons e no capítulo III damos introdução ao método de simulação de eventos, utilizando-se este modelo. Os resultados da análise experimental das reações acima referidas são apresentados no capítulo IV e finalmente no capítulo V são enumeradas as conclusões obtidas nesta análise.

CAPITULO I

OBTENÇÃO DOS DADOS

Os dados utilizados neste trabalho provêm de uma experiência realizada no CERN pela colaboração Aachen-Berlin-Bonn-CERN-Cracóvia-Heidelberg, que utilizou um feixe de pions provenientes do PS (Proton Sincrotron) incidente numa câmara de bolhas de hidrogênio de 2 metros do CERN. A câmara de bolha foi usada como alvo das interações e como detetor.

Na câmara de bolha, o mecanismo termodinâmico é usado para tornar visível o efeito ionizante da partícula carregada que atravessa o hidrogênio líquido existente no seu interior. Inicialmente, o hidrogênio é mantido a uma pressão maior que a correspondente à temperatura de evaporação (por exemplo: 5kg/cm^2 em vez de 4kg/cm^2 a 26°K para hidrogênio líquido). Deixa-se então a pressão cair para 2kg/cm^2 em poucos milissegundos (~ 12 msec) levando o líquido ao estado metaestável. O acelerador e a câmara de bolha estão sincronizados de modo que o líquido sensível da câmara recebe, neste instante, o feixe de partículas proveniente do acelerador. Quando as bolhas que se formam ao longo da trajetória das partículas atingem um diâmetro de cerca de 0.3 mm, fotografa-se a câmara por uma janela de vidro que ela possui. Em seguida, faz-se a pressão da câmara voltar imediatamente ao seu valor inicial, de modo que as bolhas se condensam e a câmara está novamente pronta para um novo ciclo

de expansão (período do ciclo - 1 seg).

A figura 1.1a mostra o esquema de funcionamento da câmara e a 1.1b mostra a curva da variação, com o tempo da, pressão do líquido na câmara. Na figura 1.2 vemos o desenho da câmara utilizada na experiência. No volume da câmara (1000 dm^3) atua um campo magnético para determinação do momento das partículas através da medida do raio de curvatura de suas trajetórias.

FIGURA 1.1a

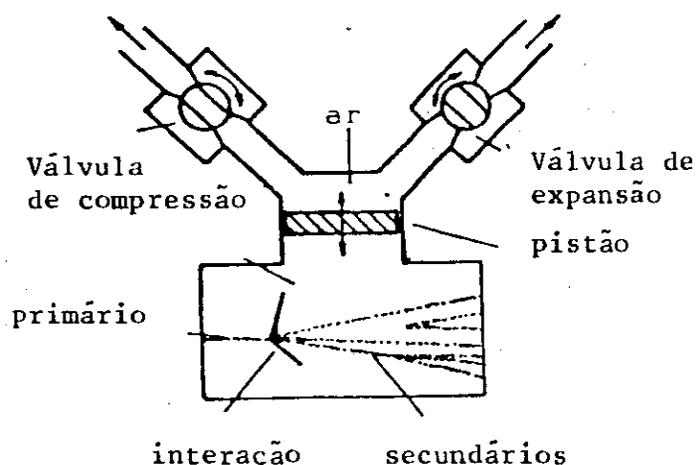
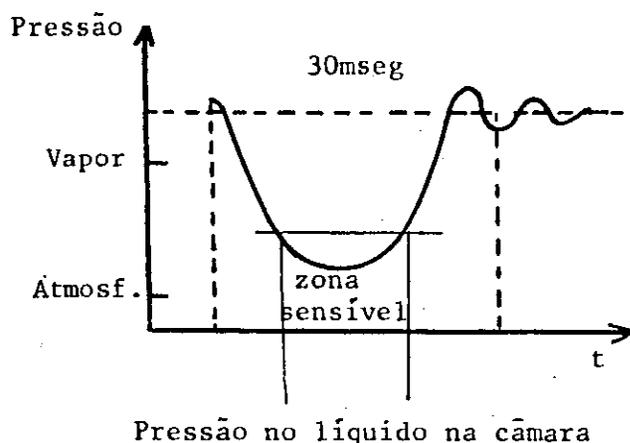


FIGURA 1.1b



Todas as fotografias foram varridas duas vezes. Feita a varredura, parte-se para a medida automática das trajetórias fotografadas das partículas ionizantes participantes da interação. Os eventos de todas as topologias foram medidos.

A determinação das coordenadas espaciais de um dado ponto, através das medidas de sua imagem em duas ou mais fotografias, se obtém através de uma transformação de coordenadas definida pelo conhecimento das posições das câmaras fotográficas e de marcas

fiduciais existentes nas janelas da câmara de bolha e pelas medidas das imagens destas marcas nas fotografias consideradas. A reconstrução geométrica dos eventos foi tratada pelos três programas padrões do CERN: THRESH-GRIND-SLICE.

A partir das medidas dos raios de curvatura dos traços e da inclinação dos mesmos, isto é, pelas características da hélice que a partícula descreve, no campo magnético conhecido que atua na câmara, determina-se as grandezas p_x , p_y e p_z , que são os momentos da partícula nas direções x, y e z respectivamente. O valor da energia da partícula depende da hipótese sobre a massa atribuída à partícula.

Considerando uma interação com duas partículas no estado inicial (a e b) e n partículas no estado final, a reação fica determinada por $4(n+2)$ grandezas, a saber, os quadrivetores energia-momento das partículas que tomam parte na reação.

Levando em conta a lei de conservação da energia e momento, temos:

$$\bar{p}_a + \bar{p}_b = \bar{p}_1 + \bar{p}_2 + \dots + \bar{p}_n$$

ou em componentes :

$$\begin{aligned} E_a + E_b &= E_1 + E_2 + \dots + E_n \\ p_{xa} + p_{xb} &= p_{x1} + p_{x2} + \dots + p_{xn} \\ p_{ya} + p_{yb} &= p_{y1} + p_{y2} + \dots + p_{yn} \\ p_{za} + p_{zb} &= p_{z1} + p_{z2} + \dots + p_{zn} \end{aligned} \quad (1)$$

Para as massas (desconhecidas) das partículas que tomam parte na reação, existe somente um número pequeno de valores possíveis que correspondem assim, às diferentes interpretações hipotéticas atribuídas à interação analisada. Do momento p e da

massa m da partícula, pode-se obter sua energia. Naturalmente, deve-se encontrar entre as possíveis hipóteses a que provavelmente representa a reação. Para isto, usam-se testes estatísticos, construindo-se uma grandeza que indique uma medida da conservação ou não das equações (1), a qual é definida por:

$$M = \frac{(\delta E)^2}{\sigma^2(\delta E)} + \frac{(\delta p_x)^2}{\sigma^2(\delta p_x)} + \frac{(\delta p_y)^2}{\sigma^2(\delta p_y)} + \frac{(\delta p_z)^2}{\sigma^2(\delta p_z)}$$

com

$$\delta E = E'_a + E'_b - E'_1 - E'_2 - \dots - E'_n$$

$$\delta p_x = p'_{xa} + p'_{xb} - p'_{x1} - p'_{x2} \dots - p'_{xn}$$

$$\delta p_y = p'_{ya} + p'_{yb} - p'_{y1} - p'_{y2} \dots - p'_{yn}$$

$$\delta p_z = p'_{za} + p'_{zb} - p'_{z1} - p'_{z2} \dots - p'_{zn}$$

As grandezas com ' indicam grandezas medidas (com erros) e não as grandezas verdadeiras (desconhecidas). $\sigma^2(\delta E)$, $\sigma^2(\delta p_x)$, $\sigma^2(\delta p_y)$ e $\sigma^2(\delta p_z)$ são os quadrados dos erros de medidas destas grandezas. Considerando a distribuição dos erros das medidas como uma distribuição normal, a grandeza M segue uma distribuição do χ^2 com número de graus de liberdade igual a 4 [1], pois existem 4 equações a serem ajustadas com as medidas e a hipótese. Este procedimento é conhecido como 4C-fit, isto é, o ajuste é feito usando-se as quatro equações de vínculo (1) e de modo a minimizar o valor de M .

Tendo sido escolhida a melhor hipótese para o evento, os valores da energia e momento de cada partícula, como também o peso de cada evento (o qual está associado à grandeza M), são armazenados em uma fita magnética (Data Summary Tape - DST) podendo-se então fazer a análise física das interações.

As reações escolhidas para serem analisadas neste trabalho foram as seguintes:



Das 473000 interações entre π^+p , que foram detetadas, contamos com um total de 2668 eventos para a reação (a), 572 para a reação (b) e 34670 para a reação (c).

CAPITULO II

INTRODUÇÃO AO MODELO DE PARTONS

Quatro séculos antes de Cristo os gregos já haviam sugerido que toda matéria conhecida era constituída de partes indivisíveis que eles denominaram átomos (a=sem, tomo=parte). Já a partir do século XVII, com o desenvolvimento da química, observações feitas por Dalton, Mendeleev e outros levaram à compreensão de que todos os elementos eram constituídos por tipos diferentes de átomos e que, além disso, existiam certas propriedades regulares entre os átomos, o que resultou na criação da tabela periódica. O quadro geral entretanto não era satisfatório, pois não existia na época uma teoria que explicasse esses fatos de um modo consistente. Somente com a descoberta de que os átomos não eram elementares, e sim formados por uma parte positiva e outra negativa, foi que se conseguiu uma base teórica para a explicação da tabela. Em 1897 J. J. Thompson mostrou que os raios catódicos, produzidos quando se aplicava uma alta voltagem aos eletrodos colocados em um tubo contendo vácuo, eram as partículas negativamente carregadas responsáveis pela parte negativa do átomo. Estas partículas ele posteriormente chamou de eletrons. Como os átomos eram eletricamente neutros, ele supôs a existência de uma partícula carregada positivamente (mais tarde reconhecida como sendo o proton).

Desse modo, no início do século começaram a ser realizadas experiências com o objetivo de se determinar como essas cargas estavam distribuídas dentro do átomo. Neste sentido, a experiência de Rutherford (1911) foi conclusiva, a qual consistia em fazer incidir partículas α (núcleos de He) em átomos. Ele observou que a maioria das partículas α passava através dos átomos sofrendo apenas pequenos desvios, levando à hipótese de que estes possuíam grandes espaços vazios. Porém, algumas partículas α sofriam colisões violentas que as espalhavam a ângulos grandes, o que fez com que Rutherford sugerisse que a carga positiva estivesse concentrada em um núcleo massivo. As distribuições energética e angular das partículas α sugeriam, então, que elas eram espalhadas por um núcleo de carga positiva localizado dentro de uma esfera de raio $\sim 10^{-12}$ cm. Esta experiência é considerada como a primeira em que se 'viu' o núcleo. Logo depois o próton foi isolado no laboratório.

O elétron é, até hoje, considerado como uma partícula elementar, porém o núcleo não. Em 1932 Chadwick observou que quando átomos de berílio eram bombardeados por partículas α , partículas neutras com grande poder de penetração eram emitidas. Esta partícula neutra, de massa aproximadamente igual à do próton foi chamada de nêutron. D. Iwanenko propôs então que o núcleo fosse formado por prótons e nêutrons.

Com a descoberta do meson π [2], partícula prevista por Yukawa (1935), para manter os prótons e nêutrons dentro do

núcleo, acreditou-se que a lista de partículas existentes estava completa. Enquanto a interação eletromagnética entre os elétrons e os núcleos explica os níveis energéticos dos átomos, a interação forte entre prótons e nêutrons explica o espectro energético do núcleo. Na época, a interação fraca, responsável pelo decaimento β de núcleos e nêutrons livres, ainda não estava bem estabelecida, mas apesar disto acreditava-se já se ter uma compreensão da estrutura elementar da matéria. Na década de 50 porém, surgiram novas dificuldades. Muitas outras partículas que interagem fortemente (chamadas hadrões) foram descobertas. Algumas só podem ser produzidas aos pares, fato que levou à introdução de um novo número quântico conhecido como estranheza. Esta quantidade é conservada apenas nas interações fortes. Outros novos tipos de hadrões foram descobertos e denominados ressonâncias. Estes decaem por interação forte e portanto têm uma vida média muito pequena, da ordem de 10^{-21} s. Por causa deste fato, estes hadrões eram tratados como 'menos elementares', porém todas as suas outras propriedades são as mesmas que as dos hadrões 'estáveis'. A vasta proliferação de hadrões levou ao questionamento do seu caráter elementar.

As dificuldades para se entender os hadrões eram fortemente contrastadas com a compreensão que se passou a ter sobre os léptons (partículas que não interagem fortemente). O elétron e o múon (o lépton múon foi descoberto durante as tentativas de se detectar a partícula de Yukawa, isto é, o meson π), foram relacionados aos seus parceiros neutros, os neutrinos.

As interações eletromagnética e fraca, que ocorriam entre eles, eram bem explicadas pela eletrodinâmica quântica (QED, do inglês quantum electrodynamics) e pela teoria de Fermi das interações fracas. Todos os leptons têm spin $1/2$ enquanto que os hadrons podem ter vários valores de spin (inteiros para mesons e semi-inteiros para barions). Para os leptons, os momentos magnéticos medidos concordam com os valores previstos pela QED considerando-os partículas pontuais, enquanto que para os hadrons os resultados são bastante diferentes.

Todos esses fatos levavam à hipótese de que os hadrons, ao contrário dos leptons, não eram partículas elementares. Gell-Mann notou que, de acordo com suas propriedades, os hadrons poderiam ser agrupados de alguma forma, à qual ele chamou de 'Eightfold Way'. Esses grupos poderiam ser interpretados como sendo análogos à tabela de Mendeleev, isto é, seus elementos não seriam elementares. Gell-Mann propôs que os hadrons fossem constituídos de entidades mais fundamentais, às quais ele chamou de quarks [3]. Neste modelo, os barions são descritos como sendo um sistema de 3 quarks ($q_1 q_2 q_3$) e os mesons como um par quark-antiquark ($q_1 \bar{q}_2$). Os números quânticos dos 3 tipos de quarks, necessários para formar todos os hadrons conhecidos na década de 60, são apresentados na tabela 1.

tabela 1

nome	símbolo	carga	estranheza	n. bariônico
up	u	+2/3	0	1/3
down	d	-1/3	0	1/3
strange	s	-1/3	0	1/3

Experiências para se testar se os hadrons eram ou não elementares foram realizadas, fazendo-se incidir feixes de eletrons de alta energia em protons. Panofsky (1968) observou nestas experiências que os eletrons sofriam violentas colisões, que não eram previstas se se supusesse que a carga do proton estivesse distribuída uniformemente. Essas colisões sugeriam que a carga do proton estava localizada em centros de espalhamento [4]. Os estudos das distribuições angular e energética dos eletrons espalhados sugeriam que os centros de espalhamento não tinham estrutura interna, isto é, o proton possuía centros espalhadores considerados como entidades elementares [5]. Essas partes do proton foram chamadas de partons. Historicamente foi sempre possível isolar no laboratório os constituintes de qualquer sistema em estudo; por exemplo, os eletrons podem ser removidos dos átomos, e os protons e neutrons podem ser removidos do núcleo. Porém os esforços para se isolar os partons foram sempre em vão. Aumentar a energia do feixe, sempre resulta no aumento de hadrons produzidos, nenhum sendo identificado como sendo um parton, já que, pelo modelo de Gell-Mann, eles possuem cargas fracionárias e seriam facilmente reconhecidos. Uma outra

difficuldade do modelo de quarks relacionava-se às estatísticas que eles obedecem. Eles têm spin $1/2$, isto é, devem obedecer a estatística de Fermi-Dirac. Em bárions contendo quarks idênticos, $\Delta^{++}(uuu)$ por exemplo, cujo spin é $3/2$, os 3 quarks teriam todos os números quânticos iguais, o que violaria o princípio de exclusão de Pauli.

Ambas as dificuldades foram resolvidas pela introdução do conceito de cor, um novo número quântico atribuído aos quarks [6]. Cada quark poderia existir em 3 estados de cor, digamos vermelho, azul e verde, conseqüentemente os três quarks no bárion não seriam mais idênticos, possuindo cada um uma cor. Porém não existe nenhuma evidência deste novo número quântico no espectro de hádrons e por isso supõe-se que todas as partículas observáveis estão em estado de cor nula. Isto pode ser uma característica das forças entre as fontes de cor (partons); se a força não diminui com o aumento da distância entre as fontes, a extração de quarks isolados de um hádron será impossível. Esta hipótese é conhecida como teoria de confinamento. A medida que os quarks vão se afastando, a energia no campo de cor é usada para criar novos pares de quark-antiquark neutros em cor. Esses quarks criados se recombinaem com os quarks iniciais compensando a cor e formando os novos hádrons observáveis.

A idéia de cor e do confinamento dos quarks a princípio parecia uma hipótese *ad hoc*, porém ela foi ganhando base a medida que as experiências e teorias iam se desenvolvendo. Em experiências de aniquilação e^+e^- supõe-se que um par $q\bar{q}$ é produzido através da interação eletromagnética e que os hádrons

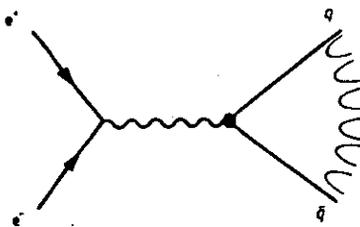
são criados a partir da fragmentação desses quarks (figura 2.1).

Desta forma, podemos escrever a seção de choque para produção de hadrons em função da seção de choque para produção de pares $\mu^+\mu^-$:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}) = \sum_{l=u,d,s,\dots} \sigma(e^+e^- \rightarrow q_l \bar{q}_l) = \sum_l e_l^2 \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$$

uma vez que a única diferença na produção eletromagnética de $\mu^+\mu^-$ e $q\bar{q}$ está relacionada com as cargas dos quarks.

FIGURA 2.1 - esquema do processo $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$



Considerando apenas a produção dos quarks u , d e s , o valor esperado para a razão

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \sum_l e_l^2$$

seria de $2/3$, porém um fator 3 é necessário para explicar os valores experimentais encontrados para R . Este fator 3 está relacionado às 3 cores possíveis dos quarks.

Com a hipótese da cor iniciou-se a construção de uma teoria para explicar a dinâmica das interações fortes entre os quarks - a cromodinâmica quântica (QCD do inglês quantum chromodynamics) - que determina a estrutura dos hadrons e suas interações. A QCD é uma teoria de Gauge que se baseia no grupo de simetria local $SU(3)$. Os seus campos básicos são os quarks, e os campos vetoriais responsáveis pela interação entre os quarks são os gluons (g). A teoria é, em muitos aspectos, similar à QED, com a

cor sendo o análogo da carga elétrica; porém existem diferenças importantes. Ao contrário do foton que não tem carga elétrica, os gluons possuem cor, por isso, espera-se que também os gluons não apareçam isolados. Além disso, em ambas as teorias pode-se exprimir a soma de certas contribuições para a amplitude de espalhamento como uma soma de termos de Born que contém a constante de acoplamento $\alpha(Q^2)$ que depende do quadrado do momento transferido Q^2 . Esta dependência é bastante diferente para as duas teorias. Na QED, $\alpha(Q^2)$ cresce com Q^2 , isto é, quando se trata de interações a pequenas distâncias onde não existe o efeito de 'screening' da carga, que só é importante nas interações a grandes distâncias, devido à polarização do vácuo (figura 2.2). Porém na QCD, os efeitos de 'screening' levam a um comportamento oposto. Como os gluons carregam cor, um novo processo ocorre, que é o da produção de gluons virtuais por gluons (figura 2.3). Assim, os gluons dispersam a carga de cor de modo que para colisões a pequenas distâncias, a constante de acoplamento é reduzida, o que significa que a distâncias bem pequenas os quarks se comportam como livres. Este efeito, chamado liberdade assintótica [7], permite a aplicação de métodos perturbativos para as interações fortes, porém apenas para problemas em que Q^2 é alto, desprezando os termos de ordem superior, analogamente à QED [8].

FIGURA 2.2

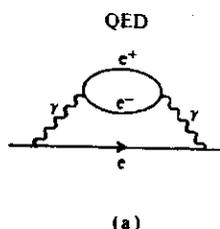
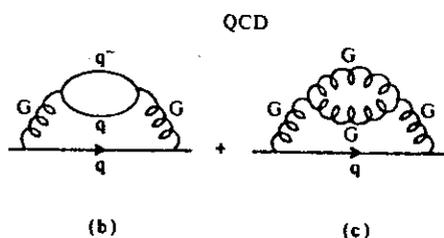


FIGURA 2.3



Para se explicar as propriedades estáticas dos hádrons, sua formação e processos em que eles interagem 'suavemente' (baixo momento transferido), deve-se usar a QCD em um regime onde a constante de acoplamento é grande e por isso a aproximação perturbativa não é confiável. O entendimento das soluções não perturbativas ainda é muito pequeno, e mesmo as conjecturas sobre o confinamento ainda não foram rigorosamente provadas, apesar dos resultados experimentais darem suporte a essa idéia. Assim, para se descrever a fenomenologia dos processos suaves, usa-se modelos simplificados.

Como os modelos de partons começaram a ser levados a sério a partir da observação do fenômeno de invariância de escala, descoberto em espalhamentos de elétrons por prótons [9], apresentaremos aqui resultados sobre espalhamento de elétrons por núcleo, o que levará de uma forma natural ao entendimento do espalhamento de elétrons por prótons. Para uma análise detalhada consulte as referências [10], [11] e [12].

- Espalhamento de elétrons.

Um elétron interage com um átomo, núcleo ou próton através da interação eletromagnética, trocando um fóton virtual com o alvo. O fóton é o responsável pela transmissão de energia e momento do elétron para o alvo, e a resposta desse alvo dependerá da grandeza da energia e momento do fóton. O alvo pode recuar sem ser excitado (espalhamento elástico), pode ser excitado ou ainda se romper.

Experimentalmente, o que se faz é contar o número de

eventos em que os eletrons são espalhados em ângulos entre θ e $\theta + d\theta$ e energias finais entre E' e $E' + dE'$. Faz-se um gráfico da seção de choque, $d^2\sigma/d\theta dE'$ proporcional ao número de eventos em diferentes intervalos angulares e energéticos. Quando E' diminui, a energia transferida para o alvo aumenta e este por sua vez é levado a níveis de energia mais altos.

O comportamento qualitativo da seção de choque quando E' diminui é bastante parecido para alvos atômicos, nucleares ou de protons.

Antes de examinarmos os dados, vamos rever um pouco a cinemática envolvida. A energia transferida (ν) é

$$\nu = E - E'$$

onde E e E' são as energias inicial e final do eletron no sistema do laboratório, respectivamente. É comum também usar-se o quadrado do quadrimomento do foton (\bar{q}^2) que é trocado; esta quantidade é um invariante:

$$\bar{q}^2 = (k - k')^2 = k^2 + k'^2 - 2k \cdot k' = 2m_e^2 - (2EE' - 2k \cdot k')$$

onde m_e é a massa do eletron, k e k' são os quadrimomentos inicial e final do eletron e k e k' os trimomentos inicial e final do eletron, respectivamente. Se E é grande, $E \sim k$ e

$$\bar{q}^2 \sim -2EE'(1 - \cos\theta) = -4EE'\sin^2(\theta/2)$$

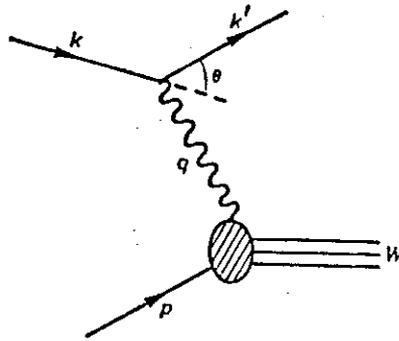
Para se usar quantidades positivas, define-se

$$(1) \quad Q^2 = -\bar{q}^2 = 2EE'(1 - \cos\theta) = 4EE'\sin^2(\theta/2)$$

Na figura 2.4 apresentamos o esquema de uma interação em

que representamos as grandezas acima mencionadas.

FIGURA 2.4 - espalhamento de eletron por proton



O alvo será levado a um estado de massa W e pela figura 2.4 vemos que

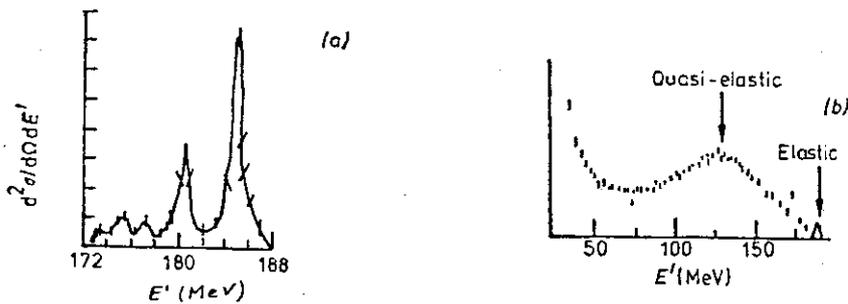
$$W^2 = (\bar{p} + \bar{q})^2 = \bar{p}^2 + 2\bar{p}\bar{q} + \bar{q}^2$$

onde \bar{p} é o quadrimomento do próton. Como $\bar{p}^2 = M^2$ (massa do alvo ao quadrado), e no laboratório $\bar{p}\bar{q} = Mv$, então

$$W^2 = M^2 + 2Mv - Q^2$$

Com essa preliminar, podemos estudar os dados de espalhamento nuclear (figura 2.5)

FIGURA 2.5 - espalhamento de eletron por um núcleo de carbono. Em (a) a energia do eletron é 187 MeV e o ângulo de espalhamento é $\theta = 80^\circ$. Em (b) a energia é 194 MeV e $\theta = 135^\circ$.



- Espalhamento eletron-carbono

A figura 2.5 mostra a seção de choque de espalhamento de eletrons com energia E de cerca de 190 MeV que são espalhados a um ângulo θ de 80° pelo campo eletromagnético do Carbono. Se o espalhamento é elástico então

$$W^2 = M^2 \rightarrow 2Mv - Q^2$$

Como $v = E - E'$, temos que $2M(E - E') = Q^2$. Substituindo este valor na equação (1) vemos que o espalhamento elástico ocorre para

$$(2) \quad E' = ME / [E(1 - \cos\theta) + M] = 186 \text{ MeV}$$

o que corresponde ao último pico na figura 2.5a. Quando a energia perdida pelo eletron aumenta, W^2 cresce aparecendo os estados ressonantes do carbono que são vistos a $E' = 180$ e 177 MeV.

Tanto o espalhamento elástico como as excitações são respostas coerentes do núcleo como um todo que é formado por neutrons e protons. O espalhamento elástico por um proton ocorre a uma energia $E' = 160$ MeV dada pela equação 2, quando se usa $M = M_{\text{proton}} \approx 940$ MeV no lugar da massa nuclear. O pico do espalhamento elástico pode ser visto na figura 2.5b para espalhamento a 135° . Se o proton estivesse em repouso dentro do núcleo, este pico seria bem estreito, mas como os nucleons possuem momento de Fermi, isto leva a um alargamento do pico o qual é chamado de pico quase elástico.

A medida que a energia perdida pelo eletron aumenta, os protons são levados a estados ressonantes e há a produção inelástica de pions.

É interessante notar que para $E = 190$ MeV e $\theta = 80^\circ$, Q^2

é da ordem de 0.06 GeV^2 e o que predomina são os picos de espalhamento elástico e de excitação nuclear que são da mesma ordem de grandeza. Para a mesma energia e $\theta=135^\circ$, $Q^2 \sim 0.1 \text{ GeV}^2$, a energia transferida é muito maior e o mais provável que aconteça é que o núcleo se quebre em vez de permanecer coeso. Esta diminuição do espalhamento elástico quando Q^2 aumenta é típica de sistemas compostos. A dependência em Q^2 da resposta do sistema é chamada de fator de forma. Vemos então que para $Q^2 \sim 0.1 \text{ GeV}^2$, o foton consegue 'ver' a estrutura interna do núcleo. Variando Q^2 de 0.05 GeV^2 a 0.1 GeV^2 , os picos do espalhamento elástico e de excitação nuclear vão desaparecendo, começando a surgir o espalhamento quase elástico, o proton porém, ainda aparece como uma partícula pontual. Aumentando Q^2 para $\sim 1 \text{ GeV}^2$ o pico quase elástico começa a desaparecer e tem-se energia suficiente para se perceber a estrutura interna do proton que agora não é mais visto como uma partícula elementar, mas como algo que também possui um fator de forma.

- Espalhamento eletron-proton

O comportamento da seção de choque de espalhamento eletron-proton é qualitativamente o mesmo do espalhamento eletron-núcleo. Como o tamanho do núcleo é da ordem de 10^{-12} cm , para se estudar a estrutura do núcleo precisa-se de eletrons com energia de algumas centenas de Mev. Porém, para que a estrutura interna do proton seja revelada é necessário que se utilize eletrons com energias de até algumas dezenas de GeV. Para eletrons incidentes com energia da ordem de 20 GeV e Q^2

variando de ~ 1 a 10 GeV^2 , a resposta coerente do proton vai desaparecendo e começa a surgir o que seria o espalhamento quase elástico para o proton, mostrando que ele possui estrutura interna. Esses constituintes do proton foram chamados de partons.

- Espalhamento no modelo de partons

A hipótese essencial no modelo de partons é que quando uma grande quantidade de energia e momento é transferida para o nucleon, a interação é com apenas um constituinte (parton), como se eles estivessem quase livres dentro do nucleon, os outros agindo apenas como espectadores. Esta hipótese é razoável pois a escala de tempo que controla a interação é da ordem de $(\sqrt{Q^2})^{-1}$ (isto porque $\Delta E \sim \sqrt{Q^2}$ e pelo princípio de incerteza $\Delta E \Delta t \sim 1$) e então para Q^2 relativamente grande, este tempo será pequeno comparado com o tempo de interação entre os partons, de maneira que estes são vistos como quase livres dentro do nucleon.

Se considerarmos um referencial no qual o proton esteja se movendo com um momento muito grande numa direção, podemos supor que os partons também têm momento apenas nesta direção e que cada um carrega uma fração x do momento do proton. Desprezando neste referencial as massas dos partons e do proton, então x é também a razão dos quadrimomentos do parton e do proton alvo.

Pela figura 2.6 vemos que $\bar{p}'^2 = (\bar{p} + \bar{q})^2 = \bar{p}^2 + 2\bar{p}\bar{q} + \bar{q}^2$.

Se o parton é espalhado elasticamente, $\bar{p}'^2 = \bar{p}^2$ resultando

$2x\bar{p} \cdot \bar{q} = Q^2$. O invariante $\bar{p} \cdot \bar{q}$ calculado no sistema de

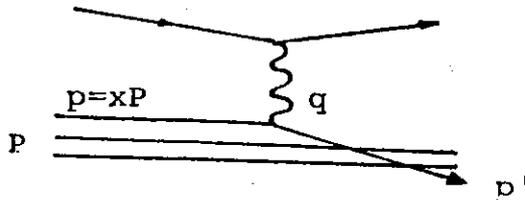
laboratório resulta:

$\vec{P} \cdot \vec{q} = (M, 0) \cdot (v, q) = Mv$ e portanto :

$$x = \frac{Q^2}{2Mv}$$

para espalhamento elástico elétron-parton.

FIGURA 2.6



Os partons dentro do próton terão uma distribuição de momento. Seja $f_i(x)$ a probabilidade de encontrar um parton do tipo i com fração de momento x . A seção de choque para o espalhamento de um elétron, por um parton de qualquer tipo, será obtida somando-se, para todos os tipos i de partons, os produtos de $f_i(x)$ pela probabilidade $d\sigma^{(i)}/dQ^2$ de que o elétron transfira um momento Q^2 para o parton de tipo i :

$$(3) \quad \frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \sum_i \frac{d\sigma^{(i)}}{dQ^2} f_i(x)$$

O limite de Bjorken estabelece que quando $Q^2 \rightarrow \infty$ e $\nu \rightarrow \infty$, esta seção de choque diferencial depende de x , mas não de Q^2 , e portanto ela será uma medida da distribuição da fração x de momento dos partons constituintes do próton.

Experiências de espalhamento inelástico de neutrinos vieram complementar os dados de experiências com elétrons e determinar as funções de estrutura $f_i(x)$ através da medida da seção de choque. Para x relativamente grande, por exemplo $x > 0.2$

os dados são compatíveis com a hipótese de que o próton tenha os quarks uud e o nêutron tenha os quarks udd. Porém, para x pequeno as funções de estrutura não se comportam como se os nucleons tivessem apenas 3 quarks, mas existem outras contribuições. As distribuições apresentam um pico em $x=0$, surgindo uma singularidade do tipo $1/x$ quando a energia aumenta. Assim, a experiência revela a existência de pares adicionais de quarks-antiquarks (quarks do mar) no nucleon. Para $x \rightarrow 0$ o número desses quarks parece crescer indefinidamente com o aumento da energia e momento transferidos ao nucleon. Esta observação não entra em desacordo com a estrutura de 3 quarks que descreve as propriedades dos nucleons para baixo momento transferido. Pode-se imaginar que cada um dos três constituintes do nucleon seja formado de um quark de valência que carrega o seu número quântico de sabor e uma fração de momento relativamente grande, e de uma nuvem de pares $q\bar{q}$ com número quântico de sabor nulo e baixo momento [13]. Assim, o número de quarks visto no nucleon depende do processo que está sendo investigado.

Sejam $u(x)$, $\bar{u}(x)$, $d(x)$, $\bar{d}(x)$, $s(x)$ e $\bar{s}(x)$ as distribuições de momento (x) dos quarks e antiquarks u , \bar{u} , d , \bar{d} , s e \bar{s} , respectivamente. A integral

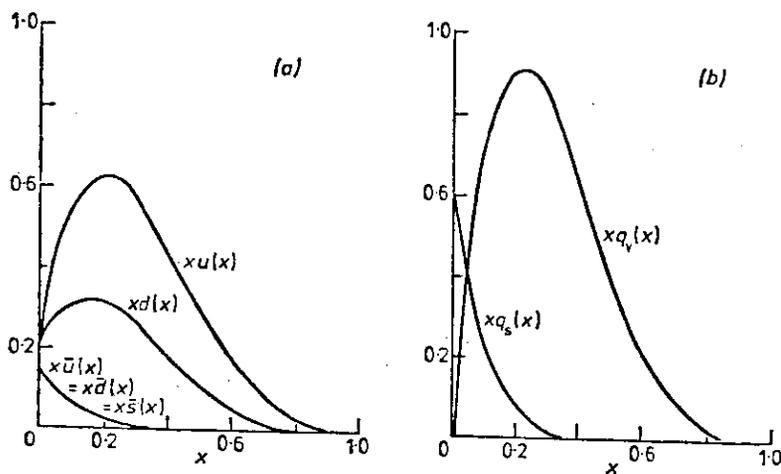
$$\int_0^1 x dx (u + \bar{u} + d + \bar{d} + s + \bar{s})$$

deve ser unitária considerando-se a conservação de momento.

Porém, substituindo estas funções obtidas experimentalmente [14] (vide figura 2.7) obtem-se o valor 0.54, ou seja, apenas metade do momento do hadron é carregada pelos quarks. Este resultado é

entendido como uma evidência da hipótese de que as nuvens de partons de baixo momento não só contêm os pares $q\bar{q}$ mas também gluons que não têm sabor e por isso são invisíveis às interações eletromagnéticas e fracas. Uma estimativa das distribuições dos gluons sugere que elas sejam parecidas com as dos quarks do mar, isto é, tem um pico em $x \sim 0$.

FIGURA 2.7 - Distribuição dos momentos dos quarks de valência e do mar [14]



A identificação dos partons com quarks e gluons nos permite refinar a estrutura dos hadrons apresentada acima. Enquanto a classificação dos hadrons bem como o espalhamento elástico a baixo momento transferido são satisfatoriamente explicados pelas estruturas $q\bar{q}$ ou qqq , as experiências com alto momento transferido revelam estruturas mais detalhadas para os hadrons.

No modelo de partons apresentado aqui, supõe-se que cada parton interage eletromagneticamente com os leptons independentemente dos outros partons existentes no hadron. A

ausência dos efeitos da interação forte pode ser entendida pensando na liberdade assintótica. A QCD prevê que para alto Q^2 as interações fortes são menos intensas e os partons podem agir independentemente uns dos outros. De fato, uma análise mais detalhada revela que as distribuições de x têm uma fraca dependência com Q^2 . Portanto, o modelo de partons descrito acima serve apenas como uma primeira aproximação para a QCD. Infelizmente, apenas a evolução da distribuição a alto Q^2 pode ser calculada perturbativamente a partir da forma real da distribuição experimental de x para algum Q^2 fixo. Porém a forma da distribuição seria a mesma para um dado hadron em diferentes colisões, permitindo a construção de modelos de quarks que relacionem os diferentes tipos de colisões.

Como vimos, o desenvolvimento das ideias de partons, a identificação dos partons com quarks e gluons e a introdução dos cálculos perturbativos da QCD estão relacionados com processos em que o momento transferido é alto (espalhamento duro). Porém os processos com baixo momento transferido (espalhamento suave) dominam a grande maioria das interações hadron-hadron. Algumas observações nas interações hadrônicas a baixo p_T levaram a um maior desenvolvimento do modelo de partons para os processos suaves:

- (i) A produção de partículas e ressonâncias na região central* pode ser explicada pela combinação dos quarks
- (ii) A produção de pions na região de fragmentação* do nucleon nas colisões hadrônicas a baixo p_T reflete a distribuição dos quarks de valência no nucleon como é observado

nas interações lepton-nucleon.

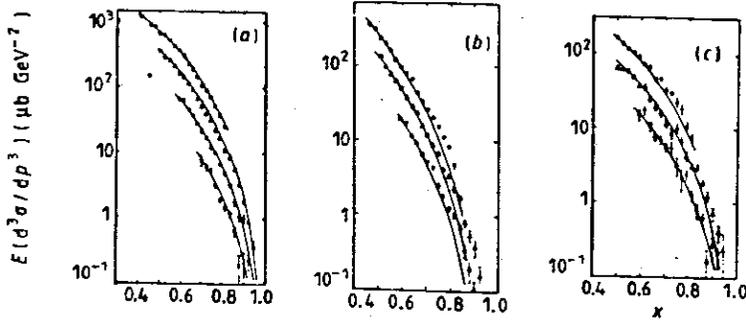
(iii) As distribuições do momento longitudinal, do momento transversal e de multiplicidade nas interações suaves são muito parecidas com as das interações e^+e^- e lepton-hadron a alto p_T .

Estas observações levaram a crer que a estrutura de parton dos hadrons também governa as interações hadrônicas a baixo p_T . Testar este conceito unificador e usar suas consequências para explicar as complicadas interações hadrônicas em geral é um dos objetivos dos teóricos e experimentais nesta área.

Na região de fragmentação do proton, supõe-se que o $\pi^+ = |u\bar{d}\rangle$ produzido seja composto de um quark u de valência do proton e de um antiquark \bar{d} do mar. Como este antiquark carrega uma pequena quantidade de momento, espera-se encontrar o pion com uma distribuição de momento semelhante à do quark u . O mesmo acontece com a distribuição de momento do $\pi^- = |d\bar{u}\rangle$ e a do quark d . Como consequência, espera-se que a distribuição de x de um pion na região de fragmentação de um proton seja semelhante à do quark de valência comum aos dois. A figura 2.8a [15] mostra que a distribuição de x do π^+ produzido em colisões pp no ISR é de fato semelhante à do quark u obtida de dados do SLAC em espalhamento eletron-nucleon a alto p_T . A distribuição para π^- (figura 2.8b) também concorda com a de $d(x)$ até $x \sim 0.7$. A distribuição para $K^+ = |u\bar{s}\rangle$ é mostrada na figura 2.8c onde novamente se nota a concordância com a distribuição do quark u que é o quark de valência comum ao K^+ e

ao proton.

FIGURA 2.8 - Comparação da seção de choque, em função de x , para produção de π^+ , π^- e K^+ em colisões pp ($\sqrt{s} = 45$ GeV) e as distribuições de momento dos quarks u e d respectivamente. [13] (a) $pp - \pi^+X$, $u(x)$; (b) $pp - \pi^-X$, $d(x)$; (c) $pp - K^+X$, $u(x)$; p_T : \blacksquare , 0.55 GeV; \triangle , 0.75 GeV, \square 0.95 GeV; \bullet , 1.15 GeV.

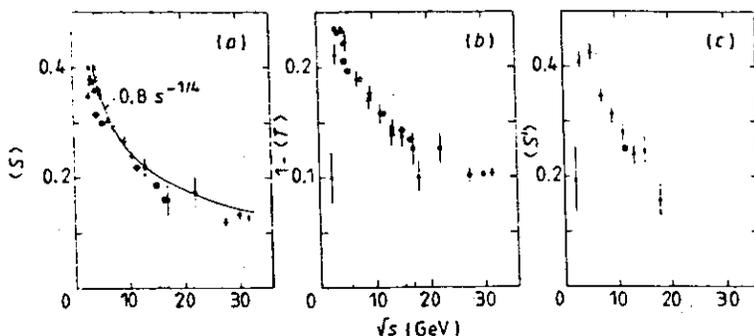


Conclui-se então, que os números quânticos e a distribuição de momento dos quarks de valência do proton podem estar refletidos nas partículas produzidas na região de fragmentação.

A outra observação experimental importante (iii) é que os jatos que aparecem em colisões e^+e^- e em interações lepton-hadron apresentam características semelhantes às dos jatos produzidos em interações hadron-hadron a baixo p_T . Para se saber se a produção de partículas numa interação tem a forma de jato, define-se grandezas como a esfericidade S , thrust T ou esfericidade [16], cujos valores médios indicam o grau longitudinal ou esférico das interações. Como se vê nas figuras

2.9(a)-(c) essas três quantidades têm a mesma forma de variação para os três tipos diferentes de colisão.

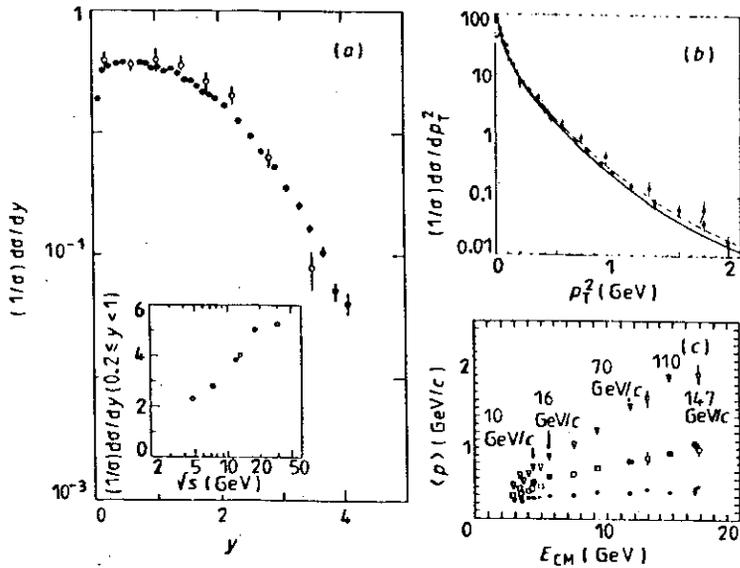
FIGURA 2.9 - Distribuição do valor médio da esfericidade (a), thrust (b) e esfericidade (c) em função da energia no sistema centro de massa para interações e^+e^- (\circ), $\bar{\nu}N$ (Δ), hadron-proton (\bullet) e νNe (\blacktriangle)



Além disso as distribuições de rapidez em relação ao eixo do 'thrust' e as distribuições de p_T^2 relativas ao eixo da esfericidade para interações K^+p a 70 GeV/c [17] são comparadas com os resultados de aniquilação e^+e^- a 13 GeV/c [18] e apresentam um bom acordo como mostram as figuras 2.10a e 2.10b.

Na figura 2.10c vê-se que $\langle p_T \rangle$ e $\langle p_L \rangle$ relativos ao eixo do thrust têm a mesma dependência com a energia, tanto para hadron-proton como para e^+e^- , o que reforça a universalidade dos jatos.

FIGURA 2.10 - (a)- Distribuição da rapidez para reações não difrativas a 70 GeV/c. K^+p ; e^+e^- (b)- $(1/\sigma)d\sigma/dp_T^2$ em função de p_T^2 relativo ao eixo da esfericidade para as mesmas reações (c) - dependência com a energia de $\langle p_T \rangle$ e $\langle p_L \rangle$ em relação ao eixo do thrust para hadron-proton (símbolos pretos) e e^+e^- (símbolos brancos)



O fato de que os jatos produzidos em aniquilação e^+e^- e interações lepton-hadron a alto p_T sejam semelhantes aos produzidos ao longo da direção do feixe nas interações hadron-hadron a baixo p_T levam à hipótese de que a fragmentação dos partons é um mecanismo dinâmico comum a todos os tipos de interações.

Descreveremos aqui modelos que tentam explicar o rearranjo do sistema de partons que formarão os hadrons finais observados depois de ter ocorrido a interação. Os cálculos perturbativos da QCD não podem ser aplicados aqui, pois Q^2 é da ordem das massas dos hadrons, onde a constante de acoplamento é bastante grande. Assim, deve-se recorrer a modelos

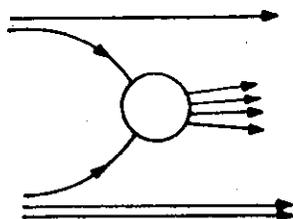
fenomenológicos introduzindo *a priori* funções desconhecidas

que descrevam como o momento dos quarks é dividido entre os hadrons finais.

Existem vários desses modelos. Podemos citar entre eles o 'quark chain model' [19], o modelo de fragmentação de quarks (QFM) [20], o modelo de recombinação de quarks (QRM) [21] e o DTU (Dual Topological Unitarisation) [22]. Uma boa revisão desses modelos é dada por Fialkowski e Kittel [23].

Para explicar a produção de hadrons na região central de colisões hadron-hadron, era usado, desde 1972, o modelo aditivo de quarks [24]. Para uma colisão meson-nucleon a idéia deste modelo está mostrada na figura 2.11.

FIGURA 2.11



A interação, que aparece como uma 'bola', envolve um quark q (ou \bar{q}) de cada hadron. A altas energias muitos pares $q\bar{q}$ são criados e os hadrons produzidos não têm mais 'memória' do hadron inicial. Em outras palavras, o número de pares $q\bar{q}$ no mar do hadron é tão grande na região de x pequeno que a influência dos números quânticos iniciais é desprezível. A distribuição das partículas na região central seria, então,

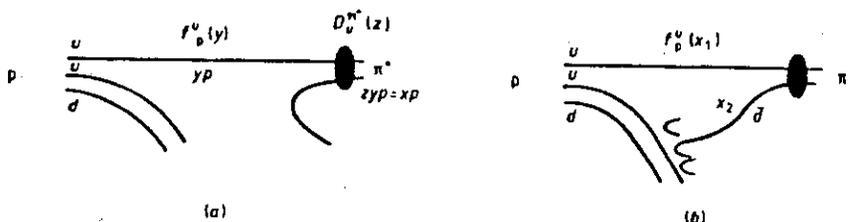
independente dos hadrons iniciais. Para formar um hadron, um quark com x pequeno deve se juntar a pelo menos um quark vizinho. Existe 50% de chance de um q se juntar a um \bar{q} formando um meson. Nos outros 50% um par $q\bar{q}$ é formado o qual deve ainda se combinar com um outro q formando um barion. A produção de partículas é calculada supondo a igualdade estatística de todas as possíveis combinações de q e \bar{q} . Devido ao número reduzido de hadrons que contêm quarks estranhos, um fator de supressão λ é introduzido para cada quark estranho produzido. A produção dominante é suposta ser para mesons 0^- , 1^- e para barions $\frac{1}{2}^+$ e $\frac{3}{2}^+$. As ressonâncias são levadas em consideração, pois a maioria dos pions provem do decaimento de ressonâncias tais como ρ . Este modelo simples explica com bastante sucesso a produção de mesons e a dependência em x na região central.

Na região de fragmentação ($x \rightarrow 1$) a situação é bastante diferente. Nesta região, as partículas produzidas terão uma grande fração do momento longitudinal do hadron incidente e o espectro deve depender dos números quânticos da partícula que se fragmentou.

Para ilustrar a produção de hadrons na região de fragmentação do proton, vamos considerar a reação inclusiva $pp \rightarrow \pi^+ X$ onde X representa um conjunto de partículas finais. Como vimos, supõe-se que um π^+ produzido com uma grande fração do momento do proton que se fragmentou, seja formado por um quark que também possua um momento alto, e esse quark, provavelmente é o quark u do proton. Espera-se que ele não seja afetado pela colisão inicial e que seja descrito pela mesma função de

estrutura, $u(x)$, determinada em espalhamento a alto p_T . Uma possibilidade é que o quark u se fragmente produzindo pares $q\bar{q}$, como acontece em interações a alto p_T e, juntando-se a um quark \bar{d} produzido, forme o π^+ . Mas nas interações a baixo p_T existe uma outra alternativa, que é quando o quark u se combina com um quark lento \bar{d} já existente no mar do próton. Esses dois modelos, conhecidos como fragmentação e recombinação, estão ilustrados nas figuras 2.12a e 2.12b.

FIGURA 2.12 - Mecanismo de fragmentação (a) e recombinação (b) para um próton que se fragmenta em π^+ .



Em interações e^+e^- e lepton-hadron a alto p_T (conhecidas como DIS - Deep Inelastic Scattering), define-se a função de fragmentação de quark $D_H^q(z)$. Ela descreve a probabilidade do hadron h ter uma fração z do momento do quark q [25]. No modelo de fragmentação, a mesma função se aplica para quarks do mesmo tipo independente do tipo da colisão primária de onde ele originou.

Este modelo surgiu da observação, por seus autores, de que existia uma grande semelhança entre a distribuição de x de Feynman para os mesons provenientes dos processos de fragmentação meson \rightarrow meson e as funções de fragmentação quark \rightarrow meson determinadas em e^+e^- e em DIS. O modelo supõe que a

fragmentação induzida por um hadron seria descrita em duas etapas. Na primeira, um dos quarks ou antiquarks de valência (o que carrega uma pequena fração do momento do hadron), interage com um quark do outro hadron. Na segunda etapa, o(s) quark(s) que restou no hadron, carregando a maioria do momento inicial, se fragmenta em um estado final de hadrons obedecendo à mesma função de fragmentação de um quark correspondente que é criado em e^+e^- ou em DIS.

Em geral tem-se para um meson M e para um barion B que se fragmentam em um hadron h :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx}(M \rightarrow h) = \frac{1}{2} D_h^{q_1}(x) + \frac{1}{2} D_h^{\bar{q}_2}(x)$$

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx}(B \rightarrow h) = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 D_h^{(qq)_i}(x)$$

onde $q_1 \bar{q}_2$ representa a estrutura de valência para o meson M e o símbolo $(qq)_i$ representa o diquark que restou no barion após a interação do quark q_i com um quark do outro hadron; D_h^q são as funções de fragmentação de q, \bar{q} ou qq no hadron h.

Por exemplo, para o processo de fragmentação de um meson π na reação $\pi^+ p \rightarrow hX$ tem-se

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx}(\pi^+ \rightarrow h) = \frac{1}{2} [D_h^u(x) + D_h^{\bar{d}}(x)]$$

e as previsões desse modelo têm ótima concordância com os dados experimentais [26]. Na fragmentação de um proton em π tem-se

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dx}(p \rightarrow \pi^\pm) = \frac{2}{3} D_{\pi^\pm}^{ud}(x) + \frac{1}{3} D_{\pi^\pm}^{uu}(x)$$

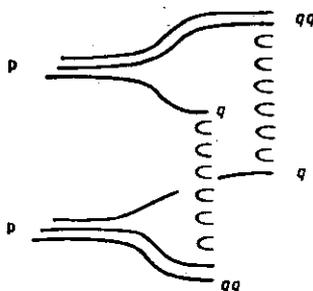
As funções de fragmentação de diquarks obtidas em

experiências com feixes de neutrinos incidentes em protons, satisfazem esta relação [27].

Esta versão de QFM é conhecida como modelo LUND, o qual será detalhado no próximo capítulo, e é usado hoje como um modelo padrão de parametrização de dados para aniquilação e^+e^- , interações lepton-hadron e hadron-hadron.

O modelo DTU [19] supõe que a interação separa os quarks de valência de cada hadron incidente em dois sistemas 'coloridos', um com os números quânticos de um quark de valência e o outro sistema com os números quânticos do(s) outro(s) quark(s). Para neutralizar a cor desses sistemas, são formadas duas cadeias de pares $q\bar{q}$ ligando um hadron a outro (figura 2.13).

FIGURA 2.13



O modelo de recombinação (QRM), (figura 2.12b) parece ser bem diferente do modelo de fragmentação. A idéia básica é que o quark de valência (com fração de momento x_1), se recombina com um antiquark lento do mar (com fração de momento $x_2 \sim 0$). A fração de momento do hadron será então $x = x_1 + x_2 \sim x_1$, sendo o hadron descrito então pela função de estrutura do quark. Por exemplo na reação $pp \rightarrow \pi^+X$ tem-se:

$$\frac{d\sigma}{dx}(p \rightarrow \pi^+) = f_U^P(x)$$

que mostra razoável concordância com a experiência. A idéia original já é mais antiga [28] e [29], mas foi levada adiante a partir da observação por Ochs [30] de que a razão da produção inclusiva de π^+ e de π^- satisfazia

$$\frac{d\sigma^{(p \rightarrow \pi^+)}/dx}{d\sigma^{(p \rightarrow \pi^-)}/dx} \sim \frac{f_U^P(x)}{f_D^P(x)}$$

onde as funções de estrutura são determinadas em experiências de espalhamento inelástico de leptons.

Para resumir, a interpretação teórica de fragmentação a baixo p_T ainda está em aberto. Vimos que existem vários modelos que se dividem basicamente em fragmentação e recombinação. No modelo de fragmentação a distribuição dos hadrons é descrita pela função de fragmentação $D_H^q(x)$ do quark ou diquark com alto momento. No modelo de recombinação, a distribuição é dada pela função de estrutura $f_q(x)$ do quark com alto momento que se recombina com um quark lento do mar. Embora pareçam pontos de vista contraditórios, existem hipóteses de que eles sejam equivalentes.

* Define-se como região central, a região de $|x| \ll 0.5$ onde $x = 2 p_L / \sqrt{s}$ é denominado x de Feynman. p_L é o momento da partícula na direção longitudinal e \sqrt{s} é a energia no sistema centro de massa da reação. A região de fragmentação do feixe é aquela em que $x \rightarrow 1$, e a de fragmentação do alvo é a que $x \rightarrow -1$.

CAPÍTULO III

MODELOS DE SIMULAÇÃO

A partir de dados de experiências realizadas no ISR[31,32] e no FERMILAB[33], começou-se a observar grandes semelhanças entre os jatos produzidos em colisões hadron-hadron de alto p_T e os produzidos em reações leptônicas (ou semileptônicas). Em ambos os casos o que se imagina é que os jatos provêm de quarks que se fragmentam em hadrons que se movem aproximadamente na mesma direção do quark original.

Hoje em dia, o conceito de jato está bem estabelecido, experimentalmente e teoricamente. Os jatos parecem estar presentes no estado final de processos que envolvem alto momento transferido aos partons, em processos de aniquilação e^+e^- , em leptoprodução e em colisões hadrônicas a alto p_T . Além disso, grande parte das interações a baixo p_T pode ser entendida em termos de jatos. Eles são frequentemente associados a partons espalhados ou a quarks ou gluons que se comportaram durante a interação como meros espectadores. A observação interessante é que os jatos de quarks espectadores parecem ter uma estrutura bastante semelhante à dos que provêm dos quarks que sofreram interação.

Um evento típico pode ser fenomenologicamente dividido em três fases. A primeira fase contém a interação primária, que é caracterizada por altos valores de Q^2 , correspondendo a pequenas distâncias, sendo os efeitos de confinamento

desprezíveis. Na segunda fase os partons se separam uns dos outros. Os gluons emitidos nesta fase são suaves e colineares e guardam pouca lembrança do vértice primário; os efeitos de confinamento passam a dominar levando à fragmentação do sistema em hadrons. A terceira fase consiste do decaimento dos hadrons instáveis em partículas observáveis.

A comparação detalhada entre resultados experimentais e a teoria da QCD perturbativa é quase impossível de ser feita se não forem levados em conta a fragmentação e os efeitos de decaimento. Isto leva à necessidade de se introduzir modelos fenomenológicos de fragmentação de jatos.

Em 1978, Field e Feynman [25] propuseram um modelo para essas estruturas de jatos, baseando-se em resultados experimentais, que na época não eram muitos, e em algumas idéias teóricas. Eles sugeriram parametrizações para as funções $D_q^h(z)$, que representam o número médio de hadrons produzidos do tipo h com fração de momento z em um jato iniciado por um quark do tipo q . Este modelo faz uso de uma função arbitrária $f(\eta)$ que representa a probabilidade que um hadron produzido que contém o quark original deixe para o resto do jato uma fração η do seu momento. Todas as propriedades do jato ficam determinadas a partir de $f(\eta)$ e de três parâmetros adicionais, a saber: o grau em que a simetria $SU(3)$ é quebrada na formação de novos pares $q\bar{q}$, o spin dos mesons produzidos e o momento transversal médio dado a esses mesons.

1. MODELO DE FIELD & FEYNMAN

1.1. Princípio

A hipótese usada é que os jatos de quarks podem ser analisados com base em um princípio recursivo. Supõe-se que um quark do tipo 'a' com momento W_0 na direção z cria um campo de cor no qual novos pares $q\bar{q}$ são produzidos. O quark 'a' então se recombina com o antiquark ' \bar{b} ' de um novo par $b\bar{b}$ formando um meson $a\bar{b}$ e deixando o quark b que se recombinará com outro antiquark produzido. O meson ' $a\bar{b}$ ' pode ser diretamente observado como um meson pseudoescalar, um meson vetorial ou ainda como alguma ressonância de spin mais alto que decairá em mesons observáveis. Para simplificar vamos chamar de ' $a\bar{b}$ ' o meson primário, e discutir os decaimentos secundários posteriormente.

Uma hierarquia de mesons primários é formada, da qual ' $a\bar{b}$ ' é o primeiro na ordem, ' $b\bar{c}$ ' é o segundo, ' $c\bar{d}$ ' é o terceiro etc. como mostra a figura 3.1. O princípio do decaimento em cadeia supõe que se o meson primário de primeira ordem possui momento ξ_1 (proveniente de um quark do tipo 'a' e momento W_0) a cascata restante começa com um quark do tipo 'b' com momento $W_1 = W_0 - \xi_1$ e os hadrons restantes são distribuídos da mesma forma como se tivessem vindo de um jato originado por um quark do tipo 'b' com momento W_1 . Além disso supõe-se que para momentos altos, todas as distribuições dependem apenas da razão entre o momento do hadron e o do quark. Com essas hipóteses, o conhecimento

momento entre ξ_2 e $\xi_2 + d\xi_2$ é $f(1 - \xi_2 / W_1) d\xi_2 / W_1$

onde $W_1 = W_0 - \xi_1$ etc.

A probabilidade de termos uma sequência hierárquica de mesons primários com o k-ésimo tendo momento entre ξ_k e $\xi_k + d\xi_k$ é

$$\text{Prob}(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_k) d\xi_1 d\xi_2 \dots d\xi_k = \prod_1^{\infty} f(\eta_i) d\eta_i$$

onde $\eta_i = W_i / W_{i-1}$ com $\xi_i = W_{i-1} - W_i$ isto é, $\eta_i = 1 - \xi_i / W_{i-1}$

e $d\eta_i$ deve ser substituído por $d\xi_i / W_i$ com $W_i = W_0 - \sum_{k=1}^i \xi_k$.

1.2 - Distribuição de momento de uma partícula em um jato

O princípio descrito no item anterior leva a um cálculo de Monte Carlo bem simples e a uma equação integral recursiva. Por exemplo, se definimos a distribuição $F(z) dz$ de uma partícula em um jato como sendo a probabilidade de encontrar, em um jato, um meson primário (independente da hierarquia) com fração de momento entre z e $z + dz$ então $F(z)$ deve satisfazer a seguinte equação integral (considerando $W_0 = 1$)

$$[1] \quad F(z) = f(1-z) + \int_z^1 f(\eta) F(z/\eta) d\eta/\eta$$

onde os limites são automáticos pois define-se $f(1-z)=0$ e $F(z)=0$ para $z > 1$ ou $z < 0$. $F(z) dz$ deve ser tal que se o meson primário for de ordem 1 ele terá probabilidade $f(1-z)dz$, ou senão o meson de ordem 1 deixa uma fração de momento η com probabilidade $f(\eta) d\eta$ e nessa cascata restante a probabilidade de encontrar z em dz é $F(z/\eta) dz/\eta$ dependendo, como já foi mencionado no item anterior, somente da fração z/η .

A forma mais simples para a solução da equação integral

(1) é uma potência de η [25]:

$$(2) \quad f(\eta) = (d+1)\eta^d$$

Esta função porém, não concorda com a hipótese de que a probabilidade de encontrar mesons com fração de momento entre z e $z+dz$ se aproxima de uma constante quando $z \rightarrow 1$. Esta hipótese é necessária, pois os mesons com alto valor de z muito provavelmente contém o quark original, e da equação (1), vê-se que $F(z)$ tende a $f(1-z)$ para grandes valores de z . Assim, para que $F(z)$ se aproxime de uma constante quando $z \rightarrow 1$ é preciso que $f(\eta)$ tenda a uma constante quando $\eta \rightarrow 0$, o que não acontece com a função da forma (2).

Uma função que leva a resultados satisfatórios é obtida adicionando-se uma constante à equação (2):

$$(3) \quad f(\eta) = 1 - a + 3a\eta^2$$

onde o parâmetro 'a' e a potência $d=2$ são escolhidos comparando-se $F(z)$ com resultados experimentais.

1.3 - O método Monte Carlo

O método de Monte Carlo para a geração de uma cascata de quark no modelo de Field e Feynman é bem simples. Suponha que se inicie com um quark de sabor q e momento W_0 . As etapas são as seguintes:

- (i) gera-se um valor $\eta_1 = 1 - z_1$ ao acaso com probabilidade dada por $f(\eta)$ como na equação (3).

(ii) gera-se um par de quarks $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ com probabilidade γ , γ , e $1-2\gamma$, isto é, 0.4, 0.4, 0.2 respectivamente, pois para o quark s deve-se levar em conta um fator de supressão que neste modelo é considerado como sendo igual a $1/2$ em relação à produção dos quarks u e d .

(iii) decide-se sobre o spin-paridade do meson primário, supondo-se que a partícula é pseudoescalar ou vetorial com igual probabilidade.

O primeiro meson primário tem então momento igual a $(1-\eta_1)W_0$. Sua estrutura será $q\bar{u}$, $q\bar{d}$ ou $q\bar{s}$ dependendo da escolha feita em (ii) e seu spin dependerá da escolha feita em (iii). Isto deixa para o próximo passo um quark do tipo q_2 com momento $W_1 = \eta_1 W_0$. O ciclo recomeça então repetindo os itens (i)-(iii). Um outro valor para η é sorteado e um novo par é produzido. Isto vai se repetindo até um ponto desejado que será discutido adiante.

Finalmente adiciona-se o momento transversal e o decaimento dos mesons vetoriais, cada um com suas características cinemáticas e razões de produção dadas pelas tabelas das partículas.

1.4 Inclusão do momento transversal

Levando-se em conta que experimentalmente os momentos transversais dos hadrons produzidos não crescem indefinidamente, espera-se que o momento transversal dos hadrons produzidos no Monte Carlo, fique limitado enquanto o momento do quark aumenta. A maneira como é dividido o momento transversal entre os

hadrons nesse modelo é a seguinte: supõe-se que os pares $q_i \bar{q}_i$, que são produzidos para neutralizar o campo de cor, tenham momento transversal total nulo. O quark q_i recebe momento transversal q_{t_i} e o antiquark recebe $-q_{t_i}$.

A distribuição de q_{t_i} é do tipo gaussiana:

$$(4) \quad \exp(-q_{t_i}^2 / 2 \sigma_q^2) d^2 q_i$$

onde σ_q^2 é a largura da distribuição.

A todos os mesons primários é atribuído um momento transversal dado pela soma vetorial dos momentos transversais dos quarks que os formam.

Ao meson primário de ordem 1 é atribuído um momento transversal dado por

$$k_t(1) = q_{t_1} - q_{t_0}$$

e o de r-ésima ordem possui

$$k_t(r) = q_{t_r} - q_{t_{r-1}}$$

O q_{t_0} inicial também é gerado de acordo com a distribuição gaussiana (4). Como resultado final tem-se uma cascata de mesons primários, todos tendo a mesma distribuição de momento transversal para um z fixo, isto é, uma Gaussiana com valor médio

$$\langle k_t^2 \rangle = 2 \sigma^2 \quad e$$

$$\langle k_t \rangle_{\text{mesons primarios}} = \sqrt{(0.5 \pi)} \sigma$$

$$\text{onde } \sigma = s \sqrt{2} \sigma_q$$

pois dois quarks contribuem para cada meson primário.

Este método introduz uma correlação entre mesons primários de ordens adjacentes, de maneira que estes tendem a

ter direções opostas em relação ao eixo do jato.

1.5 Determinação do ponto em que se param as iterações

Para garantir que o esquema de fragmentação seja invariante de Lorentz ao longo da direção z , é conveniente se usar a variável $E + p_z$ no lugar de E ou p_z , isto é, as variáveis ξ e W são interpretadas como se elas se referissem não ao momento ou energia e sim à quantidade

$$E + p_z = p_z + \sqrt{p_z^2 + m^2 + p_t^2}$$

A variável z em $F(z)$ e $f(1-z)$ na equação (1) e em todas as outras equações será interpretada como

$$z = (E + p_z) / (E_0 + p_{z_0})$$

onde $E_0 + p_{z_0}$ se refere ao quark inicial

Cada meson primário tem uma massa m_1 , um momento perpendicular p_{t_1} gerado de acordo com a seção 1.4 e uma quantidade $E_1 + p_{z_1}$ determinada por

$$(5) \quad E_1 + p_{z_1} = z_1 (E_0 + p_{z_0})$$

onde z_1 é gerado pelo procedimento descrito na seção 1.3. Impõe-se que os mesons primários decaiam de acordo com as taxas dadas pela tabela de partículas, e jatos com momento dos quarks finito p_q são produzidos calculando-se um novo valor $(E + p_z)_{\text{novo}}$ dado por

$$(E + p_z)_{\text{novo}} = (E + p_z)_{\text{velho}} (E_q + p_q) / (E_0 + p_{z_0})$$

e tomando todos os mesons finais tais que $(p_z)_{\text{novo}} \geq 0$.

Este processo continua enquanto a energia do sistema restante é suficientemente grande. Em algum ponto, quando $(E^2 - p_z^2)_{\text{restante}} < W_{\text{min}}^2$

decide-se que a próxima etapa resultará em dois hadrons finais em vez de um hadron e um sistema restante. Basicamente W_{\min} é escolhido de forma a se obter uma distribuição de rapidez dos mesons produzidos semelhante à distribuição experimental.

1.6 Decaimento das Ressonâncias

O decaimento das ressonâncias é relativamente simples neste esquema. Os mesons primários determinados de acordo com (1.5) são levados ao decaimento. A soma dos z dos produtos dos decaimentos é igual ao z do meson inicial. Porém, mesons iniciais com $p_{z1} \leq 0$ podem produzir partículas com $p_z \geq 0$. Define-se então que os jatos têm apenas partículas que se movem para a frente, mesmo que o meson inicial possua $p_z \leq 0$. Da mesma forma, partículas secundárias que se movem para trás são excluídas, mesmo se os mesons iniciais se moverem para a frente.

Deve-se lembrar que todos os jatos de quarks são produzidos aos pares. Em colisões e^+e^- , é produzido um par $q\bar{q}$ que resulta em dois jatos. Em interações vp um jato resulta do quark arrancado do proton pela interação com o v e o outro resulta do diquark que foi deixado para trás. Em colisões hadron-hadron a alto p_T , o quark de uma partícula interage com o da outra resultando em uma estrutura de quatro jatos. A energia e momento são conservados no sistema de dois jatos e não para um único jato. Portanto, qualquer quantidade como energia ou momento transversal que não seja conservada em um único jato será balanceada pelo jato

oposto.

2. LUND

Um modelo de fragmentação de jato mundialmente conhecido, o qual é usado nesta tese para comparação com alguns resultados experimentais, é o desenvolvido pelo grupo de LUND [34 - 41]. Este modelo sugere que as distribuições são governadas pela fragmentação de um dos quarks de valência do hadron incidente, o que carrega uma maior fração do momento do hadron. O outro quark de valência, que carrega uma pequena fração do momento inicial, interage com um quark do outro hadron em um campo de cor, formando uma estrutura essencialmente unidimensional.

2.1 Fragmentação longitudinal

Considerando o processo $e^+e^- \rightarrow q \bar{q}$, o que se propõe é que o quark q e o antiquark \bar{q} caminhem em direções opostas e entre eles um 'tubo de cor' (string) é esticado.

Para simular a dinâmica da fragmentação do jato, introduz-se uma probabilidade para que a string se quebre em dois pedaços, correspondendo à produção de um par $q' \bar{q}'$. Devido à polaridade do campo de cor o quark q' é atraído na direção de \bar{q} e o \bar{q}' na direção de q . Várias quebras ocorrerão dessa maneira e o quark q_1 de um par $q_1 \bar{q}_1$ pode então se combinar com um antiquark \bar{q}_2 de um par

adjacente $q_2 \bar{q}_2$ para formar o meson $q_1 \bar{q}_2$.

A formação dos hadrons obedece a uma estrutura iterativa semelhante à descrita no modelo Field-Feynman, onde é formada uma hierarquia de hadrons de acordo com a ordem em que os pares $q \bar{q}$ são gerados. Supondo que o quark q esteja na direção z (e o \bar{q} na direção $-z$) são introduzidas as variáveis $W_+ = E + p_z$ e $W_- = E - p_z$ para descrever a fragmentação longitudinal.

Para o jato proveniente do quark q , cada meson terá uma fração z de W_+ que restou do passo anterior, sendo que neste modelo, a distribuição de z_+ é dada por

$$(6) \quad f(z_+) dz_+ = 1 dz_+$$

Esta escolha é motivada pela hipótese que a densidade de estados em função do quadrado da massa ($M^2 \approx W^2(1-z)$) de um estado altamente excitado $q\bar{q}$ é $dn/dM^2 = \text{cte}$ e que todos os estados cinemáticos permitidos são uniformemente populados no decaimento de um sistema $q\bar{q}$ em um meson e um sistema restante. Uma iteração desta fórmula leva a uma distribuição de Poisson do número de partículas por unidade de rapidez, com uma média igual a 1.

2.2 Fenômeno de Tunelamento

Um par $q'\bar{q}'$ cujos quarks não tem massa nem momento transversal pode classicamente ser criado em um ponto e então ser separado pelo campo de cor existente. Porém se os quarks tem massa e/ou momento transversal eles devem classicamente ser

produzidos a uma certa distância de maneira que a energia do campo entre eles pode ser transformada em massa transversal m_T onde $m_T^2 = m^2 + p_T^2$ sendo m a massa do quark produzido e p_T seu momento transversal. Isto pode ser entendido como sendo um fenômeno de tunelamento e a probabilidade de produção será proporcional a [42,43]

$$(7) \exp\left(-\frac{\pi}{k} m_T^2\right) = \exp\left(-\frac{\pi}{k} m^2\right) \exp\left(-\frac{\pi}{k} p_T^2\right)$$

onde $k \approx 1 \text{ GeV/fm} \approx 0.2 \text{ GeV}^2$ é a densidade de energia ao longo do campo.

A fatorização do momento transversal e dos termos de massa levam a uma forma Gaussiana para o momento transversal dos pares $q\bar{q}$ independente do sabor. Como é suposto que a 'string' não tem momento transversal, este p_T é localmente compensado entre o par de quark-antiquark.

A fórmula (7) também implica em uma supressão de quarks pesados na razão $u : d : s : c \sim 1 : 1 : 0.3 : 10^{-11}$

Para se levar em conta a produção de bárions, pares de díquark-antidíquark também são criados ocasionalmente no campo. Este campo atua no díquark como se este fosse uma unidade. Para simplificar, a notação $q\bar{q}$ pode representar um par de quarks ou de díquarks.

Devido à grande incerteza na definição das massas de díquarks, a fórmula de tunelamento (7) não pode ser usada diretamente para prever a taxa de produção de díquark. Baseando-se em dados do SPEAR Mark II, a probabilidade de produção de

diquark em relação à de quark é adotada como sendo $qq : q = 0.065 : 1$, correspondendo a uma massa típica de diquarks não estranhos em torno de 450 MeV.

2.3 Gluons

Neste formalismo de string relativística sem massa, é possível que uma parte da string carregue uma quantidade finita de energia e momento, o que produz resultados semelhantes aos de gluons na cromodinâmica quântica. Neste modelo então, o que se supõe é que num evento $q\bar{q}g$, por exemplo, a string é esticada desde o quark até o antiquark através do gluon [8]. Estas strings entre o quark e o gluon e entre o gluon e o antiquark podem se quebrar através da criação de novos pares $q\bar{q}$.

2.4 Jatos

Um jato sempre surge de um parton (quark, diquark, gluon) e portanto, nunca aparecerá sozinho. Porém é interessante estudar a fragmentação de um único jato como uma primeira aproximação sem levar em conta o problema de se juntar dois jatos.

Suponha que um quark primário q ($q = u, d, s, c, b, \dots$) esteja com movimento na direção $+z$. No campo de cor que envolve q , um par $q_1\bar{q}_1$ é criado e os quarks são separados um do outro. Um meson $q\bar{q}_1$ é formado deixando o quark q_1 que servirá como um ponto de partida para o restante da cascata ocorrendo novas quebras de uma maneira iterativa. Assim, mesons

primários $q\bar{q}_1, q_1\bar{q}_2, q_2\bar{q}_3$ etc. são formados.

A produção de diferentes quarks é em princípio determinada pela fórmula de tunelamento (eq. (6)). Os quarks e antiquarks podem se combinar ou para produzir um pseudoescalar ou um meson vetorial na razão 1:1; as ressonâncias de spins mais altos não são levadas em conta.

Supõe-se que todo quark ou diquark tem um momento transversal \bar{p}_\perp distribuído ao acaso de acordo com [41]

$$f_q(\bar{p}_\perp) d^2p_\perp = \frac{1}{\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{p_\perp^2}{\sigma^2}\right) d^2p_\perp$$

onde σ é a largura da distribuição e com a condição de que o \bar{p}_\perp total de cada par criado seja nulo. O momento transversal dos quarks é então adicionado vetorialmente dando o \bar{p}_\perp dos mesons formados por eles.

O quark inicial q com movimento na direção z carrega uma quantidade $W_{+0} = E_0 + p_{z0}$. O hadron $q\bar{q}_1$ de primeira ordem terá a fração $z_{+1} = (E + p_z) / W_{+0}$ deixando um momento $W_{+1} = (1 - z_1) W_{+0}$ para o resto do jato e desse W_{+1} o hadron de segunda ordem tomará a fração z_2 etc. Basicamente espera-se ter uma distribuição uniforme em z_+ (eq. (1)) porém deve-se levar em conta correções devido à emissão de gluons. O momento p_z e a energia E são calculados de acordo com

$$p_z = \frac{1}{2}(z_{+1}W_{+(1-1)} - \frac{m_{t1}^2}{z_{+1}W_{+(1-1)}})$$

$$E = \frac{1}{2}(z_{+1}W_{+(1-1)} + \frac{m_{t1}^2}{z_{+1}W_{+(1-1)}})$$

onde $m_{\perp i}$ é a massa transversal do hadron $q_{i-1} \bar{q}_i$.

Este modelo é bastante parecido com o de Field - Feynman. A maior diferença entre eles está na forma adotada para a fragmentação longitudinal, como também a possibilidade de formação de bárions no modelo LUND.

2.5 Fragmentação de Hádrons e díquarks.

Neste modelo, em uma interação hadrônica não difrativa a baixo P_T , os hádrons incidentes são tratados como se fossem 'colour bags' que contêm dois ou três 'colour blobs' (para mesons e bárions respectivamente) correspondendo às funções de onda dos quarks de valência [39]. Espera-se então que exista, com uma certa probabilidade, uma conexão entre dois 'blobs' dos dois hádrons incidentes, de maneira que eles não se separem após a colisão, e sim formem uma 'string' na região central que é esticada (figura 3.2). A energia para essa 'string' vem dos quarks de valência que são então retardados. Dependendo da função de onda do hadron inicial os quarks terão energias diferentes, perdendo portanto sua energia de maneira distinta. Depois que um quark perde toda sua energia, ele para, porém o(s) outro(s) quark(s) continua(m) a se fragmentar até que a string tenha se esticado atingindo um comprimento o qual é determinado apenas pela energia do hadron inicial. O quark no final da string, (o último a parar), é chamado de L-quark (L de leading), o quark mais próximo da região central é chamado de I-quark (I de interacting) e o quark do meio em

um jato de barion é o J-quark (J de junction) figura 3.3.

FIGURA 3.2

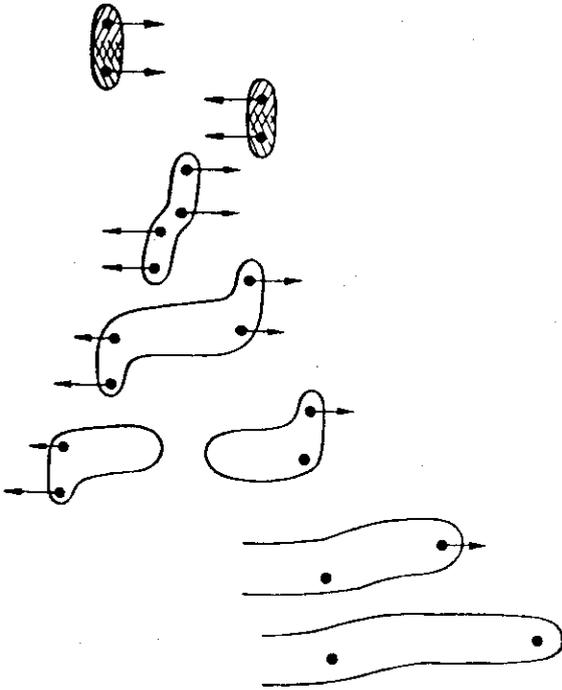
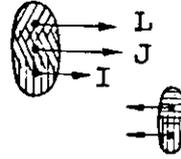


FIGURA 3.3

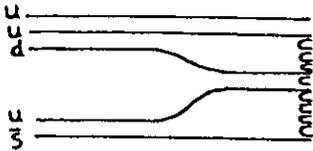


Os pares de quark-antiquark (diquark-antidiquark) são normalmente produzidos no campo entre os quarks L e I via o quark J. Como as posições absolutas dos quarks I e J são determinadas pela função de onda, a estrutura iterativa da seção 2.1 será ligeiramente modificada. Em um jato de barion, o campo muda de direção no quark J, de maneira que um quark produzido é sempre atraído na direção do quark J, e portanto o pedaço da string que contém este quark sempre se tornará um barion. Os quarks L e/ou I também podem ser incluídos no barion se não ocorrer nenhuma quebra nos pedaços correspondentes das 'strings'. Se os quarks L e J forem incluídos no mesmo barion eles retêm a memória do seu spin total e nesse caso, atuam

como se fossem um díquark LJ. O quark I que toma parte na interação primária e é o primeiro a parar perderá toda a correlação de spin com o resto do sistema.

A estrutura física precisa do campo de cor na região central, isto é, entre os dois quarks I, não está ainda bem estabelecida. A região central é ocupada por uma string comum com um último quark (díquark) aleatório o qual é associado a um quark I de um hadron, e o seu antiquark com o quark I do outro hadron (figura 3.4), juntando-se assim os dois jatos.

FIGURA 3.4



Pode parecer que esta representação para díquark seja diferente da apresentada na seção 2.2, o que não é necessário, pois naquele caso o importante era a probabilidade de se criar um par díquark-antidíquark o qual é então acelerado pelo campo. De que maneira os dois quarks dividem a energia ganha não é importante, pois de qualquer modo os dois pertencerão ao mesmo hadron. Neste caso, o díquark existe no estado inicial e é retardado pelo campo. Dependendo da função de onda do bárion inicial e de como a string se quebra, os quarks L e J podem terminar juntos no mesmo hadron, mas isto não é

necessário. Caso isto aconteça (mais de 50% das vezes) não haverá diferença comparado com o diquark da seção 2.2.

O modelo deve ainda ser complementado com uma informação sobre quando parar a geração do jato. Isto acontece quando o W_+ restante se torna menor que 0.1 GeV de maneira que hadrons com $p_z > 0$ não podem mais ser gerados. Deve-se lembrar, porém, que muitas das partículas criadas antes podem ter $p_z < 0$, mas em situações físicas reais deve-se manter todas as partículas finais com $p_z > 0$.

Muitos outros detalhes envolvendo o processo de simulação e mais informações sobre a função que descreve as quebras da string podem ser encontrados nas referências [34-41]. A primeira referência dá também uma discussão completa das idéias físicas que estão por trás do modelo.

CAPÍTULO IV

ANÁLISE DOS DADOS

Na análise de interações hadrônicas a altas energias, normalmente os eventos elásticos são estudados separadamente. Nesse processo, o estado final contém apenas dois hadrons idênticos aos iniciais. Essa distinção entre eventos elásticos e inelásticos é justificada pelas características especiais do processo elástico: a seção de choque elástica varia muito pouco com a energia e compõe grande parte (cerca de 20%) da seção de choque total.

Além disso, a forma da seção de choque diferencial elástica em termos do quadrimomento transferido t é quase independente da energia e aproximadamente exponencial para $|t| \ll 1 \text{ GeV}^2$,

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto \exp(bt)$$

O parâmetro de inclinação b é da ordem de 10 GeV^{-2} independente dos hadrons iniciais.

Investigações da dependência com a energia de vários processos inelásticos revelaram a existência de uma classe de processos com características semelhantes em alguns aspectos às do espalhamento elástico. Esses processos são caracterizados por uma fraca dependência da seção de choque com a energia e por uma configuração típica

das partículas no estado final que parecem ser originadas de dois 'clusters' de massa relativamente baixa e mesmos números quânticos dos hádrons iniciais correspondentes. Na maioria dos canais bem identificados deste tipo, apenas um dos hádrons iniciais é excitado para formar tal 'cluster', enquanto o outro hádron permanece no estado final sendo emitido no hemisfério oposto ao do 'cluster' no sistema centro de massa. Reações deste tipo são denominadas difração simples. Esta reação seria do tipo $p_1 p_2 \rightarrow X p_2$ (figura 4.1a), onde o sistema X é interpretado como sendo o resultado de uma interação entre os hádrons p_1 e p_2 por troca de pomeron, o qual possui os números quânticos do vácuo. Os eventos em que ocorre a dupla difração, onde ambos os hádrons são excitados (figura 4.1b), são mais difíceis de serem separados, principalmente a baixas energias, onde os hádrons dos dois 'clusters' podem se superpor no espaço de fase.

FIGURA 4.1a
Difração Simples

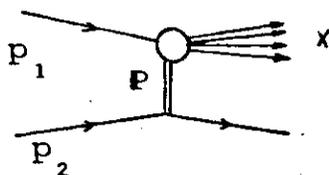
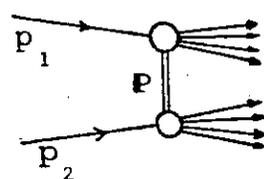


FIGURA 4.1b
Dupla Difração



A interpretação dos processos acima descritos como difração inelástica foi sugerida por Feinberg e Pomeranchuk [44] e por Good e Walker [45]. Revisões mais recentes são encontradas nas referências [46] e [47].

A difração simples foi estudada para vários tipos de partículas incidentes desde energias baixas até as atingidas pelo SPS [48]. Mesmo assim, ainda é pouca a informação sobre a estrutura interna do sistema X, e tal informação poderia levar a uma possível interpretação da estrutura do pomeron em termos de partons [49,50], além de uma melhor compreensão dos mecanismos de interação. Uma possibilidade sugerida na referência [8] é que o pomeron se acople aos quarks que constituem p_1 de uma forma pontual, como o foton. Uma outra sugestão é que o pomeron se acople aos gluons existentes em p_1 [52].

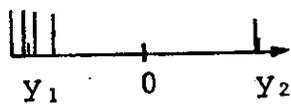
O 'cluster' X formado nos processos difrativos possui então, três propriedades típicas: uma massa efetiva pequena (próxima ao limiar da interação), seus números quânticos são os mesmos que os da partícula correspondente no estado inicial, e sua formação depende muito pouco da energia total da reação. Essas propriedades podem ser usadas como um critério para identificar esses processos, que podem ser separados dos não difrativos através de suas configurações cinemáticas específicas. Quando p_2 é quase elasticamente espalhado enquanto p_1 se excita no sistema X emitindo outras partículas, obtem-se uma configuração típica da distribuição da grandeza rapidez (Y), definida como:

$$Y = 0.5 \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}$$

onde E e p_L são a energia e momento longitudinal da partícula. Isto está ilustrado na figura 4.2. A distribuição em rapidez das partículas finais, representadas por barras desenhadas na rapidez correspondente, apresentam um 'gap' relativamente grande

entre a rapidez do hadron quase elasticamente espalhado (p_2) e a das outras partículas, as quais possuem rapidez próximas umas das outras. Isto é bastante diferente do que se conhece sobre a configuração típica de muitas partículas no estado final onde o intervalo total de rapidez é quase uniformemente populado.

FIGURA 4.2 - Configuração da Rapidez para um Sistema Difractivo



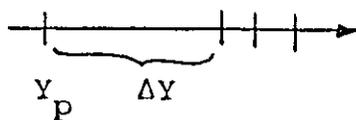
Um método, portanto, para se separar os eventos difractivos dos não difractivos, é determinar qual a diferença mínima entre a rapidez de p_2 e a da partícula vizinha mais próxima, para que o evento seja considerado difractivo.

Para as reacções que produzem os pares K^+K^- e $\pi^+\pi^-$ fizemos esta separação a fim de melhor compreendermos a estrutura interna do sistema X resultante da difracção. Para a reacção em que o par $p\bar{p}$ é produzido, os dados não possuem estatística suficiente para que se possa fazer a separação dos eventos difractivos.

4.1 REAÇÃO $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p K^+ K^-$

Com o objetivo de separar os eventos em que ocorre a difração do pión, em primeiro lugar, foram seleccionados os eventos em que o proton possui a menor rapidez e em que a diferença (ΔY) entre a rapidez do proton e a da próxima partícula mais lenta seja a maior das diferenças (figura 4.3).

FIGURA 4.3



Selecionados esses eventos, apresentamos na figura 4.4 a distribuição da diferença ΔY para duas classes de eventos :

- 1) eventos em que todas as partículas, exceto o proton possuam rapidez positiva no SCM (histograma vazio)
- 2) e para os outros eventos que sobraram da primeira seleção (histograma hachurado).

Os eventos que contribuem para a parte vazia têm grande probabilidade de serem difrativos, porém alguns que formam o histograma hachurado também podem ser considerados difrativos, devendo-se então, determinar o ΔY mínimo. Este método de seleção é chamado 'rapidity gap length'. O valor mínimo escolhido para ΔY foi 1.4, isto é, eventos em que $\Delta Y > 1.4$ são considerados difrativos. Com esse corte, seleccionamos 963 eventos difrativos.

A escolha do corte para a difração do proton, é feita

de maneira análoga, escolhendo a diferença mínima entre a rapidez do pion mais rápido e a da próxima partícula mais rápida. A distribuição dessa diferença está mostrada na figura 4.5, onde a parte hachurada representa os eventos em que o pion possui rapidez positiva e as outras partículas possuem rapidez negativa. Um corte razoável é se considerar o valor mínimo de $\Delta Y = 2.2$, porém com esse corte apenas 64 eventos foram selecionados, não havendo estatística suficiente para se fazer o estudo deste canal.

FIGURA 4.4

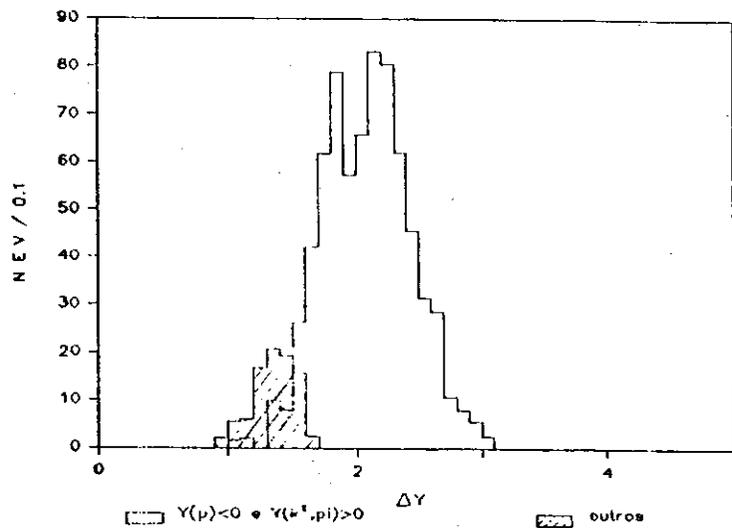
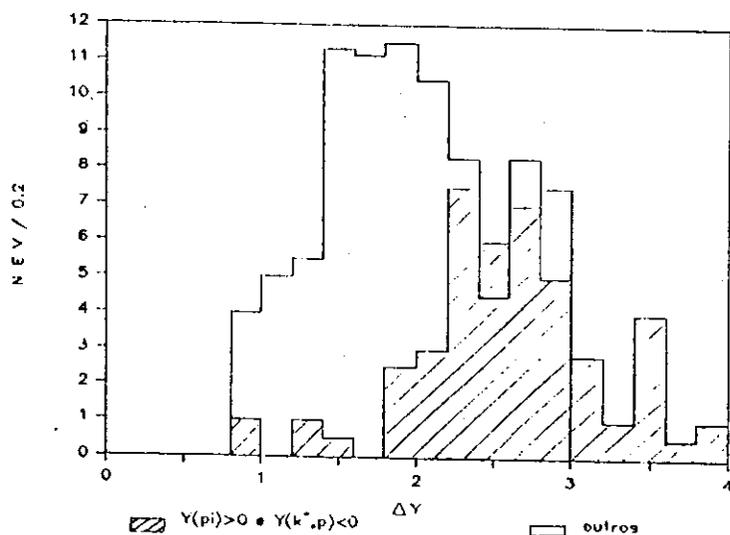


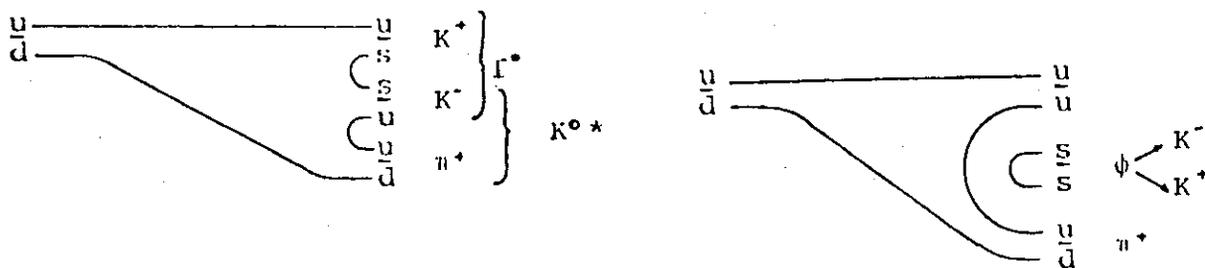
FIGURA 4.5



- DIFRAÇÃO DO PION

Na figura 4.6 apresentamos os diagramas do modelo de quark-parton que podem explicar os dados de eventos em que ocorre a difração do pion: $\pi^+ p \rightarrow (\pi^+ K^+ K^-) p$.

FIGURA 4.6



Examinando esses diagramas esperamos a formação das ressonâncias K^{0*} (892), K^{0*} (1430) e f^0 (1270) que são vistas nos histogramas das figuras 4.7a e 4.7b.

A formação da ressonância $\phi(1020)$ sendo composta basicamente dos quarks $s\bar{s}$ é suprimida como mostra a figura 4.7c da distribuição da massa efetiva do sistema $K^+ K^-$ nesta região de massa.

Como seleccionamos os eventos em que ocorre a difração do pion esperamos que a distribuição da massa efetiva do sistema $(p \pi^+)$ não mostre o pico na ressonância Δ^{++} , o que é confirmado pelo histograma da figura 4.7d.

FIGURA 4.7a

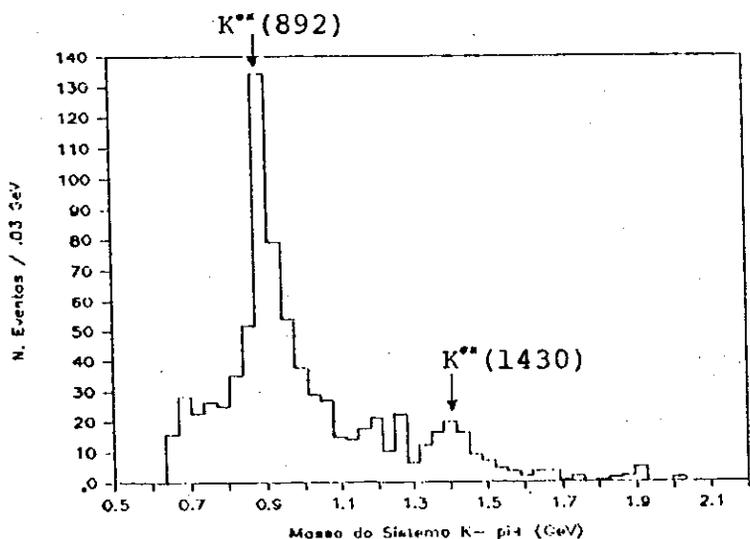


FIGURA 4.7b

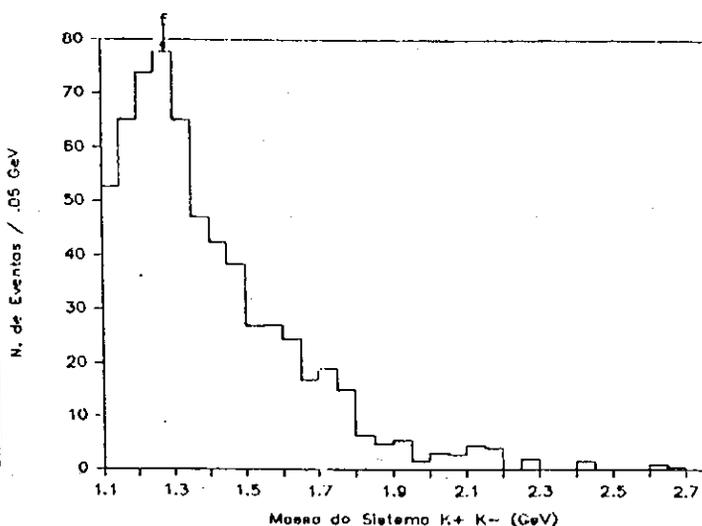


FIGURA 4.7c

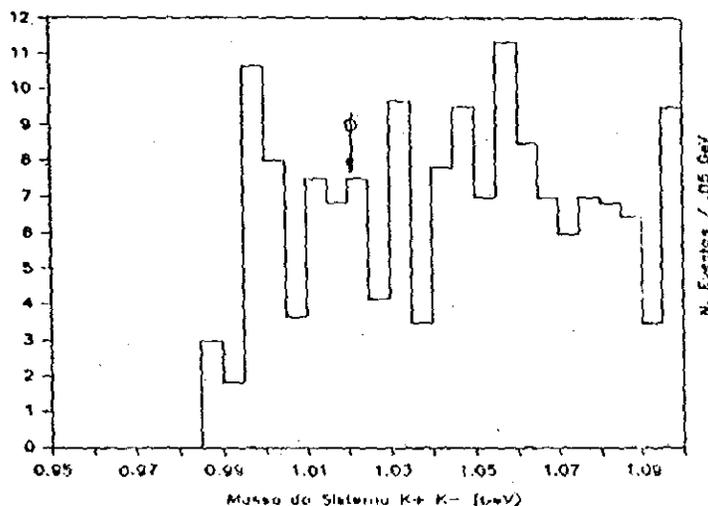
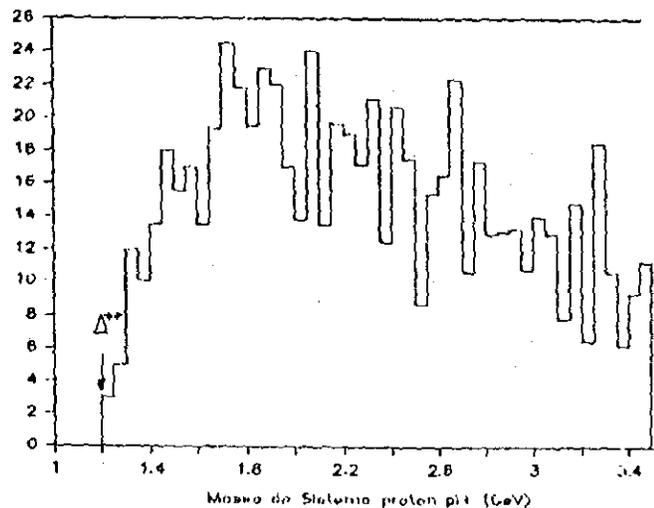


FIGURA 4.7d



Para tentar ilustrar como as partículas estão sendo produzidas, apresentamos para $K^+ K^-$ e π^+ respectivamente nas figuras 4.8 a, b, c, a distribuição da variável x de Feynmann a qual é definida como

$$x = p_L / 0.5 \sqrt{s}$$

onde \sqrt{s} é a soma das energias das três partículas e p_L é o momento longitudinal de cada uma das partículas na direção do feixe, com todas estas quantidades calculadas no sistema centro de massa das três partículas. O esquema abaixo representa o sistema no qual foram calculadas estas quantidades, (este sistema é conhecido como sistema de Gottfried-Jackson). Observamos que enquanto as distribuições da variável x para os mesons K^+ e K^- estão centradas em $x=0$ não mostrando uma marcada preferência para a direção para frente ou para trás no sistema escolhido, a mesma distribuição para o meson π^+

apresenta uma assimetria com preferência na direção para trás. Esta observação pode ser interpretada por uma preferência do pomeron interagir com o antiquark \bar{d} . Este fato está sendo investigado em reações $K^+/\pi^+ p$ a 250 GeV na experiência NA22 e resultados preliminares confirmam este resultado [56].

SISTEMA DE GOTTFRIED-JACKSON

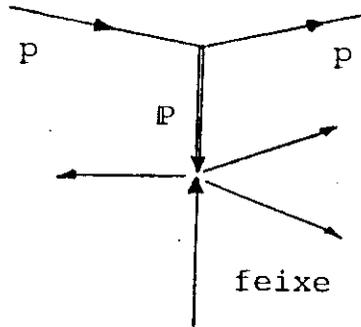


FIGURA 4.8a

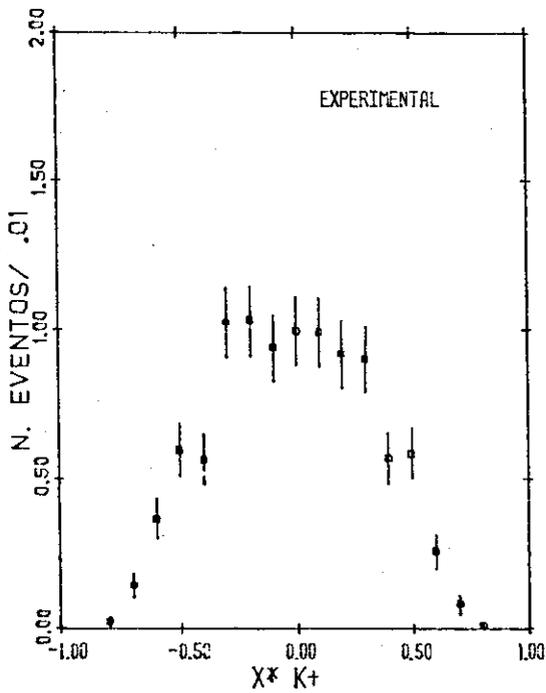


FIGURA 4.8b

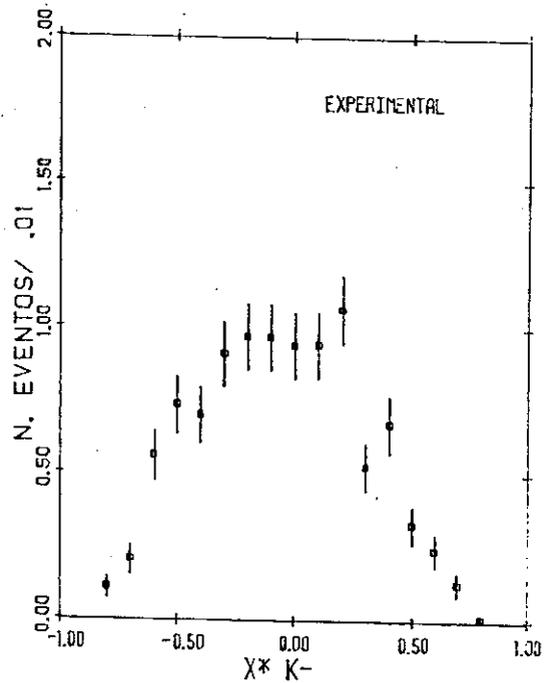
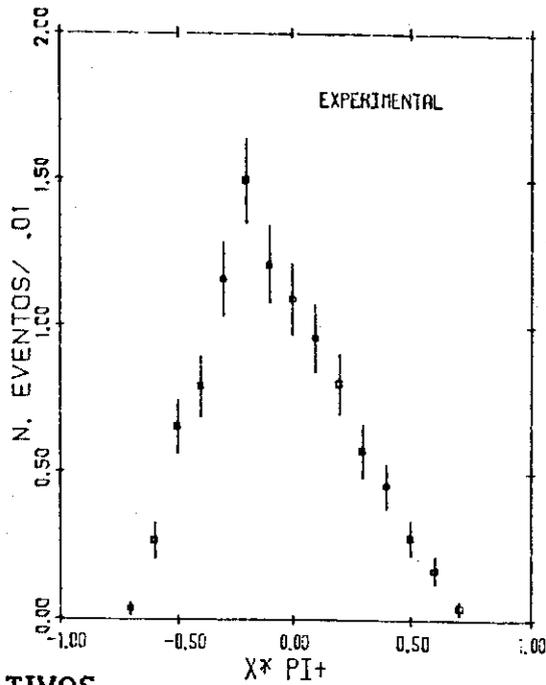


FIGURA 4.8c



- EVENTOS NÃO DIFRATIVOS

As figuras 4.9a, b, c, d, e, e 4.10a, b, c mostram os diagramas que mais provavelmente explicam os eventos não difrativos da reação $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ K^+ K^- p$. Os eventos foram seleccionados retirando-se os que contribuem para a difração do pion e do proton.

FIGURA 4.9a

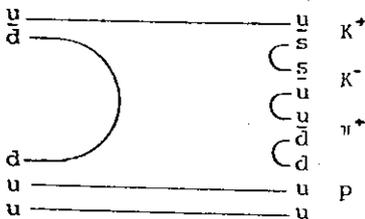


FIGURA 4.9b

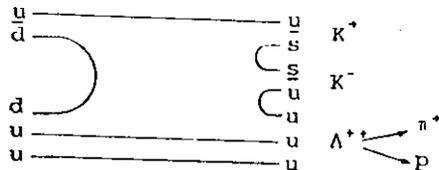


FIGURA 4.9c

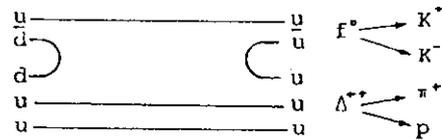


FIGURA 4.9d

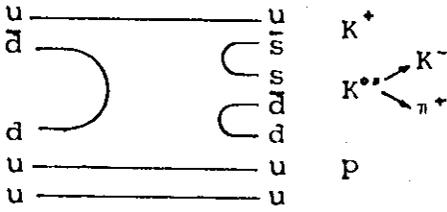


FIGURA 4.9e

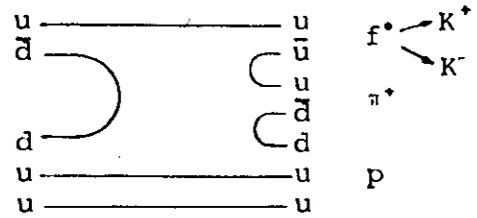


FIGURA 4.10a

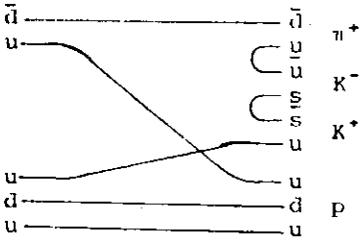


FIGURA 4.10b

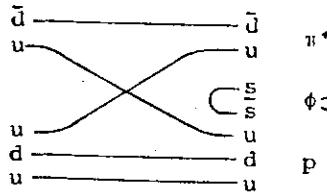
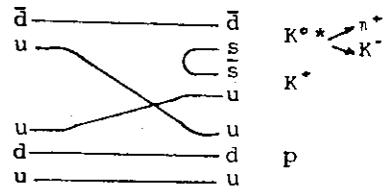


FIGURA 4.10c



Por esses diagramas, esperamos a formação das ressonâncias Δ^{++} (1232), f^0 (1270), K^{0*} (892), K^{0*} (1430) e ϕ (1020).

Nas figuras 4.11a, b, c, d apresentamos as distribuições das massas efetivas das partículas produtos dos respectivos decaimentos destas ressonâncias. Observamos que não ocorre a formação da ressonância ϕ , ou seja, o diagrama da figura 4.10b é fortemente suprimido. A parte hachurada da figura 4.11b mostra a distribuição da massa efetiva do sistema $K^+ K^-$ com a massa do sistema $\pi\pi^+$ na região da Δ^{++} , ficando clara a formação da ressonância f^0 juntamente com o Δ^{++} em aproximadamente 40% dos casos. Nesta figura observamos também a formação da ressonância ρ (1600).

FIGURA 4.11a

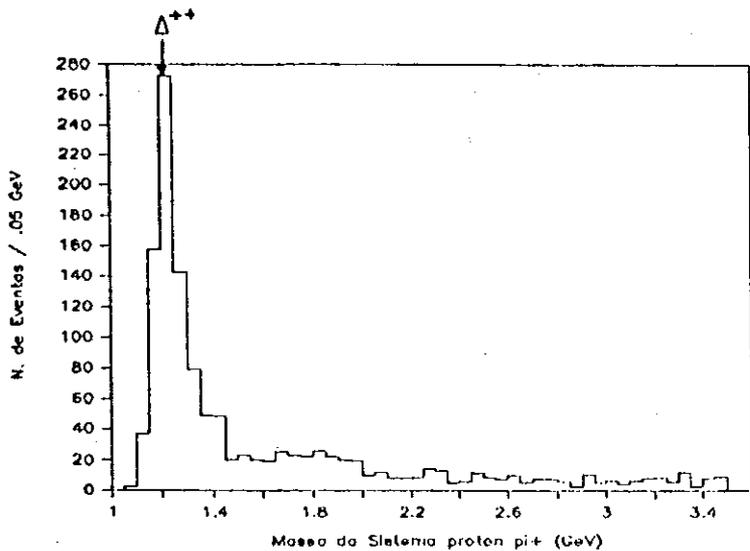


FIGURA 4.11b

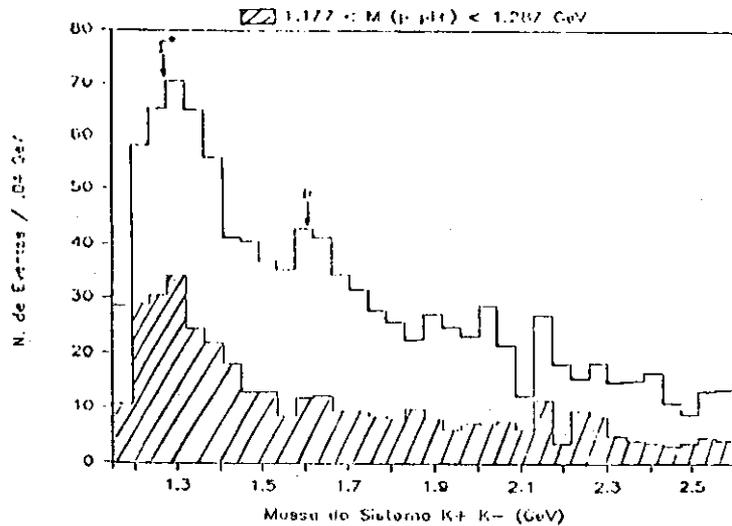


FIGURA 4.11c

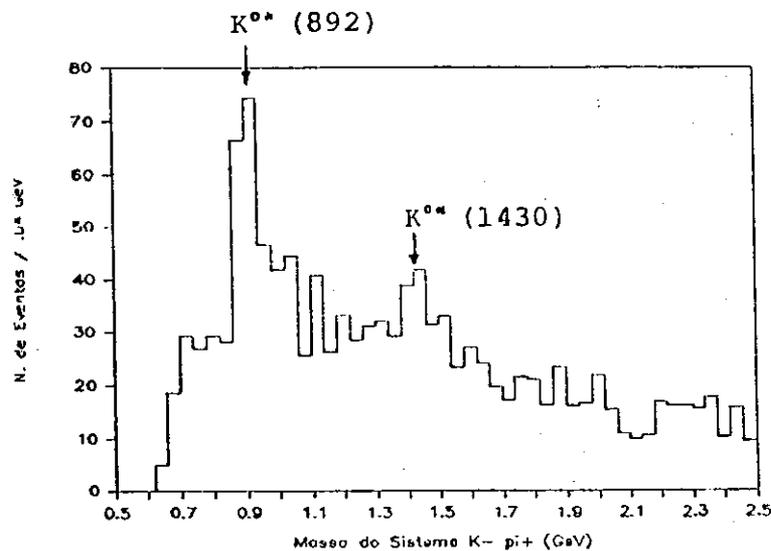
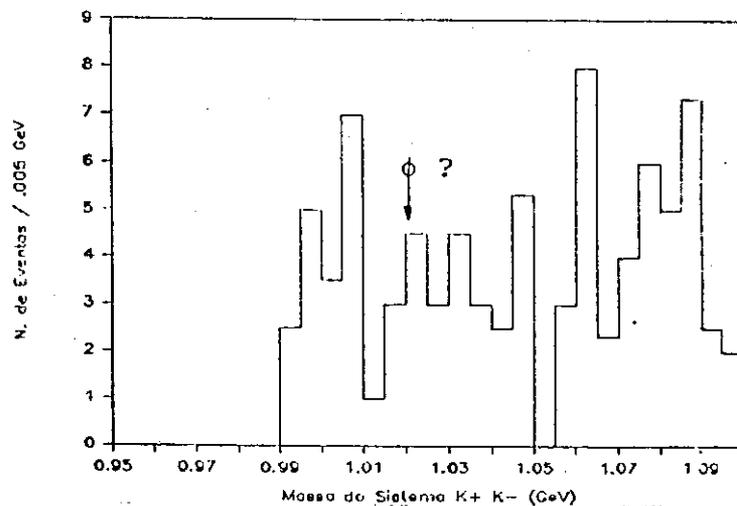


FIGURA 4.11d



Observando os diagramas das figuras 4.9 vemos que neste esquema a partícula que deve ter o maior x de Feynmann é o K^+ e segundo os diagramas da figura 4.10, esta partícula será o π^+ . Podemos observar pelas distribuições das figuras 4.12 a, b, c, d que, para esta classe de eventos, o K^+ e K^-

são formados preferencialmente na direção para a frente enquanto que o π^+ é produzido mais na região central (concordando com resultados já publicados para esta reação a 8 GeV/c [53]). Isto sugere que o mecanismo que predomina nesta interação é a aniquilação entre o quark \bar{d} do pion e o d do proton (diagramas apresentados nas figuras 4.9).

FIGURA 4.12a

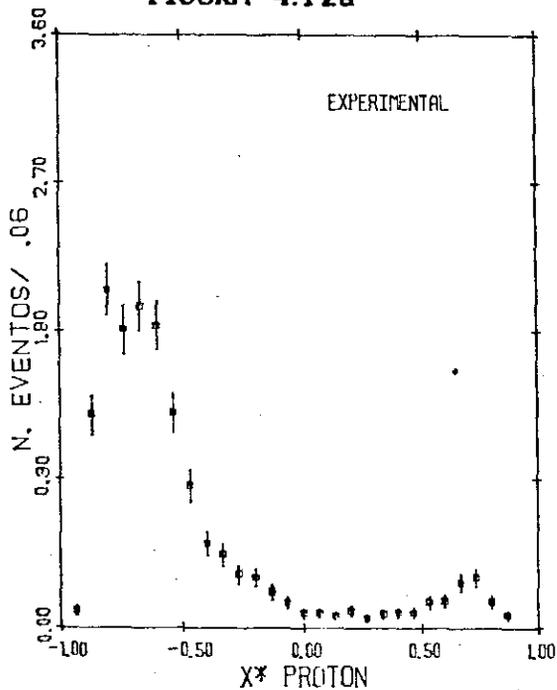


FIGURA 4.12b

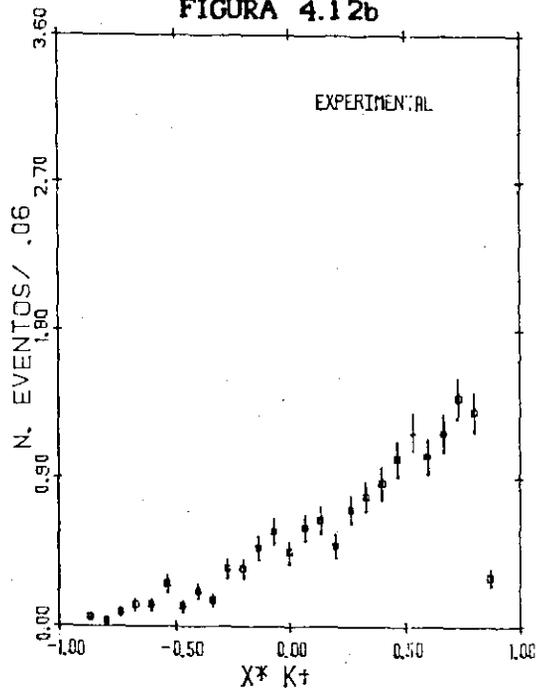


FIGURA 4.12c

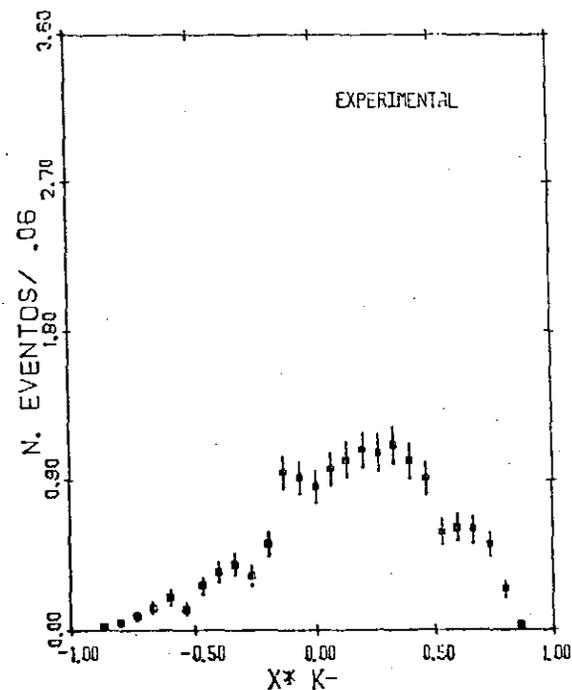
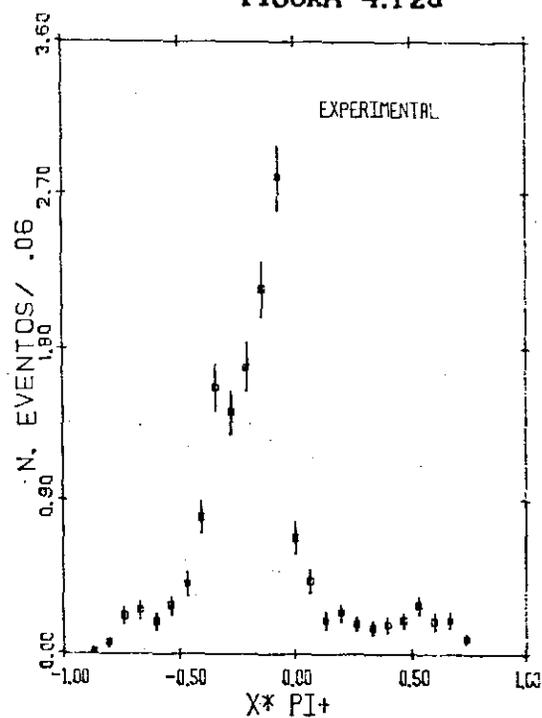


FIGURA 4.12d



Nos eventos em que ocorre a formação do K^0 , foi feita a distribuição em x de Feynman do K^+ e do proton com o objetivo de investigar se, de acordo com o diagrama da figura 4.9d, eles são produzidos periféricamente. As figuras 4.13a e 4.13b mostram essas distribuições, onde podemos observar a contaminação de eventos do tipo do diagrama 4.10c em que o K^+ é produzido na região central. Porém se escolhermos os eventos em que o K^0 esteja na região central, isto é, com $|x| < 0.3$ essa contaminação desaparece, como mostra a figura 4.13c.

Como vimos no capítulo anterior, os modelos de fragmentação de quark (Field-Feynman, LUND, DTU) prevêm uma compensação local do momento transversal dos pares quark-antiquark que são criados no campo de cor. Estes quarks, com p_T opostos em relação ao eixo do jato, estarão contidos em hadrons de sucessivas ordens (figura 4.14), prevendo-se então uma correlação no ângulo azimutal θ entre os momentos transversais destes dois hadrons [41,54]. Este ângulo θ é definido da seguinte maneira: (figura 4.15)

$$\cos \theta = \frac{\vec{k}_1 \cdot \vec{k}_2}{|\vec{k}_1| |\vec{k}_2|}$$

FIGURA 4.13a

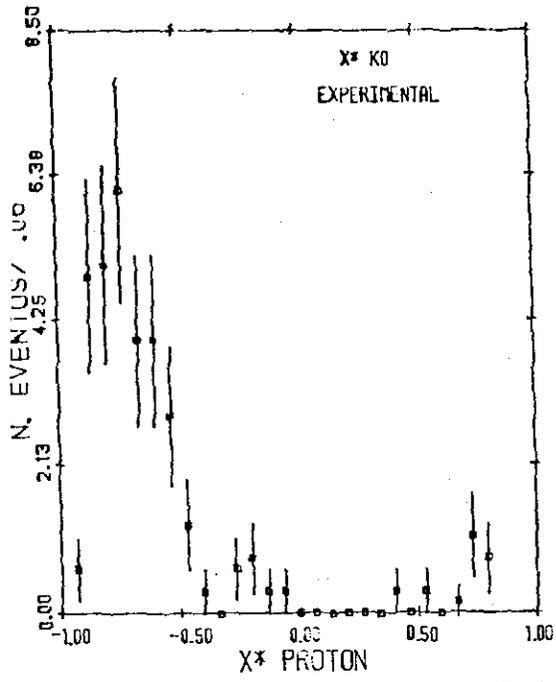


FIGURA 4.13b

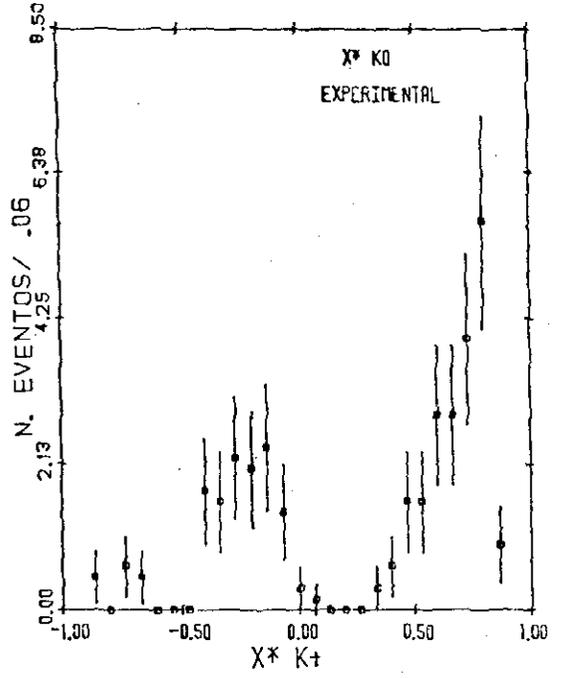


FIGURA 4.13c

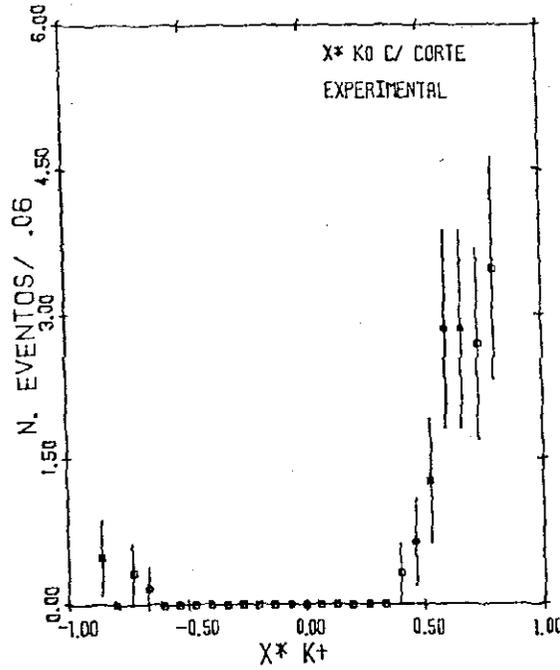


FIGURA 4.14

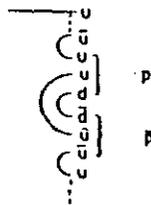
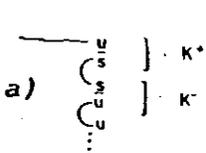
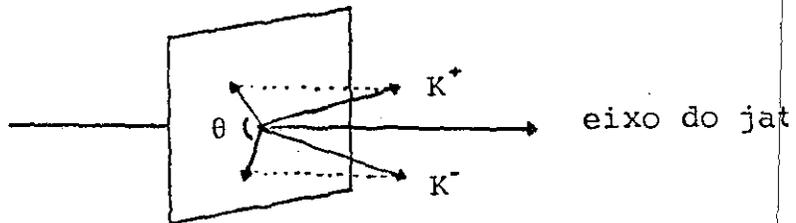


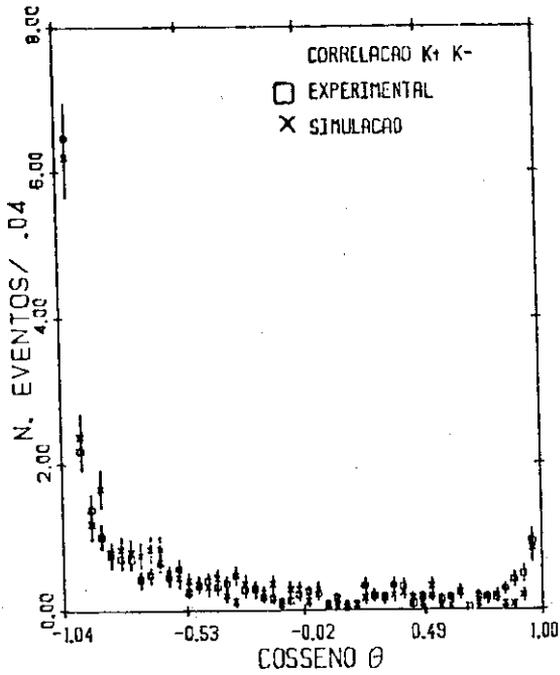
FIGURA 4.15



A fim de testar esta correlação, foram seleccionados os eventos em que pelo menos três partículas estejam em um mesmo hemisfério, sendo que o K^+ e K^- devem ser duas destas três partículas. Deste modo, eliminamos o caso trivial em que apenas o par $K^+ K^-$ esteja em um hemisfério. Para estes eventos foi calculado o eixo do jato formado por estas três partículas e feita a distribuição do cosseno do ângulo θ entre os momentos transversais (relativos ao eixo do jato) do K^+ e K^- (figura 4.16) pois são estes hadrons que possuem os quarks s5 criados na interação e podemos confirmar uma forte correlação. No mesmo gráfico está representada a mesma distribuição utilizando-se dados gerados pelo LUND, porém como este programa gera a ressonância ϕ que não aparece nos nossos dados, foram utilizados apenas os eventos em que a massa do sistema K^+K^- seja maior que 1024 MeV, isto é, fora da região do ϕ .

Este assunto está sendo estudado pela colaboração NA23 [55] que utiliza dados de interações pp a 360 GeV, e seus resultados também indicam uma confirmação desta compensação local do momento transversal dos quarks produzidos, prevista pelos modelos.

FIGURA 4.16



4.2 REAÇÃO $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p p \bar{p}$

Como dissemos no início do capítulo, esta reação não foi separada em parte difrativa e não difrativa pois possuímos um número relativamente baixo de eventos (572 eventos), porém é uma reação bastante interessante pois nela ocorre a formação de um par diquark-antidiquark. Ela pode ser representada pelos esquemas das figuras 4.17a e 4.17b.

FIGURA 4.17a

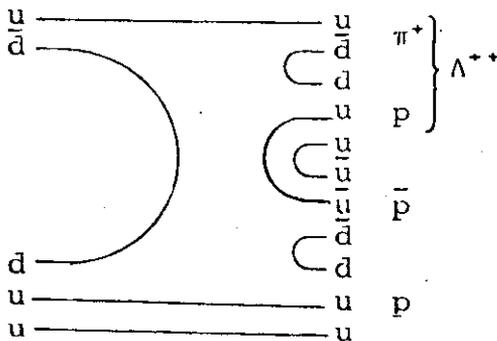
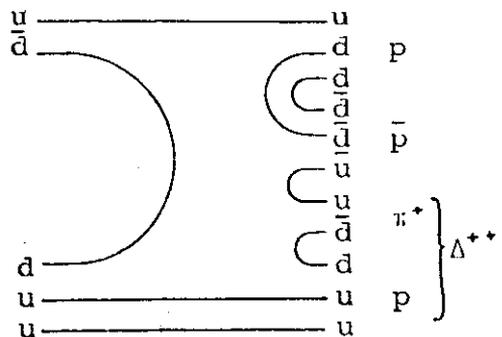


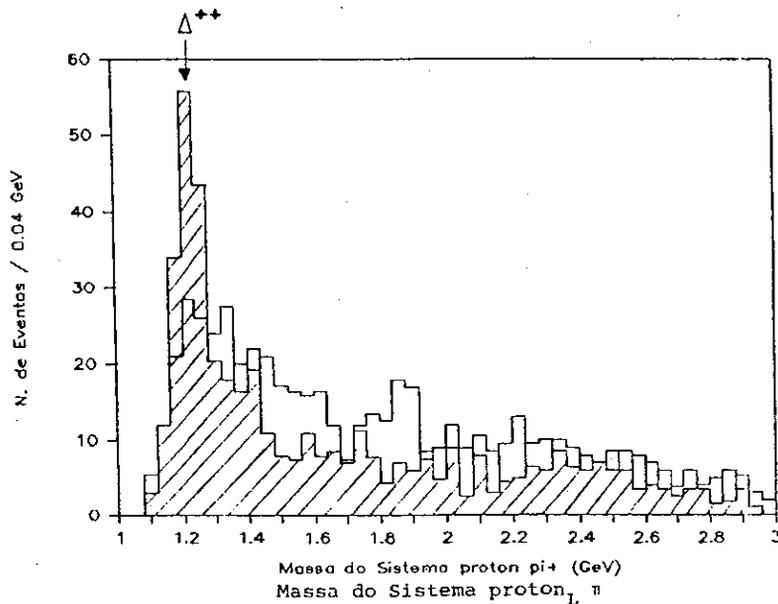
FIGURA 4.17b



Apesar de existirem dois protons no estado final é bastante simples distinguirmos o proton produzido na interação do proton de recuo pois este último sempre será o de menor rapidez.

Na figura 4.18 são apresentadas as distribuições da massa efetiva do sistema $p_L \pi^+$ (parte hachurada) e $p_R \pi^+$ (parte vazia) onde p_L representa o proton lento e p_R representa o proton rápido. Observamos que a ressonância Δ^{++} é formada preferencialmente pelo proton de recuo.

FIGURA 4.18



Pelos diagramas da figura 4.17 esperamos que o antiproton sempre seja produzido na região central. As distribuições de x de Feynman dos dois protons, do antiproton e do π^+ produzidos na reação, são apresentadas nas figuras 4.19 a, b, c, d.

FIGURA 4.19a

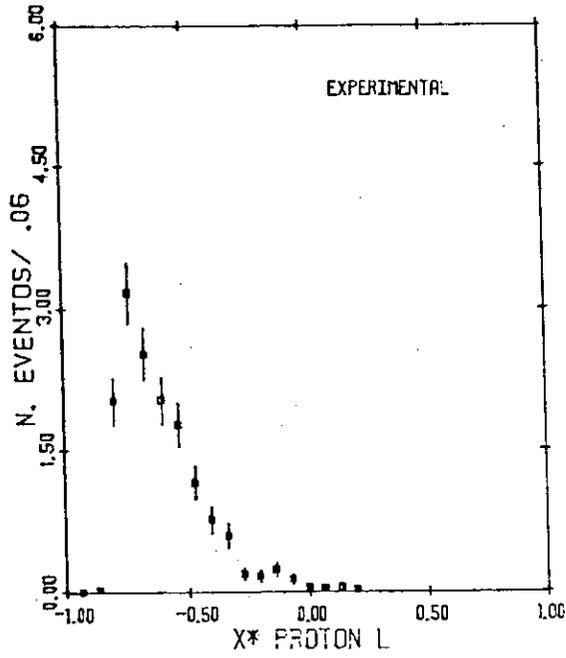


FIGURA 4.19b

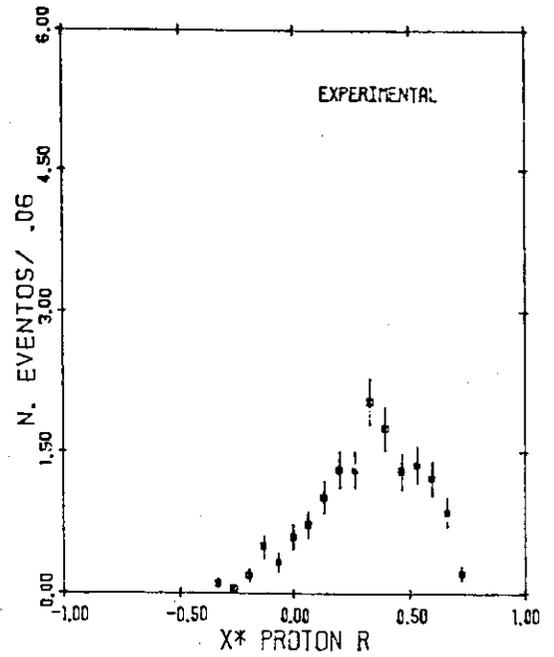


FIGURA 4.19c

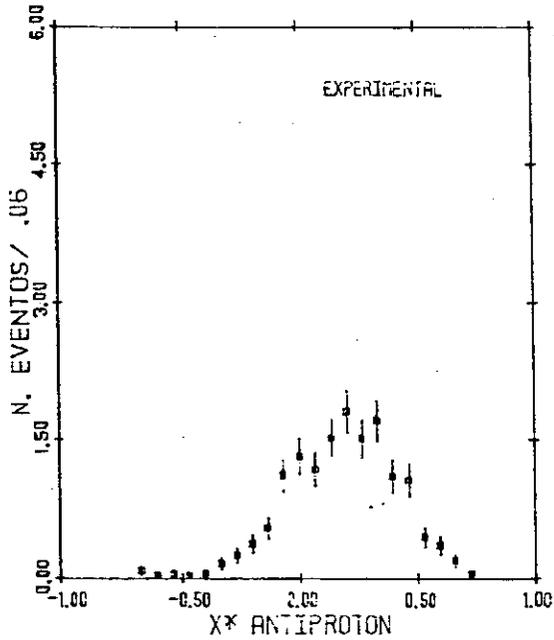
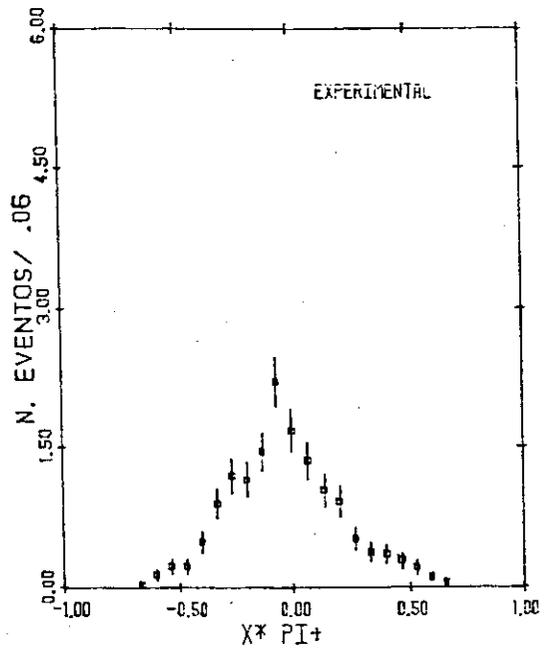


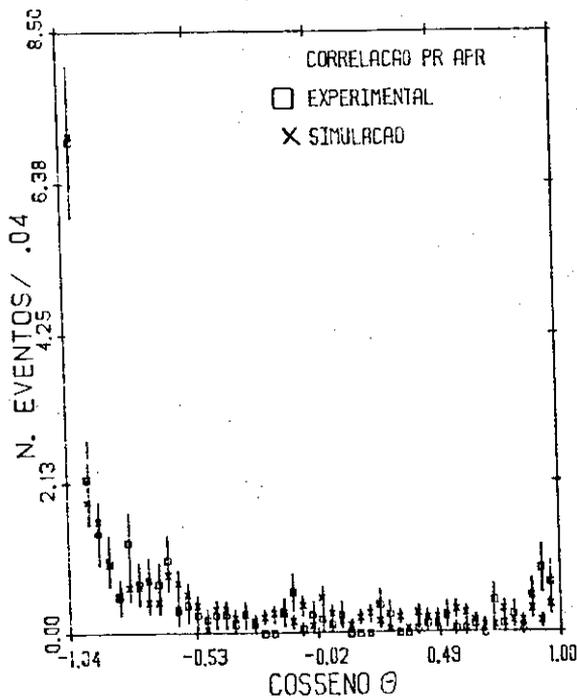
FIGURA 4.19d



O mesmo tipo de correlação encontrado entre o K^+ e K^- é esperado nesta reação entre o proton de maior rapidez e o antiproton, pois eles contêm, respectivamente o díquark e antidíquark produzidos na interação. Foram seleccionados os

eventos em que três das quatro partículas finais estejam em um hemisfério, sendo o antiproton uma destas três partículas. Desta forma eliminamos o caso trivial em que apenas o par $p\bar{p}$ estivessem num hemisfério. A distribuição do cosseno do ângulo entre os momentos transversais (relativos ao eixo do jato) destas duas partículas (proton e antiproton) está mostrada na figura 4.20. Os pontos em cruz representam esta distribuição utilizando-se os dados gerados pela simulação dos eventos.

FIGURA 4.20



4.3 REAÇÃO $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p \pi^+ \pi^-$

Para esta reação contamos com um número de eventos bastante razoável (34670 eventos), porém ela apresenta algumas dificuldades para ser interpretada por este enfoque que estamos dando. Primeiro existem dois pions carregados positivamente não sendo claro qual deles deve ser associado à partícula que carrega o quark espectador, e qual é o produzido no campo de cor. O outro problema que surge é que a grande produção de ressonâncias que decaem em $\pi^+ \pi^-$ também dificulta qualquer interpretação que se tente dar sobre a forma como as partículas estão sendo produzidas.

Para separarmos os eventos em difrativos procedemos da mesma forma que anteriormente: para a difração do pion, escolhendo os eventos em que a diferença entre a rapidez do proton (a qual deve ser a menor) e a da próxima partícula mais lenta seja a maior das diferenças (figura 4.21). Superpomos na figura 4.22 a distribuição dessa diferença para os eventos em que o proton possua rapidez negativa e o π^+ , π^+ , π^- possuam rapidez positiva (parte vazia da figura 4.22), com o restante dos eventos (histograma hachurado). O corte escolhido foi em $\Delta Y = 1.6$. Para a difração do proton porém, devemos escolher os eventos em que um dos pions possua a maior rapidez e a diferença ΔY entre a rapidez do pion mais rápido e a da próxima partícula mais rápida seja a maior (figura 4.23). A distribuição em ΔY é apresentada na figura 4.24 e o corte

adotado para a difração do proton foi em $\Delta Y = 2.5$

FIGURA 4.21

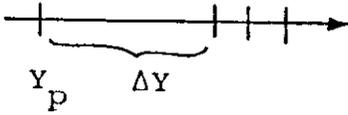


FIGURA 4.22

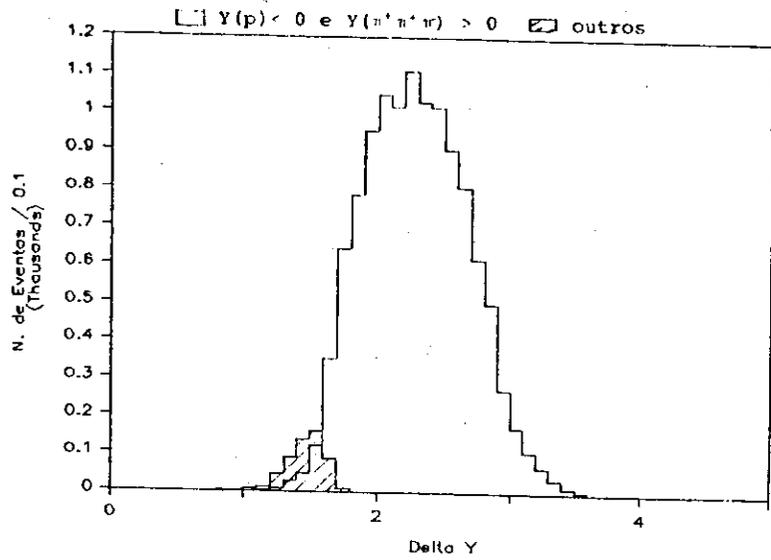


FIGURA 4.23

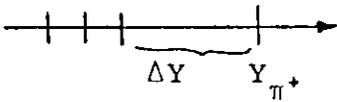
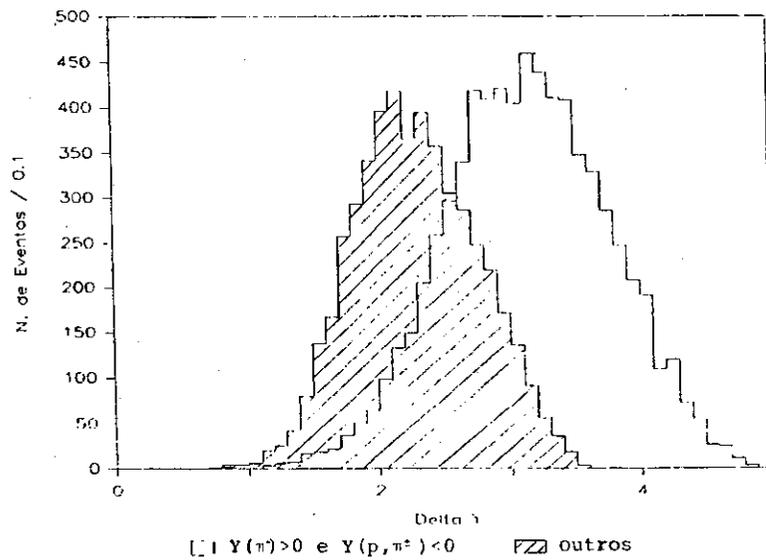


FIGURA 4.24



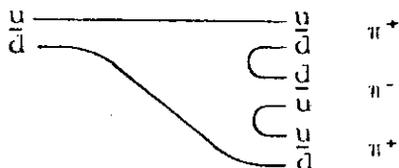
- DIFRAÇÃO DO PION.

Após termos selecionado os eventos em que o proton seja a partícula mais lenta e que a diferença entre a sua rapidez e da

próxima partícula mais lenta seja maior que 1.6, nos restou um total de 13164 eventos.

O diagrama do modelo de quark que pode representar este processo está esquematizado na figura 4.25, onde esperamos a formação dos pares $u\bar{u}$ e $d\bar{d}$.

FIGURA 4.25



Na figura 4.26a está representada a massa efetiva do sistema $\pi^+\pi^-$ onde podemos observar a ressonância $\rho(769)$.

Na figura 4.26b, que representa a massa efetiva do sistema

$p\pi^+$, não obtivemos nenhum sinal da Δ^{++} , mostrando que o

corte foi bem escolhido. A distribuição em x das partículas no

sistema de Gottfried-Jackson é apresentada nas figuras 4.27a

4.27b 4.27c.

FIGURA 4.26a

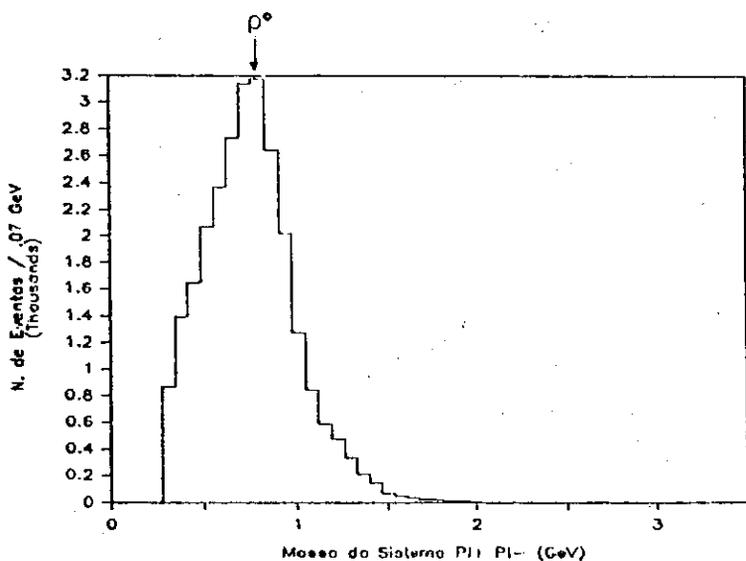


FIGURA 4.26b

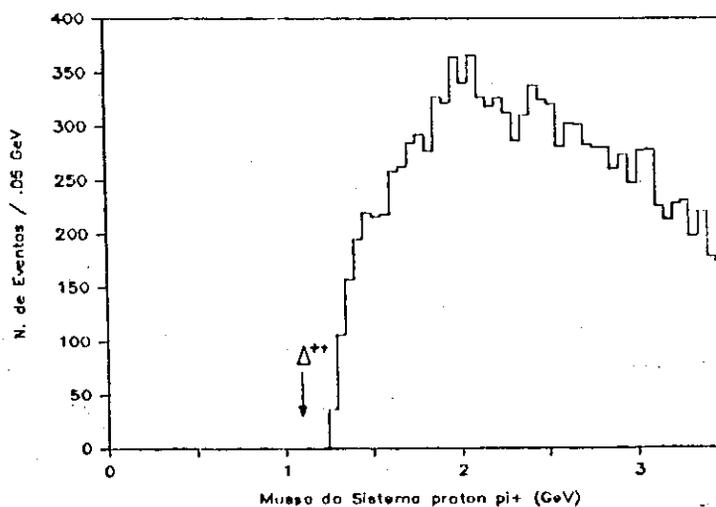


FIGURA 4.27a

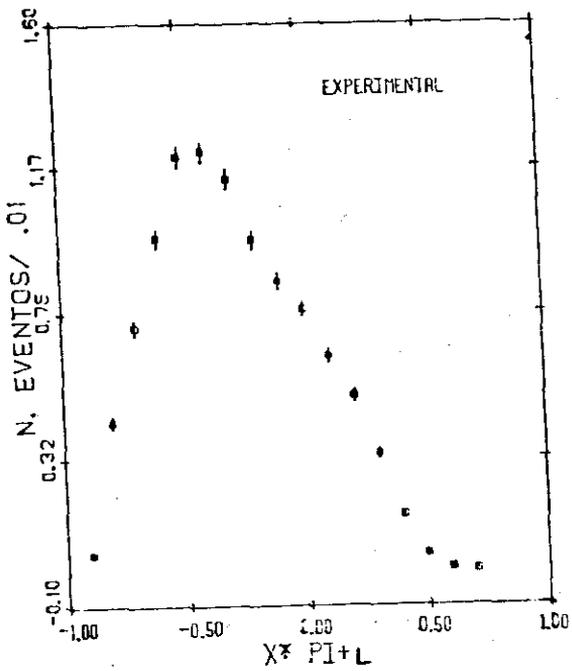


FIGURA 4.27b

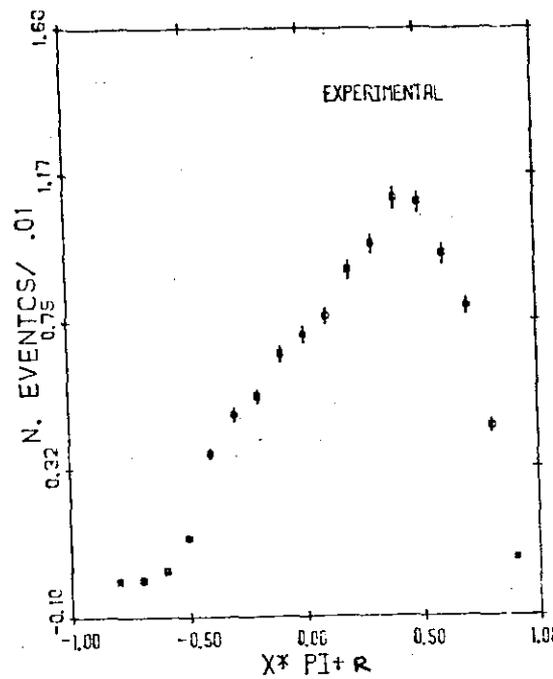
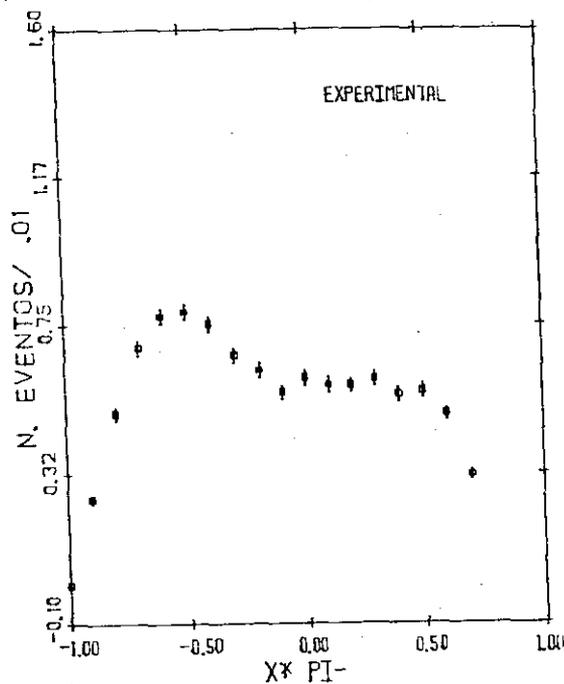


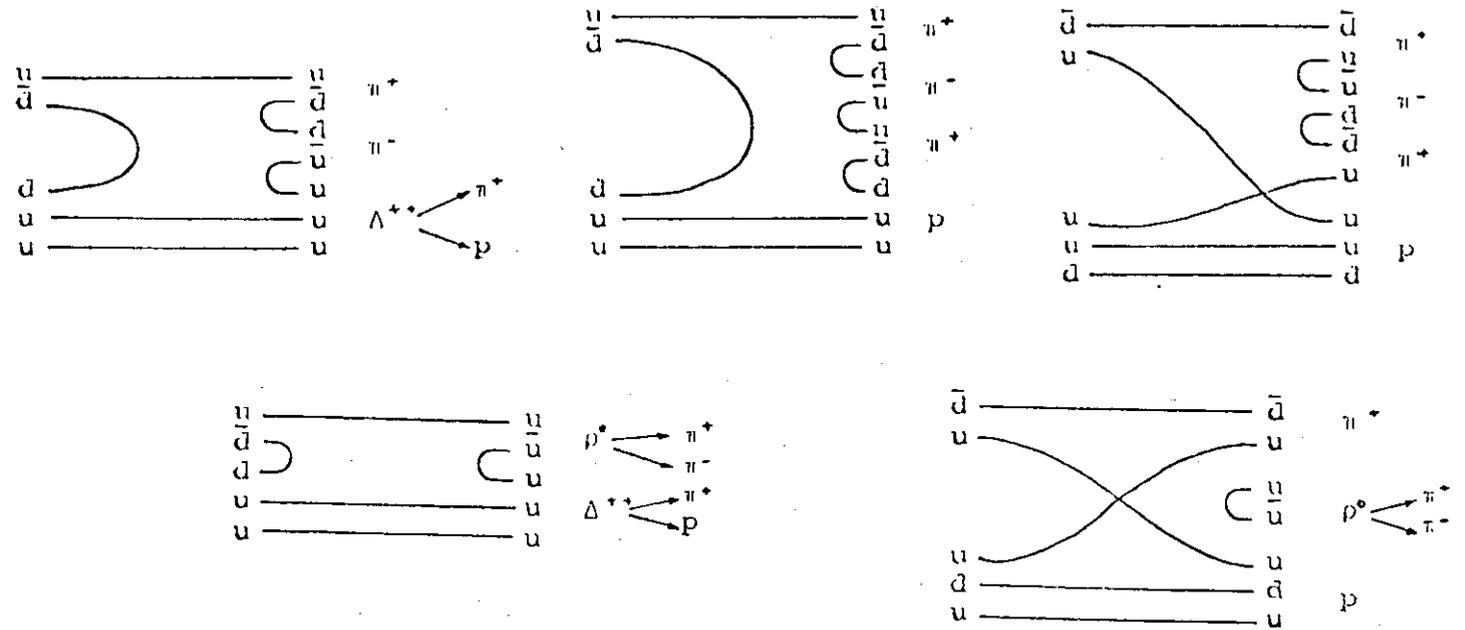
FIGURA 4.27c



- EVENTOS NÃO DIFRATIVOS

Os diagramas do modelo de partons que podem representar esta classe de eventos estÃo esquematizados na figura 4.28.

FIGURA 4.28



Para estes eventos, os quais foram selecionados retirando-se os difrativos do proton e do pion (restando 14080 eventos) podemos observar melhor a formação da ressonância ρ (figura 4.29a) bem como a formação da Δ^{++} (figura 4.29b), a qual é formada pelo proton e pelo π^+ de menor momento no sistema centro de massa.

FIGURA 4.29a

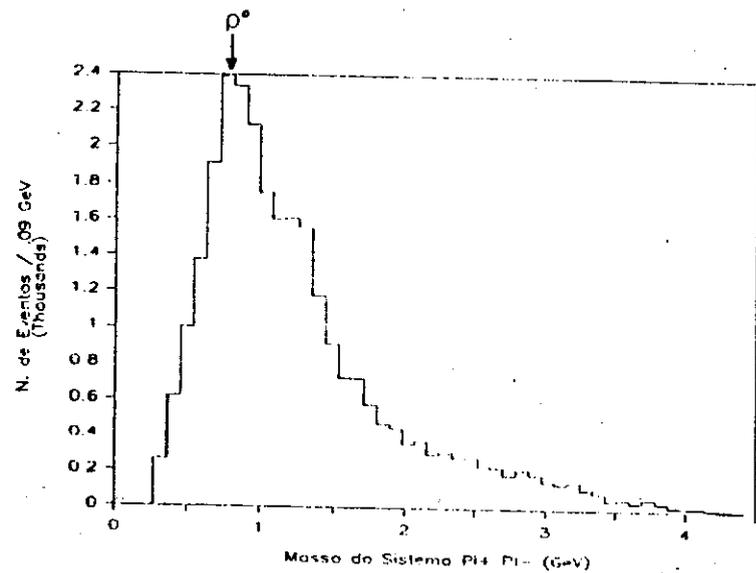
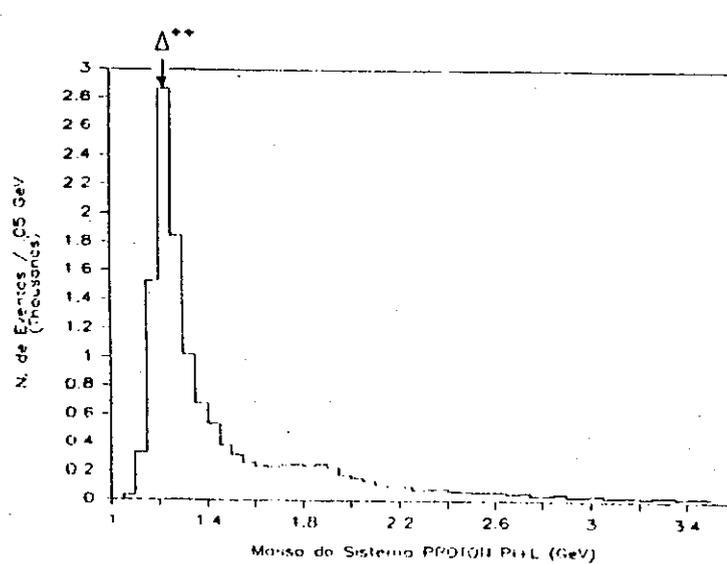


FIGURA 4.29b



Nas figuras 4.30a, b, c, d apresentamos a distribuição da variável x no sistema centro de massa da reação para o proton, π^+_L , π^+_R e π^- respectivamente, onde π^+_L representa o pion lento e π^+_R representa o pion rápido. Ao compararmos os dados experimentais com os gerados pelo LUND, observamos que para o π^+_R e π^- existe uma discrepância na região de fragmentação do feixe, isto é, para $x \sim 1$, indicando que os eventos gerados pelo LUND são apropriados somente para a região central.

A correlação no ângulo azimutal θ foi investigada, escolhendo-se eventos em que um par $\pi^+\pi^-$ e mais uma das outras duas partículas (π^+ ou proton) estivessem em um hemisfério e, caso esta última fosse um π^+ , o ângulo calculado foi entre os momentos transversais (relativos ao eixo do jato) do π^- e do π^+ que possuísse a menor rapidez. A distribuição do cosseno de θ (figura 4.31) mostra a compensação local do momento transversal dos quarks criados no campo de cor como foi observado para as outras reações estudadas nas seções anteriores. No mesmo gráfico está representada esta distribuição para os dados gerados pelo programa de simulação LUND.

FIGURA 4.30a

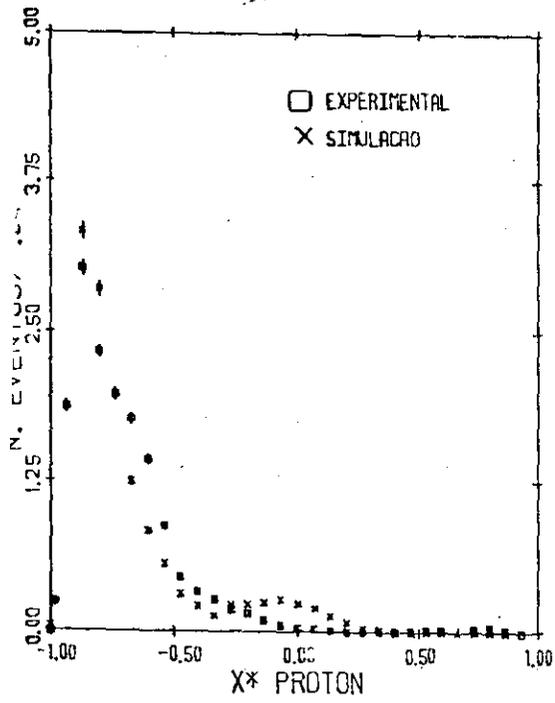


FIGURA 4.30b

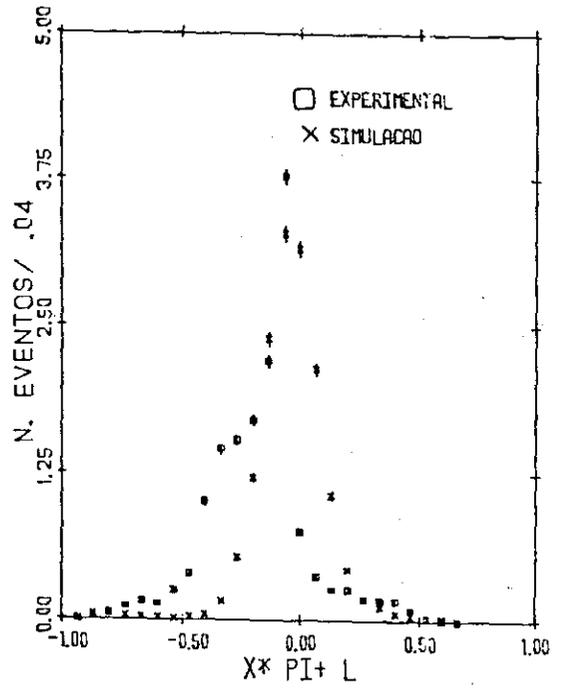


FIGURA 4.30c

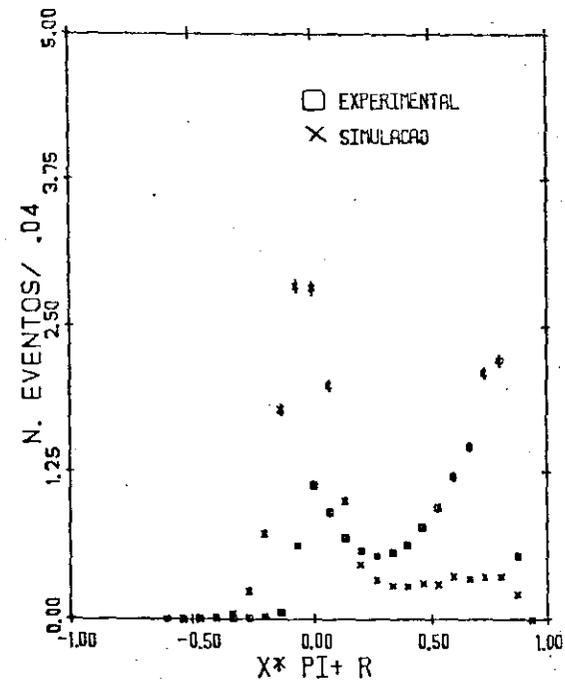


FIGURA 4.30d

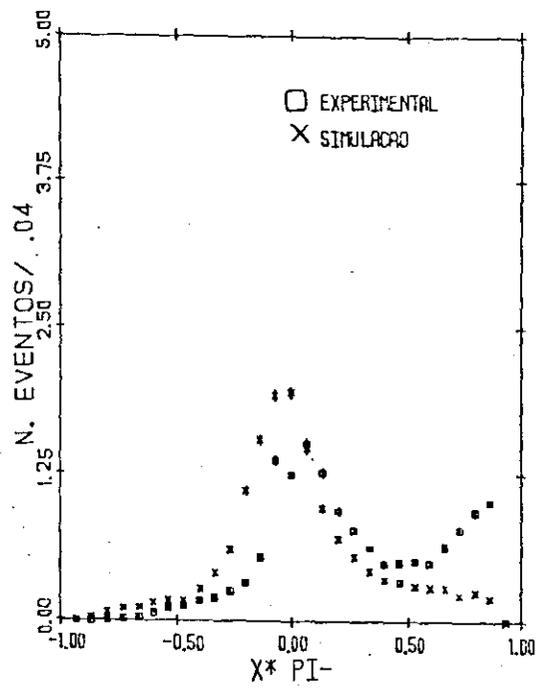
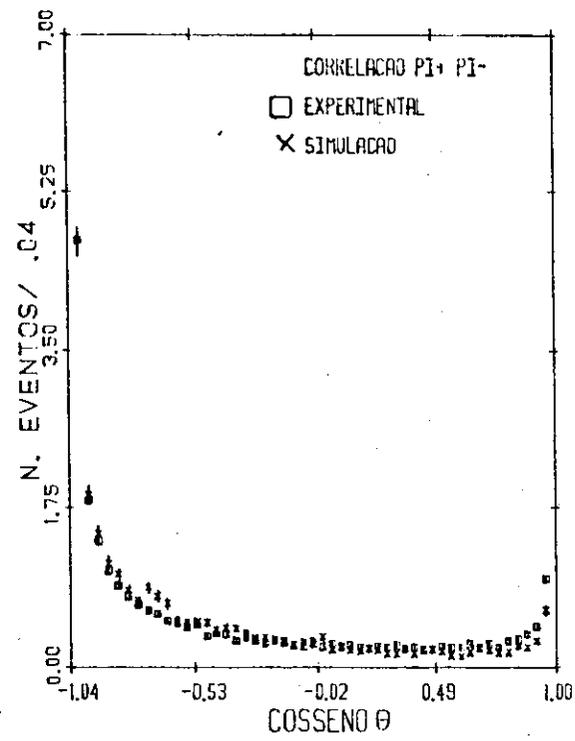


FIGURA 4.31



CAPITULO V

CONCLUSÕES

Apresentamos neste trabalho, resultados experimentais sobre a produção de pares de partícula-antipartícula em reações $\pi^+ p$ a 16 GeV/c com quatro partículas no estado final.

Os resultados principais obtidos são os seguintes:

- Os aspectos principais da formação destes pares podem ser interpretados por diagramas quark-parton favorecendo os esquemas em que a reação ocorre por aniquilação dos quarks $d\bar{d}$ do alvo p e do feixe π^+ respectivamente.
- A formação de ressonâncias prevista segundo os esquemas de quark-parton é observada experimentalmente. A não observação da ressonância ϕ ($s\bar{s}$) na reação $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p K^+ K^-$ implica que seu diagrama interpretativo deve ser suprimido em relação aos outros.
- A observada correlação dos momentos transversais do par partícula-antipartícula criado, confirma o mecanismo de compensação local do momento transversal dos pares quark-antiquark (diquark-antidiquark) usado nos modelos de fragmentação de quarks em hádrons.
- Nos eventos difrativos do feixe, há uma indicação que o pomeron interage preferencialmente com o antiquark \bar{d} do π^+ .

- Da comparação dos dados experimentais com os resultados da simulação usando-se o modelo LUND, conclui-se que o modelo não é apropriado para o estudo de reações na região de fragmentação como também apresenta falhas por não incorporar várias ressonâncias cuja formação é importante nas reações estudadas neste trabalho.

REFERENCIAS

- 1- Evans R. D., Atomic Nucleus (1955), 774, Mc Graw-Hill Book
Company
- 2- Lattes C. M. G. et al, Nature 159 (1947) 694
- 3- Gell-Mann M., Phys. Lett. B (1964) 214
Zweig G., CERN pre-prints CERN-TH (1964) 401
- 4- Bjorken J. D., Proc. III Int. Conf. on Electron and Photon
Interaction, Stanford (1967) 109
Bjorken J. D. e Paschos E. A., Phys. Rev. 185 (1969) 1975
Feynman R. P., Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1415
- 5- Bjorken J. D., Phys. Rev. 179 (1969) 1547
- 6- Greenberg O. W., Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 598
- 7- Politzer H. B., Phys. Rep. 14C (1974) 129
- 8- Mueller A. H., Phys. Rep. 73 (1981) 237
- 9- Fandofsky W., Proc. XIV Int. Symp. on High Energy Phys., Vienna
(1968) 23
- 10- Gilman F. J., Phys. Rep. 4C (1972) 95
- 11- Feynman R. P., Photon-Hadron Interactions 1972 (New York:
Benjamin)
- 12- Close F. E., Rep. Prog. Phys. 42 (1979) 1285
- 13- Altarelli G., et al, Phys. Lett. 48B (1974) 435
Nucl. Phys B69 (1974) 531
- 14- Barger V. e Phillips R. J. N., Nucl. Phys. B73 (1974) 269
- 15- Singh et al, Nucl. Phys., B140 (1978) 189
- 16- Collins P. D. B. & Martin A. D., Hadron Interactions - Adam
Hilger LTD, Bristol 1984

- 17- Barth M. et al, Nucl. Phys. **B192** (1981) 289
- 18- Brandelik R. et al, Z. Phys. **C4** (1980) 87
- 19- Capella A. et al, Phys. Lett. **B1B** (1979) 68
 Phys. Lett. **93B** (1979) 146
- 20- Andersson F. et al, Phys. Lett. **94B** (1977) 211
- 21- Das K. P. e Hwa R. C., Phys. Lett. **68B** (1977) 459
 Hwa R. C., Phys. Rev. **D22** (1980) 759
- 22- Cohen-Tannoudji G. et al, Phys. Rev. **D21** (1980) 2699
- 23- Fialkowsky K. e Kittel W., Rep. Prog. Phys. **46** (1983) 1283
- 24- Anisovich V. V. e Shekhter V. M., Nucl. Phys **B55** (1973) 455
- 25- Field R. D. - Feynman R. P. - Nuclear Physics **B136** (1978) 1-76
- 26- Andersson B. et al, Phys. Lett. **69B** (1977) 221
- 27- Kittel W., Proc. Europhysics Study Conf. on Partons in Soft
 Hadronic Processes, Erice (1981) 1
- 28- Goldberg H., Nucl. Phys. **B44** (1972) 149
- 29- Pokorsky S. e Van Hove L., Nucl. Phys. **B86** (1975) 243
- 30- Ochs W., Nucl. Phys. **B118** (1977) 397
- 31 - Linglin D. - Observations of large pt jets at the ISR and the
 problem of parton transverse momentum, invited
 talk at 12th Rencontre de Moriond, março 1977
- 32- Moller R. - Jets and quantum numbers in the high pt hadronic
 reactions at the CERN - ISR, invited talk at
 12th Rencontre de Moriond, março 1977
- 33- Bromberg C. et al. - Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 1447
- 34- Andersson B., Gustafson G., Peterson C. - Nucl. Phys. **B135**
 (1978) 273
- 35- Andersson B., Gustafson G., Peterson C. - Z. Physik **C1** (1979)
 105
- 36- Andersson B., Gustafson G. - Z. Physik **C3** (1980) 223

- 37- Andersson B., Gustafson G., Sjostrand T. - Z. Physik C6 (1980)
235
- 38- Andersson B., Gustafson G., Sjostrand T. - Phys. Lett. 94B
(1980) 235
- 39- Andersson B., Gustafson G., Holgersson I., Mansson O. - Nucl.
Phys. B178 (1981) 242
- 40- Andersson B., Gustafson G., Sjostrand T. - Z. Physik C12
(1982) 49
- 41- Sjostrand T. - Computer Physics Communications 27 (1982) 243
- 42- Schwinger J. - Phys. Rev. 82 (1951) 664
- 43- Bohr H., Nielsen H. B. - NBI-HE-78-3
Casher A., Neuberger H., Nussinov S. - Phys Rev. D20 (1979)
179
- 44- Feinberg E. L. e Pomeranchuk I. Y. - 1956 Suppl. Nuovo
Cimento 3 652
- 45- Good M. L. e Walker W. D. - Phys. Rev. 120, (1960) 1857
- 46- Alberi G. e Goggi G. - Phys. Rep. 74 (1981) 1
- 47- Goulianos K., Phys. Rep. 101 (1983) 169
- 48- UA4 Col., Bozzo M. et al, Phys. Lett. 136B (1984) 217
- 49- Low F. E., Phys. Rev. D12 (1975) 163
Nussinov S., Phys. Rev. Letters 34 (1975) 1286
Phys. Rev. D14 (1976) 246
- 50- Ingelman G. e Schlein P. E., Phys. Lett. 152B (1985) 256
- 51- Donnachie A. e Landshoff P. V., Nucl. Phys. B244 (1984) 322
- 52- Chauvat P. et al, Phys. Lett. 148B (1984) 382
- 53- Aderholz M. et al- Nuclear Physics B14 (1969) 255
- 54- Bartl A., Fraas H., Gerhold H., Majerotto W.- Phys. Lett. 122B
(1983) 427

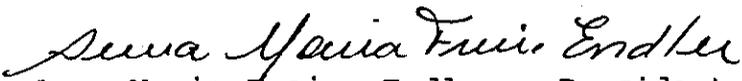
55- Dibon H. - XVII International Symposium on Multiparticle
Dynamics (1986) 595

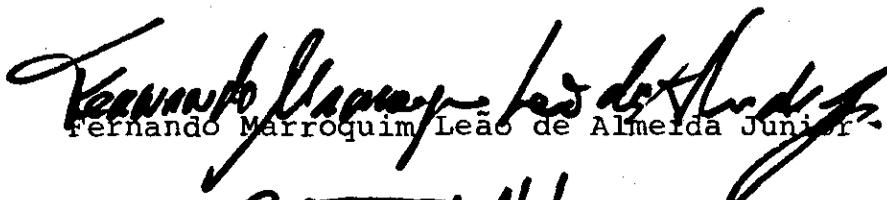
56- Trabalho apresentado no 'General EHS Meeting' em Tihany -
Hungria 21-25 de setembro de 1987

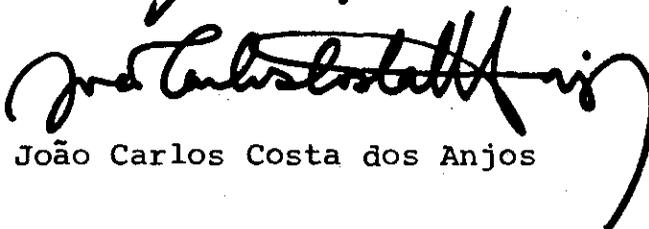
"PRODUÇÃO DE PARES PARTÍCULA-ANTÍPARTÍCULA EM REAÇÕES
A QUATRO CORPOS NA INTERAÇÃO π^+p A 16 GeV/c"

SANDRA FILIPPA AMATO

Tese de Mestrado apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:


Anna Maria Freire Endler - Presidente


Fernando Marroquim Leão de Almeida Junior


João Carlos Costa dos Anjos