

23

TESE DE DOUTORAMENTO

"PRODUÇÃO MÚLTIPLA DE PIONS EM ENERGIAS DA RADIAÇÃO CÔSMICA E
COMPARAÇÃO COM DADOS DO I.S.R."

CANDIDATO: ARMANDO TURTELLI Jr.

ORIENTADOR: Prof. Dr. WALDYR ALVES RODRIGUES Jr.

AGRADECIMENTOS

Ao prof. C.M.G. Lattes, que durante esses seis anos foi para mim mestre e amigo guiando meus primeiros passos na feitura desse trabalho, meus mais sinceros agradecimentos.

Ao Waldyr Alves Rodrigues Jr., colega e orientador, que com seu entusiasmo e constante estímulo tornou possível a execução da segunda parte da tese e a sua apresentação em tão curto tempo, meus agradecimentos.

A meus pais, a meus avôs, agradeço por tudo que por mim fizeram.

Finalmente à minha esposa, Reiko, agradeço a compreensão demonstrada durante a realização do trabalho, e é a ela e a meus filhos que esse trabalho pertence.

Armando

AGRADECIMENTOS

É com satisfação que deixo aqui registrado o meu mais sincero agradecimento a todos quantos tornaram possível o término dessa tese,

ao Edison H. Shibuya, ao Toru Shibata, ao Miguel Luksys e ao José Augusto Chinellato pelas constantes discussões e sugestões,

à M. Juçara Toffano, ao Gil Clemente ao Hisataki Shigeoka e novamente ao Miguel e ao José Augusto pelo inestimável auxílio que prestaram na feitura dos gráficos,

às microscopistas, em especial à Lígia M. Stella e à Marilene pela colaboração prestada,

sou também, imensamente devedor ao prof. S. Hasegawa que, quer em suas discussões quer em suas conversas informais, sempre me procurou fazer compreender que "os cientistas naturais podem adotar qualquer atitude que quiserem, que sempre permanecerão sob o domínio da filosofia" (F. Engels, Dialética da Natureza),

a todos os demais colegas da Colaboração Brasil-Japão, tanto japoneses como brasileiros, que gentilmente colocaram seus dados à minha disposição,

finalmente ao prof. Fujimoto, que deu a idéia para a segunda parte deste trabalho.

Campinas, 3 de maio de 1974.

Atualmente participam da CBJ o Departamento de Cronologia e Altas Energias do Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas, a Divisão de Emulsões Nucleares do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas e grupos de diferentes Universidades do Japão (ver lista no fim). O autor vem participando da CBJ desde fins de 1967, inicialmente como bolsista de iniciação científica (FAPESP) junto ao Laboratório de Emulsões Nucleares da Cadeira de Física Superior do Departamento de Física da Faculdade de Filosofia Ciências e Letras da Universidade de São Paulo e desde abril de 1969 como membro do Departamento de Cronologia, Raios Cômicos e Altas Energias do Instituto de Física Gleb Wataghin.

Os grupos japoneses que participavam da Colaboração por ocasião da análise da câmara nº 15 (objeto do presente trabalho) eram os seguintes:

Universidade Waseda, Tóquio, Science and Engineering Research Laboratory:

Shunichi Hasegawa, Yoichi Fujimoto, Kohtaro Sawayanagi, Tetsuo Miyashita.

Universidade Aoyama Gakuin, Tóquio, Department of Physics:

Toru Shibata, Kei Yokoi, Naoyuki Arata.

No Brasil, no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas: Neuza Amato.

Na Universidade Estadual de Campinas: Cesare Mansueto G. Lattes, Waldyr Alves Rodrigues Jr., Edison Hiroyuki Shibuya, Armando Turtelli Jr., José Augusto Chinellato, Carola Dobrigkeit, Miguel Luksys e os bolsistas e monitores Carlos Augusto Pretoni Ceneviva, Gil Clemente, Maria Juçara Tóffano.

"Sobretudo, creio que o modelo de partículas elementares mudará sua forma passo a passo com o desenvolvimento da experiência. Se nos prendermos a uma forma particular e não aceitarmos qualquer alternativa; este será um ponto de vista metafísico e nada tem a ver com o ponto de vista dialético. O método do "Modelo Composto" - transformação da lógica da forma em lógica da matéria - avançará sempre confrontando-se com as filosofias positivistas. Aqui, um método abstrato corrente de abordagem por teoria de grupos será útil somente para evitar a fixação em um determinado modelo concreto, obtido num certo estágio do progresso experimental. Se esquecermos este ponto cairemos em abstrações sem nenhuma precaução e difundiremos um ponto de vista inverso, acreditando ser o objetivo último a descoberta das propriedades de simetria, como a "Providência Divina", e então a física descenderá até uma das teologias. A mesma crítica deve ser aplicada, também, ao método da matriz-S, que pretende evitar a estrutura interna das partículas elementares e aborda o problema muito externamente à partícula elementar. Há algum tempo atrás, critiquei a teoria contemporânea das partículas elementares denunciando os três demônios: "ignorar a história", "empirismo", e "fixação". Ainda outra vez, para finalizar, denuncio os mesmos três."

S. SAKATA

Theory of Elementary Particles and Philosophy

Supp. Prog. Theor. Phys. nº 50 - 1971

CAPÍTULO I

RAIOS CÔSMICOS E A FÍSICA DE ALTAS ENERGIAS

1.1 Introdução

O objetivo principal dessa tese é o estudo de algumas das características das colisões hadrônicas com estados finais de grande multiplicidade.

A importância do estudo de tais reações provém do fato que o fenômeno da produção múltipla é o mais importante na física de altas energias. Para se ter uma idéia basta dizer que no caso de interações hadrônicas, os dados experimentais nos ensinam que acima de $P_a^L \approx 10 \text{ GeV}/c$ (P_a^L momento da partícula incidente no sistema de laboratório) cerca de 70% da seção de choque total (veja Cap.4) é devida a eventos com muitas partículas no estado final. Mais ainda, a maior contribuição ao espalhamento elástico é muito provavelmente devida à sombra de todos os canais inelásticos através do mecanismo da unitariedade. ⁽¹⁾

Para atingirmos o objetivo que nos propomos, analisamos por um lado os dados obtidos com interações hadrônicas induzidas por partículas da radiação cósmica (Veja Cap. 2 e 3) e finalmente apresentamos uma comparação dos dados obtidos nas experiências da Colaboração Brasil-Japão (CBJ) com alguns resultados obtidos com os Anéis de Colisão (ISR) do CERN nos últimos 2 anos. Como veremos tal estudo permite-nos formar uma imagem razoável dos mecanismos de produção de partículas até energias da ordem de $E^L \lesssim 240 \text{ TeV}$.

A presente tese é de caráter eminentemente experimental e os resultados teóricos apresentados nos Cap.4 e 5 estão ali apenas para que seja feita uma justa apreciação do tipo de análise que desenvolvemos no Cap.3, bem como tornar possível a comparação (Cap. 6) dos dados de Raios Cômicos com os obtidos usando aceleradores.

Parece-nos que os físicos que não são físicos de Raios Cômicos nunca deram muita importância a outros resultados experimentais que não os de aceleradores.⁽²⁾ No passado dois fatores contribuíram para tal. Primeiramente, uma opinião errada estava em moda de que a energia de $\sqrt{s} \approx (3-5 m_p)$ (\sqrt{s} é a energia total da colisão no sistema de centro de momentos; m_p é a massa do proton), já se atingira o regime assintótico da física de altas energias e portanto um aumento da energia não era muito instrutivo. Em segundo lugar o estudo das reações binárias (reações com 2 partículas no estado final), que apresentou muitos resultados brilhantes, foi o foco da atenção por muitos anos.

Como já dissemos, o principal processo na física de altas energias consiste no processo da produção múltipla, e alguns poucos físicos de aceleradores que não se encontravam contaminados com a "moléstia do assintotismo" conseguiram construir grandes aceleradores onde os mecanismos dos processo de produção poderão finalmente ser entendidos, quantitativamente, até energias da ordem de 3TeV.

Com o advento dos grandes aceleradores, principalmente o ISR, a produção de publicações a respeito das reações de grande multiplicidade tornou-se uma indústria tão grande como foi na década de 60 a indústria de publicações sobre as reações binárias.

Realmente os físicos de aceleradores tentaram logo, logo, a aplicação dos métodos que tanto sucesso haviam produzido no estudo das reações binárias (polos de Regge, Dualidade)⁽³⁾ às reações de produção. Começaram estudando as reações inclusivas (Veja Cap.4) onde o chamado teorema óptico de Mueller,⁽⁴⁾ permite a aplicação imediata da fenomenologia dos polos de Regge, etc... O problema é que sem o estudo de correlações é praticamente impossível entender-se os mecanismos da produção múltipla.

Com o recente estudo de correlações envolvendo os momentos fatoriais das distribuições de multiplicidade (Veja Cap.4) os físicos de aceleradores começaram a encontrar que no processo de produção, na colisão de hadrons de altíssimas energias, intervêm a formação de estados intermediários que decaem em pions. O que eles obtêm como características dos estados intermediários concorda com o que a Colaboração Brasil-Japão já encontrou, com uma década de antecedência (Veja Cap.6 para detalhes).

Curiosamente, nem assim parece que resultados experimentais obtidos por físicos de Raios Cômicos tenham se tornado importantes aos olhos dos físicos de aceleradores. Na última conferência Internacional de Raios Cômicos (Denver-1973) nos conta R-Murthy (5) que muitos físicos de Raios Cômicos exprimiram o sentimento de que muitas idéias que estão hoje em dia sendo atribuídas pela comunidade científica como sendo descobertas dos físicos de aceleradores são realmente usadas há muito tempo pelos físicos de Raios Cômicos.

O caminho correto a seguir ainda é indicado por R-Murphy. Os físicos de Raios Cômicos trabalhando sempre com energias da ordem de 10^{-10^3} vezes maiores que os físicos de aceleradores, mas com pequenas estatísticas podem fornecer apenas a direção a seguir. O estabelecimento quantitativo dos fenômenos só pode ser obtido com precisão com aceleradores. A leitura dessa tese leva naturalmente à mesma conclusão.

1.2 Notas históricas sobre a descoberta da produção múltipla (6)

Durante as três primeiras décadas desse século acumulou-se um número de observações sobre fenômenos causados por partículas provenientes do espaço. Na década de 20 foi observado em uma câmara

de ionização um fenômeno intrigante: de vez em quando ocorria um aumento súbito da corrente de ionização. Tal fenômeno foi observado por Hoffmann⁽⁷⁾ em 1.927 e foi chamado "stoss" em alemão e "burst" em inglês. Inicialmente o fenômeno foi interpretado como chuviros de cascatas, mas como ocorriam "bursts" também sob uma grossa camada de material absorvedor (onde poucos eletrons poderiam sobreviver), Heisenberg⁽⁸⁾ interpretou o fenômeno como produção múltipla de mesons. Na mesma época muitos outros fenômenos devido aos raios cósmicos foram explicados com sucesso pela eletrodinâmica quântica, que prevê a ocorrência de processos de ordem superior apenas com uma probabilidade tão pequena quanto uma potência da constante de estrutura fina $\alpha = 1/137hc$

Pensava-se portanto na época que o fenômeno da produção múltipla era um fenômeno que estava em contradição com a teoria quântica de campos.

Em 1940, Wataghin, S.Santos e Pompêia⁽⁹⁾ realizaram experiências no Brasil, utilizando um detetor constituído por contadores de Geiger Muller em coincidência rápida, separados entre si e blindados por espessa camada de chumbo que permitiram descobrir na Radiação Cósmica os chuviros penetrantes: Wataghin e colaboradores atribuíram corretamente a existência dos chuviros penetrantes à produção múltipla de mesons produzidos por colisões atmosféricas dos núcleons da Radiação Cósmica.

Por produção múltipla entende-se que os mesons produzidos são provenientes de uma única colisão hadron-núcleon.

O trabalho pioneiro de Wataghin foi confirmado por Janossy e Ingleby⁽¹⁰⁾ em 1940, mas contrariamente a Wataghin, Janossy explicava a existência dos chuviros penetrantes como devida à produção plural de mesons, isto é, o hadron da radiação cósmica interage sucessivamente com os núcleons do núcleo (alvo) produzindo no máximo um meson em cada interação hadron-núcleon.

Analisando-se atualmente os resultados históricos acima citados, verifica-se que os resultados experimentais obtidos até 1950, relativos a chuviros penetrantes, não permitem distinguir produção múltipla de produção plural, a não ser que se postule um modelo teórico para descrever a interação elementar. Wataghin⁽¹¹⁾ em 1934 e Heisenberg⁽¹²⁾ em 1936 e 1939⁽¹³⁾ introduziram um modelo baseado na introdução de um corte, no espaço de momentos, ou, o que é quase equivalente, a existência de um comprimento fundamental na teoria do campo nuclear, que era favorável à existência da produção múltipla⁽¹⁴⁾.

O modelo adotado por Janossy, a "teoria do amortecimento da radiação" de Heitler⁽¹⁵⁾ baseada em idéias da eletrodinâmica quântica prevê, como já dissemos, uma diminuição para a seção de choque de produção de mesons com a energia incidente e torna então altamente improvável a produção múltipla de mesons.

Foi somente a partir de 1950, com a introdução de emulsões nucleares sensíveis ao mínimo de ionização, com a consequente detecção dos jatos produzidos por Raios Cômicos de Altas Energias ($E_{\geq 0,1 \text{ TeV}}$) que se tornou possível mostrar conclusivamente a existência do fenômeno de produção múltipla de mesons.

Na década de 50 o estudo da produção múltipla de mesons realizou-se principalmente através de estudos de jatos produzidos em emulsões puras pelos primários da Radiação Cômica. Naturalmente, como acontece com todos os ramos da ciência física, o aparecimento dos primeiros dados experimentais relativos à natureza, multiplicidade em função da energia, espectros energéticos e angular motivaram a elaboração de diversas teorias e modelos que procuravam descrever coerentemente o processo de produção múltipla.

Novamente Wataghin⁽¹⁶⁾ é um pioneiro nesse campo. A teoria estatística de Fermi⁽¹⁷⁾ de 1950 realmente pode ser considerada uma extensão [introdução da contração de Lorentz] do modelo estatístico de

Wataghin de 1944⁽¹⁸⁾. Uma das conclusões importantes do modelo de Fermi, e que podia ser comparada com a experiência, era que a multiplicidade dos secundários varia com $(E^e)^{1/4}$ o que concordava com os dados disponíveis na época.

Como desenvolvimento natural do modelo de Fermi, Landau⁽¹⁹⁾ propôs em 1953 o modelo hidrodinâmico. No modelo de Landau alguns problemas inerentes no modelo de Fermi foram solucionados mas muitos outros surgiram.

Cumpre-nos notar principalmente a impossibilidade da introdução nessa teoria do conceito de inelasticidade. O modelo estatístico de Pomeranchuk⁽²⁰⁾ também introduziu algumas mudanças no modelo original de Fermi, que ele mostrou levar a inconsistências essenciais.

Com a dificuldade fundamental inerente à teoria das interações entre "partículas elementares", passou-se à construção de modelos fenomenológicos para a descrição das reações de produção.

A exploração da cinemática das colisões, base da análise fenomenológica levou em 1958 Miesowicz e colaboradores⁽²¹⁾ e também Niu⁽²²⁾ e Cocconi⁽²³⁾ ao chamado modelo das 2 bolas de fogo. A idéia era que na colisão de dois núcleons há a formação de estados intermediários que decaem isotropicamente em pions em seu sistema próprio. Como consequência natural do modelo acima surge o modelo de muitas bolas de fogo. No modelo de 2 bolas de fogo, a massa pode, em princípio, ter qualquer valor, limitado apenas pela conservação de energia e momento. Uma outra interpretação, porém, é considerar a bola de fogo como uma entidade de massa bem definida. Um modelo baseado nessa idéia foi proposto em 1962 por Hasegawa⁽²⁴⁾, que chamou a bola de fogo de quantum H (heavy quantum). Alguns aspectos

tos de um modelo-baseado nas idéias de Hasegawa é discutido no Cap.5 desse trabalho, bem como a apresentação de algumas idéias teóricas recentes sobre a problemática da produção múltipla de partículas.

1.3 Histórico da colaboração Brasil-Japão

Em maio de 1962, seguindo uma sugestão feita ao Prof. C.M.G.Lattes pelo físico japonês H.Yukawa, foi iniciada uma colaboração entre o Brasil e o Japão (CBJ) para o estudo de interações hadrônicas de grande multiplicidade induzidas por partículas da Radiação Cósmica com energia da ordem de 1 a 10^3 TeV.

O método de detecção é o das Câmaras de foto-emulsão-chumbo (descritas no Cap.2) expostos durante vários meses no Monte Chacaltaya - Bolívia (550g/cm^2 , 5.220m de altura).

1.31 Câmaras de Emulsão Nuclear Chumbo da CBJ

As primeira câmaras expostas em Chacaltaya eram bastante pequenas (áreas menores que 1 m^2) e se destinavam à calibração dos processos de medida e a estudos de morfologia. Através da análise das interações detetadas nessas câmaras foi possível estabelecer o expoente do fluxo, as distribuições zenitais e os espectros de energia das componentes nuclearmente ativa e eletromagnética (dados apresentados à Conferência Internacional de Jaipur, 1963). Com a câmara nº 11 pode ser estabelecido o livre caminho médio de interação no chumbo e foram analisadas as primeiras famílias atmosféricas (dados apresentados à Conferência Internacional de Londres, 1965).

Todos esses dados sobre a morfologia e os obtidos com as câmaras seguintes até 1972 foram analisados e apresentados na tese de doutoramento de Cláudio Santos (Abril de 1972 Universidade Estadual de Campinas).

A partir de 1965 a área foi aumentada, e através da análise das distribuições de P_T e de energia fracionária dos gamas detetados (Cap.3) conseguiu-se evidência (em interações nucleares na atmosfera com energia acima de 10^{12} eV) da existência de um estado intermediário para produção múltipla, de massa constante ($m_{\gamma} \sim 1,3 \text{ GeV}/c^2$ sob forma de raios γ) e posteriormente de um segundo estado de massa maior, ($m_{\gamma} \sim 6,5 \text{ GeV}/c^2$). Essas interações entretanto ocorriam na atmosfera acima da câmara, e a distância do topo da atmosfera ao nosso detetor é da ordem de 6 caminhos livre médios de interação, portanto pode acontecer de detetarmos a superposição de mais de uma interação. Além disso há uma certa ambiguidade na determinação da altura por acoplamento cinemático.

1.32 Câmara com alvo

As câmaras 12 e 13 expostas em Chacaltaya possuíam uma camada de piche para servir de alvo, sendo possível saber com razoável precisão a altura da interação. Analisando as distribuições de P_T , energia fracionária e as correlações $\sum E_{\gamma} \times \theta_{\gamma}$ e $\sum P_{T\gamma} \times \theta_{\gamma}$ para os raios γ detetados nessas câmaras pode-se obter as características do 1º estado intermediário, tais como "temperatura", massa sob forma de gama, número médio de gama emitidos.

A construção das câmaras 12 e 13 usando alvo de piche teve como objetivo evitar a ambiguidade na determinação da altura, uma vez que as cascatas eletromagnéticas detetadas na parte inferior da câmara (Cap.2) eram, em grande parte, provenientes de raios gama produzi-

dos em interação localizada no alvo de piche.

Entretanto essas câmaras apresentaram alguns defeitos:

- a) A espessura do alvo é da ordem de 1 caminho livre médio de interação, isso é, mais de 50% dos hadrons devem sofrer mais de uma interação. Isso pode falsear todos os resultados, como:
- Multiplicidade dos γ , espectro de energia dos γ , distribuição de momenta transversais dos γ , $\langle p_T \rangle$ maior devido ao P_T entre os estados intermediários produzidos em 2 interações sucessivas. Caso as interações sucessivas tenham sido importantes, nós deveríamos obter (usando câmara com alvo mais fino) resultados diferentes das anteriores (tais como: multiplicidade menor, $\langle P_T \rangle$ menor, espectro de energia diferente).
- b) Analisando dados publicados pela colaboração Bristol-Bombaim foi possível identificar na produção múltipla, um segundo estado intermediário de massa maior ($100c^2 \sim 7 \text{ GeV}/c^2$). Esses resultados foram apresentados na tese de doutoramento de M.S.M. Mantovani (Campinas, março de 1971). Nas câmaras 12 e 13, entretanto não foram detetados eventos que evidenciavam a produção desse 2º estado intermediário. Isso porque o número médio de γ produzidos pelo 2º estado intermediário é da ordem de 20 a 30 e se o limiar de detecção (energia mínima detetável) for baixo, pode-se ter o estado intermediário de massa maior em eventos com energia total ($\sum E_\gamma \approx 1 \text{ TeV}$) baixa. Foi o que ocorreu com a colaboração Bristol-Bombaim, onde se usaram emulsões com alvo de grafite expostas em balões durante várias horas e com limiar de detecção bastante baixo ($E_\gamma \approx 0,05 \text{ TeV}$). No nosso caso, o limiar de detecção é 0,3 TeV e portanto é de se esperar a identificação do estado intermediário de massa maior somente em eventos com $\sum E_\gamma > 10 \text{ TeV}$. Como a área da câmara 12 e 13 era pequena (6 e 9,8 m²) o número de eventos com energia maior que 10 TeV era pequeno (5 eventos) e assim não foi possível detetar eventos onde hou

vesse evidência da produção do estado intermediário de massa maior

c) Distância entre alvo e detetor 80 cm é pequena:

1º) eventos de elevada multiplicidade ou elevada energia podem dar c.e.m. sobrepostas.

2º) a altura de interação ficava definida com erro de 35%, que é também o erro na calibração de energia por acoplamento cinemático (ver Cap.2)

d) A espessura do alvo era de 2 caminhos de radiação, ou seja, cerca de 50% dos γ sofrem degradação em cascata no alvo e apresentam c.e.m. difusas no detetor. Na análise das C.12 e 13 foram rejeitados os eventos nos quais as c.e.m. não eram bem separadas (cerca de 50%).

1.33. Câmara nº 15

Para evitar todas essas dificuldades, foi construída, em fins de 1969, a câmara nº15 (descrita em detalhe no Cap.2). Nessa câmara, a espessura do alvo é da ordem de 0,3 caminho livre médio de interação, ou seja, é pequena (17%) a possibilidade de mais uma interação ou de degradação em cascata. A menor espessura do alvo e o maior espaçamento entre o alvo e o detetor possibilitam uma melhor determinação da altura ($\pm 6\%$). A distância entre o alvo e o detetor sendo de 161 cm (quase o dobro das câmaras 12 e 13) evita a superposição das cascatas eletromagnéticas. A "área efetiva" (m^2 xsteradxano) é 5 vezes maior que a das câmaras 12 e 13, havendo portanto maior possibilidade de detecção de eventos com $\Sigma E_{\gamma} > 10 \text{TeV}$ ou de eventos nos quais há evidência de produção do segundo estado intermediário.

1.4 Resultados

No Cap.3 os resultados obtidos com a câmara 15 são comparados com os das C. 12 e 13 para verificar a importância dos efeitos de interações sucessivas e verificar a existência do segundo estado intermediário (estabelecendo suas características) através do estudo de interações localizadas.

Constatamos assim que o efeito das interações sucessivas não foi de fato relevante nas câmaras 12 e 13 e que dos resultados que obtivemos podemos concluir que para produção múltipla de mésons em interações nucleares com energia da ordem de dezena de TeV há evidência da produção de um estado intermediário com massa da ordem de $20\text{GeV}/c^2$ (massa sob forma de raios $m_{\pi} \approx 6\text{GeV}/c^2$).

1.5 Física de Altas Energias Com Aceleradores

No limiar da década de 60 começaram a funcionar os grandes aceleradores de partículas. Os primeiros foram os aceleradores do CERN e Brookhaven em 1962, com feixes de prótons de energia de até 3×10^{10} ev. Tais máquinas, porém, não eram usadas para experiências de produção múltipla. Em 1969 começou a operar o grande acelerador de Serpukov, na URSS, o maior da época, com energia de até 7×10^{10} ev, com o qual continuam a ser feitas experiências sobre produção múltipla de mesons.

1.51 Anéis de Armazenamento e Colisão

Em janeiro de 1971 entraram em funcionamento os anéis de armazena-

mento e colisão do CERN (ISR) . Os anéis de colisão consistem de dois feixes de prótons que colidem, cada um com energia no Centro de Massa de até 30 GeV. (fig. (1.1)).

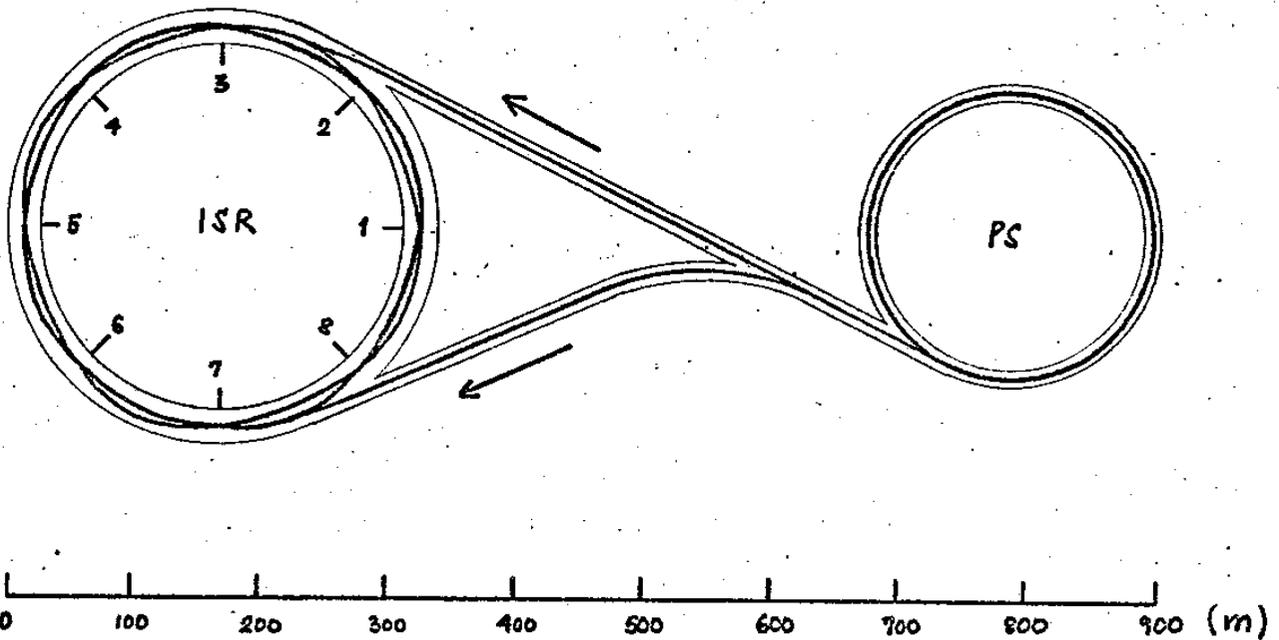


Fig.(1.1)

Os anéis de colisão são encheidos com até 10^{14} prótons cada um pelo Proton-Synchrotron do CERN, que fornece pulsos de até 10^{12} prótons cada 2 segundos. Essa operação de enchimento demora cerca de 10 minutos. A pressão interna nos ISR é da ordem de 10^{-10} torr, e os prótons ficam rodando por muitas horas (até 36 horas), o que significa que eles podem percorrer distâncias de várias vezes 10^9 km.

Nos anéis de colisão há cerca de 10^{14} prótons, (o que corresponde

a uma corrente de 5 A, para uma circunferência de 1km), que possibilitam da ordem de 10^4 colisões por segundo em cada um dos 8 pontos de intersecção. Além disso, há da ordem de 10^8 interações por segundo que são "perdidas", formando a radiação de fundo (são interações feixe-gás e feixe-parede). Num acelerador convencional, onde 10^{12} prótons colidem com um alvo parado, há cerca de 10^{11} "eventos bons" por segundo. O pequeno número de interações por segundo é a principal desvantagem dos ISR. A grande vantagem é a alta energia que se obtém no Sistema Laboratório (SL).

$$E_{SL} + M_P = 2E_{CM}^2 / M_P \quad (\gamma \approx E_{CM} / M_P)$$

Dois feixes colidentes, com 26,5 GeV cada um, dão no SL 1,5 TeV (correspondente a um acelerador convencional de raio 4 km).

A tabela abaixo nos dá a relação entre algumas energias no CM. e no SL. Essa energia no SL corresponde a um único próton, com essa energia, colidindo com um alvo parado.

| E_{CM} (para cada feixe) | E_{SL} (GeV) |
|----------------------------|----------------|
| 10,3 | 200 |
| 15,3 | 500 |
| 22,5 | 1100 |
| 26,5 | 1500 |

O projeto do CERN atualmente em estudos, para construção de dois feixes de 200 GeV cada um corresponde a uma energia de 85 TeV no SL. Para atingir essa energia um acelerador convencional precisaria ter um raio de 30 km, usando ímãs super-condutores de mais de 100 kgauss (o preço da ordem de 10^{10} US\$, só para comparação, a dívida externa brasileira atual é da ordem de $1,4 \times 10^{10}$ US\$). Cabe salientar aqui que a radiação cósmica nos fornece partículas com energias até 10^3 vezes maiores, a um custo incomparavelmente mais

baixo.

1.52 Resultados

Uma das mais importantes experiências feitas com anéis de colisão é a medida de secção de choque para reações inclusivas (Cap.4).

De um modo geral podemos dividir as experiências com ISR em dois grandes grupos:

- a. Experiências usando campos magnéticos e contadores CERENKOV para medir a secção de choque diferencial $E d^3\sigma/d^3p$,
- b. Experiências usando em geral sô contadores e que medem apenas a distribuição angular do fluxo de partículas.

Entre as primeiras experiências do tipo a. podemos classificar as do grupo Sens⁽²⁵⁾, e as da colaboração Britânico-Escandinava⁽²⁶⁾ (British-Scandinavian Collaboration).

Uma outra experiência desse tipo foi realizada por L.G.Rattner et al⁽²⁷⁾ sendo que os resultados obtidos foram por nós utilizados na comparação com os nossos. (Cap.6).

Nessa experiência foi usado um espectrômetro de 45 m de comprimento, com 3 ímãs, capaz de detetar partículas produzidas com ângulos entre 8×10^{-2} rd e 20×10^{-2} rd. O campo magnético é usado para análise do momentum. Cintiladores são usados para definir $\Delta\Omega$ (ângulo sólido) e ΔP , e os contadores Cherenkov identificam π^+ , K^+ e p.

As experiências atualmente realizadas nos ISR referem-se às medidas das chamadas reações inclusivas (para uma e duas partículas) que serão devidamente estudadas nos Cap.5 e 6, onde também compararemos os resultados obtidos através da radiação cômica com as dos ISR.

1.6 Conclusão.

Como conclusão desse capítulo gostaríamos de fazer nossas as palavras do Professor Lattes em 1966:

"É com satisfação e emoção que registramos que as pesquisas descritas na presente Tese são essencialmente, continuação dos trabalhos pioneiros devidos aos mestres que fundaram o Departamento de Física da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo e iniciaram a tradição de pesquisas do mesmo Departamento.

As cascatas eletromagnéticas foram descobertas em 1933 por Blacket e Occhialini. Os "jatos" e as famílias devidas a interações nucleares são, em escala energética mais elevada, os chuveiros penetrantes descobertos por Wataghin, Souza Santos e Pompeia, em São Paulo em 1940; Schenberg desenvolveu em 1940 a teoria da propagação das c.e.m. e da componente "dura" da R.C. na atmosfera.

Ao redigirmos este trabalho não pudemos deixar de sentir a importância fundamental dos resultados acima citados. Ficamos também surpresos com o desinteresse que, durante cerca de 20 anos, a física brasileira demonstrou por esses assuntos.

Acreditamos que a pesquisa em R.C. tem muito futuro e que no Brasil, em particular, é de todo interesse incentivá-la. Não se trata de rotina; e muito menos, de rotina cara; além disso, seu valor didático é de primeira ordem, para os futuros físicos: físicos teóricos, físicos experimentais e especialistas em instrumentação.

Fazemos votos no sentido de que novos grupos surjam no Brasil, que venham a se dedicar ao estudo desse campo fascinante da Física do Espaço e das Partículas Fundamentais".

Referências do Cap.1

1. A.D. Martin and T.D. Spearman - Elementary Particle Theory, Cap. 4, (North-Holland Publ. Comp.-1970)
2. E.L. Feinberg, Phys. Reports, vol. 5, nº5 (1972)
3. Veja Cap.9 da ref. (1)
4. A.H. Mueller, Phys. Rev. D2, 2963 (1970)
5. P.V. Ramana Murthy - Results Concerning Strong Interactions, Rapporteur paper presented at the 13th International Conference on Cosmic Ray held in Denver, USA (1973)
6. Y. Fujimoto and S. Hayakawa, Handbuch der Physik, vol. XLVI (1967)
S. Hayakawa, Cosmic Ray Physics (John Wiley & Sons, 1969)
M.S.M. Mantovani, Tese de Doutorado apresentada a UNICAMP - 1971
7. Hoffman, G. Ann. der. Phys, 82, 413 (1927)
8. Heisenberg, W. Z. Physik, 101, 533 (1936)
9. Wataghin, G., Souza Santos, M.D., Pompéia, P.A., Phys. Rev. 57, 61, 339 (1940)
10. Janossy, L, and Ingleby, P, Nature, 145, 511 (1940)
11. G. Wataghin, Z. Physik, 88, 92 (1934)
12. W. Heisenberg, Z. Physik, 101, 533 (1936)
13. W. Heisenberg, Z. Physik, 113, 61 (1939)
14. Veja o trabalho recente de
Gleb Wataghin, Atti della Accademia Nazionale dei Lincei, vol. LIV, 451 (1973)
15. W. Heitler, Proc. Camb. Phil. Soc., 37, 291 (1941)
16. G. Wataghin An. Ac. Brasileira de Ciências, TXII (1940)
17. E. Fermi, Prog. Theor. Phys. 5, 570 (1950);
Phys. Rev. 92, 452 (1953); 93, 1434 (1954)

18. G. Wataghin, Phys.Rev. 63, 137 (1943); 66, 149 (1944)
19. L.D.Landou, Izv.Akad.Nauk. SSSR, Ser.Fiz. 17, 51 (1953)
20. I.Ya. Pomeranchuk. Dokl.Akad.Nauk SSSR, 78, 889 (1951)
21. P. Ciok et al, Nuovo Cimento, 8, 166 (1958)
22. K.Niu, Nuovo Cimento, 10, 994 (1958)
23. G.Cocconi, Phys.Rev., 111, 1699 (1958)
24. S.Hasegawa, Progr. Theor.Phys, 26, 150 (1961)
25. C.M.G. Albrow et al, Phys. Letters B 40, 136 (1972)
26. British - Scandinavian Collaboration, XVI International Conference on High Energy Physics, Batavia (1972)
27. L.G.Ratner et al, Phys.Rev.Letters, 27, 68 (1971)
28. C.M.G.Lattes. Tese apresentada a F.F.C.L.USP. (1966)

2 - MÉTODO EXPERIMENTAL

2.1 - Câmara de emulsão nuclear-chumbo.

No final da década de 30 começaram as primeiras observações sobre a produção de desintegrações nucleares por raios cósmicos em emulsões fotográficas improvisadas. Nos anos seguintes foi possível aperfeiçoar as emulsões nucleares para torná-las sensíveis também a partículas muito energéticas e aumentar sua espessura e resistência a exposições demoradas. Começou-se então a expor placas de emulsão nucleares em montanhas (que levaram à descoberta do pión em 1947, por Lattes, Occhialini e Powell), e a levar pilhas de emulsões em balões (até alturas de 30 km). No final da década de 50 uma colaboração entre vários grupos japoneses permitiu a exposição de grandes câmaras de emulsões no monte Norikura (altura aproximada de 2700m). Essa colaboração (mais tarde tornada internacional com a inclusão de grupos brasileiros) introduziu uma série de inovações na técnica de câmaras de emulsões. Essas inovações permitiram aumentar a área da câmara e aumentar o tempo de exposição.

2.1.1 - Câmara com alvo atmosférico.

As câmaras por nós usadas são constituídas de diversos blocos justapostos. Os blocos são sanduíches de envelopes com material fotosensível ($40 \times 50 \text{ cm}^2$) e placas de chumbo de espessura 1 cm. Dentro de um envelope (à prova de luz e umidade) pode haver 2 chapas de raios-X e uma chapa de emulsão nuclear, ou apenas chapas de raios X. A altura de cada bloco depende da finalidade para a qual cada câmara é construída. A Fig.(2.1) ilustra o esquema de interações

ocorridas na atmosfera. O detetor é atingido pelos γ produzidos na interação (através do decaimento dos π^0) Ao atravessarem o chumbo (ou ainda na própria atmosfera) os γ dão origem a pares e^+e^- e formam cascatas eletromagnéticas (e.e.m.) que impressionam

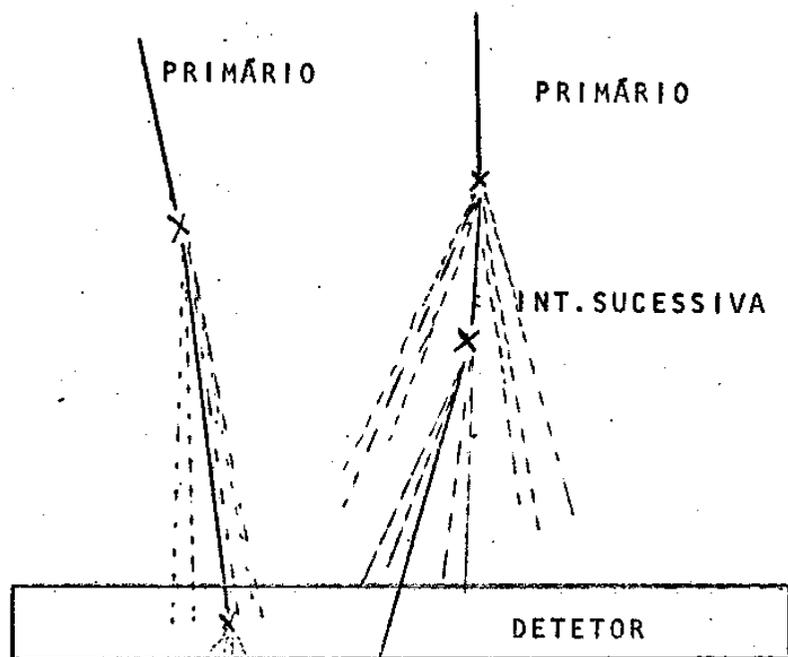


Fig. (2.1)

as chapas foto-sensíveis. A probabilidade de um γ se materializar ao atravessar um comprimento de radiação*(0,57 cm de chumbo) é da ordem de 77%.

Nesse tipo de câmara, o alvo do qual dispomos é a própria atmosfera acima do detetor. As interações ocorrem a qualquer al-

*Comprimento de radiação (X_0) é definida por:

$$X_0 = (4/137 \times R_0^2 \times N_{av} \times Z^2 \times \ln(183 \times Z^{-1/3}))^{-1} \times A/\rho \quad (\text{cm}) \quad \text{onde:}$$

$$R_0 = 1,3 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

Z = n° atômico

$N_{av} = 6,02 \times 10^{23}$ /átomo grama

A = n° de massa

ρ = densidade volumétrica

X_0 é também chamado unidade de cascata.

tura acima da câmara, e, evidentemente, o que observamos pode ser o resultado da superposição de mais de uma interação.

2.12 - Câmara com alvo localizado.

Esse tipo de detetor possui, a uma certa altura acima da camada foto-sensível (câmara inferior), um alvo de piche de uma dada espessura. Acima desse alvo existe uma outra camada foto-sensível (câmara superior). A distância que separa o alvo do detetor inferior é calculada de modo que as cascatas eletromagnéticas produzidas - pelos γ abaixo (no chumbo) sejam suficientemente separadas para poderem ser distinguidas e medidas (Fig. (2.2)) isso para hadrons* inci-

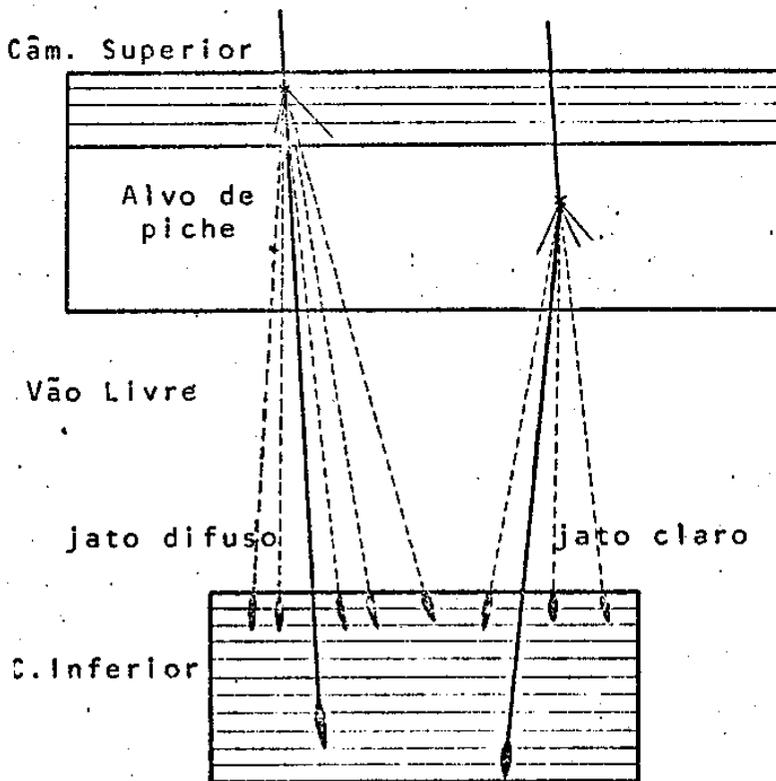


Fig. (2.2)

dententes com energia na faixa :

$$3 \times 10^{13} \text{ eV} \sim 2 \times 10^{14}.$$

Nesse caso, a câmara superior serve também para absorver a componente eletromagnética da atmosfera (na câmara 15 usamos cerca de 60 toneladas de chumbo).

Medindo o ângulo de incidência das c.e.m. detetadas na câ-

*Hádrons são partículas que interagem fortemente, tais como: prótons, nêutrons, píons, kaons, híperons e correspondentes antipartículas.

para inferior, e conhecendo a geometria da câmara, podemos facilmente concluir se a interação ocorreu no alvo ou não. Podemos portanto saber com boa precisão a que altura ocorreu a interação, o que é indispensável para nós (ver 2.34.3). Além disso, escolhendo convenientemente a espessura do alvo podemos evitar o problema de estarmos observando a superposição de duas ou mais interações, o que mascararia grandemente os nossos resultados.

Nas interações em alvo localizado a energia do hadron incidente é, em geral, menor que nas interações atmosféricas, o que nos dá um limite para a região de energia a ser estudada.

QUADRO COMPARATIVO DAS
CÂMARAS 12, 13 E 15

| CARACTERÍSTICAS | 12 | 13 | 15 |
|---|-------|-------|-------|
| ÁREA DA PARTE SUPERIOR (m ²) | 6,0 | 9,8 | 44,2 |
| ESPESSURA DA SUPERIOR (U.C.) | 16 | 16 | 12 |
| ÁREA DA PARTE INFERIOR (m ²) | 6,0 | 5,0 | 33,0 |
| ESPESSURA DA INFERIOR (U.C.) | 40 | 72 | 14 |
| ESPESSURA DO ALVO (l.c.m.) | 1,0 | 1,0 | 0,288 |
| DISTÂNCIA ENTRE O ALVO E A PARTE INFERIOR (cm) | 90 | 75 | 150 |
| ÂNGULO SÓLIDO EFETIVO DA PARTE INFERIOR ($\Omega/2\pi/n$) | 0,588 | 0,798 | 0,882 |
| ÁREA EFETIVA DA PARTE INFERIOR (m ² .ano.sterad) | 2,82 | 3,69 | 18,8 |
| TEMPO DE EXPOSIÇÃO (dias) | 335 | 380 | 300 |

Fig. (2.3)

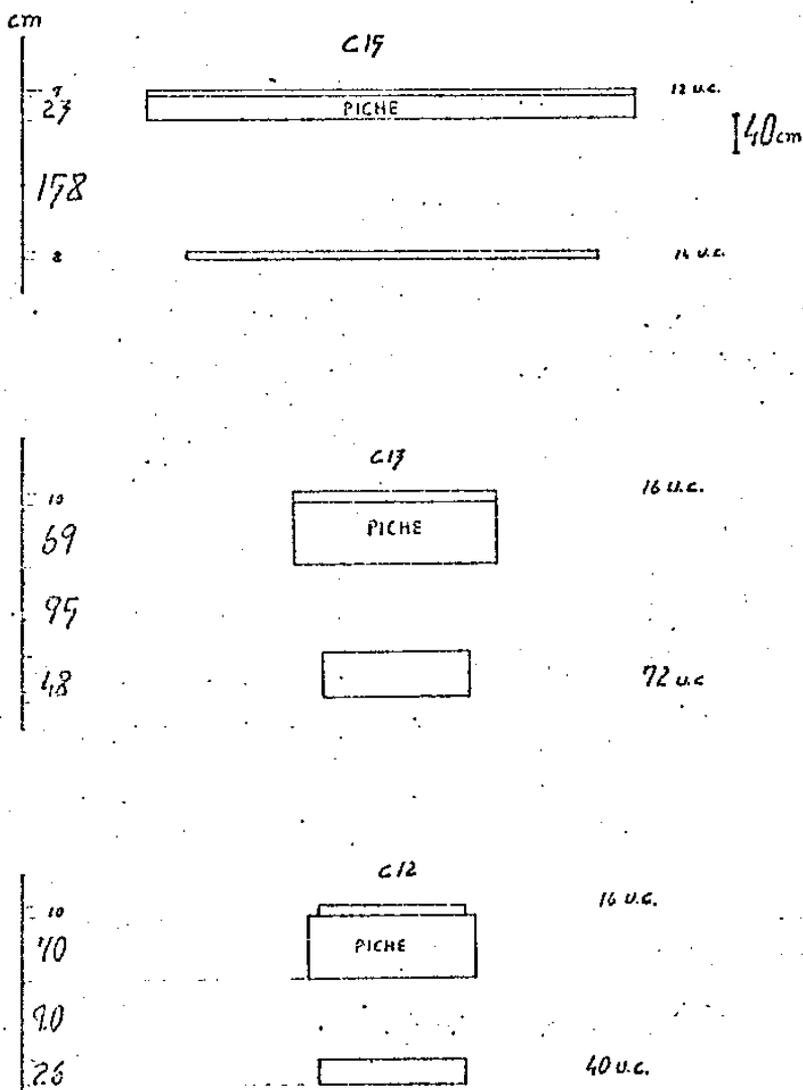


Fig. (2.4)

A razão da escolha do piche (baixo número atômico) é a necessidade de termos um material onde o número de interações nucleares fosse o maior possível e o número de pares produzidos, fosse o menor possível. Para calcular isso usamos as relações entre o livre caminho médio de interação e o comprimento de radiação dados por:

$$\lambda_{int} = A^{1/3} / (N_{av} \pi R_o^2 \rho)$$

(livre caminho médio de interação.)

$$X_o = \frac{A}{\frac{4}{137} \times R_o^2 N_{av} Z^2 \ln(183Z^{-1/3})} \quad (\text{comprimento de radiação}).$$

2.13 - Câmaras do presente trabalho.

Fig. (2.3) é apresentado um quadro com as principais características das câmaras que usaremos no presente trabalho.

Nessas câmaras, cada envelope contém 2 chapas de raio-X tipo M (tipo industrial da Sakura) e alguns envelopes também possuem chapas de emulsão nuclear (Fuji ET7A).

Fig. (2.4) dá uma comparação entre as dimensões das câmaras 12, 13 e 15 (a figura está em escala).

Nas chapas de emulsão nuclear, as c.e.m. não são visíveis a olho nu, e a busca dessas cascatas ao microscópio numa área de $40 \times 50 \text{ cm}^2$ é extremamente demorada. Por isso, junto com essas placas colocamos 2 chapas de raios-X, onde as c.e.m. (com energia acima de 10^{12} ev) são visíveis a olho nu*.

2.14 - Processamento químico.

Numa grande câmara de emulsão, como a 15 por exemplo, temos cerca de 5000 chapas de raios-X e 1200 de emulsão nuclear e sua revelação é algo que deve ser bastante preparado para poder ser feita no menor tempo possível (máxima economia de material) e principalmente com o menor risco possível, pois qualquer descuido poria a perder o trabalho de um ano. Para isso dispomos de uma grande câmara escura com 6 tanques, cada um com capacidade para 880 litros. Os tanques foram dimensionados para permitir a entrada de 60 chapas de emulsão (ou raios-X) de cada vez. Por isso, primeiramente furamos as chapas nos quatro cantos e elas são penduradas em cabides (2 para cada chapa) que são fixados nos suportes (60 chapas em cada um). Por dia (12 horas de trabalho) revelamos cerca de 2000 chapas de raios-X ou 600 de emulsão. Os banhos são prepara-

*O tamanho dos cristais de haleto de prata na emulsão nuclear é da ordem de $0,27 \mu$, e no raio-X é 7μ , antes da revelação.

rados por nós mesmos. Na tabela I damos a composição e o tempo

TABELA I

Emulsão Nuclear

Banho Prévio: 9 min

Água Desmineralizada

Revelador : 18 min

Amidol, 3 g/ litro de Água

Sulfito de Sódio, 6,7 g/ litro de Água

Bissulfito de Sódio, 1 g/ litro de Água

Freiamento : 9 min

Ácido Acético, 0,01 litro por litro de Água

Fixador : 60 min

Hipossulfito de Sódio, 400 g/ litro de Água

Bissulfito de Sódio, 30 g/ litro de Água

Lavagem : 120 min

Água Corrente

Temperatura : $(20 \pm 1)^{\circ}\text{C}$

de imersão para cada banho usado no processamento das emulsões, e na Tabela II a mesma coisa para as chapas de raios.X. A temperatura deve ser controlada $(20,0 \pm 0,5)^{\circ}\text{C}$, por isso todos os tanques possuem um sistema de refrigeração. Para estabelecer o tempo de imersão em cada banho, fazemos testes antes de começar a revelação.

Apesar do grande tempo de exposição das chapas, não há muita perda por fadiga. O tempo que as chapas permanecem no revelador é maior que o

usado em revelações comuns.

2.2 - Busca, mapeamento.

2.21 - Busca a olho nu e mapa grosseiro.

TABELA IIRaio - X

Revelador : 12 min

Konidol "Sakura", 25 g/ litro de Água

Enxoframento : 4 min

Ácido Acético, 0,02 litro por litro de Água

Fixador : 12 min

Solução A : Hipossulfito de Sódio,
250 g/ 600 cc de Água a 50°CSolução B : Sulfito de Sódio, 15 g
Ácido Acético, 13,4 cc
Alúmen de Potássio, 15 g
em 200 cc de Água a 50°CMisturar A e B, completar c/ Água
até 1 litro

Lavagem : 30 min

Água Corrente

Temperatura : $(20 \pm 1)^\circ\text{C}$

Antes de a câmara -
ser desmontada em Cha
caltaya, são feitas 4
marcas nos envelopes,
a tinta, e em cada en
velope está escrito a
que bloco pertence (
coordenadas x,y) e a
que unidade de casca-
ta (coordenada z).
Em Campinas nós re -
construímos cada blo-
co alinhando as mar -
cas dos envelopes e
com um gerador de raios-
X marcamos 3 traços
no bloco, e usando nú
meros opacos a raios-
X marcamos também o

número da câmara (superior ou inferior), o número do bloco e a uni
dade de cascata. Assim, depois de reveladas as chapas, sabemos -
com bastante precisão qual a posição relativa de cada chapa en -
quanto a câmara esteve exposta.

Iniciamos então a fase de procura das c.e.m. a olho nu nas chapas
de raios-X. Como em cada envelope existem duas chapas de raios X,
para distinguirmos entre uma mancha (ou defeito) da chapa e uma

c.e.m., nós superpomos as duas chapas e verificamos se a mancha aparece nas 2 chapas (c.e.m.) ou não (mancha). Normalmente é possível distinguir, a olho nu, c.e.m. de até 10^{12} eV. Essa busca é feita bloco por bloco em todas as unidades de cascata. Após terminar a busca a olho nu em um bloco, é feito um mapa, que é a projeção em um plano horizontal de todos os eventos achados nas diversas unidades de cascata do bloco. Podemos assim seguir um evento através da câmara. Fig. (2.5) damos um exemplo de mapa desse tipo.

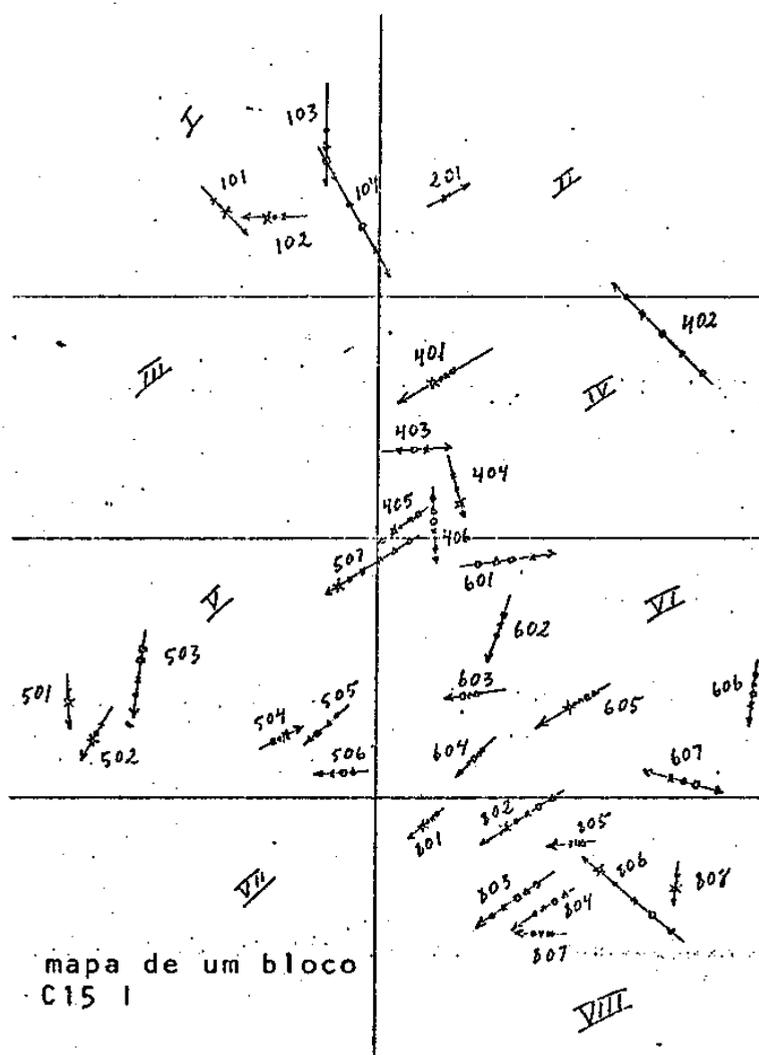


Fig. (2.5)

2.22. - Busca com microscópio

Usando as marcas de referência, superpomos a chapa de raios-X de uma unidade de cascata com a correspondente chapa de emulsão e nela marcamos a localização aproximada da c.e.m. já achada no Raio -X. A área de busca com microscópio fica assim bem pequena - (normalmente um círculo de $\sim 0,5$ cm de diâmetro). Ao microscópio podemos individualizar os traços correspondentes aos elétrons da c.e.m. (Fig(2.6) Ao microscópio (ocular 6,3x, objetiva 40x) é possível identificar c.e.m. até com uma energia mínima de $0,3 \times 10^{12}$ eV.

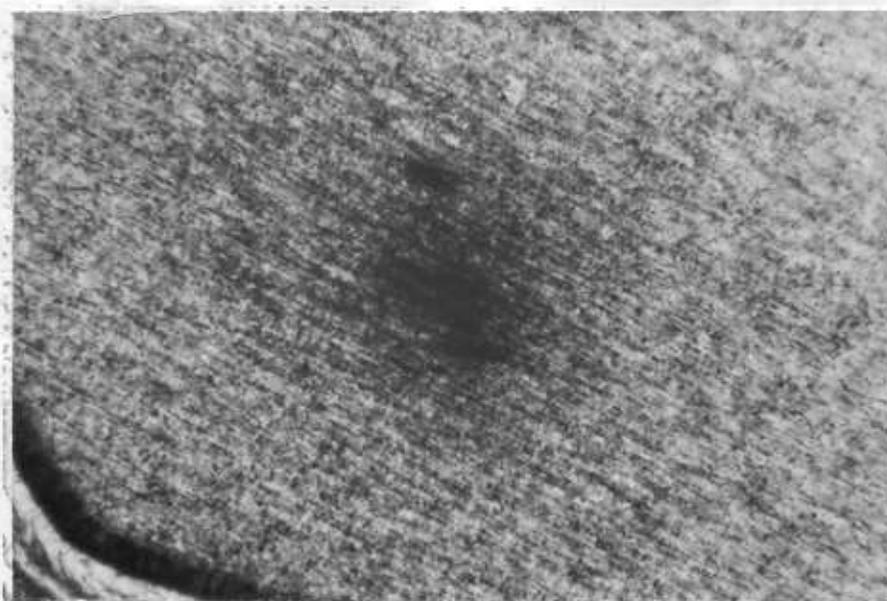
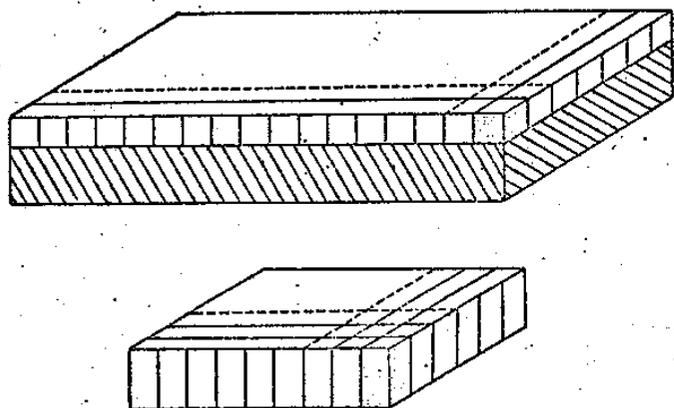


Fig. (2.6)

2.23 - C-Jatos.

C-jatos são interações produzidas no piche. Após descobrir a c.e.m. no filme de raio-X, para sabermos se é ou não C-jatos é necessário sabermos o seu ângulo de incidência. Sabendo esse ângulo e sabendo em que parte da câmara inferior (bloco) a c.e.m. foi achada, podemos prolongar sua trajetória e vermos se passou ou não pelo alvo (Fig.2.7). Marcamos então a emulsão e é começada a busca -



detalhada em quadrado de 0,5 cm de lado aproximadamente. Em geral, em um C-jato, é possível a identificação de muitas c.e.m. Nos C-Jatos analisados aqui, a multiplicidade vai de 4 a 25 γ . Apenas na emulsão é possível a individualização das c.e.m., pois, no filme de raio-X, em geral, o C-jato não é diferente de uma c.e.m. comum. Alguns C-jatos possuem apenas dois γ , que veem de um mesmo π^0 . Outros são restos de interações ocorridas

Fig. (2.7)

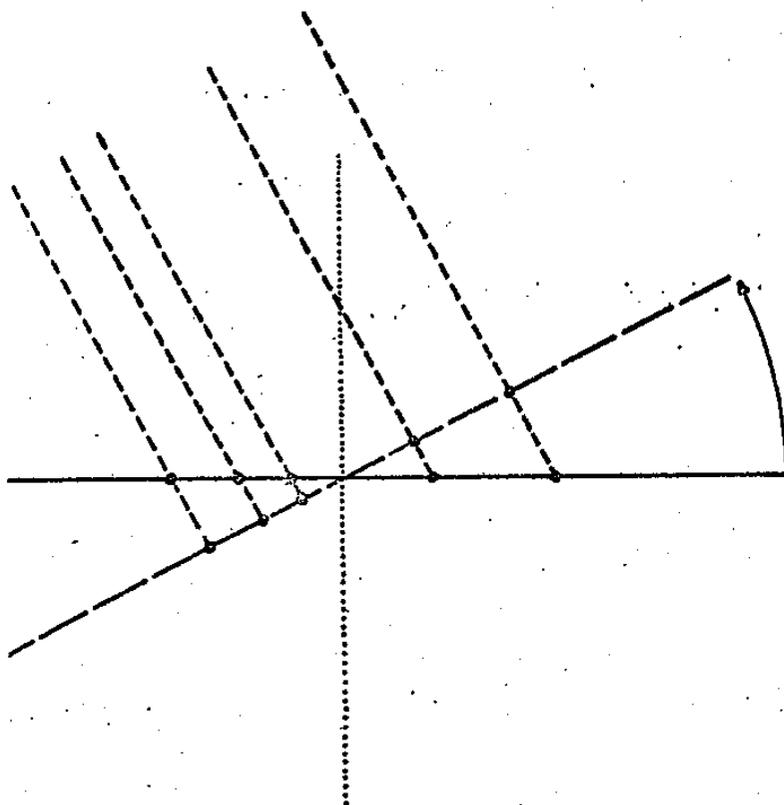


Fig. (2.8)

na câmara superior, e dão c.e.m. bastante difusas, sendo identificados com relativa facilidade. A busca ao microscópio é feita em todas as unidades de cascata. Terminada a busca, é feito um diagrama de alvo, com a posição relativa de cada c.e.m. encontrada. Essa busca é bastante difícil e cansativa, sendo necessário muito treino para a identificação de c.e.m. com energia de 0,2 a 0,3 TeV.

Como a direção de incidência em geral não é perpendicular ao plano de observação, fazemos uma correção, que é uma rotação do plano de observação para torná-lo perpendicular à direção de incidência (Fig.2.8).

Tal correção torna-se necessária para que possamos, por exemplo, comparar C-jatos de diferentes ângulos de incidência.

2.24 - A-jatos.

Chamamos A-jatos as interações que são produzidas na atmosfera e detetadas na câmara. Após achar as c.e.m., passamos a identificar as que são cogenéticas, isso é, provenientes de γ que provêm de π^0 produzidos numa mesma interação. Todas essas c.e.m. têm os mesmos ângulos zenital e azimutal, assim podemos facilmente identificar esse conjunto de c.e.m. cogenéticas, que passaremos a denominar "família".

Isso pode ser feito usando apenas os filmes de raio-X, pois a distância entre uma c.e.m. e outra (numa família) é da ordem de cm. Achadas todas as c.e.m. da família fazemos um diagrama de alvo semelhante ao descrito no item anterior, fazendo também a correção pela inclinação. No caso de interações atmosféricas há a probabilidade de produção de cascatas no ar, quando a interação se dá muito acima da câmara. Nesse caso, as c.e.m. achadas no raio-X a parecem bastante difusas.

Esses diagramas de alvo (tanto para C-jatos, como para A-jatos) são bastante importantes, pois através deles determinamos a direção de incidência da "bola de fogo"* (coincidente com o centro pesado de energia) e fazemos os acoplamentos $2\gamma + \pi^0$ para calcularmos as alturas e obtermos as distribuições angulares. Sobre isso entraremos em detalhe mais adiante.

2.3 - Medidas

2.31 - ϕ , ΔL , $\Delta L_x, x+1$.

Para medirmos o ângulo zenital (ϕ) de cada c.e.m. usamos o mapa

*Estado intermediário.

"grossoiro" descrito em 2.21. Medimos diretamente no mapa a distância entre os pontos onde a c.e.m. foi localizada em duas camadas de detetor sucessivas. Sabendo a distância entre uma camada e outra, calculamos ϕ .

É esse ângulo que usamos em 2.23 e 2.24 para construirmos os mapas corrigidos.

2.32 - Contagens.

O comportamento da difusão lateral das c.e.m. foi estudado por Nishimura, Kamata (*). Essa difusão é devida aos espalhamentos coulombianos sofridos pelo próprio elétron e pelos elétrons das gerações anteriores. O ângulo de deflexão do espalhamento coulombiano é inversamente proporcional à energia do elétron, daí a relação entre a energia dos elétrons e a distância ao centro da c.e.m. é:

$$r \sim K/E \quad (\text{em unidades de cascata})$$

K é a constante de espalhamento (da ordem de 19.6 MeV para chumbo).

As partículas de alta energia ficam concentradas no centro, quanto menor a energia, maior o ângulo de espalhamento. Por outro lado as partículas de menor energia são rapidamente absorvidas e não mais contribuirão para o desenvolvimento do chuveiro. Então a difusão lateral atinge um máximo e não mais aumenta.

Por exemplo, se observarmos elétrons dentro de um círculo de raio 50 μ , do centro (10^{-2} unidades de cascata no chumbo):

$$10^{-2} \sim \frac{20 \times 10^6}{E} \quad E \sim 2 \times 10^9 \text{ eV}$$

*Nishimura, J., Kamata, Progr. Theor. Phys. (Supp.) n° 6 (1958)

Na teoria de cascata, se a energia das partículas do chuvaire for muito maior que a energia crítica* no meio, nós desprezamos o efeito da ionização e no cálculo das seções de choque para "..... bremsstrahlung" e para criação de pares consideramos o campo elétrico do núcleo blindado completamente pelos elétrons externos (chamada aproximação A).

Nesse caso, o número de elétrons com energia maior que E numa profundidade t é dado por uma função de:

E_0/E e t (E_0 = energia da partícula incidente).

$$N(E_0, E, t) = f_0(E_0/E, t)$$

de l nós temos:

$$N(E_0, r, t) = f_1(E_0 r/k, t)$$

2.32.1 - Curva de transição para contagem.

Para saber a energia do γ que deu origem à c.e.m. é necessário saber com precisão o valor de $f_1(E_0 r/k, t)$. Nossa câmara de emulsão é composta de diversos materiais (emulsão, filmes de raios X, papel, chumbo, espaçamento entre placas de chumbo). Além disso o chuvaire pode entrar não perpendicularmente ao detetor, o que evidentemente também afeta a distribuição lateral. Tudo isso foi levado em conta por Nishimura e Kamata.

Os resultados obtidos por Nishimura e Kamata estão apresentados

*Quando para uma certa energia E_0 a taxa média de perda de energia por ionização é E_0 , o valor E_0 é chamado energia crítica. Para o chumbo $E_0 = 7.6$ MeV.

na figura. Os autores calculam que os erros envolvidos nesses resultados numéricos são da ordem de 20% ~ 30%. (Fig-2.9) (figuras de curvas de transição).

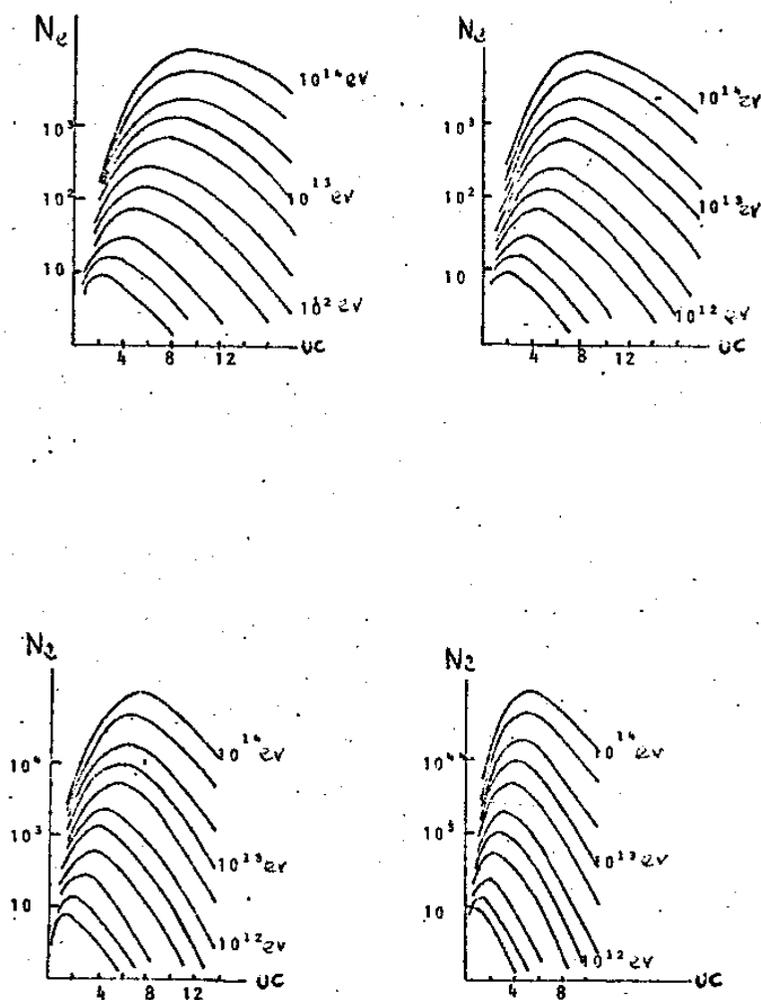


Fig. (2.9)

2.33 - Fotometria

Quando um chuveiro atravessa a chapa de raio-X deixa nela uma mancha preta que depende do tamanho do chuveiro e portanto da sua energia.

Foi desenvolvido então um método (*) para medir diretamente a opacidade dessa mancha (D), usando um aparelho de fotometria.

2.33.1 - Curvas de transição para fotometria.

Fixando valores de E_0 (energia do primário) e usando para R o valor do raio da fenda usada em nosso

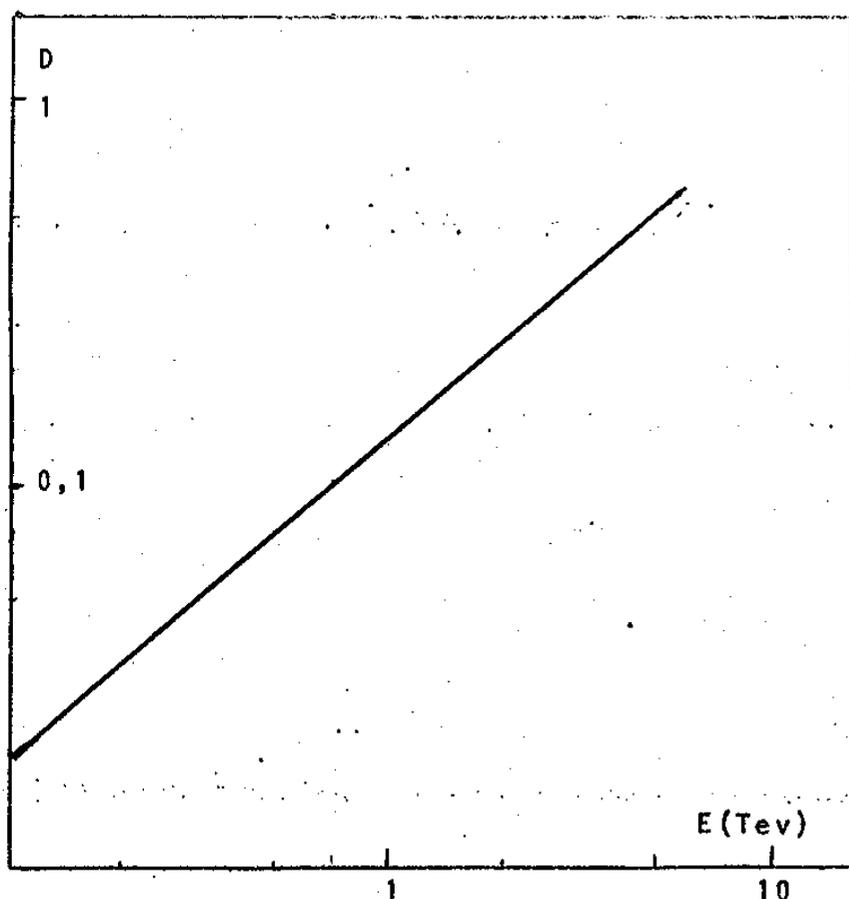


Fig. (2.10)

aparelho, podemos construir as curvas de transição (D_{xt}) para fotometria. Comparamos essas curvas teóricas com as obtidas experimentalmente e obtemos assim os valores de D_{max} para cada c.e.m. medida. Contando os mesmos eventos, conhecemos sua energia

e então podemos construir a curva de calibração $D_{\max} \times E_0$, que no papel log-log é uma reta. (Fig.2.10) Essa curva é diferente para cada câmara e depende também da inclinação da c.e.m.

2.34.1 - Determinação da energia através de contagem.

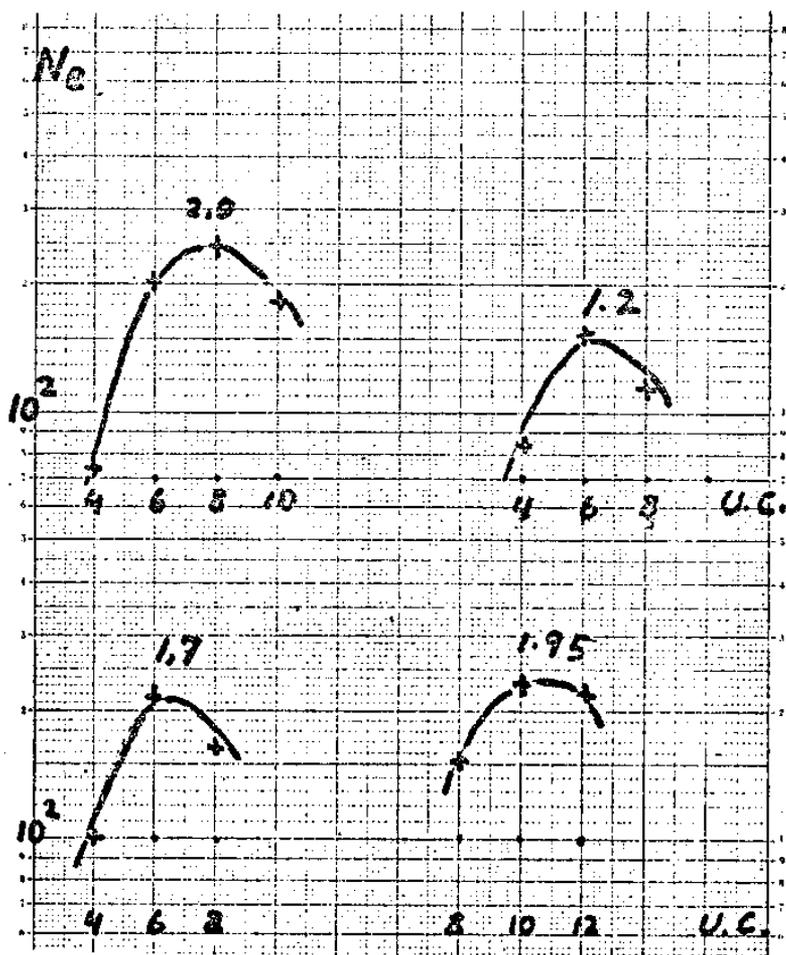


Fig. (2.11)

Para a contagem, usamos o microscópio REICHERT com obj. 100x e ocular 6,3x. São contados os traços que aparecem dentro de 1 quadro de $\sim 100 \mu$ de lado. Para uma mesma c.e.m. as contagens são feitas em diversas profundidades. A seguir traçamos as curvas número de elétrons x profundidade (Fig. 2.11). O número máximo de elétrons (obtido através dessa curva) é proporcional à energia da c.e.m. Usando então a curva que relaciona:

$N_{\max} \times E$ determinamos a

energia da c.e.m. (Fig.2.12) A relação $N_{\max} \times E$, como se vê pela figura, depende da inclinação com que o γ chega ao detetor.

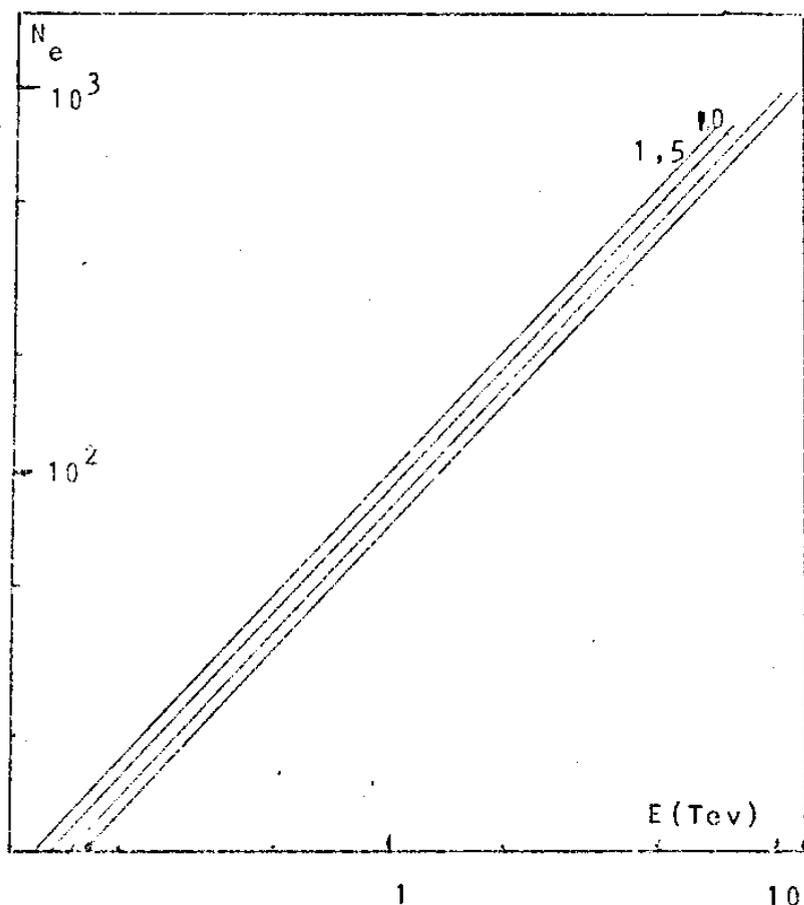


Fig. (2.12)

Os traços causados pelos elétrons são todos paralelos entre si, têm o mesmo comprimento e atravessam a emulsão toda, podendo assim ser distinguidos dos demais traços na emulsão. Caso a densidade de traços seja muito grande (o que dificulta muito a contagem), a contagem é feita com exceção de um quadrado centrado no centro do chuveiro, nesse caso usamos curvas de transição diferentes.

Para as contagens nós usamos diagramas (representando a escala existente dentro da ocular do microscópio) onde marcamos a posição de cada traço achado ao microscópio. Assim podemos comparar as contagens de várias pessoas até conseguirmos uma concordância boa (margem de 10%).

2.34.2 - Determinação da energia por fotometria.

Esse processo é usado apenas para as c.e.m. provenientes de interações na atmosfera. Isso porque nos C-jatos é impossível distinguir as diversas c.e.m. usando o filme de raio-X e mediríamos uma opacidade causada pela superposição das c.e.m.

Após marcar no filme um círculo de 1 cm de diâmetro, o evento é localizado no microscópio, usando ocular de 6,3x e obj. 20x ou 10x. A seguir, a objetiva é focalizada em um ponto onde não há c.e.m. e desviando o feixe luminoso para a fotomultiplicadora, medimos a corrente (I_0) devida a esse feixe que atravessa o filme numa região onde não há evento. Essa medida é repetida para outros pontos nas proximidades do evento. Depois fazemos o feixe luminoso atravessar a mancha causada pela c.e.m., e a corrente indicada pelo amperímetro (I) diminui. O prato do microscópio é então deslocado até obtermos um valor mínimo para I .

Obtidos os valores de I_0 e I para uma c.e.m. em diversas profundidades, colocamos em um papel mono-log $D(=\log I_0/I)$ contra t (profundidade).

Com o auxílio das curvas teóricas (2.33.1) traçamos as curvas que melhor concordam com os pontos experimentais. Temos assim os valores D_{\max} para cada c.e.m. Sabemos que:

$$D_{\max} \propto (E_0/R)^{0,85}$$

mas a constante de proporcionalidade varia de câmara para câmara (depende do tempo de exposição, condições de revelação, etc). Para cada câmara nós selecionamos alguns eventos fáceis para serem contados (número de traços não muito grande, inclinação conveniente) e determinamos sua energia através de contagem. A seguir, fazemos fotometria desses mesmos eventos e obtemos o D_{\max} para cada um deles e assim construímos a chamada curva de calibração:

$$D_{\max} \times E_{\text{cont}} \quad (\text{Fig. 14}).$$

É mais fácil (e mais rápido) fazermos fotometria do que contagens, por isso em geral para famílias atmosféricas é esse o processo mais usado para determinação da energia. No caso de C-jatos somos obrigados a usar o método de contagem, devido à pequena separação existente entre as c.e.m.

2.34.3 - Calibração

A F(2.13) mostra os resultados das medidas do fluxo vertical da

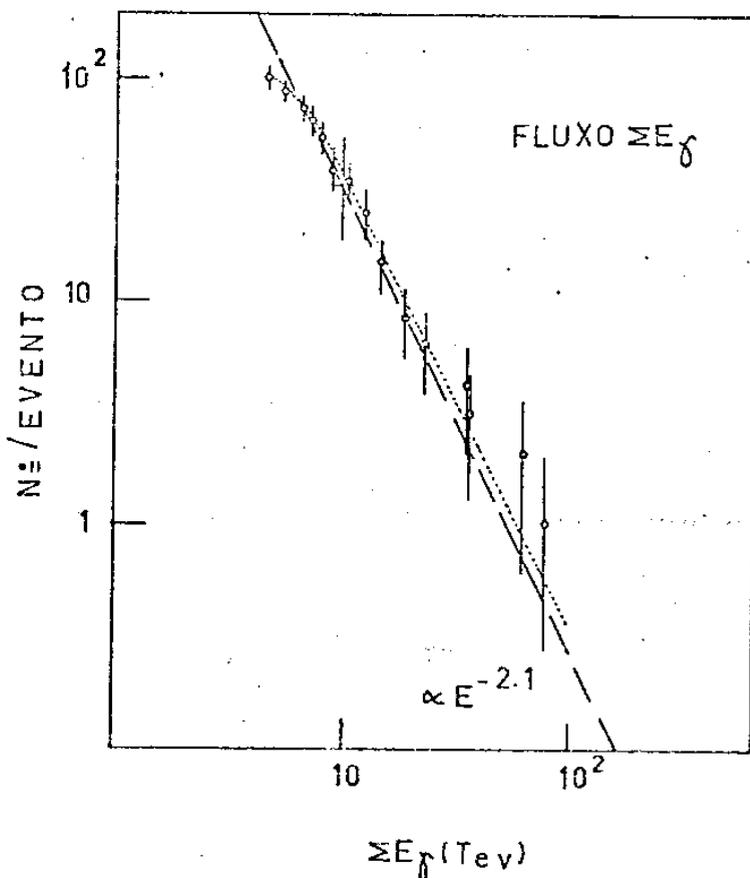


Fig. (2.13)

componente eletromagnética na região de $0.2 < \sum E\gamma < 50\text{TeV}$.

Uma expressão do tipo :

$$F_{em}(E) = 2.66 \times 10^{-9} \times E^{-(2.1 \pm 0.1)}, \quad E \text{ em eV} \quad \text{e} \quad F_{em} \text{ em cm}^{-2}\text{S}^{-1}\text{Shd}^{-1}$$

descreve bem os resultados experimentais.

Ao iniciarmos as contagens para uma nova câmara, nem sempre os resultados são bons logo de início, pois as contagens podem ser muito altas ou muito baixas. É necessária então uma calibração e para isso usamos o fluxo, o acoplamento cinemático $2\gamma \rightarrow \pi^0$ e eventos de outras câmaras já medidos.

Na calibração pelo fluxo, fazemos contagem de todos os eventos de alguns blocos e assim podemos obter o fluxo da componente eletromagnética.

Comparamos com os resultados obtidos anteriormente e vemos se os atuais são maiores, menores ou iguais, recontando até obtermos uma concordância.

Outro processo é o seguinte: antes de iniciarmos as contagens da câmara atual, são recontados alguns eventos convenientes de câmaras anteriores (fáceis de serem contados, isso é, não muito grandes, inclinação conveniente, etc) cuja energia (e portanto número de traços) se conhece, e as contagens são feitas até obtermos uma concordância razoável ($\sim 10\%$).

Outro método ainda é o acoplamento cinemático $2\gamma \rightarrow \pi^0$, usando para os C-jatos. Para isso selecionamos eventos produzidos no piche (conforme explicado em 2.23) e nos quais é possível a identificação de apenas 2 c.e.m. Assumimos (após uma contagem preliminar), que os 2γ provêm de um mesmo π^0 . Usando conservação de energia e

de momentum podemos obter uma relação entre as energias dos dois γ , a distância entre eles (d) e a altura (H) de produção dos γ^* :

$$H = d \sqrt{\frac{E_1 E_2}{m_0 c^2}}$$

Como a interação foi no piche, nós conhecemos H com boa precisão (o erro é a própria espessura do alvo, no caso da C-15 a altura média $\langle H \rangle = 161 \pm 14$ cm).

Contamos então as duas c.e.m. até obtermos valores para as energias E_1 e E_2 que dêem a altura exata. É claro que quando a c. e.m. entra com um ângulo zenital ϕ , a altura obtida por contagem deve ser:

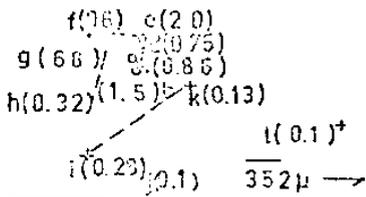
$$H = \langle H \rangle / \cos\phi$$

2.35 - Diagrama de alvo com energia.

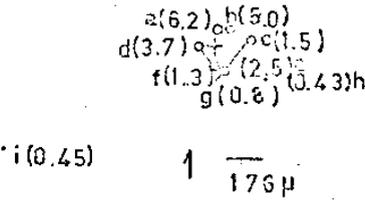
Uma vez conhecidas as energias das c.e.m., nós construímos o diagrama de alvo definitivo (2.23) com a energia dos γ e já corrigido pela inclinação. Apresentamos diagramas de alvo dos C-jatos usados nesse trabalho, com a posição dos γ , suas energias e o $\cos\phi$ (ângulo zenital) nas Fig.(2.14)

*Como a vida média do π^0 é $\sim 1,8 \times 10^{-16}$ s, podemos dizer que H é a altura onde ocorreu a interação nuclear. Para π^0 com energia ~ 70 TeV, o fator de Lorentz é $\sim 5 \times 10^5$, sua vida média no sistema laboratório 10^{-10} s. e a distância que o π^0 percorre antes de decair é no máximo 1 cm.

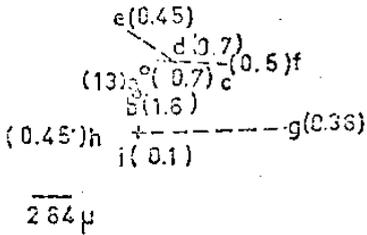
C 15 I B141 NO 200(RIO)



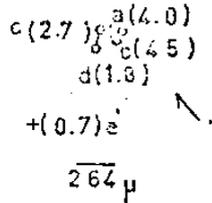
C 15 I B150 NO 60/ (RIO)



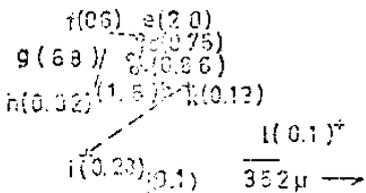
C 15 I B154 NO 60 2 (RIO)



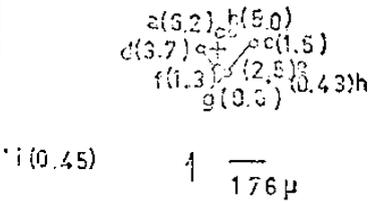
C 15 I B 120 NO 500 (RIO)



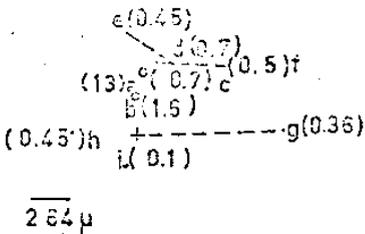
C 15 I B141 NO 200(RIO)



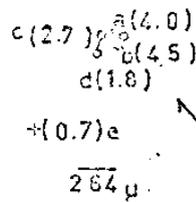
C 15 I B150 NO 60/ (RIO)



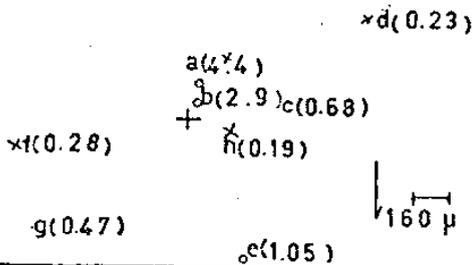
C 15 I B154 NO 60 2 (RIO)



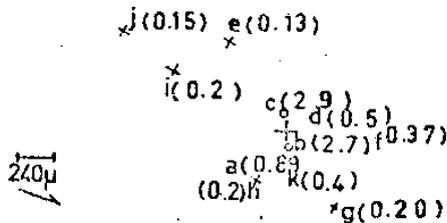
C 15 I B 120 NO 500 (RIO)



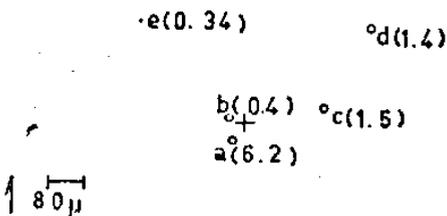
C 15 I B 89 NO 606 (CAMP)



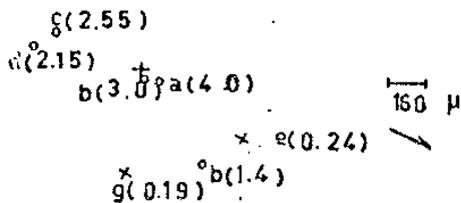
C 15 I B93 NO 404 (CAMP.)



C 15 I B111 NO 60 2 (CAMP)



C 15 I B113 NO 301 (CAMP.) h(0.74)



3 - ANÁLISE

3.1 - C-jatos

Identificados os C-jatos, e medidas suas energias, a etapa seguinte é a análise, descrita nas próximas seções. Antes, porém, vamos analisar os limites experimentais nas medidas dos C-jatos.

A busca ao microscópio foi feita em um quadrado de 0,5 cm de lado e como a altura média de interação (2.34.3) é 161cm isso nos dá um limite de detecção para o ângulo de emissão θ_γ da ordem de 10^{-3} rd.

Devido à radiação de fundo, a energia mínima detetável é da ordem de 0,2 TeV. A figura 3.1 mostra o diagrama $E_\gamma \times r_\gamma$ (distância de ca-

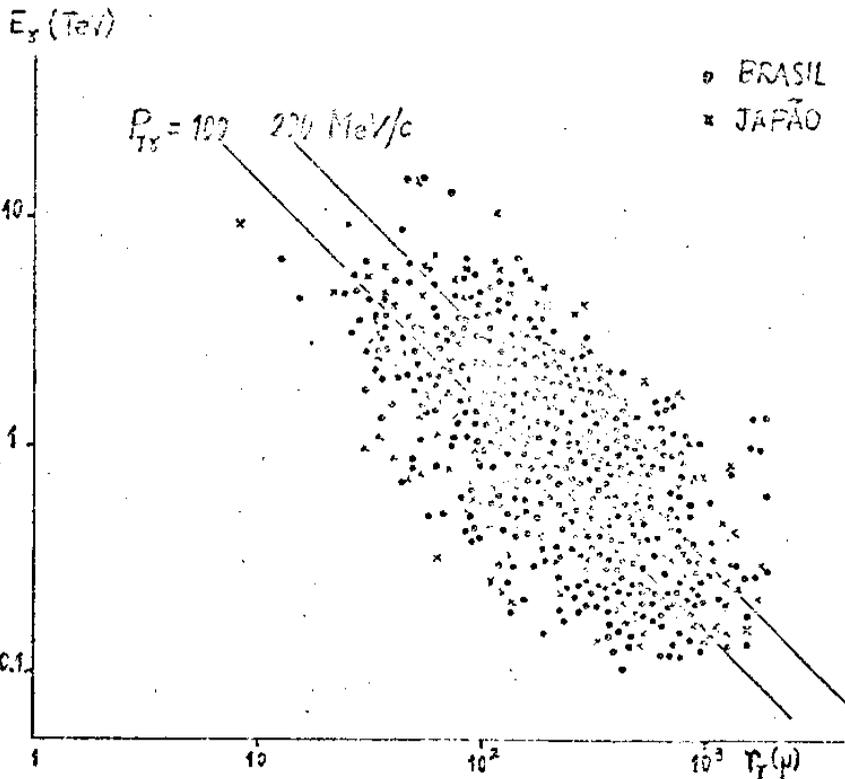


Fig. (3.1)

da c.e.m. ao centro - ponderado de energia), e pode notar-se que até energias da ordem de 0,3TeV não há perdas significativas, apesar de perdas causadas pela limitação imposta a θ . O limiar de detecção dos C-jatos depende da eficiência da busca a olho nu no filme de raio-X. A figura 3.2 nos dá o fluxo $\sum E_\gamma$ (energia

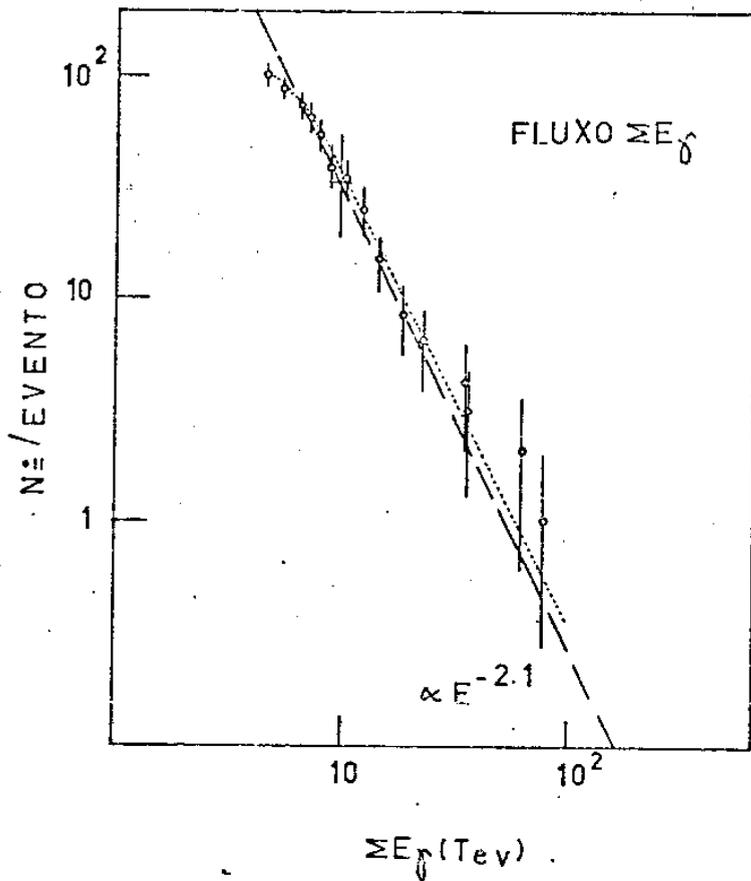


Fig. (3.2)

total do C-jato) , e pode-se ver que para $\sum E_{\gamma} \sim 7$ TeV já ocorrem perdas. Para $\sum E_{\gamma} > 7$ TeV não há mais perdas muito significativas. Como se pode observar, para as câmaras 12, 13 o limiar de detecção para os C-jatos era mais baixo. Isso porque, naquelas câmaras, a distância entre o alvo (camada de piche) e o detetor era da ordem de 110 cm, e as c.e.m. não se abriam muito sendo facilmente localizadas, mesmo as de menor energia. Na câmara 15, a distância é 161 cm (30% maior) e as c.e.m. aparecem muito difusas, sendo mais difícil localizar as de menor energia.

3.11 - Distribuição de energia dos γ .

As Fig. 3.3,4,5 nos dão a distribuição integral de energia para os γ . Observamos que os dados se distribuem ao longo de uma reta

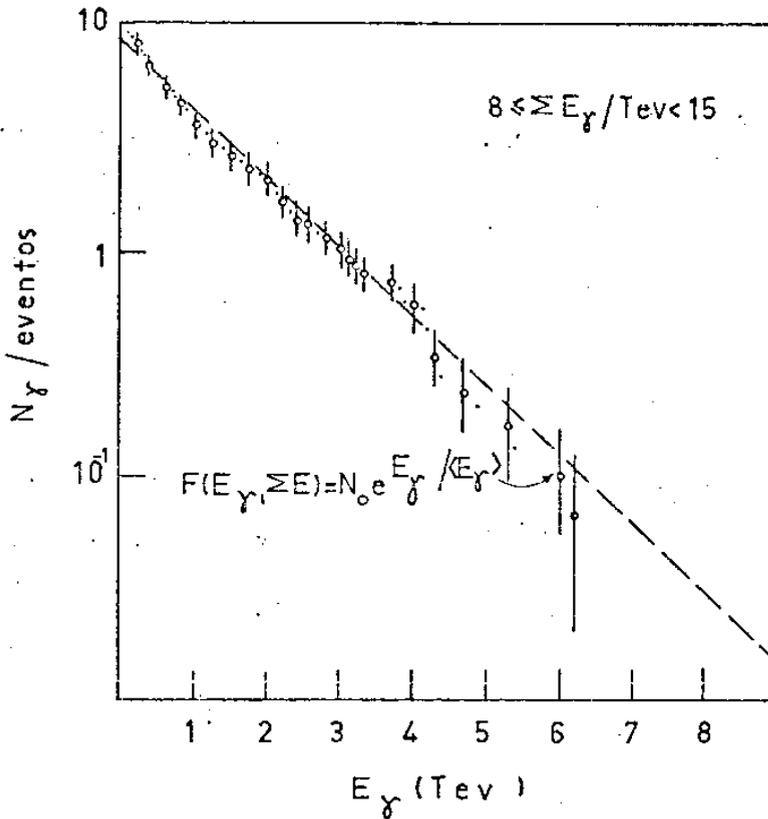


Fig. (3.4)

(papel mono-log) que é descrita pela fórmula empírica:

$$F(E_\gamma, \sum E_\gamma) \approx A e^{-BE_\gamma}$$

Separamos os dados em 3 faixas de energia:

$$5 < \sum E_\gamma (\text{TeV}) < 8,$$

$$8 < \sum E_\gamma (\text{TeV}) < 15,$$

$$15 \text{ TeV} < \sum E_\gamma$$

Verificamos que tanto para as câmaras 12 e 13 como para a câmara 15 (fig.3.6) o valor de A, que chamaremos multiplicidade extrapolada é o mesmo e também não depende da faixa de energia, sendo $\sim 8,5$.

Tab. I
CÂMARA Nº 15

| $\sum E_\gamma (\text{TeV})$ | Nº/evento | $\langle E_\gamma \rangle (\text{TeV})$ | Γ | Nº ev. | $\langle \sum E_\gamma \rangle (\text{TeV})$ |
|------------------------------|-----------|---|-----------------|--------|--|
| $5 < \sum E_\gamma < 8$ | 8 ± 1 | $0,8 \pm 0,1$ | $5 \cdot 10^3$ | 26 | $6,6 \pm 0,2$ |
| $8 < \sum E_\gamma < 15$ | 9 ± 1 | $1,4 \pm 0,2$ | $8 \cdot 10^3$ | 32 | $11,1 \pm 0,4$ |
| $\sum E_\gamma > 15$ | 9 ± 1 | 4 ± 1 | $20 \cdot 10^3$ | 11 | 33 ± 6 |

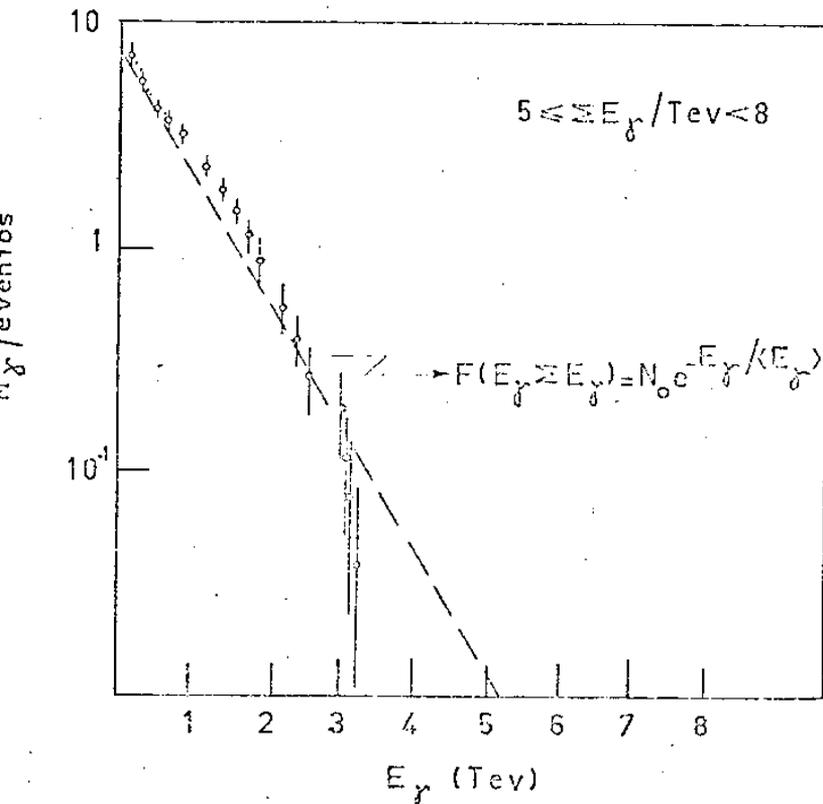


Fig. (3.3)

so pode ser visto melhor, fazendo a distribuição da energia fracionária dos γ . Como se pode ver pela fig. 3.7 para todas as faixas de energia os dados experimentais podem ser descritos por:

$$F(R) = N_0 e^{-R/R_0}$$

(3.31)

Verificamos que o coeficiente angular B é igual ao inverso da energia média ($\langle E_{\gamma} \rangle$) para cada uma das faixas. Então:

$$F(E_{\gamma}, \sum E_{\gamma}) = N_0 e^{-E_{\gamma} / \langle E_{\gamma} \rangle}$$

$$\langle E_{\gamma} \rangle = \sum E_{\gamma} / N_0 = \Gamma \langle E^* \rangle$$

onde $\langle E^* \rangle$ é a energia média no sistema em repouso do estado intermediário.

Como se vê, a multiplicidade extrapolada dos γ não depende de $\sum E_{\gamma}$.

Para todas as faixas de energia, uma exponencial simples descreve bem os dados experimentais. Is-

$$R_0 = 1/N_0$$

$$R = E_Y / \sum E_Y$$

O fato de apresentarmos os dados em função da energia fracionária, equivale a normalizarmos a energia de todos os C-jatos para um mesmo valor. Analisando os momentos transversais (próxima secção) obteremos:

$\langle E^* \rangle = 175 \pm 10$ MeV, e daí:

$$\Gamma = \langle E \rangle / \langle E^* \rangle = \sum E_Y / N_0 \langle E^* \rangle = \sum E_Y / m_Y^* c^2 \quad (3.2)$$

onde $m_Y^* c^2 = N_0 \langle E^* \rangle$ é a massa do estado intermediário, sob forma de γ no seu sistema.

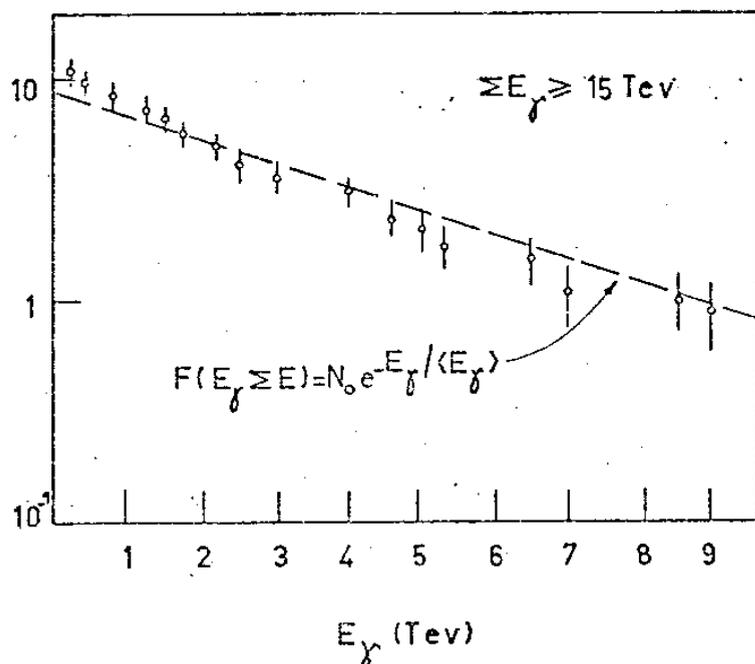


Fig. (3.5)

$$m_Y^* c^2 = \sum E_Y / \Gamma = N_0 \langle E^* \rangle \quad (3.3)$$

Podemos então usar os valores de $\langle E \rangle$ calculados atrás (tab.1) e usando para $\langle E^* \rangle$ o valor 175 ± 10 MeV, obteremos Γ de (3.2) e (3.3) tiramos a massa (Tab.11). O valor médio será $m_Y^* c^2 = (1.4 \pm 0.1)$ GeV

$$e \quad m_{YDV}^* c^2 = 1.45 \pm 0.09$$

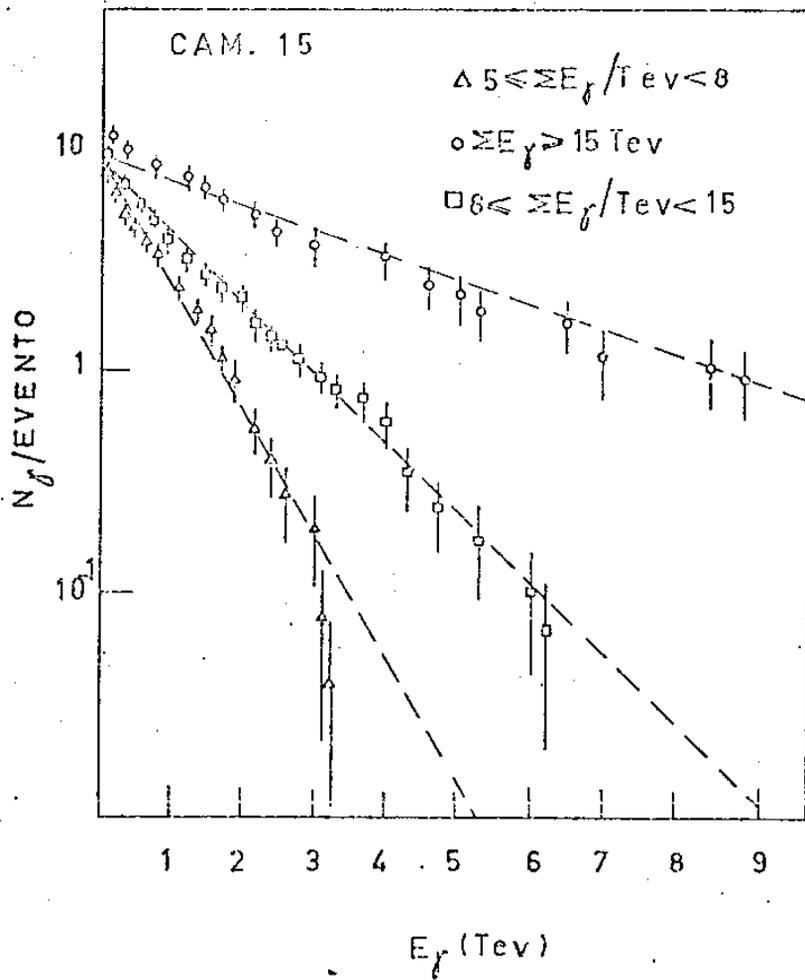


Fig. (3.6)

A conclusão que chegamos é que a partir da multiplicidade extrapolada - constante observada experimentalmente e usando $\langle E^* \rangle = 175 \pm 10 \text{MeV}$, obtemos um valor constante para a massa $m(\gamma^* c^2 = 1,4 \text{GeV}$ de um estado intermediário. Ao analisarmos a fig.3.6 vimos que a expressão:

$$F(E_\gamma, \sum E_\gamma) = N_0 e^{-E_\gamma / \langle E_\gamma \rangle}$$

descreve bem os resultados, e para cada faixa de $\sum E_\gamma$ há um certo valor $\langle E_\gamma \rangle$. Substituindo na expressão acima:

$$\langle E_\gamma \rangle = \sum E_\gamma / N_0 \quad \text{temos:}$$

$$F(E_\gamma, \sum E_\gamma) = N_0 e^{-E_\gamma N_0 / \sum E_\gamma} \quad (3.4)$$

donde concluímos que se tomarmos como variável $E_\gamma / \sum E_\gamma$, e como N_0 é constante, teremos apenas uma única reta. É o que nos mostra a figura (3.7)

TAB. II
CÁMARAS 12, 13

| ΣE_Y (TeV) | Nº/evento | $\langle E_Y \rangle$ (TeV) | Γ | Nº ev. | $\langle \Sigma E_Y \rangle$ (TeV) |
|------------------------|-----------|-----------------------------|-----------------|--------|------------------------------------|
| $0,4 < \Sigma E_Y < 1$ | 9 ± 2 | $0,096 \pm 0,001$ | 600 | 8 | 0,864 |
| $1 < \Sigma E_Y < 3$ | 8 ± 2 | $0,19 \pm 0,02$ | 10^3 | 15 | 1,52 |
| $3 < \Sigma E_Y < 5$ | 9 ± 2 | $0,53 \pm 0,08$ | $3 \cdot 10^3$ | 36 | 4,77 |
| $5 < \Sigma E_Y < 8$ | 9 ± 1 | $0,7 \pm 0,1$ | $4 \cdot 10^3$ | 29 | 6,3 |
| $8 < \Sigma E_Y < 15$ | 9 ± 2 | $1,0 \pm 0,1$ | $6 \cdot 10^3$ | 14 | 9,0 |
| $\Sigma E_Y > 15$ | 9 ± 2 | $1,9 \pm 0,2$ | $12 \cdot 10^3$ | 5 | 17,0 |

TAB. II
CÁMARA 15

| ΣE_Y (TeV) | Nº/evento | $\langle E_Y \rangle$ (TeV) | Γ | Nº ev. | $\langle \Sigma E_Y \rangle$ (TeV) | $\langle E_Y \rangle$ (GeV/c ²) |
|-----------------------|-----------|-----------------------------|-----------------|--------|------------------------------------|---|
| $5 < \Sigma E_Y < 8$ | 8 ± 1 | $0,8 \pm 0,1$ | $5 \cdot 10^3$ | 26 | $6,6 \pm 0,2$ | 1,26 |
| $8 < \Sigma E_Y < 15$ | 9 ± 1 | $1,4 \pm 0,2$ | $8 \cdot 10^3$ | 32 | $11,1 \pm 0,4$ | 1,39 |
| $\Sigma E_Y > 15$ | 9 ± 1 | 4 ± 1 | $20 \cdot 10^3$ | 11 | 33 ± 6 | 1,64 |

$$\langle E_Y \rangle = 1,4 \text{ GeV/c}^2$$

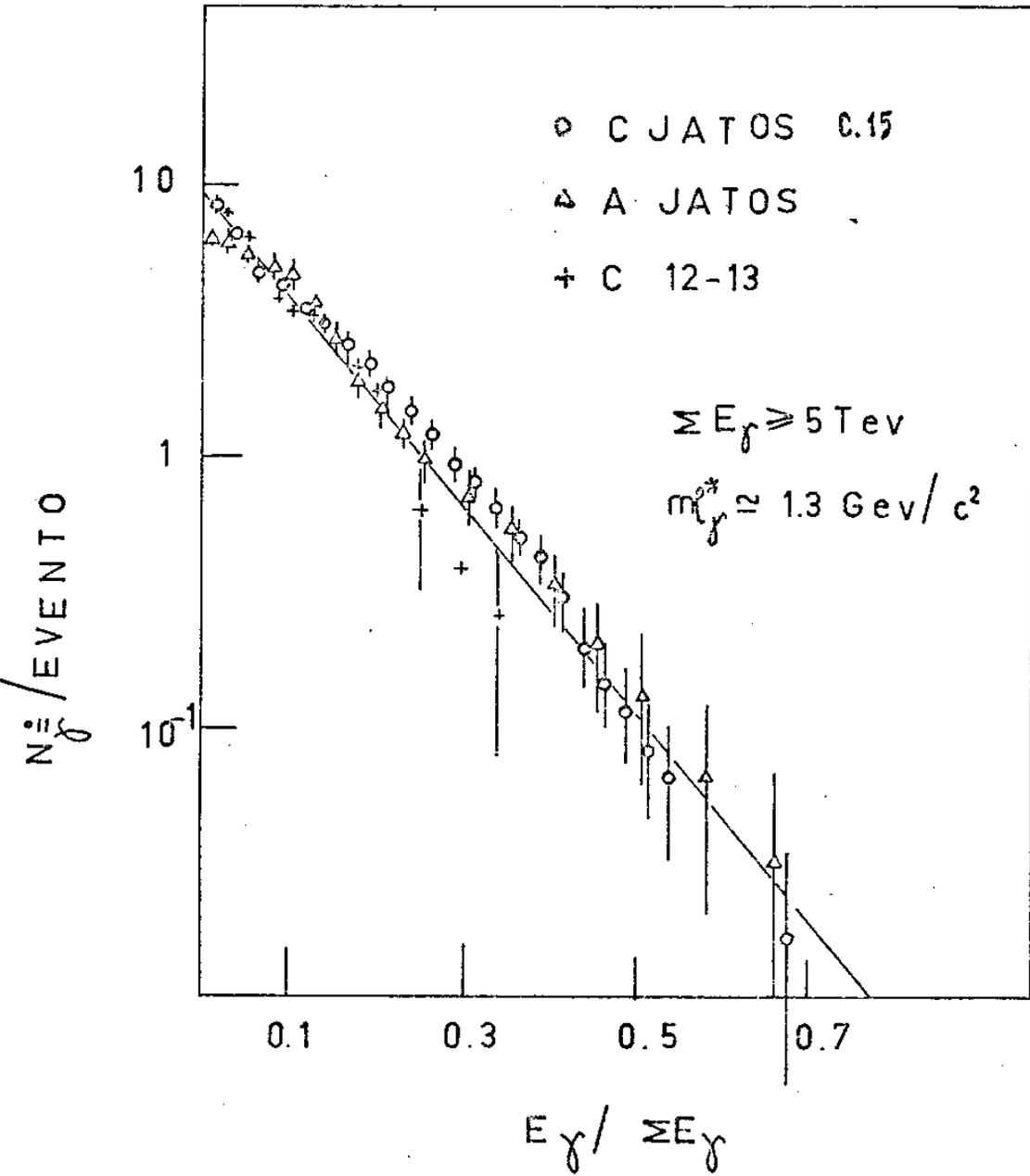


Fig. (3.7)

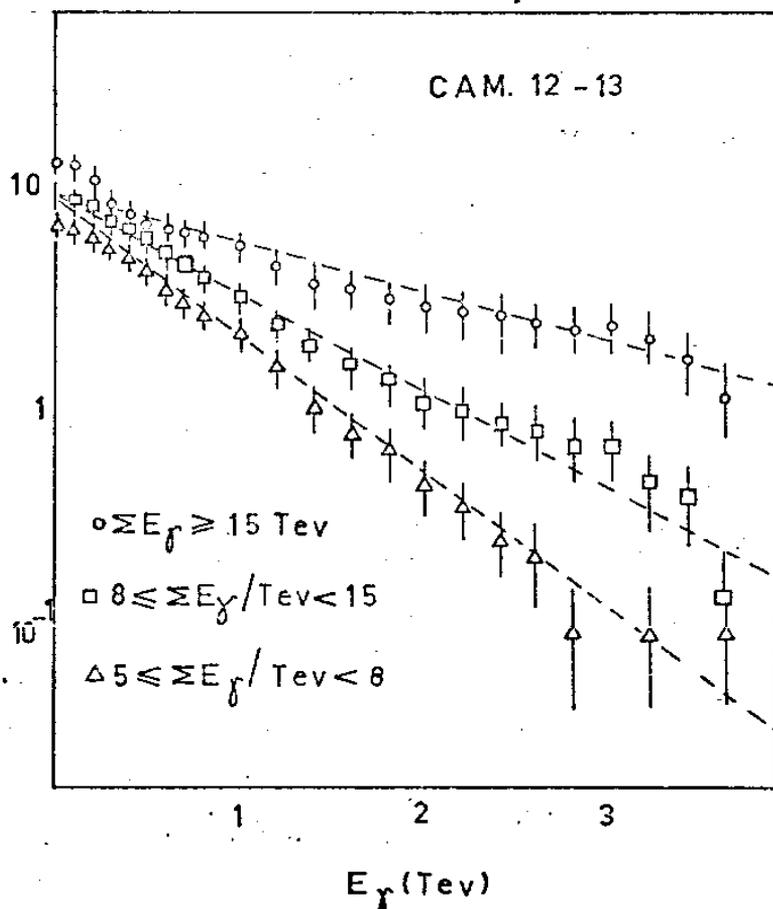


Fig. (3.8)

3.12 - Distribuição angular dos γ .

Para obtermos as distribuições angulares dos γ , precisamos saber a direção em que se move o estado intermediário e a altura em que se deu a interação. A altura de interação é obtida por acoplamento cinemático $2\gamma + \pi^0$ (ver 3.34.3). Vamos tomar o ponto onde a direção de incidência do estado intermediário atravessa o detetor como sendo a origem de um sistema de coordenadas na qual a soma dos momentos transversais é zero:

$$\sum_i P_{T_i} = 0 = \sum_i E_i R_i / H = 0$$

ou seja:

$$\sum_i E_i x_i = 0, \quad \sum_i E_i y_i = 0$$

Como se vê, a origem desse sistema é o centro ponderado de energia, dado por:

$$X = \sum_i E_i x_i / \sum_i E_i$$

$$Y = \sum_i E_i y_i / \sum_i E_i$$

onde x_i e y_i são as coordenadas do i -ésimo γ em relação a um sistema arbitrário.

Medindo então a distância R_i de cada γ até a esse centro, e dividindo pela altura a interação obtemos os ângulos de emissão para cada γ .

Conforme demonstrado por Duller-Walker (*), se partículas são emitidas isotropicamente por um centro que se move com fator de Lorentz Γ_c em relação ao sistema de laboratório, teremos:

$$F(\theta)/(1 - F(\theta)) = (\Gamma_c \tan \theta)^2 \quad (3.5)$$

onde $F(\theta)$ é a porcentagem dos γ com ângulo inferior a θ .

Se fizermos então o gráfico (no papel log-log) de $F(\theta)/(1-F(\theta))$ contra $\tan \theta$ deveremos obter uma reta de coeficiente angular 2 (se a

*Duller, Walker, Phys., Rev., 93, 215 (1954)

emissão for isotrôpica).

O ponto onde $F(\theta)/(1-F(\theta)) = 1$ corresponde ao ângulo chamado mediano ($\theta_{1/2}$):

$$2 \log(\Gamma_c \text{ tang } \theta_{1/2}) = 0 \quad , \quad \Gamma_c = 1/\text{tang } \theta_{1/2} \quad (3.6)$$

TABELA III

| FAIXA (TeV) | Γ (DULLER-WALKER) | $\Gamma = \langle E \rangle / \langle E^* \rangle$ | $m_{\pi^0} c^2$ (GeV) | $m_{\pi^{\pm}} c^2$ (GeV) |
|---------------------------------|-----------------------------|--|-----------------------|---------------------------|
| $5 \leq \Sigma E_{\gamma} < 8$ | 5200 | 4571 ± 832 | $1,26 \pm 0,04$ | $1,4 \pm 0,3$ |
| $8 \leq \Sigma E_{\gamma} < 15$ | 3000 | 8000 ± 1599 | $1,39 \pm 0,05$ | $1,4 \pm 0,3$ |
| $15 \leq \Sigma E_{\gamma}$ | 20000 | 22857 ± 7017 | $1,7 \pm 0,3$ | $1,4 \pm 0,7$ |

$$\langle E^* \rangle = \frac{\Gamma c}{N_{\gamma}}$$

164 MeV

171 MeV

$$m_{\pi^0} = (1,4 \pm 0,1) \text{ GeV}/c^2$$

$$m_{\pi^{\pm}} = (1,45 \pm 0,09) \text{ GeV}/c^2$$

A Tabela IV abaixo apresenta os valores do fator de Lorentz para os C -jatos das Câmaras 12 e 13, bem como a energia média dos raios gamas.

Também aqui o que se observa é uma boa concordância entre os nossos resultados e os das Câmaras anteriores.

TABELA IV

| ΣE_{γ} (TeV) | Nº/evento | $\langle E_{\gamma} \rangle$ (TeV) | Γ | Nº ev. | $\langle \Sigma E_{\gamma} \rangle$ (TeV) |
|-------------------------------|-----------|------------------------------------|-----------------|--------|---|
| $0,4 < \Sigma E_{\gamma} < 1$ | 9 ± 2 | $0,096 \pm 0,001$ | 600 | 8 | 0,864 |
| $1 < \Sigma E_{\gamma} < 3$ | 8 ± 2 | $0,19 \pm 0,02$ | 10^3 | 15 | 1,52 |
| $3 < \Sigma E_{\gamma} < 5$ | 9 ± 2 | $0,53 \pm 0,08$ | $3 \cdot 10^3$ | 36 | 4,77 |
| $5 < \Sigma E_{\gamma} < 8$ | 9 ± 1 | $0,7 \pm 0,1$ | $4 \cdot 10^3$ | 29 | 6,3 |
| $8 < \Sigma E_{\gamma} < 15$ | 9 ± 2 | $1,0 \pm 0,1$ | $6 \cdot 10^3$ | 14 | 9,0 |
| $\Sigma E_{\gamma} > 15$ | 9 ± 2 | $1,9 \pm 0,2$ | $12 \cdot 10^3$ | 5 | 17,0 |

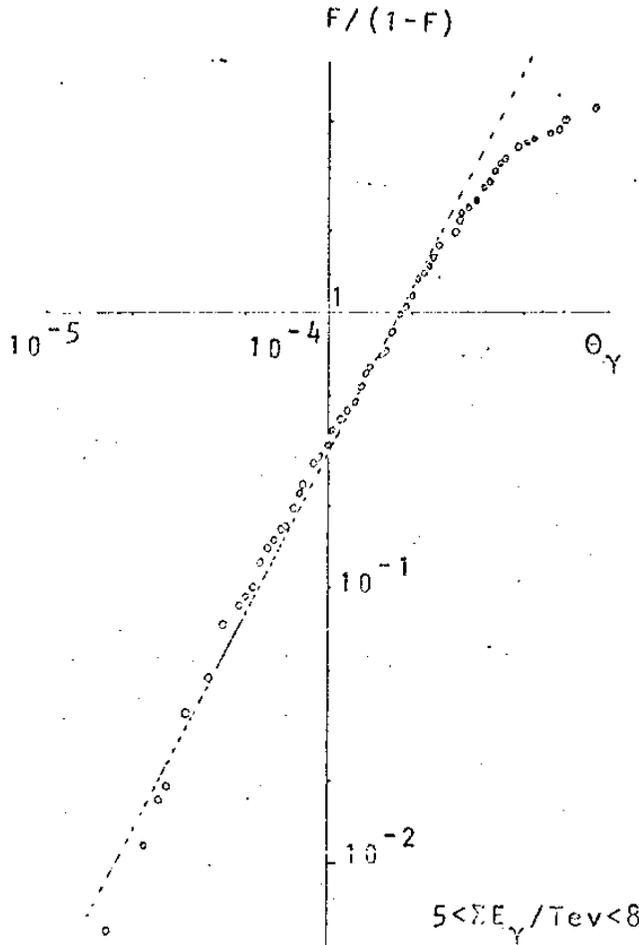


Fig. (3.9)

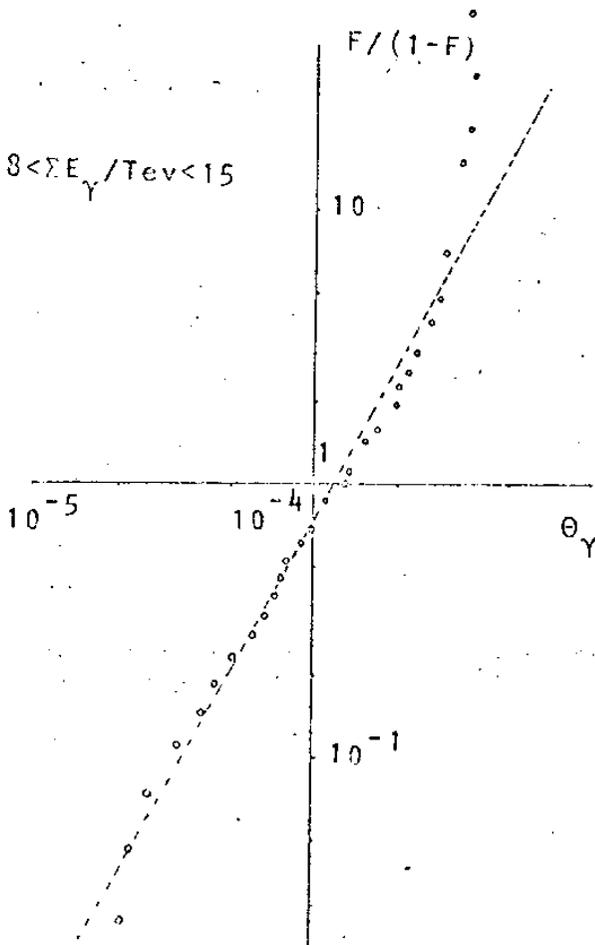


Fig. (3.10)

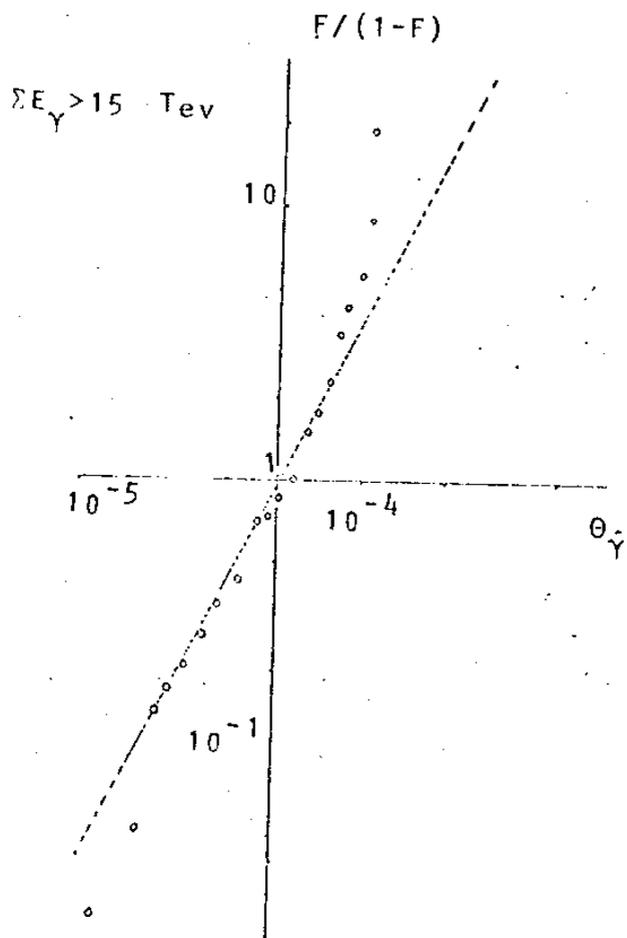


Fig. (3.11)

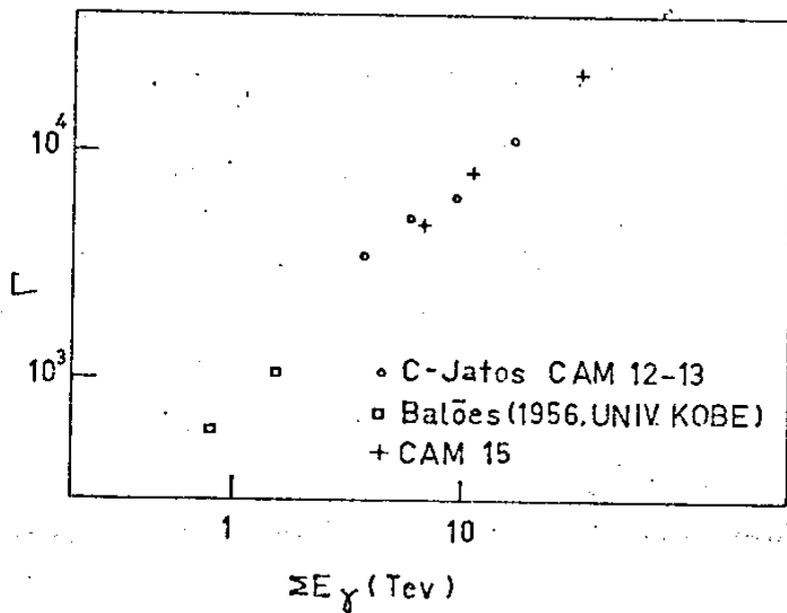


Fig. (3.12)

Consideremos as Fig. (3.9, 3.10 e 3.11) vistas atrás.

As figuras nos dão os gráficos de Duller-Walker para os C-jatos analisados, divididos em várias faixas de energia. A fração $F(\theta)$ é calculada usando-se não a multiplicidade observada mas a extrapolada. Vê-se então que os resultados experimentais concordam bem com a reta de inclinação 2, conforme previsto teoricamente. Observa-se ainda que há perdas para as partículas emitidas para trás (ângulos maiores) na faixa de menor energia, isso porque essas partículas tem energias menores, podendo estar abaixo do limiar.

Para as faixas de energia maior não existem perdas, podendo haver até supercompensação ($\sum E_\gamma > 15 \text{ TeV}$) devido à contribuição de um segundo estado intermediário ou talvez de um outro estado de massa e multiplicidades maiores. Isso discutiremos adiante.

A tabela III indica os valores de Γ_c obtidos através do gráfico Duller-Walker para os C-jatos das câmaras 12, 13 e 15.

A transformação de Lorentz que relaciona a energia do estado intermediário no sistema de laboratório e no sistema do estado intermediário em repouso é:

$$\sum E_\gamma = \Gamma m_\gamma^* c^2$$

onde $m_\gamma^* c^2$ é a parte da energia em repouso do estado intermediário que é liberada sob forma de raios γ .

Podemos então colocar num gráfico $\sum E_\gamma \times \Gamma$ (fig 3.12) e assim obter o valor de $m_\gamma^* c^2$. Nessa figura também estão colocados os dados obtidos pelas câmaras 12 e 13 (C-jatos) e das experiências feitas com balões por grupos japoneses, e temos $m_\gamma^* = 1.4 \pm 0.1 \text{ GeV}/c^2$.

Na secção anterior obtivemos a multiplicidade extrapolada, podemos

agora calcular a energia média dos γ no sistema em repouso do estado intermediário.

$$\langle E_Y^* \rangle = \frac{\sum E_Y^*}{N_Y} = 1.5 \text{ GeV} / 8.5 = 180 \text{ MeV}.$$

valor esse já usado no item anterior.

3.13 - Distribuição dos P_T para os γ .

Para cada γ de cada C-jato, podemos calcular $\text{tg } \theta_Y \cdot \sum E_Y$. Fazemos agora o gráfico $\text{tg } \theta_Y \cdot \sum E_Y \times P_T$, onde P_T é o momentum transversal. Para traçar as linhas tracejadas usamos as relações:

$$P_T = P \cdot \text{sen } \theta^* \tag{3.7}$$

$$(\sum E_Y) \text{tg } \theta_Y = \sum E_Y^* \text{tg } (\theta_Y^*/2) \tag{3.6}$$

Através desse gráfico relacionamos a energia e os ângulos no sistema em repouso do Estado Intermediário ou "cluster" (fig.3.13)

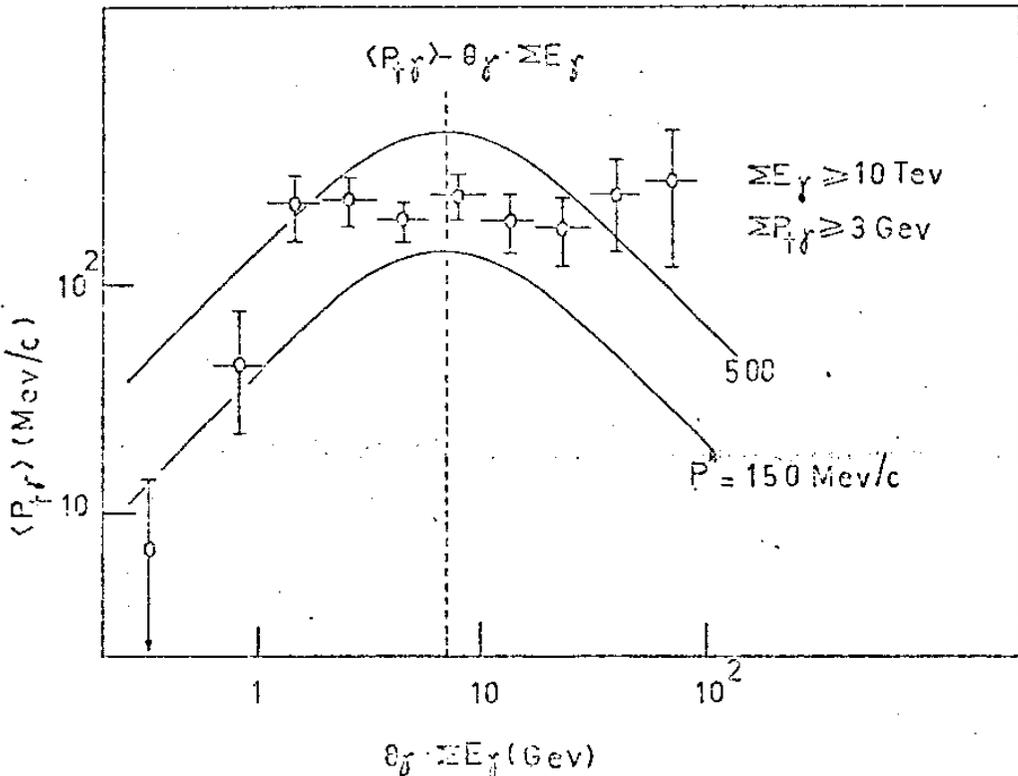


fig. (3.13)

As curvas tracejadas dão a relação das 2 variáveis (3.6), para certos valores dados de P^* . Como se vê, na região de $\sum E_\gamma$ pequenos P_T está diminuindo. Na região das partículas emitidas para trás ($\theta_\gamma \sum E_\gamma$ grande) há deficiência na detecção para eventos de baixa energia e superposição de partículas da segunda bola de fogo, nos eventos de maior energia. Portanto, vamos nos restringir à análise da parte correspondente às partículas emitidas para a frente.

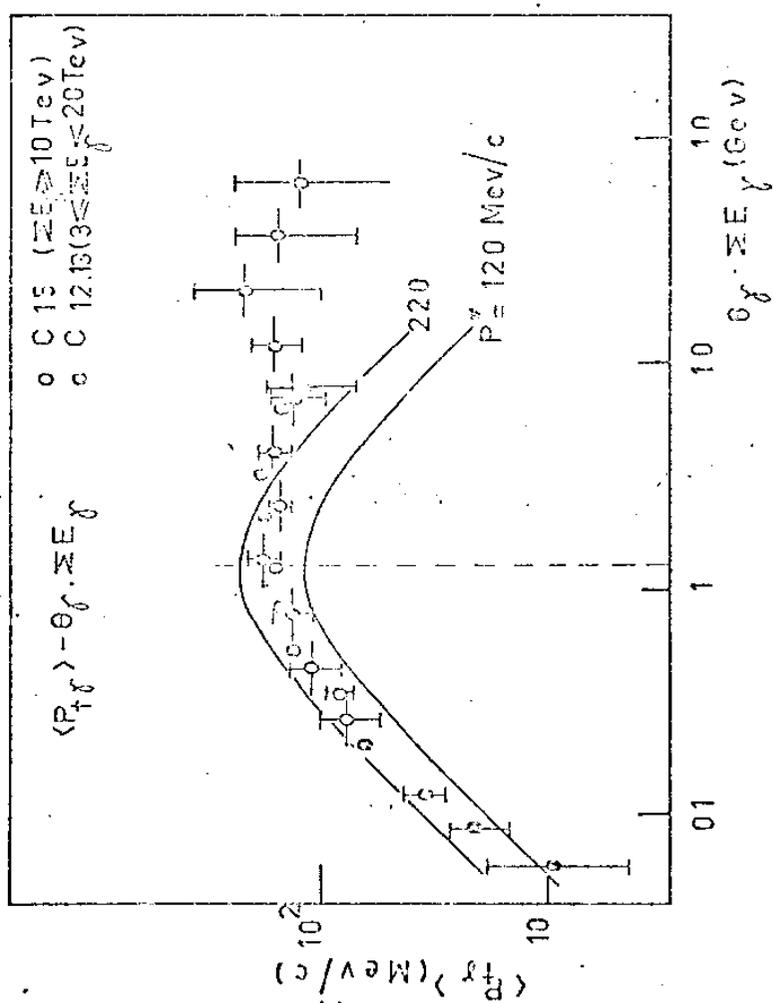


fig. (3.14)

frente.

Esse $\langle P_T \rangle$ nós obtemos diretamente tomando faixas de $\theta_\gamma \sum E_\gamma$ e calculando o $\langle P_T \rangle$ nessas faixas. Os desvios indicados são os desvios quadráticos médios, para os $\langle P_T \rangle$, e a largura da faixa considerada, para $\theta_\gamma \sum E_\gamma$. Comparando com as curvas teóricas, a que melhor concorda é a correspondente a $\langle p^* \rangle = 175 \text{ MeV/c}$, esse resultado concorda com

o obtido na sec. anterior ($\langle E^* \rangle = 180 \text{ Mev} = \langle p^* \rangle c$).

Conforme a relação (3.6) p_T varia e p é independente da ângulo de emissão θ_γ^* . No intervalo de energia considerado (de 3 Tev a 20 Tev) p^* se mantém constante, o que concorda com o resultado do item anterior ($\langle E^* \rangle \sim$ constante na mesma faixa de energia. Isso equivale a dizer que a "temperatura" do estado intermediário da ordem de $KT \cong \langle E^* \rangle$, ou seja $T = 10^{12} \text{°K}$). Nas fig. (3.13) e (3.14) traçamos a linha correspondente a

$$\Sigma E_\gamma \theta_\gamma = m_\gamma^* c^2 = 1,3 \text{ Gev}/c^2 \quad \text{e também} \quad m_\gamma^* c^2 = 6 \text{ Gev}/c^2,$$

ou seja $\theta_\gamma^* = \pi/2$. A parte à esquerda dessa linha corresponde às partículas emitidas para a frente, e a parte à direita às partículas emitidas para trás (no sistema de repouso do Estado intermediário).

Como se vê facilmente, o máximo das duas curvas dessas figuras são nitidamente diferentes. Sobre isso voltaremos a falar nas conclusões desse capítulo.

Vamos analisar agora a distribuição diferencial de p_T para os raios gamas.

A análise do espectro de energia permite obter N_γ , e a distribuição angular dá o fator de Lorentz. Desses resultados podemos obter $\langle p^* \rangle$ e a massa da bola de fogo, do seguinte modo:

A distribuição de momenta dos γ no sistema em repouso:

$$f(p^*) dp^* = \phi(p_Y^*) dp_Y^* \frac{d\Omega^*}{4\Gamma} \quad (3.8)$$

$$\int \phi(p_Y^*) dp_Y^* = N_\gamma \quad (3.9)$$

$$\int \phi(p_Y^*) p_Y^* dp_Y^* = \langle p_Y^* \rangle N_\gamma \quad (3.10)$$

Seja $F(E_\gamma, \Gamma)$ o espectro integral dos γ com energia maior que E_γ emitidos de um estado intermediário que se move com fator de Lorentz Γ

$$\begin{aligned} F(E_\gamma, \Gamma) &= \iiint_{\Gamma p_Y^* (1 + \cos \theta_Y^*) > E_\gamma} f(p_Y^*) dp_Y^* \\ &= \int dp^* \left(1 - \frac{E_\gamma}{2\Gamma p^*}\right) \phi(p^*) \end{aligned} \quad (3.11)$$

usando a expressão achada anteriormente:

$$F(E_\gamma, \{E_\gamma\}) = N_\gamma e^{-E/\langle E \rangle}$$

temos, de (3.9) e (3.10):

$$\phi(p_Y^*) dp_Y^* = N_\gamma e^{-p_Y^*/p_0} p_Y^* dp_Y^*/p_0^2 \quad (3.12)$$

$$p_0 = \langle p_Y^* \rangle / 2 = m_\gamma c / 2N_\gamma$$

Já achamos $m_Y^* = 1.3 \text{ GeV}/c^2$ e $N_Y = 8$, então

$$\langle p^* \rangle = m_Y^* c / N_Y = 178 \text{ MeV}/c \quad \text{e} \quad p_0 \approx 90 \text{ MeV}/c$$

(A relação (3.12) é empírica e não muito exata).

Para uma distribuição de momenta do tipo:

$$f(p^*, \theta^*) dp^* d(\cos \theta^*) = \frac{4p^*}{\langle p^{*2} \rangle} e^{-\frac{2p^*}{\langle p^* \rangle}} dp^* \frac{1}{2} d(\cos \theta^*) \quad (3.13)$$

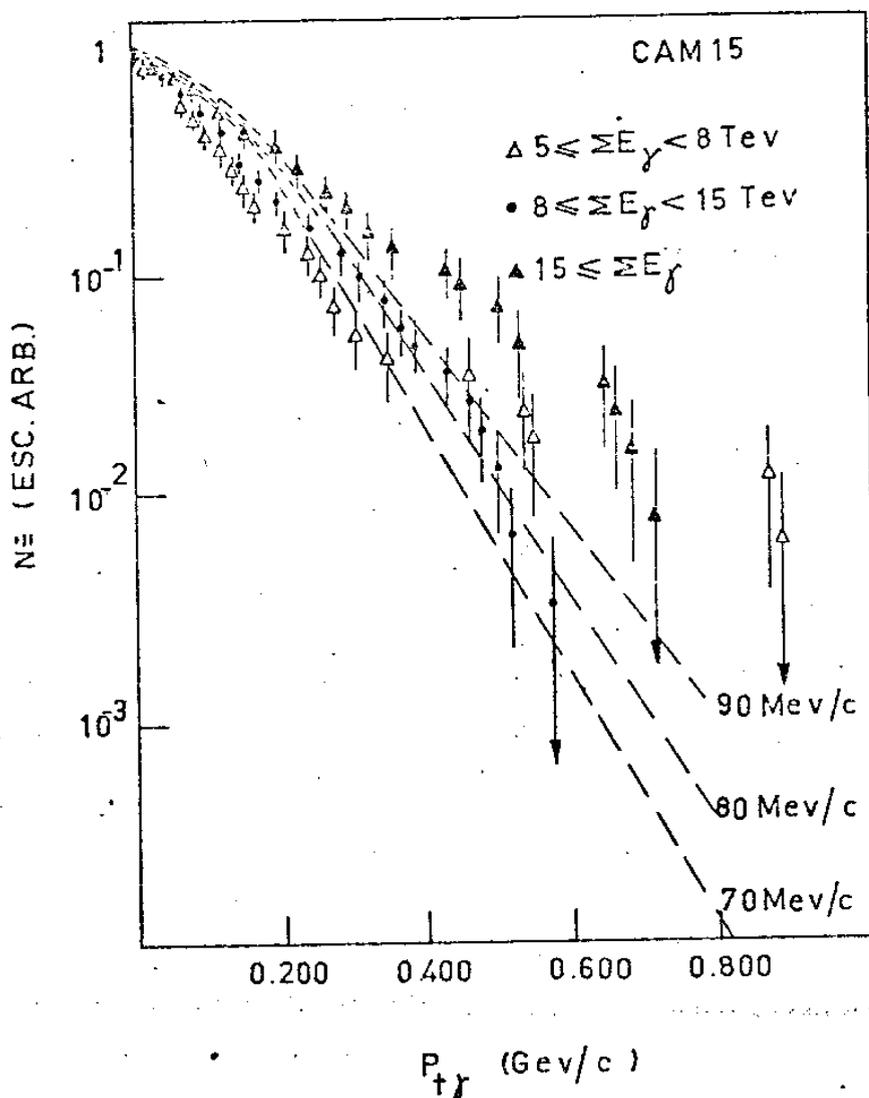


Fig. (3.15)

a distribuição de momenta transversais será:

$$\phi(p_T) dp_T = 4p_T / \langle p^* \rangle^2 dp_T \int_1^\infty \frac{e^{-p_T^2 x / \langle p^* \rangle}}{(x^2 - 1)^{1/2}} dx$$

$$\phi(p_T) dp_T = 4p_T / \langle p^* \rangle^2 K_0 \left(\frac{2p_T}{\langle p^* \rangle} \right) dp_T \quad (3.14)$$

(K_i = função de Bessel modificada de índice i)

Integrando:

$$\phi(p_T) = \frac{2p_T}{\langle p^* \rangle} K_1 \left(\frac{2p_T}{\langle p^* \rangle} \right) \quad (3.15)$$

A fig.(3.16) mostra os dados experimentais, as curvas tracejadas correspondem a $\phi(p_T)$ para

$\langle p^* \rangle = 180$ e 170 MeV/c

Nos cálculos nós usaremos $\langle p^* \rangle = 175 \pm 10$ MeV/c

Na Fig.(3.15) estão os nossos dados separados em diversas faixas de energia.

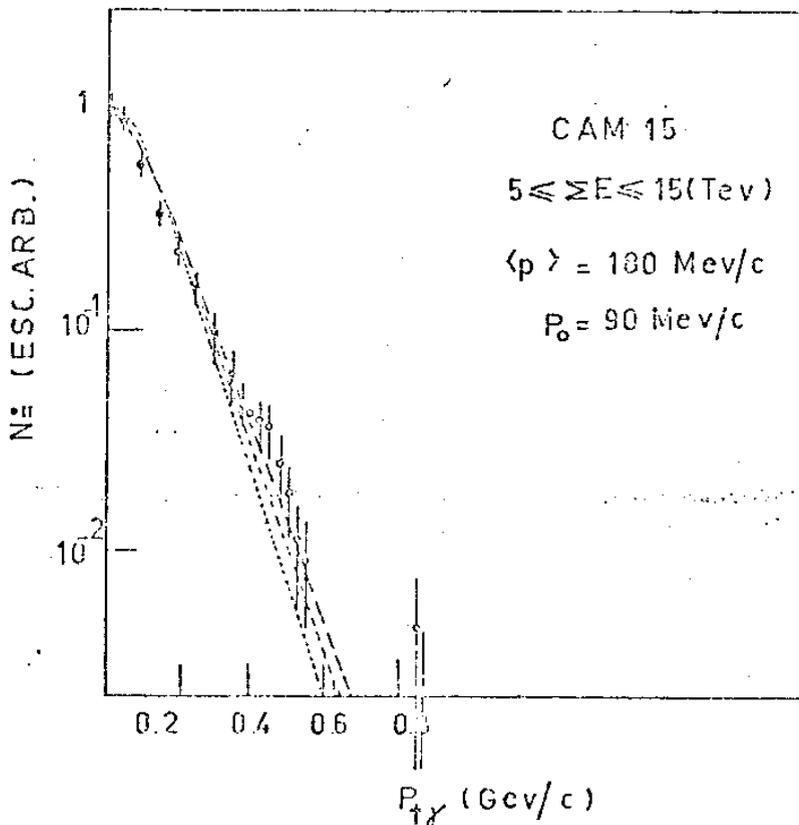


Fig. (3.16)

Construímos também a distribuição diferencial dos P_t , separando todos os nossos dados em 3 grupos, com $5 < \sum E_\gamma < 8 \text{ TeV}$, $8 < \sum E_\gamma < 15 \text{ TeV}$ e $\sum E_\gamma > 15 \text{ TeV}$. Fig. (3.17)

Depois, apresentamos a mesma distribuição, dividindo em:

$\sum P_{t\gamma} < 3 \text{ GeV/c}$ e $\sum P_{t\gamma} \geq 3 \text{ GeV/c}$. Fig. (3.18)

Nas figs. 3.17 e 3.18 estão indicados os dados das C-12 e 13.

O que se nota é que para $\sum P_{t\gamma} > 3 \text{ GeV/c}$ o valor de $\langle P_t \rangle$ aumenta significativamente, o mesmo ocorrendo em câmaras anteriores.

Como se vê pela fig. (3.19), onde usamos 3 diferentes regiões de energia, o $\langle P_t \rangle$ não varia com a energia no intervalo:

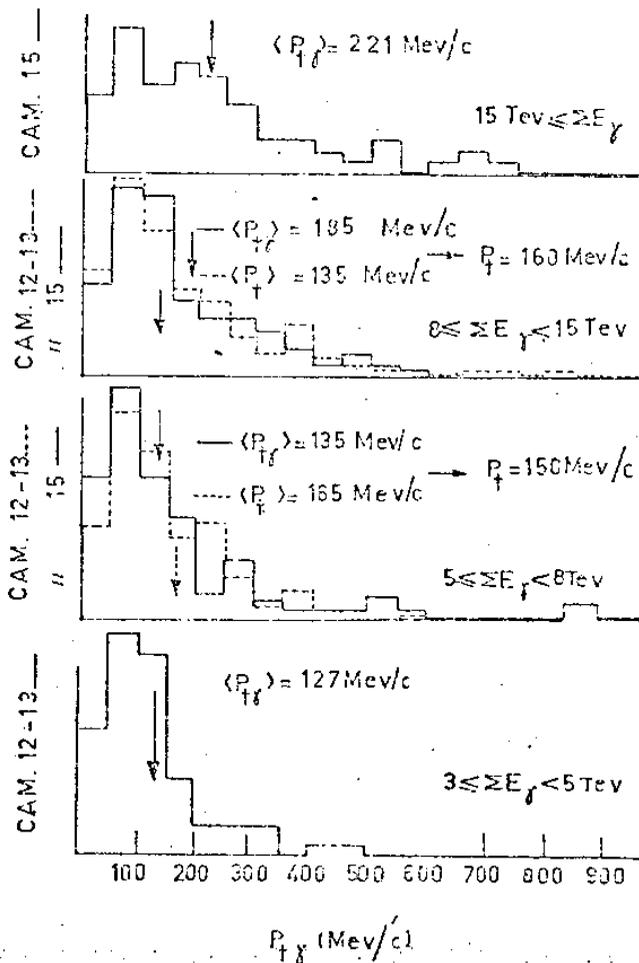


Fig. (3.17)

$3 < \sum E_\gamma (\text{TeV}) < 15$, sendo que para $\sum E_\gamma < 3 \text{ TeV}$ os dados obtidos através de balões também indicam que o $\langle P_t \rangle$ não muda. Para $\sum E_\gamma$ acima de 15 TeV começam a aparecer P_t maiores e o valor médio torna-se significativamente maior, se usarmos como critério de seleção :

$\sum P_{t\gamma} < 3 \text{ GeV/c}$ e $\sum P_{t\gamma} > 3 \text{ GeV/c}$
(Fig. (3.18))

Como foi comentado atrás, a invariância de $\langle P_t \rangle$ é consequência do fato experimental de $\langle p^* \rangle$ ser constante. Isso é, $\langle P_t \rangle$ constante nessa faixa de energia provém de $\langle p^* \rangle$ constante, ou seja, sugere a existência de um estado intermediário com temperatura constante. No capítulo 6 apresentaremos essas distribuições de P_t (para os pions) de uma forma mais conveniente para comparação com os resultados de aceleradores.

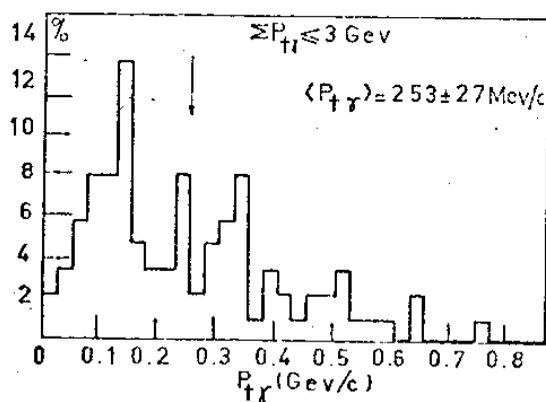
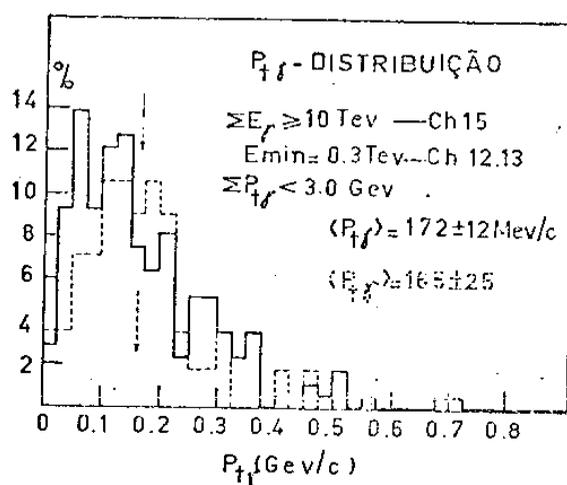
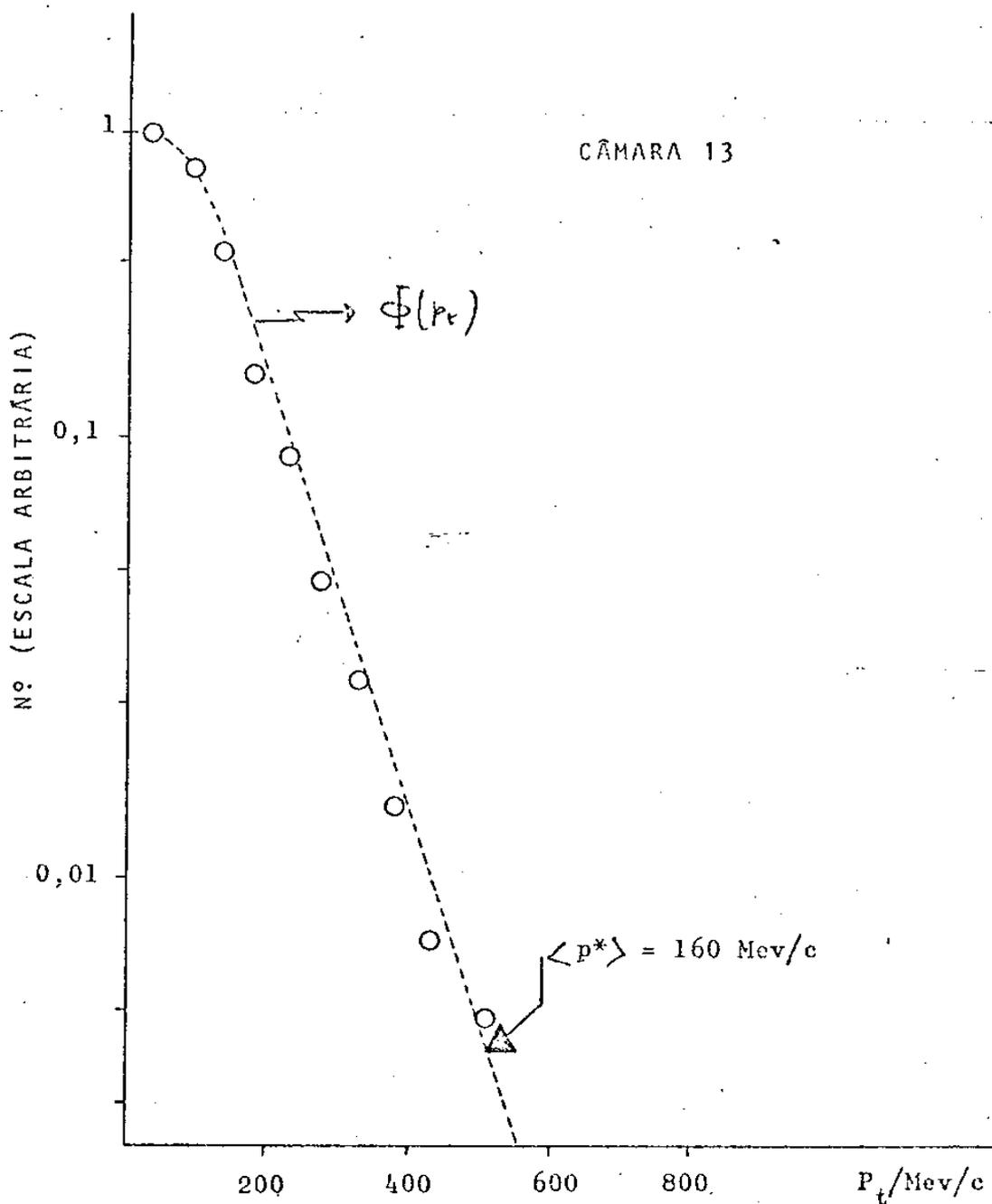


Fig. (3.18)

Na figura (3.18a) está o espectro integral dos p_T para os raios gamas obtido com a câmara 13 (Tese de M.S.M.Mantovani). Os nossos dados foram apresentados nas figuras (3.15) e (3.16). Note-se que nessas figuras $p_0 = \langle p^* \rangle / 2$. Os resultados aqui apresentados são ligeiramente abaixo dos das fig.(3.15) e (3.16), mas continuam perfeitamente dentro do limite dos erros.



Finalmente, antes de terminarmos essa secção mostramos a distribuição diferencial dos p_T para os raios gamas comparada com a fórmula 3.14. Usamos para p^* o valor de 175 Mev/c. Esses dados são mostrados juntamente com os dados das câmaras 12 e 13 e se referem apenas aos C-jatos.

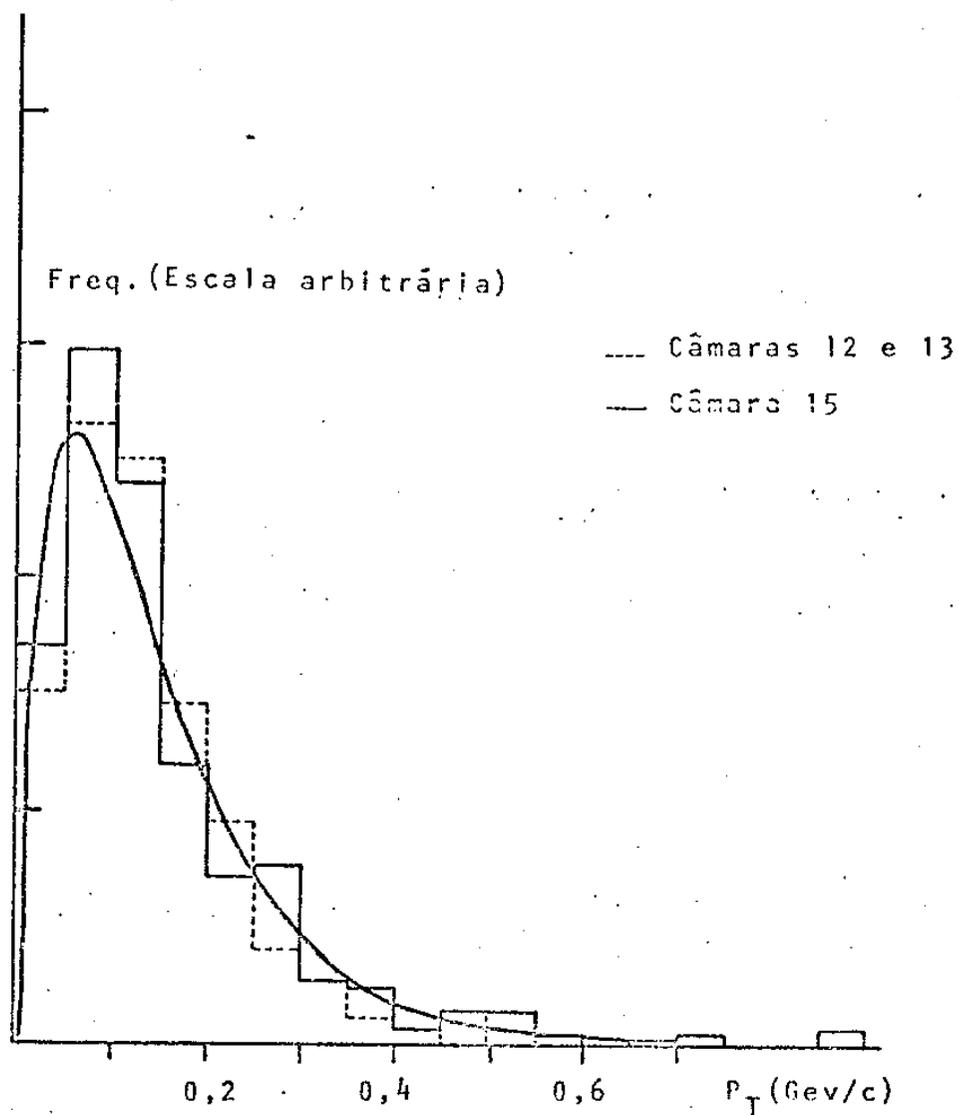


Fig. (3.18b)

3.14 - Acoplamento cinemático e diagrama de alvo para π^0 .

No item 3.12 já explicamos como é calculada a altura de interação para os C-jatos. Através do acoplamento cinemático $2\gamma \rightarrow \pi^0$ podemos calcular a altura e também fazer o diagrama de alvo para os π^0 . Acontece, porém, que esse acoplamento nem sempre é isento de ambiguidade. Se temos por exemplo, um C-jato com 6 c.e.m., o número de possíveis acoplamentos (combinação de 6 elementos 2 a 2) será $6!/2!4! = 4! \times 6/2 \times 4! = 15$.

No caso de C-jatos a situação não é assim tão dramática, pois nós sabemos a altura da interação e assim podemos excluir um grande número desses acoplamentos. Normalmente, nós fazemos esses acoplamentos começando pelas c.e.m. de maior energia, e escolhemos os acoplamentos de modo a termos o maior número possível de pares com

aproximadamente a mesma altura. Em geral também os acoplamentos são feitos por duas pessoas separadamente e depois comparados.

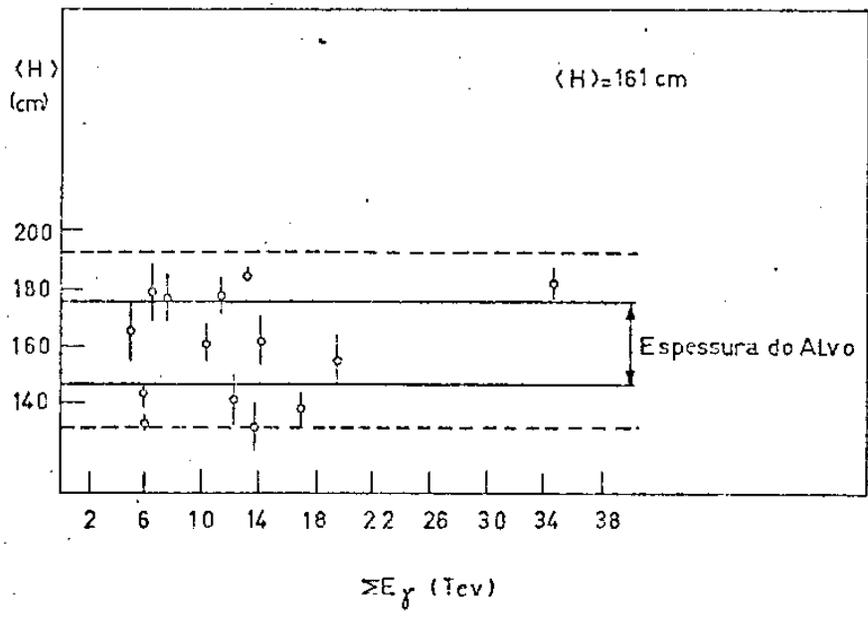


Fig. (3.19)

A energia do π^0 resultante será a soma das energias dos 2γ ($E_1 + E_2$). Um primeiro teste, portanto, dos acoplamentos feitos é colocarmos num gráfico $E_{\pi^0} \times H$ (Fig.3.20)

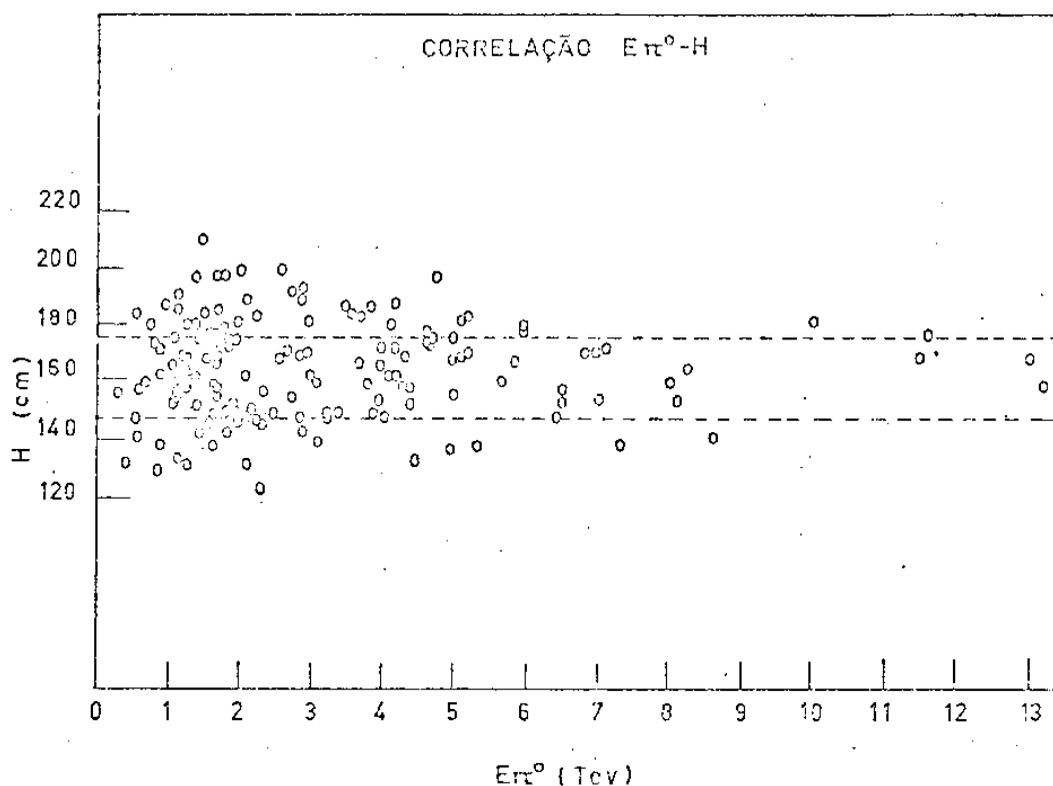


Fig. (3.20)

Se os acoplamentos estiverem bons, os pontos devem cair dentro da faixa que representa a espessura do alvo de piche, e é isso que se observa na figura. Podemos também colocar a energia do C-jato ($\sum E_{\gamma}$) e a altura média por acoplamento em cada C-jato (fig.3.19) Outro possível teste está representado na (fig.3.21), onde colocamos a altura média obtida por acoplamento em cada C-jato, como se vê todas elas caem dentro de uma faixa correspondente à espessura do produtor $\pm 10\%$.

A fig.3.22 é ainda um outro teste, onde colocamos r_{obs} x r_{cal} . Esse r_{obs} é a distância entre os 2γ do par medida com o microscópio, r_{cal} é essa distância obtida da fórmula $H = r \frac{\sqrt{E_1 E_2}}{mc^2}$, ou seja,

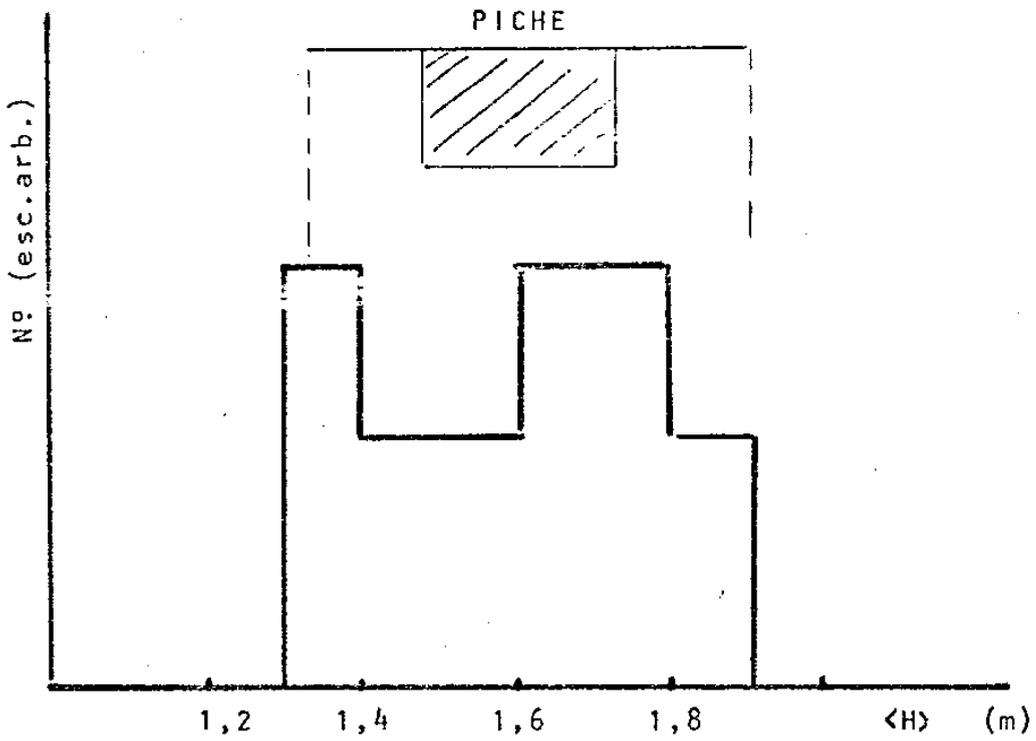


Fig. (3.21)

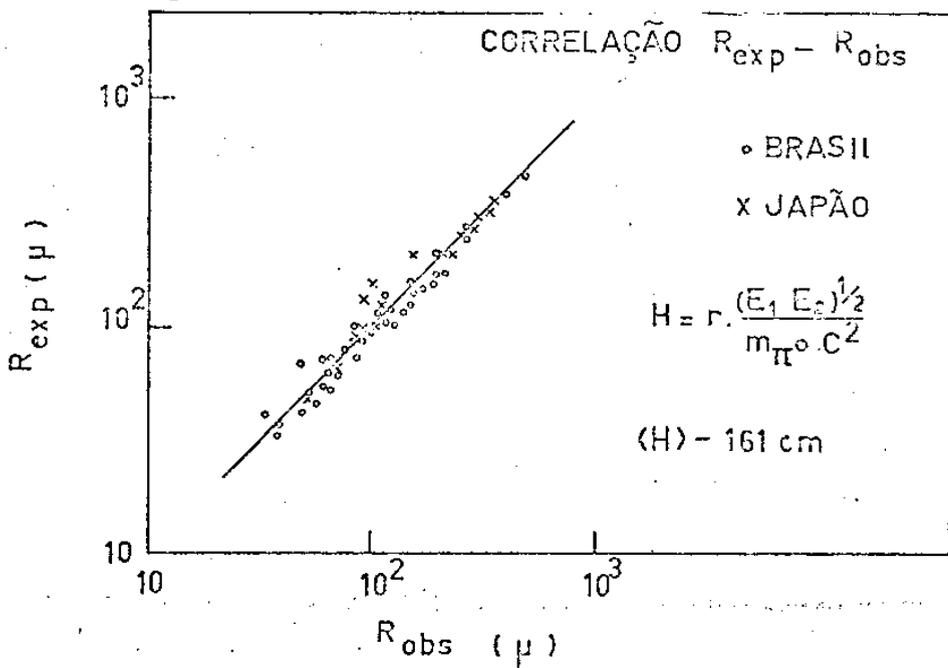


Fig. (3.22)

$r_{cal} = H \frac{mc^2}{\sqrt{E^2 - 1}}$, usando para H a altura média da camada de pi-

che.

Uma vez determinados os n̄s podemos construir diagramas de alvo semelhantes aos apresentados na última figura do Cap.2.

Passemos agora a analisar as diversas distribuições para os pions.

3.15.1 - DISTRIBUIÇÃO DE $P_{t\pi^0}$ e P^*

A fig(3-23) mostra a distribuição de $P_{t\pi^0}$. O valor médio é $\langle P_t \rangle = 262 \text{ MeV/c}$ p/ C-jatos c/ $\sum P_T < 3 \text{ GeV/c}$ e $\langle P_T \rangle = 392 \text{ MeV/c}$ p/ C-Jatos c/ $\sum P_{T\gamma} > 3 \text{ GeV/c}$.

Podemos fazer a distribuição de P^* e compará-la com uma distribuição teórica. Vamos calcular P^* . Temos:

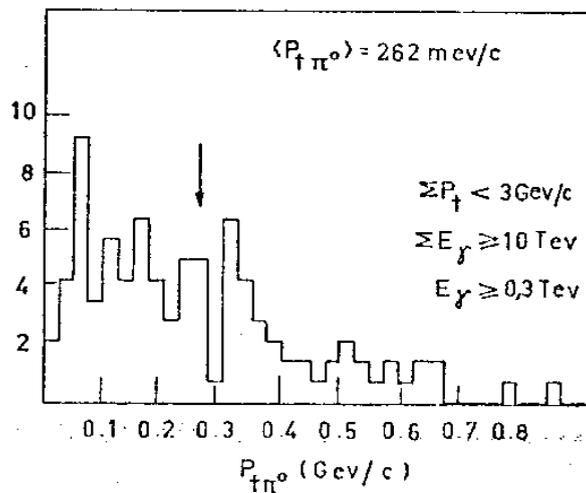
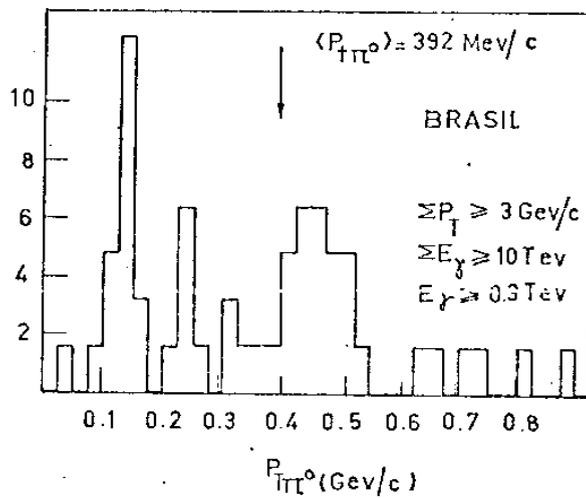


Fig. (3.23)

$$P = (E^2 - m^2)^{1/2} \quad (3.16)$$

$$P_T^* = P_T = (E^2 - m^2)^{1/2} \theta \approx E\theta \left| 1 - \frac{m}{2E} \right| \approx E\theta$$

$$P_L^* = \Gamma \left| (E^2 - m^2)^{1/2} \cos\theta - \beta E \right|$$

$$\approx \Gamma \left| E \left(1 - \frac{m^2}{2E^2} \right) \left(1 - \frac{\theta^2}{2} \right) - \left(1 - \frac{1}{2\Gamma^2} \right) E \right|$$

$$\approx \Gamma E \left| 1 - \frac{\theta^2}{2} - \frac{m^2}{2E^2} + \frac{m^2\theta^2}{4E^2} - 1 + \frac{1}{2\Gamma^2} \right|$$

$$\approx \frac{E}{2} \left| \frac{1}{\Gamma} - \Gamma\theta^2 - \frac{\Gamma m^2}{2E^2} \right| \quad e$$

$$P^* = (P_L^2 + P_T^2)^{1/2} \quad (3.17)$$

Onde P^* é o momentum total do π^0 no sistema em repouso do Estado Intermediário.

Para os π^0 usamos uma distribuição de momenta do tipo de Bose, onde a probabilidade de encontrarmos um π^0 com momentum entre P^* e $P^* + dP^*$ é dada por:

$$R(P^*) dP^* = \frac{P^{*2} dP^{*2}}{e^{E^*/E_0} - 1} \quad E^* = (P^{*2} + m_\pi^2)^{1/2} \quad (3.18)$$

onde E_0 é uma constante comumente chamada "temperatura" do cluster e $m_\pi = 137 \text{ MeV}/c^2$ é a massa do π^0 . (Veja também Cap.6).

Calculamos então o P^* para cada π^0 , e traçamos a curva teórica correspondente. Os resultados estão nas figs(3-24)e(3-25), como se vê, os resultados experimentais concordam bastante bem com os teóricos.

O valor médio de P^* é:

$$\langle P^* \rangle_{EX} = 455 \text{ MeV}/c$$

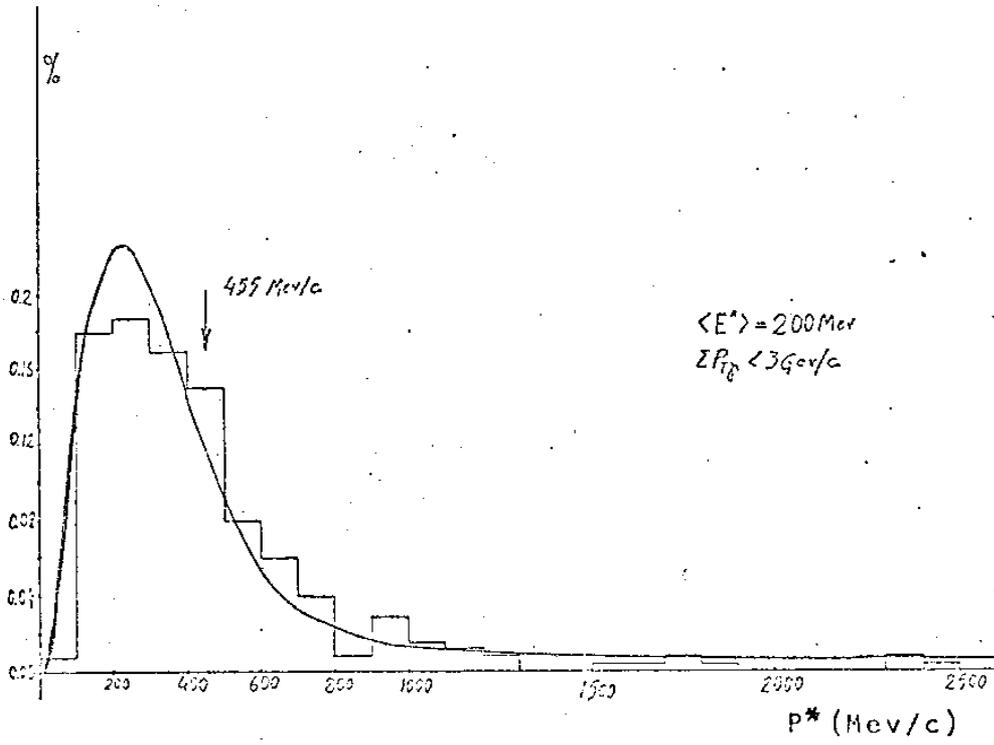


Fig. (3.24)

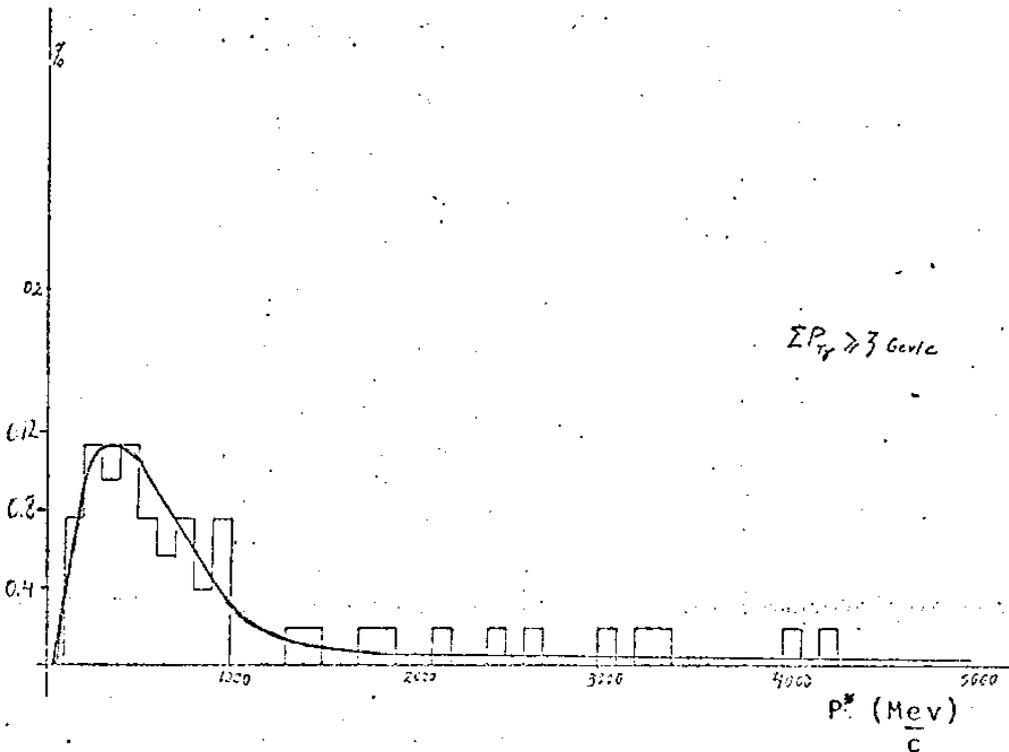


Fig. (3.25)

Na Fig. (3-26) apresentamos $P_{T\pi^0} \times P^*$ (diagrama de Peyrou) que mostra a existência de π^0 com grande P^* .

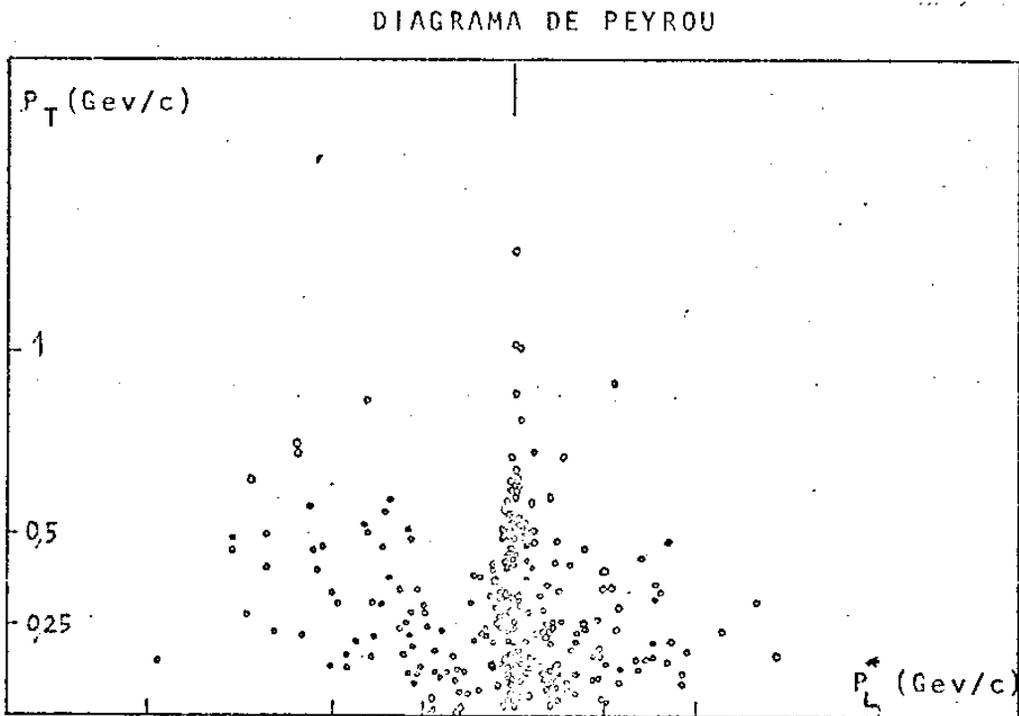


Fig. (3.26)

Nas figs. (3-27) e (3-28) estão os espectros integrais de $P_{T\pi^0}$, para π^0 provenientes de eventos com $\sum P_T > 3 \text{ GeV/c}$ ou $\sum P_T < 3 \text{ GeV/c}$.

3.15.2 - Distribuição de energia.

As figs. (3-29) e (3-30) mostram o espectro integral de energia integral de energia de π^0 provenientes de eventos com $\sum P_T < 3 \text{ GeV/c}$ e $\sum P_T > 3 \text{ GeV/c}$. As duas são diferentes e o número médio de π^0 por evento (obtido por extrapolação) também é diferente. Isso parece sugerir que há processos diferentes para produção múltipla nos dois casos.

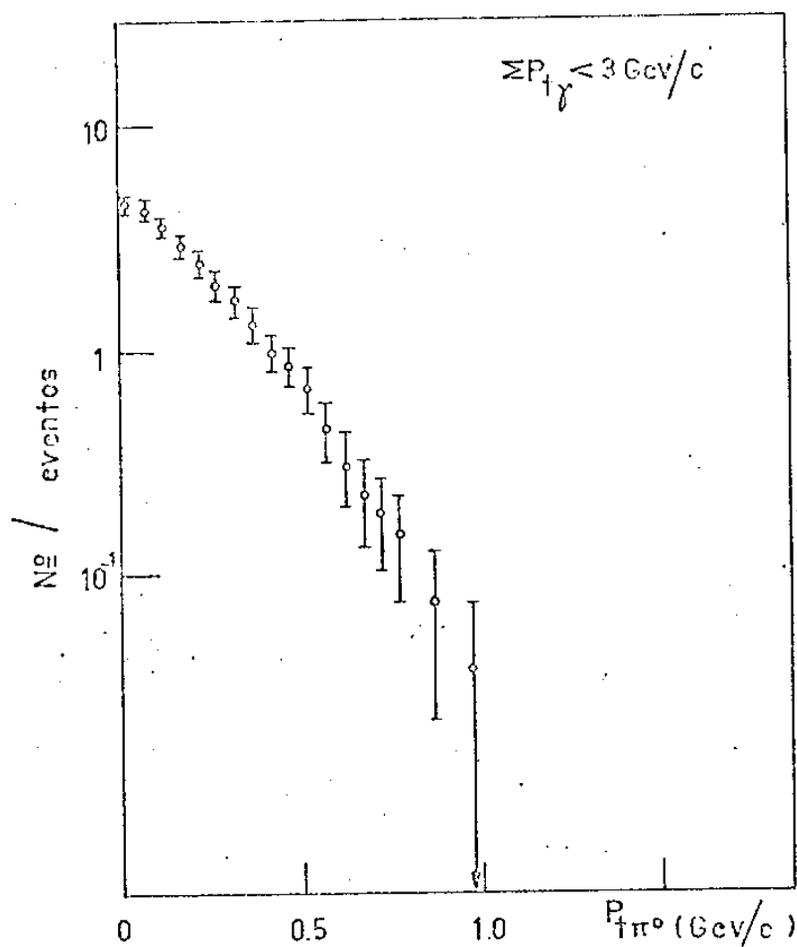


Fig. (3.27)

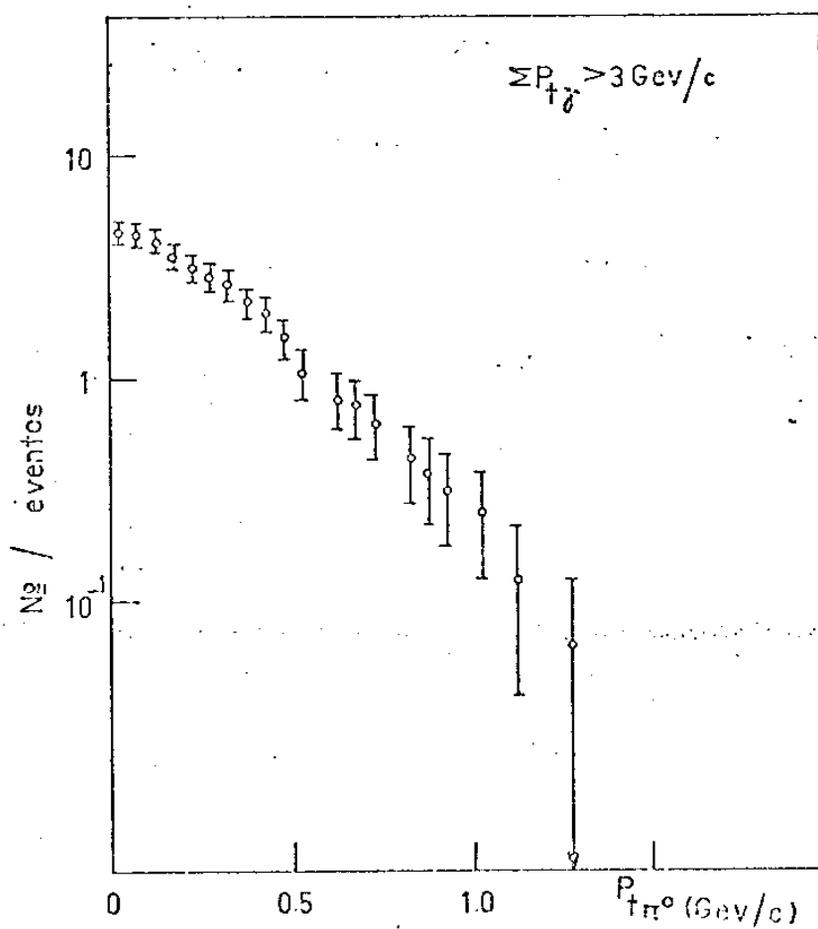


Fig. (3.28)

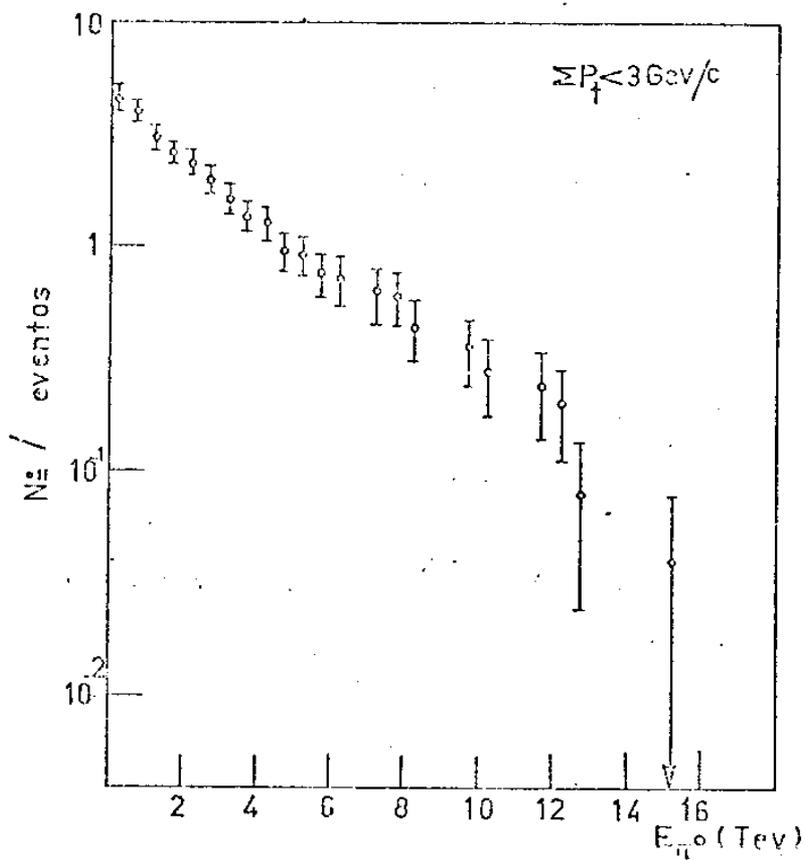


Fig. (3.29)

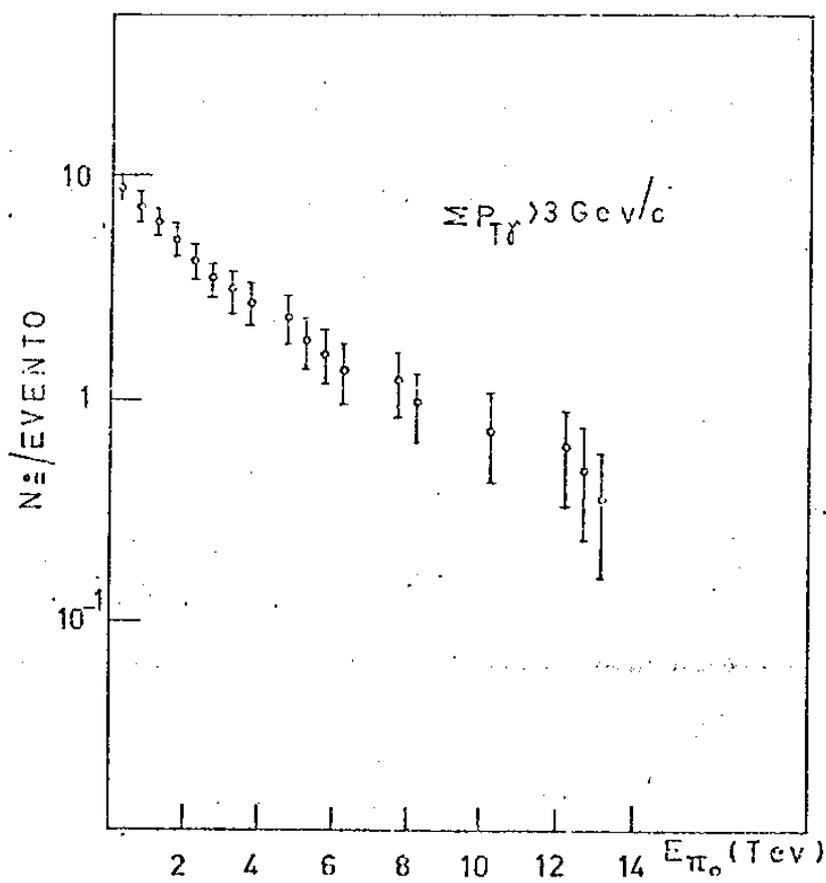


Fig. (3.30)

3.16 - Obtenção de Γ e m_{γ}^* pelo método de Shibata.

Até agora foi feita análise estatística de todos os C-jatos analisados. Como vimos, através dessa análise, pode-se obter resultados que concordam com o modelo segundo o qual:

- Em uma interação são formados um ou mais estados intermediários com "energia média" constante $\langle E_{\gamma}^* \rangle = 180 \text{ Mev}$
- Cada estado intermediário se desintegra emitindo pions neutros, que decaem em raios γ , que são emitidos isotropicamente de um centro comum (que em relação ao sistema laboratório possui um certo fator de Lorentz Γ),
- A distribuição integral de energia no sistema laboratório para os γ é $F(E_{\gamma}) = N_0 e^{-E_{\gamma}/\Gamma \langle E_{\gamma}^* \rangle}$.

Vamos agora fazer a análise individual de cada C-jato, segundo o método desenvolvido por T. Shibata (Tese de Doutorado, Universidade WASEDA, Tóquio).

Conforme verificamos através da distribuição angular dos γ (ver sec. 3-12);

Podemos considerar que no referencial em repouso do estado intermediário há uma emissão isotrópica de γ .

Nesse caso nós temos:

$$dN = \frac{1}{2} f(E, \theta) d(\cos \theta) dE \quad (3.19)$$

no sistema laboratório, sendo $E = \Gamma E^* (1 + \beta \cos \theta^*)$

Usando a transformação de Lorentz, e considerando $g(E^*)$ como a distribuição de energia no sistema do E.I. em repouso:

obtemos da eq. (3.19)

$$\sum_{\theta > \theta_i} E(\theta) = \Gamma \int_1^{\cos \theta^*} \int_0^{\infty} E^* (1 + \beta \cos \theta^*) g(E^*) dE^* d(\cos \theta^*) \quad (3.20)$$

Nesse sistema devemos ter também:

$$\int_0^{\infty} g(E^*) dE^* = N_{\gamma} \quad (3.21)$$

$$\int_0^{\infty} E^* g(E^*) dE^* = m_{\gamma}^* c^2 \quad (3.22)$$

Usando a relação:

$$\Gamma \operatorname{tg} \theta = \operatorname{tg} \frac{\theta^*}{2} = \frac{\operatorname{sen} \theta^*}{\cos \theta^* + 1} \approx \Gamma \theta, \text{ ou seja}$$

$$\cos \theta^* \approx \frac{1 - \Gamma^2 \theta^2}{1 + \Gamma^2 \theta^2} \quad (3.23)$$

Substituindo na eq. (3.20) e integrando, obtemos:

para $\beta \approx 1$ e $\theta \ll 1$:

$$\sum_{\theta > \theta_i} E(\theta) = \Gamma m_{\gamma}^* c^2 \left(1 - \frac{1}{(1 + \Gamma^2 \theta^2)^2} \right)$$

Fazemos um cálculo semelhante para $\sum_{\theta > \theta_i} P_T(\theta)$

$$\sum_{\theta > \theta_i} P_T(\theta) = \frac{1}{2c} \int_0^{\infty} \int_0^{\cos \theta^*} E^* \operatorname{Sen} \theta^* g(E^*) dE^* d(\cos \theta^*) =$$

$$= \frac{m_Y^*}{2} \left(\arctg \Gamma \theta - \Gamma \theta \frac{1 - \Gamma^2 \theta^2}{1 + \Gamma^2 \theta^2} \right) \quad (3.24)$$

Estas curvas estão traçadas na fig(3-31). Quando θ é muito grande

$$\sum_{\theta > \theta_i} E_Y(\theta) \rightarrow \Gamma m_Y^* c^2 \quad (3.25)$$

$$\sum_{\theta > \theta_i} P_{TY}(\theta) \rightarrow m_Y^* c \frac{\pi}{4}$$

e no ângulo mediano ($\theta_{1/2} = 1/\Gamma$), $\sum P_T(\theta) = m_Y^* c \frac{\pi}{8}$ e

$$\sum E_Y(\theta) = \frac{3}{4} \Gamma m_Y^* c^2$$

A análise individual é feita comparando $\sum P_{TY}(\theta)$ e $\sum E_Y(\theta)$ experimentais de cada C-jato com as curvas teóricas. Procura-se fazer o melhor ajuste entre ambas e assim se obtêm Γ e m_Y^* para cada C-jato, através da relação (3.25)

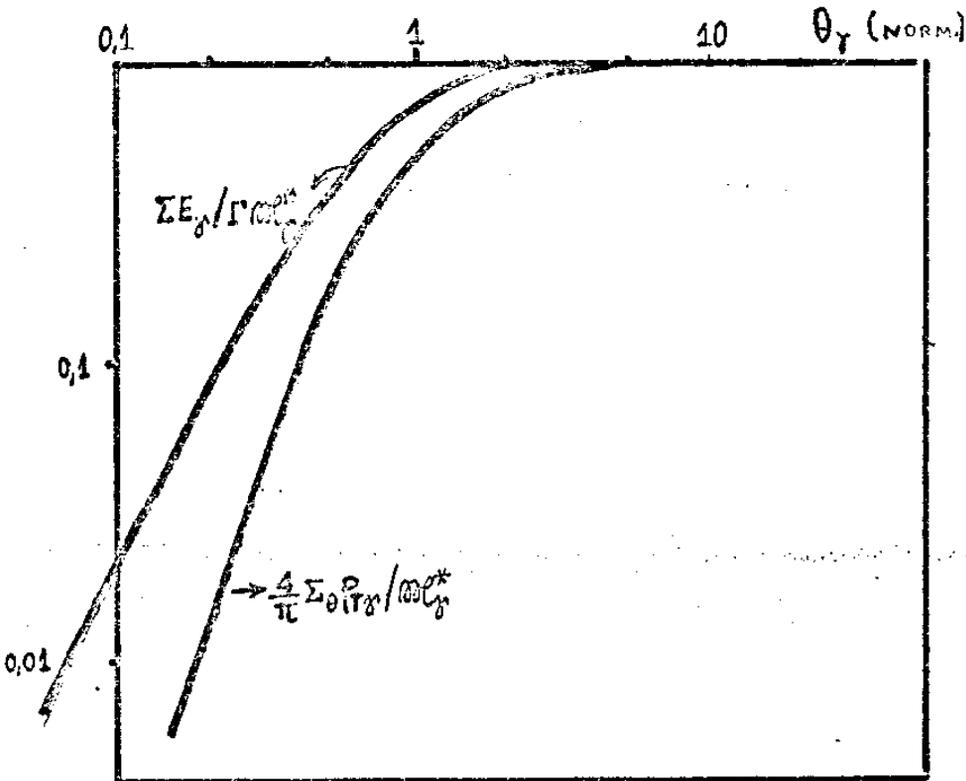
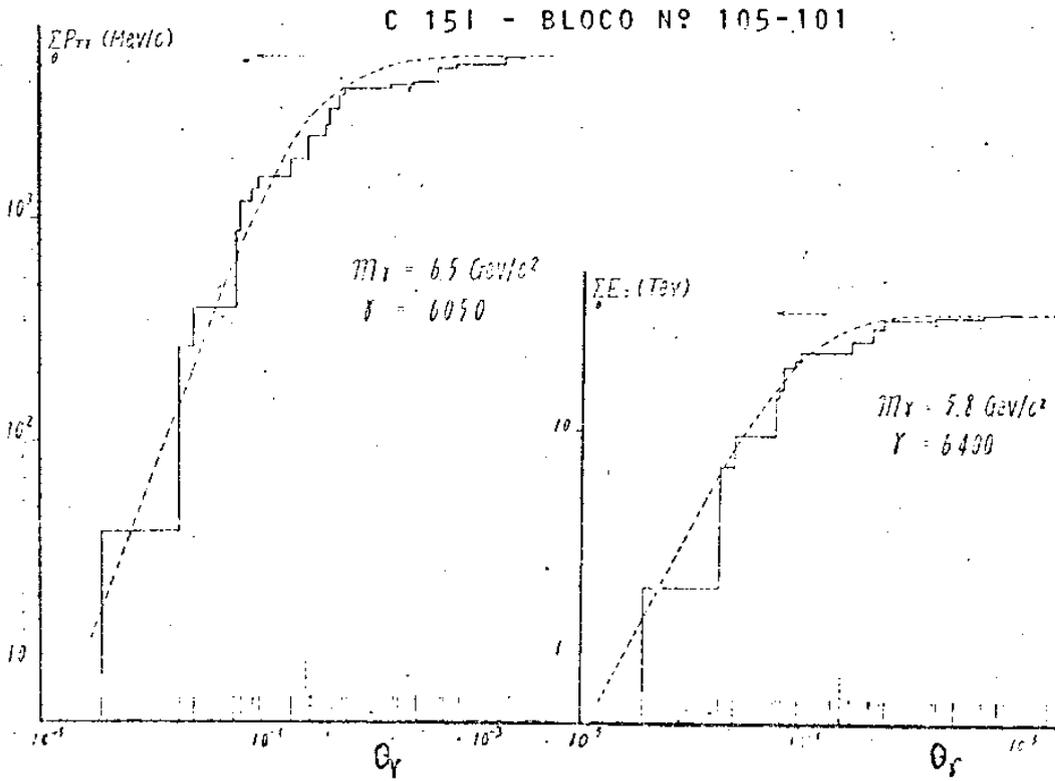


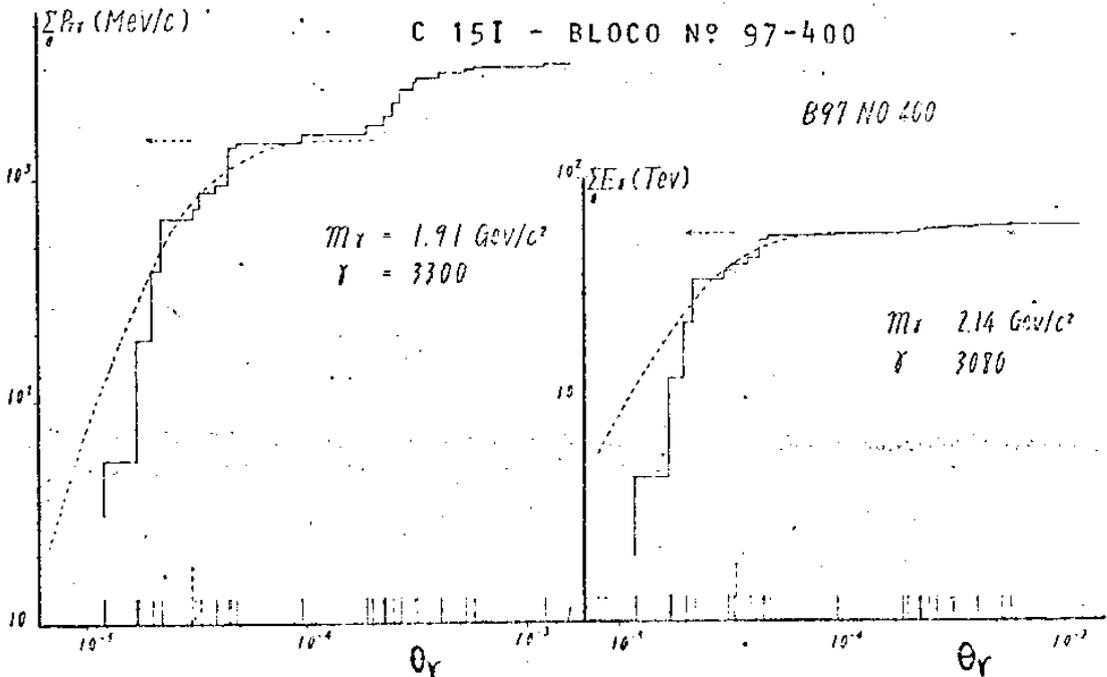
Fig. (3.31)

Pode-se obter Γ e m_Y^* através da curva $\sum P_{TY}(\theta)$ ou de $\sum E_Y(\theta)$. Se os dois valores são consistentes para um certo C-jato, nós consideramos que esse evento foi produzido através de um único estado intermediário.

Nas figs. (3-32) e (3-33) apresentamos os gráficos experimentais e as



Figs. (3.32, 3.33)



curvas teóricas $\sum P_{T\gamma}(\theta)$ e $\sum E_{\gamma}(\theta)$ para dois C-jatos aqui analisados e que têm energia acima de 10 TeV.

3.16.1 - Espectros de Γ .

Obtido o fator de Lorentz Γ através de $\sum P_{T\gamma}(\theta)$ e $\sum E_{\gamma}(\theta)$, nós calculamos o seu valor médio. As figs. (3-34) e (3-35) nos dão os espectros dos Γ obtidos para C-jatos com $5 < \sum E_{\gamma} < 8 \text{ TeV}$ e $8 < \sum E_{\gamma} < 15 \text{ TeV}$. Pode-se ver que $\langle \Gamma \rangle$ concorda razoavelmente com o Γ obtido através dos gráficos de Duller-Walker. Na fig. (3.36) apresentamos a distribuição de Γ para C-jatos com $\sum E_{\gamma} > 15 \text{ TeV}$. A distribuição parece indicar que os Γ estão distribuídos uniformemente em todo o intervalo e não há evidência de nenhum pico, ao contrário do que ocorre nas outras faixas de energia. Tal fato parece indicar também que algo mudou no processo de produção múltipla de pions nesse intervalo de energia.

3.16.2 - Espectros de $m_{\ell}^{*\gamma}$.

Do mesmo modo construímos o espectro dos valores de $m_{\ell}^{*\gamma}$ (fig. 3-37, 38) Na fig (3-39) apresentamos o mesmo espectro para $\sum E_{\gamma} > 15 \text{ TeV}$. Nesse último grupo observa-se o aparecimento de valores de $m_{\ell}^{*\gamma}$ bastante grandes, e a distribuição parece apresentar duas regiões distintas, uma até aproximadamente $m_{\ell}^{*\gamma} = 2.5 \text{ GeV}/c^2$ e entra com $m_{\ell}^{*\gamma}$ ao redor de $6 \text{ GeV}/c^2$.

Os valores médios de $m_{\ell}^{*\gamma}$ para os diversos intervalos de energia estão nas figuras.

Finalmente a fig. (3-40) é a superposição de todas as curvas de Shibata experimentais, normalizadas para um mesmo Γ , o que nos dá também uma estimativa para os limites superior e inferior para

os valores de $N \Gamma_{\gamma}^*$.

Podemos ainda calcular a energia média dos γ no sistema em repouso do estado intermediário usando:

$$m_{\gamma}^* c^2 / N_0 = E_{\gamma}^* / N_0 = \langle E_{\gamma}^* \rangle$$

onde N_0 é a multiplicidade extrapolada de γ por evento, obtido em 3.11.

O valor médio é 1.70 MeV, o que concorda com os obtidos anteriormente.

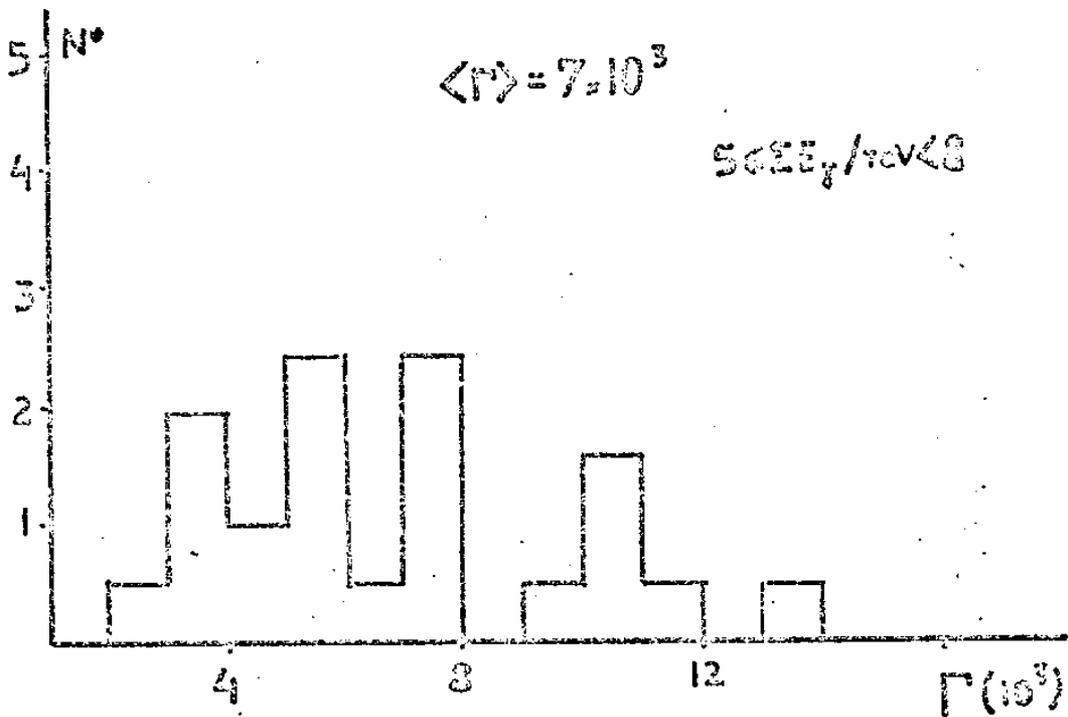


Fig. (3.34)

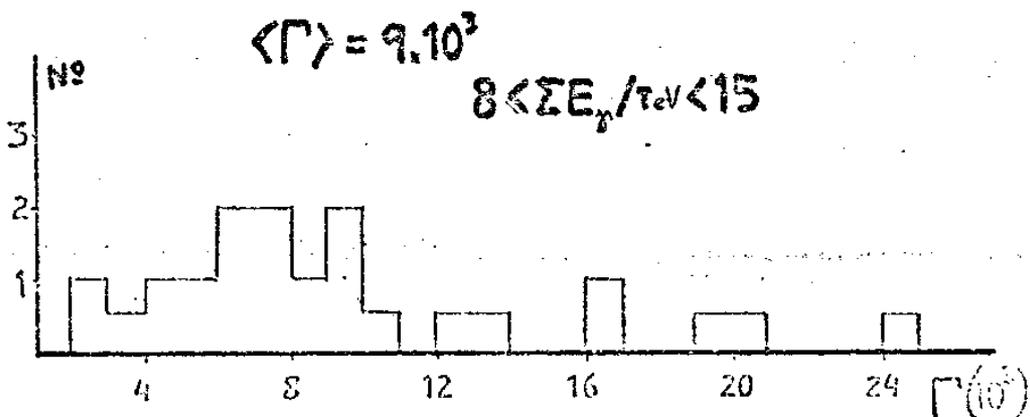


Fig. (3.35)

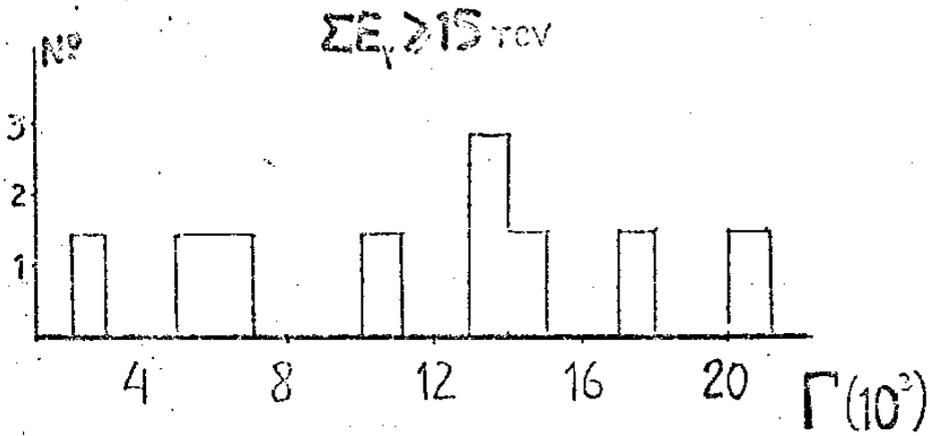


Fig. (3.36)

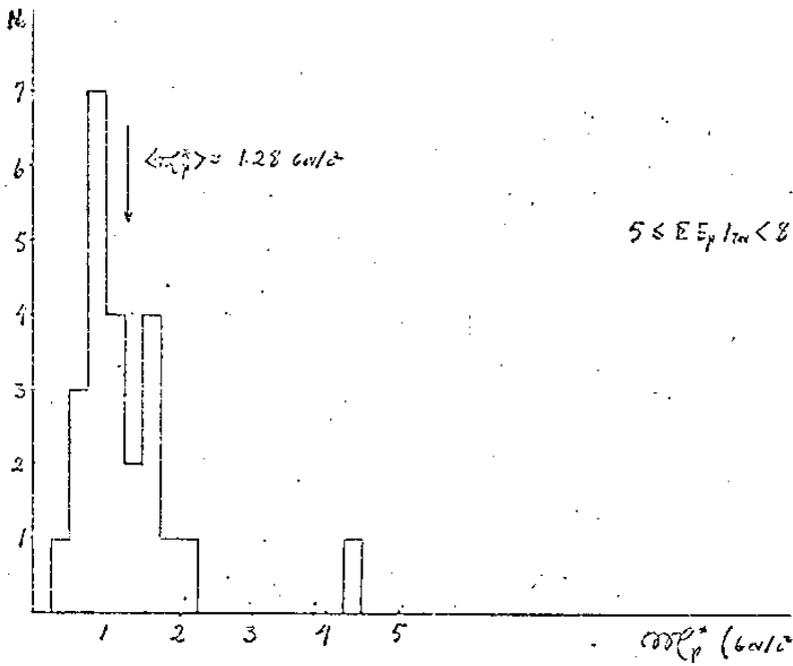


Fig. (3.37)

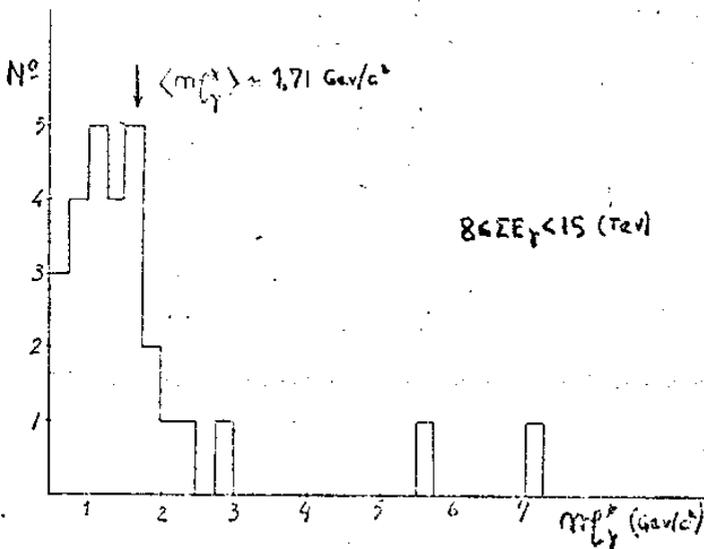


Fig. (3.38)

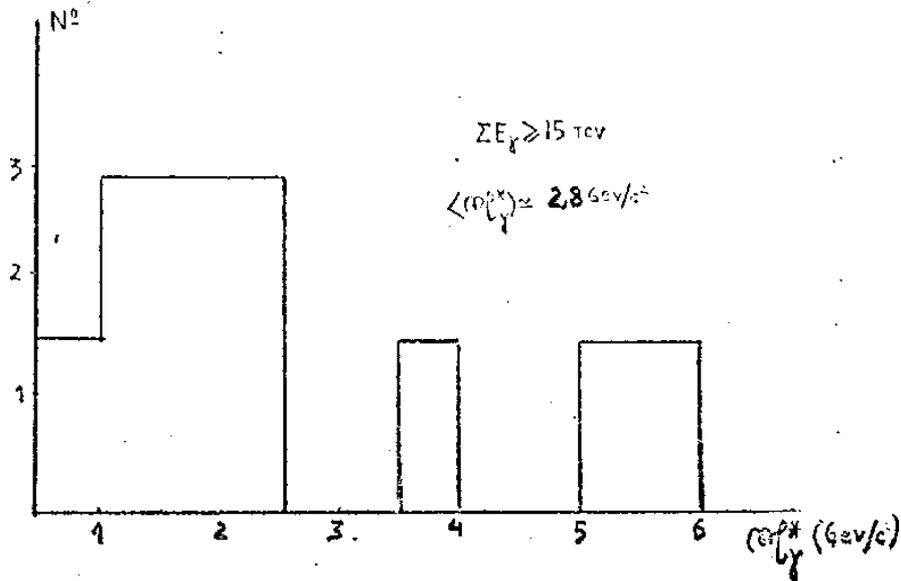


Fig. (3.39)

$$\Sigma P_i (GeV/c)/r$$

1

 10^{-1}
 $r\theta_r$

Figs. (3.40)

$$\Sigma E_{\gamma} (GeV)/r$$

 10^{-1}
 $r\theta_r$

3.17 - Interações Sucessivas.

Conforme já salientamos atrás, a espessura do alvo nas câmaras 12 e 13 sendo da ordem de um livre caminho médio de interação, 50% dos hádrons poderia sofrer mais de uma interação. Nesse caso, a multiplicidade dos γ por evento seria muito alta, pois estaríamos observando não uma interação e sim a superposição de 2 ou mais interações.

Comparando o espectro integral de E_γ da câmara 15 com o mesmo espectro obtido nas câmaras 13 e 12, vê-se que em ambos os casos a multiplicidade extrapolada é da ordem de 8 (ver 3.11).

O mesmo se observa quando se constrói o espectro integral para a energia fracionária, cuja expressão é do tipo:

$$F(E_\gamma / \sum E_\gamma) = N_0 e^{-E_\gamma N_0 / \sum E_\gamma}$$

Vemos que N_0 , obtido através dessa expressão, concorda com o obtido por extrapolação, e é o mesmo para as câmaras 12, 13 e 15. Caso houvesse interações sucessivas no pique, o valor de N_0 (número médio de γ por interação) seria diferente.

No caso de interações sucessivas, o valor de $\langle P_{T\gamma} \rangle$ seria modificado, do mesmo modo que o espectro integral dos $P_{T\gamma}$. Pois nesse caso os γ seriam provenientes de mais de uma interação e devido ao $P_{T\gamma}$ relativo entre os estados intermediários produzidos nessas interações os $P_{T\gamma}$ desses γ seriam diferentes, em média, dos $P_{T\gamma}$ dos γ provenientes de uma única interação.

Pode-se verificar pelo que foi visto na secção 3.13, onde apresentamos os espectros integrais de $P_{T\gamma}$, para diversos intervalos de energia, para as câmaras 12, 13, 15, que não há diferença significativa entre eles. Como vimos, o valor médio de $P_{T\gamma}$ para os C-jatos

dessas câmaras também é praticamente o mesmo.

Portanto, concluímos que o efeito de interações sucessivas nas câmaras 12 e 13 não foi significativo, isso é, não chegou a afetar os resultados de maneira detetável.

Outro problema que poderia ter havido com as câmaras 12 e 13 seria causado pelo fato de a espessura do produtor ser da ordem de dois livres caminhos médios de radiação. Os γ podem sofrer degradação em cascata dentro do produtor, por isso naquelas câmaras foram rejeitados eventos nos quais as cascatas eletromagnéticas apareciam muito difusas ou superpostas. Mas eventos de elevada multiplicidade podem se assemelhar a eventos comuns com degradação em cascata, e por isso poderiam também ter sido rejeitados, o que distorceria os resultados. Os resultados dos C-jatos aqui analisados mostram, porém, que isso não ocorreu, pois as multiplicidades obtidas nas câmaras 12 e 13 e a que nós obtivemos concordam plenamente.

3.2 Conclusões

Como conclusão final desse capítulo, podemos pois afirmar que o efeito de interações sucessivas não foi importante nas duas câmaras anteriores com alvo. Além disso obtivemos uma maior evidência de que é produzido um segundo estado intermediário de massa $M_{\gamma}^x = 6 \text{ GeV}/c^2$, acima de um certo patamar. Sobre isso voltaremos a falar nos capítulos seguintes. Na fig.(3.41) mostramos os dados acumulados de todas as câmaras anteriores e também os dados da colaboração Bristol-Bombaim.

Como se pode ver das distribuições aqui apresentadas, alguma coisa diferente acontece quando separamos os eventos em faixas de

energia ou de p_T e comparamos as distribuições para $\sum E_i \geq 15$ Tev ($\sum p_T \geq 3$ Gev/c) com as das outras faixas de energia (ou momentum): a multiplicidade aumenta, a forma da distribuição muda e os valores da massa (m_{ij}^*) ficam significadamente maiores.

Tudo indica, portanto que com energias maiores que 10 Tev a produção múltipla de partículas está sendo feita através de um estado intermediário ("cluster") de massa da ordem de $6 \text{ Gev}/c^2$.

Os dados da colaboração Bristol-Bombaim, porém, parecem, indicar que está sendo detectado esse segundo "cluster", em energias já da ordem de 1 Tev. Porque então nós só o detetamos acima de 10 Tev? Pensamos que a explicação possa ser a seguinte:

Como a multiplicidade do segundo "cluster" é da ordem de 15 ou mais raios gamas, em um evento com energia total da ordem de 1 Tev e essa multiplicidade, a energia média dos raios gamas seria 0,06 Tev, muito abaixo do nosso limiar, que é 0,3 Tev. Nessas condições, eventos provenientes do segundo estado intermediário seriam considerados por nós como sendo do primeiro estado, pois só estaríamos detetando os raios gamas com energia maior que 0,3 Tev, ou seja, teremos uma multiplicidade bem menor. Esse mesmo fato parece estar acontecendo no ISR, como veremos no Cap.6.

A massa do "cluster" que nós apresentamos até aqui é a massa sob forma de raios gamas. Para calcular a massa total não basta multiplicar o valor da massa sob forma de π^0 , porque na análise só usamos eventos nos quais se tem $n \geq 2$, não considerando, ao fazermos a distribuição dos valores da massa, os eventos onde há um só π^0 . Supondo que a distribuição do número de pions neutros por evento seja a de Poisson pode-se calcular qual a contribuição para o valor médio da massa dos eventos nos quais não há π^0 ou

onde $M_{\text{pl}} = 1$. Levando isso em conta, obtemos para o "cluster" menor $m_{\text{pl}}^{\text{I}} = 2,6 \text{ GeV}/c^2$ e para o maior $m_{\text{pl}}^{\text{II}} = 20 \text{ GeV}/c^2$.
 (Ver Fujimoto et al., Progr.Theor.Phys., Suppl. n° 47 (1971))

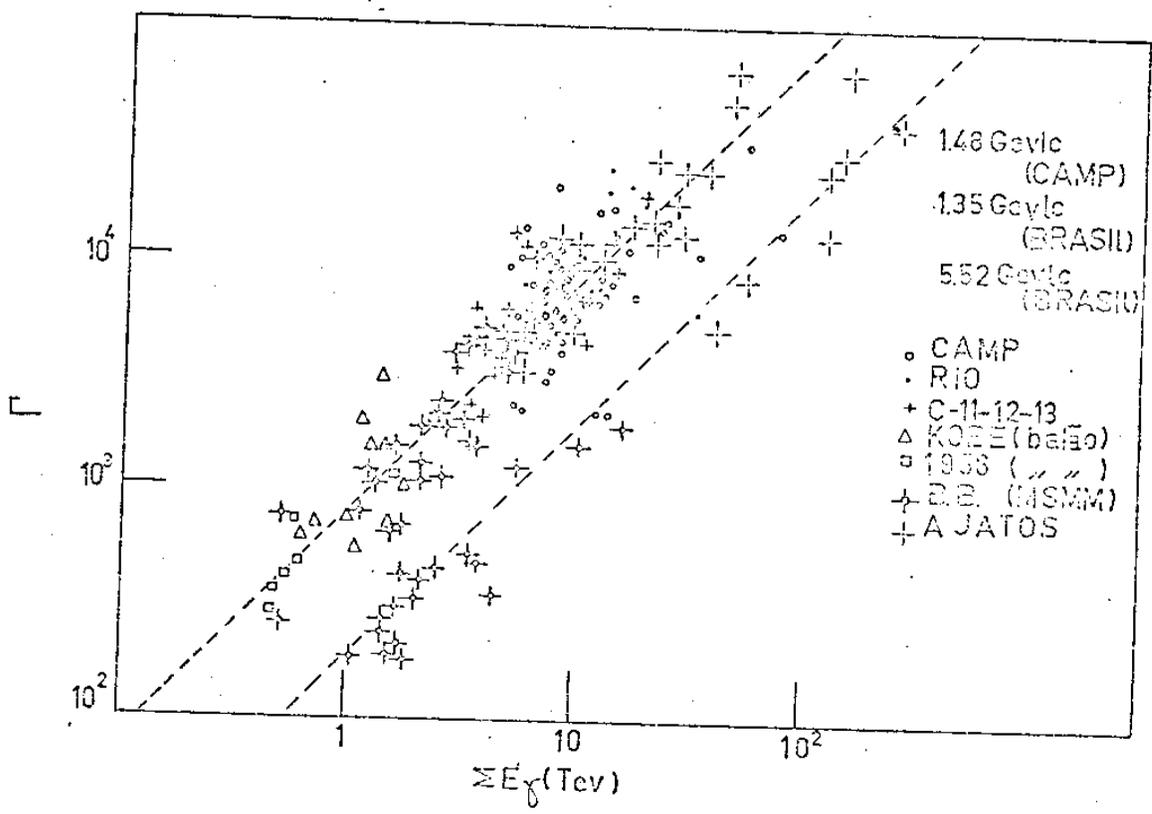


Fig. (3.41)

CAPÍTULO 4 - O FORMALISMO E A CINEMÁTICA DAS REAÇÕES DE PRODUÇÃO

4.1 - Introdução:

No Cap.2 apresentamos uma descrição detalhada dos experimentos de produção múltipla de pions realizados com Câmaras de Foto-Emulsão-Chumbo em Chacaltaya pela Colaboração Brasil-Japão. A análise apresentada no Cap.3 nos mostrou que os dados experimentais são compatíveis com a formação, no processo de colisão, de estados intermediários ("clusters") que decaem posteriormente em pions. Verificamos a possível existência de clusters com massas invariantes (em termos da energia dos raios gamas detetados) :

$m_{\gamma}^2 \sim 1.3 \text{ GeV}/c^2$ e $m_{\gamma}^2 \sim 7 \text{ GeV}/c^2$, mas naturalmente uma maior estatística e estudos de correlação⁽¹⁾ entre o movimento dos "clusters" e do chamado nucleon residual se fazem necessários para obtermos informações mais completas acerca da real natureza desses estados intermediários. Com a entrada em funcionamento dos grandes aceleradores⁽²⁾ vem sendo feito um grande acúmulo de dados sobre as reações de produção de maneira que uma comparação dos nossos dados experimentais com os obtidos com máquinas é mais do que desejável. Tal comparação é o objeto do Cap.6 dessa tese.

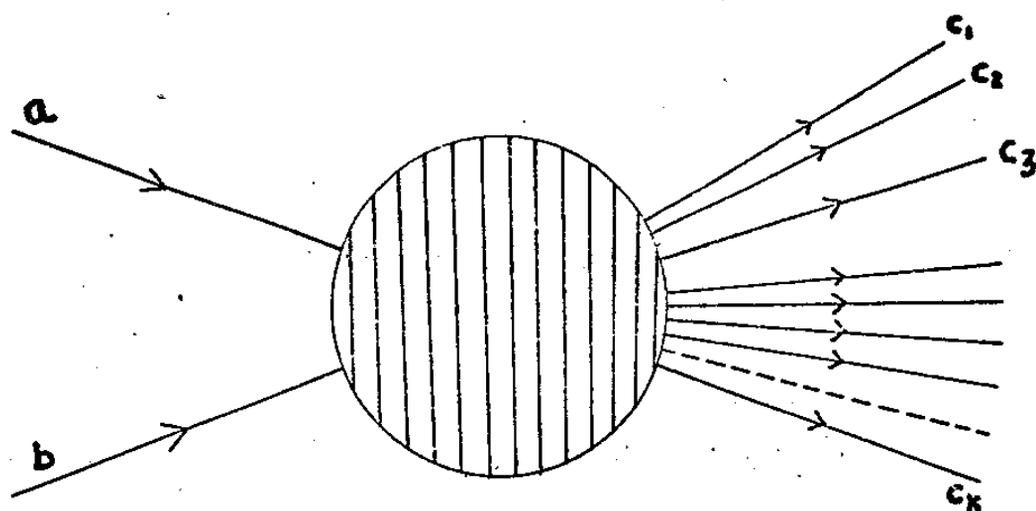
4.2 - Experimentos exclusivos e inclusivos.

O problema da produção de partículas consiste basicamente no estudo da reação:

$$a+b \rightarrow c_1 + c_2 + \dots + c_k \quad (4.1)$$

que pode ser gráficamente representada como na fig.(4.1).

REAÇÃO EXCLUSIVA DE PRODUÇÃO



As partículas a e b colidem produzindo k partículas no estado final, cujos momenta finais são todos medidos

Fig. (4.1)

fig(4.1) Partículas a e b colidem, produzindo k partículas c_1, c_2, \dots, c_k .

Como é bem conhecido, a quantidade dinâmica básica que descreve a reação acima é o elemento de matriz relativisticamente invariante $M_k^{(3)}$ que é uma função da energia incidente do momento das partículas c_i e das helicidades de todas as partículas com spin diferente de zero.

Uma reação de produção como a descrita pela eq(4.1), onde os momentos de todas as partículas no estado final são medidas, chama-se uma REAÇÃO EXCLUSIVA.

A reação exclusiva descrita pela eq(4.1) é um dos canais que podem ocorrer como resultado da colisão das partículas a e b, isto é, em vez da reação descrita na eq(4.1) poderíamos ter por exemplo:

$$a+b+c_1+c_2+\dots+c_k+c_{k+1}+\dots \quad (4.2)$$

Para um canal fixo, digamos o definido pela eq(4.1), definimos a seção de choque total (exclusiva) $\sigma_{\text{excl.}}^{(k)}$ de acordo com:

$$\sigma_{\text{excl.}}^{(k)} = \frac{1}{2^k J (2\pi)^{3k-4}} \cdot \frac{1}{\{\prod n_f!\}} \sum_{[\lambda]} \int \dots \int \prod_{f=1}^k d^3 p_f \delta^3(\sum \vec{p}_i - \sum \vec{p}_f) \delta(\sum E_i - \sum E_f) |M_k|^2 \quad (4.3)$$

Na eq(4.3) J é o fator de fluxo dado por:

$$J = 4 [(p_a p_b)^2 - m_a^2 m_b^2]^{1/2} \quad (4.4)$$

$$d^3 p_f = \frac{d^3 p_f}{(p_f^2 + m_{cf}^2)^{1/2}} \quad (4.5)$$

$\{\prod n_f!\}$ leva em conta a possibilidade da existência de n_1 partículas do tipo 1, n_2 partículas do tipo 2, ... entre as k partículas do estado final. ($n_1 + n_2 + \dots = k$).

Finalmente $\sum_{[\lambda]}$ significa média sobre as helicidades das partículas incidentes e soma sobre as helicidades das partículas emergentes da colisão.

Se $x = x(\vec{p}_f)$ é qualquer variável dependendo dos \vec{p}_f a seção de choque diferencial $d\sigma_{\text{excl.}}^{(k)} / dx$ é obtida pela fórmula

$$\frac{d\sigma_{\text{excl.}}^{(k)}}{dx} = \frac{1}{2^k J (2\pi)^{3k-4}} \frac{1}{\{\prod n_f!\}} \sum_{[\lambda]} \int \dots \int \prod_{f=1}^k d^3 p_f \delta^{(4)}(p_a + p_b - \sum_{f=1}^k p_f) \delta(x - x(\vec{p}_f)) |M_k|^2 \quad (4.6)$$

A eq(4.6) satisfaz trivialmente a equação:

$$\int dx \frac{d\sigma_{\text{excl}}^{(k)}}{dx} = \sigma_{\text{excl}}^{(k)} \quad (4.7)$$

Seções de choque diferenciais de ordem mais elevada como por exemplo, $d^2\sigma/dx dy$ podem ser obtidas por um processo análogo ao da eq(4.6) inserindo-se mais funções δ .

Para a reação de produção da eq(4.1) costuma-se também definir uma seção de choque normalizada de acordo com a equação:

$$\frac{1}{\bar{\sigma}} \frac{d^3\sigma_{\text{excl}}^{(k)}}{d\vec{p}_1 \dots d\vec{p}_k} = \Omega^{(k)}(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \dots, \vec{p}_k; s) \quad (4.8)$$

onde $\bar{\sigma}$ pode ser escolhida como a seção de choque total ou seção de choque inelástico (ou alguma outra ainda!) dependendo do problema específico a ser tratado. Na eq(4.8) \sqrt{s} é a energia total da colisão no sistema de centro de massa e \vec{p}_f ($f=1, \dots, k$) são os momenta das partículas produzidas.

Quando integramos a eq. (4.8) sobre todo o espaço de fases, obtemos a probabilidade $w_k(s)$ para a produção de k -partículas na colisão das partículas a e b .

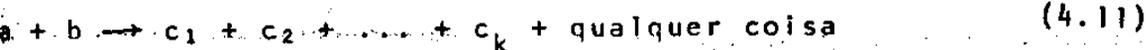
$$w_k(s) = \frac{\sigma_{\text{exc}}^{(k)}(s)}{\bar{\sigma}(s)} = \frac{1}{\{\prod_{f=1}^k n_f!\}} \int \dots \int d\vec{p}_1 \dots d\vec{p}_k \Omega^{(k)}(\vec{p}_1, \vec{p}_2, \dots, \vec{p}_k; s) \quad (4.9)$$

endo $\sigma(s) = \sum \sigma_{\text{excl}}^{(k)}(s)$ por definição, temos

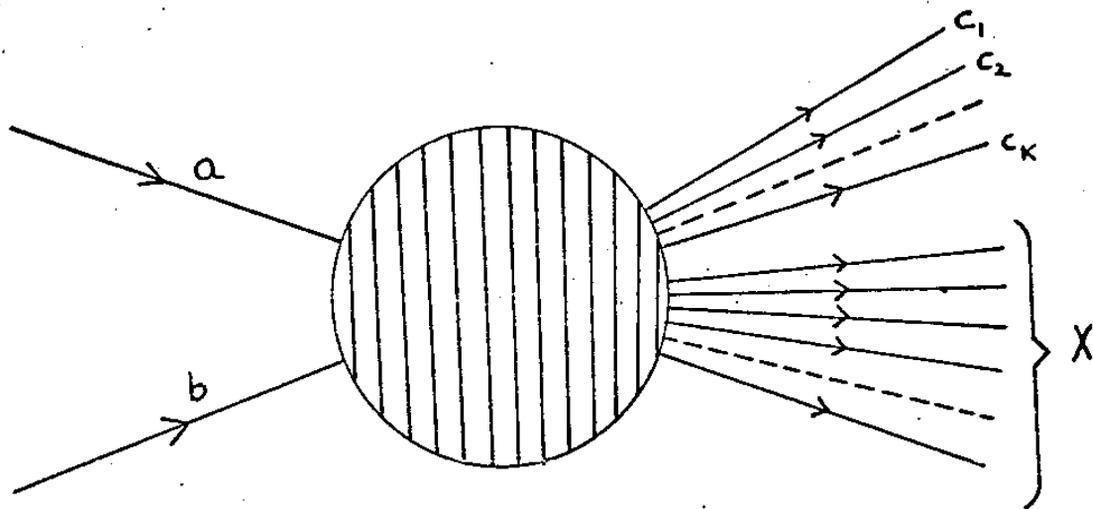
$$\sum w_k(s) = 1 \quad (4.10)$$

Como já dissemos, uma reação onde os momenta de todas as partículas no estado final são medidos é chamada uma reação exclusiva. Além dessas reações, os chamados experimentos inclusivos acupam uma boa parte da produção científica atual.

Em um experimento inclusivo (vide fig.4-2):



REAÇÃO INCLUSIVA



As partículas a e b colidem produzindo k partículas cujos momentos são medidos e mais um nº arbitrário de partículas X

Fig.(4.2)

pode existir no estado final um número qualquer de partículas com momenta arbitrários, além das k partículas cujos momentos são medidos e especificados.

Analisemos agora o processo inclusivo



onde X denota um sistema de partículas desconhecido. Experimentalmente a eq. (4-11) é realizada se tivermos um detetor que meça o momento e o tipo da partícula c. Medimos então a quantidade

$$\frac{d^3\sigma_c}{d^3p} = P^{-2} \frac{d^3\sigma_c}{dP d\Omega} \quad (4-13)$$

no sistema de laboratório. Esta quantidade é chamada "distribui

ção" para uma partícula ou um "spectrum". A quantidade $d^3\sigma_c/d^3p$ não é um invariante por transformações de Lorentz e podemos definir em vez dela a função distribuição invariante*

$$E \frac{d^3\sigma_c}{d^3p} = \frac{d^3\sigma_c}{dp} = f(\vec{p}, s) \quad (4-14)$$

É importante compreendermos exatamente o que a invariância de $f(p, s)$ significa. Se $f(p, s)$ é conhecida em um sistema de referência, podemos obter f em outro sistema onde p tem o valor p' simplesmente exprimindo p como uma função de p' . Se E for omitido da eq. (4-14), teremos um resultado errado a menos que corrijamos a nova fórmula multiplicando-a pelo Jacobiano da transformação.

Suponhamos um dado processo exclusivo com k partículas no estado final, das quais n_c são do tipo c . Se olharmos para o aspecto inclusivo da reação, medimos a quantidade

$$E \frac{d^3\sigma(K)}{d^3p} = n_c \frac{1}{2^k J (2\pi)^{3k-4}} \frac{1}{\{\prod n_f!\}} \frac{1}{\lambda} \sum \int \prod_{f \neq c}^k d^3p_f \delta^{(4)}(\sum p_i - \sum p_f) |M_k|^2 \quad (4.15)$$

A razão do fator n_c na eq. (4-15) vem do fato que quando integramos sobre toda a região de p , cada partícula, em um evento com n_c partículas idênticas no estado final, é contada uma vez, de maneira que o evento será contado n_c vezes. Temos, portanto, a normalização

$$\int E \frac{d^3\sigma_k^{n_c}}{d^3p} \frac{d^3p}{E} = n_c \sigma_k^{n_c} \quad (4.16)$$

A distribuição inclusiva dada pela eq. (4-14) é então

$$E \frac{d^3\sigma_c}{d^3p} = \sum_{n_c} \sum_K E \frac{d^3\sigma_k^{n_c}}{d^3p} \quad (4.17)$$

Daqui para frente, sempre que não houver possibilidade de confusão, omitiremos o índice c do momentum e da energia da partícula c .

Usando-se agora a eq. (4-16) podemos escrever:

$$\int \frac{d^3\sigma_c}{d^3p} \frac{d^3p}{E} = \sum_{n_c=1}^{\infty} n_c \left\{ \sum_k \sigma_k^{n_c} \right\} \equiv \sum_{n_c=1}^{\infty} n_c \sigma_c^{n_c} \equiv \sigma_{incl}^{(c)}(s) \quad (4.18)$$

Na eq. (4-18) $\sigma_c^{(n_c)} = \sum_k \sigma_k^{n_c}$ é a secção de choque para a produção de n_c partículas do tipo c .

Podemos escrever

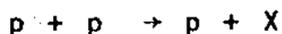
$$\sigma_{incl}^{(c)}(s) = \sum_{n_c=1}^{\infty} n_c \sigma_c^{n_c}(s) = \langle n_c(s) \rangle \sum_{n_c=1}^{\infty} \sigma_c^{n_c} \equiv \langle n_c(s) \rangle \sigma_c(s) \quad (4.19)$$

Na eq. (4-20) $\sigma_c(s)$ é a secção de choque usual para a produção da partícula c e $\langle n_c(s) \rangle \equiv \langle \hat{n}_c \rangle_s$ é a multiplicidade média de partículas do tipo c produzidas na colisão $a + b \rightarrow c + X$. Portanto um evento com n_c partículas do tipo c contribue n_c vezes para a secção de choque inclusiva: σ_c conta eventos e σ_{inc}^c conta partículas.

Na prática usa-se, em geral, $\sigma_c \equiv \sigma_{inel}$ ou $\sigma_c \equiv \sigma_{tot}$, dependendo do particular tipo de reação que estamos estudando. Por exemplo, em reações do tipo



é preferível usarmos $\sigma_{c=\pi} \equiv \sigma_{inel}$, pois dessa maneira temos certeza que $\langle n_\pi \rangle$ é aproximadamente o número médio de píons produzidos. Se a reação em estudo for



então devemos usar $\sigma_{c=p} \equiv \sigma_{tot}$, etc...

A forma final da eq. (4-18) é então

$$\int d^3p E^{-1} f(\vec{p}, s) = \int d^3p \frac{d^3\sigma_c}{d^3p} = \langle n_c \rangle_s \sigma_c(s) \quad (4.18')$$

de onde obtemos imediatamente a relação

$$\frac{1}{\sigma_c(s)} \frac{d^3\sigma_c}{d^3p} = \frac{d^3\langle n_c(s) \rangle}{d^3p} \quad (4.20)$$

Para uma reação inclusiva com k partículas no estado final (como a descrita pela eq. (4-11)) associamos uma função distribuição invariante f_k definida por:

$$\frac{d^3k\sigma}{d^3p_1 \dots d^3p_k} = \frac{f_k(\vec{p}_1, \dots, \vec{p}_k; s)}{E_1 \dots E_k} \quad (4-21)$$

Se assumirmos, por simplicidade, que todas as partículas c_i na eq. (4-11) são do mesmo tipo (tipo c , por exemplo), temos então correspondendo as equações (4-18') e (4-19)

$$\begin{aligned} \int dp_1 \dots dp_k f_k(\vec{p}_1 \dots \vec{p}_k) &= \sum_{n_c=k}^{\infty} n_c(n_c-1)\dots(n_c-k+1)\sigma_c^{n_c}(s) \\ &= \langle n_c(n_c-1)\dots(n_c-k+1) \rangle_s \sigma_c(s) \end{aligned} \quad (4.22)$$

onde $\sigma_c^{n_c}$ e σ_c têm exatamente o mesmo significado que no caso da distribuição para uma única partícula. As integrais de f_k sobre todas as variáveis são portanto os momentos binomiais (ou fatoriais) de ordem k da distribuição de multiplicidade.

4.2 Cinemática das reações de produção inclusivas ⁽⁴⁾.

Em experimentos com partículas incidentes não polarizadas, a distribuição $f(\vec{p}, s)$ não depende de rotações em torno do eixo do feixe incidente, sendo portanto uma função de apenas três variáveis essenciais. Uma delas é relacionada com a energia to

tal \sqrt{s} e para as duas outras variáveis os seguintes cinco conjuntos são usados dependendo da imagem física favorecida pelo processo de produção:

- i. p e θ , o valor absoluto do momentum e o ângulo polar de \vec{p} (momentum da partícula c , medido em relação à direção do movimento da partícula a), figura (4-3)

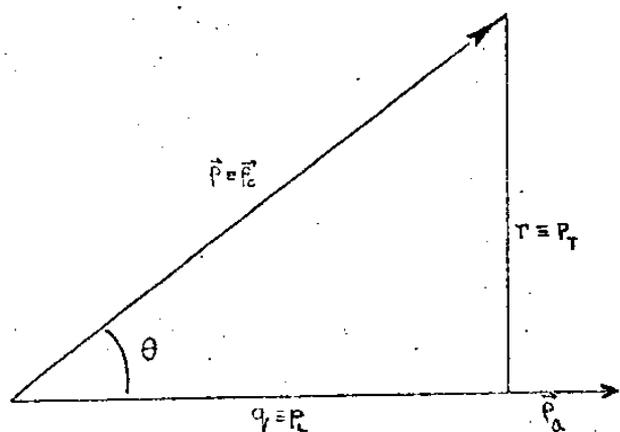


Fig. (4.3)

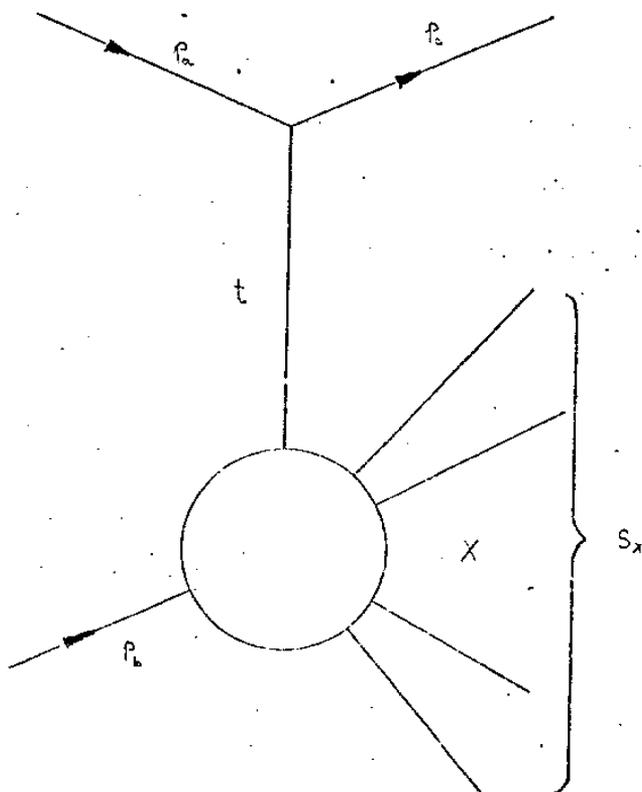


Fig. (4.4)

- ii. p_L e p_T , as componentes longitudinal e transversal de \vec{p} ,
- iii. t , o invariante de momentum transferido entre a partícula a e a partícula c , e $M^2 = s_x$, o quadrado da massa invariante do sistema não observado (X), ou "massa ausente", figura (4-4),
- iv. t e ν , onde ν é a energia no sistema de laboratório do objeto trocado na fig. (4-4) e está relacionado com s_x

e t por

$$v = E_a^L - E_c^L \quad (4.24)$$

$$= \frac{s_x - t - m_b}{2m_b}$$

Usamos v principalmente no caso em que as partículas a e c são idênticas e em tal caso v é simplesmente a energia perdida pela partícula a . Quando v é usado, é costume usarmos $t = -q$.

v. p_t e γ , onde γ é a rapidez longitudinal da partícula c definida como

$$\gamma = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right)$$

$$= \ln \left(\frac{E + p_L}{m_T} \right)$$

$$= \sinh^{-1} \left(\frac{p_L}{m_T} \right) \quad (4.25)$$

Na eq. (4-25) $m_T = \sqrt{p_t^2 + m_c^2}$ é a massa transversal da partícula c .

Os conjuntos acima são ainda frequentemente divididos em subconjuntos dependendo do sistema de referência usado para exprimir as quantidades não covariantes. Em conexão com o espectro de uma partícula usamos em geral sistemas de referência relacionados por transformações de Lorentz longitudinais, em particular o sistema de laboratório (SL), onde o alvo se encontra em repouso, o sistema de centro de momento (SCM) e o sistema do projétil (onde o projétil se encontra em repouso). Devemos, então, fazer distinção entre as variáveis p_L^l , p_L^* e p_L^p e γ^l , γ^* e γ^p

Podemos também modificarmos os conjuntos acima executando uma simples transformação de coordenadas; por exemplo, podemos usar p_T^2 em vez de p_T .

Antes de prosseguirmos, vamos entender exatamente o significado da variável rapidez. Para tanto vamos considerar duas transformações de Lorentz consecutivas do tipo

$$\begin{cases} a'^0 = \gamma(a^0 - \beta a^3) \\ a'^1 = a^1 \\ a'^2 = a^2 \\ a'^3 = \gamma(a^3 - \beta a^0) \end{cases} \quad (4.26)$$

com parâmetros β_1 e β_2 . Como é bem conhecido, o resultado combinado das duas transformações é equivalente a uma única transformação com parâmetros

$$\begin{cases} \beta_3 = (\beta_1 + \beta_2) / (1 + \beta_1 \beta_2) \\ \gamma_3 = \gamma_1 \gamma_2 (1 + \beta_1 \beta_2) \end{cases} \quad (4.27)$$

Introduzimos o parâmetro ξ , chamado rapidez, através das equações

$$\beta = \tanh \xi, \quad \gamma = \cosh \xi, \quad \gamma \beta = \sinh \xi \quad (4.28)$$

ξ mapeia o intervalo de velocidade de $-1 < \beta < 1$ no intervalo $-\infty < \xi < +\infty$. A eq. (4-27) implica então que as rapidezes satisfazam a equação

$$\tanh \xi_3 = \frac{\tanh \xi_1 + \tanh \xi_2}{1 + \tanh \xi_1 \tanh \xi_2} = \tanh(\xi_1 + \xi_2)$$

ou

$$\xi_3 = \xi_1 + \xi_2 \quad (4.29)$$

Vemos, portanto, que as rapidezzes são aditivas sob transformações de Lorentz paralelas.

Notemos ainda que da eq. (4-28) podemos escrever:

$$\beta = \tanh \xi \rightarrow \xi = \tanh^{-1} \beta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right) \quad (4.30)$$

$$= \ln(\gamma + \gamma\beta)$$

Consideremos, agora, por exemplo, uma partícula emitida no SCM com momentum

$$\vec{p}^* = (E^*, p_L^*, p_T) \quad (4.31)$$

Temos então

$$\vec{\beta}^* = \frac{\vec{p}^*}{E^*}, \quad \beta_L^* = \frac{p_L^*}{E^*} \quad (4.32)$$

e, portanto,

$$\xi_L^* = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \beta_L^*}{1 - \beta_L^*} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + p_L^*/E^*}{1 - p_L^*/E^*} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E^* + p_L^*}{E^* - p_L^*} \right) \quad (4.33)$$

Comparando-se a eq. (4-33) com a eq. (4-25) vemos que

$$\gamma^* = \xi_L^*$$

Também devido ao fato de que

$$\xi^* = \sinh^{-1} (p_L^*/m_T)$$

e da relação geral

$$\vec{\beta} \gamma = \vec{p}^*/m_c$$

podemos usar

$$\beta_L^* \gamma = p_L^*/m_T$$

e estudarmos movimentos unidimensionais com a massa transversal. Mostramos acima que as rapidezes são aditivas sob transformações de Lorentz colineares.

Portanto, rapidezes longitudinais $\xi_L \equiv y$ e y' em dois sistemas relacionados entre si por uma transformação de Lorentz longitudinal com parâmetro γ , diferem entre si somente por uma constante aditiva. Esta constante aditiva é facilmente identificada se colocarmos

$$p'_L = \gamma(p_L - \beta E)$$

$$E' = \gamma(E - \beta p_L)$$

na eq. (4-25):

$$\begin{aligned} y' &= \frac{1}{2} \ln \frac{(E' + p'_L)}{(E' - p'_L)} \\ &= y + \chi \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{1}{2} \ln \frac{(1 + \beta)}{(1 - \beta)} \\ &= -\ln(\gamma - \gamma\beta) = \ln(\gamma + \gamma\beta) = \cosh^{-1} \gamma \end{aligned} \quad (4.34)$$

Na eq. (4.34), χ é a rapidez relativa dos dois sistemas.

Para as transformações de Lorentz das rapidezes y^ℓ , y^* e y^p definidas nos três sistemas padrões SL (sistema laboratório), SCM (sistema de centro de momenta) e SP (sistema do projétil) temos as equações

$$\begin{aligned} s &= m_a^2 + m_b^2 + 2m_b(E_a) \\ y &= y^* + \chi^* \\ &= y^* + \ln \frac{(E_a^\ell + m_b + p_a^\ell)}{\sqrt{s}} \\ &= y^* + \cosh^{-1} \left[\frac{s - m_a^2 + m_b^2}{2m_b \sqrt{s}} \right] \\ &= y^* + \ln \frac{\sqrt{s}}{m_b} \end{aligned} \quad (4.35)$$

Também

$$\begin{aligned}
 y^{\ell} &= y^p + X^p \\
 &= y^p + \ln \frac{E_a^{\ell} + p_a^{\ell}}{m_a} \\
 &= y^p + \cosh^{-1} \left(\frac{s - m_a^2 - m_b^2}{2m_b m_a} \right) \\
 &\underset{s \rightarrow \infty}{\approx} y^p + \ln \frac{s}{m_a m_b}
 \end{aligned} \tag{4.36}$$

$$\begin{aligned}
 y^* &= y^p + X^{p*} \\
 &= y^p + \ln \left(\frac{E_b^p + m_a + p_b^p}{\sqrt{s}} \right) \\
 &= y^p + \cosh^{-1} \left(\frac{s + m_a^2 - m_b^2}{2m_a \sqrt{s}} \right) \\
 &\underset{s \rightarrow \infty}{\approx} y^p + \ln \frac{\sqrt{s}}{m_a}
 \end{aligned} \tag{4.37}$$

Em termos da rapidez y^* , o quadrimomento $p = (E^*, \vec{p})$ da partícula c pode ser escrito como

$$\begin{aligned}
 p &= (m_T \cosh y^*, p_x, p_y, m_T \sinh y^*) \\
 E^* &= m_T \cosh y^*, \quad p_L^* = m_T \sinh y^*
 \end{aligned} \tag{4.38}$$

Para estimarmos os valores numéricos das rapidezes longitudinais que encontramos na prática, notemos que o máximo valor de p^* no SCM é dado pela expressão abaixo, e é independente de θ

$$p_{\max}^* = \frac{\lambda^{1/2} (s, m_c^2, s_x^{\min})}{\sqrt{s}} \tag{4.39}$$

$$\text{onde } \lambda(x, y, z) = (x-y-z)^2 - 4yz \quad (4.40)$$

e é independente de θ .

A região física é então fornecida por $0 < p^* < p_{\max}^*$ $0 < \theta^* < \pi$. NO plano (p_L^*, p_T) a região física é um círculo:

$$p_L^{*2} + p_T^2 < p_{\max}^2 \quad (4.41)$$

O valor de E^* associado com a eq (4.39) é:

$$E_{\max}^* = \frac{s + m_c^2 - s_X^{\min}}{2\sqrt{s}} \quad (4.42)$$

para $s \rightarrow \infty$, temos:

$$p_{\max}^* \approx E_{\max}^* \approx \frac{1}{2}\sqrt{s} \quad (4.43)$$

$$\frac{p_{\max}^*}{E_{\max}^*} \approx 1 - \frac{2m_c^2}{s}$$

Então para s grande temos (os termos de correção são da ordem de s^{-1}).

$$-\ln \frac{\sqrt{s}}{m_c} < y^* < \ln \frac{\sqrt{s}}{m_c}$$

$$-\ln \frac{m_c}{m_b} < y^{\ell} < \ln \frac{s}{m_b m_c}$$

$$-\ln \frac{s}{m_a m_c} < y^f < \ln \frac{m_a}{m_c}$$

(4.44)

Notemos que os limites de y^* dependem somente de m_c e que o comprimento total do intervalo de variação de y (em qualquer sistema) é $\ln\left(\frac{S}{m_c^2}\right)$.

Por exemplo, para dois feixes incidentes de momento 30GeV/c cada um ($E_{\text{equivalente}}^{\ell} = 1.800\text{GeV}$) temos, para colisões do tipo :

$a+p \rightarrow \pi+x$ (a é qualquer projêtil),

$$\begin{aligned} -4.0 < y^* < 4.0 \\ -1.9 < y^{\ell} < 6.1 \end{aligned} \tag{4.45}$$

e para $a+p \rightarrow p+x$

$$\begin{aligned} -2.1 < y^* < 2.1 \\ 0 < y^{\ell} < 4.2 \end{aligned} \tag{4.45'}$$

Na física de raios cósmicos tradicional usam-se variáveis intimamente relacionadas com os y 's. Realmente em muitos experimentos de raios cósmicos é difícil executar uma medida dos momentos e em muitos experimentos somente as distribuições angulares das secundárias são obtidas. Na apresentação dos dados é costume trocarmos o ângulo polar θ por uma variável que tem uma lei de transformação simples entre o S.L e o S.C.M. e que expande a região próxima a $\theta^{\ell} = 0$, onde a maioria dos eventos acham-se concentrados. Como é bem conhecido temos a seguinte equação relacionando θ^{ℓ} e θ^*

$$\tan \theta^{\ell} = \frac{\beta^* \sin \theta^*}{\gamma^{CM} (\beta^{CM} + \beta^* \cos \theta^*)} \tag{4.46}$$

onde β^* é a velocidade no S.C.M. da partícula emitida. Quando β^{CM} e β^* são próximos da unidade obtemos:

$$\begin{aligned} \tan \theta^{\ell} &= \frac{\sin \theta^{\ell}}{\gamma^{CM} (1 + \cos \theta^{*})} \\ &= \frac{1}{\gamma^{CM}} \tan \frac{1}{2} \theta^{*} \end{aligned} \quad (4.47)$$

As variáveis:

$$\begin{aligned} u^{*} &= \ell n \tan \frac{1}{2} \theta^{*} \\ u^{\ell} &= \ell n \tan \theta^{\ell} \end{aligned} \quad (4.48)$$

que já foram por nós usadas no Cap.3, quando apresentamos as distribuições de Duller-Walker, estão relacionadas por:

$$\begin{aligned} u^{\ell} &= u^{*} - \ell n \gamma^{CM} \\ &= u^{*} - \ell n \frac{\sqrt{s}}{2m_b} \end{aligned} \quad (4.49)$$

desde que β^{*} permaneça suficientemente próximo da unidade.

A fórmula (4.49) evidentemente falha na região central mostrada na fig(4.5) logo adiante.

Como $du^{\ell} = 2(\sin 2\theta^{\ell})^{-1} d\theta^{\ell}$ e $du^{*} = (\sin \theta^{*})^{-1} d\theta^{*}$ é também claro que u^{ℓ} e u^{*} expandem as regiões de pequenos θ^{ℓ} e θ^{*} .

Para relacionarmos u^{ℓ} e y^{ℓ} notemos que quando $m_c \ll p_T \ll p_L$

$$\begin{aligned} y^{*} &= \ell n \left(\frac{E^{*} + p_L^{*}}{(m_c^2 + p_T^2)^{1/2}} \right) \approx \ell n \frac{2p_L}{p_T} \\ &= -\ell n \frac{1}{2} \theta^{*} \\ &= -\ell n \operatorname{tg} \frac{1}{2} \theta^{*} \end{aligned} \quad (4.50)$$

Achamos então que:

$$y^{\ell} = -u^{\ell} + \ln 2 = -\ln \tan \theta^{\ell} = -\ln\left(\frac{1}{2} \tan \theta^{\ell}\right)$$

$$y^* = -u^*$$

e a relação (4.48) é equivalente a

$$y = y^* + \ln \frac{\sqrt{s}}{m_b}$$

(vide a eq.(4.35)). Entretanto a eq. (4.35) é exata no limite $s \rightarrow \infty$, enquanto que a eq. (4.48) aplica-se somente a uma classe limitada de eventos.

Terminando esta longa secção apresentando o gráfico da fig.(4.5) que dá uma idéia da relação entre as variáveis angulares e rapididades, para diversos valores da energia incidente (E_a^{ℓ}).

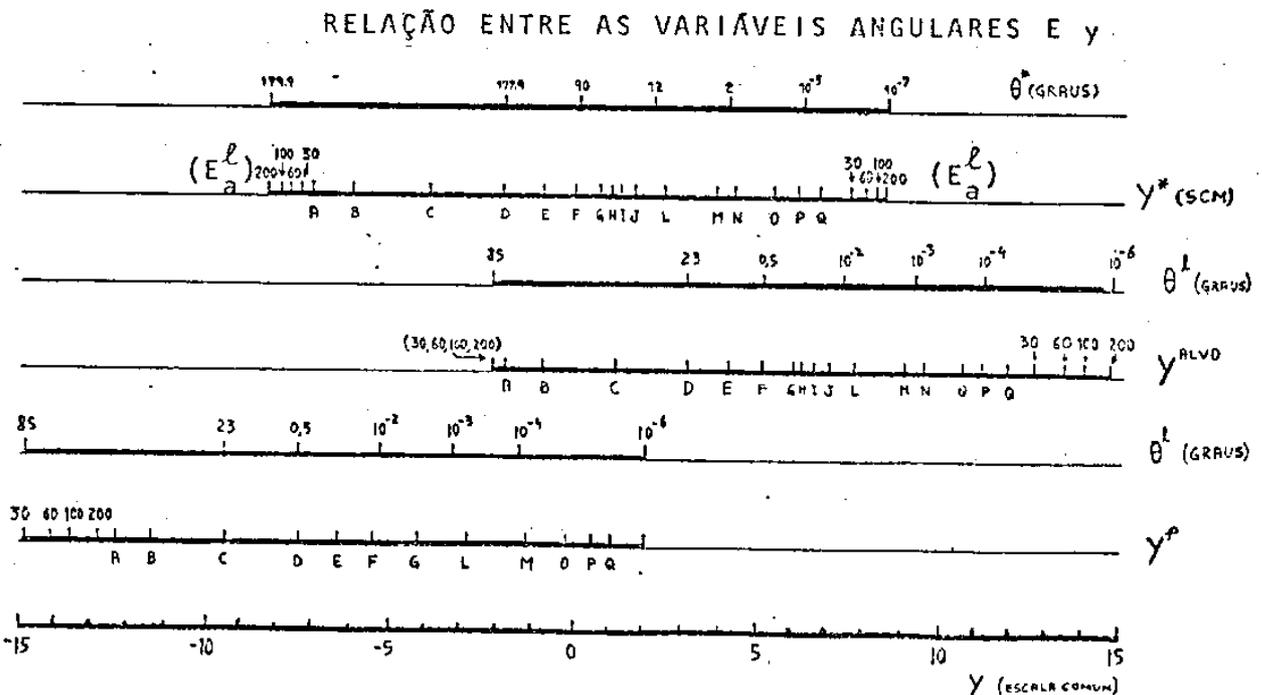


Fig. (4.5)

4.3 - Classificação Assintótica das Partículas Produzidas .

"Scaling", Fragmentação e Pionização (A Linguagem Dos Físicos De Aceleradores).

Os conceitos dinâmicos de "scaling"⁽⁵⁾ e fragmentação⁽⁶⁾ envolvem essencialmente algumas conjecturas acerca do comportamento de $f(p_L, p_T, s)$ quando $\sqrt{s} \rightarrow \infty$. Analisaremos aqui alguns fatores cinemáticos relevantes, que atualmente formam a parte significativa dessas teorias.

Em vez das variáveis longitudinais p_L e y (expressas em vários sistemas de referência) é algumas vezes conveniente modificarmos essas variáveis de maneira que os seus intervalos de variação tornem-se essencialmente constantes. (chamaremos tais variáveis de variáveis de escala). Nenhum conceito dinâmico acha-se envolvido, uma vez que, implicitamente, isso é sempre feito, quando desenhamos figuras em um papel de tamanho limitado. Como os limites exatos de p_L e y em todos os sistemas de referência são conhecidos, torna-se absolutamente trivial a introdução de novas variáveis com intervalos fixos.

Como em geral os limites são extremamente complicados e como as variáveis de escala são interessantes principalmente no limite de s grande, nós as simplificaremos. Considerando-se os momentos longitudinais, podemos primeiramente aproximar o limite exato superior de p_L pelo momentum da partícula incidente e definirmos:

$$x^* = \frac{p_L^*}{p_a^*}, \quad x^\ell = \frac{p_L^\ell}{p_a^\ell}, \quad x^p = \frac{p^\ell}{p_b^p} \quad (4.51)$$

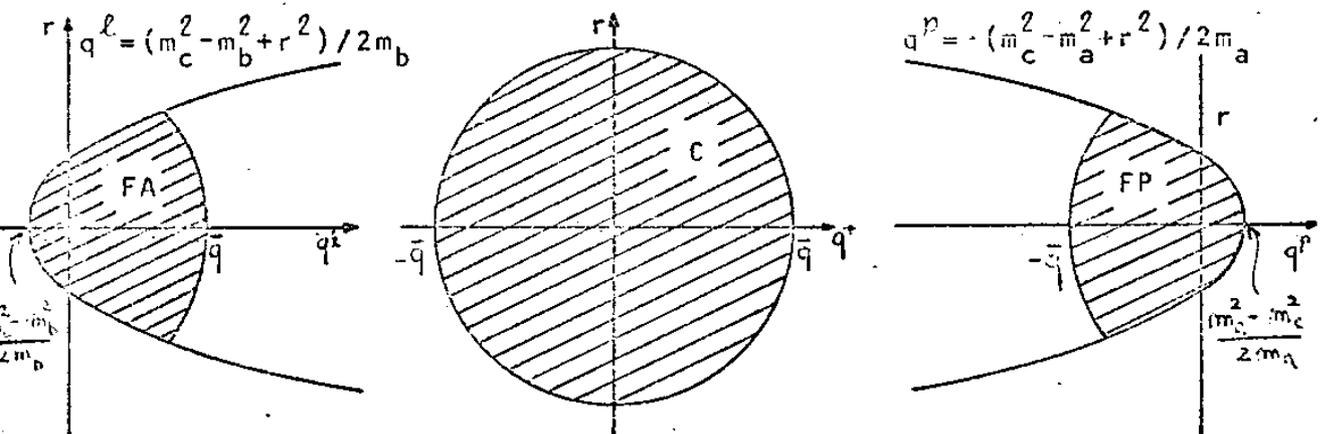
Em seguida podemos usar os valores aproximados dos momenta para grandes valores de s e definirmos:

$$x^* = \frac{2p_l^*}{\sqrt{s}} \quad x^\ell = \frac{2m_b p_l^\ell}{\sqrt{s}} \quad x = \frac{2m_a p_l^p}{\sqrt{s}} \quad (4.52)$$

As variáveis acima são limitadas no limite em que $s \rightarrow \infty$ por:

$$-1 \leq x^* \leq 1 \quad 0 \leq x^\ell \leq 1 \quad \text{e} \quad -1 \leq x^p \leq 0 \quad (4.53)$$

Consideremos a região de fragmentação do alvo (F.A.), região central (C) e região de fragmentação do projétil (F.P.) definidas na fig. (4.6)-



as regiões de fragmentação do alvo (FA), central (C) e fragmentação do projétil (FP) quando $s \rightarrow \infty$. \bar{q} é um nº finito. A forma exata das regiões é irrelevante. A única exigência é que os momenta permaneçam finitos dentro das regiões quando s

Fig. (4.6)

A chamada hipótese de fragmentação limite⁽⁶⁾ é uma hipótese concernente à função $f(p_L, p_T, s)$ nas três regiões acima definidas para $s \rightarrow \infty$ e p_T fixo. Escolhendo-se como exemplos os casos menos controvertidos, a hipótese de fragmentação limite estipula que nas regiões FA e FP a função $f(p_L, p_T, s)$ tem os seguintes limites não nulos quando $s \rightarrow \infty$

$$\begin{aligned} f(p_L^\ell, p_T, s) &\rightarrow f(p_L^\ell, p_T) > 0 && p_L^\ell \text{ na região FA} \\ f(p_L^p, p_T, s) &\rightarrow f(p_L^p, p_T) > 0 && p_L^p \text{ na região FP} \end{aligned} \quad (4.54)$$

(ambos os casos quando $s \rightarrow \infty$)

Para ilustrarmos as relações entre estas regiões, mostramos qualitativamente na fig.(4.7) como os intervalos

$$\frac{m_c^2 - m_b^2}{2m_b} < p_L^\ell < \bar{p} \quad (\text{FA})$$

$$-\bar{p} < p_L^* < \bar{p} \quad (\text{C}) \quad (4.55)$$

$$-p < p_L^p < \frac{m_a^2 - m_c^2}{2m_a} \quad (\text{FP})$$

correspondentes a $p_T = 0$ se comportam no SCM e no SL quando $s \rightarrow \infty$. Os intervalos da eq.(4.55) são também apresentados na fig.(4.7) como funções da rapidez y . As curvas da fig.(4.7) foram obtidas inserindo-se os pontos finais dados pela eq.(4.55) nas equações de transformação adequadas tomadas no limite de grandes valores de s .

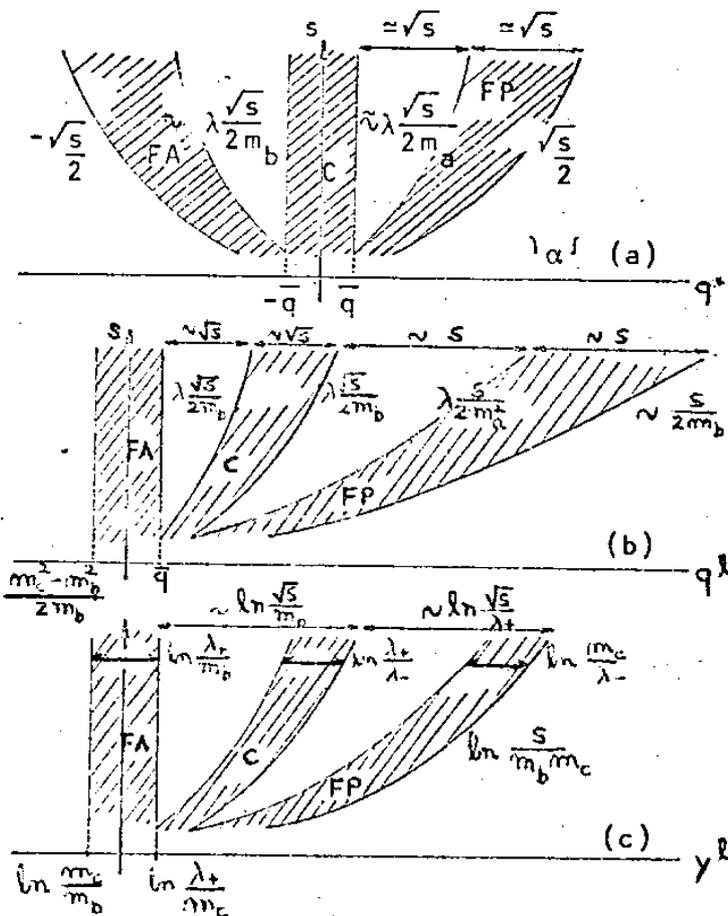
$$p_L^* = \frac{\sqrt{s}}{2m_b} [p_L^\ell - (1 - 2m_b^2/s) E^\ell]$$

$$p_L^* = \frac{\sqrt{s}}{2m_a} [p_L^p + (1 - 2m_a^2/s) E^p] \tag{4.56}$$

$$p_L^\ell = \frac{\sqrt{s}}{2m_b} (p_L^* + E^*)$$

$$p_L^p = \frac{s}{2m_a m_b} [p_L^p + (1 - 2m_a^2 m_b^2 / s^2) E^p]$$

$E = (p_L^2 + m_c^2)^{1/2}$ desde que tomamos $p_T = 0$



comportamento qualitativo das regiões FA, C e FP quando $s \rightarrow \infty$ no CM (a) e SL (b) e em termos da rapidez y . \bar{q} é um n.º finito e

$$\lambda_{\pm} = (q^2 + m_c^2)^{1/2} \pm \bar{q}$$

Fig. (4.7)

Notemos que os termos de correção em alguns dos parâmetros de velocidade são necessários para transformarmos pontos próximos a

$p_L^* = \pm p_{\max}^*$ corretamente ($p_{\max}^*/E_{\max}^* = 1-2m_c^2/s$). A fig(4.7c) foi

obtida simplesmente aplicando-se a relação:

$y^\ell = \ln[(E^\ell + p^\ell)/m_T]$ a fig(4.7b). Podemos tirar as seguintes conclusões:

clusões:

Em termos dos momentos longitudinais considerados no S.C.M., a separação entre a região de F.A. e a região C e as regiões F.P. (as regiões de transição) e os comprimentos das regiões F.A. e F.P. crescem proporcionalmente a \sqrt{s} .

Em função dos momentos longitudinais considerados no sistema de laboratório, a separação entre as regiões F.A. e C e o comprimento da região C são proporcionais a \sqrt{s} e a separação entre as regiões F.P. e C e o comprimento da região F.P. são proporcionais a s .

Em função da rapidez y (no S.L, S.C.M, ou S.P.) os comprimentos das regiões F.A, C e F.P. são constantes enquanto que as separações das regiões F.A e C e das regiões F.P e C são proporcionais a $\ln s$.

Para apresentarmos as conclusões acima em termos das variáveis de escala x^* e x^ℓ (eq(4.52)), escolhemos s grande e transformamos as regiões nas figuras (4.7a) e 4.7b) nas da fig(4.8).

Como \bar{p} é qualquer valor fixo do momento (fig.(4.6)), tal valor pode ser escolhido bem grande e $\lambda_- = \bar{E} - \bar{p} \approx m_c^2/2\bar{p}$ pode ser então feito arbitrariamente pequeno. Deduzimos então que:

- (i) em termos de x^* as regiões de F.A. e F.P. são assintoticamente os intervalos $-1 < x^* < 0$ e $0 < x^* < 1$, respectivamente e a região C é expremida no ponto $x^* = 0$.
- (ii) Em termos de x^ℓ a região F.P. é assintoticamente o intervalo $0 < x^\ell < 1$ enquanto que as regiões F.A e C são expremidas -

ℓ para o ponto $x = 0$.

Em termos da variável de escala x^* , temos inserindo a equação (4.56) na região de fragmentação do projétil $0 < x \leq 1$

$$p_L^p = \gamma (p_L^* - \beta E^*)$$

$$\approx \left(\frac{\sqrt{s}}{2m_a} \right) p_L^* \left| 1 - (1 - 2m_a^2/s) (1 + m_c^2/2p_L^{*2}) \right|$$

$$\approx \left(\frac{x^*}{2m_a} \right) \left(m_a^2 - \frac{m_c^2}{x^{*2}} \right) \quad (4.57)$$

e na região de fragmentação do alvo $-1 \leq x < 0$.

$$p_L^\ell = \gamma^{CM} (p_L^* + \beta^{CM} E^*)$$

$$\approx \left(\frac{\sqrt{s}}{2m_b} \right) p_L^* \left| 1 - (1 - 2m_b^2/s) (1 + m_c^2/2p_L^{*2}) \right|$$

(4.57')

$$\approx \left(\frac{x^*}{2m_b} \right) \left(m_b^2 - \frac{m_c^2}{x^{*2}} \right)$$

Em ambas regiões p_L^p e p_L^ℓ são portanto funções apenas de x^* , isto é, dependem de s apenas através da combinação $2p_L^*/\sqrt{s}$.

Combinando-se esta observação com a hipótese de fragmentação limite (eq(4.54)) vemos que tal hipótese implica que no limite $s \rightarrow \infty$, (p_T -fixo) $f(p_L, p_T, s)$ torna-se uma função somente de x^* , isto é:

$$f(p_L^*, p_T, s) \xrightarrow{s \rightarrow \infty} f(x^*, p_T) \quad (4.58)$$

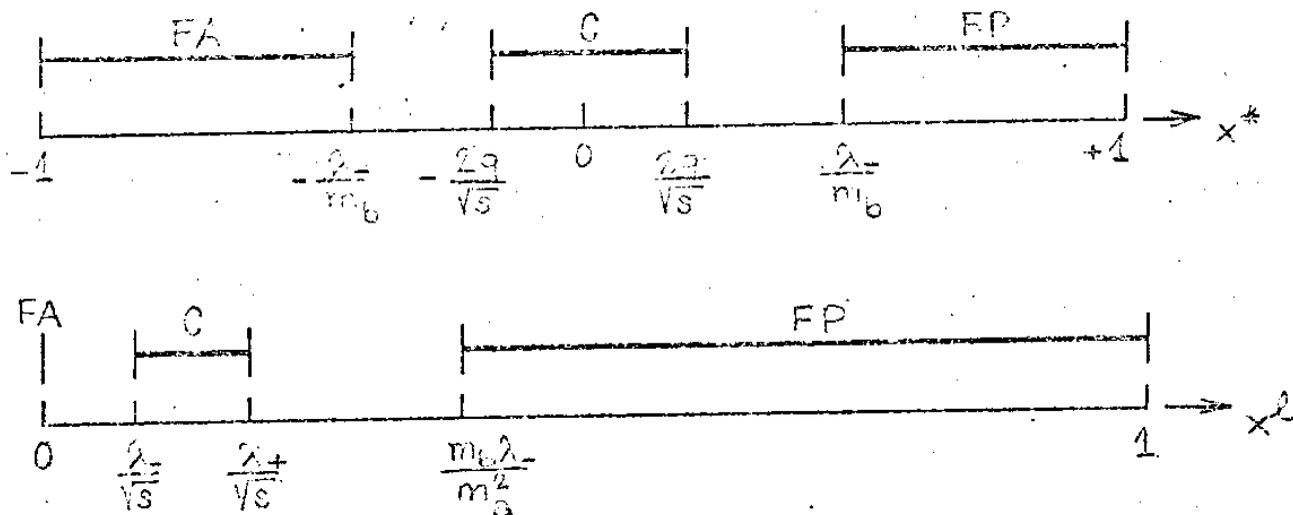
onde $-1 \leq x^* < 0$ e $0 < x^* \leq 1$. Esta é a conexão cinemática entre as hipóteses de fragmentação do alvo e do projétil e a hipótese de "scaling" (eq(4.58)). A análise do que ocorre na região central

$x^* = 0$ necessita algumas considerações de natureza dinâmica e deixamos tal discussão para o Cap.5.

Queremos apenas terminar esta longa seção com a observação que a região central é às vezes chamada Região de Pionização. Esta denominação vem da crença expressa pelos físicos de aceleradores e também por físicos russos e poloneses⁽⁷⁾ de raios cósmicos que a produção de partículas com momentos fixos (em geral de pequeno valor) no S.C.M. é um fenômeno que eventualmente torna-se independente da fragmentação das partículas incidentes (projétil ou/e o alvo) quando \sqrt{s} (a energia no S.C.M.) cresce.

Usando as palavras de H. Jacob⁽⁹⁾: "The pionization component is connected to the way the vacuum reacts to the perturbation brought by the encounter of two very energetic particles".

Deixamos a discussão dessas e outras idéias associadas aos mecanismos de produção para o Cap.5.



AS REGIÕES FA, C E FP EM TERMOS DAS VARIÁVEIS DE ESCALA x^* e x^l (Tanto nessa como nas fig.(4.6) e (4.7) temos sempre $r \equiv p_T$ e $q \equiv p_L$.)

Fig. (4.8)

REFERENCIAS CAP. 4

1. Yoichi Fujimoto and Hisahiko Sugimoto, Suppl. Progr. Theor. Phys., 47, 300 (1971)
A próxima Câmara a ser montada em Chacaltaya, Câmara 18, será bastante profunda (dez camadas a mais que as anteriores) e permitirá portanto um estudo da correlação do movimento dos estados intermediários e o nucleon residual.
2. Veja alguns fatos sôbre os aceleradores em funcionamento no Cap. 1.
3. O. A. D. Martin and T. D. Spearman, Elementary Particle Theory Chap. 4 (North-Holland Publ. Company - Amsterdam - 1970)
4. E. Byckling and K. Kajantie, Particle Kinematics, Chap. 7 (J. Wiley & Sons - 1973)
5. R. P. Feynman, Phys. Rev. Letters 23, 1415 (1969)
R. P. Feynman, in High Energy Collisions, Proc. 3rd Int. Conf. Stony Brook, Sept. 1969, organized by C. N. Yang et al. (Gordon and Breach, New York, 1969) pg. 237.
6. J. Benecke et al., Phys. Rev. 188, 2159 (1969)
7. E. L. Feinberg, Phys. Reports, 5 n° 5 (1972)
8. M. Jacob, Multi-Body Phenomena in Strong Interactions, Proceedings of the 1973 CERN-JINR School of Physics, Ebeltoft, Denmark June 1973

CAPÍTULO 5

ALGUMAS IDÉIAS TEÓRICAS SOBRE REAÇÕES DE PRODUÇÃO

5.1 - Introdução.

Não é absolutamente a intenção do presente trabalho a discussão dos modelos teóricos inventados para a descrição das reações de produção*. Contudo para uma justa apreciação dos dados experimentais obtidos pela Colaboração Brasil-Japão e sua análise, apresentados no Cap.3, e também das comparações entre os dados de Raios C \bar{O} s micos e os obtidos com aceleradores (ver Cap.6) a apresentação de algumas idéias teóricas relativas aos mecanismos de produção se faz necessária.

5.2 - Alguns Modelos que Satisfazem As Hipóteses de "scaling" e Fragmentação Limite.

Na seção 4.3 apresentamos as hipóteses de fragmentação limite e "scaling" e mostramos que ambas são equivalentes para $-1 < x^* < 0$ e $0 < x^* < 1$, sendo que qualquer adivinhação a cerca do comportamento da função $f^{(i)}(p_L, p_T, \infty)$ para $x^* = 0$ depende necessariamente de alguma idéia dinâmica. Particularmente o modelo de partons de Feynman⁽²⁾ (bremsstrahlung hadrônico) prevê que:

*Tal omissão é plenamente justificada dado o fato que existe um grande número de resenhas sobre o assunto(1).

$$f^{(i)}(x^*=0, p_T) \equiv f^{(i)}(p_T) \quad (5.1)$$

Recordemos agora a definição de $f^{(i)}(p_L, p_T, s)$ (eq(4.18)).

$$E \frac{d^3\sigma^{(i)}}{d^3p} = f^{(i)}(p_L, p_T, s) \quad (5.2)$$

$$\int f^{(i)}(\vec{p}, s) \frac{d^3p}{E} = \langle n(s) \rangle_i \bar{\sigma}$$

e portanto de acordo com a eq(4.20)

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d^3\sigma^{(i)}}{d^3p} = \frac{d^3\langle n(s) \rangle_i}{d^3p} = \frac{d^3\bar{n}_i}{d^3p} \quad (5.3)$$

Como já discutimos no Cap.4 na prática $\bar{\sigma} \equiv \sigma_{total}$ ou $\bar{\sigma} \equiv \sigma_{inel}$. 0 que os resultados experimentais obtidos com Raios Cômicos e com Aceleradores nos dizem a respeito da validade das hipóteses de scaling e fragmentação limite será visto oportunamente. Aqui estudaremos algumas das consequências da hipótese de scaling em todo o intervalo de variável da variável x^* . Se $f^{(i)}(\vec{p}, s)$ torna-se realmente uma função da variável de escala x^* a eq(5.2) permite-nos escrever:

$$\bar{\sigma} \bar{n}_i = \pi \sqrt{s} \int f^{(i)}(x^*, p_T) \frac{p_T dp_T dx^*}{E} \quad (5.4)$$

Esta quantidade é uma função crescente da energia \sqrt{s} . A questão é: quão rapidamente cresce essa função?

Expandindo-se $f^{(i)}(x^*, p_T)$ em uma série de Taylor em x^* achamos que o termo mais divergente é logarítmico, sendo este termo determinado pela estrutura da função em $x^*=0$. Para p_T fixo o resultado é:

$$\frac{\sqrt{s}}{2} \int_{-1}^{+1} f^{(i)}(x^*, p_T) \frac{dx}{(m_T^2 + \frac{s x^2}{4})^{1/2}} \approx 2 f^{(i)}(0, p_T) \ln \frac{\sqrt{s}}{m_T} + \int_{-1}^{+1} \left\{ f^{(i)}(x^*, p_T) - f^{(i)}(x^*, 0) \right\} \frac{dx}{|x|}$$

e derivamos então a relação assintótica:

$$\bar{\sigma} \langle n \rangle_i \approx \ln s \cdot \int f^{(i)}(0, p_T) 2\pi p_T dp_T + \text{const.} \quad (5.5)$$

que fornece como resultado que $\langle n(s) \rangle_i$ cresce logaritmicamente com a energia desde que $\bar{\sigma}$ seja uma constante. Tal resultado é obtido - em muitos modelos teóricos "existentes na praça" e de caracteres - bastante diversos. Particularmente pode-se mostrar que um aumento - logaritmico da multiplicidade é uma consequência imediata do popu - lar modelo multiperiférico de Amati, Bertocchi, Fubini, Stanghellini-Tonim (modelo ABFST) ⁽³⁾ e variantes do mesmo, onde o mecanismo de produção de pions é suposto proceder via emissão independente ao longo da cadeia multiperiférica. A ilustração do mecanismo encontra-se na fig(5.1). Aumentando-se a energia aumenta-se simplesmente o comprimento da cadeia.

Um aumento logaritmico da multiplicidade é previsto também pelo - modelo de emissão independente de "clusters idênticos" ⁽⁴⁾ que decaem isotropicamente em pions. Para um tal modelo teríamos o - seguinte gráfico, fig. (5.2)

Em termos da variável rapidez y^* , scaling na variável x^* para $x^* = 0$ é traduzido pela existência de um patamar na região central, em torno de $y^* = 0$, na seção de choque inclusiva $\frac{d\sigma^{(i)}}{dy^*}$. Realmente dado que

DIAGRAMA MULTIPERIFÉRICO DO MODELO (ABFST) PARA A PRODUÇÃO DE PIONS

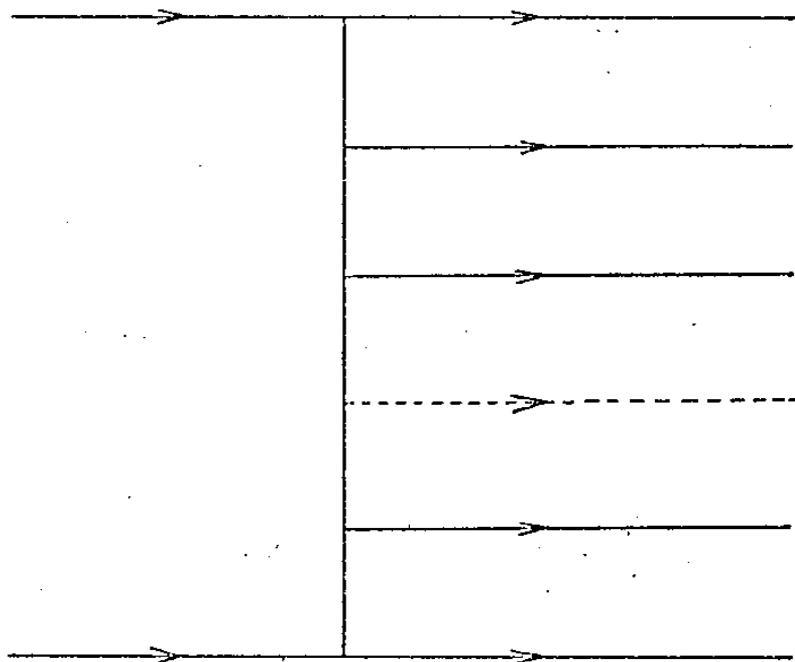


FIG. (5.1)

DIAGRAMA CORRESPONDENTE AO MODELO DE EMISSÃO INDEPENDENTE DE CLUSTERS

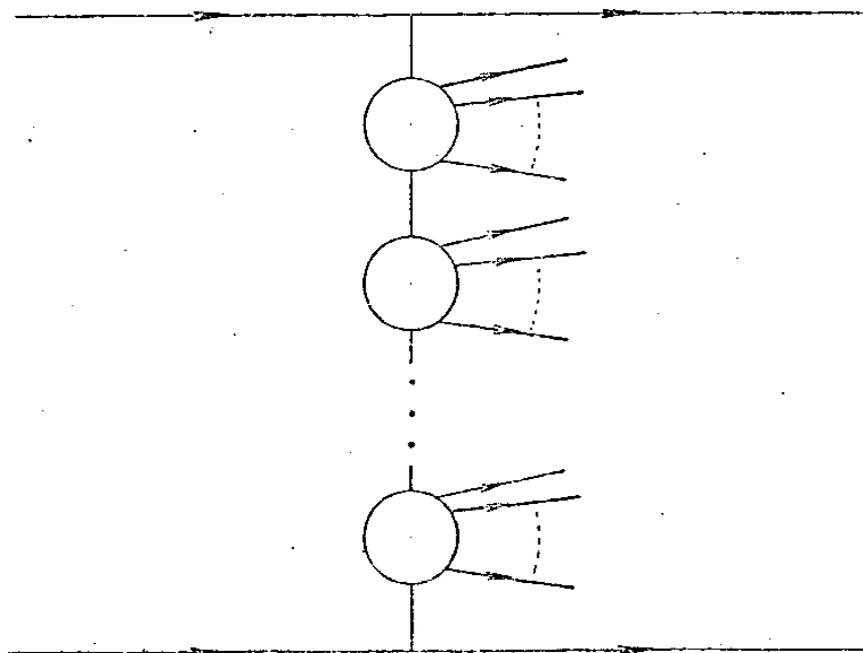


FIG. (5.2)

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{E d^3 \sigma^{(i)}}{d^3 p} &= \frac{E d^3 \sigma^{(i)}}{dp_L (2\pi p_T dp_T)} = \frac{d^3 \sigma^{(i)}}{dy^* (2 p_T dp_T)} = f^{(i)}(x^*, p_T) \\ \frac{E d^3 \sigma^{(i)}}{d^3 p} (x^*=0, p_T) &= f^{(i)}(x^*=0, p_T) \equiv f^{(i)}(p_T) \end{aligned} \right. \quad (5.6)$$

e

$$\frac{d\sigma^{(i)}}{dy^*} = \int E \frac{d^3 \sigma^{(i)}}{d^3 p} 2\pi p_T dp_T \quad (5.7)$$

vemos imediatamente que na região central:

$$\left. \frac{d\sigma^{(i)}}{dy^*} \right|_{\text{Região Central}} = \text{const.} \quad (5.8)$$

A equação (5.8) implica por sua vez que o comprimento do patamar é $\sim \ln s$, uma vez que, como vimos no Cap.4, o aumento do intervalo disponível para y^* é da ordem de $\ln s/m_i^2$.

No modelo de emissão independente de "clusters" idênticos, se supomos que:

(i) $\bar{\sigma}$ é constante,

(ii) a distribuição de clusters $\frac{d\bar{n}_c}{dy}$ é constante, ou, o que é

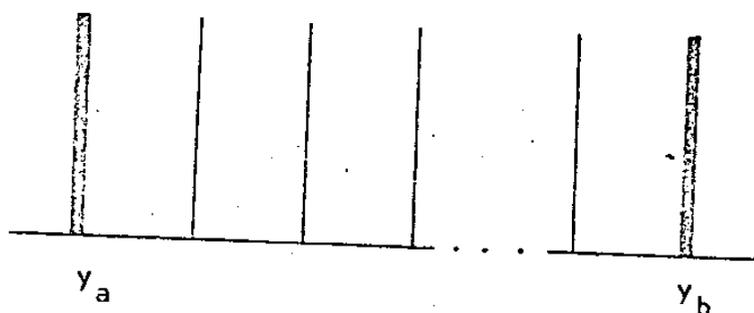
equivalente, os fatores de Lorentz dos clusters no sistema de laboratório (por exemplo) formem uma série geométrica de razão constante entre 4 e 6 (Hasegawa.1961 (ref(4)),

(iii) A multiplicidade média de pions emitidos estatisticamente pelos "clusters" pode flutuar, mas não é absolutamente função de \sqrt{s} ,

podemos mostrar que a multiplicidade média de partículas (pions) produzidas cresce proporcionalmente a $\ln s$ (5).

As distribuições de "rapidezes" correspondentes aos modelos multiperiféricos e de emissão independente de clusters idênticos é mostrado na fig(5.3).

DISTRIBUIÇÃO DE RAPIDEZ NO MODELO MULTIPERIFÉRICO



DISTRIBUIÇÃO DE RAPIDEZ NO MODELO DE EMISSÃO INDEPENDENTE DE CLUSTERS

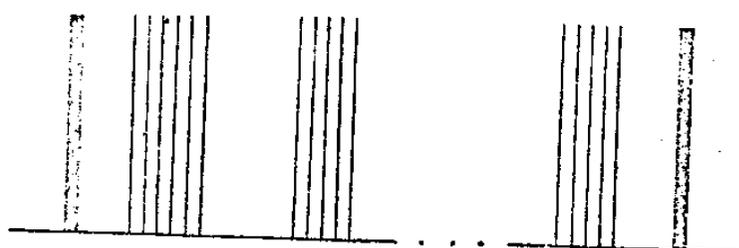


Fig. (5.3)

Qualquer modelo no qual as partículas são produzidas em clusters não correlatos (incluindo alguns modelos multiperiféricos) fornece uma distribuição de Poisson para a multiplicidade dos clusters.

Naturalmente uma determinada hipótese acerca da natureza do cluster nos fornece um grau de liberdade a mais para ajustamento de curvas referentes a distribuições de multiplicidade.

É importante ressaltar aqui que uma emissão independente de clusters

viola a lei da conservação da energia⁽⁶⁾ e como tal pode fornecer apenas uma primeira aproximação para o problema em questão. Neste trabalho não nos ocuparemos da distribuição de multiplicidade das secundárias produzidas, pois como já explicamos no Cap.2 o nosso experimento possui um limiar de detecção de 0.3TeV para os raios γ o que restringe o número de partículas observáveis provenientes de uma dada interação.

Existem ainda os chamados modelos de "Excitação Difrativa"⁽⁷⁾ onde o mecanismo de produção é interpretado como o resultado do decaimento das partículas incidentes que são excitadas difrativamente (isto é, sem troca de números quânticos) no processo de colisão.

A fig(5.4) ilustra o modelo.

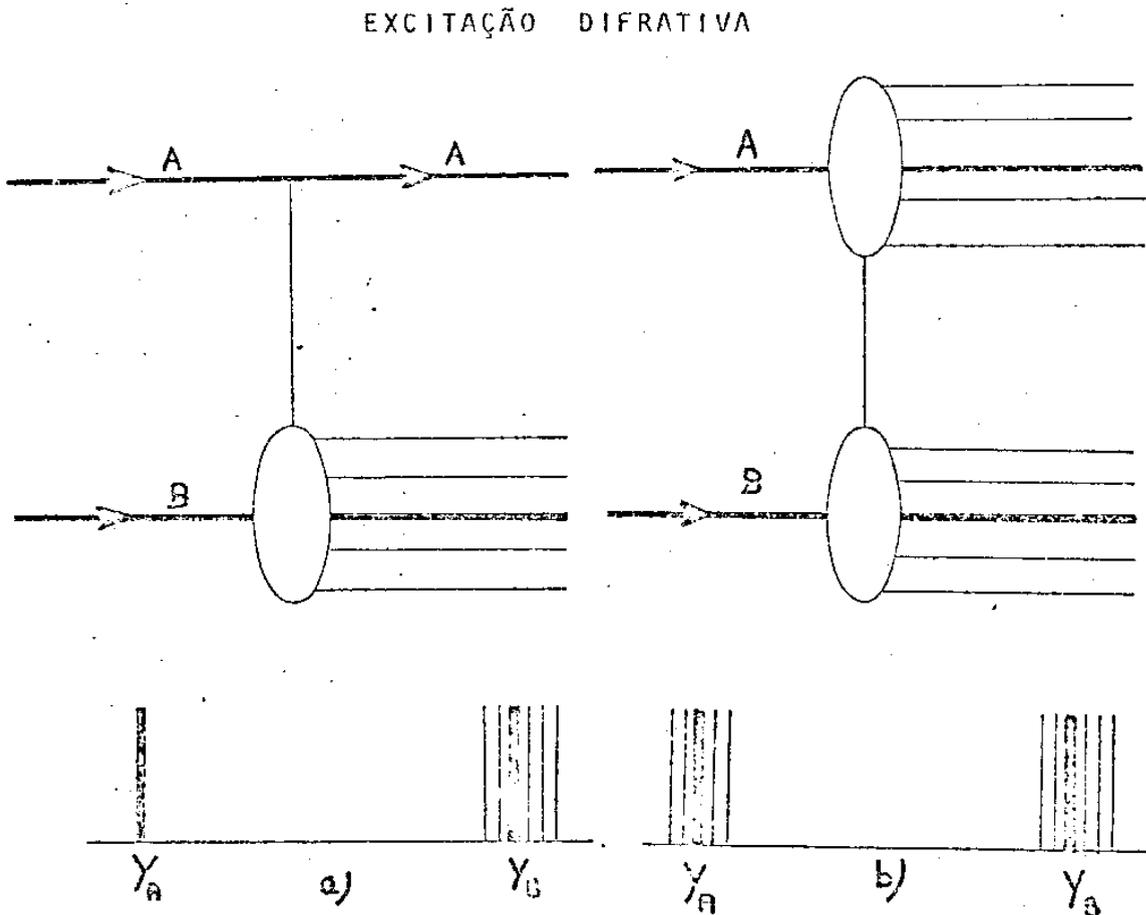


Fig. (5.4)

Estes modelos podem explicar facilmente a razão da fragmentação

limite se se supuser que a partícula incidente para grandes valores de \sqrt{s} é excitado de uma maneira independente de \sqrt{s} , ou em outras palavras, a excitação atinge um limite.

Curiosamente, um modelo de excitação difrativa pode ainda aceitar uma multiplicidade média crescendo logarithmicamente com a energia

$$(8) \text{ se } \sigma_n(\sqrt{s}) \approx \sigma_n \text{ e}$$

$$\sigma_n \propto n^{-2} \quad (5.9)$$

Realmente, nesse caso, a soma $\sum_n \sigma_n$ divergirá logarithmicamente, mas como existe um limite superior para n , imposta pela conservação da energia $s^{1/2}$, temos que a multiplicidade cresce logarithmicamente com a energia.

A idéia mais comumente aceita hoje em dia é que no processo de produção múltipla ocorram dois mecanismos, um de excitação das partículas incidentes e outro de excitação do vácuo (pionização), de propriedades ainda não bem entendidas ⁽⁹⁾. O gráfico correspondendo a uma reação mais geral possível seria então do tipo:

EXCITAÇÃO DO VÁCUO (PIONIZAÇÃO) E
DAS PARTÍCULAS INCIDENTES

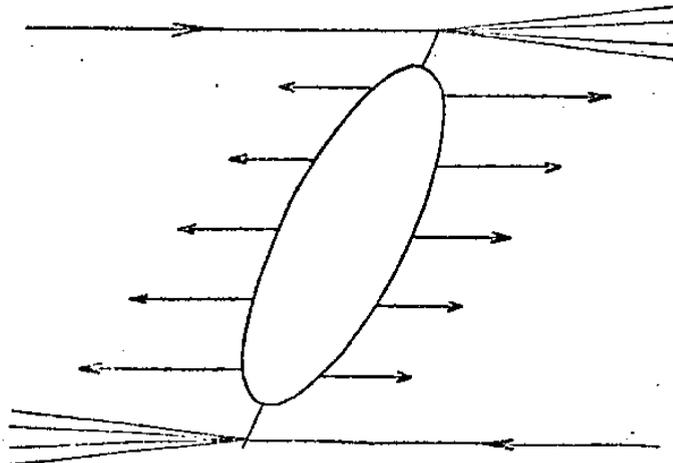


Fig. (5.5)

Cumpre-nos ressaltar que o modelo termodinâmico de Hagedorn⁽¹⁰⁾ do "bootstrap" estatístico⁽¹¹⁾ também satisfaz as hipóteses de scaling e fragmentação limite e tem alguns pontos em comum com o modelo de produção de clusters independentes.

5.3 - As Hipóteses de Scaling e Fragmentação Limite revistas.

Da eq(5.2) podemos obter imediatamente que:

$$\frac{\langle E_T^* \rangle^{(i)}}{\sqrt{s}} \sigma_T = \int f^{(i)}(\vec{p}, s) \pi p_T dp_T dx \quad (5.10)$$

onde $\langle E_T^* \rangle^{(i)}$ é a energia total média das \bar{n}_i partículas produzidas na colisão. Observemos que se $f^{(i)}(p, s)$ é uma função somente da variável de escala x^* , então:

$$\frac{\langle E_T^* \rangle^{(i)}}{s} \sigma_T = k_i \sigma_T \quad (5.10')$$

onde k_i é a fração da energia total absorvida pelas partículas do tipo i no S.C.M. (conhecida como inelasticidade) torna-se independente da energia. Este resultado nos parece interessante em vista dos resultados experimentais obtidos com estudos de absorção dos EAS* (chuveiros extensos) que rigorosamente mostram a constância de $\langle k_i \sigma_T \rangle^{(12)}$ até $\sim 3\text{TeV}$.

É claro que, se σ_T torna-se assintoticamente constante, a eq(5.10) mais a hipótese de scaling fornecem-nos como resultado que a inelasticidade é constante.

* EAS = Extensive Air Showers

Começando novamente com a eq(5.2), podemos multiplicar cada probabilidade pela energia da partícula i (E) e somando sobre p e i , obtemos:

$$\sum_i \int d^3 p f^{(i)} = \sqrt{s} \sigma_{\text{total}}(s) \quad (5.11)$$

$$\sum_{i=1} \int dx \int d^2 p_T f^{(i)}(x, p_T, \sqrt{s}) = 2 \sigma_{\text{total}}(s)$$

A eq(5.11) é relevante na nossa discussão, pois nos mostra que se a seção de choque total (ou inelástica) cresce com a energia então necessariamente, alguma distribuição não deve satisfazer a condição imposta pela hipótese de scaling⁽¹³⁾.

A respeito de todas as idéias discutidas acima, gostaríamos de expressar a nossa opinião de que os físicos de aceleradores cada vez que se encontram de posse de uma máquina com energia maior que a anterior são levados a acreditar que se encontram na região assintótica da física de altas energias^(*). A idéia de uma seção de choque constante, a idéia de scaling são as provas apresentadas da nossa afirmação. Há alguns anos atrás qualquer livro de física de "altas energias"⁽¹⁴⁾ ou qualquer artigo de revisão⁽¹⁵⁾ começavam por apresentar como uma das características fundamentais da física de altas energias a constância das seções de choque total em "energias assintóticas de 60 GeV/c"!!

A fig.(5.6) tirada da ref(14) ilustra nossas palavras.

* Veja por exemplo o artigo de Jacob da ref(13) onde constantemente se justifica a construção e importância do ISR.

CONSTÂNCIA DA SECÇÃO DE CHOQUE TOTAL

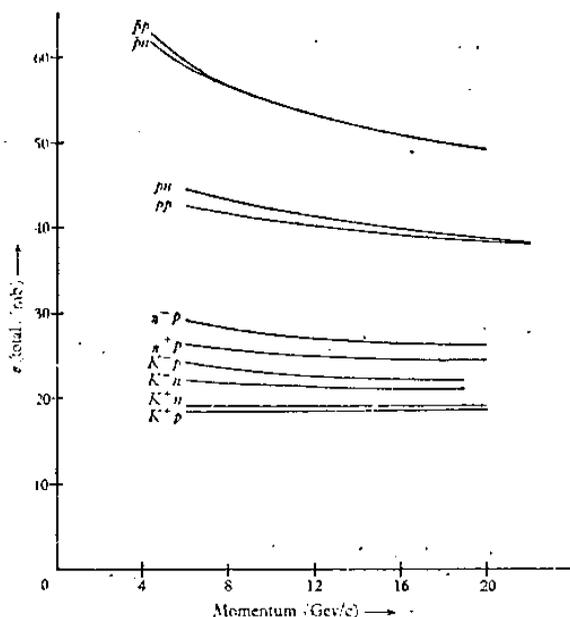


Fig. (5.6)

Com a entrada em funcionamento do ISR verificou-se que a seção de choque total (*) ainda não atingiu a sua forma assintótica.

A fig. (5.7) mostra resultados recentes das medidas da seção de choque total para espalhamento pp.

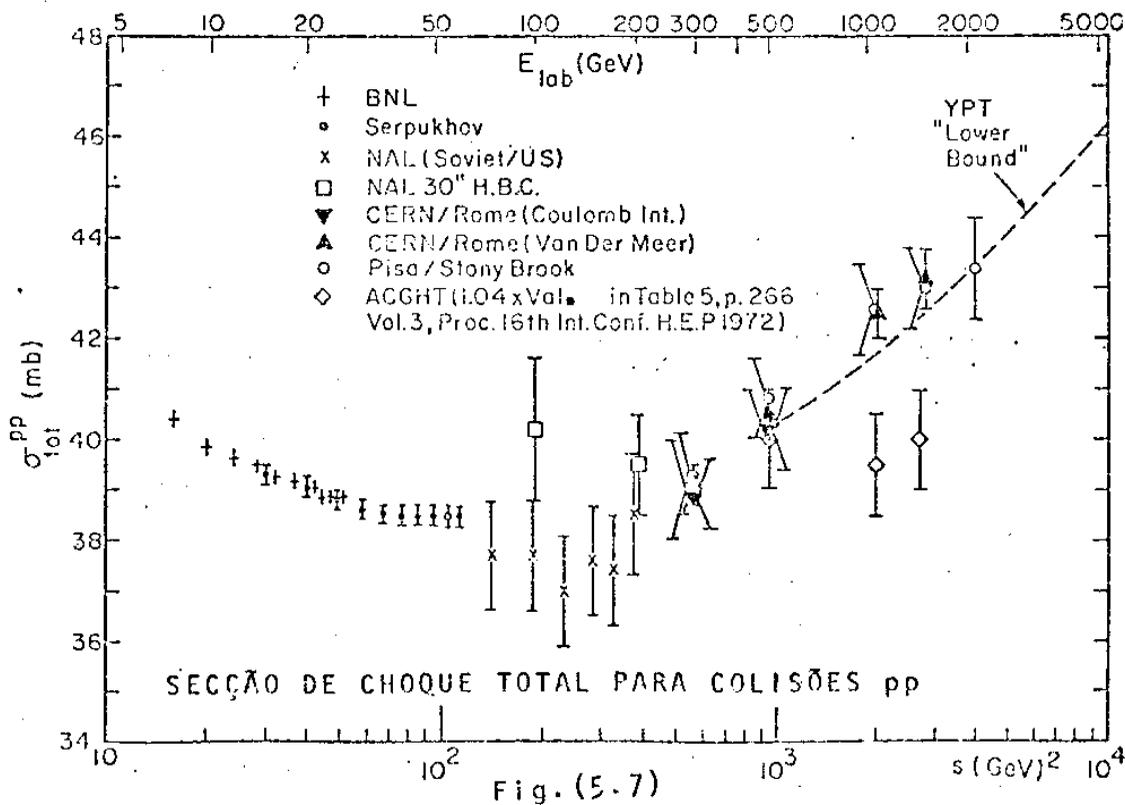


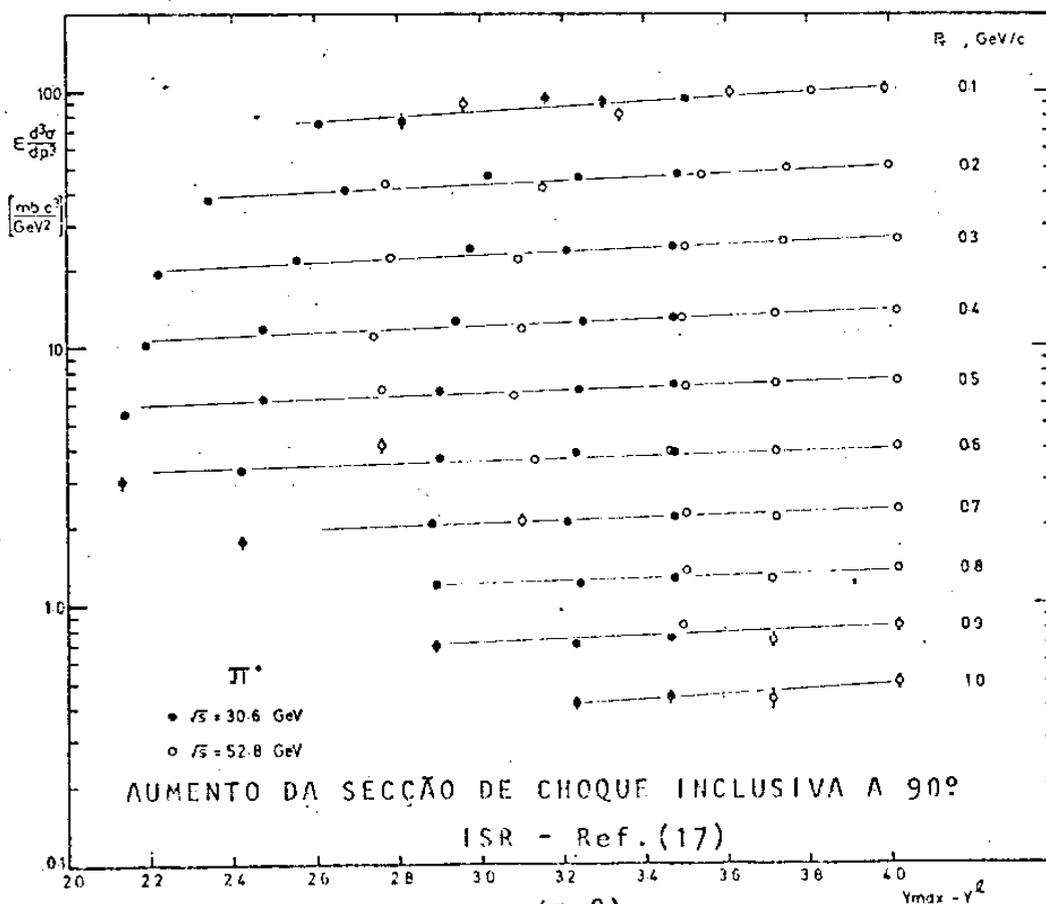
Fig. (5.7)

*Tal resultado também foi obtido em experiências com Raios Cômicos por Yodh, Pal and Trefil, ref. (16)

Em vista da discussão apresentada acima e das evidências experimentais apresentadas no Cap.3 sobre a existência de um cluster super-pesado ($m_c'' = 20 \text{ GeV}/c^2$) concluímos que dificilmente a hipótese de "scaling" pode ser válida em energias até $\sqrt{s} \sim 50 \text{ GeV}$. Realmente no ISR onde $\sqrt{s} \sim 50 \text{ GeV}$ estamos justamente no limiar para a produção do cluster intermediário super-pesado (se a inelasticidade total ≈ 0.5) e portanto devemos esperar um aumento da seção de choque inclusiva :

$$\frac{d\sigma(\pi)}{dy^*} \text{ para } y^* = 0.$$

O aumento da seção de choque inclusiva $d\sigma(\pi)/dy^*$ parece agora estar sendo observado pelas recentes experiências da Colaboração British-Scandinavian (17). Mostramos na fig(5.8) os dados obtidos pela colaboração B-S, na região angular correspondente a $25^\circ - 90^\circ$ para $0.15 < p_T < 1.0 \text{ (GeV}/c)$, e para energias de $\sqrt{s} = 30,6$ e $52,8 \text{ GeV}$.



Estes resultados são importantes, pois mostram que a seção de choque inclusiva (ver também fig(5.9) abaixo) quando desenhada em função da variável y^L cresce continuamente cerca de 15% por unidade de rapidez. Além do mais, tais dados mostram que possivelmente resultados anteriores obtidos no ISR por outras colaborações (e também a B.S.), que achavam um patamar próximo de 90° (*) para $d\sigma(\pi)/dy^*$, estão errados. Uma discussão desses problemas pode ser achado no artigo de Morrison (ref.(18)).

Finalmente, considerando-se todos os aspectos teóricos acima discutidos queremos propor uma hipótese de scaling modificada para as distribuições inclusivas de pions válida para as chamadas regiões de fragmentação. Tal hipótese é simplesmente expressa pela equação:

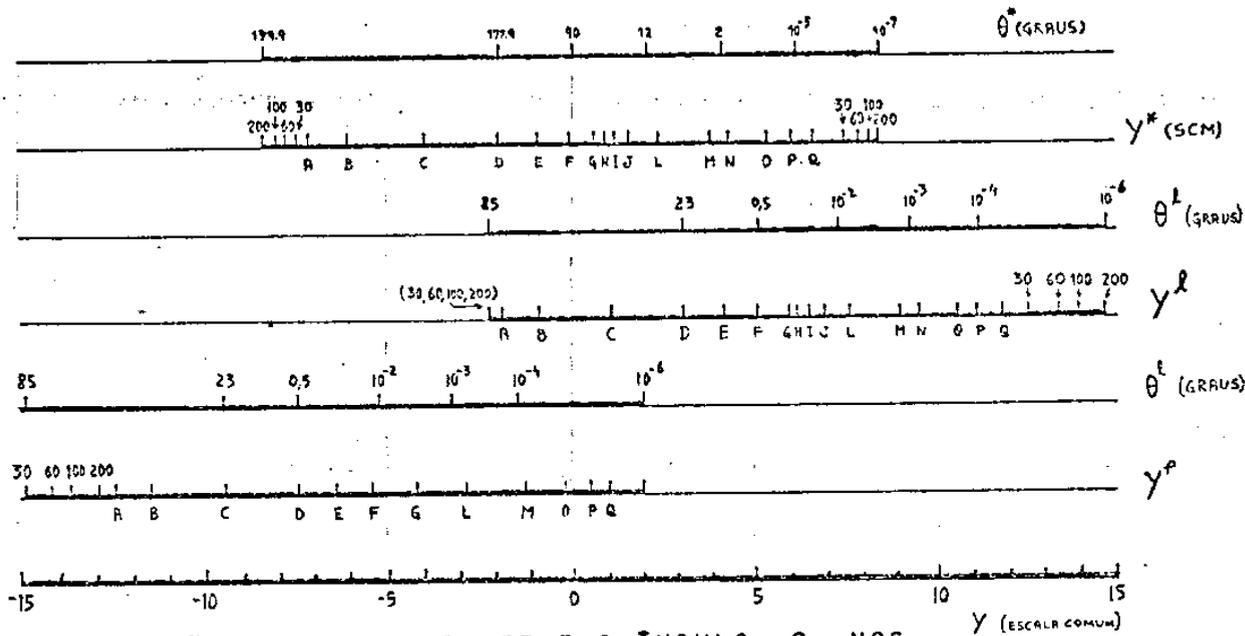
$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{1}{\sigma_T} E \frac{d^3\sigma}{d^3p}(p_L, p_T, s) = F(p_L, p_T) \quad (5.12)$$

p_L - finito no S.L. ou S.P.

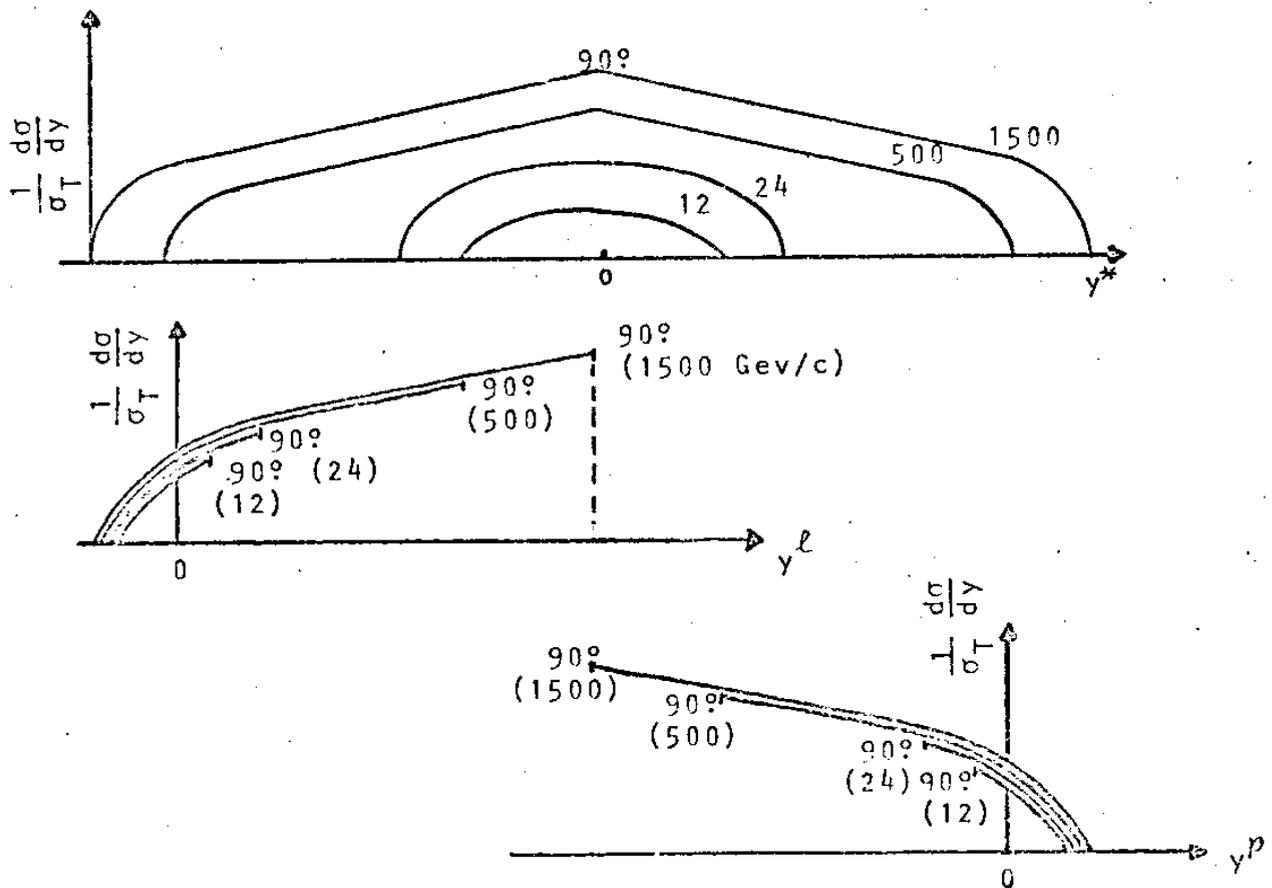
No próximo Capítulo verificaremos a validade da hipótese expressa pela equação (5.12).

Terminemos esta seção mostrando como devemos esperar que sejam as formas das distribuições $\frac{1}{\sigma_T} \frac{d\sigma}{dy}$ para diversas energias quando desenhadas em função de y^* , y^L e y^P se válida a hipótese da eq(5.12) e se realmente são boas as medidas da Colaboração British-Scandinavi

Na ref(19) a seção de choque inclusiva medida em termos da variável $\eta = \ln \frac{1}{2} \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta}$ parece ter um "dip" a 90° . Como mostra N.Jacob no artigo da ref(13) as distribuições inclusivas em termos da variável η são tipicamente 12% menores que as correspondentes na variável y^ . Além do mais existe o problema da provável perda de detecção a 90° (20)



RELAÇÃO ENTRE A RAPIDEZ E O ÂNGULO θ NOS SISTEMAS CM, L. e P.



RELAÇÃO ENTRE AS DISTRIBUIÇÕES DE RAPIDEZ PARA OS SISTEMAS CM, L e P

Fig. (5.9)

REFERÊNCIAS DO CAP. 5

1. Y. Fujimoto and S. Hayakawa, Hand. der Physik, vol. XLVI (1967)
 L. Feinberg, Phys. Reports, 5, nº 5 (1972)
 L. van Hove, Phys. Reports, 1 (1971)
 W. R. Frazer et al, Rev. Mod. Phys, 44, 2 (1972)
 D. Horn, Phys. Reports, 4, 1 (1972)
2. R. P. Feynman, Phys. Rev. Lett., 23, 1415 (1969)
3. L. Bertocchi, S. Fubini and M. Tonin, N. Cimento, 25, 626 (1962)
 D. Amati, S. Fubini and A. Stanghellini, N. Cimento, 26, 896 (1962)
4. S. Hasegawa, Prog. Theor. Phys., 26, 150 (1961); 29, 128 (1963)
5. Y. Fujimoto, S. Hayakawa, Hand. der Phys., vol XLVI, (1967)
6. E. Predazzi and G. Veneziano, N. Cimento Lett., 2, nº 15, 749 (1971)
 E. Predazzi, Kinematical Constraints for Inclusive Reactions,
 IV Simpósio Brasileiro de Física Teórica, fasc. IX, pg. 43 (1972)
7. M. Jacob and R. Slansky, Phys. Rev. D, vol. 5, nº 7, 1847 (1972)
 Y. Hama, Phys. Rev. D, Vol. 6, 3306 (1972)
8. Hwa, R. C., Phys. Rev. Lett., 26, 1143 (1971)
9. Veja, por exemplo,
 M. Jacob - Multi-body Phenomena in Strong Interactions, Proc.
 of the 1973 CERN-JINR School of Physics, Ebeltoft, Denmark
 (1973)
 D. R. Morrison, Experimental Review of Strong Interactions at
 High Energy, CERN/D. Ph. 11/Phy 73-46 (1973)
10. R. Hagedorn, Suppl. N. Cimento, 3, 147 (1965)
 R. Hagedorn, J. Ranft, Suppl. N. Cimento, 6, 169 (1968)
11. Para uma introdução geral, veja, por exemplo,
 A. Tonin, Statistical Bootstrap and Thermodynamical Model of
 High Energy Strong Interactions (14th Scottish Universities
 Summer School in Physics - 1973)
12. E. L. Feinberg, Phys. Reports, 5, nº 5 (1972)
13. Primeira citação da ref. (9)

14. Veja, por exemplo, R.J.Eden, High Energy Collisions of Elementary Particles (Cambridge Univ. Press, 1967)
15. Veja comentário de
J.D.Jackson, Introduction to Hadronic Interactions at High Energy (14th Scottish Universities Summer School in Physics, 1973)
16. G.B.Yodh, Y.Pai and J.S.Trefil, Phys.Rev.Lett., 28, 1005 (1972)
17. British-Scandinavian, B.Alper et al.,
Aix-en-Provence, Conf. on High Energy Phys. (1973)
Veja também a segunda citação da ref. (9)
18. Veja a segunda citação da ref.(9)
19. G.Bellettini, 5th International Conference on High Energy Collisions, Stony-Brook (1973)
20. Comunicação particular do prof. Carlo Frazinetti

CAPÍTULO 6 DADOS DE RAIOS CÔSMICOS E DE ACELERADORES⁽¹⁾.

6.1 Introdução

Neste capítulo apresentamos o espectro inclusivo para mesons π^0 construídos com os dados obtidos na experiência com a câmara 15 cuja descrição apresentamos no Cap. 2 e uma comparação dos nossos resultados com os dados do ISR.

A estatística de mesons π^0 provenientes dos C-jatos em nossa experiência foi construída na base de 589 mesons π^0 provenientes de 134 C-jatos, usando-se o método de acoplamento de raios γ descrito no Cap. 2.

Os C-jatos analisados têm $\Sigma E_{\pi^0}^{\ell}$ (energia total transmitida aos raios gama no sistema de laboratório) no intervalo $5 < \Sigma E_{\pi^0}^{\ell} / \text{TeV} < 80$ e $n_{\pi^0} > 2$. Na nossa experiência podemos observar apenas raios gama com energia maior que 0,3 Tev, o que significa que os mesons π^0 provenientes dos C-jatos se encontram confinados em um ângulo sólido extremamente pequeno, o que naturalmente restringe a região observável de rapidez.

6.2 A distribuição de rapidez

Na fig. (6.1) apresentamos os nossos dados para a distribuição

$\frac{1}{\sigma_T} \frac{d\sigma}{dR}(\pi^0)$, onde $R = E_{\pi^0}^{\ell} / \Sigma E_{\pi^0}^{\ell}$ é a fração de energia dos pions

no C-jato. Vemos que os dados parecem satisfazer uma "relação de similaridade"⁽²⁾, isto é, a distribuição mencionada não depende de E_p^{ℓ} , a energia total no sistema de laboratório. Observemos que no limite de energias extremamente elevadas a variável R expande a chamada região de fragmentação do projétil, se κ_{π^0} , a

inelasticidade para pions é uma constante independente da energia da colisão. Realmente, um cálculo direto mostra que no limite em que $\sqrt{s} \rightarrow \infty$

$$\kappa_{\pi^0} E_{\pi^0}^{\ell} / \Sigma E_{\pi^0}^{\ell} = E_{\pi^0}^{\ell} / E_P^{\ell} \quad (6.1)$$

é aproximadamente

$$x^{\ell} = 2m_p p_{L}^{\ell} / s \quad (0 < x^{\ell} \leq 1) \text{ ou ainda } x^{\star} = 2p_L^{\star} / \sqrt{s}$$

quando $0 < x^{\star} \leq 1$, e como vimos em detalhes no Cap. 4, tais variáveis expandem a região de fragmentação do projétil.

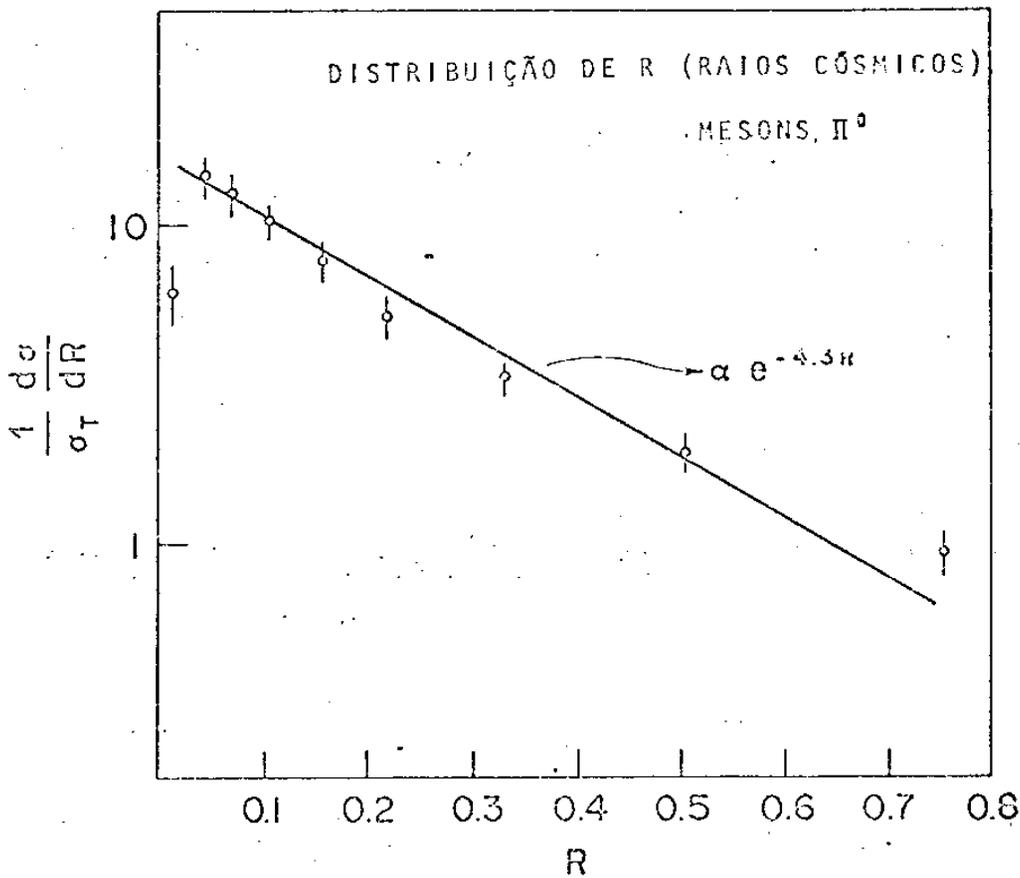


FIG. (6.1)

A observação acima acerca da existência da relação de similaridade é relevante no contexto do presente trabalho, pois como em nosso experimento somos ignorantes (*)

*De fato, como vimos no Cap. 2, apenas $\Sigma E_{\pi^0}^{\ell}$ é detectado em nossa experiência.

a respeito da energia total da colisão E_p^L , vemos que uma distribuição de rapidez que faça sentido para nossos π^0 pode ser construída somente no sistema do projétil onde sob condições bastante gerais, como as discutidas no Cap.5 seção 5.3 esperamos que todos pontos experimentais estejam sobre uma mesma curva; em outras palavras assumimos a validade da eq(5.12) que no caso específico fica:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} \frac{1}{\sigma_T} E_{R^0} \frac{d^3 \sigma^{(R^0)}}{d^3 p} (p_L^r, p_T, s) \equiv F(p_L^r, p_T) \quad (6.2)$$

p_L^r finito

A fig. (6.2a) resume nossos dados que parecem confirmar a hipótese acima. Na fig.(6.2b) mostramos a distribuição de rapidez para se -

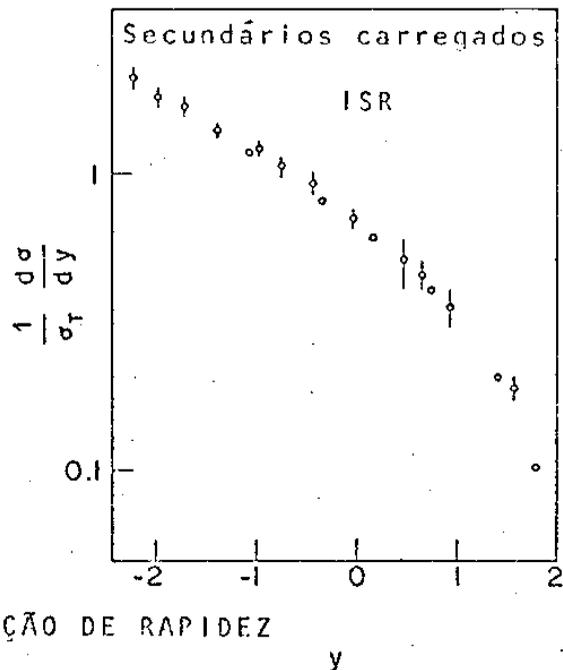
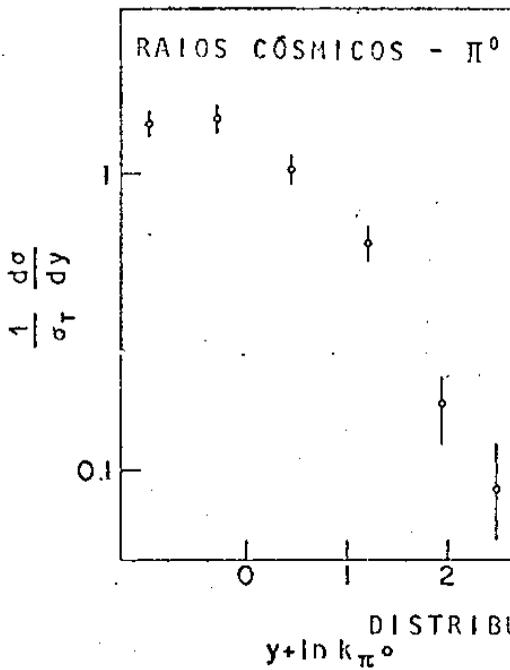


Fig. (6.2a)

Fig. (6.2b)

onde θ é o ângulo de zênite no sistema de laboratório medido (como explicado no Cap.2) em relação ao centro pesado de energia do C-jato e K_{π^0} como já dissemos é a inelasticidade dos pions na colisão. Comparando as figuras (6.2a) e (6.2b) vemos que ambas distribuições coincidem se $K_{\pi^0} \approx 0,3$. Com este valor de K_{π^0} vemos que nosso experimento cobre a energia primária de interação $15\text{TeV} < E_a^f < 240\text{TeV}$.

O fato que ambas distribuições tem a mesma magnitude absoluta é um resultado muito importante. Embora estranho cumpre-nos salientar que tal resultado não significa necessariamente que a razão para a produção de mesons π^0 seja igual a razão de produção de secundárias carregadas (π^+ mais π^-).

De fato, o resultado por nós encontrado é precisamente o que deveríamos esperar do nosso detetor que apresenta um "bias" favorecendo a detecção de eventos com um grande número de mesons π^0 produzidos.

Realmente na ref. (4) mostra-se que este é o comportamento que deveríamos esperar se supuséssemos independência de carga e que os mesons produzidos provêm de um estado intermediário de massa e "temperatura" constante.

As figuras (6.3a) e (6.3b) endossam a explicação acima. Já mostramos que os dados do ISR e os nossos são compatíveis com a emissão de pions que são provenientes do decaimento isotrópico de clusters não correlatos (*) em movimento relativo. Como é bem conhecido cada cluster fornece (para pions de altas energias) uma contribuição proporcional a

$$\frac{1}{2} \frac{1}{\cosh^2(y^p - y_c)} \quad (6.4)$$

(*) Não correlato significa aqui que o único vínculo é a conservação de momento e energia.

cundárias carregadas (principalmente π^+ e π^-) no sistema do projétil obtida pela Colaboração Pisa-Stony Brook ⁽³⁾, onde novamente vemos, que a hipótese que vai sob a eq(6.2) é também válida nas energias cobertas pelo ISR (o que é um resultado bastante conhecido).

Na construção da distribuição de rapidez dos π^0 usamos o fato que a rapidez no sistema do projétil ^(*) pode ser escrita como:

$$y^P \approx - \ln \left\{ \frac{1}{k_{\pi^0}} \frac{\sum E_{\pi^0} \operatorname{tg} \theta}{m_p} \right\} \quad (6.3)$$

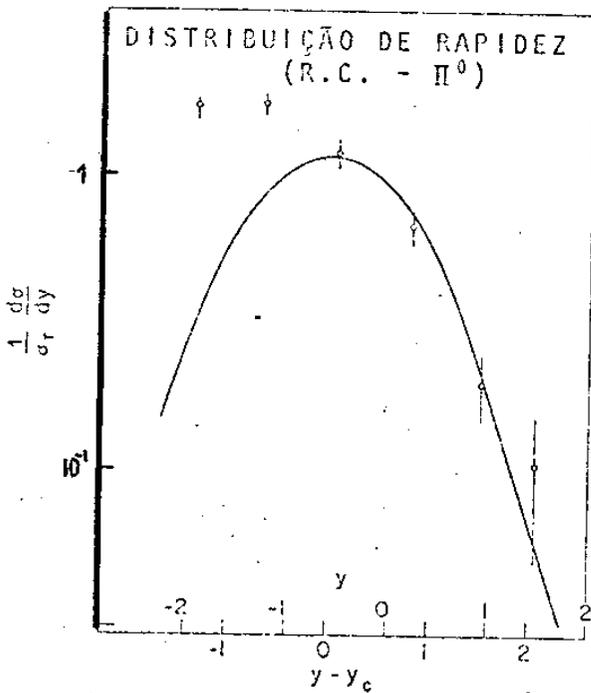


Fig. (6.3a)

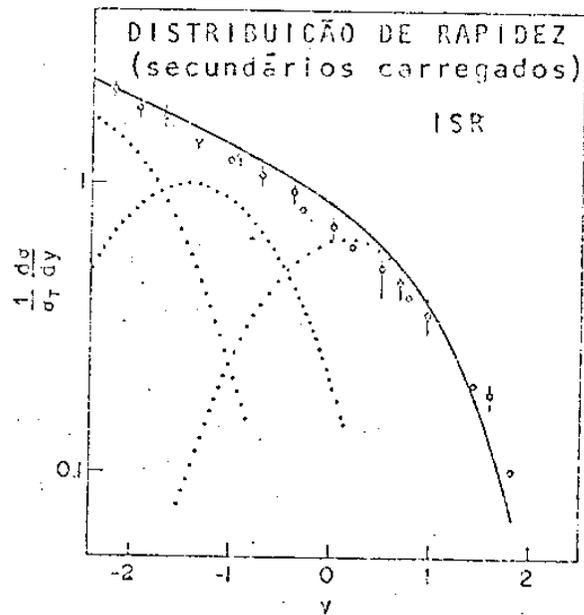


Fig. (6.3b)

(*) Veja Apendice A deste Capítulo.

para a distribuição de rapidez.^(*)

Na eq(6.4) y_c é a rapidez do cluster medida no sistema do projétil. No ajuste mostrado nas figuras (6.3a) e (6.3b) o número médio de pions emitidos pelos clusters foi deixado como parâmetro e observamos que os clusters mais centrais tem uma multiplicidade maior. O nº de clusters usados para o ajuste dos dados do ISR é 3, o que fornece um número de aproximadamente 5 clusters para o intervalo total de rapidez coberto pela experiência do ISR a $\sqrt{s} = 50$ GeV. Notamos também que temos para os fatores de Lorentz (medidos no S.P.) dos clusters a relação

$$\frac{\gamma_{31}}{\gamma_{21}} \sim 4,6 \quad (6.5)$$

ou que os clusters estão separados por 1.4 unidades de rapidez um do outro. Tais resultados são compatíveis com os obtidos na ref.(5). Nas experiências descritas no Cap.2 dessa tese ficou claro que observamos apenas o primeiro cluster e uma pequena contribuição do segundo. Isto acontece como já tivemos oportunidade de explicarmos devido ao limiar de energia da nossa Câmara. Particularmente, no nosso experimento temos $y_c \approx 0.6$ para a rapidez do cluster mais rápido no sistema do projétil.

6.3 A distribuição inclusiva em termos da variável de escala x.

A propriedade de similaridade que apresentamos na seção 6.1 é equivalente a propriedade de "scaling" (extensivamente discutida nos

(*) Veja Apêndice B desse Capítulo

Cap. 4 e 5) se K_{π^0} é constante. Supondo ser este realmente o caso e tendo determinado $K_{\pi^0} \approx 0,3$ voltamos nossa atenção para a distribuição

$$\frac{1}{\sigma_T} \int x \frac{d\sigma^{(\pi^0)}}{dx dp_T^2} dp_T^2 \quad (6.6)$$

Na eq (6.6)

$$x = K_{\pi^0} E_{\pi^0}^{\ell} / \sum E_{\pi^0}^{\ell} = E_{\pi^0}^{\ell} / E_p^{\ell} \quad (6.7)$$

que como já explicamos na seção 6.2 no limite $\sqrt{s} \rightarrow \infty$ aproximadamente $x^{\ell} = 2m_p p_L^{\ell} / s$ ou $x^* = 2p_L^* / \sqrt{s}$ quando $0 < x^* < 1$

Na fig. (6.4a) apresentamos nossos dados e na fig. (6.4b) apresentamos os dados da ref (6) para a distribuição $x d\sigma^{(\pi^0)} / \pi dx dp_T^2$ para $p_{iT} = 0,4 \text{ GeV}/c$

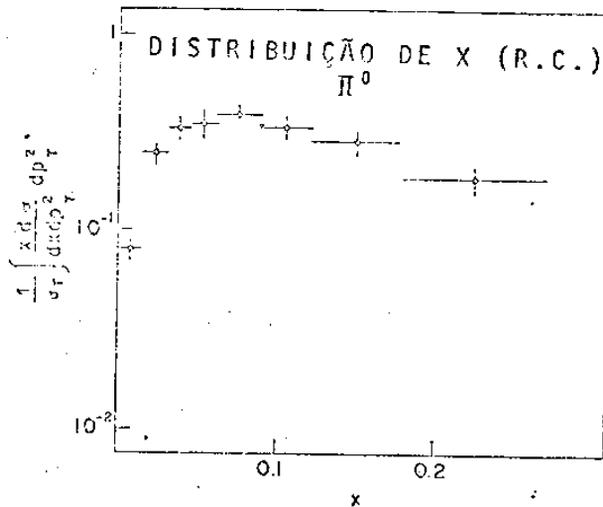


Fig. (6.4a)

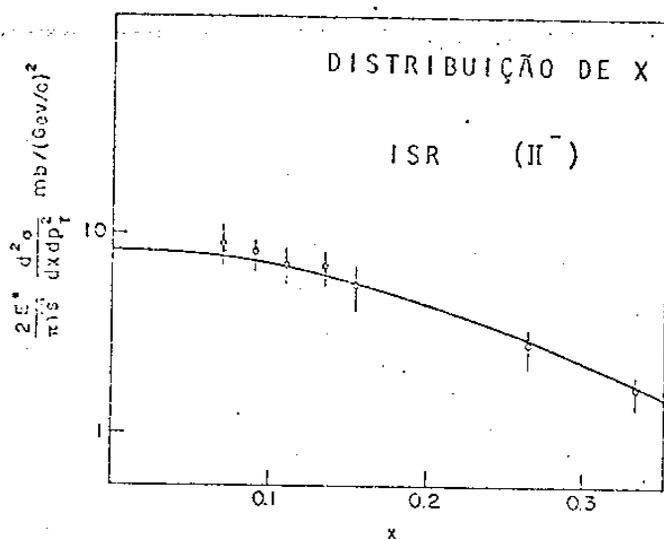


Fig. (6.4b)

Vemos que a forma das duas curvas é aproximadamente a mesma.

Infelizmente nossa estatística é bastante pequena para uma comparação direta, se bem que tal comparação seja desejável para uma apreciação dos resultados descritos na seção 5.3 eq(5.11)

6.4 A. distribuição de P_T^2 .

A figura (5.a) mostra nossos dados para a distribuição

$$\frac{1}{\sigma_T} \frac{d\sigma^{(\pi^0)}}{dp_T^2}$$

(6.8)

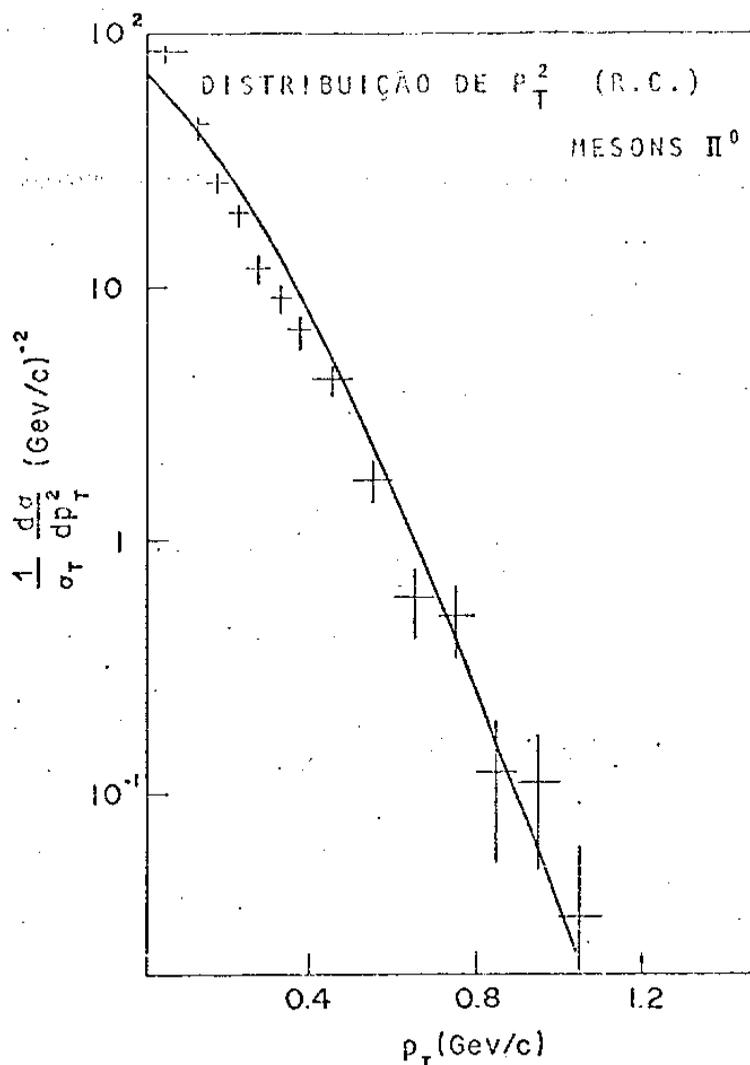


FIG. (6.5a)

Lã vemos que nossos dados são compatíveis (linha contínua) com a emissão de pions provenientes de um cluster com espectro de Bose, a "temperatura de equilíbrio" sendo E_0 110MeV. A linha contínua (*) foi calculada supondo que para cada cluster o espectro é o seguinte:

$$\frac{d^3 \bar{n}_{\pi^0}}{d^3 p} \propto \exp \left\{ \left(\frac{E_{\pi^0}}{E_0} \right) - 1 \right\}^{-1} \quad (6.9)$$

de onde obtemos que:

(*) Para detalhes veja o Apêndice C desse capítulo.

$$\frac{1}{\sigma_T} \frac{d\sigma^{(\pi)}(m)}{d^2p_T^2} \propto \sqrt{p_T^2 + m_\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} K_1 \left\{ \frac{n \sqrt{p_T^2 + m_\pi^2}}{E_0} \right\} \quad (6.9')$$

Na eq(6.9) \bar{E}_{π^0} é a energia do pión medida no sistema de repouso do cluster e K_1 na eq(6.9') são funções de Bessel modificadas de segunda espécie e ordem 1.

Agora algumas observações se fazem necessárias:

- (i) Os momentos transversais das secundárias no nosso experimento são medidos em relação ao centro pesado de energia dos pions e não em relação à direção do movimento da partícula primária. Desta maneira, os momentos transversais apresentados podem ser menores que os medidos relativamente à direção de movimento da partícula primária.
- (ii) Os dados apresentados na fig.(6.5a) referem-se somente ao cluster mais rápido e de fato ao cluster pequeno cuja massa em forma de raios estimamos ser $100c^2 \approx 1,3 \times 10^8 c^2$ no Cap.3. Na figura (6.5b) apresentamos a mesma distribuição da fig.(6.5a) mas dessa vez para pions provenientes do cluster super pesado cuja massa estimamos no Cap.3 ser $100c^2 \approx 7,0 \times 10^8 c^2$. Na fig.(6.5c) apresentamos os dados da ref(7) relativamente a distribuição de P_T para grandes momentos transversais obtidas no ISR. Vemos que as distribuições das fig.(6.5b) e (6.5c) são concordantes, o que nos mostra que a provável explicação para a existência de um número anômalo de partículas com grandes momentos transversais achadas no CERN-ISR se deva ao fato que a $\sqrt{s} \approx 50$ estamos justo no limiar para a produção do cluster super pesado cuja massa total é estimada em:

$$100c^2 \approx 206c^2/c^2$$

Estudos mais detalhados sobre o mecanismo de desintegração

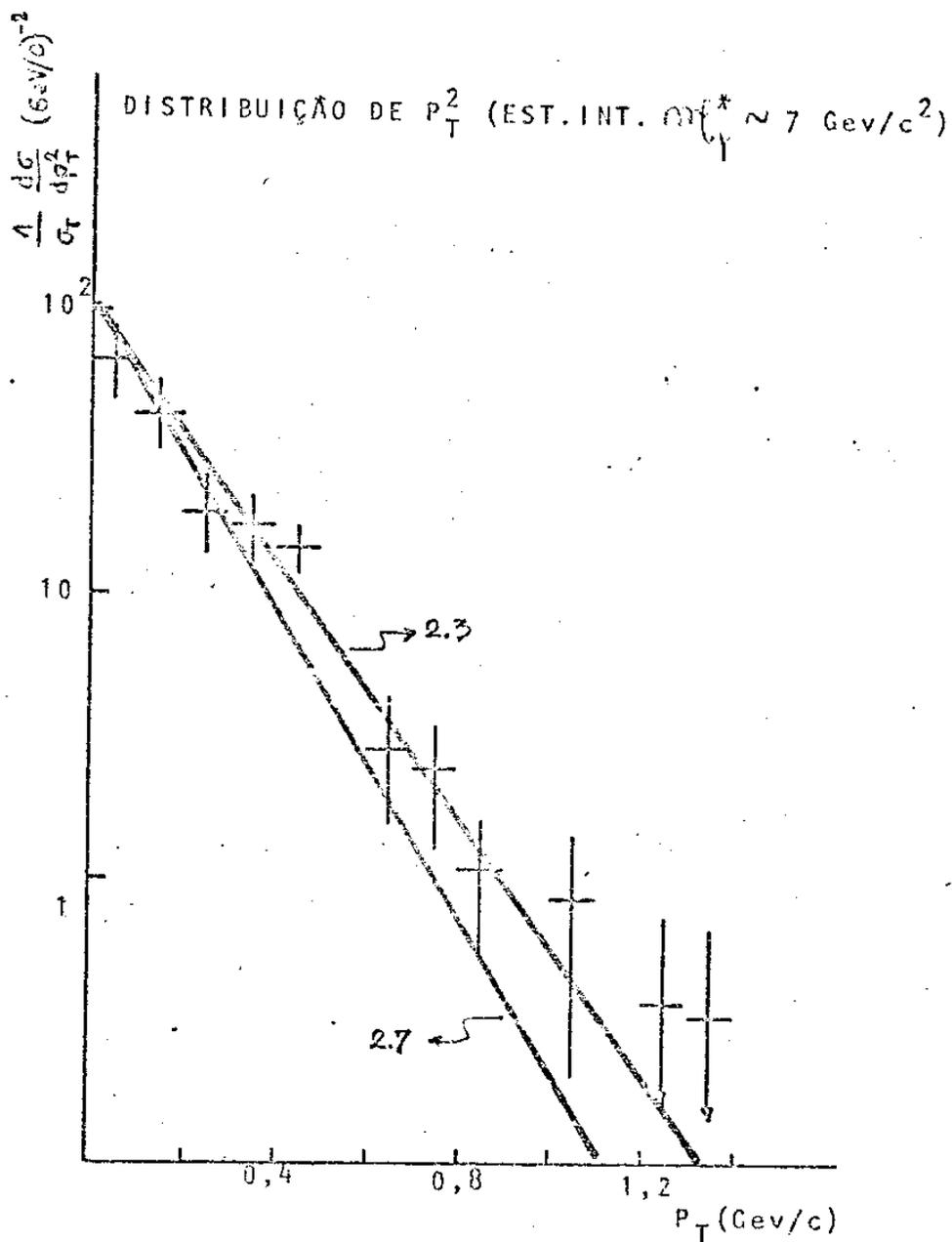


Fig. (6.5b)

do cluster super pesado estão sendo executados pelo Grupo de

Raios Cômicos e Altas Energias do Instituto Gleb Wataghin.

É interessante observarmos que uma primeira análise⁽⁸⁾ do problema em questão mostra que o provável mecanismo de de -
sintegração seja o seguinte:

Primeiramente o cluster super pesado decai em clusters le -
ves ($\sim 10^{10}$ GeV) que posteriormente decaem em pions.

(iii) Finalmente desejamos resaltar que não pensamos que a eq(6.5)
reflita necessariamente um equilíbrio termodinâmico dos
pions dentro do cluster. De fato a eq(6.5) pode simplesmente
refletir uma espécie de corte (cut-off) no espaço de momen -
tos⁽⁹⁾.

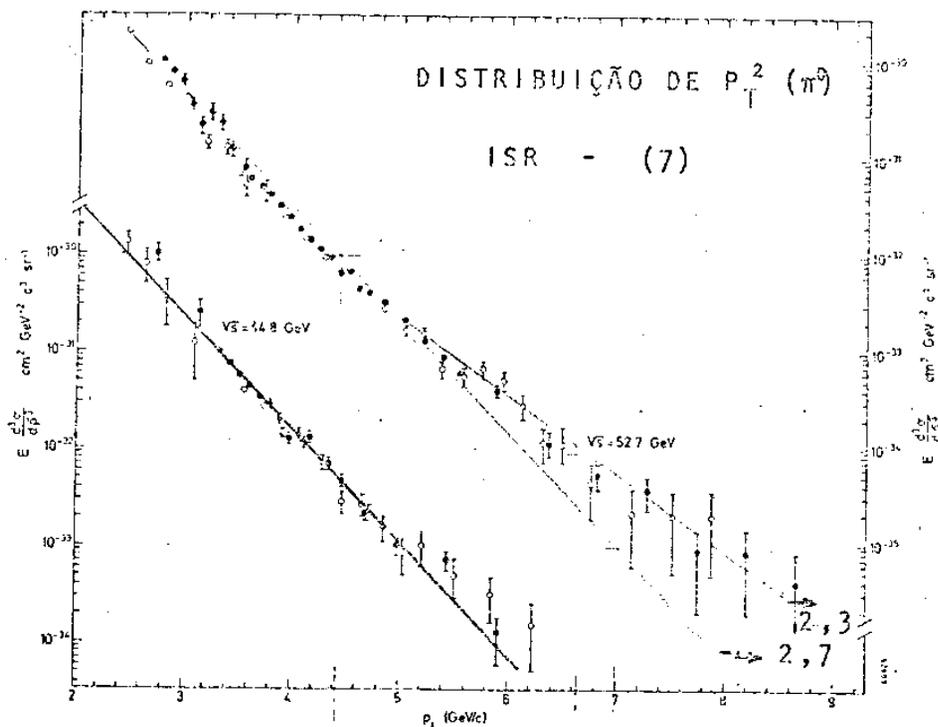


Fig. (6.5c)

Referências do Cap.6

1. Waldyr A.Rodrigues Jr., Armando Turtelli Jr. Pion Inclusive Distributio At Cosmic Ray Energies And Comparison with ISR Data (para ser submetido a publicação) (1974)
2. Cesar M.G.Lattes et al, Makoto Akashi et al, Suppl.Progr.Theor. Phys. 47, 1 (1971)
3. G.Bellettini et al, Phys.Letters, vol. 45B, 69 (1973)
G.Bellettini - 5th International Conference on High Energy Collisions, Stony-Brook (1973)
4. Y.Sato, T.Yanagita, N.Ogita - Progr.Theor.Phys. 47,214 (1971)
M.S.M.Mantovani, Tese de Doutorado - UNICAMP (1971)
5. A.W.Chao e C.Quigg - "Clustering in Multiple Production", Stony Brook Report ITP-SB-73-57 (1973)
6. A.O.Krish - Lectures at Canadian Institute of Particle Physics Summer School - Mc Gill University (1972)
7. F.W.Busser et al, Phys.Letters, vol. 46B, 471 (1973)
8. Veja ref.(2) acima citada
9. Comunicação particular do Prof. Gleb Wataghin. Veja também G.Wataghin, Rendiconti della classe di Scienze fisiche, matematiche e naturali. Accademia Nazionale dei Lincei, Serie VIII, vol.LIV, fasc.3 - Marzo 1973

Apêndice Cap.6

A. Prova que
$$y^p \approx - \ln \left\{ \frac{1}{k_{\pi^0}} \frac{\sum E_{\pi^0}^e \frac{1}{2} \theta}{m_p} \right\} \quad [\text{eq. (6.3)}]$$

Da eq(4, 36) temos para o nosso caso específico

$$y^p = y^e - \ln \frac{s}{m_p^2} \quad (\text{A.1})$$

Sendo

$$y^e = - \ln \left[\frac{1}{2} \theta \right] \quad (\text{A.2})$$

$$E^e = \frac{s}{2m_p} \quad (\text{A.3})$$

e
$$E^e = \frac{1}{k_{\pi^0}} \sum E_{\pi^0}^e \quad (\text{A.4})$$

obtêm-se (6.3) imediatamente substituindo-se (A.2), (A.3) e (A.4) em (A.1)

B. Prova da eq(6.4)

Temos

$$\left. \frac{1}{\sigma_T} \frac{d\sigma^{\pi^0}}{d\bar{y}} \right|_{\text{cluster}} \equiv \frac{dn_{\pi^0}}{d\bar{y}} \equiv \frac{dn_{\pi^0}}{d(\cos \bar{\theta})} \frac{d(\cos \bar{\theta})}{d\bar{y}} \quad (\text{B.1})$$

onde \bar{y} e $\bar{\theta}$ se referem às variáveis rapidez e ângulo polar medi -

das em relação ao sistema de repouso do cluster.

Para emissão isotrópica tem-se:

$$\frac{dn_{\kappa^0}}{d(\cos \bar{\Theta})} = \frac{1}{2} \langle n_{\kappa^0} \rangle \quad (\text{B.2})$$

de maneira que

$$\frac{1}{\sigma_T} \frac{d\sigma^{\kappa^0}}{dy} \propto \frac{1}{2} \frac{d(\cos \bar{\Theta})}{dy} \quad (\text{B.3})$$

Como

$$\bar{y} = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{\bar{E} + \bar{p}_L}{\bar{E} - \bar{p}_L} \right)$$

$$\bar{E} = m_T \cosh \bar{y} \quad (\text{B.4})$$

$$\bar{p}_L = m_T \sinh \bar{y}$$

temos

$$\tanh \bar{y} = \frac{\bar{p}_L}{\bar{E}}$$

$$\cos \bar{\Theta} = \frac{\bar{p}_L}{\bar{p}} \quad (\text{B.5})$$

e então

$$\cos \Theta = \frac{\bar{E}}{\bar{p}} \tanh \bar{y} \quad (\text{B.6})$$

$$\frac{d(\cos \bar{\Theta})}{dy} = \frac{\bar{E}}{\bar{p}} \frac{1}{\cosh^2 y} \quad (\text{B.7})$$

Para pions tais que $\bar{E} \approx \bar{p}$ segue então a eq(6.4)

C. Prova da eq.(6.9)

Da relação

$$E \frac{d^3 \sigma^{(\pi^0)}}{d^3 p} = \sigma_T E \frac{d^3 \bar{n}_{\pi^0}}{d^3 p} \quad (C.1)$$

obtemos

$$\frac{1}{\sigma_T} \frac{d\sigma^{(\pi^0)}}{dk_T^2} = \pi \int \frac{d^3 n_{\pi^0}}{d^3 p} dk_L \quad (C.2)$$

usando a eq(6.8) temos então:

$$\frac{1}{\sigma_T} \frac{d\sigma^{(\pi^0)}}{dk_T^2} \propto \int dk_L \left(e^{\frac{\bar{E}}{E_0}} - 1 \right)^{-1} \quad (C.3)$$

Usando-se a expansão

$$\frac{1}{e^x - 1} = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-nx} \quad (C.4)$$

em (C.3) obtemos

$$\frac{1}{\sigma_T} \frac{d\sigma^{(\pi^0)}}{dk_T^2} \propto \sum_{n=1}^{\infty} \int dk_L e^{-\langle n(k_L^2 + k_T^2 + m_{\pi}^2)^{\frac{1}{2}} / E_0 \rangle} \quad (C.5)$$

Pondo

$$k_L^2 + k_T^2 + m_{\pi}^2 = E^2 \quad e \quad k_T^2 + m_{\pi}^2 = m_T^2 \quad (C.6)$$

a eq (C.5) fica

$$\frac{1}{\sigma_T} \frac{d\sigma^{(\pi^0)}}{dk_T^2} \propto m_T \sum_{n=1}^{\infty} \int_1^{\infty} \frac{e^{-\frac{nm_T x}{E_0}}}{\sqrt{x^2-1}} x dx \quad (C.7)$$

Lembrando da representação integral das funções de Bessel modificadas de segunda espécie:

$$K_\nu(z) = \frac{\sqrt{\pi}}{\Gamma(\nu + \frac{1}{2})} \left(\frac{z}{2}\right)^\nu \int_1^{\infty} e^{-zt} (t^2-1)^{\nu-\frac{1}{2}} dt \quad (C.8)$$

vemos que

$$\int_1^{\infty} e^{-zt} (t^2-1)^{\frac{1}{2}} dt = \frac{1}{z} K_1(z) \quad (C.9)$$

Derivando a eq (C.9) em relação ao parâmetro t obtemos então:

$$\int_1^{\infty} e^{-zt} (t^2-1)^{-\frac{1}{2}} t dt = K_1(z) \quad (C.10)$$

Obtemos então finalmente que

$$\frac{1}{\sigma_T} \frac{d\sigma^{(\pi^0)}}{dk_T^2} \propto \sqrt{k_T^2 + m_\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} K_1 \left\{ \frac{n\sqrt{k_T^2 + m_\pi^2}}{E_0} \right\} \quad (6.9)$$

CONCLUSÕES

Da análise apresentada nos capítulos precedentes vemos que os dados agora disponíveis sobre a produção múltipla de píons são compatíveis com a hipótese de que a produção ocorra por intermédio do seguinte mecanismo: primeiramente, uma emissão independente de "clusters" ocorre (o número médio de "clusters" emitidos depende da energia) e então os "clusters" decaem isotropicamente em píons, no seu sistema de repouso.

Existem muitos pontos importantes que desejamos enfatizar aqui. Como é bem conhecido, estudando-se distribuições inclusivas apenas, não se poderá chegar nunca a um entendimento do que realmente acontece no processo de produção múltipla de píons, principalmente devido ao fato de que os espectros inclusivos achados são também compatíveis com outros modelos (vide discussão no Cap. 5) Como já foi ressaltado um sem número de vezes, por diferentes autores, precisamos estudar correlações⁽¹⁾. Com referência a este ponto desejamos lembrar que o nosso experimento é um experimento exclusivo do ponto de vista da detecção de π^0 's (pelo menos em princípio.) e que o estudo de correlações entre as partículas dejetadas pela Colaboração Brasil Japão não é uma novidade.

O que inferimos dos estudos de correlação apresentados no Cap. 3⁽²⁾ é que o "cluster" pequeno tem uma massa constante da ordem de $2,6 \text{ GeV}/c^2$ e o "cluster" super pesado tem uma massa da ordem de $20 \text{ GeV}/c^2$. Desejamos ressaltar aqui que no artigo muito interessante da ref. (3) os autores, analisando os dados (provenientes do grande acelerador de Serpukov, na União Soviética) sobre produção múltipla de píons a $60 \text{ GeV}/c$, chegam também à conclusão da existência de um "cluster" piônico de massa $\sim 2,6 \text{ GeV}/c^2$.

Também no artigo da ref. (4) os autores mostram que nos ISR, com $\sqrt{s} \approx 50$ Gev estão sendo produzidos "clusters" piônicos centrais com massa $(2,2 \pm 0,3)$ Gev/c², o que mostra que o tipo de análise que apresentamos no Cap. 3 é bom, em vista da pequena estatística que obtemos em nossa experiência.

Em todo este trabalho procuramos não usar os nomes bastante populares de "bola de fogo", H-quantum (heavy quantum) e SH-quantum (super heavy quantum) para evitarmos qualquer mau entendido. Isto não significa que pensamos que a palavra "cluster" (atualmente em uso pelos físicos de aceleradores) seja a melhor possível. Como já dissemos no fim do Cap. 6, não pensamos que a eq. (6-8) reflita necessariamente um equilíbrio termodinâmico. Também o decaimento isotrópico dos "clusters", consequência da eq. (6-8), deve ser entendido, a nosso ver, em sentido estatístico, isto é, não pensamos que os "clusters" precisem ter necessariamente spin zero, se bem que este possa ser realmente o caso.

Com as observações acima, parece-nos que o nome bola de fogo não é o mais indicado.

Por H-quantum⁽⁵⁾ entendem os físicos japoneses uma entidade associada com a infra estrutura das "partículas elementares" conhecidas. Embora a idéia seja fascinante, pensamos que presentemente ainda não dispomos de provas diretas de sua existência.

Finalmente, queremos fazer ainda algumas observações que julgamos importantes:

- i. a idéia de emissão independente de "clusters" recentemente apresentada como grande novidade pelos físicos de aceleradores⁽⁶⁾, e que parece explicar tão bem as correlações de curto alcance observadas, é de fato bem antiga. Realmente, os

"clusters" pequenos observados em nossas experiências possuem algumas propriedades do quantum H, propostas por S. Hasegawa⁽⁵⁾ há mais de 10 anos. A idéia de que a emissão independente fornece uma multiplicidade variando com $\ln s$ é também bastante antiga^{(5), (7)},

- ii. emissão independente de "clusters" idênticos implica, como é bem conhecido, o desenvolvimento de um patamar na região central do intervalo de rapidez para a distribuição inclusiva dos píons. Portanto, se este realmente fosse o caso estaríamos na região assintótica da física de altas energias. Gostaríamos de exprimir que nossa opinião é contrária ao assintotismo sempre imaginado pelos físicos de aceleradores. Realmente, além da existência do "cluster" super pesado que implica automaticamente não nos encontrarmos na região assintótica, algumas evidências existem ainda a respeito da existência de um "cluster" com $m \approx 100 \text{ GeV}/c^2$ ⁽⁸⁾,
- iii. os chamados eventos difrativos evidentemente não podem ser analisados na nossa experiência (não podemos ver sua assinatura) mas como se pode ver no trabalho detalhado da ref. (9) também nesse caso a produção de píons é um mecanismo que ocorre através da formação de "cluster" e seu posterior decaimento. Os autores da ref. (4) estimam em cerca de $(3,2 \pm 0,3) \text{ GeV}/c^2$ a massa dos "clusters" que contêm um baryon.

Terminamos o presente trabalho com a conclusão de que a formação de "cluster" pode ser um fato geral no fenômeno de produção de partículas⁽¹⁰⁾, mas evidentemente um longo caminho ainda existe para que possamos compreender o que de fato são esses "clusters".

REFERENCIAS

1. Veja por exemplo:
 - L. van Hove, Phys. Reports, 10, 347 (1971)
 - D. Horn, Phys. Reports, 4C, 1 (1972)
 - M. Jacob, Proceedings of the 1973 CERN-JINR School of Physics, Ebeltoft, Denmark - June 1973
 2. C. M. G. Lattes et al, M. Akashi et al, Suppl. Progr. Theor. Phys, 47, (1971)
 3. A. G. Agnese, A. Wataghin, G. S. Shabratova and K. D. Tolstov, Nuovo Cimento, vol. 13A, 144 (1973)
 4. G. Ranft, J. Ranft - Semi-Inclusive two-particle rapidity correlations at ISR energies and independent cluster emission model - CERN preprint, TH. 1838 (March 1974)
 5. S. Hasegawa, Progr, Theor. Phys. 26, 150 (1961)
- Veja também:
- M. Taketani, T. Tati, K. Mori, M. Nagasaki, Y. Fujimoto, S. Hasegawa, Theoretical Models for Multiple Production (Preprint - Waseda University - 1973)
6. P. Pirila and S. Pokorski, Lett. Nuovo Cimento, vol. 8, 141 (1973)
 - E. L. Berger, G. C. Fox, Phys. Letters, 473, 1962 (1973)
 - S. Pokorski and L. van Hove - CERN Preprint, TH.1722 (1973)
 - A. Bialas, K. Fialkovski, K. Zalewski, Phys. Letters, 45B, 337 (1973)
 - A. Bialas, M. Jacob, S. Pokorski, CERN Preprint, TH.1815(1974)
 7. Y. Fujimoto and S. Hayakawa, Handbuch der Physik, vol. XLVI (1967)
 8. Veja ref. 2 citada acima e também:
 - N. A. Dobrotin, M. I. Tretyakova, Proc. of the 13th Int. Cosmic Ray Conference, Denver, vol. 4, 2233 (1973)

9. Y, Hama, Phys. Rev. D6, 3306 (1972)

Veja também:

S. Pokorski and L. van Hove, Nucl. Phys. B60, 379 (1973)

10. A formação de clusters foi primeiramente proposta (com base em evidências experimentais) pelo Grupo de Krakow de Miesowicz e também por Niu. Baseado nos dados de Krakow, Cocconi também chegou à mesma conclusão

P. Ciock, T. Coghén, J. Gierula, R. Holinski, A. Jurak, M. Miesowicz, T. Saniewska, N. Cimento 10, 741 (1958)

K. Niu, N. Cimento, 994 (1958)

G. Cocconi, Phys. Rev. 111, 1699 (1958)