

Hersy Vasconcellos Pinto

ANÁLISE DE AMPLITUDES DA REAÇÃO $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}(\pi^+\pi^-\pi^0)$ NAS
REGIÕES DE MASSA DO ω^0 E η^0 A 16 GEV/C

Tese de

DOCTORADO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Rio de Janeiro

- 1985 -

A Claudia,

Rodrigo e

Francisco

AGRADECIMENTOS

- A Prof^a Anna M.F. Endler pela orientação segura em todas as etapas, e pela ajuda e compreensão demonstrada nas discussões deste trabalho.

- Aos Profs. G.Otter e P.Girtler pelo seu apoio e dedicada colaboração prestados.

- Ao Luíz C.S.Oliveira pela leitura e crítica do manuscrito e discussões sobre o trabalho.

- Ao Luíz A.Reis pela inestimável ajuda nos apuros computacionais.

- A Humberto Teixeira pelo excelente trabalho de datilografia.

- Ao CBPF por ter proporcionado as condições para a concretização deste trabalho.

- Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, CNPq e CAPES pela concessão de bolsa de estudos.

- A todos os amigos que, de uma forma ou de outra, contribuíram na concretização deste trabalho.

ABSTRACT

An amplitude analysis has been performed for the reactions $\pi^+ p \rightarrow (\eta^0, \omega^0) \Delta^{++}$ at 16 GeV/c, constraining the relative spin between the target proton and the Δ^{++} to be 1. The amplitudes are determined in intervals of t' by a maximum likelihood fit. The quality of the fits is checked by comparing the experimental decay angular distributions of the η^0 , ω^0 and Δ^{++} in the Gottfried-Jackson system. The structure observed in the absolute values and phases of the obtained amplitudes is consistent with that expected on the basis of currently accepted phenomenological ideas.

RESUMO

Faz-se uma análise de amplitudes para as reações $p\pi^+ \rightarrow (\eta^0, \omega^0) \Delta^{++}$ a 16 GeV/c, vinculando o spin relativo entre o próton alvo e o Δ^{++} ao valor 1. Determinam-se as amplitudes, em intervalos de t' por ajuste de máxima verossimilhança. Testa-se a qualidade dos ajustes comparando-se as distribuições angulares de decaimento experimentais do η^0 , ω^0 e Δ^{++} no sistema de Gottfried-Jackson. A estrutura observada nos valores absolutos e fases das amplitudes obtidas é consistente com aquela esperada com base nas idéias fenomenológicas correntemente aceitas.

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS	iii
ABSTRACT	iv
RESUMO	v
LISTA DE FIGURAS	viii
LISTA DE TABELAS	xi
INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 1 - DADOS EXPERIMENTAIS	6
CAPÍTULO 2 - ESTUDO DO CONTEÚDO DE SPIN PARA OS SISTEMAS ($p\pi^+$) E ($\pi_R^+\pi^-\pi^0$) NAS REGIÕES DE MASSA DAS RESSONÂNCIAS	22
CAPÍTULO 3 - ANÁLISE DE AMPLITUDE DA REAÇÃO $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$..	29
3.1 - Descrição do Método Utilizado	29
3.2 - Apresentação dos Resultados Obtidos ..	38
CAPÍTULO 4 - ANÁLISE DE AMPLITUDE DA REAÇÃO $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$..	45
4.1 - Aplicação do Método à Reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$	45
4.2 - Apresentação dos Resultados	47

CAPÍTULO 5 - VERIFICAÇÃO DO MÉTODO UTILIZADO	52
5.1 - Para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$	52
5.2 - Para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$	53
CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES	57
6.1 - Na região de massa da ressonância ω^0 ..	57
6.2 - Na região de massa da ressonância η^0 ..	60
APÊNDICE A - SISTEMAS DE REFERÊNCIAS E SÍMBOLOS UTILIZADOS	63
APÊNDICE B - FORMALISMO DA ANÁLISE DE AMPLITUDES	67
APÊNDICE C - ESCOLHA DA AMPLITUDE DE REFERÊNCIA NO ESTUDO DA REAÇÃO $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$	79
APÊNDICE D - POSSÍVEIS PARTÍCULAS TROCADAS NAS REAÇÕES ESTUDADAS	81
APÊNDICE E - RELAÇÃO ENTRE A FUNÇÃO DE ROTAÇÃO D E A FUNÇÃO HARMÔNICA ESFÉRICA Y	85
BIBLIOGRAFIA	86

ÍNDICE DE FIGURAS

Fig. 1.1 - O processo $ab \rightarrow (1,2)(3,4,5)$ representado no sistema centro de massa	8
Fig. 1.2 - Distribuição de massa do sistema $(p\pi_L^+)$. Para o histograma do meio \bar{e} selecionada a região da ressonância ω^0 ($0,72 \leq M(\pi_R^+\pi^-\pi^0) \leq 0,81 \text{ GeV}$). Para o histograma superior \bar{e} selecionada a região do η^0 ($0,52 \leq M(\pi_R^+\pi^-\pi^0) \leq 0,60 \text{ GeV}$)	11
Fig. 1.3 - Distribuição de massa do sistema $(\pi_R^+\pi^-\pi^0)$. Para o histograma tracejado \bar{e} selecionada a região da ressonância Δ^{++} ($1,08 \leq M(p\pi_L^+) \leq 1,4 \text{ GeV}$). Os dois histogramas superiores são restritos às regiões de massa do η^0 e ω^0	13
Fig. 1.4 - Distribuição de massa do sistema $(p\pi_R^+)$. A massa do sistema $p\pi_R^+$ \bar{e} restrita às condições : $0,72 \leq M(\pi_R^+\pi^-\pi^0) \leq 0,81 \text{ GeV}$ e $1,08 \leq M(p\pi_L^+) \leq 1,4 \text{ GeV}$	15
Fig. 1.5 - Gráfico de Dalitz para o decaimento $\omega^0 \rightarrow \pi_R^+\pi^-\pi^0$	16
Fig. 1.6 - Densidade do gráfico de Dalitz observada para o decaimento $\omega^0 \rightarrow \pi_R^+\pi^-\pi^0$	17
Fig. 1.7 - O triângulo de Dalitz	18

Fig. 1.8 - Densidade do gráfico de Dalitz prevista teoricamente para a ressonância ω^0	21
Fig. 2.1 - Valores experimentais esperados das funções $D_{M,0}^L$ dos sistemas $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$ e $(p \pi_L^+)$ para a reação $p \pi^+ \rightarrow \Delta^{++} \omega^0$	27
Fig. 2.2 - Valores experimentais esperados das funções $D_{M,0}^L$ dos sistemas $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$ e $(p \pi_L^+)$ para a reação $p \pi^+ \rightarrow \Delta^{++} \eta^0$	28
Fig. 3.1a - 3.1b - Amplitudes de helicidade $T_{\Lambda\Delta, \lambda_a}^{\Lambda\omega\eta}$ como função de t' para a reação $p \pi^+ \rightarrow \Delta^{++} \omega^0$	40
Fig. 3.2a - 3.2b - Fases $\Phi_{\Lambda\Delta, \lambda_a}^{\Lambda\omega\eta}$ relativas à amplitude $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}$ como função de t' , para a reação $p \pi^+ \rightarrow \Delta^{++} \omega^0$	43
Fig. 4.1 - Amplitudes de helicidade $T_{\Lambda\Delta, \lambda_a}^{\Lambda\eta^0\eta}$ como função de t' para a reação $p \pi^+ \rightarrow \Delta^{++} \eta^0$	49
Fig. 4.2 - Fase $\Phi_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{0+}$ relativa à amplitude $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0+}$ como função de t' , para a reação $p \pi^+ \rightarrow \Delta^{++} \eta^0$	51
Fig. 5.1a - 5.2b - Distribuição angular experimental do Δ^{++} e ω^0 (linhas cheias) no sistema Gottfried-Jackson e a distribuição angular criada a partir das amplitudes obtidas (linhas tracejadas) na reação $p \pi^+ \rightarrow \Delta^{++} \omega^0$	54
Fig. 5.2 - Distribuição angular experimental das ressonâncias Δ^{++} e η^0 (linhas cheias), no sistema de helicidade, e a distribuição angular criada a partir das amplitudes obtidas (linhas tracejadas) na reação $p \pi^+ \rightarrow \Delta^{++} \eta^0$	56

Fig. 6.1 - Comparação entre a seção de choque com troca de paridade natural para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$ a 16 GeV/c (círculos claros) e a 7,1 GeV/c (círculos escuros) (ref [8-10]), como função de t' 61

Fig. 6.2 - Seção de choque com troca de paridade não-natural para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$ a 16 GeV/c , como função de t' 62

ÍNDICE DE TABELAS

Tabela 3.1 - Amplitudes de Helicidade $T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda_{\omega} \eta}$ em intervalos de t'	42
Tabela 4.1 - Amplitudes de Helicidade $T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda_{\eta^0} \eta}$ em intervalos de t'	50

INTRODUÇÃO

Um dos problemas básicos da teoria relativística de reações de muitas partículas é encontrar representações convenientes para os estados de muitas partículas. Uma representação é tida como conveniente pelos experimentais quando se usa somente observáveis facilmente mensuráveis. A representação de momento é obviamente distinguida a partir deste ponto de vista. Em todas as experiências de colisões medimos diretamente os momentos lineares individuais das partículas iniciais e finais. Cálculos teóricos e discussões do mecanismo físico das reações são usualmente mais simples e mais esclarecedores quando realizados na representação de momento.

Para a construção de modelos que descrevam as reações entre partículas a altas energias é de grande importância o conhecimento da estrutura das amplitudes referentes a estes processos as quais indicam as probabilidades das várias transições entre os estados iniciais e os finais. Desta forma, a determinação experimental destas amplitudes é um estudo de grande interesse servindo como base para testar modelos que descrevam estas reações.

Entretanto, é somente em poucas reações que o estudo completo da análise experimental das amplitudes se torna possível. Isto é uma consequência do fato de que ao não se usar alvos polarizados, devido à dificuldade técnica de obtê-los, seria necessário se determinar um número maior de amplitudes que

de quantidades experimentalmente observáveis. Em muitos casos, entretanto, é possível se fazer uma análise dependente de hipóteses que se baseiam em modelos a fim de se reduzir o número de amplitudes independentes a serem determinadas.

A expansão das amplitudes em ondas parciais foi proposta por Shirokov, Wick e Macfarlane [1-3] para processos de produção de muitas partículas. Esses trabalhos basearam-se em extensões do procedimento aplicado inicialmente por Dalitz [4] para um sistema de três pions. Entretanto, a versão do procedimento de Dalitz nos leva a expressões muito complicadas em particular quando nos é apresentado o caso de três partículas com spins não-nulos. Para o caso de um número maior de partículas as expressões são desencorajadoras.

Com o objetivo de evitar todas as desvantagens dos procedimentos de Dalitz, J. Werle propôs um outro modo. Ele propôs construir conjuntos completos ortonormais de autofunções simultâneas da energia total E , do momento \vec{p} , do momento angular \vec{J} e de sua componente z (J_z) [5,6]. O procedimento aplicado por ele é uma extensão natural do tratamento feito por Jacob e Wick para estados de duas partículas [7]. Além disso, este modo nos conduz a uma expressão geral igualmente simples tanto para o caso de um número maior de partículas, quanto para quaisquer valores de massa e spin.

Neste trabalho realizamos um estudo da análise de amplitudes para a reação a quase dois corpos

$$\begin{array}{ccc}
 p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++} & \underbrace{(\omega^0 \text{ ou } \eta^0)} & (1) \\
 \downarrow & \downarrow & \\
 (p\pi^+) & (\pi^+\pi^-\pi^0) &
 \end{array}$$

para um momento do π^+ incidente de 16 GeV/c no sistema de laboratório.

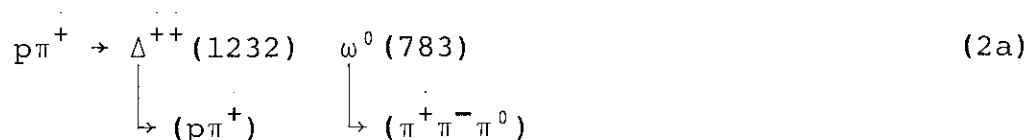
Utilizamos dados* de interações ocorridas numa câmara de bolha (de 2 m) de hidrogênio, interações estas produzidas por um feixe de π^+ com um momento de 16 GeV/c, no sistema de laboratório, proveniente da colisão de prótons acelerados no proton-sincrotron de 28 GeV do CERN (Centro Europeu de Pesquisas Nucleares - Genebra - Suíça). Simultaneamente são tiradas fotografias das interações em três posições diferentes de modo a permitir a análise visual das interações ocorridas. Desta análise visual dos dados (o "scanning" e a medida dos traços visíveis) resulta um arquivo com os dados obtidos das interações. A partir disso é possível se fazer hipóteses e identificar as partículas envolvidas na reação através das leis de conservação de energia e momento. Os dados obtidos das interações são representados pelo quadrivetor (p_x, p_y, p_z, E), isto é, as componentes do momento e a energia das partículas envolvidas na reação. Todo o conjunto de informações da interação entre o π^+ e o p, que foram analisadas e reconstruídas, é colocado numa fita chamada DST ("Data Summary Tape").

A análise de amplitudes é desenvolvida para duas regiões de massa do sistema de três pions:

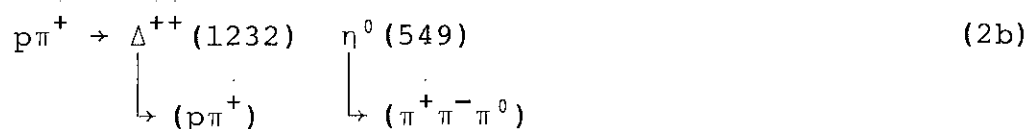
- a) a região de massa do η^0 ($0,52 \leq M(\pi^+\pi^-\pi^0) \leq 0,60$ GeV)
- b) e a região de massa do ω^0 ($0,72 \leq M(\pi^+\pi^-\pi^0) \leq 0,81$ GeV).

**Agradecemos ao Professor Otter e aos membros da colaboração Aachen-Berlin-Bonn-CERN-Cracow-Heidelberg por nos ter permitido o acesso a estes dados.*

Isto é, as reações estudadas são:



e



Estas reações já foram estudadas anteriormente a diferentes energias [8-18]. No presente trabalho, o método utilizado na análise dos dados é descrito detalhadamente. O estudo anteriormente feito com menor estatística é completado, sendo possível, desta forma, se obter a dependência energética das amplitudes comparando-as com as previsões do modelo dos polos de Regge.

No capítulo 1, descrevemos os dados experimentais utilizados para o estudo das reações consideradas e discutimos a pureza das amostras de dados que descrevem as reações.

No capítulo 2, obtemos as informações sobre a contribuição de spin dos sistemas $p\pi^+$ (Δ^{++}), $\pi^+\pi^-\pi^0$ (ω^0) e $\pi^+\pi^-\pi^0$ (η^0), determinando através das respectivas distribuições angulares os valores médios $\langle D_{M,0}^L \rangle$ das funções D , para diferentes valores de L e M inteiros com $M = L, L-1, \dots, 0$.

No capítulo 3 fazemos a análise das amplitudes para a reação (2a) descrevendo o método e as hipóteses utilizadas e apresentamos os resultados obtidos.

No capítulo 4, aplicamos à reação (2b) o método des -

crito no capítulo anterior e apresentamos os resultados obtidos.

No capítulo 5, fazemos uma verificação do método utilizado comparando as distribuições angulares experimentais das duas reações consideradas com as distribuições angulares determinadas pelas amplitudes obtidas.

No capítulo 6, apresentamos as conclusões como também fazemos a comparação dos nossos resultados na região de massa do ω^0 com os das referências [8-10].

CAPITULO 1

DADOS EXPERIMENTAIS

Os dados usados nesta análise resultam de medidas feitas em fotografias de interações do tipo

$$p\pi^+ \rightarrow p\pi^+\pi^+\pi^-\pi^0 \quad (1.1)$$

ocorridas numa câmara de bolha de hidrogênio por um feixe de pions positivos com momentos de 16 GeV/c, no sistema de laboratório.

Os dados consistem nos valores do momento e energia (p_x, p_y, p_z, E) das partículas envolvidas na reação, obtidos através da análise dos traços visíveis na fotografia e do balanço de energia e momento.

Do conjunto de 34225 interações representativas deste canal, selecionamos os subconjuntos constituídos por 611 e 110 eventos que representam as reações

$$p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0 \quad (1.2)$$

e

$$p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0 \quad (1.3)$$

respectivamente e onde Δ^{++} é a ressonância bariônica de massa 1232 ± 57 MeV, ω^0 é a ressonância mesônica de massa $782,6 \pm 4,9$ MeV e η^0 é outra ressonância mesônica de massa $548,8 \pm 0,6$ MeV.

Essas ressonâncias têm os seguintes modos e taxas de decaimento [19]

$$\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+ \quad (99,4 \pm 0,6\%) \quad ,$$

$$\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad (89,9 \pm 0,5\%)$$

e

$$\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad (23,6 \pm 0,6\%) \quad .$$

Portanto, os subconjuntos selecionados para o estudo das interações representadas pelas eqs. (1.2) e (1.3) podem ser descritos como:

$$p\pi^+ \rightarrow (p\pi^+) (\pi^+\pi^-\pi^0) \quad (1.4)$$

em que o sistema $(p\pi^+)$ representa a ressonância bariônica Δ^{++} e o sistema $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ representa as ressonâncias mesônicas ω^0 ou η^0 .

Como critério para a seleção destes subconjuntos impomos a condição de que os sistemas $(p\pi^+)$ e $(\pi^+\pi^-\pi^0)$ possuam massa efetiva, M_{eff} , na região das massas das respectivas ressonâncias, isto é:

para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$, teríamos:

$$1,08 \leq M_{\text{eff}}(p\pi^+) \leq 1,4 \text{ GeV}$$

e

$$(1.5)$$

$$0,72 \leq M_{\text{eff}}(\pi^+\pi^-\pi^0) \leq 0,81 \text{ GeV}$$

e para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$, teríamos:

$$1,08 \leq M_{\text{eff}}(p\pi^+) \leq 1,4 \text{ GeV}$$

e (1.6)

$$0,52 \leq M_{\text{eff}}(\pi^+\pi^-\pi^0) \leq 0,60 \text{ GeV}.$$

A fig. 1.1 abaixo representa a reação $p\pi^+ \rightarrow (p\pi^+)(\pi^+\pi^-\pi^0)$ no sistema centro de massa (SCM),

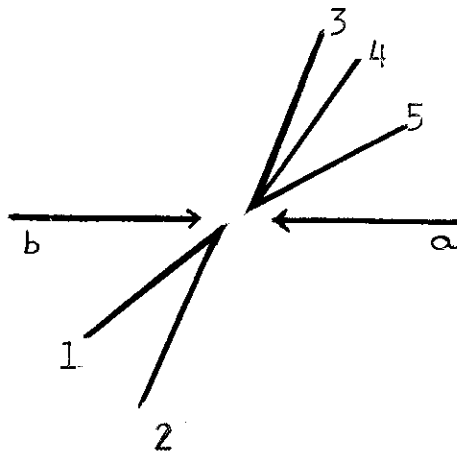


Fig.1.1

O processo $ab \rightarrow (1,2)(3,4,5)$ representado
no sistema centro de massa

em que as partículas $a, b, 1, 2, 3, 4, 5$ são, respectivamente, $p, \pi^+, p, \pi^+, \pi^+, \pi^-, \pi^0$.

É um fato conhecido que em reações deste tipo, o caráter periférico destas é tal que no SCM há uma forte preferência para que a ressonância mesônica seja emitida na direção do meson incidente, isto é, no hemisfério para frente, enquanto que a res

sonância bariônica acompanha a direção do barion alvo, isto é, é emitida no hemisfério para trás [8-18].

Em consequência deste fato e levando em consideração que são pequenas as energias dos decaimentos:

$$\Delta^{++} \rightarrow p\pi^+ \quad (154 \text{ MeV})$$

$$\omega^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad (368,7 \text{ MeV})$$

$$\eta^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \quad (134,7 \text{ MeV})$$

concluimos que as possíveis combinações de associação das diferentes partículas secundárias da reação para a formação dos sistemas (1,2) e (3,4,5) podem se restringir a uma única, a saber:

$$(1,2) \quad \longrightarrow \quad (p\pi_L^+) \tag{1.7}$$

$$(3,4,5) \quad \longrightarrow \quad (\pi_R^+\pi^-\pi^0)$$

onde π_L^+ e π_R^+ representam, respectivamente, o mais lento e o mais rápido dos dois π^+ secundários.

Para reforçar o critério de seleção dos dados representativos da reação a ser estudada, consideramos somente as interações em que as partículas componentes do sistema (1,2) são emitidas, no SCM, para trás enquanto que as do sistema (3,4,5) são emitidas para frente.

Resumindo o critério de seleção usado, podemos reescrever as eqs. (1.5) e (1.6) como:

$$1,08 \leq M_{\text{eff}}(p\pi_L^+) \leq 1,4 \text{ GeV} \quad , \quad (1.8)$$

$$0,72 \leq M_{\text{eff}}(\pi_R^+\pi^-\pi^0) \leq 0,81 \text{ GeV} \quad (1.9)$$

e

$$0,52 \leq M_{\text{eff}}(\pi_R^+\pi^-\pi^0) \leq 0,60 \text{ GeV} \quad (1.10)$$

com

$$p_L^*(\pi_R^+) \geq 0 \quad ; \quad p_L^*(\pi^-) \geq 0 \quad ; \quad p_L^*(\pi^0) \geq 0 \quad (1.11)$$

e

$$p_L^*(\pi_L^+) \leq 0 \quad ; \quad p_L^*(p) \leq 0 \quad ,$$

onde p_L^* representa, para as diferentes partículas, o momento longitudinal no SCM, isto é, a componente do momento na direção do feixe incidente.

Para testar a pureza da amostra de dados, que representa as reações consideradas, construímos as distribuições das massas efetivas $M_{\text{eff}}(p\pi_L^+)$ e $M_{\text{eff}}(\pi_R^+\pi^-\pi^0)$, que são apresentadas nas figs. 1.2 e 1.3, respectivamente.

Na fig.1.2, pode-se ver claramente a presença do pico representativo da ressonância Δ^{++} . Para o histograma do meio, selecionamos os eventos em que a massa efetiva do sistema $(\pi_R^+\pi^-\pi^0)$ está na região de massa da ressonância ω^0 ($0,72 \leq M_{\text{eff}}(\pi_R^+\pi^-\pi^0) \leq 0,81 \text{ GeV}$), enquanto que para o histograma superior, selecionamos a região de massa da ressonância η^0 ($0,52 \leq M_{\text{eff}}(\pi_R^+\pi^-\pi^0) \leq 0,60 \text{ GeV}$).

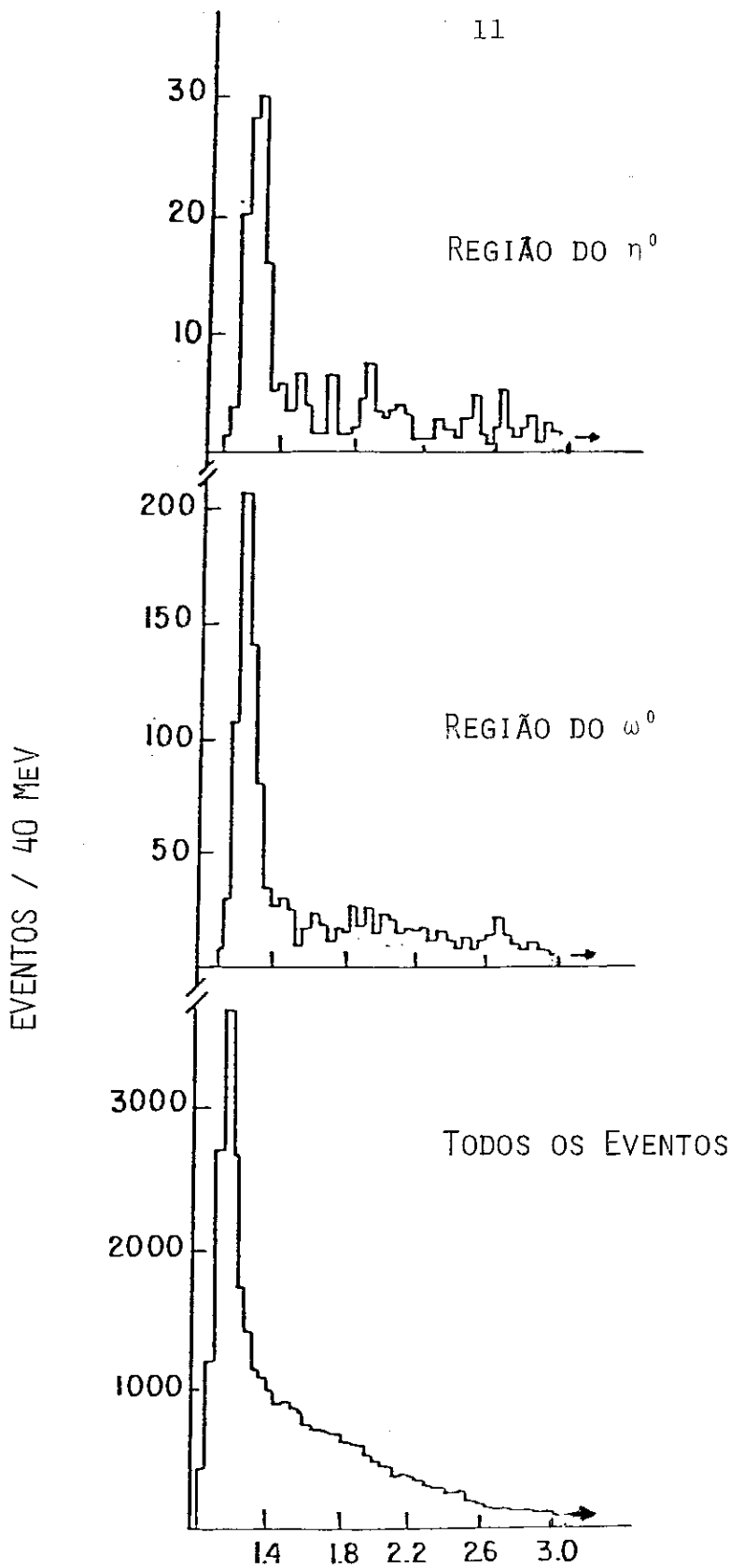
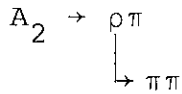


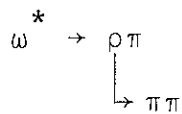
Fig. 1.2

Distribuição de massa do sistema $(p\pi_L^+)$. Para o histograma do meio é selecionada a região da ressonância ω^0 ($0,72 \leq M(\pi_R^+\pi^-\pi^0) \leq 0,81$ GeV). Para o histograma superior é selecionada a região do η^0 ($0,52 \leq M(\pi_R^+\pi^-\pi^0) \leq 0,60$ GeV).

Na fig.1.3, observam-se não só os picos representativos das ressonâncias η^0 e ω^0 como também indicações das ressonâncias A_2 (1310) e ω^* (1670) com decaimentos através dos seguintes modos:



e



Os estados A_2 e ω^* são produzidos, na reação estudada, predominantemente em associação com a produção da ressonância Δ^{++} no vértice bariônico, isto é, (72 \pm 9%) dos A_2 são produzidos juntamente com Δ^{++} e (87 \pm 17%) com ω^* [20].

A região achuriada deste histograma (fig.1.3) representa os eventos em que a massa efetiva do sistema ($p\pi_L^+$) satisfaz o critério de seleção

$$1,08 \leq M_{\text{eff}}(p\pi_L^+) \leq 1,4 \text{ GeV} .$$

Na fig.1.3, apresentamos em detalhe as regiões de massa do η^0 e do ω^0 .

O "background" abaixo das ressonâncias Δ^{++} (1232) , ω^0 (783) e η^0 (549) é pequeno (cerca de 5% para Δ^{++} , 15% para ω^0 e 10% para o η^0) e pode ser considerado desprezível.

O critério de seleção usado foi testado fazendo-se a

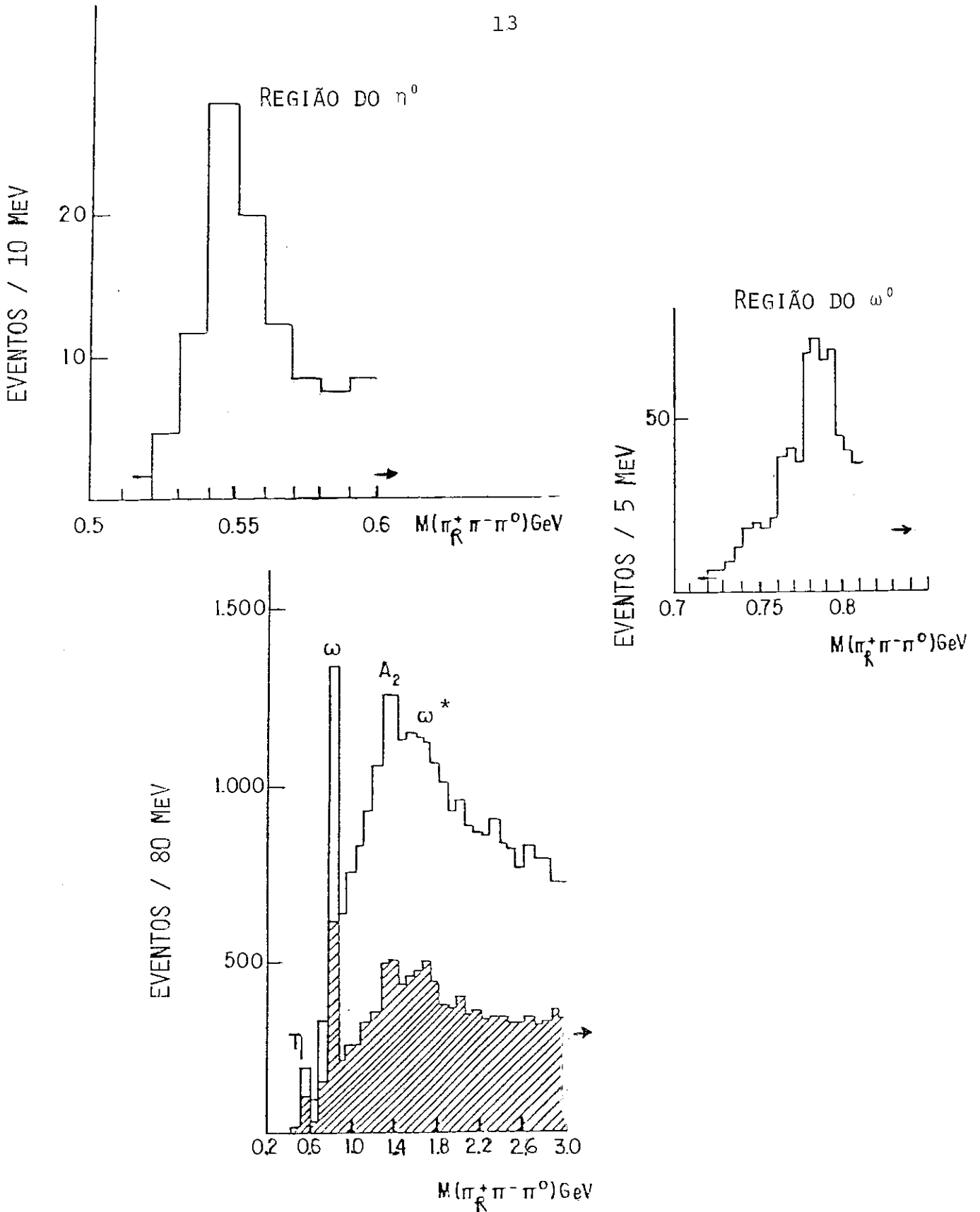


Fig. 1.3

Distribuição de massa do sistema $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$. Para o histograma tracejado é selecionada a região da ressonância Δ^{++} ($1,08 \leq M(\pi_R^+ \pi^-) \leq 1,4$ GeV). Os histogramas superiores são restritos às regiões de massa do η^0 e ω^0 .

análise de outra possibilidade de se associar os mesons secundários π^+ da reação. Para isto, foi feita a distribuição da massa efetiva $M_{\text{eff}}(p_{\pi_R}^+)$ que apresentamos na fig.1.4, onde se observa o total desaparecimento do pico na região da massa do Δ^{++} . Este fato é uma indicação de que o critério escolhido é válido, confirmando a nossa proposição de associar π_R^+ com as ressonâncias mesônicas e π_L^+ com a ressonância bariônica.

A existência do ω^0 na amostra selecionada é comprovada ao se estudar a distribuição da densidade no gráfico de Dalitz. O mesmo não foi feito relativamente ao meson η^0 devido à insuficiência de dados experimentais.

Para o sistema $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$ na região de massa do ω^0 , o gráfico de Dalitz e a correspondente densidade são apresentados nas figs.1.5 e 1.6, respectivamente. Na fig.1.5, as três energias cinéticas $(T_{\pi^+}, T_{\pi^-}, T_{\pi^0})$ dos três pions da desintegração do ω^0 são representadas pelas distâncias de um ponto qualquer aos três lados de um triângulo equilátero de altura igual à energia Q de desintegração ($Q = 368,7$ MeV). A soma destas distâncias é constante dentro do triângulo e igual à altura do mesmo. Portanto, todos os eventos (representados por pontos nesta figura) estarão situados no interior do triângulo. A conservação de momento restringe a zona permitida em um círculo inscrito neste triângulo.

Como $Q = T_{\pi^+} + T_{\pi^-} + T_{\pi^0}$ podemos representar os eventos na fig.1.5, em coordenadas cartesianas relativas à origem colocada no ponto médio do lado BC, conforme fig.1.7, tal que

$$y = T_{\pi^0} \quad \text{e} \quad x = \frac{T_{\pi^+} - T_{\pi^-}}{\sqrt{3}} \quad (1.12)$$

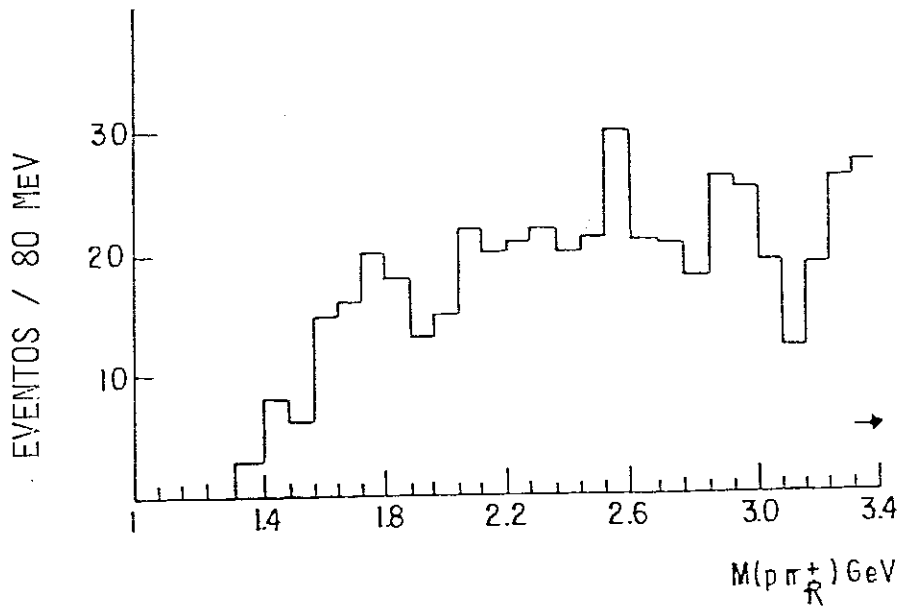


Fig. 1.4

Distribuição de massa do sistema $(p\pi_R^+)$. A massa do sistema $p\pi_R^+$ é restrita às condições: $0,72 \leq M(\pi_R^+\pi^-\pi^0) \leq 0,81 \text{ GeV}$ e $1,08 \leq M(p\pi_L^+) \leq 1,4 \text{ GeV}$.

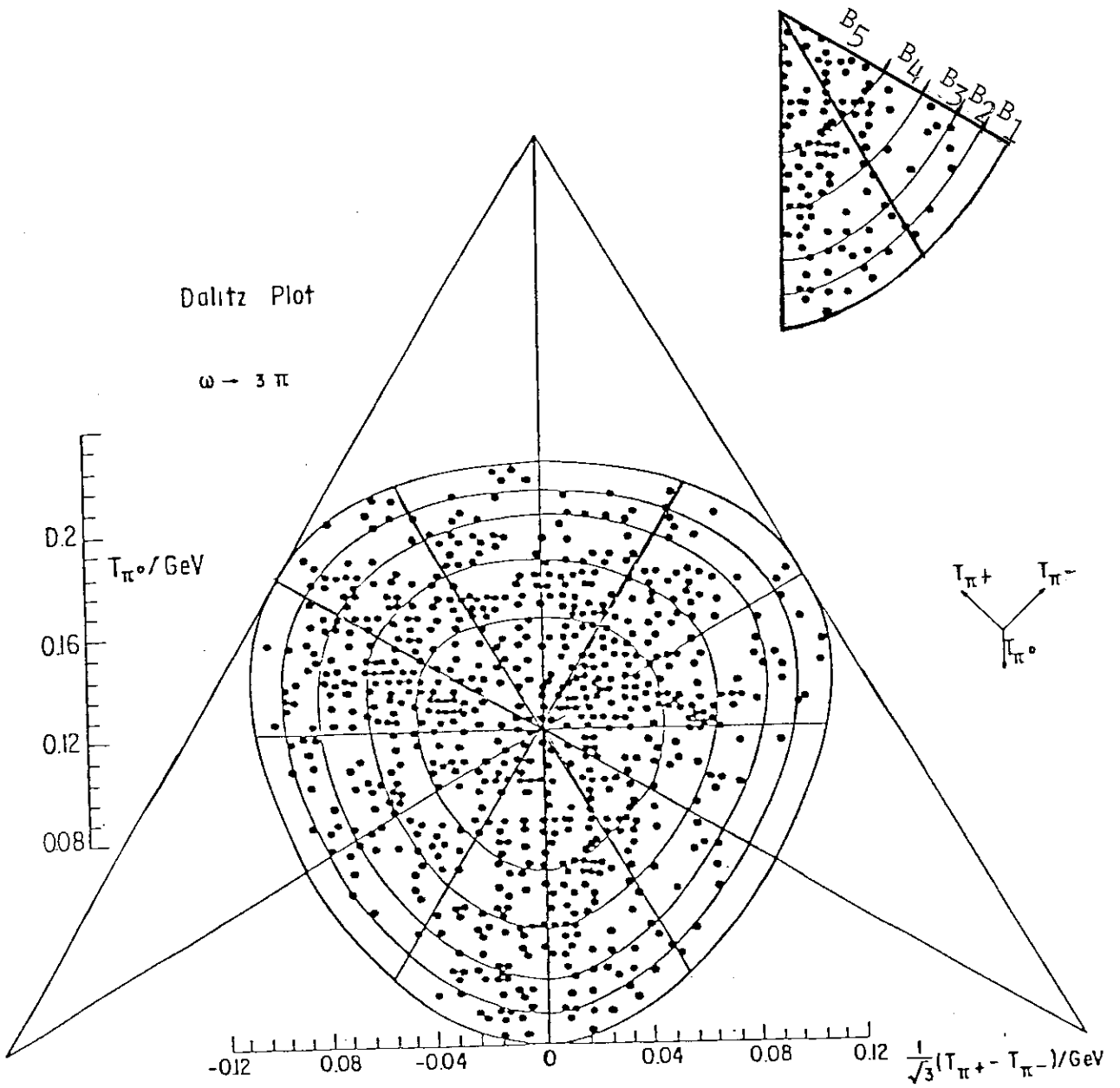


Fig. 1.5

Gráfico de Dalitz observado para o decaimento $\omega^0 \rightarrow \pi_R^+ \pi^- \pi^0$. Para o histograma superior é selecionado um sextante do gráfico de Dalitz.

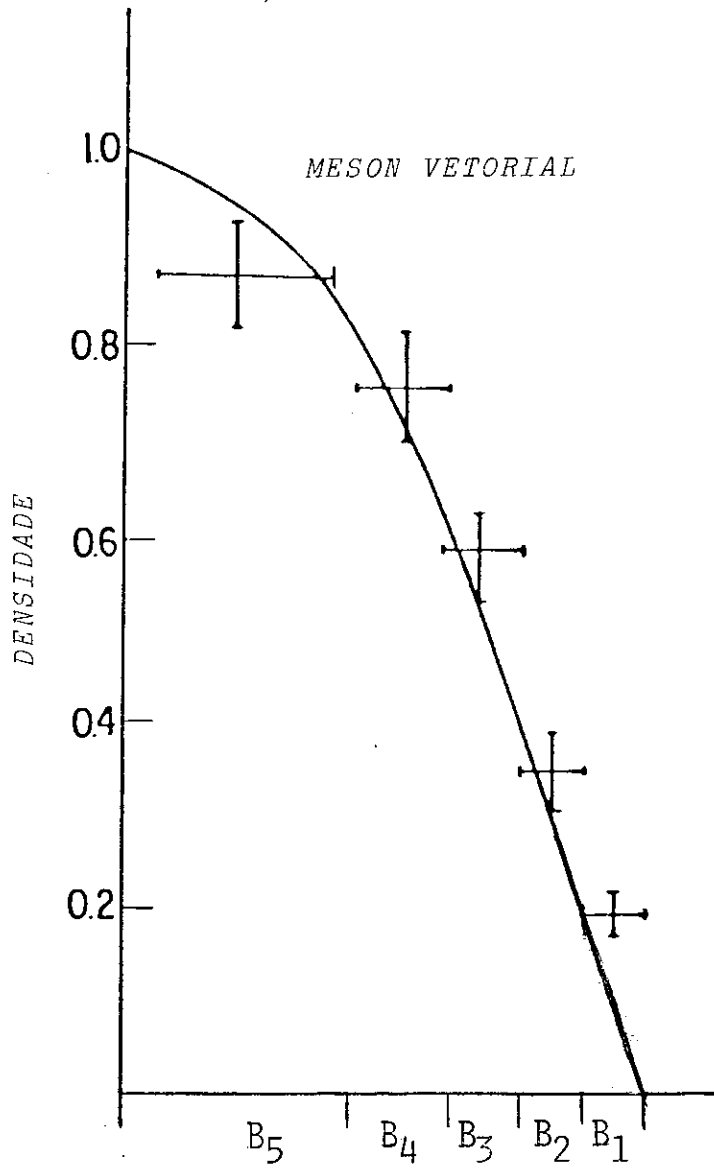


Fig. 1.6

Densidade do gráfico de Dalitz observada para o decaimento $\omega^0 \rightarrow \pi_R^+ \pi^- \pi^0$. As regiões B_1 - B_5 referem-se às subdivisões na fig. 1.5.

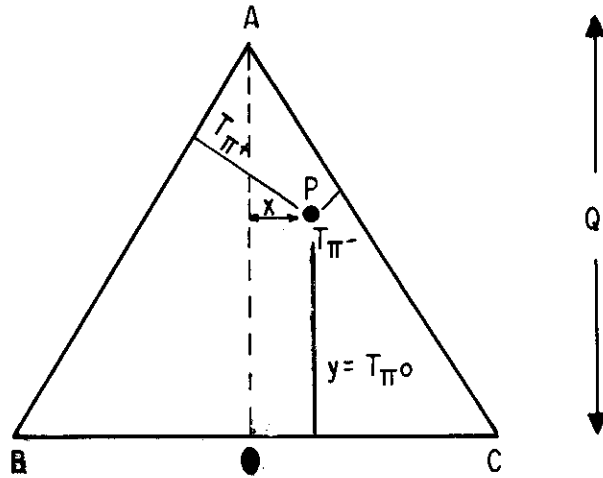


Fig. 1.7

O triângulo de Dalitz

A densidade de pontos neste gráfico de Dalitz reflete as características do elemento de matriz que representa o decaimento. De fato, ao se considerar somente o espaço de fase a três corpos, isto é, tomarmos por constante o elemento de matriz, teremos, neste gráfico, uma densidade uniforme de eventos [21-23]. Como consequência, se o elemento de matriz depende dos momentos e ângulos das partículas, não obteremos uniformidade no gráfico de Dalitz.

A dependência espacial do elemento de matriz pode ser representada pela amplitude

$$A = A(\vec{P}_i, E_i)$$

onde \vec{P}_i e E_i são os vetores momento e energia dos pions no sis-

tema de repouso do ω^0 .

Conhecendo-se os números quânticos de ω^0 : spin-isotópico $I = 0$; spin $J = 1$ e paridade $P = -1$, podemos concluir qual a forma adequada da amplitude $A(\vec{P}_i, E_i)$. Primeiramente, observamos que como os pions possuem $I = 1$, então dois dos pions secundários devem estar no estado $I = 1$, para que com o terceiro pion tendo $I = 1$ obtenhamos uma resultante $I = 0$ igual ao I do ω^0 . Como a função de onda de um par de bosons idênticos deve ser simétrica, portanto, a parte espacial da função de onda dos dois pions com $I = 1$ deve ser antissimétrica. Conseqüentemente, a amplitude A deve mudar de sinal diante da troca de qualquer dois dos índices i .

Uma segunda observação sobre a forma da amplitude A que se pode fazer é considerarmos as propriedades dos estados inicial (ω) e final (3π) diante de uma inversão no espaço. Como o decaimento $\omega \rightarrow 3\pi$ é um decaimento via interação forte, há conservação de paridade (a paridade do estado inicial deve ser a mesma do estado final) e o estado final de três pions deve ter a mesma paridade que o meson ω^0 , isto é, deve ser ímpar.

A paridade intrínseca dos pions sendo ímpar implica que a parte espacial da amplitude deve ser representada por uma função par diante da inversão das coordenadas, para que a paridade do estado final seja ímpar, isto é, $P = (+1) \times (-1)^3 = -1$, onde o segundo fator provém das paridades intrínsecas de cada pion. Portanto, a amplitude A deve ser tal que

$$A(-\vec{P}_i, E_i) = A(\vec{P}_i, E_i) . \quad (1.13)$$

Como consequência da observação anterior e sendo o ω^0 uma partícula vetorial (isto é, $J = 1$ e $P = -1$), concluímos que A deve se transformar diante de uma rotação como um vetor, mas deve ser uma função par diante da inversão espacial, isto é, deve ser um vetor axial. Com os vetores polares \vec{P}_i , podemos, satisfazer as condições impostas a amplitude A , escrevendo-a da seguinte forma:

$$A = (\vec{P}_1 - \vec{P}_2) \times \vec{P}_3 + (\vec{P}_2 - \vec{P}_3) \times \vec{P}_1 + (\vec{P}_3 - \vec{P}_1) \times \vec{P}_2. \quad (1.14)$$

De fato, assim, além de obtermos uma grandeza pseudovetorial, temos a antissimetria desejada (primeira observação) diante da troca de qualquer dois dos índices.

Como $\vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3 = 0$, substituindo $\vec{P}_3 = -\vec{P}_1 - \vec{P}_2$ na equação acima, podemos escrever:

$$A = 6 \vec{P}_2 \times \vec{P}_1. \quad (1.15)$$

Portanto, A deve se anular quando \vec{P}_1 e \vec{P}_2 são paralelos ou antiparalelos, isto é, nos limites do gráfico de Dalitz. Conseqüentemente, a densidade de pontos no gráfico de Dalitz deve ter um máximo na região central e se anular na região do limite, como na fig. 1.8.

A forma explícita da densidade em coordenadas polares é dada por [21] :

$$A^2 = [1 + (1 + B) \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 - B \left(\frac{r}{r_0}\right)^3 \cos 3\phi], \quad (1.16)$$

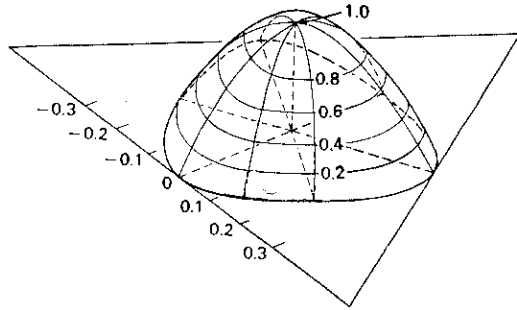


Fig.1.8

A densidade do gráfico de Dalitz prevista teoricamente para a ressonância ω^0 .

onde r e ϕ são as coordenadas polares com a origem colocada na interseção das mediatrizes do triângulo equilátero,

$$B = 2 \left(1 - \frac{3m}{M}\right) / \left(1 + \frac{3m}{M}\right)^2$$

e

$$r_0 = r_{\max} = \frac{1}{3} (M - 3m) \quad ,$$

em que M e m designam as massas dos mesons ω^0 e π , respectivamente.

Na fig.1.6, pode-se observar a consistência da distribuição experimental da densidade comparada com a distribuição prevista pela eq.1.16; isto confirma a pureza da nossa amostra de dados para descrever a reação com a formação da ressonância ω^0 .

CAPITULO 2

ESTUDO DO CONTEÚDO DE SPIN PARA OS SISTEMAS
($p\pi_L^+$) E ($\pi^+\pi^-\pi^0$) NAS REGIÕES DE MASSA DAS RESSONÂNCIAS

A distribuição angular $I(\theta, \phi)$ de um dado sistema de partículas está relacionada com o conteúdo de spin desse sistema, isto é, uma determinada contribuição de spin implica numa determinada distribuição angular. Portanto, através das distribuições angulares das partículas pertencentes aos sistemas ($p\pi_L^+$) e ($\pi^+\pi^-\pi^0$) é possível se obter informações sobre as contribuições dos spins desses sistemas.

Podemos expressar a distribuição angular $I(\theta, \phi)$, onde θ e ϕ são, respectivamente, os ângulos polar e azimutal, como uma combinação linear das funções de rotação $D_{M,O}^L(\theta, \phi)$, uma vez que estas funções formam um sistema completo. Assim, podemos escrever:

$$I(\theta, \phi) = \sum_{L,M} \frac{2L+1}{4\pi} \langle D_{M,O}^L \rangle^* D_{M,O}^L(\theta, \phi) \quad (2.1)$$

onde

$$\langle D_{M,O}^L \rangle = \int I(\theta, \phi) D_{M,O}^L(\theta, \phi) d(\cos\theta) d\phi \quad (2.2)$$

são os valores esperados das funções D para os diferentes valores do momento angular orbital L e da sua projeção sobre o eixo z , M , com $M = L, L-1, \dots, 0$.

Na prática, a integral (2.2) das funções de rotação sobre a distribuição angular é substituída pela média dos valo-

res obtidos destas funções para os dados experimentais θ_i , ϕ_i observados para estes ângulos, isto é:

$$\langle D_{M,O}^L \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N D_{M,O}^L(\theta_i, \phi_i) \quad (2.3)$$

onde o somatório da expressão acima é tomado sobre todos os eventos i dos diferentes intervalos de massa analisados. Os ângulos θ_i e ϕ_i representam, na região de massa do Δ^{++} , os ângulos polar e azimutal do proton no referencial de repouso do sistema ($p\pi_L^+$) e, na região de massa do ω^0 ou η^0 , os ângulos polar e azimutal da normal ao plano de decaimento do sistema ($\pi_R^+\pi^-\pi^0$) [24], usando o sistema de coordenadas de Gottfried-Jackson (S.G.J.), para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$ e o sistema de helicidade para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$ (ver Apêndice A).

As funções de rotação $D_{M,O}^L$ estão relacionadas com as funções harmônicas esféricas Y_M^L através da seguinte relação (ver Apêndice E):

$$D_{M,O}^L(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} Y_M^{L*}(\theta, \phi) \quad (2.4)$$

Substituindo a eq.(2.4) na eq.(2.1) podemos representar a distribuição angular $I(\theta, \phi)$ como uma combinação linear das funções Y_M^L tal que:

$$I(\theta, \phi) = \sum_{L,M} (-1)^M \langle Y_M^L \rangle Y_{-M}^L(\theta, \phi) \quad (2.5)$$

onde

$$\langle Y_M^L \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Y_M^L(\theta_i, \phi_i) \quad (2.6)$$

representam, para os diferentes L e M , os valores experimentais esperados normalizados das funções esféricas $Y_M^L(\theta, \phi)$.

Quando um sistema de partículas é constituído de uma série de estados de mesma paridade, a distribuição angular $I(\theta, \phi)$, satisfaz a seguinte condição [25] :

$$I(\theta, \phi) = I(\pi - \theta, \pi + \phi) \quad . \quad (2.7)$$

Os sistemas que estamos estudando (Δ^{++} , ω^0 e η^0) são exemplos de sistemas que tem uma paridade bem definida. Portanto, podemos aplicar a condição acima.

Usando a expressão da distribuição angular $I(\theta, \phi)$ representada por uma combinação linear das funções de rotação $D_{M,O}^L(\theta, \phi)$ e impondo a condição da eq. (2.7), temos :

$$I(\theta, \phi) = \sum_{L,M} \frac{2L+1}{4\pi} \langle D_{M,O}^L \rangle^* D_{M,O}^L(\pi - \theta, \pi + \phi) \quad (2.8)$$

Usando a propriedade das funções de rotação [25]

$$D_{M,O}^L(\pi - \theta, \pi + \phi) = (-1)^L D_{M,O}^L(\theta, \phi) \quad (2.9)$$

a eq. (2.8) se torna:

$$I(\theta, \phi) = \sum_{L,M} \frac{2L+1}{4\pi} (-1)^L \langle D_{M,O}^L \rangle^* D_{M,O}^L(\theta, \phi) \quad . \quad (2.10)$$

Comparando a eq. (2.10) com a eq. (2.1) obtemos

$$\langle D_{M,O}^L \rangle = (-1)^L \langle D_{M,O}^L \rangle \quad . \quad (2.11)$$

Podemos concluir, portanto, que:

$$\langle D_{M,0}^L \rangle = 0 \quad (2.12)$$

para valores ímpares de L [25].

Para estudar o conteúdo de spin que contribui para a reação $p\pi^+ \rightarrow (p\pi_L^+) (\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$ nós apresentamos os valores experimentais esperados das funções D na fig.2.1 para a região de massa do ω^0 e na fig.2.2 para a região de massa do η^0 , para os diferentes valores inteiros de L e M .

Para o sistema $(p\pi_L^+)$, em ambas as regiões de massa, podemos verificar que somente os valores experimentais de $\langle D_{M,0}^L \rangle$ com $L = 0, 2$ são significativamente diferentes de zero (ver figs. 2.1 e 2.2). Este resultado é consistente com a suposição de que o sistema $(p\pi_L^+)$ da ressonância Δ^{++} apresenta um único estado de spin bem definido.

Para o sistema $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$, na região de massa do ω^0 , podemos verificar que somente os valores experimentais esperados das funções D para $L = 0, 2$ são significativamente diferentes de zero. Os valores experimentais restantes não apresentam um desvio do valor zero que seja significativo (ver fig.2.1). O fato de que somente os valores $L = 0, 2$ são significativos está consistente com a suposição de que o sistema $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$ se constitui de um estado único com spin e paridade definidos.

Para o sistema $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$, na região de massa do η^0 (fig. 2.2), podemos verificar que não há valores experimentais esperados das funções D para $L > 0$ significativamente diferente de ze

ro. Isto indica que somente ondas do tipo S estão presentes e isto pode ser confirmado pela sua distribuição angular experimental uniforme (ver Cap.5).

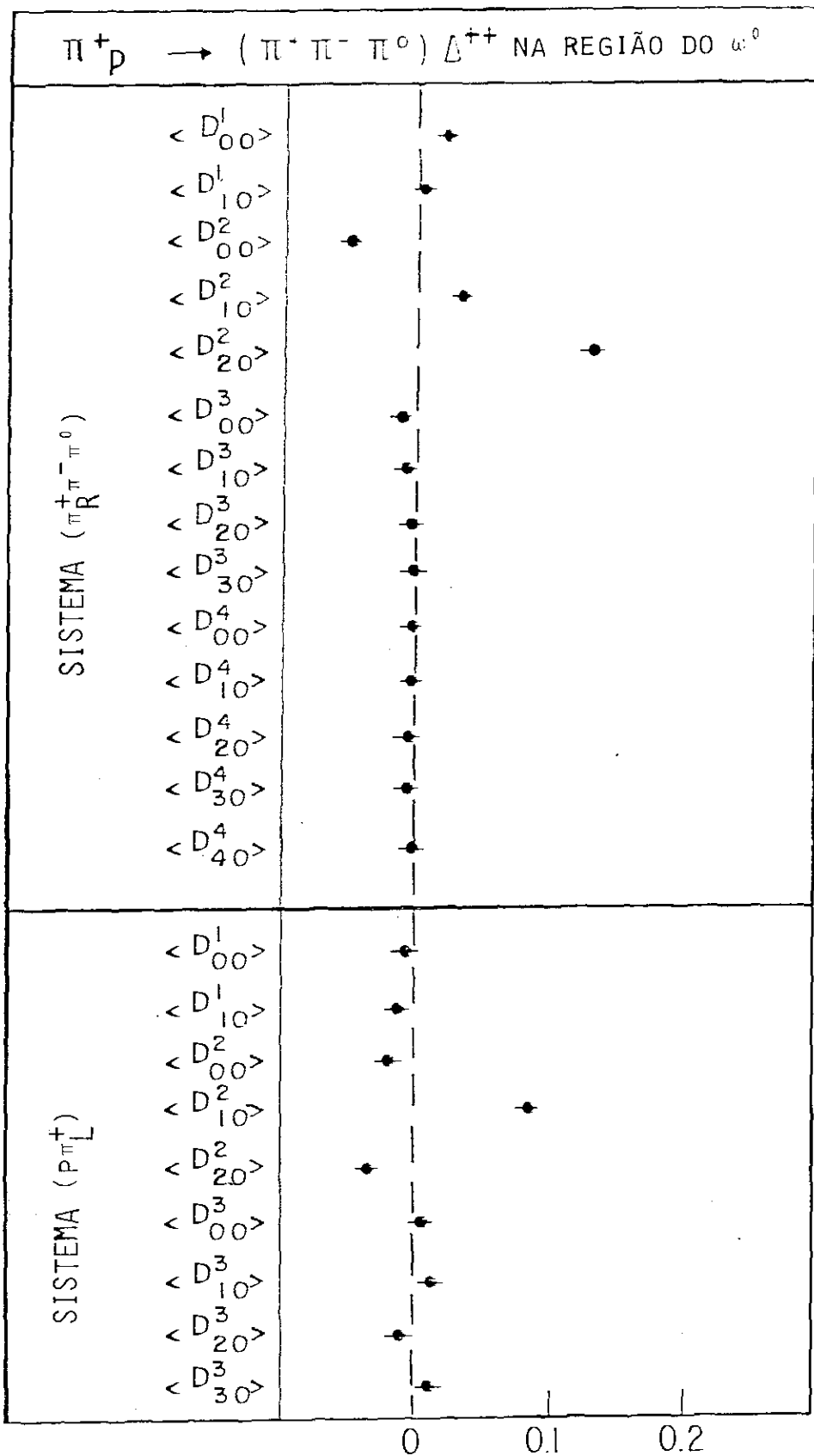


Fig. 2.1

Valores experimentais esperados das funções D $\langle D_{M,0}^L \rangle$ dos sistemas $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$ e $(p \pi_L^+)$ para a reação $p \pi^+ \rightarrow \Delta^{++} \omega^0$.

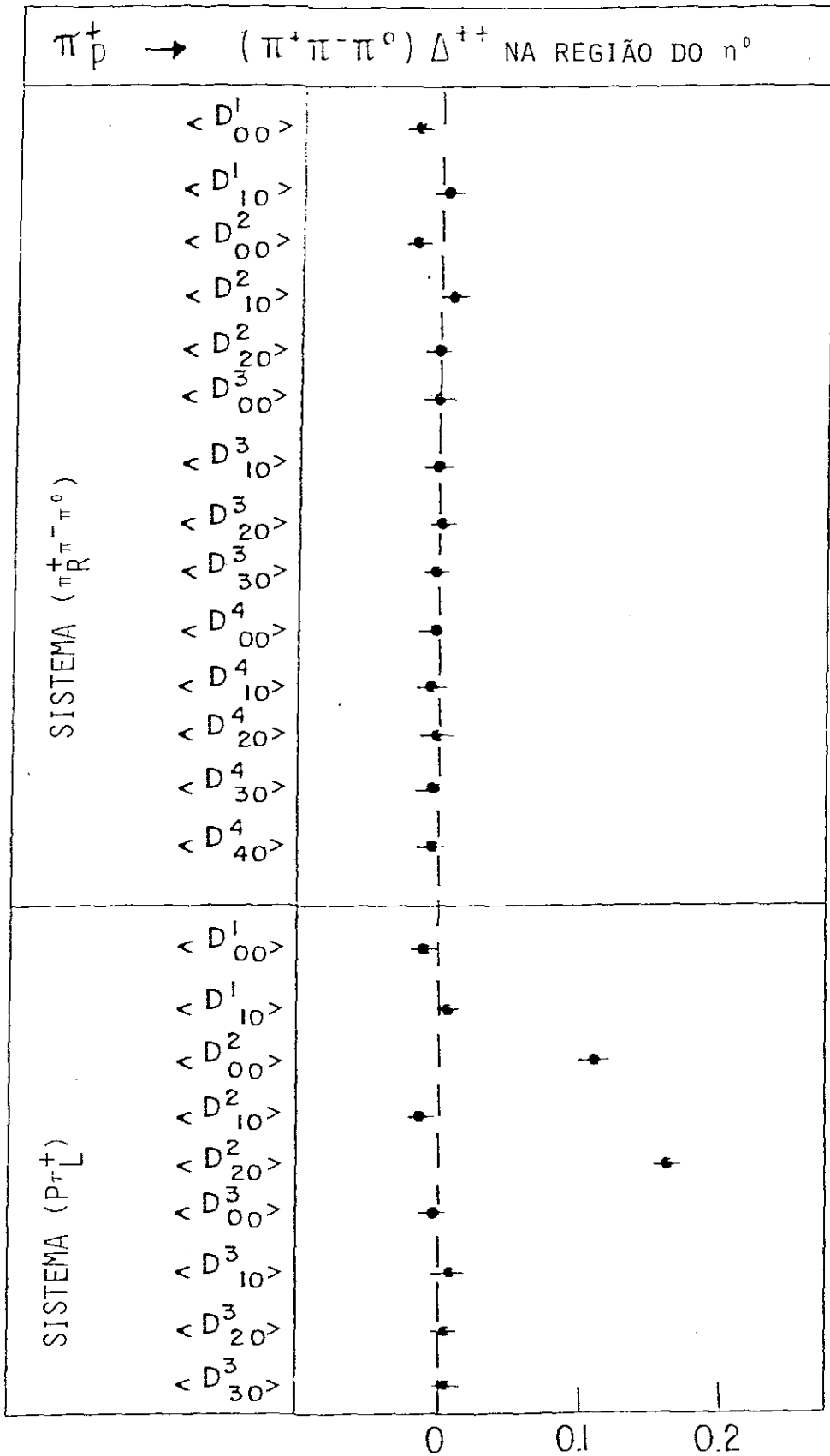


Fig. 2.2

Valores experimentais esperados das funções D $\langle D_{M,0}^L \rangle$ dos sistemas $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$ e $(p\pi_L^+)$ para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++} \eta^0$.

CAPITULO 3

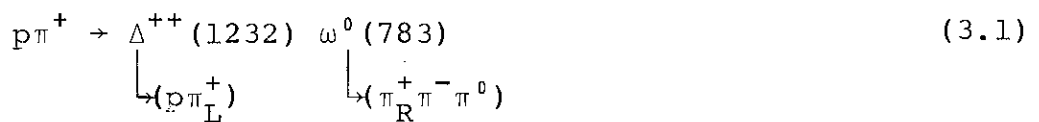
ANÁLISE DE AMPLITUDE DA REAÇÃO $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$

O objetivo deste capítulo é fazer a análise de amplitude para examinar detalhadamente a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}(\pi_R^+\pi^-\pi^0)$ na região de massa do ω^0 descrevendo o método e as hipóteses utilizadas.

O formalismo detalhado da análise de amplitude é discutido no Apêndice B.

3.1 - Descrição do Método Utilizado :

A seção de choque diferencial da reação



depende da amplitude de transição $f_{\lambda_1\lambda_a}$ da seguinte forma (eq. A.9 da referência [26]):

$$\frac{d\sigma}{dt' d(\cos\theta) d\phi d(\cos\nu) d\psi} = \frac{1}{p_b^2 s} \sum_{\lambda_1\lambda_a} |f_{\lambda_1\lambda_a}|^2 \quad (3.2)$$

onde $f_{\lambda_1\lambda_a}$ é a amplitude de transição que descreve o processo, s é o quadrado do valor da energia no SCM, \vec{p}_b é o momento do pion incidente, λ_1 é a helicidade do proton resultante da rea -

ção e λ_a , a helicidade do proton incidente. Representamos por θ , ϕ os ângulos polar e azimutal do proton no sistema de repouso da ressonância Δ^{++} bem como ν , ψ os ângulos polar e azimutal da normal ao plano de decaimento da ressonância ω^0 [24]. Representamos, simbolicamente

$$p\pi^+ \rightarrow (p\pi_L^+) (\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$$

por

(3.3)

$$ab \rightarrow (12) (345)$$

A amplitude de transição $f_{\lambda_1 \lambda_a}$ tem a seguinte forma na representação de momento e helicidade de cada uma das partículas:

$$f_{\lambda_1 \lambda_a} = \langle \vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3, \vec{p}_4, \vec{p}_5, \lambda_1 | T | \vec{p}_b, \vec{p}_a, \lambda_a \rangle \quad (3.4)$$

onde λ_1 , \vec{p}_1 , \vec{p}_2 , \vec{p}_3 , \vec{p}_4 e \vec{p}_5 são, respectivamente, a helicidade e momentos do proton e pions resultantes da reação, \vec{p}_a e λ_a são o momento e a helicidade do proton incidente, \vec{p}_b é o momento do pion incidente e T, o operador de transição.

Baseando-se nos resultados do capítulo anterior, onde foi discutido o conteúdo de spin para os sistemas $(p\pi_L^+)$ e $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$, tomamos o spin $J = 1$ para o sistema $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$ da ressonância mesônica ω^0 e $J = 3/2$ para o sistema $(p\pi_L^+)$ da ressonância bariônica Δ^{++} (1232).

A amplitude para o processo pode ser decomposta em estados de momento angular para o sistema mesônico ($J = 1$ e $\Lambda = \Lambda_\omega$) e para o sistema bariônico ($J = 3/2$ e $\Lambda = \Lambda_\Delta$) da seguinte forma:

$$f_{\lambda_1 \lambda_a} = \sum_{\Lambda_\omega \Lambda_\Delta} \sqrt{\frac{3}{4\pi^2}} D_{\Lambda_\omega, 0}^{1*}(\nu, \psi) D_{\Lambda_\Delta, \lambda_1}^{3/2*}(\theta, \phi) T_{\Lambda_\Delta, \lambda_a}^{\Lambda_\omega}(s, t') \quad (3.5)$$

onde Λ_ω e Λ_Δ são, respectivamente, as helicidades dos sistemas $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$ e $(p \pi_L^+)$. Representamos $|t - t_{\min}|$ por t' , onde t é o quadrado do quadrimomento transferido entre o proton incidente e a ressonância Δ^{++} e t_{\min} é o menor valor de t cinematicamente permitido para a reação em estudo.

Da conservação de paridade para a reação $p \pi^+ \rightarrow \Delta^{++} \omega^0$ resulta [25]:

$$T_{\Lambda_\Delta, \lambda_a}^{\Lambda_\omega} = (-1)^{\Lambda_\omega + \Lambda_\Delta - \lambda_a} T_{-\Lambda_\Delta, -\lambda_a}^{-\Lambda_\omega} \quad (3.6)$$

Para determinarmos o número de possíveis amplitudes de helicidade $T_{\Lambda_\Delta, \lambda_a}^{\Lambda_\omega}$ para a reação em estudo, devemos considerar todas as possíveis orientações de spin das partículas envolvidas na reação. Isso resulta num total de 24 amplitudes complexas a serem determinadas (a dedução do número de amplitudes é apresentada no Apêndice B).

Este número de amplitudes complexas fica reduzido à metade quando consideramos a conservação de paridade na reação em estudo (eq.3.6), resultando, deste modo, 12 amplitudes complexas independentes a serem determinadas.

Ainda assim, na reação em estudo $p \pi^+ \rightarrow \Delta^{++} \omega^0$ em que o proton alvo não é polarizado, o conjunto de quantidades experimentalmente observáveis para o processo de produção de dupla ressonância, não determina suficientemente bem o conjunto de ampli

tudes de helicidade independentes que descrevem a reação [27].

De modo a reduzir o número de amplitudes que descrevem a reação em estudo fazemos a hipótese de que para o spin relativo s entre o proton incidente (com $J_p = 1/2$) e a ressonância bariônica Δ^{++} ($J_\Delta = 3/2$) só seja permitido o valor $s = 1$, embora as reações hadrônicas do tipo

$$0^- \frac{1}{2}^+ \rightarrow \frac{3}{2}^+ 1^-$$

permitam duas possibilidades para a troca de spin para o vértice bariônico ($s = 1$ e $s = 2$). Uma imposição deste tipo pode ser explicada com o Modelo Aditivo de Quark [28,29] (daqui para frente chamado de Modelo Quark). Neste modelo, as interações entre hadrons são interpretadas pela participação de somente um dos quarks de valência de cada um dos hadrons iniciais da reação, e as amplitudes de espalhamento quark-quark ou quark-antiquark não dependem da estrutura dos hadrons aos quais eles pertencem. Através desta hipótese aditiva, a amplitude $A(a,b)$ da interação entre os hadrons a e b pode ser escrita como a soma

$$A(a,b) = \sum_{ik} N^a(q_i) N^b(q_k) A(q_i, q_k)$$

onde $N^\alpha(q_j)$ é o número de quarks do tipo q_j ($j = i$ ou k) no hadron α ($\alpha = a$ ou b) e $A(q_i, q_k)$ é a amplitude de espalhamento entre os quarks q_i e q_k .

Esta hipótese foi aplicada com sucesso na análise de amplitude da reação $p\pi^+ \rightarrow (\pi^+\pi^-)\Delta^{++}$ na região de massa do ρ^0 a

16 GeV/c [26,30].

Usando este modelo, o número de amplitudes complexas independentes fica reduzido a 5, resultando em 10 parâmetros reais para serem determinados (Apêndice B).

As fases absolutas das amplitudes, como mostraremos na pág. 37 neste capítulo, não podem ser determinadas sendo somente possível se determinar fases relativas. Deste modo, diminuímos para 9 o número de parâmetros a serem determinados.

As amplitudes de helicidade $T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda_{\omega}}$ podem ser expressas em termos das amplitudes de Modelo Quark $\tilde{T}_{\delta\kappa}^{\Lambda_{\omega}}$, definidas em função do spin relativo δ e da troca de helicidade κ ($\kappa = \Lambda_{\Delta} - \lambda_a$) entre o proton incidente e a ressonância bariônica Δ^{++} , da seguinte forma (eq. A.4 da referência [26]):

$$T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda_{\omega}} = \sum_{\delta=1,2} \frac{2\delta+1}{4} \langle \frac{1}{2}, \lambda_a ; \delta\kappa | \frac{3}{2}, \Lambda_{\Delta} \rangle \tilde{T}_{\delta\kappa}^{\Lambda_{\omega}} \quad (3.7)$$

onde $\langle \frac{1}{2}, \lambda_a ; \delta\kappa | \frac{3}{2}, \Lambda_{\Delta} \rangle$ é o coeficiente de Clebsch-Gordon acoplando os spins do proton incidente e da ressonância Δ^{++} a δ .

A equação inversa pode ser escrita como:

$$\tilde{T}_{\delta\kappa}^{\Lambda_{\omega}} = \sum_{\lambda_a} \langle \frac{1}{2}, \lambda_a ; \delta\kappa | \frac{3}{2}, \Lambda_{\Delta} \rangle T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda_{\omega}} \quad (3.8)$$

mas, com a restrição de δ ao valor igual a 1, a amplitude do Modelo Quark satisfaz a seguinte condição:

$$\tilde{T}_{2\kappa}^{\Lambda_{\omega}} = 0 \quad (3.9)$$

É conveniente introduzir no formalismo das amplitudes de helicidade, a troca de naturalidade η . Representamos $\eta = +1$ como sendo a troca de paridade natural e $\eta = -1$ como a troca de paridade não-natural (*). Designamos $T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda_{\omega} \eta}$ como sendo as amplitudes de helicidade com troca de naturalidade η definidas como [26]:

$$T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda_{\omega} \eta} = c_{\eta \Lambda_{\omega}} \left(T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda_{\omega}} + \eta (-1)^{\Lambda_{\omega} + 1} T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{-\Lambda_{\omega}} \right) \quad (3.10)$$

onde as quantidades $c_{\eta \Lambda_{\omega}}$ são os coeficientes de normalização de finidos por:

$$c_{\eta \Lambda_{\omega}} = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{para } \Lambda_{\omega} = 0, \quad \eta = - \\ -\frac{i}{2} & \text{para } \Lambda_{\omega} = 0, \quad \eta = + \\ \frac{\sqrt{2}}{2} & \text{para } \Lambda_{\omega} \neq 0, \quad \eta = - \\ -\frac{i\sqrt{2}}{2} & \text{para } \Lambda_{\omega} \neq 0, \quad \eta = + \end{cases} \quad (3.11)$$

A restrição dada pela eq.3.9 resulta nas seguintes condições para as amplitudes de helicidade (Apêndice B).

(*) A paridade natural \bar{e} é definida como $(-1)^J$ e a não-natural como $(-1)^{J+1}$, em que J é o momento angular.

$$T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{\Lambda_{\omega} \eta} = 0 \quad (3.12 a)$$

$$T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{\Lambda_{\omega} \eta} = \sqrt{3} T_{\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}}^{\Lambda_{\omega} \eta} \quad (3.12 b)$$

$$T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{1+} = 0 \quad (3.12 c)$$

Portanto, a restrição $T_{2\kappa}^{\sim\Lambda_{\omega}} = 0$ impõe 7 condições para as amplitudes e, das 12 amplitudes complexas teremos 5 amplitudes complexas independentes a serem determinadas.

Escolhemos as seguintes amplitudes complexas independentes $T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda_{\omega} \eta}$ para a análise da reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$:

$$T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}, \quad T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}, \quad T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{1-}$$

$$T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{1-} \quad \text{e} \quad T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{1+}$$

Para a determinação experimental destas amplitudes de helicidade é conveniente expressar a seção de choque diferencial experimental da reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$ em função das amplitudes do Modelo Quark $T_{1\kappa}^{\sim\Lambda_{\omega} \eta}$.

Considerando $\kappa + \lambda_a$ como a helicidade da ressonância Δ^{++} , podemos escrever as amplitudes de helicidade $T_{\kappa+\lambda_a, \lambda_a}^{\Lambda_{\omega} \eta}$ em função das amplitudes do Modelo Quark $T_{1\kappa}^{\sim\Lambda_{\omega} \eta}$ de acordo com a seguinte relação [26]:

$$T_{\kappa+\lambda_a, \lambda_a}^{\Lambda_{\omega} \eta} = \frac{3}{4c_{\eta\kappa}} \langle \frac{1}{2}, \lambda_a ; 1\kappa | \frac{3}{2}, \kappa+\lambda_a \rangle T_{1\kappa}^{\sim\Lambda_{\omega} \eta} \quad (3.13)$$

onde as quantidades $c_{\eta\kappa}$ têm os seguintes valores:

$$c_{\eta\kappa} = \begin{cases} c_{-0} = \frac{1}{2} \\ c_{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \\ c_{+1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \end{cases} \quad (3.14)$$

É conveniente representar a expressão da seção de choque diferencial da reação estudada, através das amplitudes $\tilde{T}_{1\kappa}^{\Lambda\omega\eta}$ porque desta forma as funções angulares resultantes são puramente reais e apresentam uma forma simples.

Usando as amplitudes do Modelo Quark podemos expressar a seção de choque diferencial da seguinte forma (Apêndice B):

$$\frac{d\sigma}{dt' d(\cos\theta) d\phi d(\cos\nu) d\psi} = \frac{3}{p_b^2 s} \sum_{\substack{\eta\eta' \\ \Lambda\omega\Lambda' \\ \kappa\kappa'}} \text{Re}[\tilde{T}_{1\kappa}^{\Lambda\omega\eta} (\tilde{T}_{1\kappa'}^{\Lambda'\omega'\eta'})^*] \times \\ \times \tilde{E}_{\Lambda\omega\eta}^{-1}(\theta, \phi) \tilde{E}_{\Lambda'\omega'\eta'}^{-1}(\theta, \phi) \tilde{A}_{\kappa'\eta'}^{\kappa\eta}(\nu, \psi) \quad (3.15)$$

Na equação acima, as funções angulares $\tilde{E}_{\Lambda\omega\eta}^{-1}(\theta, \phi)$ são definidas (Apêndice B) como:

$$\begin{pmatrix} \tilde{E}_{1-}^{-1} \\ \tilde{E}_{1+}^{-1} \\ \tilde{E}_{0-}^{-1} \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \begin{pmatrix} -X \\ -Y \\ Z \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \begin{pmatrix} -\sin\theta \cos\phi \\ -\sin\theta \sin\phi \\ \cos\theta \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

e as funções angulares $\hat{A}_{\kappa, \eta}^{\kappa \eta}(\nu, \psi)$ por uma matriz real e simétrica,

$$\begin{pmatrix} A_{0-}^{0-} & A_{1-}^{0-} & A_{1+}^{0-} \\ A_{0-}^{1-} & A_{1-}^{1-} & A_{1+}^{1-} \\ A_{0-}^{1+} & A_{1-}^{1+} & A_{1+}^{1+} \end{pmatrix} = \frac{3}{8\pi} \begin{pmatrix} z^2 + \frac{1}{3} & -xz & yz \\ -xz & x^2 + \frac{1}{3} & -xy \\ yz & -xy & y^2 + \frac{1}{3} \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

$$\text{onde } \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{senv } \cos\psi \\ \text{senv } \text{sen}\psi \\ \text{cosv} \end{pmatrix} \quad (3.18)$$

Como a seção de choque diferencial e as funções angulares $\hat{E}_{\Lambda, \omega, \eta}^{-1}$ e $\hat{A}_{\kappa, \eta}^{\kappa \eta}$, apresentadas nas eqs. 3.15 a 3.18 são reais, então somente a parte real de $[\tilde{T}_{1\kappa}^{\Lambda, \omega, \eta} (\tilde{T}_{1\kappa}^{\Lambda, \omega, \eta})^*]$ é determinada.

Se multiplicarmos cada amplitude por um mesmo fator de fase $e^{i\phi}$, a expressão $\text{Re}[\tilde{T}_{1\kappa}^{\Lambda, \omega, \eta} (\tilde{T}_{1\kappa}^{\Lambda, \omega, \eta})^*]$ e conseqüentemente a seção de choque permanecerá invariável. Isto significa que somente as fases relativas podem ser calculadas. A fase de uma das amplitudes deve ser fixada e as outras fases das demais amplitudes são obtidas em relação à fase fixada. Podemos então multiplicar cada amplitude pelo mesmo fator de fase sem que se modifique a seção de choque.

Da relação entre a amplitude de helicidade $T_{\Lambda, \Delta, \lambda_a}^{\Lambda, \omega, \eta}$ e a amplitude do Modelo Quark $\tilde{T}_{1\kappa}^{\Lambda, \omega, \eta}$ (eq.3.13), observamos que:

$$T_{\Lambda, \Delta, \lambda_a}^{\Lambda, \omega, \eta} = \alpha \tilde{T}_{1\kappa}^{\Lambda, \omega, \eta}$$

onde α é real. Podemos dizer, então, que valem as mesmas conclusões relativas à fase tanto para as amplitudes de helicidade , quanto para as amplitudes do Modelo Quark.

3.2 - Apresentação dos Resultados Obtidos :

Usando a expressão da seção de choque diferencial parametrizada nas amplitudes e usando os dados experimentais, determinamos as amplitudes para diferentes intervalos do quadrimomento transferido t' através do programa de otimização que faz o ajuste de Máxima Verossimilhança.

As amplitudes determinadas desta forma são apresentadas nas figuras 3.1a e 3.1b e na Tabela 3.1, mostrando o comportamento dessas amplitudes em função de t' .

Nas figuras 3.2a e 3.2b nós mostramos a dependência em t' do comportamento das fases relativas das amplitudes correspondentes.

Escolhemos como fixa a fase $\Phi_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}$ uma vez que a fase absoluta das amplitudes não pode ser determinada. Todas as fases foram tomadas relativas à fase da amplitude $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}$, impondo para esta amplitude uma fase zero, isto é, limitamos esta amplitude a um valor real positivo.

As fases $\Phi_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda_{\omega\eta}}$, mostradas nas figuras 3.2a e 3.2b permanecem relativamente constantes sem nenhuma estrutura marcante.

As amplitudes determinadas em intervalos do quadrimomento transferido t' são avaliadas no capítulo 5, onde fazemos a comparação entre a distribuição angular experimental, no sistema

de Gottfried-Jackson e a distribuição angular determinada a partir das amplitudes obtidas.

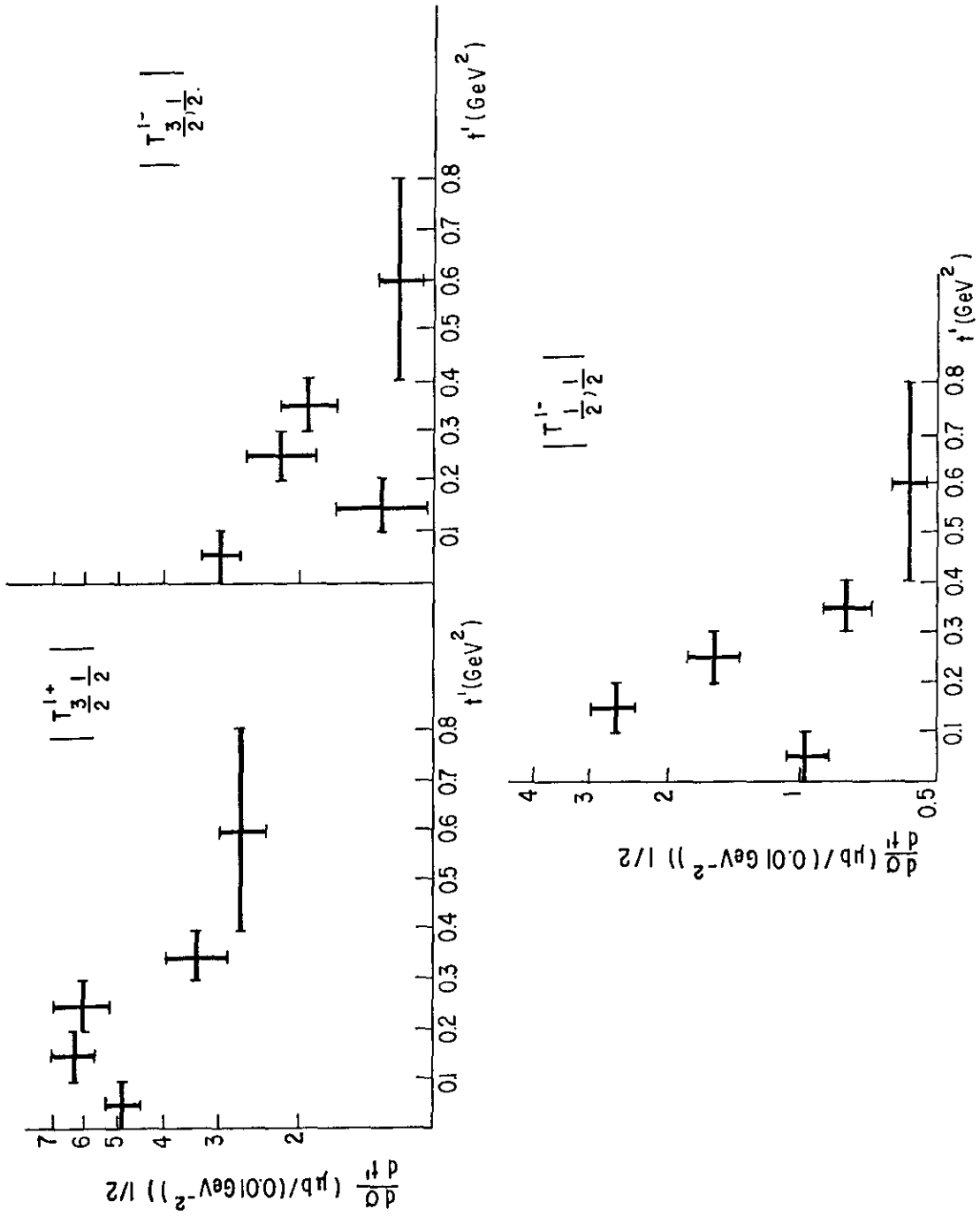


Fig. 3.1 a

Amplitudes de helicidade $T_{\Lambda, \lambda}^{\Delta \omega \pi}$ como função de t' , para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$.

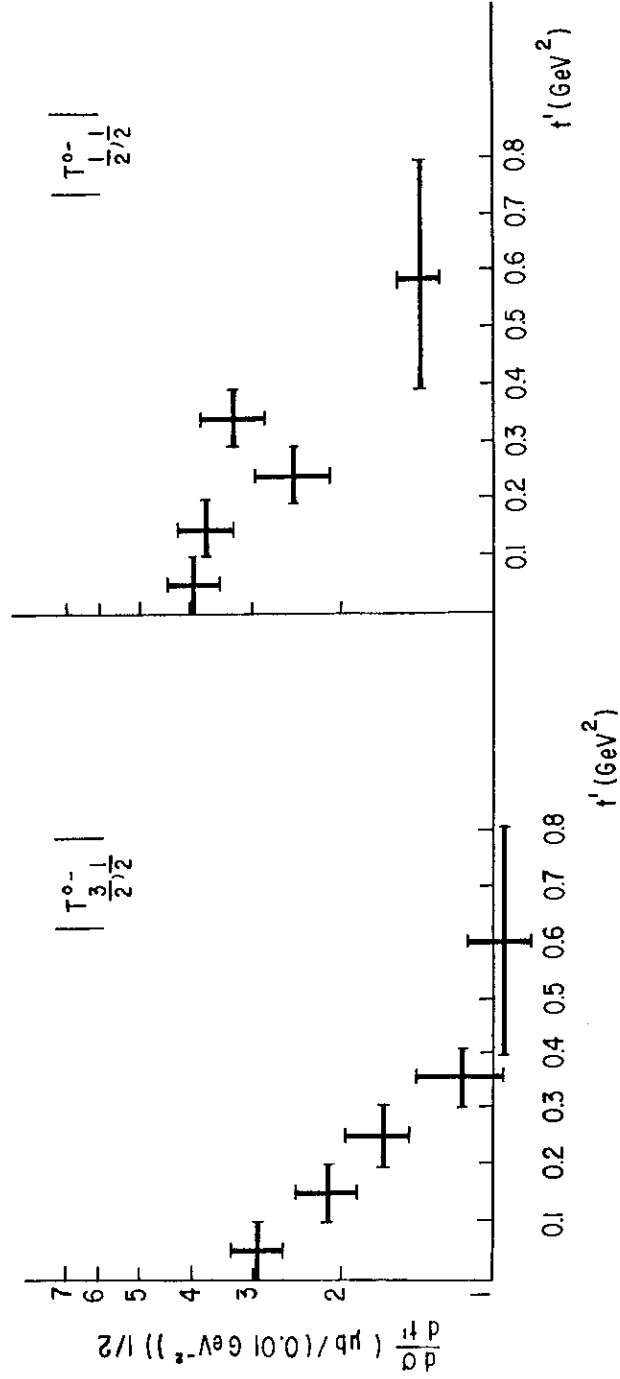
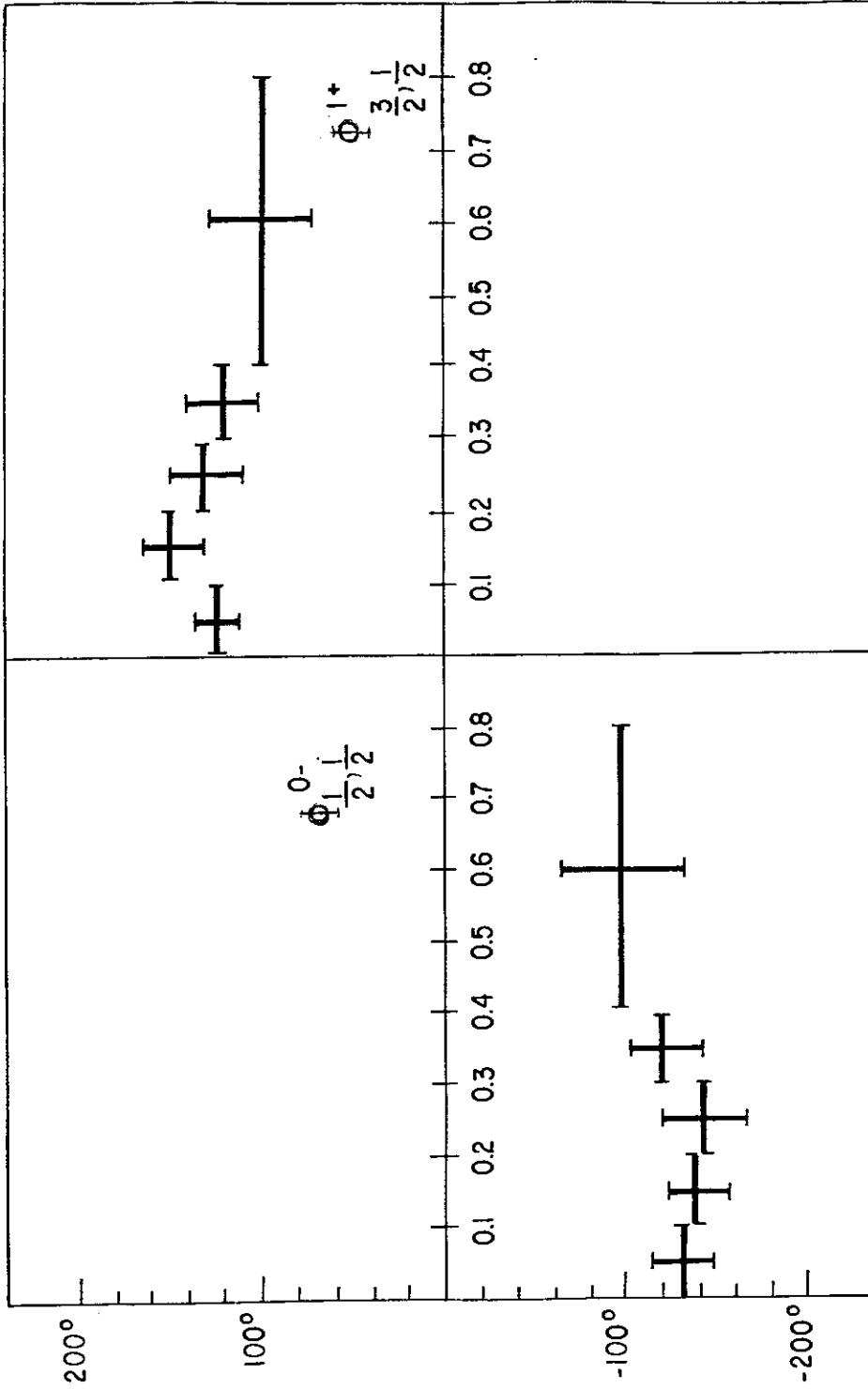


Fig. 3.1 b $\Lambda_{\Delta, \lambda a}^{\omega \eta}$
 Amplitudes de helicidade $T_{\Delta, \lambda a}^{\omega \eta}$ como função de t'
 para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++} \omega^0$

t' (GeV ²)	$\left T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0-} \right $	$\left T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{0-} \right $	$\left T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{1+} \right $	$\left T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{1-} \right $	$\left T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{1-} \right $
0,0 --- 0,1	2,94 ± 0,53	3,99 ± 0,43	4,93 ± 0,36	2,91 ± 0,41	0,97 ± 0,72
0,1 --- 0,2	2,13 ± 0,65	3,80 ± 0,49	6,36 ± 0,43	1,27 ± 0,81	2,61 ± 0,41
0,2 --- 0,3	1,69 ± 0,61	2,50 ± 0,58	5,59 ± 0,48	2,13 ± 0,61	1,52 ± 0,60
0,3 --- 0,4	1,16 ± 0,68	3,31 ± 0,57	3,35 ± 0,57	1,84 ± 0,50	0,78 ± 0,57
0,4 --- 0,8	0,98 ± 0,46	1,40 ± 0,28	2,77 ± 0,40	1,16 ± 0,46	0,57 ± 0,16

Tabela 3.1

Amplitudes de helicidade $T_{\Lambda, \lambda}^{\omega, \eta}$ em intervalos de t' .
 As amplitudes de helicidade são dadas em $[\text{ub}/(0,01 \text{ GeV}^{-2})]^{1/2}$.



t' (GeV^2)

Fig. 3.2 a

Fases $\Phi_{\Lambda\Delta, \lambda_a}^{\Lambda\omega, \eta}$ relativas à amplitude $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}$ como função de t' , para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$.

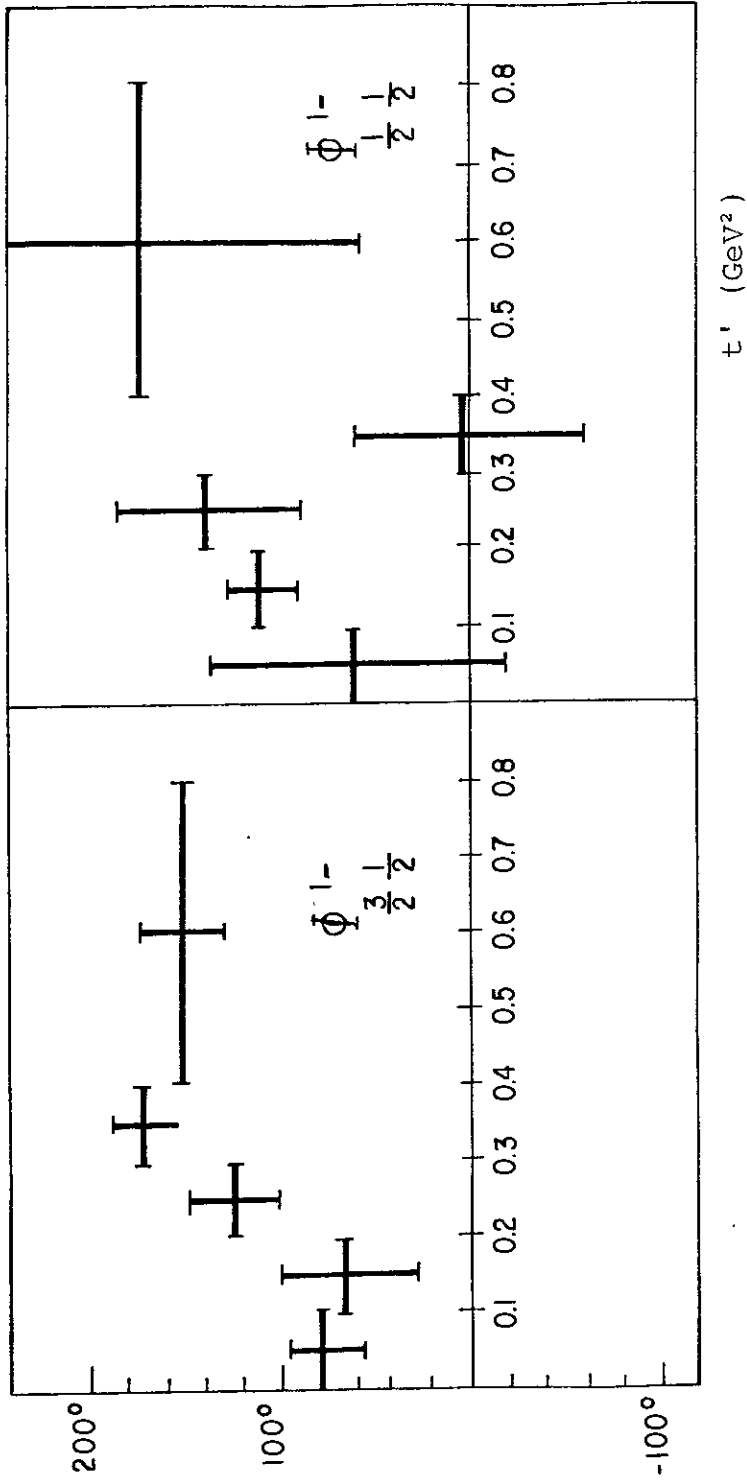


Fig. 3.2 b

Fases $\phi_{\Lambda, \Delta, \lambda_a}^{\Lambda, \eta}$ relativas à amplitude $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}$ como função de t' , para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$.

CAPITULO 4

ANÁLISE DE AMPLITUDE DA REAÇÃO $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$

No capítulo anterior descrevemos a análise de amplitude e apresentamos as hipóteses utilizadas para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$. Analogamente aplicamos a seguir o método utilizado à reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$ e apresentamos os resultados obtidos.

4.1 - Aplicação do Método à reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$:

Utilizando os resultados do capítulo 2, onde foi discutido o conteúdo de spin J para os dois sistemas considerados, tomamos $J = 0$ para o sistema $(\pi_R^+\pi^- \pi^0)$ da ressonância mesônica η^0 e $J = 3/2$ para o sistema $(p\pi_L^+)$ da ressonância bariônica Δ^{++} .

Para determinarmos o número de possíveis amplitudes de helicidade $T_{\Delta, \lambda_a}^{\Lambda, \eta^0}$, que descrevem a reação, devemos considerar todos os possíveis valores das helicidades Λ dos sistemas envolvidos bem como a helicidade λ do proton incidente, resultando num total de oito amplitudes complexas a serem determinadas.

Esse número de amplitudes complexas pode ser reduzido para a metade, isto é, para quatro amplitudes complexas, quando é levada em consideração a conservação de paridade, como no caso do ω^0 (a dedução do número de amplitudes é apresentada no Apêndice B).

Entretanto, para reações do tipo $\pi N \rightarrow J^P(0^-) + J^P(3/2^+)$,

o conjunto de quantidades experimentalmente observáveis para alvos não polarizados de protons não determina suficientemente bem o conjunto de 4 amplitudes complexas independentes necessárias para a descrição da reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$ [27].

Com o objetivo de diminuir o número de amplitudes necessárias para a descrição da reação em estudo, fazemos a hipótese de que só seja permitido o valor $s = 1$ para a troca de spin no vértice bariônico, como foi feito, anteriormente, para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$.

Com esta restrição, as amplitudes do Modelo Quark satisfazem a seguinte condição:

$$T_{2\kappa}^{\Lambda_{\eta^0}\eta} = 0 \quad . \quad (4.1)$$

Com esta hipótese reduzimos o número de amplitudes complexas independentes para duas, resultando em quatro parâmetros reais a serem determinados.

Além disso, tomamos uma fase fixa como referência e deste modo reduzimos para três o número de parâmetros a serem determinados.

As duas amplitudes independentes $T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda_{\eta^0}\eta}$ usadas na análise de amplitude da reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$ são as seguintes:

$$T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0+} \quad e \quad T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{0+} \quad (4.2)$$

onde Λ_{η^0} , Λ_{Δ} e λ_a correspondem, respectivamente, à helicidade de η^0 , Δ^{++} e do proton alvo e representamos a naturalidade por η .

Para a determinação das amplitudes de helicidade $T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda_{\eta^0}\eta}$

é conveniente expressar, em função das amplitudes do Modelo Quark $\tilde{T}_{1\kappa}^{\Lambda_{\eta^0} \eta}$, a seção de choque diferencial experimental da reação em estudo, considerando o decaimento combinado dos sistemas $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$ e $(p\pi_L^+)$

$$\frac{d\sigma}{dt' d(\cos\theta) d\phi d(\cos\nu) d\psi} = \frac{3}{p^2 S_b} \sum_{\substack{\eta\eta' \\ \Lambda_{\eta^0} \Lambda_{\eta'^0} \\ \kappa\kappa'}} \text{Re} [\tilde{T}_{1\kappa}^{\Lambda_{\eta^0} \eta} (\tilde{T}_{1\kappa}^{\Lambda_{\eta'^0} \eta'})^*] \times \\ \times \tilde{E}_{\Lambda_{\eta^0} \eta}^0(\theta, \phi) \tilde{E}_{\Lambda_{\eta'^0} \eta'}^0(\theta, \phi) \tilde{A}_{\kappa' \eta'}^{\kappa \eta}(\nu, \psi) \quad (4.3)$$

As funções angulares $\tilde{E}_{\Lambda_{\eta^0} \eta}^0(\theta, \phi)$, $\tilde{E}_{\Lambda_{\eta'^0} \eta'}^0(\theta, \phi)$ e $\tilde{A}_{\kappa' \eta'}^{\kappa \eta}(\nu, \psi)$ que aparecem na equação acima são definidas no Apêndice B.

4.2 - Apresentação dos Resultados :

Determinamos as amplitudes para os diferentes intervalos de t' fazendo um ajuste de máxima verossimilhança usando a expressão da seção de choque diferencial parametrizada nessas amplitudes e os dados experimentais.

Os resultados dessas amplitudes, em diferentes intervalos de t' , são apresentados na fig. 4.1 e Tabela 4.1.

Escolhemos a amplitude $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0+}$ como sendo real e positiva.

A fig. 4.2 mostra o comportamento da fase relativa correspondente à amplitude $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0+}$.

O comportamento das amplitudes assim determinadas é avaliada no capítulo 5 onde comparamos a distribuição angular experimental com a distribuição angular determinada a partir das amplitudes obtidas, no sistema de helicidade.

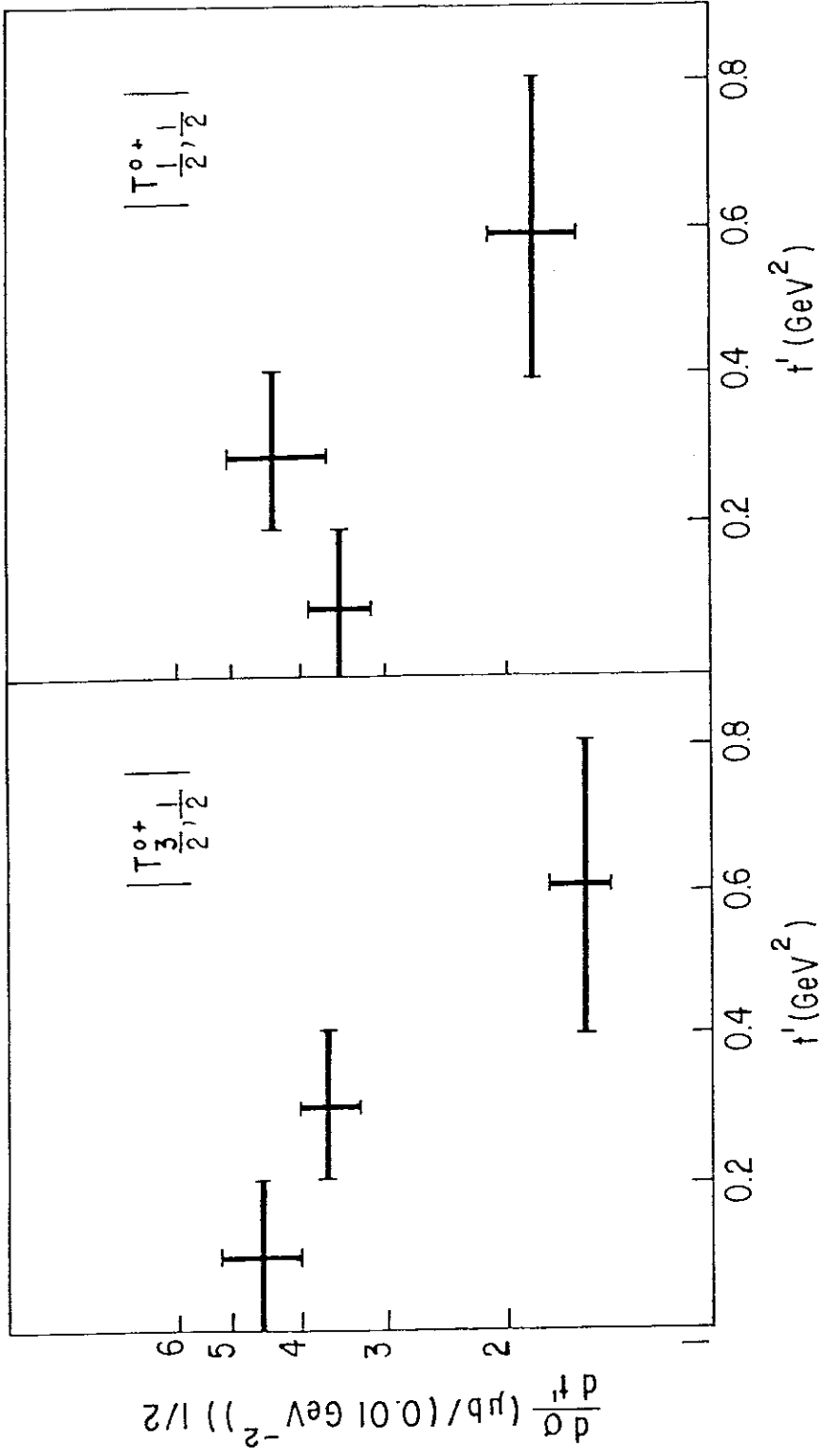


Fig. 4.1
 Amplitudes de helicidade $T_{\Delta, \lambda}^{\Lambda, \eta}$ como função de t'
 para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^+\eta^0$

t' (GeV ²)	$ T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0+} $	$ T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{0+} $
0,0 — 0,2	4,56 \pm 0,51	3,56 \pm 0,36
0,2 — 0,4	3,66 \pm 0,24	4,38 \pm 0,43
0,4 — 0,8	1,49 \pm 0,34	1,77 \pm 0,46

Tabela 4.1

Amplitudes $T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda_{\pi} \eta}$ em intervalos de t' .

As amplitudes de helicidade são dadas em [$\mu\text{b}/(0,01 \text{ GeV}^{-2})$]^{1/2}.

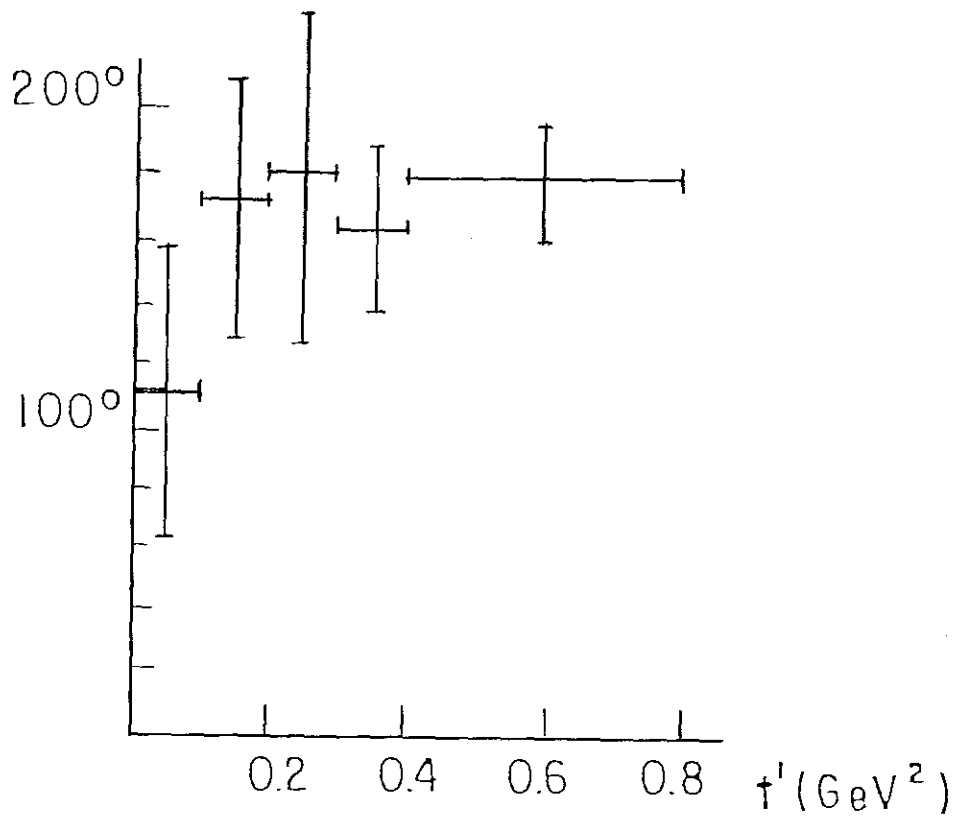


Fig. 4.2

Fase $\phi_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{0+}$ relativa à amplitude $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0+}$ como função de t' para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$.

CAPITULO 5

VERIFICAÇÃO DO MÉTODO UTILIZADO

A qualidade dos resultados obtidos neste trabalho, é verificada comparando as distribuições angulares experimentais das duas reações consideradas com as distribuições angulares determinadas a partir das amplitudes obtidas.

5.1 - Verificação do Método Utilizado para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$:

A fig. 5.1a mostra a distribuição angular experimental (linhas cheias) da ressonância Δ^{++} , no sistema de Gottfried - Jackson e a distribuição angular determinada pelas amplitudes obtidas (linhas tracejadas). Tomamos como variável angular o cosseno do ângulo θ do proton no sistema de Gottfried-Jackson.

A fig. 5.1b mostra a distribuição angular experimental (linhas cheias) da ressonância ω^0 no sistema de Gottfried - Jackson e a distribuição angular determinada a partir das amplitudes obtidas (linhas tracejadas).

Das figs. 5.1a e 5.1b observamos uma boa concordância entre as distribuições angulares experimentais e as distribuições angulares determinadas a partir das amplitudes. Isto indica que a restrição feita neste trabalho, de que o spin relativo assumira um único valor $s = 1$ é uma hipótese válida para o nosso pro

blema e que através das amplitudes obtidas podemos descrever bem as distribuições angulares da reação.

5.2 - Verificação do Método Utilizado para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$:

A fig. 5.2 mostra a distribuição angular experimental (linhas cheias) e a distribuição angular determinada pelas amplitudes obtidas (linhas tracejadas) da ressonância Δ^{++} bem como da ressonância η^0 . É verificado que para essas ressonâncias existe uma concordância muito boa entre as duas distribuições angulares apresentadas, confirmando mais uma vez a validade da hipótese usada.

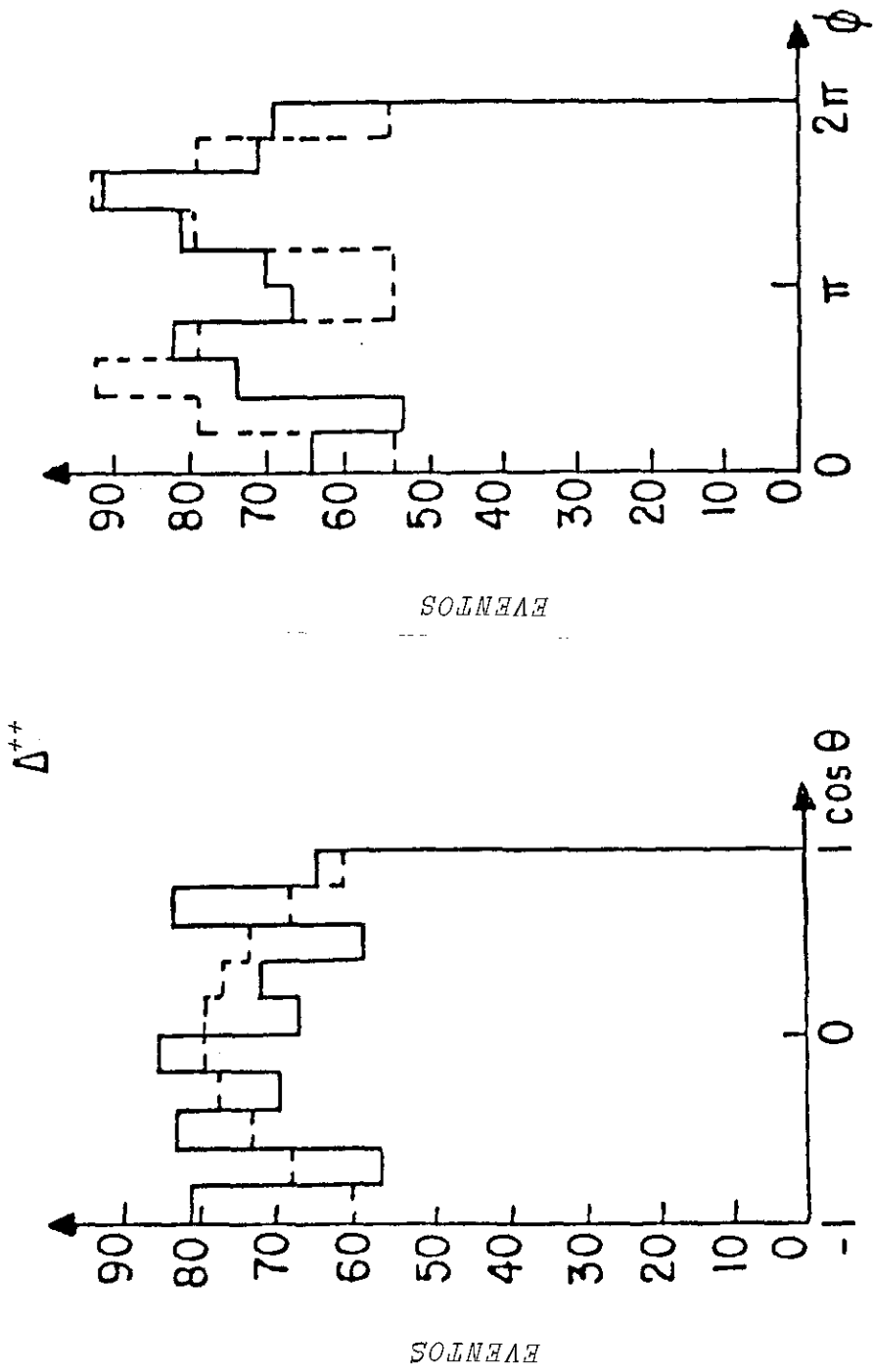


Fig. 5.1 a

Distribuição angular experimental do Δ^+ (linhas cheias) no sistema de Gottfried-Jackson e a distribuição angular criada a partir das amplitudes obtidas (linhas tracejadas) na reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^+\omega^0$.

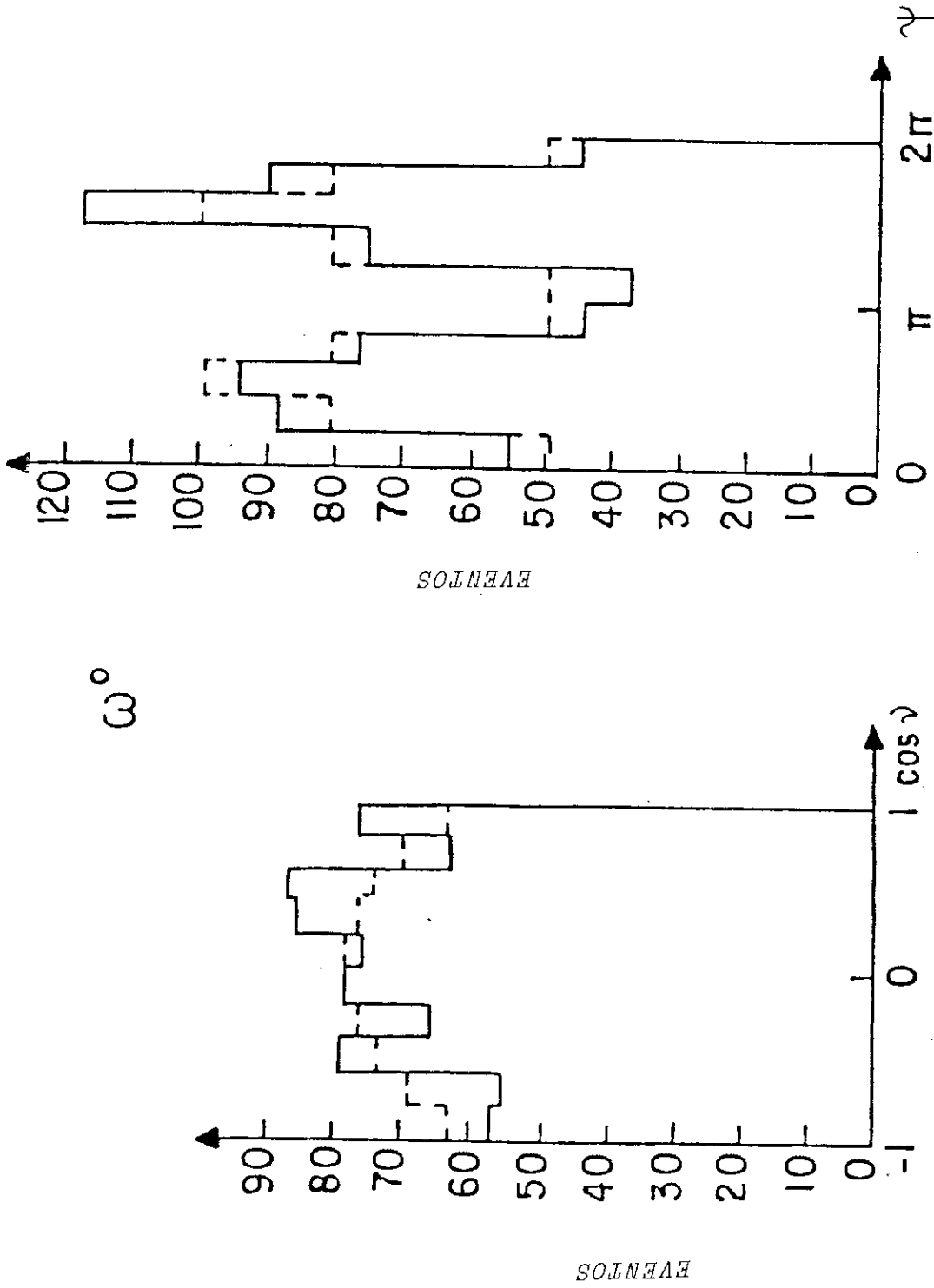


Fig. 5.1 b

Distribuição angular experimental do ω^0 (linhas cheias) no sistema de Gottfried-Jackson e a distribuição angular criada a partir das amplitudes obtidas (linhas tracejadas) na reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^+\omega^0$.

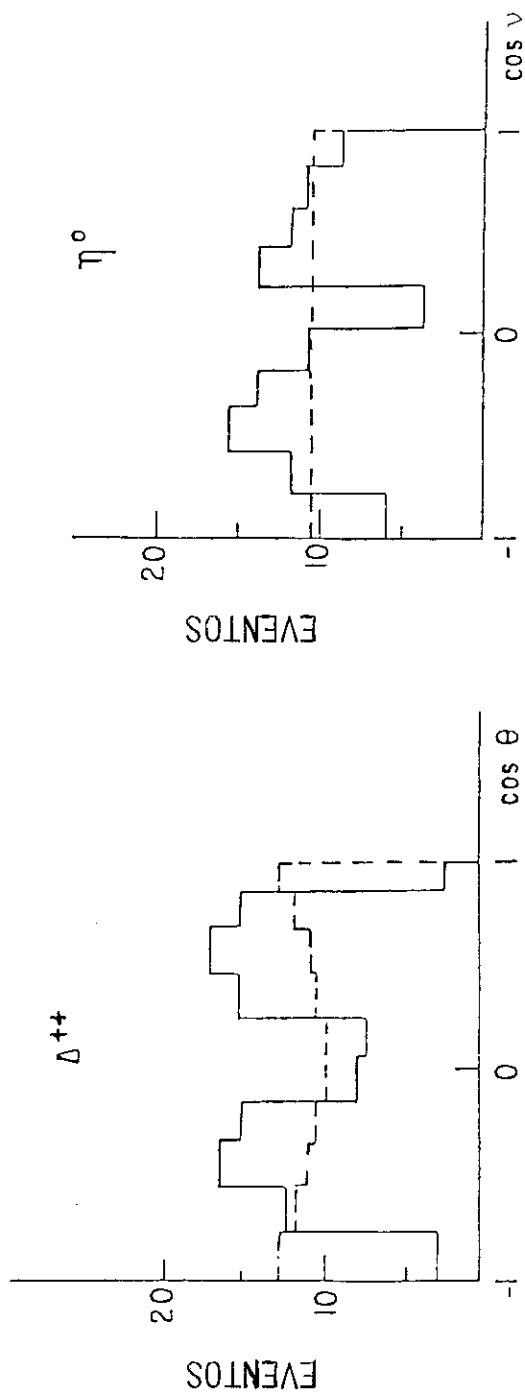


Fig. 5.2

Distribuição angular experimental das ressonâncias Δ^{++} e η^0 (linhas cheias), no sistema de helicidade, e a distribuição angular criada a partir das amplitudes obtidas (linhas tracejadas) na reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES

Neste capítulo apresentamos as conclusões obtidas com a análise dos dados nas regiões de massa do ω^0 e do η^0 .

6.1 - Na região de massa da Ressonância ω^0 :

A produção do ω^0 na reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$ só pode ocorrer por meio da troca de uma partícula com paridade G igual a +1, isospin igual a 1 e não é permitido J^P igual a 0^+ . No caso de troca de paridade natural, correspondendo à seção de choque σ^+ , um candidato para a partícula trocada na produção do ω^0 é o méson ρ e no caso da troca de paridade não-natural, correspondendo à seção de choque σ^- , um candidato é o méson B.

Owens e colaboradores [8-10] analisaram essa reação na região de massa do ω^0 para o momento incidente de 7,1 GeV/c, usando o modelo de polos de Regge. A comparação dos nossos resultados com os obtidos por Owens e colaboradores pode ser feita levando-se em conta a variação prevista com a energia das seções de choque para a troca de paridade natural e não-natural.

De acordo com a dependência das amplitudes em s (o quadrado do valor da energia no SCM) na teoria de polo de Regge, nós podemos escrever:

$$R \int \left(\begin{array}{l} A_{\omega} \\ A_{\Delta, \lambda_a} \end{array} \right) \propto \left(\frac{s}{s_0} \right)^{\alpha^R(t)} \quad (6.1)$$

onde R representa o tipo de troca, $s_0 = 1 \text{ GeV}^2$ e $\alpha^R(t)$ é a trajetória de Regge parametrizada como $\alpha^R(t) = \alpha_0^R + \alpha_1^R t$. Usando $\alpha^{\rho}(t) = 0,55 + 0,9 t$ como a trajetória de Regge para ρ [31], nós podemos comparar nossos resultados da seção de choque σ^+ a 16 GeV/c com aqueles a 7,1 GeV/c. A fig. 6.1 mostra essa comparação. Os círculos escuros representam os dados a 7,1 GeV/c e os círculos claros dão os nossos resultados a 16 GeV/c. A linha traçada é a extrapolação a 7,1 GeV/c dos nossos resultados obtidos a 16 GeV/c usando o modelo de Regge mencionado acima com a dependência da amplitude em s e a trajetória para ρ . Podemos concluir que a suposição de troca de ρ para a seção de choque σ^+ é compatível com a dependência da energia encontrada para esta componente.

Como pode ser visto na fig. 6.1, o comportamento da σ^+ como função do quadrimomento transferido t' mostra que não há evidência para um "dip" nas proximidades de $t' \approx 0,6 \text{ GeV}^2$, que é a posição do "the nonsense wrong-signature-zero" da partícula ρ . Esse "dip" também não foi encontrado por outros autores [8-10].

Comparando os resultados obtidos para as amplitudes, nós notamos que a amplitude $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{1+}$, que é a única amplitude para a troca de paridade natural, é a dominante na região dos pequenos valores de t' , isto indica que o mecanismo da troca de ρ é o principal mecanismo mas não o único para explicar a reação.

A fig.6.2 mostra a seção de choque diferencial $\frac{d\sigma^-}{dt'}$ devido a troca de paridade não-natural como função do quadrimomen-

to transferido t' . Comparando a fig. 6.1 com a fig. 6.2 podemos ver que não somente a troca de paridade natural mas também a troca de paridade não-natural contribuem em todo o conjunto de valores de t' estudado. Um "dip" próximo de $t' = 0,2 \text{ GeV}^2$ é visto no comportamento da seção de choque σ^- que pode ser explicado pelo "the nonsense wrong-signature-zero" da troca do meson B.

O cálculo da seção de choque para a troca de paridade natural e não-natural foi feito tomando para seção de choque total da reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$ o valor $(27 \pm 3) \mu\text{b}$ [13]. Nós obtemos para as seções de choque, devido a troca de paridade natural, o valor $16 \pm 2 \mu\text{b}$ e, para troca de paridade não-natural, o valor $11 \pm 1 \mu\text{b}$. Estes valores concordam plenamente com os resultados do trabalho de Grassler e colaboradores [13] em que atribuem à seção de choque para troca de paridade natural a parcela de 62% da total.

A seção de choque devido a troca de paridade não-natural com $\Lambda_\omega = \pm 1$ e $\Lambda_\Delta = \pm 3/2$ é pequena e a contribuição mais importante para a seção de choque total devido a troca de paridade não-natural é observada para a produção em que $\Lambda_\omega = 0$ e $\Lambda_\Delta = \pm 1/2$, em concordância com a conclusão do trabalho de Grassler e colaboradores [13].

Devido a conservação do momento angular as amplitudes com troca de helicidade no vértice bariônico (isto é, $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}$) ou no vértice mesônico ($T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{1-}$) devem, para pequenos valores do quadrimento transferido, se comportarem como [32] :

$$T_{\Lambda_\Delta, \lambda_a}^{\Lambda_\omega \eta} \cong |t'| \left| \frac{|\Lambda_\omega| - |\Lambda_\Delta - \lambda_a|}{2} \right|$$

Desta forma, as amplitudes $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}$ e $T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{1-}$ estão condicionadas cinematicamente a tenderem para zero quando t' tender para zero. Como a relação anterior é a única condição cinemática para as amplitudes, qualquer outro comportamento das amplitudes com t' é uma indicação do comportamento do mecanismo da reação. O fato de não termos observado este comportamento na nossa análise pode ser explicado por termos tomado intervalos grandes para t' .

6.2 - Na Região de Massa do η^0 :

A produção do η^0 na reação $\pi^+ \rightarrow \Delta^{++} \eta^0$ só pode ocorrer por meio da troca de uma partícula com paridade G igual a -1 , i spin $I = 1$ e $J^P = 0^+, 1^-, 2^+, \dots$. O candidato mais provável para a partícula trocada é o méson A_2 .

Como pode ser visto na fig. 4.1 ambas as amplitudes contribuem para a produção do η^0 nesta reação, em todo o intervalo t' estudado. Para pequenos valores de t' a amplitude com troca de helicidade no vértice bariônico é a dominante. Este fato está em concordância com a suposição feita no modelo de absorção dual para "dips" no processo hadrônico inelástico [33], que não prevê "dip" para a reação $\pi N \rightarrow \eta \Delta$. Nos nossos resultados não encontramos evidência de tais "dips" (fig. 4.1).

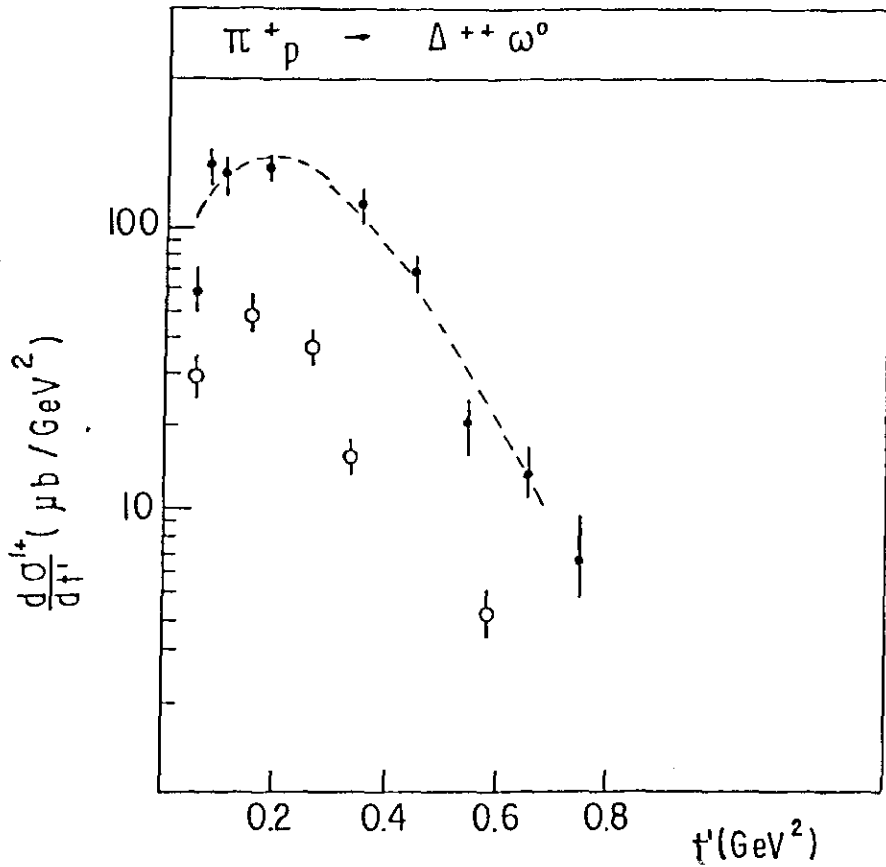


Fig. 6.1

Comparação entre a seção de choque com troca de paridade natural para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$ a 16 GeV/c (círculos claros) e a 7,1 GeV/c (círculos escuros) (ref. [8-10]), como função de t' .

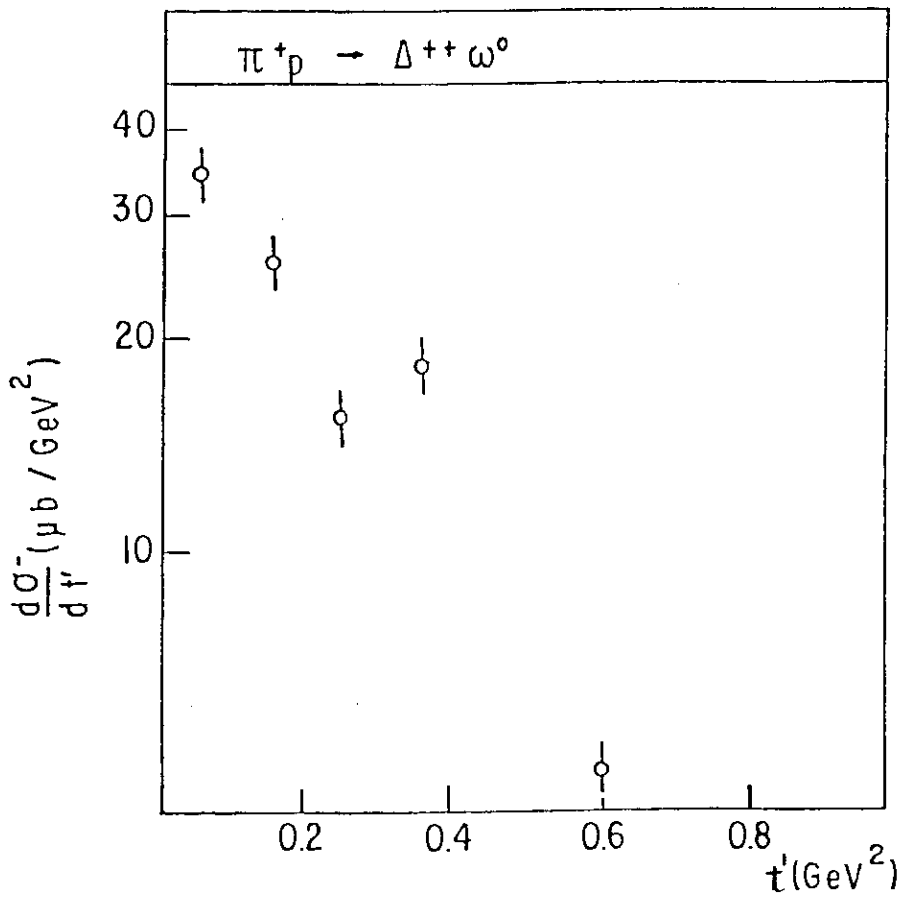


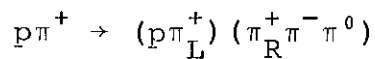
Fig. 6.2

Seção de choque com troca de paridade não-natural para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$ a 16 GeV/c como função de t' .

APÊNDICE A

SISTEMAS DE REFERÊNCIAS E SÍMBOLOS UTILIZADOS

Definição dos símbolos e sistemas de referências usados neste trabalho para a reação:



A.1 - Sistemas de referências :

Usamos neste trabalho dois tipos de sistemas de referências, o de Gottfried-Jackson (S.G.J.) e o de helicidade, para o $(p\pi_L^+)$ e o $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$.

A.1.1 - Para o caso $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$:

O S.G.J. para esse caso é definido como:

$$\vec{Z}_{GJ} = \vec{p}_{\text{feixe}}$$

$$\vec{Y}_{GJ} = \vec{p}_{\Delta^{++}} \times \vec{p}_{\text{feixe}}$$

$$\vec{X}_{GJ} = \vec{Y}_{GJ} \times \vec{Z}_{GJ}$$

e o sistema de helicidade ,

$$\vec{Z}_H = -\vec{p}_{\Delta^{++}}$$

$$\vec{Y}_H = \vec{p}_{\Delta^{++}} \times \vec{p}_{\text{feixe}}$$

$$\vec{X}_H = \vec{Y}_H \times \vec{Z}_H$$

onde \vec{p}_{feixe} é o momento do pion incidente e $\vec{p}_{\Delta^{++}}$ é o momento do sistema $(p\pi_L^+)$, ambos medidos no sistema inercial $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$.

A.1.2 - Para o caso $(p\pi_L^+)$:

O (S.G.J.) para esse caso é definido como:

$$\vec{Z}_{GJ} = \vec{p}_{\text{in}}$$

$$\vec{Y}_{GJ} = \vec{p}_{(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)} \times \vec{p}_{\text{in}}$$

$$\vec{X}_{GJ} = \vec{Y}_{GJ} \times \vec{Z}_{GJ}$$

e o sistema de helicidade

$$\vec{Z}_H = -\vec{p}_{(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)}$$

$$\vec{Y}_H = \vec{p}_{(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)} \times \vec{p}_{\text{in}}$$

$$\vec{X}_H = \vec{Y}_H \times \vec{Z}_H$$

onde \vec{p}_{in} é o momento do proton incidente e $\vec{p}_{(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)}$ é o momento do sistema $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$ no sistema inercial $(p\pi_L^+)$.

A.2 - Símbolos :

Os símbolos usados neste trabalho são:

Λ_ω - a helicidade da ressonância ω^0

ν, ψ - os ângulos polar e azimutal do analisador \vec{n} do sistema $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$.

O analisador \vec{n} é definido como:

$$\vec{n} = \vec{p}_{\pi^+} \times \vec{p}_{\pi^-}$$

onde \vec{p}_{π^+} e \vec{p}_{π^-} são os momentos dos pions que saem do sistema $(\pi_R^+ \pi^- \pi^0)$.

Λ_Δ - a helicidade do sistema $(p\pi_L^+)$

λ_a - a helicidade do proton incidente

λ_1 - a helicidade do proton que sai

θ, ϕ - os ângulos polar e azimutal do proton que sai do sistema $(p\pi_L^+)$.

s - o quadrado da energia no SCM .

\vec{p}_b - o momento do π^+ incidente no SCM .

δ - o spin relativo entre o proton incidente e a ressonância Δ^{++} .

η - a naturalidade .

κ - a troca de helicidade para o vértice bariônico

$$(\kappa = \Lambda_{\Delta} - \lambda_a)$$

Λ_{η^0} - a helicidade da ressonância η^0 .

t - o quadrado do quadrimomento transferido entre o próton incidente e a ressonância Δ^{++} .

t_{\min} - o menor valor de t cinematicamente permitido para a reação em estudo.

$$t' = |t - t_{\min}|$$

APENDICE B

FORMALISMO DA ANÁLISE DE AMPLITUDES

A análise de amplitude é feita para a reação:

$$p\pi^+ \rightarrow (p\pi_L^+) (\pi_R^+ \pi^- \pi^0) \quad (\text{B.1})$$

caracterizada simbolicamente por

$$ab \rightarrow (1,2) (3,4,5)$$

A análise é desenvolvida para duas regiões de massa do sistema de três pions: a região de massa do η^0 ($0,52 \leq M(\pi_R^+ \pi^- \pi^0) \leq 0,60$ GeV) e a região de massa do ω^0 ($0,72 \leq M(\pi_R^+ \pi^- \pi^0) \leq 0,81$ GeV).

A amplitude de transição f_{λ_1, λ_a} da reação em estudo pode ser escrita como:

$$\begin{aligned} f_{\lambda_1, \lambda_a} &= \langle f | T | i \rangle \\ &= \langle \vec{p}_1, \vec{p}_2, \vec{p}_3, \vec{p}_4, \vec{p}_5, \lambda_1 | T | \vec{p}_b, \vec{p}_a, \lambda_a \rangle \quad (\text{B.2}) \end{aligned}$$

onde λ e p significam helicidade e momento, respectivamente, e T é o operador de transição.

A amplitude para o processo pode ser decomposta em estados de momento angular para os sistemas mesônicos (J, Λ) e para

o sistema bariônico ($\frac{3}{2}, \Lambda_{\Delta}$) como:

$$f_{\lambda_1, \lambda_a} = \sum_{\Lambda_{\Delta}, \Lambda} \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi^2}} D_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_1}^{3/2*}(\theta, \phi) D_{\Lambda, 0}^{J*}(\nu, \psi) T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda}(S, t')$$

(B.3)

A conservação de paridade na reação (B.1) resulta [25]:

$$T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda} = (-)^{\Lambda + \Lambda_{\Delta} - \lambda_a} T_{-\Lambda_{\Delta}, -\lambda_a}^{-\Lambda} \quad . \quad (B.4)$$

Para determinarmos o número de possíveis amplitudes de helicidade $T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda}$, para cada reação em estudo, devemos considerar todas as possíveis orientações de spin das partículas envolvidas em cada reação.

O número total de amplitudes possíveis para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$ é 24. Isso porque

- a) a helicidade da ressonância $\omega^0(\Lambda_{\omega})$, de spin 1, pode assumir três valores: $\Lambda_{\omega} = 0, +1$ e -1 .
- b) a helicidade da ressonância $\Delta^{++}(\Lambda_{\Delta})$, de spin 3/2, permite quatro possíveis valores: $\Lambda_{\Delta} = \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}$.
- c) a helicidade do proton incidente (λ_a) pode assumir dois valores: $\lambda_a = +\frac{1}{2}$ e $-\frac{1}{2}$.

Dai resulta o número de amplitudes possíveis a serem

calculadas

$$3 (\Lambda_{\omega}) \times 4 (\Lambda_{\Delta}) \times 2 (\lambda_a) = 24 \quad .$$

Para o estudo da reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$ temos 8 amplitudes complexas a serem calculadas. Isso devido a

- a) a helicidade da ressonância $\eta^0 (\Lambda_{\eta^0})$, de spin zero, tem um único valor.
- b) a helicidade Λ_{Δ} , como no caso anterior, assume quatro possíveis valores.
- c) a helicidade λ_a pode assumir dois valores.

Deste modo, o número de amplitudes possíveis para o estudo desta reação resulta em

$$1 (\Lambda_{\eta^0}) \times 4 (\Lambda_{\Delta}) \times 2 (\lambda_a) = 8 \quad .$$

O número de amplitudes independentes é reduzido à metade quando consideramos a conservação de paridade (eq. B.4), em cada reação em estudo. Deste modo, temos 12 amplitudes complexas independentes a serem determinadas para o estudo da reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$ e, para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$, 4 amplitudes complexas independentes.

Introduzindo s como o spin relativo entre o próton incidente e a ressonância Δ^{++} e κ como a troca de helicidade para o vértice bariônico ($\kappa = \Lambda_{\Delta} - \lambda_a$), podemos escrever a amplitude

de helicidade $T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda}$ em função da amplitude do Modelo Quark $\tilde{T}_{\delta\kappa}^{\Lambda}$:

$$T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda} = \sum_{\delta=1,2} \frac{2\delta+1}{4} \langle \frac{1}{2}, \lambda_a; \delta\kappa | \frac{3}{2}, \Lambda_{\Delta} \rangle \tilde{T}_{\delta\kappa}^{\Lambda} \quad (\text{B.5})$$

onde $\langle \frac{1}{2}, \lambda_a; \delta\kappa | \frac{3}{2}, \Lambda_{\Delta} \rangle$ são os coeficientes de Clebsch-Gordon acoplando os spins do proton incidente e do Δ^{++} a δ .

A expressão inversa da eq. (B.5) é dada por:

$$\tilde{T}_{\delta\kappa}^{\Lambda} = \sum_{\lambda_a} \langle \frac{1}{2}, \lambda_a; \delta\kappa | \frac{3}{2}, \Lambda_{\Delta} \rangle T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda} \quad (\text{B.6})$$

Restringindo a 1 o valor do spin relativo δ , o número de amplitudes complexas independentes $T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda}$ que descreve a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$ é reduzido de 12 para 5 e, no caso da reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$, de 4 amplitudes para 2. Isso porque

$$\tilde{T}_{2\kappa}^{\Lambda} = \sum_{\lambda_a} \langle \frac{1}{2}, \lambda_a; 2\kappa | \frac{3}{2}, \kappa+\lambda_a \rangle T_{\kappa+\lambda_a, \lambda_a}^{\Lambda} = 0 \quad (\text{B.7})$$

É conveniente introduzir no formalismo das amplitudes a troca de naturalidade η ($\eta=+1$ corresponde à troca de paridade natural e $\eta=-1$ corresponde à troca de paridade não-natural):

$$T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda\eta} = c_{\eta\Lambda} (T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda} + \eta(-1)^{\Lambda+1} T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{-\Lambda}) \quad (\text{B.8})$$

onde $c_{\eta\Lambda}$ são os coeficientes de normalização definida por

$$c_{\eta\Lambda} = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{para } \Lambda = 0, \eta = - \\ -i\frac{1}{2} & \text{para } \Lambda = 0, \eta = + \\ \frac{\sqrt{2}}{2} & \text{para } \Lambda \neq 0, \eta = - \\ -\frac{i\sqrt{2}}{2} & \text{para } \Lambda \neq 0, \eta = + \end{cases} \quad (\text{B.9})$$

A eq. (B.6) pode ser reescrita em termos da amplitude

$$T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda\eta}$$

$$T_{\delta\kappa}^{\Lambda\eta} = \sum_{\lambda_a} \langle \frac{1}{2}, \lambda_a; \delta\kappa | \frac{3}{2}, \kappa + \lambda_a \rangle T_{\kappa + \lambda_a, \lambda_a}^{\Lambda\eta} \quad (\text{B.10})$$

As relações (B.7) podem ser reescritas em termos das amplitudes $T_{\Lambda_{\Delta}, \lambda_a}^{\Lambda\eta}$ para o estudo da reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$:

a) fazendo $\kappa = 2$:

$$\langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}; 2, 2 | \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \rangle T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{\Lambda_{\omega}\eta} = 0 \quad .$$

Como o valor do coeficiente de Clebsch-Gordon do termo acima é diferente de zero, temos que:

$$T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{\Lambda_{\omega}\eta} = 0 \quad .$$

Como Λ_{ω} pode assumir os valores 0, +1 e -1 teremos 3 equações as quais as amplitudes deverão satisfazer.

b) fazendo $\kappa = 1$:

$$\left\langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 2 \ 1 \mid \frac{3}{2}, \frac{3}{2} \right\rangle T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{\Lambda_{\omega} \eta} + \left\langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}; 2 \ 1 \mid \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle T_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}^{\Lambda_{\omega} \eta} = 0.$$

Usando os valores dos coeficientes de Clebsch-Gordon ,
temos

$$T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{\Lambda_{\omega} \eta} = \sqrt{3} T_{\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}^{\Lambda_{\omega} \eta} .$$

Novamente usando os possíveis valores de Λ_{ω} encontra -
mos 3 equações a serem satisfeitas pelas amplitudes.

c) fazendo $\kappa = 0$:

$$\left\langle \frac{1}{2}, \frac{1}{2}; 2 \ 0 \mid \frac{3}{2}, \frac{1}{2} \right\rangle T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{\Lambda_{\omega}} + \left\langle \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}; 2 \ 0 \mid \frac{3}{2}, -\frac{1}{2} \right\rangle T_{-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}^{\Lambda_{\omega}} = 0.$$

Substituindo, na eq. acima, os valores dos coeficien -
tes de Clebsch-Gordon, temos

$$T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{\Lambda_{\omega}} = T_{-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}^{\Lambda_{\omega}}$$

e, pela conservação de paridade, obtemos a seguinte relação :

$$T_{-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}^{\Lambda_{\omega}} = - T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{-\Lambda_{\omega}} .$$

Portanto, da eq. (B.8), podemos escrever:

$$T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{1+} = \frac{\sqrt{2}}{2} \left(T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^1 + T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{-1} \right) = \frac{\sqrt{2}}{2} \left(-T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{-1} + T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{-1} \right)$$

$$T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{1+} = 0 \quad .$$

Encontramos, fazendo $\kappa = 0$, mais uma condição.

Deste modo, a restrição dada pela eq. (B.7) impõe 7 condições nas amplitudes reduzindo, assim, o número de amplitudes independentes de 12 para 5 a serem calculadas.

Para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$, de modo semelhante, temos as seguintes condições para a restrição dada pela eq. (B.7):

a) fazendo $\kappa = 2$:

$$T_{\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}}^{0\eta} = 0 \quad (1 \text{ condição})$$

b) fazendo $\kappa = 1$:

$$T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0\eta} = \sqrt{3} T_{\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}}^{0\eta} \quad (1 \text{ condição})$$

c) fazendo $\kappa = 0$:

$$T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{0\eta} = T_{-\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}}^{0\eta} \quad (1 \text{ condição})$$

Portanto, a restrição feita neste trabalho de que o spin relativo assuma um único valor $s = 1$ (isto é, $T_{2\kappa}^{\Lambda\eta^0\eta} = 0$), reduz o número de amplitudes independentes de 3. Mas, podemos verificar que ao fazer $\kappa = 0$ temos a mesma condição de quando consi-

deramos a conservação de paridade. Deste modo, o número de amplitudes é reduzido de 2, para o caso da reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$.

As 5 amplitudes escolhidas para a análise de amplitudes para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$ são as seguintes:

$$\begin{aligned} T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{0-} & , & T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0-} & , & T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{1-} \\ T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{1-} & e & T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{1+} \end{aligned} \quad (B.11)$$

e, para a reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$,

$$T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0+} \quad e \quad T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{0+} \quad . \quad (B.12)$$

As amplitudes acima são determinadas a partir da seção de choque diferencial :

$$\frac{d\sigma}{dt' d(\cos\theta) d\phi d(\cos\nu) d\psi} = \frac{1}{p_b^2 S} \sum_{\lambda_1 \lambda_a} |f_{\lambda_1 \lambda_a}|^2 \quad (B.13)$$

A amplitude de transição pode ser reescrita em termos das amplitudes de helicidade com troca de naturalidade.

$$\frac{1}{\sqrt{2}} f_{\lambda_1 \lambda_a} = \sum_{\substack{\Lambda \geq 0 \\ \eta}} \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} c_{\eta\Lambda} [D_{\Lambda,0}^{J*} - \eta D_{\Lambda,0}^J] \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{\Lambda_\Delta} D_{\Lambda_\Delta, \lambda_1}^{3/2*} T_{\Lambda_\Delta, \lambda_a}^{\Lambda\eta} \quad (B.14)$$

e podemos definir

$$\widehat{E}_{\Lambda\eta}^J(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{2J+1}{4\pi}} c_{\eta\Lambda} [D_{\Lambda,0}^{J*} - \eta D_{\Lambda,0}^J] \quad (\text{B.15})$$

como a função angular.

A eq. B.14 é reescrita na seguinte forma:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} f_{\lambda_1 \lambda_a} = \sum_{\Lambda \geq 0} \widehat{E}_{\Lambda\eta}^J \sum_{\Lambda_\Delta} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} D_{\Lambda_\Delta}^{3/2*} T_{\Lambda_\Delta}^{\Lambda\eta} \lambda_1 \quad (\text{B.16})$$

Com o auxílio das eqs. (B.5) e (B.9) e restringindo o valor $s = 1$, a eq. para $T_{\Lambda_\Delta, \lambda_a}^{\Lambda\eta}$ se torna:

$$T_{\Lambda_\Delta, \lambda_a}^{\Lambda\eta} = \frac{3}{4} c_{\eta\Lambda} \langle \frac{1}{2}, \lambda_a; 1\kappa | \frac{3}{2}, \Lambda_\Delta \rangle [T_{1\kappa}^{\Lambda\eta} - \eta(-1)^\Lambda T_{1\kappa}^{\sim\Lambda}] \quad (\text{B.17})$$

Definindo a amplitude do Modelo Quark com a troca de naturalidade η :

$$\widetilde{T}_{1\kappa}^{\Lambda\eta} = c_{\eta\kappa} c_{\eta\Lambda} [T_{1\kappa}^{\sim\Lambda} - \eta(-1)^\Lambda T_{1\kappa}^{\sim\Lambda}] \quad (\text{B.18})$$

e portanto,

$$T_{\Lambda_\Delta, \lambda_a}^{\Lambda\eta} = \frac{3}{4} \frac{1}{c_{\eta\kappa}} \langle \frac{1}{2}, \lambda_a; 1\kappa | \frac{3}{2}, \Lambda_\Delta \rangle \widetilde{T}_{1\kappa}^{\Lambda\eta} \quad (\text{B.19})$$

A amplitude do Modelo Quark segue a relação de paridade:

$$\widetilde{T}_{1\kappa}^{\Lambda\eta} = -\eta(-1)^\kappa \widetilde{T}_{1-\kappa}^{\Lambda\eta} \quad (\text{B.20})$$

Substituindo a eq. (B.19) na eq. (B.16) e considerando a troca de helicidade κ ,

$$\frac{1}{\sqrt{2}} f_{\lambda_1 \lambda_a} = \sum_{\substack{\Lambda \geq 0 \\ \eta}} \hat{E}_{\Lambda \eta}^J \sum_{\kappa} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} D_{\kappa + \lambda_a, \lambda_1}^{3/2*} \frac{3}{4c_{\eta \kappa}} \langle \frac{1}{2}, \lambda_a; 1 \kappa | \frac{3}{2}, \kappa + \lambda_a \rangle \tilde{T}_{1 \kappa}^{\Lambda \eta} \quad (B.21)$$

e levando em consideração o somatório em κ , temos:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} f_{\lambda_1 \lambda_a} = \sum_{\substack{\Lambda \geq 0 \\ \eta \kappa}} \sqrt{3} \hat{E}_{\Lambda \eta}^J(\theta, \phi) \tilde{A}_{\kappa \eta}^{\lambda_1 \lambda_a}(\nu, \psi) \tilde{T}_{1 \kappa}^{\Lambda \eta} \quad (B.22)$$

na qual $\tilde{A}_{\kappa \eta}^{-\lambda_1 \lambda_a}$ tem a seguinte forma:

$$\tilde{A}_{0-}^{-\lambda_1 \lambda_a} = \frac{1}{c_{-0}} \sqrt{\frac{3}{32\pi}} \langle \frac{1}{2}, \lambda_a; 1 0 | \frac{3}{2}, \lambda_a \rangle D_{\lambda_a \lambda_1}^{3/2*} \quad (B.23a)$$

$$\tilde{A}_{1\eta}^{-\lambda_1 \lambda_a} = \frac{1}{c_{\eta 1}} \sqrt{\frac{3}{32\pi}} [\langle \frac{1}{2}, \lambda_a; 1 1 | \frac{3}{2}, \lambda_a + 1 \rangle D_{\lambda_a + 1, \lambda_1}^{3/2*} + \quad (B.23b)$$

$$+ \eta \langle \frac{1}{2}, \lambda_a; 1 -1 | \frac{3}{2}, \lambda_a - 1 \rangle D_{\lambda_a - 1, \lambda_1}^{3/2*}]$$

Usando a eq. (B.22) na eq. (B.13) resulta:

$$\frac{d\sigma}{dt' d(\cos\theta) d\phi d(\cos\nu) d\psi} = \frac{3}{p_b^2 S} \sum_{\substack{\Lambda, \Lambda' \geq 0 \\ \eta, \eta' \\ \kappa, \kappa'}} R_e [\tilde{T}_{1 \kappa}^{\Lambda \eta} (\tilde{T}_{1 \kappa'}^{\Lambda' \eta'})^*] \times \hat{E}_{\Lambda \eta}^J \hat{E}_{\Lambda' \eta'}^J \tilde{A}_{\kappa \eta}^{\lambda_1 \lambda_a} \tilde{A}_{\kappa' \eta'}^{\lambda_1 \lambda_a} \quad (B.24)$$

As funções angulares $\hat{A}_{\kappa'\eta'}^{\kappa\eta}$, que aparecem na eq. (B.24) são definidas como:

$$\hat{A}_{\kappa'\eta'}^{\kappa\eta}(\nu, \psi) = \sum_{\lambda_1 \lambda_a} \hat{A}_{\kappa\eta}^{\lambda_1 \lambda_a}(\nu, \psi) (\hat{A}_{\kappa'\eta'}^{\lambda_1 \lambda_a}(\nu, \psi))^* \quad (\text{B.25})$$

As funções angulares $\hat{E}_{\Lambda\eta}^l(\theta, \phi)$ definidas pela eq. (B.9) têm a forma:

$$\hat{E}_{0-}^0 = \frac{1}{\sqrt{4\pi}}$$

$$\begin{pmatrix} \hat{E}_{1-}^1 \\ \hat{E}_{1+}^1 \\ \hat{E}_{1-}^1 \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \begin{pmatrix} -X \\ -Y \\ Z \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \begin{pmatrix} -\text{sen}\theta \cos\phi \\ -\text{sen}\theta \text{sen}\phi \\ \cos\theta \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \hat{E}_{2-}^2 \\ \hat{E}_{2+}^2 \\ \hat{E}_{1-}^2 \\ \hat{E}_{1+}^2 \\ \hat{E}_{0-}^2 \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \begin{pmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} (Y^2 - X^2) \\ \sqrt{6} XY \\ -\sqrt{3} XZ \\ -\sqrt{3} YZ \\ \frac{1}{2} (3Z^2 - 1) \end{pmatrix}$$

As funções angulares $\hat{A}_{\kappa'\eta'}^{\kappa\eta}(\nu, \psi)$ podem ser representadas por uma matriz real e simétrica.

$$\begin{pmatrix} A_{0-}^{0-} & A_{1-}^{0-} & A_{1+}^{0-} \\ A_{0-}^{1-} & A_{1-}^{1-} & A_{1+}^{1-} \\ A_{0-}^{1+} & A_{1-}^{1+} & A_{1+}^{1+} \end{pmatrix} = \frac{3}{8\pi} \begin{pmatrix} z^2 + \frac{1}{3} & -xy & yx \\ -xz & x^2 + \frac{1}{3} & -xy \\ yz & -xy & y^2 + \frac{1}{3} \end{pmatrix}$$

onde

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{sen} \nu \cos \psi \\ \text{sen} \nu \text{sen} \psi \\ \cos \nu \end{pmatrix}$$

Pela integração sobre todas as partes angulares da eq. (B.24) obtemos a seção de choque $d\sigma/dt'$. Isto define a normalização das nossas amplitudes de helicidade. Essas amplitudes de helicidade são dadas em $[\mu\text{b} / (0,01 \text{ GeV}^{-2})]^{1/2}$

$$\frac{d\sigma}{dt'} = \int \frac{d\sigma}{dt' d(\cos\theta) d\phi d(\cos\nu) d\psi} d(\cos\theta) d\phi d(\cos\nu) d\psi .$$

APÊNDICE C

A ESCOLHA DA AMPLITUDE DE REFERÊNCIA NO ESTUDO DA REAÇÃO $P\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$

Como já foi dito, anteriormente, a fase absoluta das amplitudes não foi determinada. Todas as fases foram tomadas relativas à fase da amplitude $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}$ impondo para esta fase o valor zero, isto é, limitando esta amplitude a um valor positivo e real. A escolha de $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}$ como amplitude de referência foi motivada pelas seguintes razões:

a) Observa-se na análise de ondas parciais que o sistema mesônico no estado de spin $J = 1$ com helicidade $\Lambda = 0$ é produzido com relativa abundância em todo o intervalo de quadrimomento transferido t' .

b) Como se vê no resultado da análise de ondas parciais apresentada neste trabalho, a interpretação do mecanismo da reação por uma troca reggeizada de uma partícula não é suficiente para explicar os dados experimentais. No modelo de polos de Regge isto significa que aparecem termos de corte na amplitude. Em análises anteriores [34] observa-se que a contribuição do termo de corte é menor em amplitudes com maiores variações da helicidade. Na reação considerada, a influência do termo de corte é menor em amplitudes com valores maiores de n dado por

$$n = \left| \Lambda_{\omega} - \Lambda_{\Delta} + \lambda_a \right| .$$

Como para $T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}$ $n = 0$ e para $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}$ $n = 1$ é de se supor que $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}$ pode ser descrita melhor do que $T_{\frac{1}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}$ por uma troca elementar de partícula. De fato, no intervalo $0,05 \leq t' \leq 0,8 \text{ GeV}^2$ o comportamento da amplitude $T_{\frac{3}{2}, \frac{1}{2}}^{0-}$ pode ser descrito por uma exponencial simples podendo ser interpretada através do mecanismo de troca elementar de pion com pequena influência do termo de corte.

APÊNDICE D

POSSÍVEIS PARTÍCULAS TROCADAS NAS REAÇÕES ESTUDADAS

Discutimos, neste apêndice, as possíveis partículas trocadas nas reações estudadas neste trabalho.

1) Na reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$:

O diagrama para esta reação é

$$\begin{array}{c}
 \pi^+ \quad \omega^0 \\
 \hline
 p \quad \Delta^{++}
 \end{array}
 \quad
 \begin{array}{c}
 1^- (0^-)^+ \quad 0^- (1^-)^- \quad [I^G (J^P)^\eta] \\
 \hline
 p \quad \Delta^{++}
 \end{array}$$

onde I, G, J, P e η representam, respectivamente, isospin, paridade G, spin, paridade P e naturalidade.

A produção do ω^0 na reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$ só pode ocorrer por meio da troca de uma partícula sob as seguintes condições:

a) a paridade G se conserva no processo, então observando o vértice mesônico concluímos que a partícula trocada é tal que G seja igual a +1.

b) observando o vértice bariônico, temos que os possíveis valo -

res de isospin são dados por

$$|I_{\Delta^{++}} - I_p| \leq I \leq (I_{\Delta^{++}} + I_p)$$

$$\left| \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \right| \leq I \leq \left(\frac{3}{2} + \frac{1}{2} \right) \begin{array}{l} \text{---} I = 1 \\ \text{---} I = 2 \end{array}$$

enquanto que para o vértice mesônico encontramos um único valor

$$|I_{\omega^0} - I_{\pi^+}| \leq I \leq (I_{\omega^0} + I_{\pi^+})$$

$$|1 - 0| \leq I \leq (1 + 0) \text{ ---} I = 1$$

onde $I_{\Delta^{++}}$, I_p , I_{ω^0} e I_{π^+} são, respectivamente, isospin do Δ^{++} , isospin do próton, isospin do ω^0 e isospin do π^+ .

Considerando os dois vértices, concluímos que a partícula trocada é tal que o isospin I deve ser igual a 1.

c) com relação a J^P (J = spin e P = paridade) concluímos que a partícula trocada pode assumir arbitrários valores para J^P exceto 0^+ . Isto é devido ao fato de que ao considerarmos o vértice mesônico concluímos que a única paridade permitida para $J = 0$ seria negativa (isto é, $J^P \neq 0^+$).

A produção do ω^0 na reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$ só pode ocorrer por meio da troca de uma partícula com as seguintes características:

$$\left\{ \begin{array}{l} G = + 1 \\ I = 1 \\ J^P: \text{qualquer, mas diferente de } 0^+ . \end{array} \right.$$

Isso indica que um candidato para a partícula trocada com as características citadas acima, correspondente a troca de paridade natural, é o méson $\rho[1^+(1^-)^-]$ enquanto que um candidato para a troca de partícula correspondente a troca de paridade não natural é o méson $B[1^+(1^+)^-]$.

2) Na reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$:

$$\begin{array}{c|c} \pi^+ & \eta^0 \\ \hline p & \Delta^{++} \end{array} \quad \begin{array}{c|c} 1^-(0^-)^+ & 0^+(0^-)^+ \\ \hline p & \Delta^{++} \end{array} \quad [I^G(J^P)\eta]$$

temos as seguintes condições:

- a) a paridade G não se conserva no processo, então observando o vértice mesônico, concluímos que a partícula trocada deve ser tal que G seja igual a -1 .
- b) analogamente ao caso anterior, temos que a partícula trocada é tal que o isospin I deve ser igual a 1 .
- c) observando o vértice mesônico, temos que a partícula trocada na reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$ deve ter o momento angular orbital L i-

igual ao momento angular total . Portanto, a paridade da partícula trocada pode ser obtida do seguinte modo :

$$P_{\pi^+} \times P(-1)^L = P_{\eta^0}$$

$$(-1) \times P(-1)^L = (-1)$$

$$P = (-1)^L \quad \text{como } L = J$$

$$P = (-1)^J.$$

Concluimos, portanto, que para cada valor de J temos uma paridade definida para a partícula trocada.

A produção do η^0 na reação $p\pi^+ \rightarrow \Delta^{++}\eta^0$ só pode ocorrer por meio da troca de uma partícula sob as seguintes condições:

$$\left\{ \begin{array}{l} G = -1 \\ I = 1 \\ J^P = 0^+, 1^-, 2^+, \dots \end{array} \right.$$

e o candidato mais provável para a partícula trocada é o méson $A_2 [1^-(2^+)^+]$.

APÊNDICE E

RELAÇÃO ENTRE A FUNÇÃO DE ROTAÇÃO D E A FUNÇÃO HARMÔNICA ESFÉRICA Y

As funções D estão relacionadas com as funções Y da seguinte forma:

$$D_{M,0}^{L*} = \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} Y_M^L$$

onde L é o momento angular orbital e M é a sua projeção sobre o eixo z.

Como consequência da expressão acima, temos:

$$D_{M,0}^L = \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} Y_M^{L*} = \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} (-1)^M Y_{-M}^L$$

$$D_{0,0}^L = \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} Y_0^L$$

$$\langle D_{M,0}^L \rangle^* = \sqrt{\frac{4\pi}{2L+1}} \langle Y_M^L \rangle$$

BIBLIOGRAFIA

- [1] - SHIROKOV, M.I.; "Relativistic General Theory of Reactions of the $a+b \rightarrow c+d+e \dots$ Type", J.Exptl.Theoret.Phys., 40 (1961) 1387.
- [2] - WICK, G.C.; "Angular Momentum States for Three Relativistic Particles", Ann.Phys., 18 (1962) 65.
- [3] - MACFARLANE, A.J.; "Relativistic Partial Wave Analysis" , Revs.Modern Physics., 34 (1962) 41.
- [4] - DALITZ, R.H.; "Decay of τ Mesons of Known Charge", Phys. Rev., 94 (1954) 1046.
- [5] - WERLE, J.; "A Simple Representation for Relativistic Many-Particle Systems", Nucl.Phys., 44 (1963) 579; "General Relativistic Theory of Multi-Particle Reactions", Nucl. Phys., 44 (1963), 637.
- [6] - WERLE, J.; "Relativistic Partial Wave Expansions for Multi-Particle Process", Phys.Lett. 4 (1963) 127.
- [7] - JACOB, M. , WICK, G.C.; "On The General Theory of Collisions for Particles with Spin", Ann.Phys., 7 (1959) 404.
- [8] - OWENS, J.F. , EISNER, R.L. , CHUNG, S.U. , PROTOPOPESCU, S.D. "A Comparison of Reactions of the Type $PB \rightarrow V^0 \Delta$ ", Nucl. Phys., B94 (1975) 77.

- [9] - OWENS, J.F. , EISNER, R.L. , CHUNG, S.U. , PROTOPOPESCU, S.D.
 "Unnatural Parity Exchange in $\pi^+p \rightarrow (\rho, \omega) \Delta^{++}$ ", Phys. Lett., B58 (1975) 376.
- [10] - OWENS, J.F. , EISNER, R.L. , CHUNG, S.U. , PROTOPOPESCU, S.D.
 "Amplitude Analysis of the Reactions $\pi^+p \rightarrow (\rho^0, \omega) \Delta^{++}$ at 7,1 GeV/c.", Nucl.Phys., B112 (1976) 514.
- [11] - ZEMANY, P.D. et al.; "Production and Decay of a High-Mass $I = \frac{3}{2}$ Baryon Enhancement in 10,3 GeV/c π^+p Interactions"; Nucl.Phys., B137 (1978) 365.
- [12] - EVANS, D. et al.; "The Reaction $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}\omega(1236)$ at 11,7 GeV/c ", Nucl.Phys., B51 (1973) 205.
- [13] - GRÄSSLER, H, et al.; "Study of the Reaction $\pi^+p \rightarrow \omega \Delta^{++}(1236)$ at 16 GeV/c ", Nucl.Phys., B115 (1976) 365.
- [14] - SCHMITZ, W.; Thesis RWTH , Aachen (1978).
- [15] - ENDLER, A.M.F. , GIRTLER, P.; "Amplitudes Analysis of the Reaction $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}\omega^0$ at 16 GeV/c ", Rev.Bras.Fís., Maio (1982) 287.
- [16] - BISWAS, N.N. et al.; "Study of $\Delta^{++}(1236) +$ Boson Production in π^+p Interactions at 18,5 GeV/c ", Phys.Rev., D2 (1970) 2529.
- [17] - DEUSTCHMANN, M. et al.; "Slope of $\frac{d\sigma}{dt}$ Distributions in Quasi-Two-Body Interactions of 8 GeV/c Positive Pions", Phys.Lett., 19 (1965) 608.
- [18] - GAIDOS, J.A. , HIRATA, A.A. , DEBONTE, R.J. , MUTERA, T.A. , THOMPSON, G. , WILLMANN, R.B.; "A Study of the Reactions

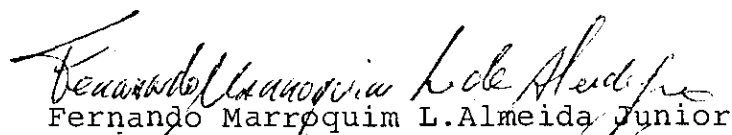
- $\pi^+p \rightarrow (\rho^0, \omega) \Delta^{++}$ at 13 GeV/c ", Nucl.Phys., B72 (1974)253
- [19] - Reviews of Modern Physics - vol. 56, nº 2, part II, (april 1984).
- [20] - BALTAY, C. , CAUTIS, C.V. , KALELKAR, M.; "Production of $\omega'(1675)$ in the Reaction $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}\pi^+\pi^-\pi^0$ at 15 GeV/c ", Phys.Rev.Lett., 40, nº 2, (1978) 87.
- [21] - PERKINS, D.; "Introd. High Energy Particles", Add.Wesley (1982).
- [22] - SEGRÉ, E.; Nuclei and Particles , W.A.Benjamin (1965).
- [23] - MUIHEAD ; The Physics of Elementary Particles , Pergamon Press (1965).
- [24] - CHUNG, S.U.; "Spin Formalism", CERN, 71-8 (1971).
- [25] - OTTER, G. , ENDLER, A.M.F.; "Formalismo da Helicidade e suas Aplicações", CBPF, MO-2 (1981).
- [26] - LAVEN, H. et al.; "Amplitude Analysis of the Reaction $\pi^+p \rightarrow (\pi^+\pi^-) \Delta^{++}$ in the Rho-Region at 16 GeV/c ", Nucl. Phys., B137 (1978) 202.
- [27] - DONCEL, M.G. , MINNAERT, P.; "Amplitude Reconstruction for Usual Quasi Two Body Reactions with Unpolarized or Polarized Target ", Fortschritte der Physik, 24.
- [28] - BIALAS, A. , ZALESWKI, K.; "Systematics of the Relations Following from the Quark-Model II ", Nucl.Phys., B6 (1968) 465.
- [29] - BIALAS, A. , ZALESWKI, K.; "Systematics of the Relations Following from the Quark Model I ", Nucl.Phys., B6

(1968) 449 e "Systematics of the Relations Following from the Quark-Model III ", Nucl.Phys., B6 (1968) 478.

- [30] - LAVEN,H.; Thesis RWTH , Aachen (1977).
- [31] - SCHMITZ,N.; "High Energy Reactions", Max Planck Institut für Physik und Astrophysik, München (1970).
- [32] - COHEN-TANNOUDJI,G. , SALIN,Ph. , MOREL,A.; "A Simple Formulation of High-Energy Exchange Models in Terms of Direct-Channel Amplitudes ", Nuovo Cimento, 55A (1968) 412.
- [33] - HARARI,H.; "Dual Absorptive Model for Dips in Inelastic Hadron Processes ", Phys.Rev.Lett., 26 (1971) 1400.
- [34] - PHYLLIPS,R.J.N.; Proc. of the Amsterdam Int.Conf. on Elementary Particles, Amsterdam (1973).
- [35] - ENDLER,A.M.F. , GIRTLER,P. , PINTO,H.V. ; "Helicity Amplitude Analysis of the Reaction $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}(\pi^+\pi^-\pi^0)$ in the η^0 and ω^0 Region at 16 GeV/c", submetido e aceito para publicação no Hadronic Journal (1985).

Tese apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes professores:


Anna Maria Freire Endler - Presidente


Fernando Marroquim L. Almeida Junior


Yojiro Hama


Adolfo Pedro de Carvalho Malbouisson


Jader Benuzzi Martins

Rio de Janeiro, 04 de dezembro de 1985