

JOSÉ MARIA PIRES

APLICAÇÃO DO MODELO DE DUPLA TROCA À
PRODUÇÃO DO A_1 NA REAÇÃO $\pi^- p \rightarrow p(3\pi)^-$ A 180° NO
S.C.M.

Tese de
MESTRADO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS
Rio de Janeiro
- 1983 -

A memória de meu pai
Jayme Afonso Pires
e, à minha esposa Marluce

AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Alberto Santoro, amigo e orientador, cujo estímulo, apoio e orientação tornaram possível a realização deste trabalho.

- Ao Grupo de Fenomenologia de Partículas, do CBPF, pela gentileza de terem colocado à minha disposição sua biblioteca para computador, cujos programas usei nos cálculos deste trabalho. Desejo agradecer especialmente aos colegas Ignácio, Moacir e João pelas proveitosas discussões no decorrer do trabalho.

- A todos os colegas e amigos de pós-graduação do CBPF, que sempre incentivaram meu trabalho, em especial: Marco Aurélio, Stênio Wulck e Marcos Falleiros.

- Aos colegas do Departamento de Física e Química da UFES por toda ajuda prestada para a conclusão deste trabalho em especial aos professores, Sidney Francisco Machado, Andarilho Pimenta e Antônio Brasil Batista.

- À Da. Clélia Mineiro pelo capricho, dedicação, presteza, paciência e carinho com que datilografou esta tese.

- À Myriam Coutinho e Aroldo Vieira pela ajuda prestada na Secretaria de Ensino do CBPF.

- Ao Paulo pelo trabalho gráfico do Capítulo III.

- Desejo agradecer em especial o apoio de algumas pessoas sem as quais, por certo, este trabalho não estaria concluído: Maria M. Affonso de Carvalho, Noemia A. Rosa, Joaquim Affonso de Carvalho, Ana Maria D. Carvalho, Fátima Amorim e a minha esposa cuja dedicação e apoio foram decisivos para a conclusão deste trabalho.

RESUMO

Apresentamos os mēsons de Spin-Paridade $J^P = 1^+$, fazendo um resumo teōrico e experimental da situaēō atual dessas partīculas e aplicamos o modelo de dupla troca de Regge a reaēō $\pi^- p \rightarrow p(3\pi)^-$, para estudar a produēō para trās do A_1^- com $P_{lab} \pi^- \tilde{a} 9$ e $12 \text{ GeV}/c$.

Comparamos os resultados obtidos com o uso desse modelo aos resultados experimentais, e verificamos que o mesmo oferece bons resultados. Alēm disso, verificamos que a constante de acoplamento desconhecida $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$ deve ser em torno de 40.

LISTA DE TABELAS

Tabela	Pág.
1 - Principais propriedades dos m̄sons de Spin-Paridade $J^P = 1^+$	4
2 - Todos os estados $J^P = 1^+$ são classificados de acordo com o $SU(3)^{(1)}$	7
3 - Algumas pr̄dições para a seção de choque do A_1^0 . Ref. 17.....	28
4 - Apresentamos os resultados experimentais da seção de choque para alguns valores de P_{lab} na reação 3.1	53
5 - Estudo de alguns valores para $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$	54
6 - Resultados do uso do modelo de dupla troca de Regge no c̄culo da M_{A_1} e sua largura com $P_{lab} = 9$ GeV/c para dois valores diferentes de $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$	58
7 - Resultados obtidos com uso do modelo de dupla troca de Regge no c̄culo da M_{A_1} e sua largura com $P_{lab} = 12$ GeV/c para dois valores diferentes de $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$	59
8 - Resultados comparando a massa e largura do A_1^- quando $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 40$, com valores diferentes de P_{lab}	61
9 - Resultados comparando, a massa e a largura do A_1 , quando $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 80$ para diferentes valo-	

	res de P_{lab}	63
10	- Valores de b para $P_{lab} = 9$ e 12 GeV/c	64

LISTA DE FIGURAS

Figuras	Pág.
2.1	- Esta figura apresenta o diagrama de Feynman para o processo de espalhamento descrito por Drell e Hiida. O círculo O no quadrimomento dos nêucleons indicam sua alta energia. t é o momento transferido entre os dois nêucleons do vértice inferior. Ref 5 9
2.2	- Comparação entre a seção de choque observada no processo quase elástico para diferentes valores experimentais. Ref 5 10
2.3	- Diagrama de troca de uma única partícula. Esses diagramas contribuem para o pico de efeito cinemático, que aparece no espectro de massa (3π). 11
2.4	- Nesta figura compara-se o resultado do modelo Deck (curva pontilhada), com os resultados experimentais. Ref 6.
2.5	- Comparação do efeito cinemático explicitado pela "Chew-Low-Plot" (curva inferior) e a descrição da amplitude de Deck (curva superior) imitando uma ressonância. Ref 1 14
2.6	- Os três gráficos calculados por Ross e Yam ⁽⁷⁾ representam as trocas de via t , u e s respectivamente da subreação $\pi P \rightarrow p\pi$ 15
2.7	- A reação $\pi p \rightarrow \rho\pi p$ é descrita por (a) a troca de um π do tipo Deck, (b) reespalhamento de estado final $\rho\pi$ e, (c) é produção direta da ressonância A_1 17
2.8	- Distribuição de massa do sistema (3π) na reação $\pi^- p \rightarrow (3\pi)^- p$ para pions incidentes com momento de 11 e 25 GeV/c. (Ref. 13) 20

Figuras

Pág.

- 2.9 - O espectro de massa (3π) para os resultados experimentais usando $P_{lab} \bar{\pi} (9+12 \text{ GeV}/c)$ 21
- 2.10 - Espectro de massa dos (3π) para a $K^- p \rightarrow \Sigma \pi^+ \pi^+ \pi^-$ a $4.15 \text{ GeV}/c$ (Ref. 15.a) 22
- 2.11 - Espectro de massa para a reação $K^- p \rightarrow \Sigma \pi^+ \pi^- \pi^+$ a $4.15 \text{ GeV}/c$ onde é feita a análise de ondas parciais. (Ref. 15.a) 24
- 2.12 - Intensidade das diferentes ondas parciais e do ângulo de interferência na região do A_1 para a reação $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$ com o π^- incidente com momento de 25 e 40 GeV/c (Ref. 15.b) 25
- 2.13 - Resultados obtidos para um " A_1 ressonante mais reespalhamento do tipo Deck". As Figs. (a)(b)(c)(d) indicam diferentes intervalos em t' (Ref. 16) 27
- 2.14a - Espectro de massa dos ($3\pi^0$) na produção do A_1^0 . Eventos tirados da reação $K^- p \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ p \pi^0$ a 4.6 e 5.0 GeV/c (Ref. 18.a) 29
- 2.14b - Espectro de massa dos (3π)⁰ na produção do A_1^0 . Eventos tirados da reação $K^+ p \rightarrow K^+ p \pi^+ \pi^- \pi^0$ a 12.7 GeV/c (Ref. 18.b) 29
- 2.15 - (a) Dependência da onda parcial $S(l=0)$ para $J^P=1^+$ do sistema $(\rho\pi)^+$ na reação $\pi^+ p \rightarrow p(\pi^+\pi^+\pi^-)$ onde o π^+ incidente tem um momento de 15 GeV/c . (b) É apresentada a dependência da onda parcial $S(l=0)$ para $J^P=1^+$ do sistema $(\rho\pi)^0$ na reação de troca de carga $\pi^+ p \rightarrow \Delta^{++}(\pi^+\pi^-\pi^0)$ onde o π^+ incidente tem um momento de 15 GeV/c . (Ref. 3.c) 31
- 2.16 - Espectro de massa dos (3π) para a onda parcial $1^+S(\rho\pi)$. (a) Resultado da análise de ondas parciais da Ref. para o H. (b) Resultado da Ref. 9 para o A_1 . (c) Fase relativa entre di-

	ferentes conjuntos de números quânticos: (I) representando o A_1 versus o H ; (II) o A_1 versus um estado exótico; (III) o H versus um estado exótico	33
2.17	- Espectro de massa invariante do sistema (3π) para a reação $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ onde $\tau \rightarrow (\rho\pi)\nu_\tau$, com eventos da Ref. 19 .a	36
2.18	- Decaimento do τ em $A_1 \rightarrow \nu_\tau (3\pi)$.Ref. 20	36
2.19	- O espectro de massa do sistema (3π) ; (a) As curvas são os resultados dos cálculos obtidos pelos autores da Ref. 20 , em comparação com os dados experimentais publicados na Ref. 19.a..	37
2.20	- Possíveis diagramas para a reação $\ell N \rightarrow \ell' (\rho\pi) N'$: (a) Contribuição ressonante; (b) Contribuição Deck	39
3.1	- Gráficos de dualidade para um processo $2 \rightarrow 3$ do tipo $m_\pi + b_\pi \rightarrow m_\pi + b_\pi$	44
3.2	- Reação $2 \rightarrow 3$, onde são mostrados os canais 1 e 2	45
3.3	- Nesta figura indicamos os possíveis gráficos na produção do A_1^- . (a) onde \bar{e} é trocada apenas as partículas Δ^{++} , (b) onde são trocadas as partículas Δ^{++} e o próton	47
3.4	- São apresentados os quatro gráficos de dualidade onde \bar{e} é trocada a partícula Δ^{++}	49
3.5	- São apresentados os quatro gráficos de dualidade onde são trocadas as partículas Δ^{++} e o p	50
3.6	- Apresentamos a seção de choque $\sigma_x (\mu b)$ na produção para trás do A_1^- . Os resultados experimentais foram obtidos da Ref. 13 . Os resultados teóricos obtidos com o modelo descrito no	

Figuras

Pág.

	texto	56
3.7	- Resultados para a distribuição de massa (3π), sendo $P_{lab} = 9$ GeV/c e a constante $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$ com valores de 40 e 80	57
3.8	- Resultados obtidos para a distribuição de massa dos (3π)	59
3.9	- Comparamos a distribuição de massa (3π) para $P_{lab} = 9$ e 12 GeV/c e $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 40$	60
3.10	- Comparamos a distribuição de massa (3π) para $P_{lab} = 9$ e 12 GeV/c e $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 80$	62
3.11	- Distribuição $d\sigma/dt_1$ para $P_{lab} = 9$ GeV/c e dois valores distintos de $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$: 40 e 80	64
3.12	- Distribuição $d\sigma/dt_1$ para $P_{lab} = 12$ GeV/c e a constante de acoplamento com dois valores distintos, 40 e 80	65
3.13	- Resultado do uso do modelo de dupla troca de Regge para a distribuição $d\sigma/d \cos \theta^{R(\rho\pi)J}$ com $P_{lab} = 9$ GeV/c e $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 40$ e 80	67
3.14	- Resultado do uso do modelo de dupla troca de Regge para a distribuição $d\sigma/d \cos \theta^{R(\rho\pi)J}$ com $P_{lab} = 12$ GeV/c e $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 40$ e 80	68
3.15	- Comparamos a distribuição $d\sigma/d \psi^{R(\rho\pi)J}$ a $P_{lab} = 9$ GeV/c para dois valores diferentes de $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$	69
3.16	- Comparamos a distribuição $d\sigma/d \psi^{(\rho\pi)J}$ a $P_{lab} = 12$ GeV/c para dois valores diferentes de g_2 .	70
A.1	- Invariantes de Lorentz s , t e u para a reação $p_a + p_b \rightarrow p_1 + p_2$	75
A.2	- Representação da reação $2 \rightarrow 2$ nos canais s , t e u respectivamente. Lembramos que o traço <u>so</u>	

Figuras

Pág.

	bre o índice do quadrimomento denota antipartícula e, neste caso, troca-se p por $-p$	76
A.3	- Nesta figura apresentamos cinco invariantes de Lorentz para a reação $p_a + p_b \rightarrow p_1 + p_2 + p_3$	77
A.4	- Definição dos ângulos ϕ_b, θ_{R23} e λ_1 no sistema de referência em que $\vec{p}_2 + \vec{p}_3 = 0$	80
B.1	- Nesta figura apresentamos: (a) O gráfico da amplitude ressonante em função de w ; (b) O gráfico da defasagem em função de w	89
B.2	- Superfícies de Riemann para uma amplitude de espalhamento	92
B.3	- Domínio de analiticidade em K da função $\psi_\ell(K)$	92
B.4	- (a) Nesta figura apresentamos o gráfico da defasagem; (b) apresentamos a variação da amplitude	94
B.5	- Mostra-se uma produção para frente genérica, onde o pomeron é trocado no vértice b.3	96
B.6	- Espectro de massa dos (3π) na onda parcial 1^+ ($\rho\pi S$) na reação $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- p$ para o momento do π^+ incidente de 15 GeV/c (Ref. 3.c). O A_1^+ foi ajustado por uma fórmula do tipo (B.17)	97
C.1	- Ilustração da dualidade global para a reação $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ onde é trocado o méson π na via t ..	99
C.2	- Nesta figura apresentamos; (a) gráfico de vias para a reação $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$; (b) o diagrama de dualidade correspondente com a troca do K^{*+} ..	102
C.3	- Diagramas de dualidade para um processo $2 \rightarrow 2$, méson + méson \rightarrow méson + méson	103
C.4	- Diagrama de dualidade para um processo méson +	

Figuras

Pág.

<i>+ mēson + mēson + mēson visto nas vias s e t, respectivamente</i>	<i>104</i>
--	------------

SUMÁRIO

	Pág.
AGRADECIMENTOS	i
RESUMO	ii
LISTA DE TABELAS	iii
LISTA DE FIGURAS	v
I - INTRODUÇÃO	1
II - AS PARTÍCULAS DE SPIN-PARIDADE $(J^P) = 1^+$	3
2.1 - INTRODUÇÃO	3
2.2 - AS PARTÍCULAS DE SPIN-PARIDADE $(J^P) = 1^+$..	3
2.3 - O MODELO D.H.D. E SEU DESENVOLVIMENTO.....	8
2.4 - O MÊSON A_1	18
2.5 - O DECAIMENTO DO τ E AS INTERAÇÕES LEPTON- HADRON	35
2.6 - CONCLUSÃO	40
III - APLICAÇÃO DO MODELO DE DUPLA TROCA DE REGGE	42
3.1 - INTRODUÇÃO	42
3.2 - O MODELO DE DUPLA TROCA DE REGGE	42
3.3 - APLICAÇÃO DO MODELO DE DUPLA TROCA DE REGGE À REAÇÃO $\pi^- p \rightarrow p(3\pi)^-$	47
3.4 - CONCLUSÃO	71
IV - CONCLUSÕES	73

APÊNDICE

A	- CINEMÁTICA	75
A.1	- CINEMÁTICA DE REAÇÕES $2 + 2$ e $2 + 3$	75
A.2	- OS SISTEMAS DE REFERÊNCIA	79
A.2.1	- Os sistemas de Gottfried-Jackson e de Helicidade	79
a	- Os ângulos de Gottfried-Jackson ...	80
b	- Os ângulos de Helicidade	81
A.3	- O ESPAÇO DE FASE	81
A.3.1	- A seção de choque e a integração do espaço de fase	81
A.4	- CONCLUSÃO	85

APÊNDICE

B	- O QUE É UMA RESSONÂNCIA	87
---	---------------------------------	----

APÊNDICE

C	- A DUALIDADE E A FÓRMULA DE VENEZIANO	98
---	--	----

BIBLIOGRAFIA	106
--------------------	-----

CAPÍTULO 1

1.1 - INTRODUÇÃO

Faremos neste trabalho a aplicação do modelo de dupla troca de Regge à reação para trás $\pi^- \bar{p} \rightarrow p(3\pi)^-$ para momentos do π^- incidente com valores de 9 e 12 GeV/c. Observamos que na distribuição experimental de massa invariante do sistema 3π , aparece um pico cuja massa é em torno de 1050 MeV e com largura de $\Gamma = 195$ MeV que corresponde à produção da partícula A_1^- .

O A_1 surgiu na década dos sessenta, época chamada de caça às ressonâncias e segundo as previsões do modelo de quarks é uma ressonância pertencente ao noneto de $SU(3)$ com $J^{PC} = 1^{++}$. Depois de algum tempo essa interpretação foi posta em dúvida pois o pico no espectro de massa dos (3π) que se julgava ser um efeito puramente ressonante pode ser também explicado como um efeito cinemático, através de modelos de troca do tipo Drell-Hida-Deck. Surgiram vários trabalhos em que alguns defendiam uma interpretação ressonante para o A_1 , e outros como sendo este objeto um efeito do tipo Drell-Hida-Deck.

Esses dois pontos de vista e ainda um terceiro que considera os resultados experimentais como uma superposição dos dois efeitos, ou seja, o efeito Deck mais ressonância, serão objetos de análise cuidadosa na Capítulo II. Uma análise mais detalhada mostrou que o A_1 , não podia ser bem explicado seja por um efeito puramente do tipo Deck ou puramente ressonante mas somente se levassemos em conta essas duas contribuições.

Neste trabalho apresentaremos o modelo de dupla troca de Regge e faremos uso desse modelo para analisar a produção do A_1 . A sua versatilidade justifica por si sã, a aplicação ao presente caso (podendo ser usado indistintamente em reações difrativas ou não difrativas). A exigência de poucos parâmetros livres (o que o torna mais confiável) e pelo fato de ele ter apresentado bons resultados em reações de produção do A_1 e outras ressonâncias, tanto reações para trás como para frente, tornam sua aplicação ainda mais atrativa. Apresentamos no Capítulo III, os resultados de várias distribuições necessárias para o bom entendimento do A_1 .

No Capítulo IV apresentaremos as conclusões sobre o trabalho que realizamos.

CAPÍTULO II

2.1 - INTRODUÇÃO

Neste Capítulo apresentaremos as partículas de Spin-Paridade 1^+ . Serã dado mais ênfase ao estudo do A_1 , pois controversias a respeito desta partícula originaram, um grande número de trabalhos experimentais e teóricos que tem esclarecido as propriedades dos mēsons de Spin-Paridade 1^+ .

No decorrer do Capítulo apresentaremos alguns modelos teóricos usados na interpretação dos mēsons de $J^P = 1^+$. Trataremos com especial atenção o modelo de D.H.D. e o enfoque ressonante.

2.2 - AS PARTÍCULAS DE SPIN-PARIDADE $(J^P) = 1^+$

O noneto de $SU(3)$ de Spin-Paridade 1^+ , conforme mostramos na Tabela 1, prediz a existência de um número de novas ressonâncias que deram origem em consequência, ao aparecimento e desenvolvimento de modelos específicos para levar em conta efeitos associados a estes mēsons. Problemas da determinação experimental de cada um destes estados e modelos teóricos específicos para a determinação desses mēsons, foram pontos de nossa motivação na tentativa de contribuir para o estabelecimento final dessas ressonâncias (1).

A Tabela 1 serve de guia para uma breve descrição sobre esses mēsons.

	B	H e H'	D e D' (= E)	Q_A e Q_B	A_1
J^P	1^{+-} $I=1(B^{\pm})$	1^{+-} (H^{\pm})	1^{++} $I=0$	1^{++} (A) 1^{+-} (B)	1^{++}
Massa e Largura	MeV $M = 1231 \pm 10$ $\Gamma = 129 \pm 10$	$M = 1. \text{ GeV}$ $\Gamma = 50 \text{ MeV}$	MeV $M_D = 1284 \pm 10$ $\Gamma_D = 27 \pm 10$ $M_E = 1418 \pm 10$ $\Gamma_E = 50 \pm 10$	MeV $M_A = 1280$ $\Gamma_A = 170$ $M_B = 1400$ $\Gamma = 150$	$M_{A_1} = 1.1 \text{ GeV}$ $\Gamma_{A_1} = 300 \text{ MeV}$
Decaimentos possíveis	$\pi \pi$ (único visto)	$\kappa \bar{\kappa} \pi$ e $\rho \pi$	$D \rightarrow 4\pi, \kappa \bar{\kappa} \pi,$ $\eta \pi \pi$ e $\delta \pi$ $E \rightarrow \kappa \bar{\kappa} \pi, \eta \pi \pi$ $\delta \pi, (\kappa^* \bar{\kappa} + \kappa \bar{\kappa}^*)$	$\kappa \pi \pi$ - Dominante (A) $\left\{ \begin{array}{l} \kappa \rho \text{ favorecido} \\ \kappa^* \pi \end{array} \right.$ (B) $\left\{ \begin{array}{l} \kappa^* \pi \text{ favorecido} \\ \kappa \rho \end{array} \right.$	$\rho \pi$ principal
Seção eficaz	i) $\pi^- p \rightarrow \pi^- \omega^0 p$ $160 \pm 22 \mu\text{b} - 6.7 \text{ GeV}/c$ $123 \pm 22 \mu\text{b} - 9.1 \text{ GeV}/c$ ii) $\pi^- p \rightarrow \rho^0 \pi^+ \pi^-$ $108 \pm 30 \mu\text{b} - 3.2 \text{ GeV}/c$ $67 \pm 20 \mu\text{b} - 4.2 \text{ GeV}/c$ iii) $\kappa^- p \rightarrow \Sigma^- B^+$ ($\theta = 180^\circ$) $3.2 \pm 0.5 \mu\text{b} - 4.2 \text{ GeV}/c$			μb $\sigma(Q_A + \kappa \rho) = 6.2 \pm 0.6$ $\sigma(Q_A + \kappa^* \pi) = 1.7 \pm 0.5$ $\sigma(Q_B + \kappa \rho) \geq 0.2$ $\sigma(Q_B + \kappa^* \pi) < 0.5$	
Situação atual	Ressonância	Dificuldades	Compatível com Ressonância E = Glueball?	Compatível com Ressonância	Ressonância

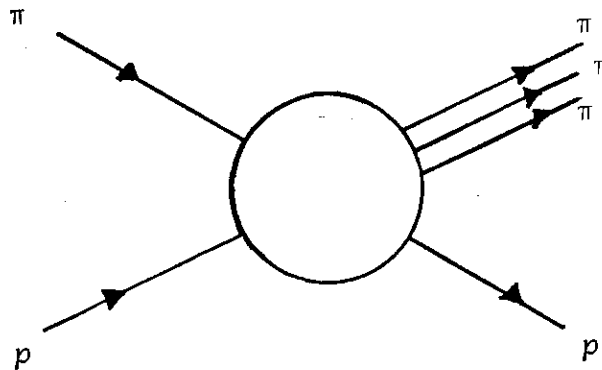
Tabela 1 - Principais propriedades dos m̄sons de Sp̄in-Paridade $J^P = 1^+$

Os m̄sons B, Q_A e Q_B , D e A_1 estão razoavelmente bem estabelecidos como boas ressonâncias hadrônicas. Os m̄sons H e H' encontram-se em vias de determinação experimental e uma grande dificuldade para encontrá-los está no fato de que sua região de massa encontra-se superposta àquela do A_1 e com o mesmo de-

caimento.

Todos esses estados são produzidos na abertura de um novo canal e neste caso juntam-se outros efeitos (de limiar) cinemáticos propiciando como já dissemos uma interpretação dividida em duas componentes: uma descrevendo o efeito ressonante, via por exemplo, uma fórmula do tipo Breit-Wigner e outra de fundo cinemático.

Se de um lado o $SU(3)$ prevê essas ressonâncias, de outro lado, sua detecção experimental tem sido muito difícil. Um grande passo no sentido de facilitar a análise dos resultados experimentais foi dado por Ascoli e seus colaboradores, estabelecendo um método baseado na análise de ondas parciais (P.W.A.)^(2, 3), constituindo hoje um critério seguro para decidir se um estado é ou não uma ressonância. Originalmente este método foi desenvolvido para a reação $\pi^- p \rightarrow p(3\pi)^-$ fatorizando o processo global, mostrado na figura abaixo,



em três etapas distintas:

- 1 - Processo de produção \bar{a} quase dois corpos (onde essencialmente \bar{a} é produzido o A_1) $\pi^- p \rightarrow p(3\pi)^-$.
- 2 - O decaimento do estado em (3π) : $(3\pi) \rightarrow (2\pi) + \pi$, (dominado por $A_1 \rightarrow \rho\pi$).
- 3 - O decaimento do estado (2π) : $(2\pi) \rightarrow \pi + \pi$.

Em cada etapa são contadas as ondas parciais dominantes com hipóteses suplementares do tipo Breit-Wigner para os estados A_1 e ρ respectivamente.

Podemos classificar os enfoques teóricos para interpretar os vários aspectos apresentados por estes mésons de Spin-Paridade 1^+ em três categorias:

- 1 - Os efeitos observados nas distribuições de massa são puramente devido às ressonâncias produzidas e neste caso uma descrição via uma fórmula tipo Breit-Wigner seria suficiente à interpretação.
- 2 - Os efeitos observados são totalmente explicados via mecanismo não ressonante tipo Drell-Hiida-Deck.
- 3 - Os efeitos observados são completamente descritos via modelos compostos de duas componentes: Ressonância mais efeitos cinemáticos do tipo Deck.

Conforme dissemos o $SU(3)$ prevê as ressonâncias $J^P = 1^+$, e eventuais estados tem sido verificados experimentalmente, embora existam ainda algumas dificuldades de interpretação, tais como para as ressonâncias E , H e H' .

O objetivo principal de alguns experimentos tem sido a identificação das ressonâncias B , (H, H') , $(D, D' \equiv E)$, $(Q_A$,

Q_B) e A_1 como estados com $J^P = 1^+$ pertencentes aos nonetos do $SU(3)$, agora particularizados na Tabela 2..

TABELA 2

ISOSPIN \ J^{PC}	1^{+-} "NONETO DO B"	1^{++} "NONETO DO A_1 "
1	B(1235)	A_1 (1100)
ESTRANHO 1/2	Q_B (1300-1400)	$Q_A (\equiv C)$ (1240-1290)
0 (SINGLETO/OCTETO)	H	D(1285)
MISTURA?	H'	D' ($\equiv E$) (1422)

Tabela 2: Todos os estados $J^P = 1^+$ são classificados de acordo com o $SU(3)$ (1).

Descrevemos agora cada um dos enfoques citados acima e efeitos de reespalhamento. O enfoque 1) que julga o pico na massa invariante do sistema $p\pi$ como devido a uma ressonância, descreve esse efeito parametrizando-o por uma fórmula do tipo Breit-Wigner, $BW = \frac{pq}{m_R^2 - s_1 - im_R\Gamma}$. Uma descrição mais deta

lhada deste enfoque é apresentada no Apêndice B.

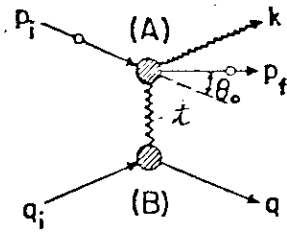
Deve-se fazer algumas críticas à essa interpretação ressonante: estão presentes de modo inerente na definição de uma ressonância algumas ambiguidades tais como efeitos de cauda, contaminação de fundo, superposição de ressonâncias próximas, o que faz com que a fórmula de Breit-Wigner de certo modo não seja confiável quando não leva em conta todos esses efeitos. Além disto, uma simples observação nas curvas produzidas experimentalmente nos leva a concluir que uma curva simétrica produzida por uma fórmula do tipo Breit-Wigner não está de acordo com o aspecto experimental. Em geral perto do limiar existe uma assimetria que é bem descrita por outros mecanismos, e isto é uma indicação de que uma fórmula do tipo Breit-Wigner não descreve completamente os efeitos observados experimentalmente.

Apresentamos agora o modelo D.H.D. e o seu desenvolvimento.

2.3 - O MODELO D.H.D. E SEU DESENVOLVIMENTO

A interpretação não ressonante do pico que aparece no espectro de massa do sistema $\rho\pi$ feita através do modelo de Drell-Hiida-Deck (D.H.D.) tem suas origens no modelo proposto por Drell-Hiida em 1961 para interpretar um pico no espectro de energia de prótons espalhados inelasticamente oriundos de colisões de prótons com núcleons em uma faixa de energia entre 9 e 25 GeV, com ângulo de espalhamento variando entre 20 e 60 miliradianos⁽⁴⁾.

Para realizar tal análise, Drell e Hiida, propuseram um mecanismo no qual um π da nuvem do nêutron alvo, é espalhado difrativamente pelo nêutron incidente.⁽⁵⁾ Isso leva a um mecanismo físico simples com aplicação aparentemente geral. Drell-Hiida tomaram como contribuição dominante no processo aquela descrita pelo diagrama de Feynman da Fig.2.1.



$$t = (q - q_i)^2$$

Figura 2.1 Esta figura apresenta o diagrama de Feynman para o processo de espalhamento descrito por Drell e Hiida. O círculo 0 nos quadrimomentos dos nêutrons indicam sua alta energia. t é o momento transferido entre os dois nêutrons do vértice inferior. Ref. 5.

A comparação entre o resultado experimental e o resultado teórico do citado mecanismo (modelo Drell-Hiida) é mostrado na Fig. 2.2

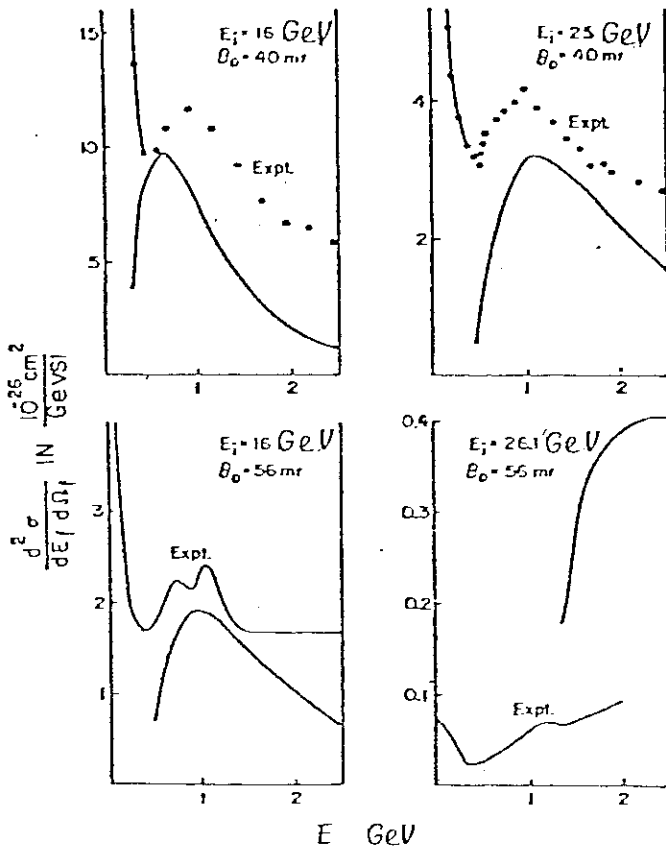


Figura 2.2-Comparação entre a seção de choque observada no processo quase elástico para diferentes valores experimentais. Ref. 5.

Ve-se que o resultado teórico representado na Fig.2.2 pelas curvas contínuas depende sensivelmente do ângulo θ (ângu

lo de espalhamento entre o n̄ucleon espalhado e o n̄ucleon incidente) quanto menor for esse ângulo (processo difrativo), melhor é o resultado obtido. Observa-se também, que os resultados teóricos não estão em completo acordo com os dados experimentais e dependem sensivelmente da energia envolvida.

O modelo de Drell-Hiida foi uma idêia original e em 1964, Robert T. Deck usou as idêias lançadas por Drell-Hiida para realizar uma interpretação cinemática da primeira ressonância $\pi - p$ (6). Para tal foi assumido que a reação associada com o pico observado no espectro $\rho\pi$ é devida principalmente a colisões periféricas que são dominadas pela troca de um π , mostrado no diagrama da Fig. 3.a. É esperado que o espalhamento por difração ρN associado com o diagrama da Fig. 3.b contribua apreciavelmente para o pico da região de baixa massa do espectro $\rho\pi$.

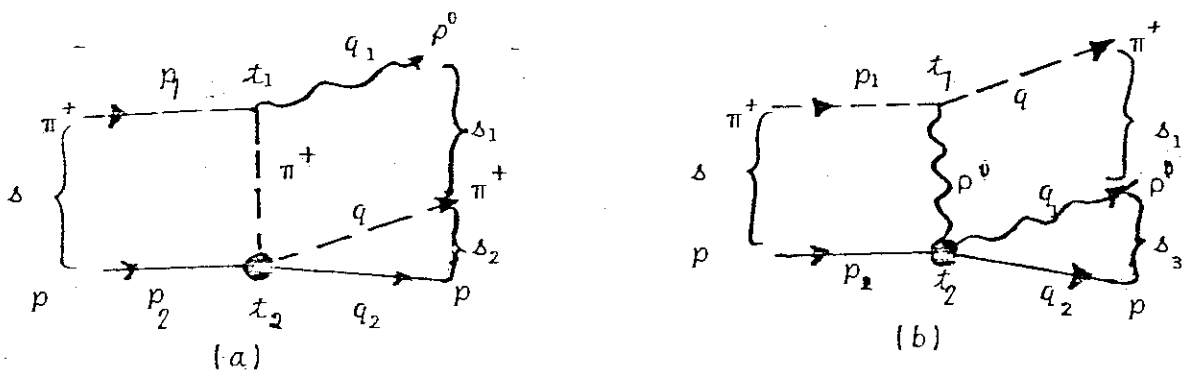


Figura 2.3- Diagrama de troca de uma única partícula. Esses diagramas contribuem para o pico, de efeito cinemático que aparece no espectro massa (3π). Ref 6.

A seção de choque associada com o diagrama da Fig.2.3.a $\bar{\sigma}^{(6)}$.

$$d\sigma = \frac{(g^2)^2}{(2\pi)^2 4\pi F} \cdot \frac{m_2^2 - 4m^2}{(x_1 - m^2)^2} \cdot \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{x_2=0}$$

$$\cdot s_2 e^{bt_2} \delta^4(p_f - p_i) \frac{d q_1}{q_{10}} \frac{d q_2}{q_{20}} \frac{d q}{q_0}$$

Onde: $x_1 = (q_1 - p_1)^2$ \bar{e} o quadrimomento transferido do π^+ incidente para o p^0 . $x_2 = (q_2 - p_2)^2$ \bar{e} o quadrimomento transferido do próton inicial para o próton final. $s_2 = (q + q_2)^2$ \bar{e} a energia total no sistema de centro de massa (π -N).

A natureza do presente cálculo \bar{e} tal que um valor confiável para a seção de choque total não \bar{e} obtido imediatamente. O método aqui utilizado para levar em conta o fator de forma e os termos de Spin \bar{e} feito subestimando a seção de choque por um fator dois, (embora consiga reproduzir de forma global e qualitativa o espectro observado).

Pelo fato do pico calculado da maneira acima ser bem mais estreito que o verificado experimentalmente e além disso a seção de choque ser bem menor que a detectada, foi sugerido que uma ressonância está presente modificando esses resultados. Também foi sugerido que o pico observado experimentalmente \bar{e} uma combinação de dois picos adjacentes, o primeiro devido ao efeito cinemático, aqui descrito, e o segundo devido a uma verdadeira ressonância.

O resultado teórico, com os cálculos feitos tendo como maior contribuição o gráfico da Fig.2.3.a, são mostrados e comparados ao resultado experimental na Fig.2.4.

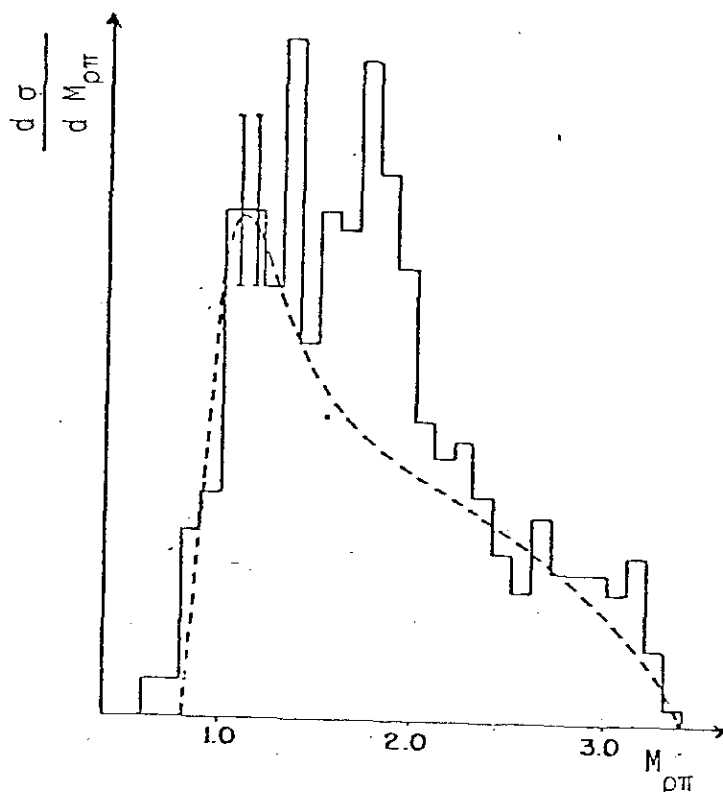


Figura 2.4- Nesta figura compara-se o resultado do modelo Deck (curva pontilhada), com os resultados experimentais. Ref 6.

Para entender melhor como ocorre o efeito Deck escreveremos de maneira bem simplificada a amplitude correspondente ao gráfico da Fig. 2.3.a.

$$A(\pi N \rightarrow \rho \pi N) \propto \frac{J}{x_j - m^2} M_{\pi N \rightarrow \pi N}, \text{ sendo } M_{\pi N \rightarrow \pi N}$$

a amplitude elástica do processo $\pi N \rightarrow \pi N$, expressa por

$$\left| M_{\pi N \rightarrow \pi N} \right|^2 \propto \sigma_T^\infty \delta_2 e^{b x_2^2}.$$

Esta amplitude tenta reproduzir o pico que aparece nos resultados experimentais.

Para entender como esse pico acontece tomemos como guia a Fig.2.5.

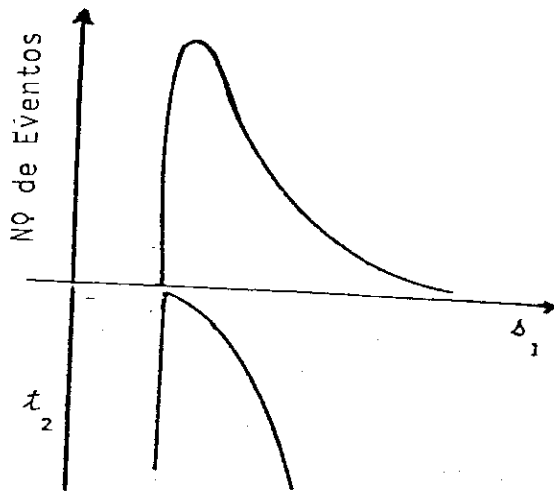


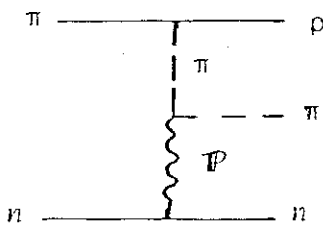
Figura 2.5 - Comparação do efeito cinemático explicitado pela "Chew-Low-plot" (curva inferior) e a descrição da amplitu

de Deck (curva superior) imitando uma ressonância.
Ref. 1

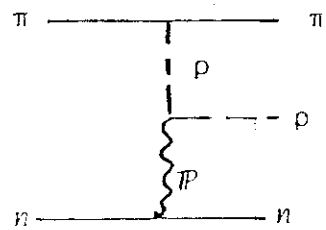
Através dela vemos que uma pequena variação em s_1 corresponde a uma grande variação em t_2 , isso faz com que $|M_{\pi N \rightarrow \pi N}|^2$ tenha um grande valor quanto $t_2 \rightarrow 0$; é bom lembrar que $t_2 < 0$. A esse efeito junta-se a contribuição devido a troca do π no vértice superior (essa contribuição é descrita pelo termo $\frac{1}{t_1 - m^2}$), dando origem a um forte pico em torno de uma massa perto do limiar de $\rho\pi$ ($M_{\rho\pi} = \sqrt{s_1}$) e uma largura, no caso do A_1 , da ordem de 300 MeV.

Devido a relação cinemática $\frac{s_1 s_2}{s} = \text{constante}$, a região física de s_1 não é grande, já que s e s_2 são grandes. Desse modo fica claro que o efeito Deck é o reflexo da cinemática na dinâmica descrita no processo acima.

Uma generalização de grande importância feita no modelo de D.H.D., foi proposta por M. Ross e Y.Y. Yam⁽⁷⁾ e consiste em considerar não só a troca do π , como também do ρ e do pomeron (\mathbb{P}). Os três gráficos de Feynman relativos à reação $\pi N \rightarrow \pi \rho N$ são mostrados a seguir



(a)



(b)

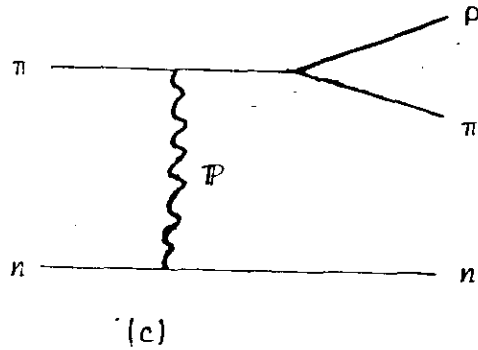


Figura 2.6- Os três gráficos calculados por Ross e Yam⁽⁷⁾ representam as trocas de via t , u e s respectivamente da subreação $\pi P \rightarrow p\pi$

Os três gráficos contribuem de maneira comparável no espectro de massa e existe forte interferência de cada contribuição. Conforme veremos posteriormente o modelo (D.H.D.) é um caso particular do modelo de dupla troca de Regge, o qual é a parte central deste trabalho.

Conforme dissemos o enfoque mais completo leva em conta efeitos cinemáticos e ressonantes ao mesmo tempo. A dificuldade neste caso é no sentido de se levar em conta todas as contribuições sem cair no erro de efetuar dupla contagem. Este parece ser o caso por exemplo do modelo que soma coerentemente os seguintes termos⁽⁸⁾:

- a) Troca de um π do tipo Deck.
- b) Um termo representando correções de reespalhamento do estado final.

c) Um termo representando a produção direta da ressonância (via uma fórmula Breit-Wigner) do A_1 , decaindo em $\rho\pi$.

Esses termos são representados respectivamente nas Figs. 2.7a, 2.7b e 2.7c para a reação $\pi p \rightarrow \rho\pi p$.

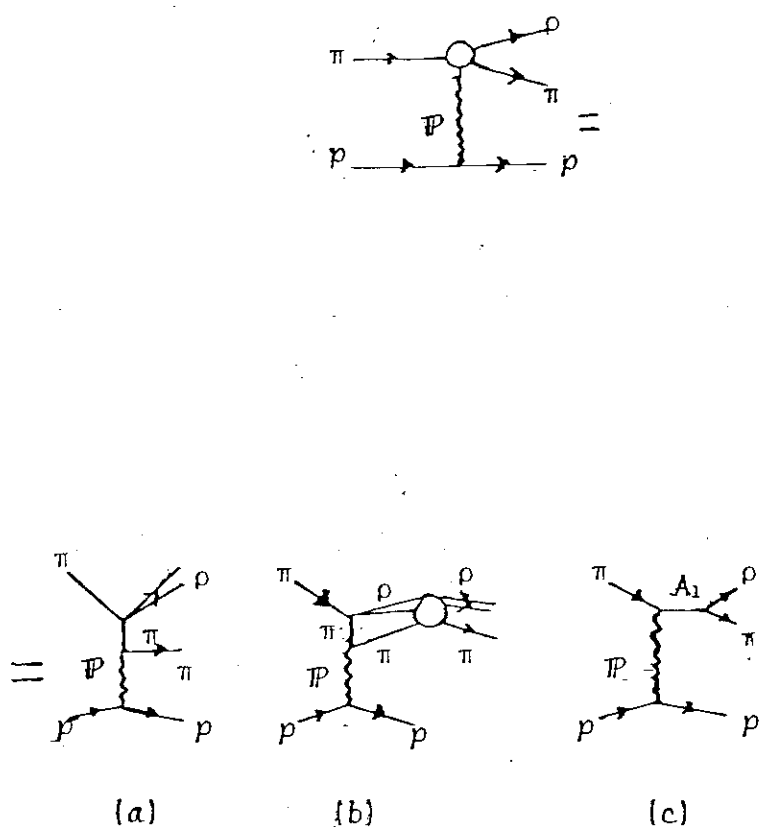


Figura 2.7 - A reação $\pi p \rightarrow \rho\pi p$ é descrita por (a) a troca de um π do tipo Deck, (b) reespalhamento de estado final $\rho\pi$ e, (c) é produção direta da ressonância A_1

Esse modelo não oferece bons resultados quando comparado com a experiência e cremos que um dos motivos deve-se ao fato de ser feita dupla contagem, além do fato de tentar descrever o A_1 com uma única amplitude que leva em conta as contribuições a , b e c .

Posteriormente estudaremos em detalhes o modelo de dupla troca de Regge, o que nos fornecerá maior conhecimento sobre os estados $J^P = 1^+$. Na referência (1) estudamos em detalhe cada um desses mésons.

2.4 - O MÉSON A_1

O méson A_1 ⁽⁹⁾ foi objeto de um grande número de trabalhos experimentais e teóricos entre aqueles mésons do noneto $J^P = 1^+$, devido suas dificuldades experimentais de determinação. Suas principais características experimentais são:

a) $I^G = J^-$; $J^{PC} = 1^{++}$

b) $M_{A_1} \approx 1,1$ (GeV) $\Gamma_{A_1} \approx 300$ (MeV)

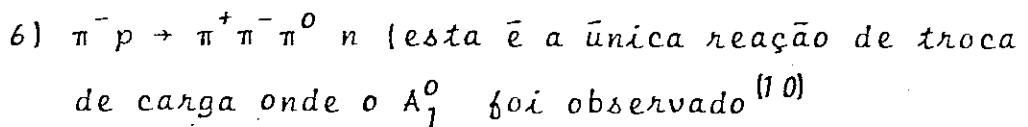
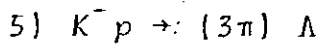
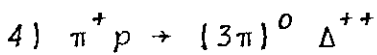
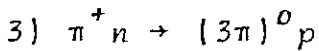
c) Principal modo de decaimento: $\rho\pi$

d) As principais reações onde o A_1 tem sido procurado são:

1) $\pi^\pm p \rightarrow 3\pi^\pm p$ (produção para frente e para trás).

2) $K^- p \rightarrow \Sigma^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ A maior dificuldade para sua determinação se deu na procura do A_1^0 em reações de troca de carga cujos resultados na grande

maioria dos casos não eram compatíveis com uma interpretação ressonante. Entretanto, recentemente, foram obtidos fortes evidências para o A_1^0 ressonante. Este foi observado na reação (6) para pions incidentes com energia de 8.45 (GeV/c).



e) Não existe conservação da helicidade no canal Δ ⁽¹¹⁾

Tentaremos agora ilustrar os vários aspectos a favor e contra uma interpretação ressonante.

As reações escolhidas são de produção do A_1 para trás e para frente. Chamamos a atenção para o fato que as reações difrativas favorecem para o pico do sistema $(\rho\pi)$ uma interpretação não ressonante e as outras reações favorecem uma interpretação ressonante com o uso de uma fórmula do tipo Breit-Wigner. Na Fig. 2.8 mostra-se o espectro de massa do sistema (3π) na reação difrativa, $\pi^- p \rightarrow (3\pi)^- p$ para pions incidentes com momento de 11 e 25 (GeV/c).

Os dois picos estão associados aos estados A_1 e A_2 onde este último é uma ressonância bem conhecida com $J^P = 2^+$ e massa de 1310 MeV.

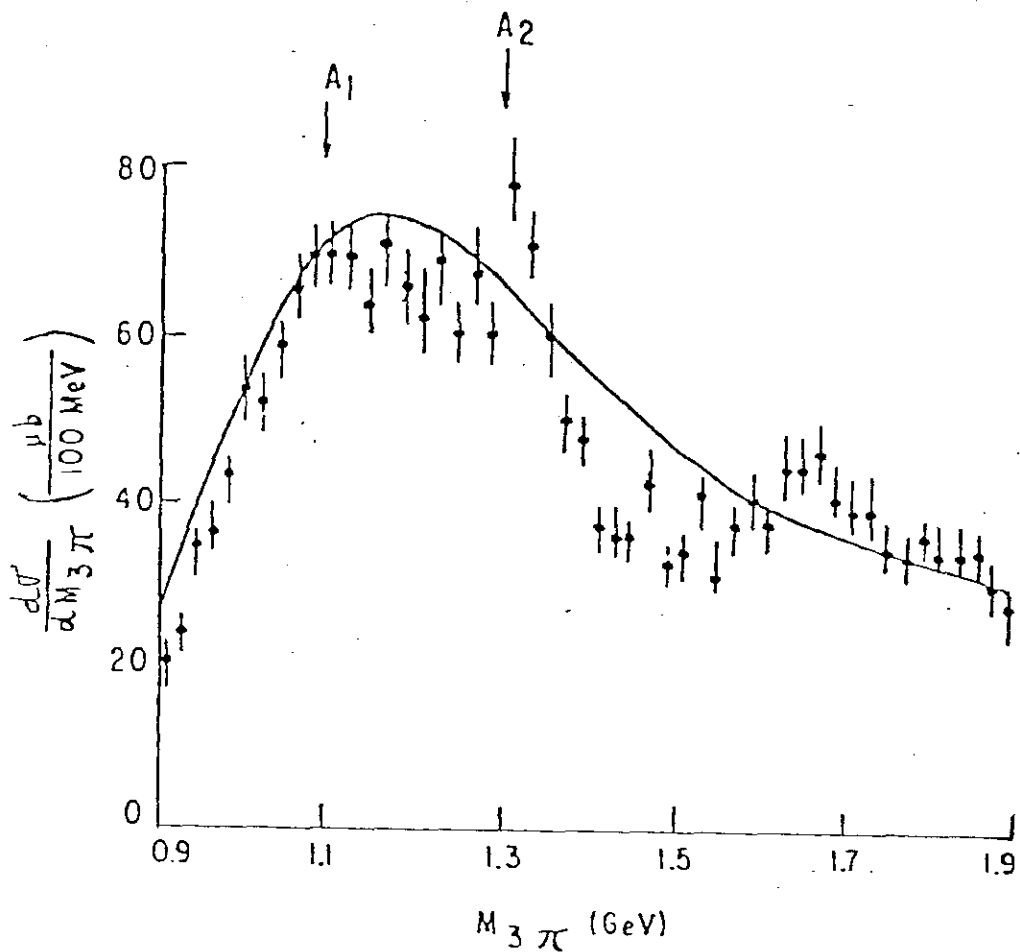


Figura 2.8-Distribuição de massa do sistema (3π) na reação $\pi^- p \rightarrow (3\pi)^- p$ para pions incidentes com momento de 11 e 25 GeV/c. Ref. 12

A curva da Fig.2.8 é o resultado do ajuste feito pelos autores de ref. 12 usando o modelo Deck. Um exemplo de produção para trás^(13,14) em reações πN em que os pions inciden-

tes tem momento de 9 e 12 (GeV/c) \bar{e} mostrado na Fig.2.9. A linha continua representa o resultado obtido de um ajuste com duas fórmulas do tipo Breit-Wigner, uma para o $A_1^{(13)}$ com $M_{A_1} = 1050 \pm 11$ MeV e $\Gamma_{A_1} = 195 \pm 32$ MeV e outra para o A_2 respectivamente. No Capítulo III compararemos os resultados obtidos através do modelo de dupla troca de Regge com estes dados experimentais.

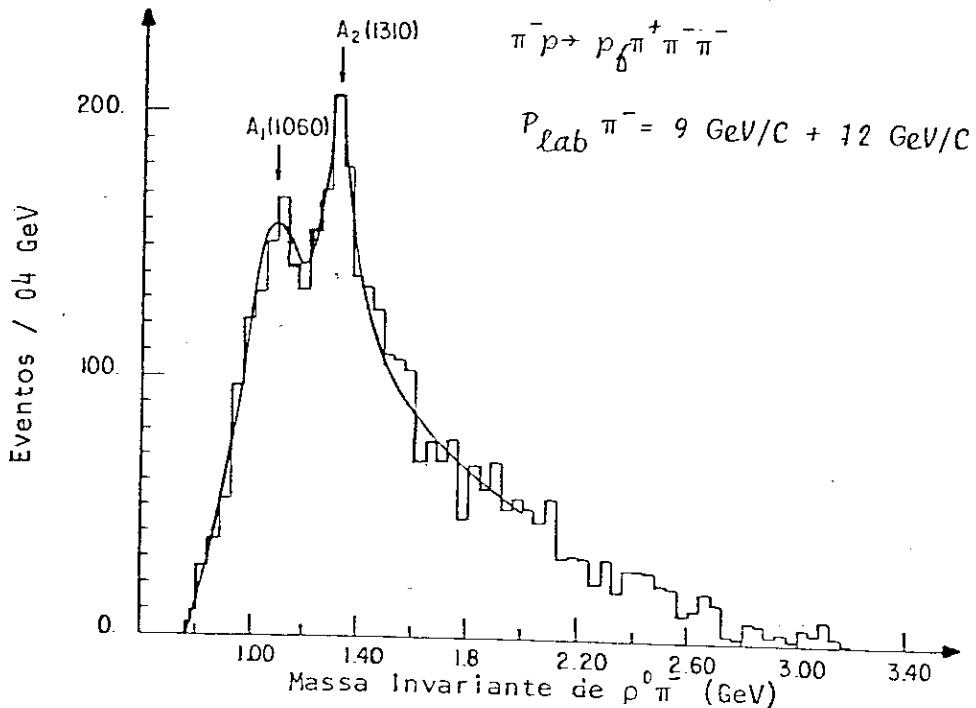


Figura 2.9 - O espectro de massa (3π) para os resultados experimentais usando $P_{lab} \pi^-$ (9 + 12 GeV/c). Ref.13.

Na Fig 2.10 mostramos a produção do A_1 para trás, na reação $K^- p \rightarrow \Sigma^- \pi^+ \pi^+ \pi^- \bar{a}$ 4.15 (GeV/c) (15.a).

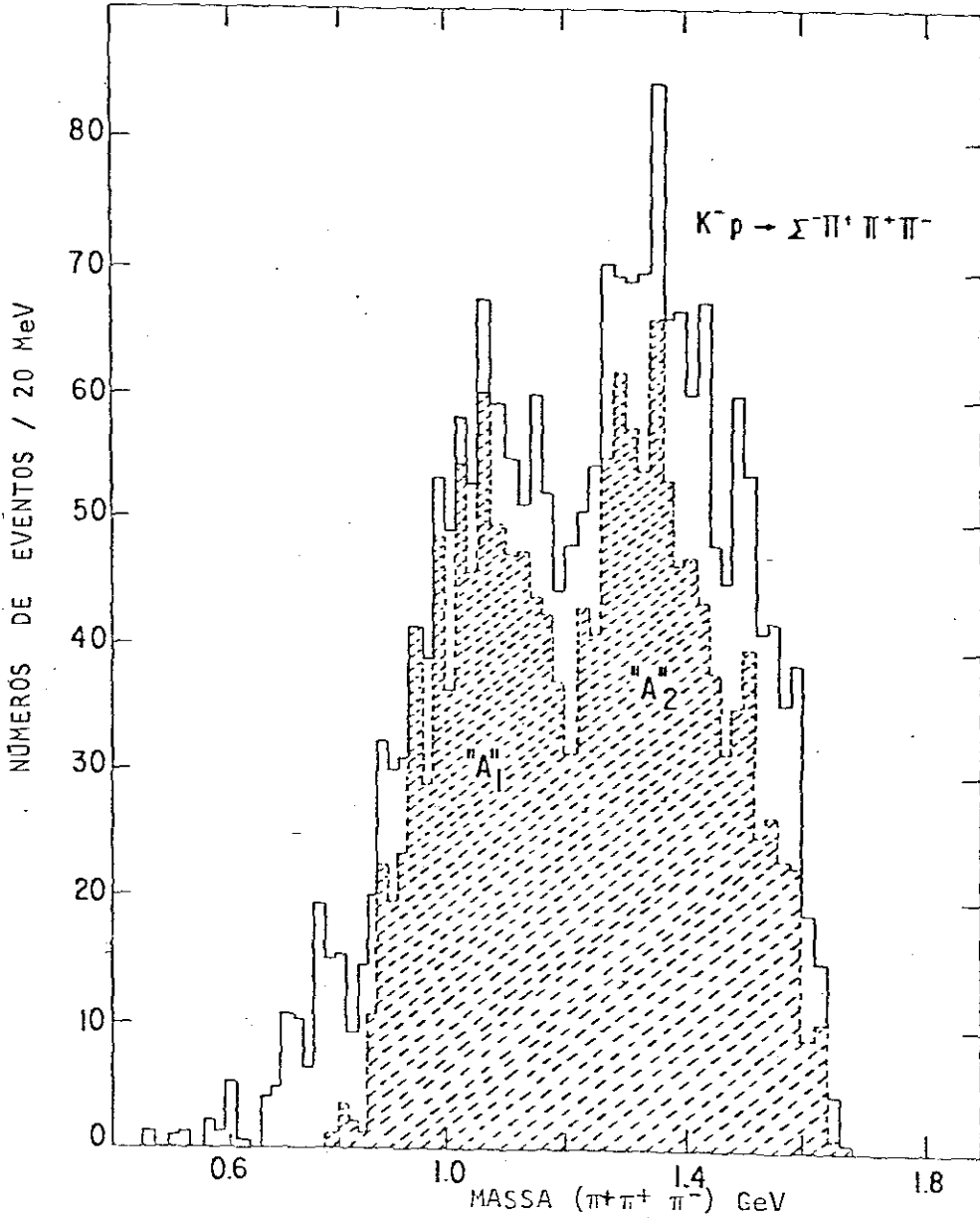


Figura 2.10 Espectro de massa dos (3π) para a reação $K^- p \rightarrow \Sigma^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ a 4.15 GeV/c, ref. (15.a)

A análise de ondas parciais destes resultados conforme mostra a Fig.2.11, apresenta um pico em torno da massa invariante de $\rho^0 \pi^+$ na onda $S(\ell=0)$ para $J^P = 1^+$, o que pode ser interpretado como uma evidência para o A_1 . Enquanto os resultados para outros Spin-Paridade não apresentam nenhuma indicação que possa ser comparada ao que se espera para o A_1 .

O método da análise de ondas parciais consiste em se observar o ângulo de interferência ($\Delta\theta$) entre duas ondas parciais produzidas por uma mesma reação, em função da massa invariante. Se, no intervalo de massa onde se define o objeto que se está estudando, $\Delta\theta$ variar de pelo menos $\pi/2$ ao passar pela massa deste objeto, então pode-se concluir que certamente um dos objetos em interferência é uma ressonância. Mas se o $\Delta\theta$ não variar então temos duas possibilidades: a) ou não existe ressonância; b) ou existe duas ressonâncias interferindo destrutivamente.

Em todos os casos faz-se interferir todas as ondas parciais produzidas para se obter uma solução não ambígua. Na Fig.2.12, apresentamos o resultado da interferência do A_1 com várias ondas parciais do sistema (3π). (Ref. 15 .b).

Na Fig.2.12.a, observa-se que a onda 1^+S do sistema ($\rho\pi$), oferece a possibilidade de apresentar o A_1 como uma ressonância. Este estado foi comparado com as demais ondas parciais do sistema (3π), [Figs.2.12.c, 2.12.d, 2.12.e e 2.12.f]. A análise dos ângulos de interferência não apresentou nenhuma variação de fase pronunciada ($\Delta\theta \geq \pi/2$), que nos permita concluir que este objeto é uma ressonância, Fig.2.12.b.

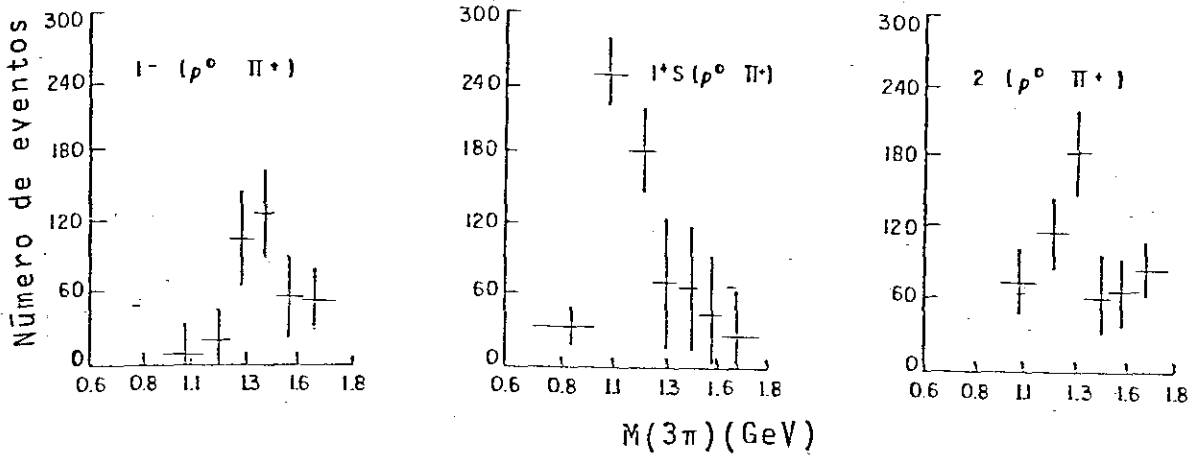
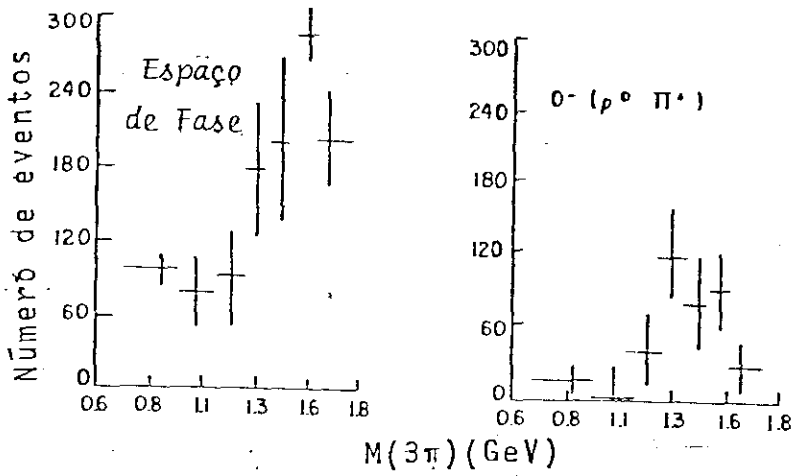


Figura 2.11 - Espectro de Massa para a reação $K^- p \rightarrow \Sigma^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$ a 4.15 GeV/c onde é feita a análise de ondas parciais. Ref 15.a .

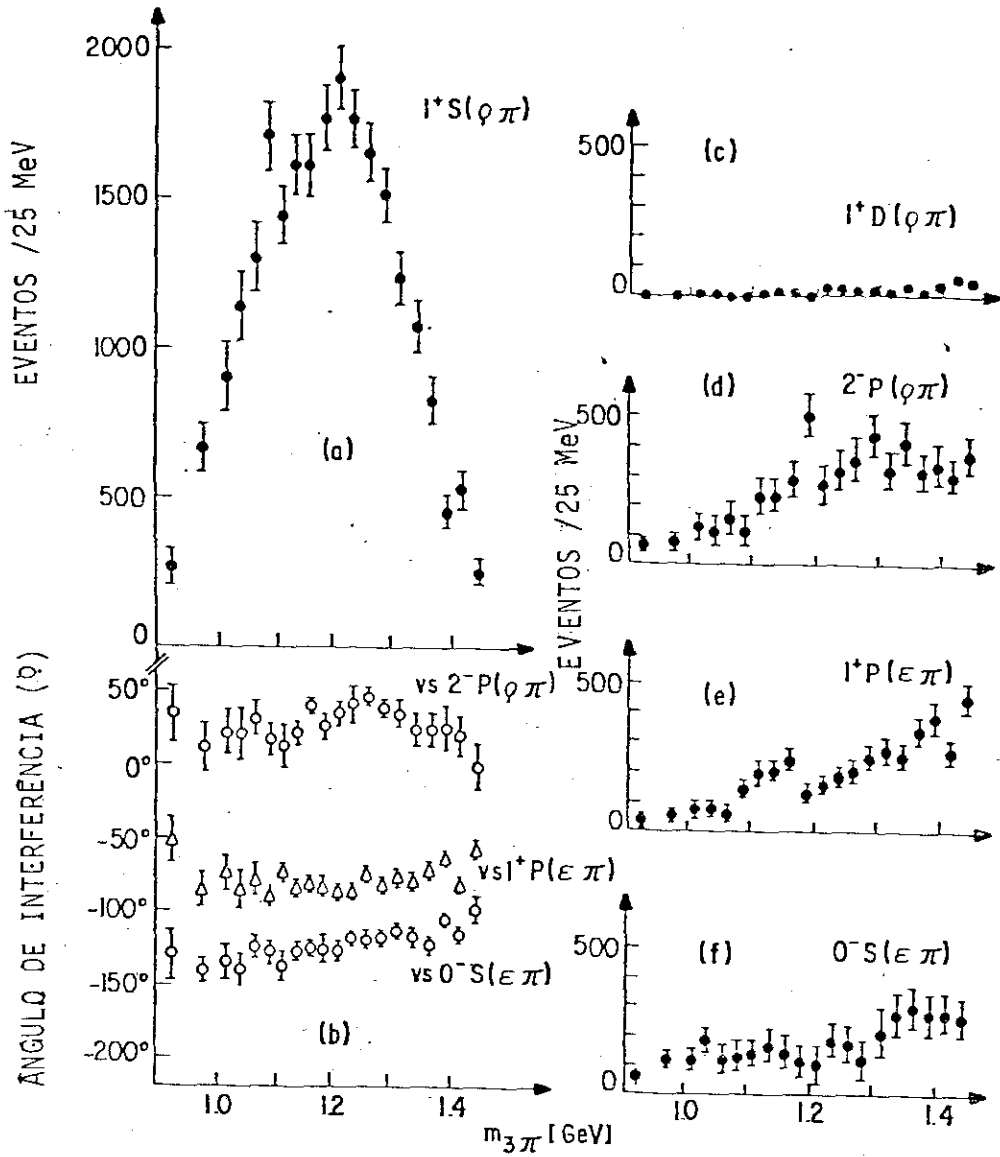


Figura 2.12-Intensidade das diferentes ondas parciais e do ângulo de interferência na região do A_1 para a reação $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- p$ com o π^- incidente com momento de 25 e 40 GeV/c. Ref 15.b.

Na Fig.2.13, apresentamos os resultados da análise de ondas parciais do sistema $(\pi^-\pi^-\pi^+)$ para a reação difrativa $\pi^-\rho \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\rho$ tendo o π^- incidente momento de 63 e 94 GeV/c, [ref. 16], resultados obtidos para vários valores diferentes do momento transferido (t'), entre o π^- incidente e o A_1 . A análise de ondas parciais desta experiência demonstra de forma clara a detecção do A_1 .

Na Fig.2.13, além dos dados experimentais é mostrado o resultado do ajuste feito pelos autores da ref.16, levando em conta somente a produção do A_1 através do reespalhamento do $(\rho\pi)$, (curva contínua) e o ajuste devido a contribuição do efeito Deck, curva pontilhada.

Foi realizada a análise da variação do ângulo de interferência ($\Delta\theta$) em função da massa invariante (3π). Os autores da ref. 16 fizeram interferir a onda $1^+S(\rho\pi)$ com a onda $2^+D(\rho\pi)$ e obtiveram uma variação de fase relativa de $\approx \pi/2$, conseguindo assim, uma forte evidência para um A_1 ressonante. A massa e a largura encontradas são 1280 MeV e 300 MeV, respectivamente.

Chamamos a atenção para o fato de que a única contribuição levada em conta foi aquela referente ao gráfico de via t correspondente a troca do π , "Deck ingênuo", o que não é correto, pois deve-se levar em conta todos os três gráficos para se obter um bom resultado.

Trataremos agora do A_1^0 . Já mencionamos o fato de que tem sido particularmente difícil a detecção do A_1^0 em reações de troca de carga [ref. 3], tanto que só recentemente (1981)

Eventos para a combinação

$$P_{lab} \pi^- = 63 \text{ GeV}/c + 94 \text{ GeV}/c$$

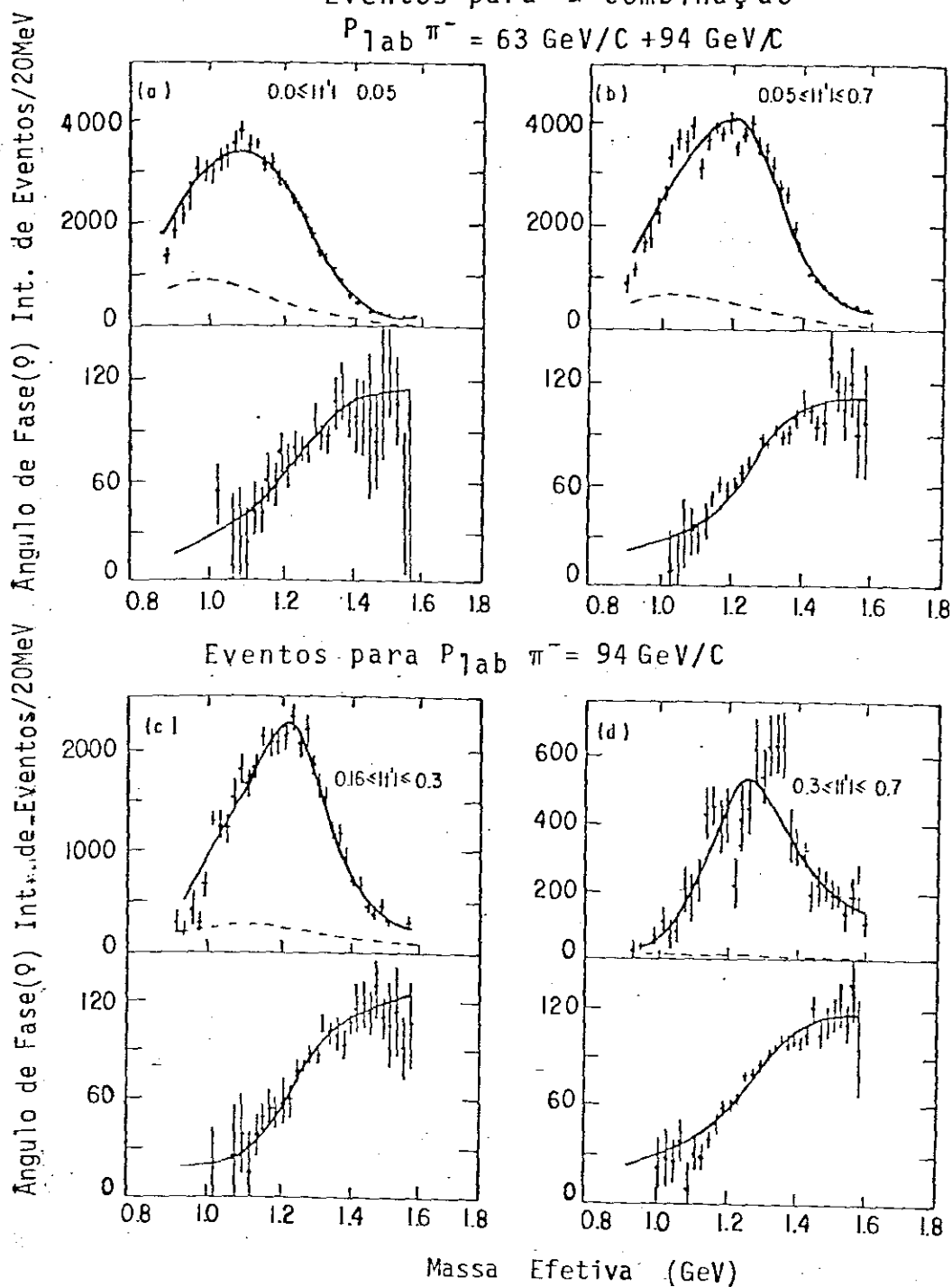


Figura 2.13 - Resultados obtidos para um "A₁ ressonante mais reespalhamen to do tipo Deck". As figuras (a) (b) (c) e (d) indicam diferentes intervalos em t'. Reação $\pi^- p \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+ p$, ref 16.

uma variação pronunciada de fase na produção do A_1^0 foi observada⁽¹⁰⁾, confirmando a interpretação ressonante desse mēson. Tam bē m do ponto de vista teōrico a situaçāo ē bastante confusa como pode-se ver pela tabela 2.3, [ref. 17] onde sāo apresentadas vārias prediçōes da seçāo de choque para o A_1^0 .

Tabela. 3

Método usado	P_{lab} (GeV/c)	Reaçāo	σ_t (teōrico) (μb)			$\sigma_{exp.}$ (μb)
			$M_{A_1}=1.1$ (GeV)	$M_{A_1}=1.3$ (GeV)	$M_{A_1}=1.5$ (GeV)	
Sem onda D para $A_1 \rightarrow \rho\pi$	7.	$\pi^+ p \rightarrow A_1^0 \Delta^{++}$	1.7	0.8	0.4	< 2 (3.c)
	15.		0.7	0.3	0.4	< 0.5 (3.c)
	8.4	$\pi^- p \rightarrow A_1^0 n$	2.0	0.9	0.6	
Resultados de $SU(6)_w$	7.	$\pi^+ p \rightarrow A_1^0 \Delta^{++}$	16.0	2.4	0.9	
	15.		6.0	1.1	0.5	
	8.4	$\pi^- p \rightarrow A_1^0 n$	16.0	2.8	1.2	
Resultados de Álgebra de Corrente	7.	$\pi^+ p \rightarrow A_1^0 \Delta^{++}$	72.0	2.3	9.0	
	15.		28.0	10.0	4.7	
	8.4	$\pi^- p \rightarrow A_1^0 n$	69.0	26.0	12.0	

Tabela 3 - Algumas prediçōes para a seçāo de choque do A_1^0

Ref. 17.

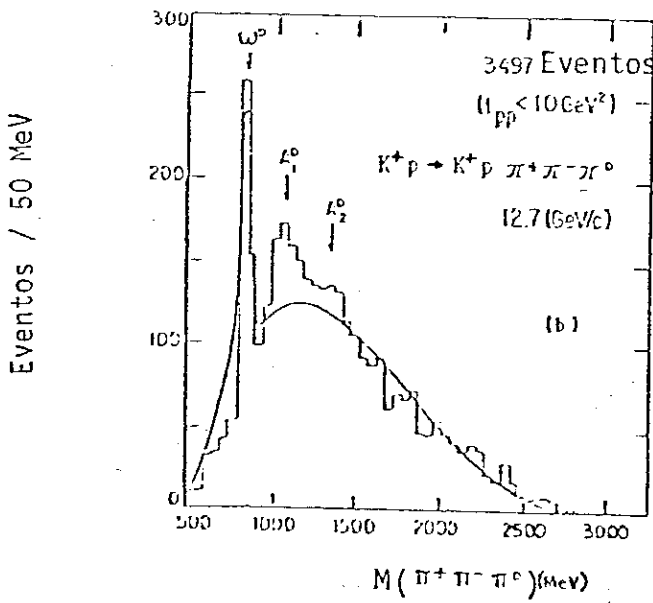
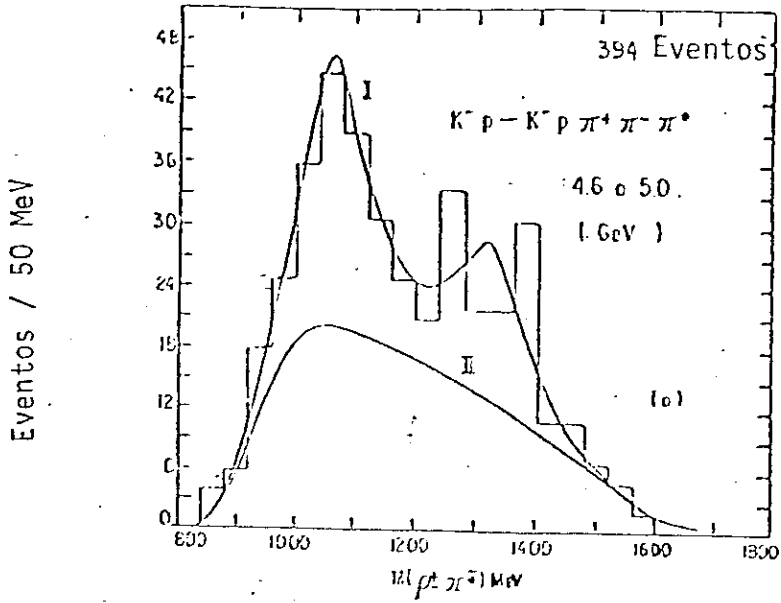


Figura 2.14- Espectro de Massa dos $(3\pi)^0$ na produção do A_1^0 . Eventos tira

dos da reação :

a) $\kappa^- p \rightarrow \kappa^- p \pi^+ \pi^- \pi^0$ \bar{a} 4,6 e 5,0 GeV/c . Ref.18.a.

b) $\kappa^+ p \rightarrow \kappa^+ p \pi^+ \pi^- \pi^0$ \bar{a} 12.7 GeV/c . Ref. 18.b.

Conforme podemos observar pela Tabela 3 as previsões da seção de choque diferem bastante para valores diferentes atribuídos à massa do A_1^0 . Pode-se observar ainda que para cada método teórico usado são encontrados valores bem diferentes para a seção de choque. Além disso dispõe-se de poucos dados experimentais sobre o A_1^0 . Em outras experiências tais como aquelas apresentadas na ref. 18, identifica-se o A_1^0 no espectro de massa do sistema $(\pi^+\pi^-\pi^0)$. Em ambas as reações a distribuição de massa (Fig.2.14) apresenta um pico em torno de 1.05 (GeV) associado ao A_1^0 .

A Fig. 2.14.a apresenta a produção do A_1^0 e o decaimento do A_1^0 na reação $K^-p \rightarrow K^-\pi^-\pi^+p\pi^0$. A curva I é um ajuste feito com uma função ressonante do tipo Breit-Wigner. Este ajuste evidencia a produção do A_1^0 no sistema $(\rho^+\pi^-)$ com uma massa de 1060 MeV e largura de 120 MeV. A curva II é a contribuição do espaço de fase para o ajuste da curva I.

Quanto ao Spin e a Paridade do A_1^0 os autores deste trabalho [ref. 18.a], não puderam afirmar qual é, pois os resultados experimentais deixaram dúvidas entre os valores 0^- e 1^+ .

A Fig.2.14.b apresenta as propriedades do A_1^0 na reação $K^+p \rightarrow K^+p(\pi^+\pi^-\pi^0)$, onde o momento do K^+ incidente é 12.7 GeV/c, [ref. 18.b]. A curva contínua representa o ajuste dos resultados experimentais feita por um polinômio. Os autores da [ref. 18.b] atribuíram ao A_1^0 uma massa de 1030 MeV e largura de 120 MeV. Encontram também uma seção de choque de 40 μ b.

Existe uma série de reações onde o A_1^\pm é observado e é favorecida uma interpretação ressonante, mas apresentam for-

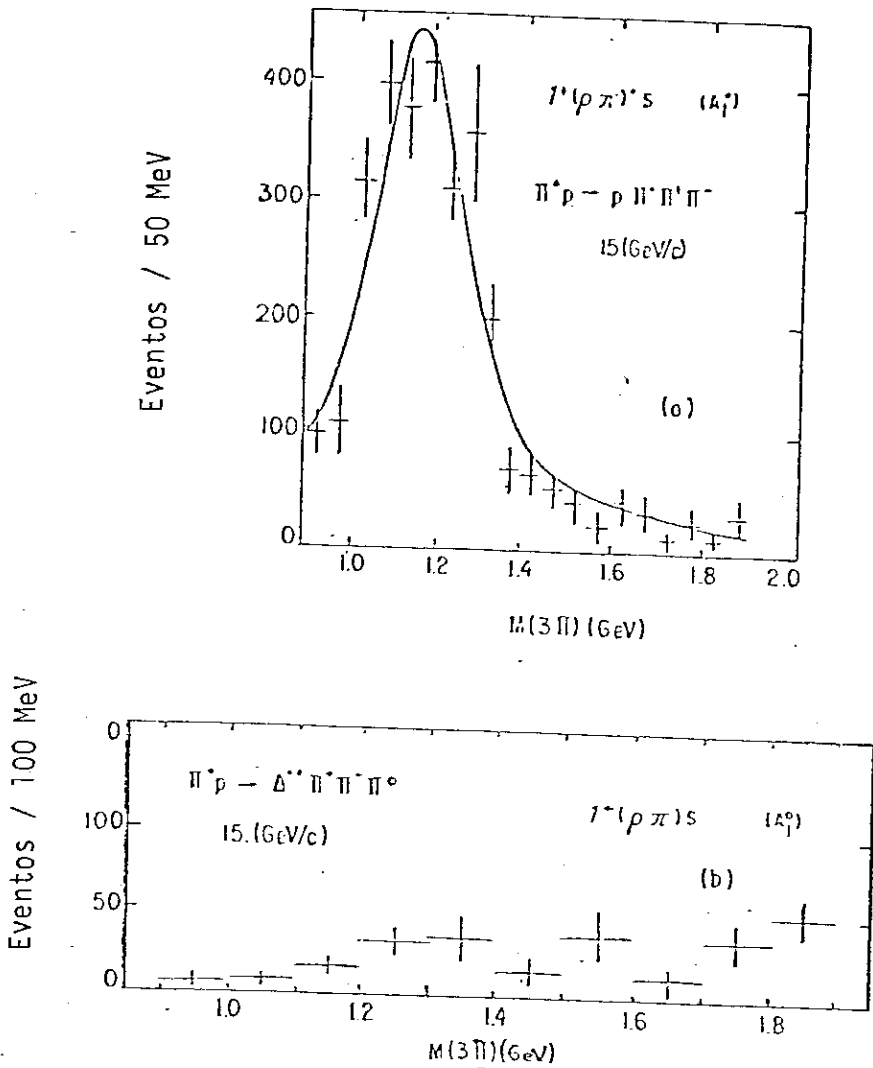


Figura 2.15- a) Dependência da onda parcial $S(l=0)$ para $J^P=1^+$ do sistema $(\rho\pi)^+$ na reação $\pi^+p \rightarrow p(\pi^+\pi^+\pi^-)$ onde o π^+ incidente tem um momento de 15 GeV/c.
 b) Dependência da onda parcial $S(l=0)$ do sistema $(\rho\pi)^0$ com $J^P=1^+$, na reação de troca de carga $\pi^+p \rightarrow \Delta^+\pi^+\pi^+\pi^0$ Ref. 3, c.

te cancelamento do A_1^0 . Um exemplo do que dissemos \bar{e} mostrado na Fig.2.15, [ref. 3.c].

Na Fig.2.15.a o A_1^+ \bar{e} claramente visível na onda $1^+S(\rho\pi)$ da reação $\pi^+p \rightarrow p(\pi^+\pi^+\pi^-)$. Os autores da [ref. 3.c] usaram uma função do tipo Breit-Wigner para ajustar a distribuição experimental. Com esse ajuste eles encontraram uma massa de 1152 MeV e largura de 264 MeV, o que concorda com os valores mais atuais sobre o A_1 .

A Fig.2.15.b mostra o resultado obtido para a distribuição de massa invariante do sistema $(3\pi)^0$ para a reação de troca de carga $\pi^+p \rightarrow \Delta^{++}\pi^+\pi^-\pi^0$. Conforme pode-se verificar não foi observado nenhum pico que evidencie a presença do A_1^0 ressonante na onda $1^+S(\rho\pi)$.

Na Fig.2.16, apresentamos a primeira experiência(1981) onde foi detectado o A_1^0 em uma reação difrativa de troca de carga: $\pi^-p \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0n$, onde o π^- incidente tem um momento de 8.45 GeV/c. Também foi detectado o m \bar{e} son H. [ref.10].

Os ajustes apresentados na Fig.2.16 foram feitos por uma função do tipo Breit-Wigner, curvas pontilhadas e usando reespalhamento do $(\rho\pi)^0$, curvas contínuas.

A Fig.2.16.a apresenta um pico pronunciado em uma massa em torno de 1.13 GeV. Com os números quânticos do m \bar{e} son H, ou seja: $01 + \rho S 0 +$. A notação usada \bar{e} : IJP (isobar) $LM\eta$ onde: I \bar{e} o isospin da onda considerada, J \bar{e} seu Spin, P \bar{e} a Paridade, isobar \bar{e} o m \bar{e} son ρ que aparece em todas as ondas, L \bar{e} o momento angular da referida onda, M \bar{e} sua helicidade no canal t e η \bar{e} sua paridade natural ou não natural. A Fig.2.16.b apresen

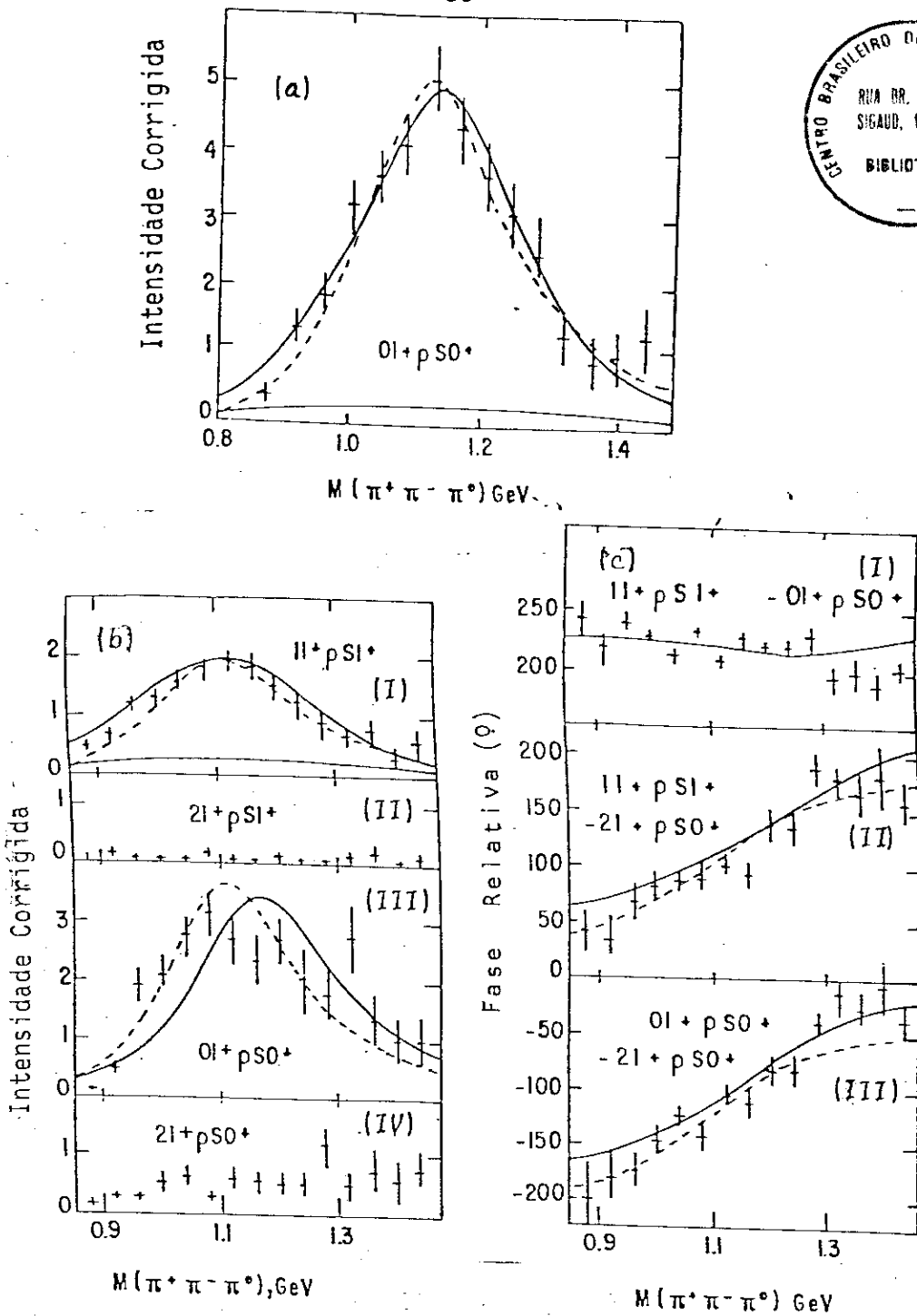
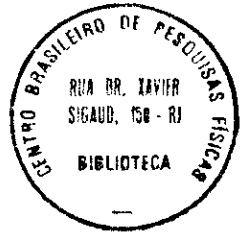


Figura 2.16 Espectro de massa dos (3π) para a onda parcial $1^+S(\rho\pi)$. (a) Resultado da análise de ondas parciais da [ref.10] para o H. (b) Resultado da [ref.10] para o A_1 . (c) Fase relativa entre diferentes conjuntos de números quânticos: (I) representando o A_1 versus o H; (II) o A_1 versus um estado exótico; (III) o H versus um estado exótico

ta a onda que tem os números quânticos do méson A_1 , ou seja a onda $11 + \rho S1 +$, Fig. 2.16.b (I).

Além disso são apresentadas outras ondas parciais nas figs. 2.16.b (II), 2.16.b(III) e 2.16.b(IV).

A Fig. 2.16.c (I) mostra a fase relativa entre o $A_1(11+ + \rho S1 +)$ e o $H(01 + \rho S0 +)$. As Figs. 2.16.c (II) e 2.16.c (III) mostram claramente que o A_1 e o H são boas ressonâncias.

Para concluir se as ondas parciais apresentadas na Figs 2.16.a e 2.16.b (I) correspondem aos mésons H e A_1 os autores da [ref.10] fizeram a interferência dessas duas ondas obtendo a fase do A_1 relativa ao H praticamente constante. Fig 2.16.c (II). Para ter certeza que cada um deles é de fato uma ressonância, eles interferiram o A_1 com um estado exótico (não ressonante), Fig. 2.16.c (II) e depois o méson H com o estado exótico. Fig. 2.16.c (III). Com esse procedimento eles obtiveram em ambos os casos uma variação de fase de $\approx 150^\circ$ o que confirma a interpretação ressonante para o A_1 e o H .

Ajustando os resultados experimentais com uma fórmula do tipo Breit-Wigner, eles conseguiram os seguintes resultados:

$$M_{A_1} \approx 1240 \text{ MeV} \quad , \quad \Gamma_{A_1} \approx 380 \text{ MeV}$$

$$M_H \approx 1190 \text{ MeV} \quad , \quad \Gamma_H \approx 320 \text{ MeV}$$

Observamos que são necessários mais dados experimentais para tornar possível a confirmação dos vários experimentos de troca de carga.

2.5 - O DECAIMENTO DO τ E AS INTERAÇÕES LEPTON-HADRON

Experiências recentes (1978) do tipo Lepton-Hadron [ref. 19], vieram fortalecer uma interpretação ressonante para o méson A_1 . Os autores da ref. 19.a estudaram a reação $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \nu\bar{\nu} + \nu\rho^0\pi$ e interpretaram o decaimento $\tau \rightarrow \nu\rho^0\pi$ como um possível decaimento $\tau \rightarrow \nu A_1$. Na Fig.2.17.a apresentamos o resultado da distribuição de massa invariante ($\pi^+\pi^+\pi^-$) para a reação $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, onde $\tau \rightarrow (\rho\pi)\nu_\tau$.

Através da Fig.2.17, podemos observar que a distribuição de massa invariante $M(\pi^+\pi^+\pi^-)$ é uma evidência para o méson A_1 . A curva contínua é conseguida através da normalização com uma fórmula do tipo Breit-Wigner, com os seguintes parametros: $M_{A_1} = 1.1 \text{ GeV}$ e $\Gamma_{A_1} = 0.25 \text{ GeV}$. [ref. 19 .a].

Para analisar o sistema $A_1(\rightarrow\rho\pi)$ no modo de decaimento semi-lepiônico $\tau \rightarrow A_1\nu_\tau \rightarrow (\rho\pi)\nu_\tau$ tem sido empregadas técnicas diferentes com o objetivo de esclarecer os problemas de reações puramente hadrônicas.

O elemento de matriz para esses decaimentos [ref20] é escrito, $M = \ell_\mu H_\mu$ onde $\ell_\mu H_\mu$ representam o vértice semi-leptônico e hadrônico, mostrado na Fig.2.18, sendo

$$\ell_\mu = \bar{u}_{\nu_\tau} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u_\tau$$

e

$$H_\mu = \left[\xi_\mu^{(p)} - Q_\mu \frac{\xi^{(p)} \cdot p^{(\pi)}}{M^2} \right] F_1(M^2) + \xi^{(p)} \cdot p^{(\pi)}$$

$$\left[\Delta_\mu - Q_\mu \frac{M^2 - M_\pi^2}{M^2} \right] F_2(M^2)$$

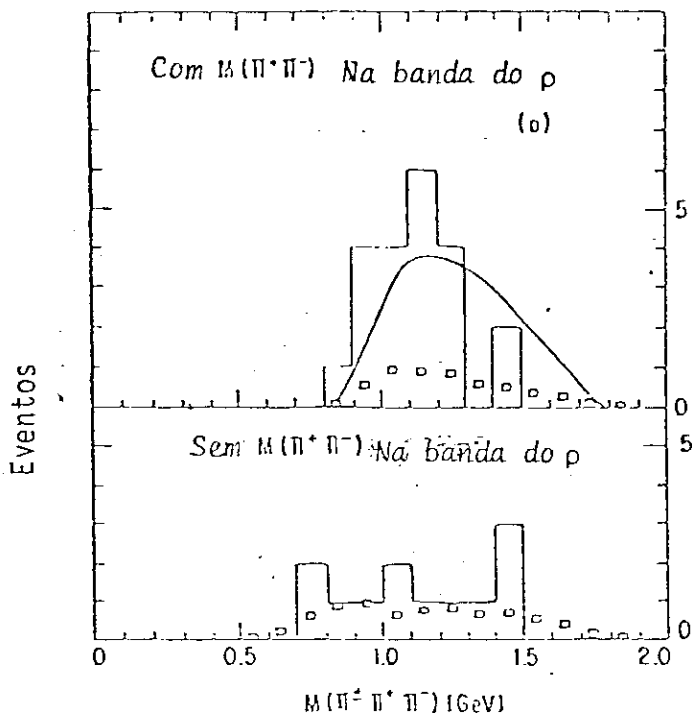


Figura 2.17 - Espectro de Massa invariante do sistema (3π) para a reação $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. Ref.19.a.

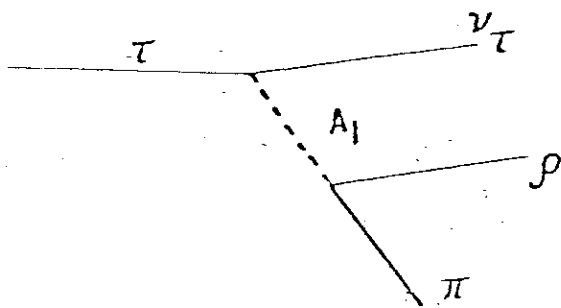
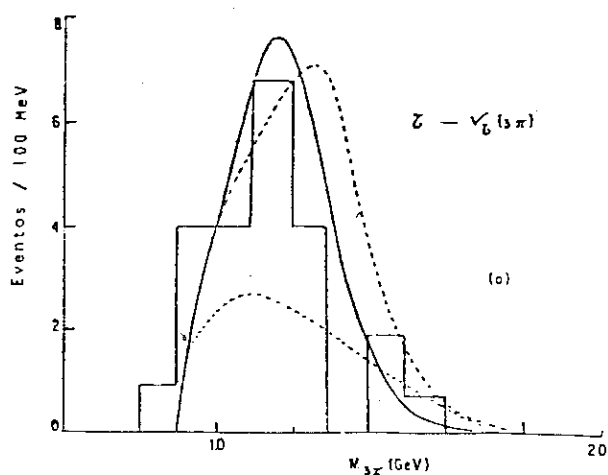
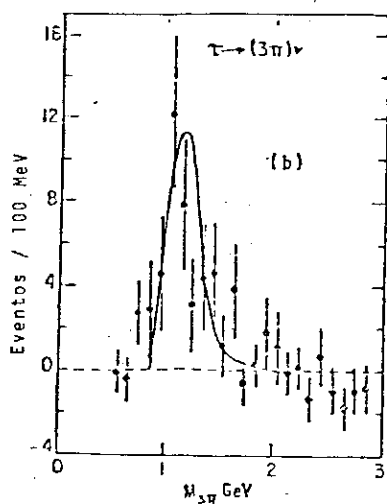


Figura 2.18 - Decaimento do $\tau \rightarrow \nu_\tau (3\pi)$. Ref.20.



(a)



(b)

Figura 2.19 - O espectro de Massa do sistema (3π)

(a) As curvas são os resultados dos cálculos obtidos pelos autores da ref. 20, em comparação os dados experimentais publicados na ref. 19.a

(b) A curva contínua é o cálculo feito pelos autores da ref. 20 e os dados experimentais são tirados da ref. 19.b

onde $Q = p^{(\rho)} + p^{(\pi)}$, $\Delta = p^{(\rho)} - p^{(\pi)}$, $M^2 = Q^2$ e $\xi_{\mu}^{(\rho)}$ representa o quadri-vetor polarização do ρ .

Pode-se verificar pela Fig.2.19, que o elemento de matriz acima quando aplicado a essas reações oferece bons resultados (curva contínua) ao ser comparado com os resultados de dissociação difrativa.

Na Fig.2.19.a apresentamos os três gráficos para três soluções encontradas pelos autores da ref. 20 ao fazerem uso do elemento de matriz $M = \ell_{\mu} H_{\mu}$.

Na primeira solução (curva contínua) os autores da ref. 20 encontraram $M_{A_1} = 1185 \text{ MeV}$ e largura de 395 MeV .

Na segunda solução (curva tracejada) os autores da ref. 20 encontraram $M_{A_1} = 1383 \text{ MeV}$ e largura de 425 MeV .

Na terceira solução (curva pontilhada), os autores da ref.20 fizeram $F_2(M^2) = 0$, tomando somente a contribuição do elemento de matriz da interação fraca.

Na Fig.2.19.b foram empregados os mesmos critérios da primeira solução citada acima.

Para concluir os autores da ref. 20 acreditam ter estabelecido os seguintes parâmetros para a ressonância A_1 : $M_{A_1} = 1180 \pm 50 \text{ MeV}$, $\Gamma = 400 \pm 50 \text{ MeV}$.

Tem sido sugerido que as interações Lepton-Hadron na região difrativa, são uma forte indicação para a produção ressonante do A_1 . Acreditamos que o enfoque correto ao interpretar essas reações nesta região é aquele que leva em conta a contribuição de duas componentes na amplitude, ou seja: a componente Ressonante e a Deck.

Na Fig.2.20 apresentamos os diagramas correspondentes as duas possíveis contribuições para uma interação Lepton-Hadron.

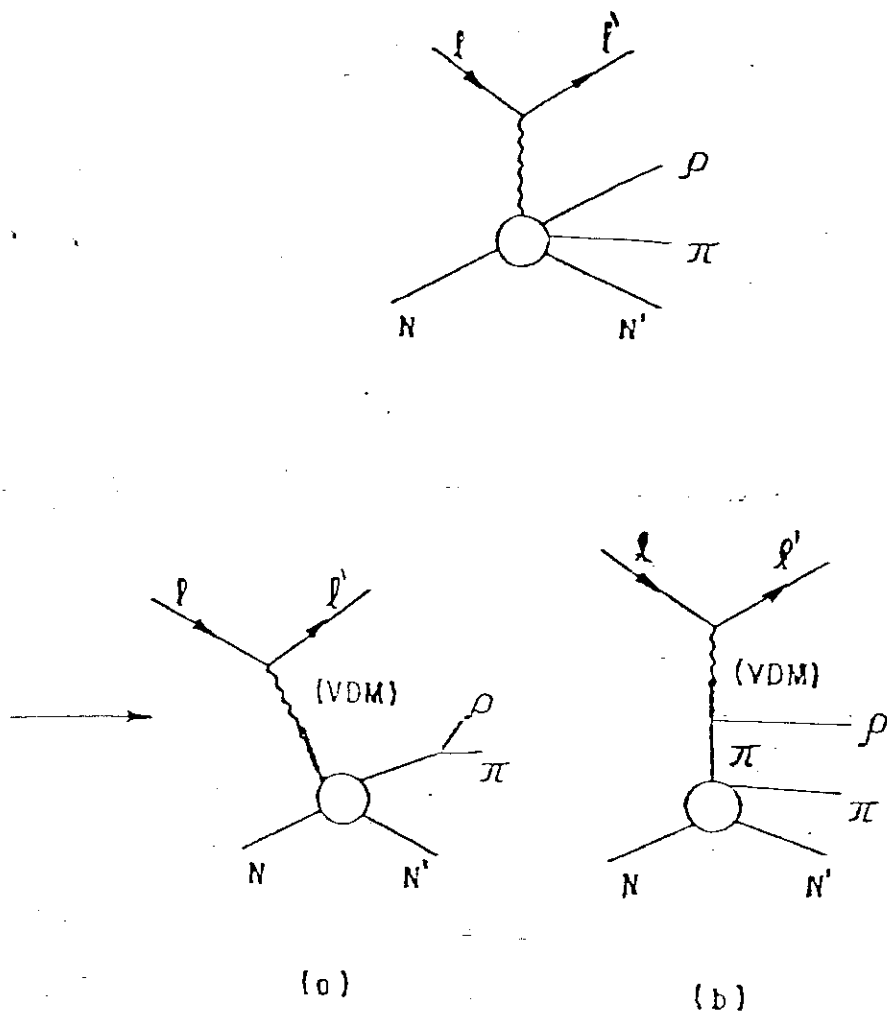


Figura 2.20 - Possíveis diagramas para a reação $lN \rightarrow l'(\rho\pi)N'$: (a) Contribuição ressonante; (b) Contribuição Deck.

Nesta seção tratamos do m̄eson A_1 , para mostrar a importância deste objeto no contexto das ressonâncias previstas pelo noneto do $SU(3)$, $J^P = 1^+$ e um grande número de sugestões teóricas ligadas à sua determinação.

2.6 - CONCLUSÃO

Neste Capítulo apresentamos as principais propriedades sobre os mésons de Spin-Paridade 1^+ . Tratamos dessas ressonâncias apresentando vários resultados experimentais e teóricos e realizando uma análise bem ampla sobre o assunto.

Foi dada maior ênfase ao estudo do A_1 , pois ele suscitou grande número de trabalhos experimentais e teóricos, oferecendo assim, grande contribuição para o completo entendimento das partículas de Spin-Paridade 1^+ .

Desde o aparecimento das primeiras ressonâncias até o momento atual, muitos fatos foram esclarecidos sobre os mésons acima, mas conforme foi dito alguns pontos necessitam ser esclarecidos.

Creemos portanto, que este trabalho trará alguma contribuição neste sentido.

Relacionamos a seguir alguns pontos importantes tratados neste Capítulo.

i) Os estados A_1^\pm são bem conhecidos e observados numa gama de diferentes experimentos.

ii) A grande quantidade de estados na região de massa do A_1 foi responsável pelas dificuldades de determinação deste méson como uma boa ressonância.

iii) O A_1^0 apesar das dificuldades de observação foi finalmente visto na reação $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 n$, juntamente com o H.

iv) As principais propriedades dos mésons de Spin-Paridade 1^+ estão relacionadas na Tabela 1.

v) Do ponto de vista teórico, cremos que o enfoque

mais completo para a descrição desses m̄sons deve levar em con
ta os aspectos cinemáticos e ressonantes ao mesmo tempo sem
cair no erro de efetuar dupla contagem.

CAPÍTULO III

3.1 - INTRODUÇÃO

No Capítulo II fizemos uma rápida revisão das partículas de Spin-Paridade 1^+ dando maior ênfase ao A_1 , por ter este estado, contribuído bastante para o entendimento dessa família de mésons $J^P = 1^+$.

Foram sobretudo os problemas encontrados para uma clara determinação deste objeto (A_1) que produziu a maior parte da literatura no assunto. Ainda naquele Capítulo II também mostramos o modelo de dupla troca de partículas que reproduz qualitativamente bem os resultados experimentais do espectro de massa.

O modelo de dupla troca de Regge, conforme verificamos, representa uma grande evolução no estudo teórico dos processos $2 \rightarrow 3$. Ele é muito versátil podendo ser usado em reações não difrativas ($\alpha_2 = \alpha_{\text{reggeon}}$) ou difrativa ($\alpha_2 = \alpha_P$), que corresponde justamente ao modelo D.H.D.

Derivaremos a seguir a amplitude de duplo - Regge e posteriormente aplicaremos à reação

$$\pi^- p \rightarrow p(3\pi)^- \quad (3.1)$$

para analisar a produção do A_1^- .

3.2 - O MODELO DE DUPLA TROCA DE REGGE

No Apêndice C em que tratamos da dualidade e da fórmula de Veneziano, verificamos que a amplitude de Veneziano, em altas energias ($s \rightarrow \infty$) tem o comportamento de Regge⁽²¹⁾, ou seja:

$$A(s, t, u) \approx [1 + e^{i\pi\alpha(t)}] (\alpha's)^{\alpha(t)} \Gamma(-\alpha(t)) \quad (3.2)$$

Daqui para frente simplificaremos a notação usando $\alpha(t) = \alpha$. No mesmo Apêndice com o auxílio da Fig. C.3, podemos observar que para um processo $2 \rightarrow 2$, são necessários dois gráficos de dualidade para isolar um reggeon.

O gráfico da Fig. C.3.a contribui com uma amplitude do tipo

$$A^{(a)}(s, t) = (-s)^\alpha \Gamma(-\alpha) \quad (3.3)$$

O gráfico da Fig. C.3.b contribui com uma amplitude do tipo

$$A^{(b)}(s, t) = \tau(s)^\alpha \Gamma(-\alpha) \quad (3.4)$$

A amplitude de Regge que descreve o processo acima é constituída pela soma dessas duas amplitudes ou seja:

$$A(s, t) = \tau \cdot [1 + \tau e^{-i\pi\alpha}] (s)^\alpha \Gamma(-\alpha) \quad (3.5)$$

onde $(\tau = \pm 1)$ é assinatura que se associa ao cruzamento dos quarks. -

Vale observar que a amplitude de Regge apresentada na eq. 3.5 é idêntica àquela derivada no Apêndice C, eq. C.9.

Deduzimos a amplitude de Regge para um processo $2 \rightarrow 2$ a partir dos gráficos de dualidade envolvidos no processo. Tal derivação é bem simples e pode ser feita também em processos

do tipo $2 \rightarrow 3$, desde que tomemos cuidado com as descontinuidades existentes.

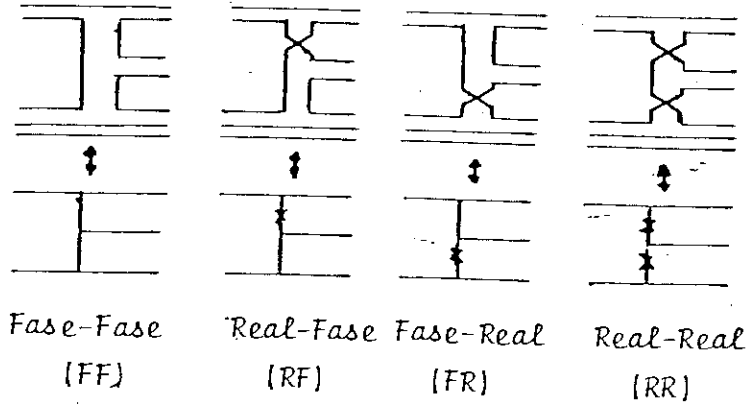


Figura 3.1 - Gráficos de dualidade para um processo $2 \rightarrow 3$ do tipo $\bar{m}eson + \bar{b}arion \rightarrow \bar{m}eson + \bar{b}arion$

No caso de um processo $2 \rightarrow 3$, como o descrito pela Fig. 3.1, teremos a troca de duas trajetórias de Regge.

Para levar em conta as descontinuidades e fases na amplitude de duplo Regge faz-se a suposição que não há descontinuidades simultâneas de Regge em canais conjugados, pois isto violaria a analiticidade. ⁽²²⁾ Para explicar o que é canal conjugado tomaremos como base a Fig. 3.2.

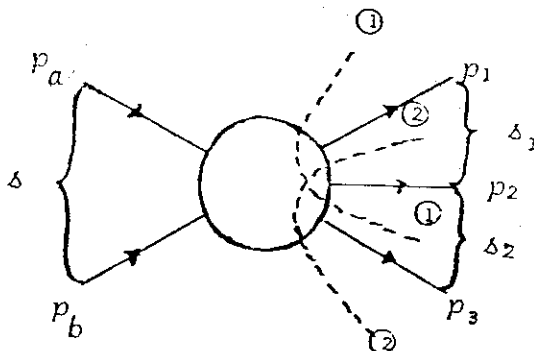


Figura 3.2 - Reação $2 \rightarrow 3$, onde são mostrados os canais 1 e 2

O canal 1 é aquele envolvido pela curva ①. O canal 2 é aquele envolvido pela curva ②. Como as curvas ① e ② se cruzam dizemos que os canais 1 e 2 são conjugados.

Devido ao fato dos canais 1 e 2 serem conjugados e pelo fato deles não poderem ter descontinuidade simultânea, a amplitude de duplo Regge não admite termos do tipo

$$(-s_1)^{\alpha_1} \cdot (-s_2)^{\alpha_2} \quad (3.6)$$

Como base na Fig. 3.1, vê-se que a amplitude de duplo Regge contém em princípio, quatro gráficos sendo um tipo "fase-fase" e a ele associamos uma fase para cada troca; um gráfico tipo "Real-Real" e a ele associamos uma assinatura para cada troca e outros dois gráficos tipo "fase-Real" e "Real-fase" aos quais associamos uma fase para as trocas da parte "fase" e uma assinatura para as trocas das partes reais.

Então, para cada gráfico temos uma expressão segundo o que estabelecemos acima, isto é:

$$A(FF) = (-s_1)^{\alpha_1} (-s_2)^{\alpha_2} V(t_1, t_2, \eta) \quad (3.7.a)$$

$$A(RF) = \tau_1 (s_1)^{\alpha_1} (-s_2)^{\alpha_2} V(t_1, t_2, \eta) \quad (3.7.b)$$

$$A(FR) = (-s_1)^{\alpha_1} \tau_2 (s_2)^{\alpha_2} V(t_1, t_2, \eta) \quad (3.7.c)$$

$$A(RR) = \tau_1 (s_1)^{\alpha_1} \tau_2 (s_2)^{\alpha_2} V(t_1, t_2, \eta) \quad (3.7.d)$$

Em princípio a função $V(t_1, t_2, \eta)$, contém o duplo polo de Regge, isto é, ela tem singularidades em t_1, t_2, η . Esta função por si só viola a regra de analiticidade que impede a

existência de dupla singularidade em canais conjugados. Além desse polo duplo as eqs. 3.7 apresentam termos da forma $(-s_1)^{\alpha_1}$. $(-s_2)^{\alpha_2}$, o que não é permitido pois os canais 1 e 2 são conjugados. Para evitar este inconveniente e tendo como guia a identidade

$$\frac{1}{\alpha_1 \alpha_2} \equiv \frac{1}{\alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1)} + \frac{1}{\alpha_2 (\alpha_1 - \alpha_2)}$$

Faz-se como hipótese a seguinte parametrização para a função V :

$$V(t_1, t_2, \eta) = V_{12}(t_1, t_2, \eta) (-\eta)^{\alpha_1} + V_{21}(t_1, t_2, \eta) (-\eta)^{\alpha_2} \quad (3.8)$$

onde

$$V_{ij} = \frac{V_0}{\alpha_i (\alpha_j - \alpha_i)} \quad (3.9)$$

sendo $i = j = 1, 2$ e $V_0 = g_1 \cdot g_2 \cdot g_3$, α_i são as trajetórias de Regge $(\alpha_i + \alpha'_i t)$. Os V_{ij} são funções regulares em t_1 , t_2 e η . O termo V_{ij} contém um sô polo em α_1 ou α_2 , pois o polo espúrio que aparentemente existiria quando $\alpha_1 = \alpha_2$, não existe devido aos zeros decorrentes do termo $(-\eta)^{\alpha_i}$. Onde,

$$\eta = \frac{\Delta}{s_1 s_2}$$

Levando-se em conta as eqs. 3.7, 3.8 e 3.9, e somando-se os quatro gráficos respectivamente, podemos escrever a amplitude de duplo Regge da seguinte forma:

$$\begin{aligned}
 A_5(\delta, \delta_j, \delta_2, t_j, t_2) &= \xi_j \cdot \xi_{2j} \delta^{\alpha_j} \cdot \delta_2^{\alpha_2 - \alpha_j} v_{j2} + \\
 &+ \xi_2 \xi_{j2} \delta^{\alpha_2} \delta_j^{\alpha_j - \alpha_2} v_{2j}
 \end{aligned}
 \tag{3.10}$$

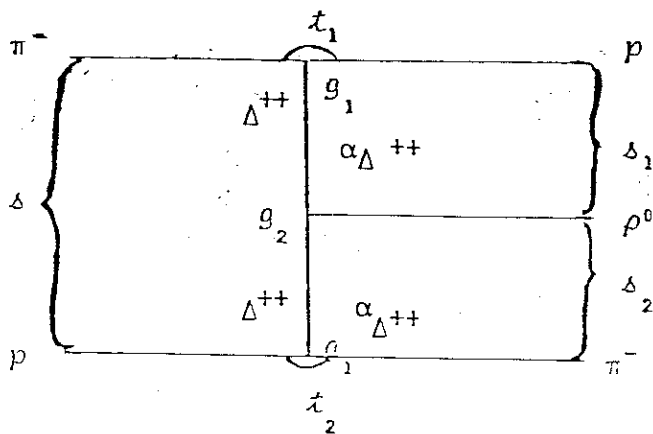
onde

$$\xi_i = \tau_i + e^{-i\pi\alpha_i}$$

$$\xi_{ij} = \tau_i \tau_j + e^{-i\pi(\alpha_i - \alpha_j)}$$

III.3 - APLICAÇÃO DO MODELO DE DUPLA TROCA DE REGGE À REAÇÃO $\pi^- p \rightarrow p(3\pi)^-$

Quando analisamos mais cuidadosamente a reação acima verificamos que na produção para trás do A_j^- ocorre a troca de duas partículas diferentes, o Δ^{++} e o p . Mostramos esse fato com a ajuda dos gráficos da Fig. 3.3.



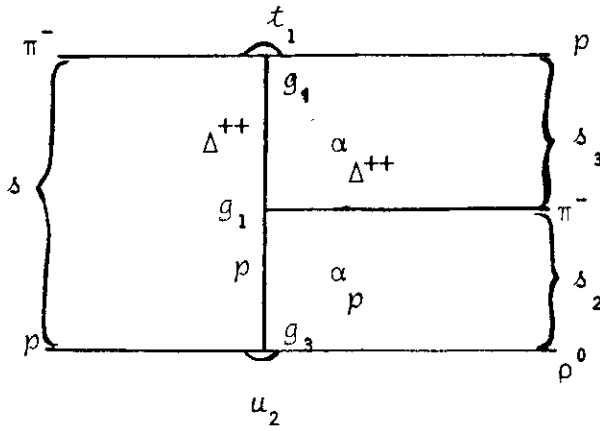


Figura 3.3 - Nesta figura indicamos os possíveis gráficos na produção do A_1^- . (a) onde é trocada apenas as partículas Δ^{++} ; (b) onde são trocadas as partículas Δ^{++} e o próton.

Na figura acima aparecem os invariantes envolvidos, cada partícula trocada e as constantes de acoplamento g_1 , g_2 e g_3 .

Através da observação da Fig. 3.3, verificamos que a amplitude total terá duas contribuições: uma devido à Fig. 3.3.a, $A(s, s_1, s_2, t_1, t_2)$; e outra devido à Fig. 3.3.b, $A(s, s_2, s_3, t_1, u_2)$.

Para explicar melhor os processos de troca que ocorrem na reação (3.1), apresentamos abaixo as Figs. 3.4 e 3.5.

Na Fig. 3.4 apresentamos os quatro gráficos de dualidade correspondentes à Fig. 3.3.a.

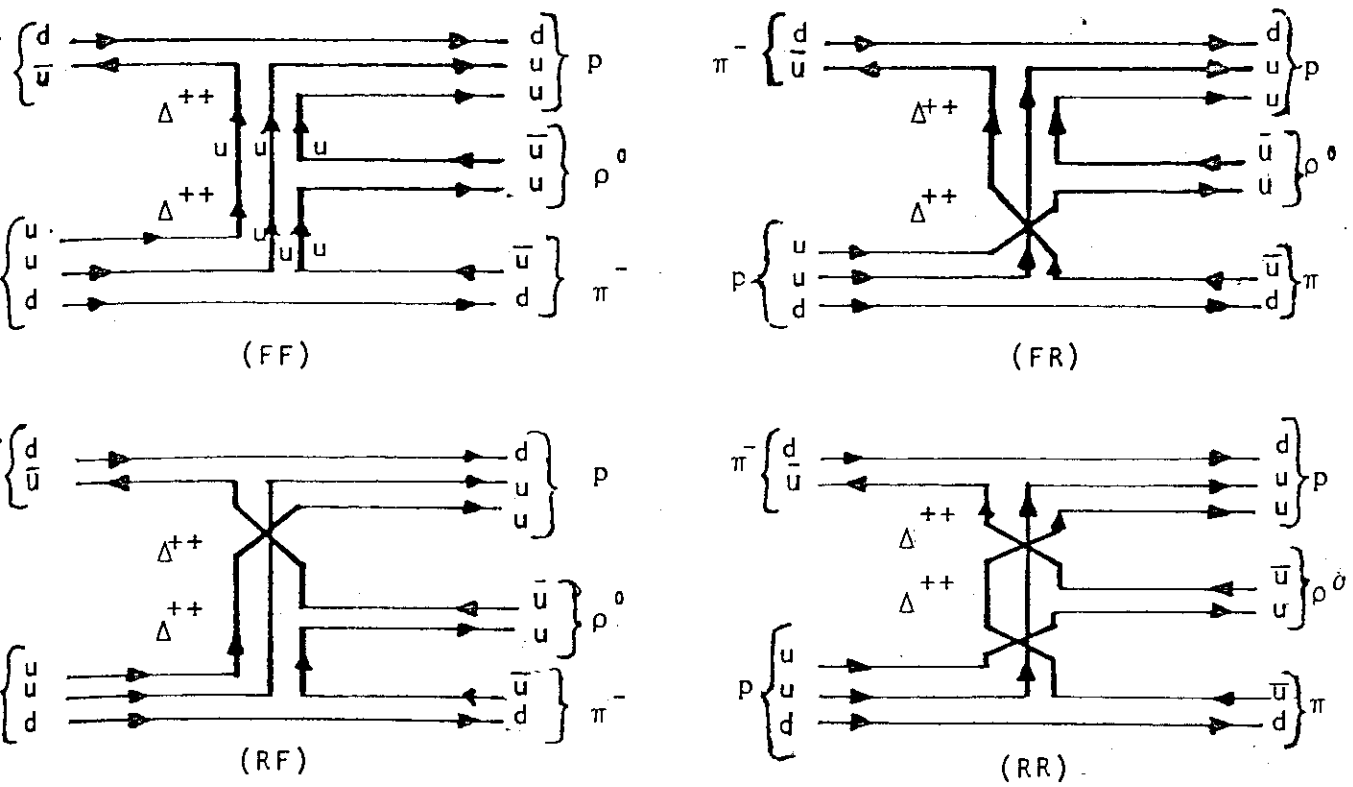


Figura 3.4 - Os quatro grãficos de dualidade onde \bar{e} trocada a partícula Δ^{++}

Na Fig. 3.5 apresentamos os quatro gr̃aficos de dualidade correspondentes ã Fig. 3.3.b.

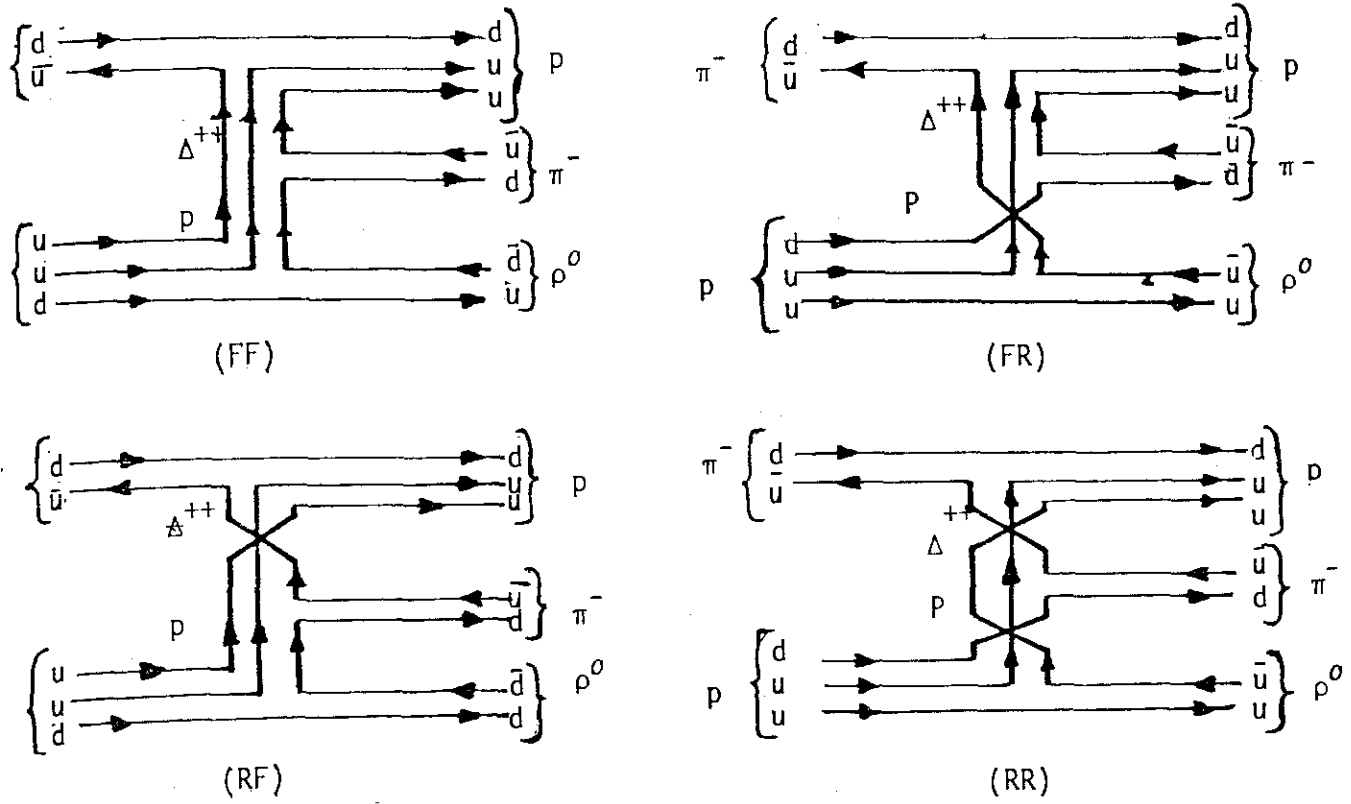


Figura 3.5 - Os quatro gr̃aficos de dualidade onde s̃ao trocadas as partícula Δ^{++} e o p .

O termo da amplitude de duplo-Regge que leva em conta o processo em que são trocadas as partículas mostradas na Fig. 3.4 é o descrito na eq. 3.10, desde que para isso façamos

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_{\Delta^{++}} .$$

Do mesmo modo que deduzimos a eq. 3.10, podemos deduzir a amplitude de duplo-Regge que leva em conta a troca das partículas mostradas na Fig. 3.5, bastando somente fazer $\alpha_1 = \alpha_{\Delta^{++}}$ e $\alpha_2 = \alpha_p$. Assim, pode-se escrever a seguinte amplitude:

$$A_5(s, s_2, s_3, t_1, u_2) = \xi_1 \xi_{21} s^{\alpha_1} s_2^{\alpha_2 - \alpha_1} V_{12} + \xi_2 \xi_{12} s^{\alpha_2} s_3^{\alpha_1 - \alpha_2} V_{21} \quad (3.11)$$

sendo:

$$\alpha_2 = \alpha_0 + \alpha'_2 \cdot u_2$$

$$V_{12} = \frac{V_0}{\alpha_1 (\alpha_2 - \alpha_1)}$$

$$V_{21} = \frac{V_0}{\alpha_2 (\alpha_1 - \alpha_2)}$$

$$\xi_2 = \tau_2 + e^{-i\pi\alpha_2}$$

$$\xi_{21} = \tau_1 \tau_2 + e^{-i\pi(\alpha_2 - \alpha_1)}$$

$$\xi_{12} = \tau_2 \tau_1 + e^{-i\pi(\alpha_1 - \alpha_2)}$$

A amplitude de duplo-Regge global tem a contribuição das eqs. 3.10 e 3.11, ou seja:

$$A = A_5(s, s_1, s_2, t_1, t_2) + A_5(s, s_2, s_3, t_1, u_2) \quad (3.13)$$

Esta amplitude depende de poucos parâmetros livres, e conforme verificaremos, apresenta bons resultados na comparação com os dados experimentais. Alguns resultados experimentais obtidos da reação(3.1), são os seguintes. ⁽¹³⁾

$$M_{A_1} = 1050 \pm 11 \text{ MeV} \quad \Gamma_{A_1} = 195 \pm 32 \text{ MeV}$$

$$\sigma_{A_1} = 0.56 \pm 0.15 \text{ } \mu\text{b} \text{ para } P_{\text{lab}} = 9 \text{ GeV}/c$$

$$\sigma_{A_1} = 0.42 \pm 0.14 \text{ } \mu\text{b} \text{ para } P_{\text{lab}} = 12 \text{ GeV}/c$$

$$b = 3.3 \pm 0.2 \text{ GeV}^{-2} \text{ para } P_{\text{lab}} = 9 \text{ GeV}/c$$

$$b = 4.0 \pm 0.3 \text{ GeV}^{-2} \text{ para } P_{\text{lab}} = 12 \text{ GeV}/c$$

A distribuição experimental do número de eventos em função da massa invariante $\rho^0\pi^-$ é mostrada na Fig. (2.3), podemos observar o aparecimento do A_1 com uma massa de aproximadamente 1060 MeV e o A_2 com uma massa de aproximadamente 1310 MeV. Usaremos a amplitude descrita pela eq. 3.13 no cálculo das diversas distribuições e seção de choque total, com o espaço de fase que apresentamos no Apêndice A. Para obtermos os resultados numéricos para cada distribuição e compararmos com os resultados experimentais, usamos o cálculo numérico via computador que envolve integrações triplas no espaço de fase.

As constantes g_1 , g_2 e g_3 indicadas no gráfico da Fig. 3.3, são as constantes de acoplamento, cujos valores⁽²³⁾ são:

$$g_1 = G_{\rho N \Delta} = \sqrt{4\pi 15} \quad , \quad g_3 = G_{\pi p p} = \sqrt{4\pi 0.3} \quad .$$

Não existe valor tabelado para a constante $g_2 = G_{\rho \Delta \Delta}$. Foi então necessário fazer uma análise inicial do comportamento da distribuição de massa invariante do sistema ($\rho^0 \pi^-$), de modo que pudessemos escolher alguns valores possíveis para $G_{\rho \Delta \Delta}^2 / 4\pi$.

Dispõe-se de muitos poucos dados experimentais para a reação 3.1, tal escassez de dados experimentais nos impossibilitou de prever com segurança um possível valor para a constante g_2 . São conhecidos alguns valores experimentais para a seção de choque na reação 3.1, conforme indicamos na tabela 4.

P_{lab} (GeV/c)	5	9	12
σ_{A_1} (μb)	3.0 ± 0.20	0.56 ± 0.15	0.42 ± 0.14

Tabela 4 - Apresentamos os resultados experimentais da seção de choque para alguns valores de P_{lab} na reação 3.1

De posse desses valores variamos o valor da constante $G_{\rho \Delta \Delta}^2 / 4\pi$, de modo que nos possibilitasse escolher as melhores distribuições $d\sigma/dM_{\rho\pi}$ e os melhores gráficos de $\sigma_t = f(s)$. Com este procedimento obtivemos os resultados tabelados, que vem a seguir, e que passamos a analisar.

$P_{lab} = 9 \text{ GeV}/c$				
$G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$	$M_{\rho\pi} (\text{MeV})$	$d\sigma/dM_{\rho\pi} (\mu\text{b}/\text{MeV})$	α'_p	$\alpha'_1 = \alpha'_2$
823	1180	149700	1.0	1.0
80	1090	142500	0.8	0.9
54	1090	149680	1.0	0.8
40	1090	144690	0.9	0.8

Tabela 5 - Estudo de alguns valores para $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$.

Verificamos pela tabela 5 que o valor máximo da distribuição em massa invariante $M_{\rho\pi}$ não depende drasticamente do valor da constante de acoplamento. Assim sendo, pelo resultado apresentado na referida tabela, não é possível concluir qual desses valores é o melhor valor desta constante de acoplamento. Vamos ver no decorrer deste Capítulo outras distribuições, para decidir pelo melhor valor dessa constante.

As trajetórias de Regge podem ser parametrizadas como $\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' \cdot t$ ou alternativamente $\alpha_i(t_i) = \alpha'_i(t_i - m_i^2)$, onde $i = 1, 2$ e em nosso caso $m_i^2 = m_1^2 = m_2^2 = m_\Delta^2$. Assim tem-se $\alpha_1 = \alpha_\Delta = \alpha'_\Delta(t_1 - m_\Delta^2)$; $\alpha_2 = \alpha_\Delta = \alpha'_\Delta(t_2 - m_\Delta^2)$.

De modo análogo, parametrizamos $\alpha(u_2) = \alpha'_2(u_2 - m_p^2)$, ou seguindo a notação acima: $\alpha_p = \alpha'_p \cdot (u_2 - m_p^2)$.

Como o spin das partículas trocadas são semi-intei-

ros, ($J_{\Delta} = 3/2$, $J_p = 1/2$), consideramos a seguinte parametrização: $\alpha_{\Delta} = \bar{\alpha}_{\Delta} = \alpha_{\Delta} - 3/2$ e $\alpha_p = \bar{\alpha}_p = \alpha_p - 1/2$, sendo α_{Δ} e α_p as trajetórias usuais de Regge.

O melhor conjunto de distribuições que se ajusta aos resultados experimentais é aquele calculado para valores de $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$ entre 40 e 80, segundo a tabela 5.

A determinação de algumas constantes de acoplamento é bem controvertida e é frequente encontrar-se resultados de previsões que variam entre o dobro e o triplo de algum valor estabelecido. Para o presente caso esta constante é um parâmetro livre. Sendo assim, os valores aqui usados são em última análise limites para o seu valor verdadeiro na hipótese de que o modelo esteja correto.

De posse de tão poucos dados experimentais não foi possível determinar o valor da constante $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$ com boa aproximação. Este fato não afetará nossa análise pois o modelo de dupla troca de Regge não depende drasticamente do valor dessa constante de acoplamento.

Apresentamos a seguir o comportamento experimental da seção de choque em função da energia; $\sigma_t = f(s)$ e a comparação com a experiência. [ref.13].

Podemos observar através da Fig. 3.6, o comportamento experimental da seção de choque em função da energia ($\sigma_t = f(s)$). Verifica-se ainda que o erro experimental em cada medida é muito grande. Na mesma figura apresentamos o comportamento previsto pelo modelo de dupla troca de Regge para dois valores diferentes da constante de acoplamento. Vê-se que o com

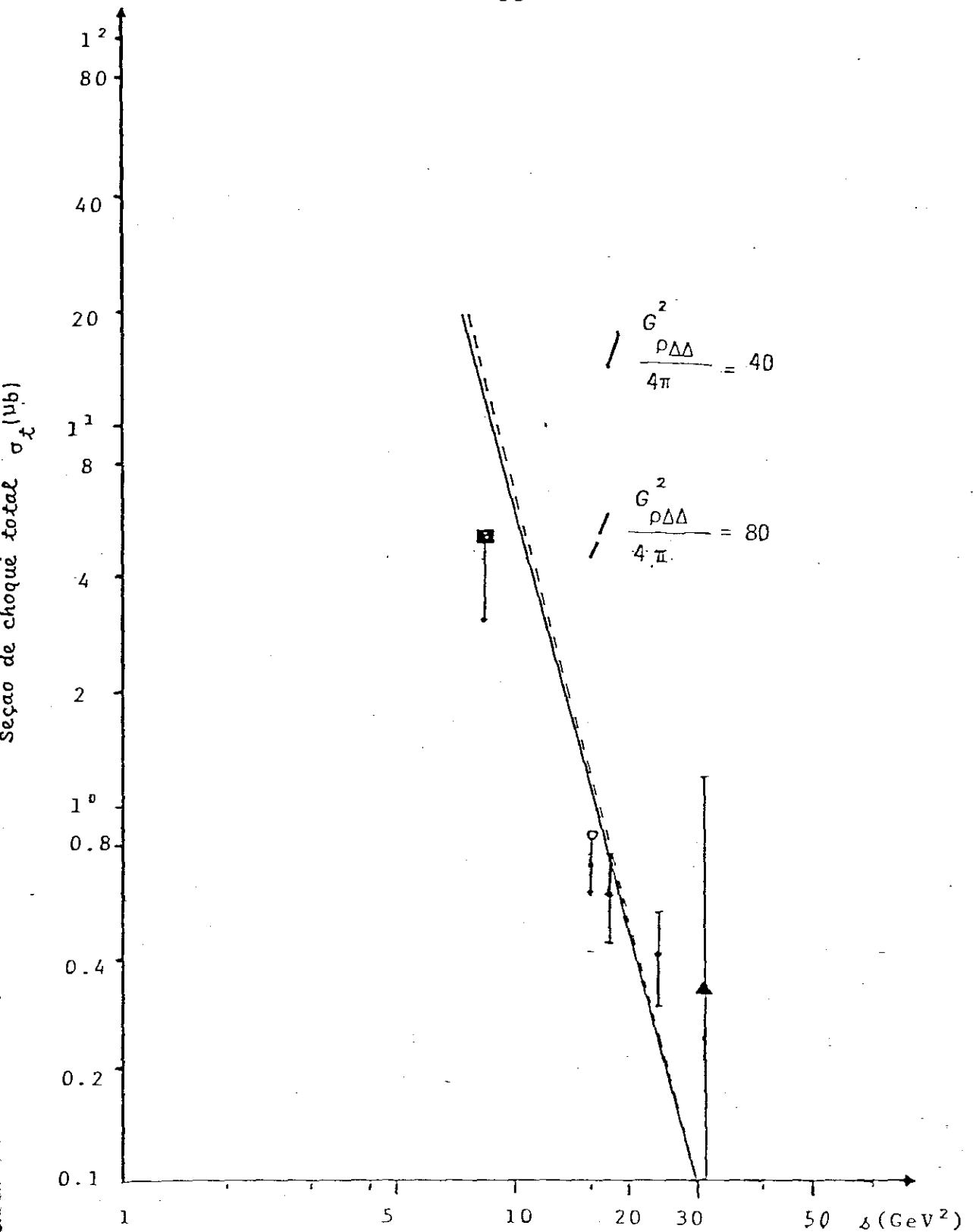


Figura 3.6 - Apresentamos a seção de choque σ_x (μb) na produção para trás do A_j^- . Os resultados experimentais foram obtidos da Ref. 13. Os resultados teóricos foram obtidos com o modelo descrito no texto.

portamento da seção de choque varia muito pouco com a mudança dessa constante de acoplamento.

Mostramos agora através de Fig. 3.7 os resultados teóricos da distribuição de massa $d\sigma/dM_{\rho\pi}$, em comparação com os resultados experimentais da ref. 13.

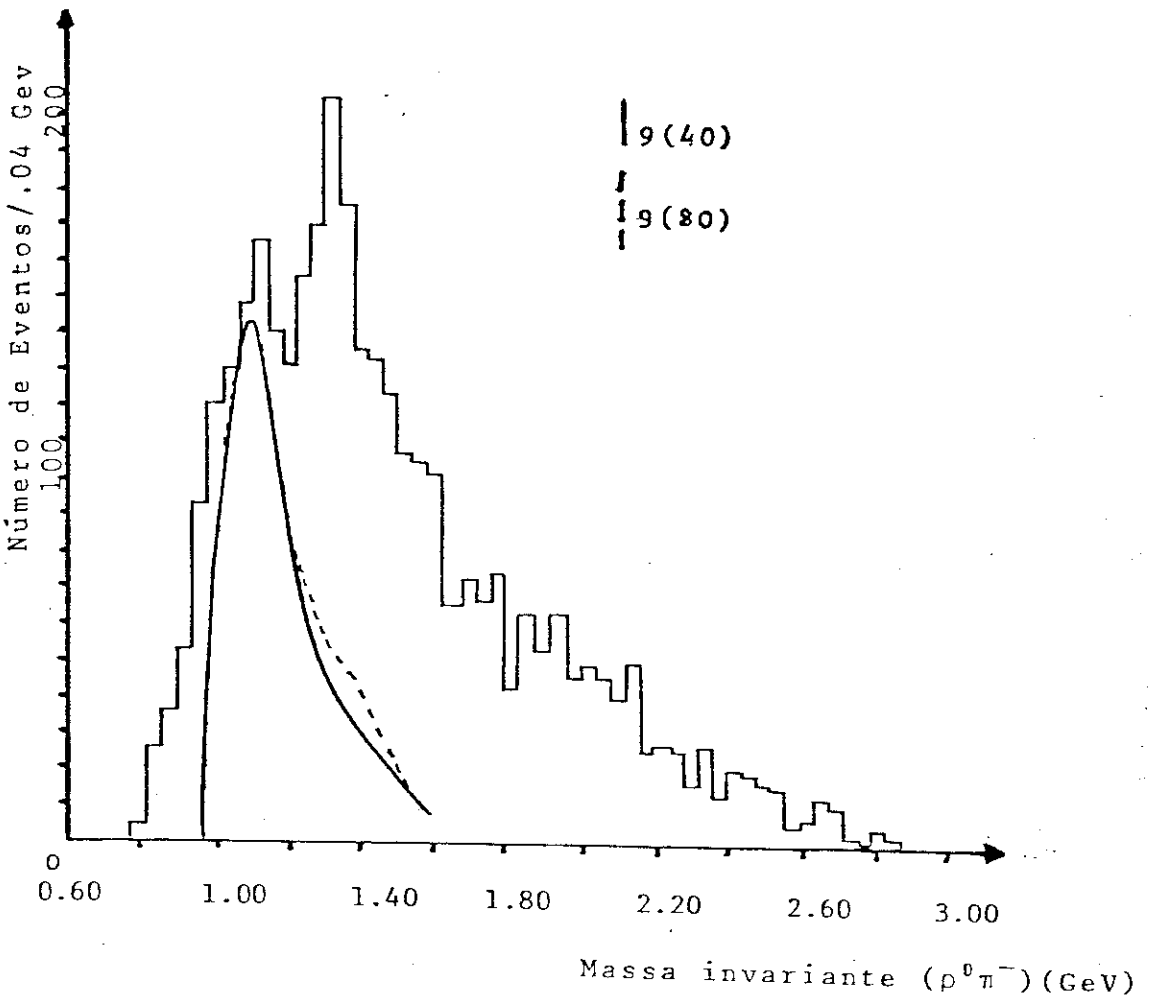


Figura 3.7 - Resultados para a distribuição de massa (3π), sendo $P_{lab} = 9$ GeV/c e a constante $G^2_{\rho\Delta\Delta}/4\pi$ com valores de 40 e 80

Primeiro analizaremos a variação desta distribuição para dois valores diferentes da constante de acoplamento, tomando $P_{lab} = 9$ e 12 GeV/c, respectivamente. Depois verificaremos qual é o comportamento da mesma distribuição para valores diferentes de P_{lab} , mantendo-se fixa a constante de acoplamento.

Pode-se verificar que o resultado difere muito pouco entre um valor e outro da constante.

Foram os seguintes, os resultados obtidos:

$$P_{lab} = 9 \text{ GeV/c}$$

$G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$	M_{A_1} (MeV)	Γ_{A_1} (MeV)
40	1090	232
80	1090	250

Tabela 6 - Resultados do uso do modelo de dupla troca de Regge no cálculo da M_{A_1} e sua largura, com $P_{lab} = 9$ GeV/c para dois valores diferentes de $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$

Na Fig. 3.8 apresentamos também a distribuição $-\frac{d\sigma}{dM_{\rho\pi}}$ em comparação com o resultado experimental, para $P_{lab} = 12$ GeV/c e com dois valores diferentes para a constante de acoplamento. Observamos que a distribuição de massa invariante ($\rho\pi$) na região de produção do A_1 varia muito pouco para os dois valores diferentes de $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$.

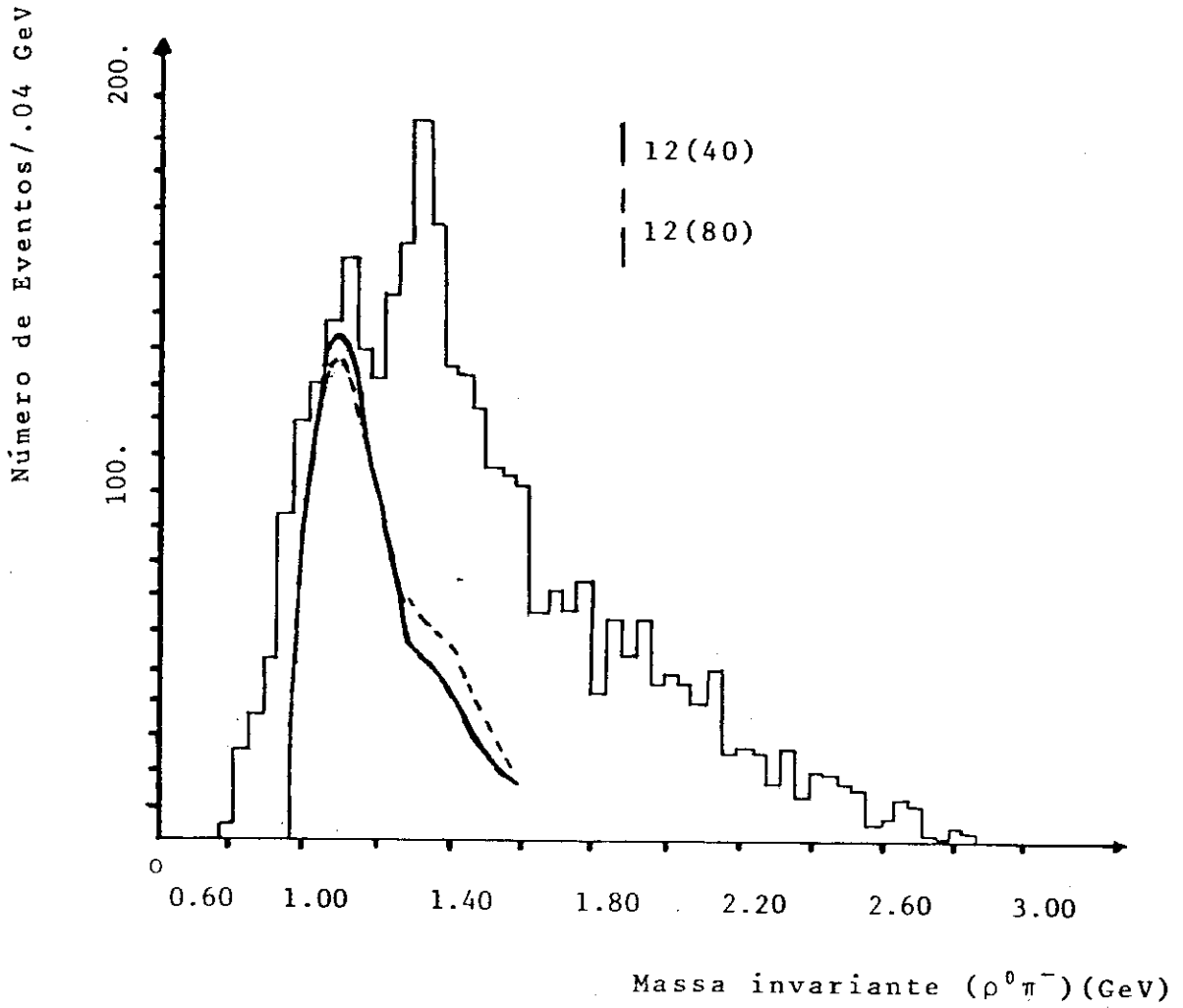


Figura 3.8 - Resultados obtidos para a distribuição de massa dos (3π)

Obtivemos os seguintes resultados:

$P_{lab} = 12 \text{ GeV}/c$		
$G_{\rho\Delta\Delta}^2 / 4\pi$	$M_{A_1} \text{ (MeV)}$	$\Gamma_{A_1} \text{ (MeV)}$
40	1080	239
80	1090	290

Tabela 7 - Resultados obtidos com uso do modelo de dupla troca de Regge no cálculo da M_{A_1} e sua largura com $P_{lab} = 12 \text{ GeV}/c$ para dois valores diferentes de $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$.

Na Fig. 3.9 comparamos as distribuições teóricas $d\sigma/dM_{\rho\pi}$ para $P_{lab} = 9$ e $12 \text{ GeV}/c$, mantendo-se a constante de acoplamento g_2 , fixa.

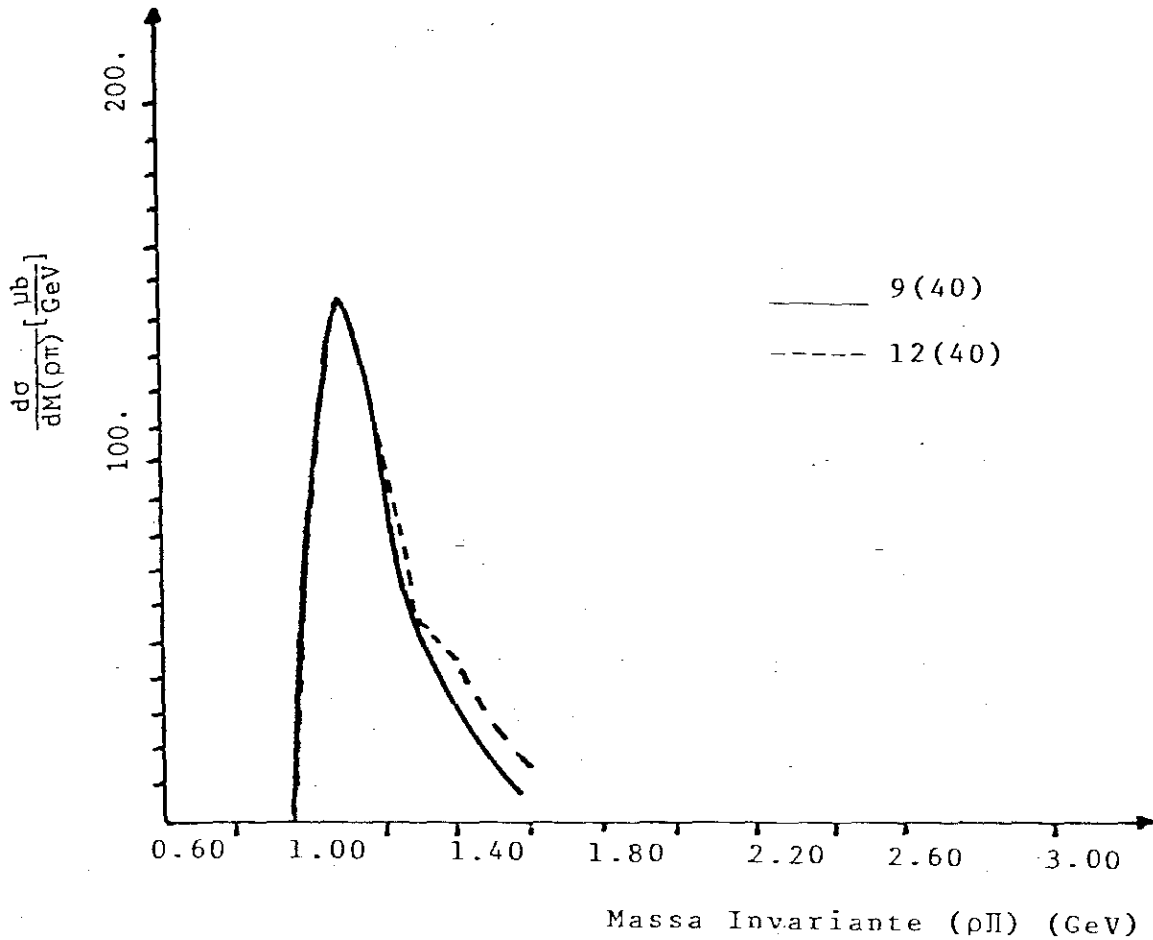


Figura 3.9 - Comparamos a distribuição de massa (3π) para $P_{lab} = 9$ e $12 \text{ GeV}/c$ e $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 40$

Verifica-se que a massa do A_1 e sua largura não mudam apreciavelmente com a energia. Obtivemos os resultados da tabela 8.

$G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 40$		
P_{lab} (GeV/c)	M_{A_1} (MeV)	$\Gamma_{A_1^-}$ (MeV)
9	1090	232
12	1080	239

Tabela 8 - Resultados comparando a massa e largura do A_1^- quando $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 40$, com valores diferentes de P_{lab}

Na Fig. 3.10 comparamos o comportamento da distribuição $d\sigma/dM_{\rho\pi}$, para $P_{lab} = 9$ e 12 GeV/c e $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 80$.

Verificamos que a massa do A_1^- não muda, embora a largura mude de modo apreciável. Apresentamos os resultados na tabela 9.

Até o momento apresentamos os resultados experimentais para $\sigma_t = f(s)$ e a distribuição de massa ($\rho\pi$) da ref.13, e comparamos esses resultados com os resultados teóricos obtidos através do uso do modelo de dupla troca de Regge tomando os valores de $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$ igual a 40 e 80.

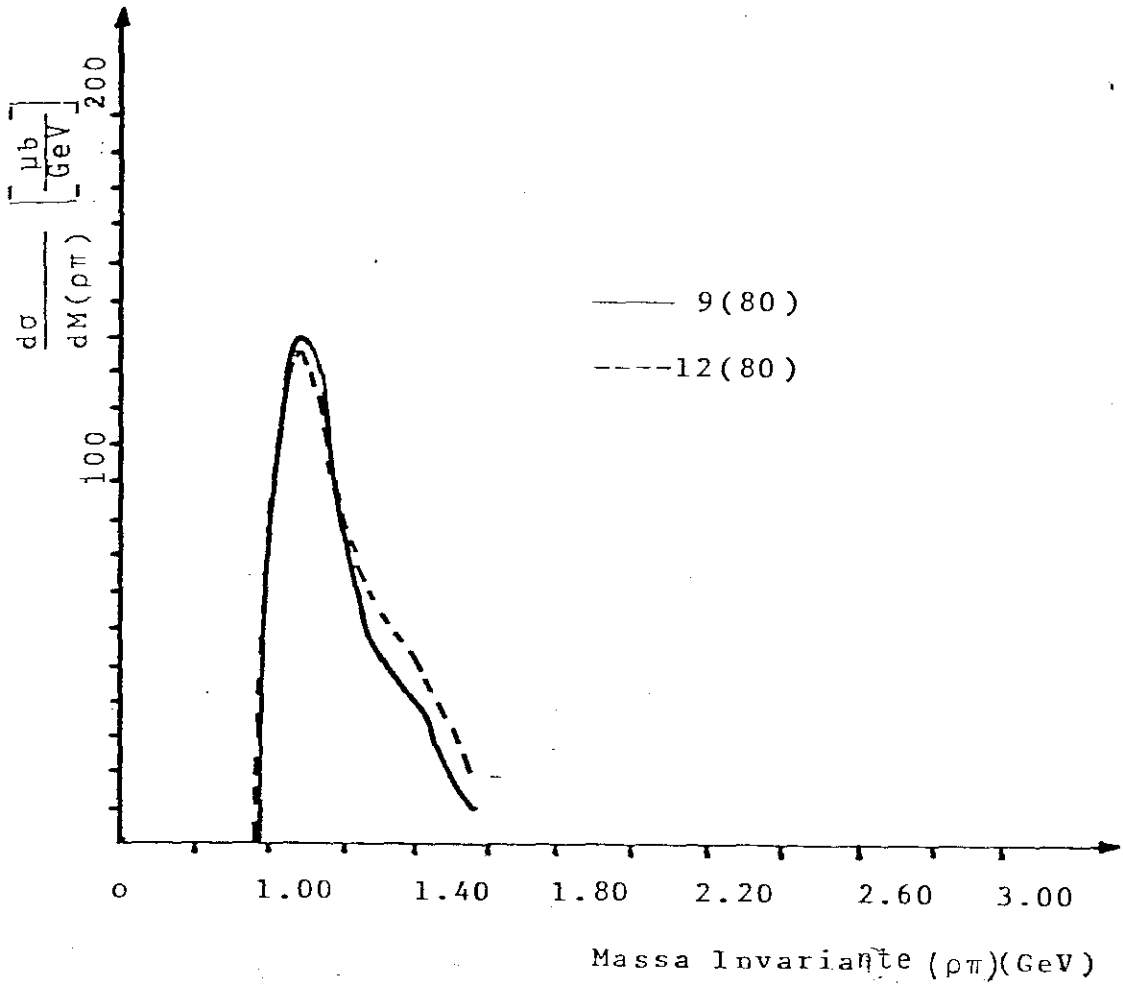


Figura 3.10 - Comparamos a distribuição de massa (3π), para $P_{lab} = 9$ e 12 GeV/c e $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 80$

$G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 80$		
$P_{lab} (GeV/c)$	$m_{A_1^-} (MeV)$	$\Gamma_{A_1^-} (MeV)$
9	1090	250
12	1090	290

Tabela 9 - Resultados comparando, a massa e a largura do A_1 , quando $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 80$ para diferentes valores de P_{lab}

Os resultados na distribuição de massa invariante de o modelo não depende profundamente do valor dessa constante de acoplamento, mas indicam que o valor 40 é mais adequado, pois as distribuições com $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 80$ apresentam uma estrutura irregular para massas maiores que 1.2 GeV.

Trataremos agora de apresentar e analisar os outros resultados obtidos com a aplicação do modelo de dupla troca de Regge à reação 3.1. Um dos resultados que os autores da ref. (13) apresentam na produção para trás do A_1 é o valor de b para a distribuição $d\sigma/dt_1 = C e^{-bt_1}$. Realizamos os cálculos dessa distribuição usando o modelo de dupla troca de Regge, cujos resultados apresentamos na tabela 10.

Na Fig. 3.11, apresentamos a distribuição $d\sigma/dt_1$, onde t_1 é o momento transferido entre o π^- incidente e o p final, para $P_{lab} = 9 GeV/c$ e dois valores diferentes da constante de acoplamento.

$P_{lab} \text{ (GeV/c)}$		9	12
$G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$	40	$b = 3.5 \text{ GeV}^{-2}$	$b = 3.7 \text{ GeV}^{-2}$
	80	$b = 3.9 \text{ GeV}^{-2}$	$b = 3.8 \text{ GeV}^{-2}$

Tabela 10 - Valores de b para $P_{lab} = 9$ e 12 GeV/c

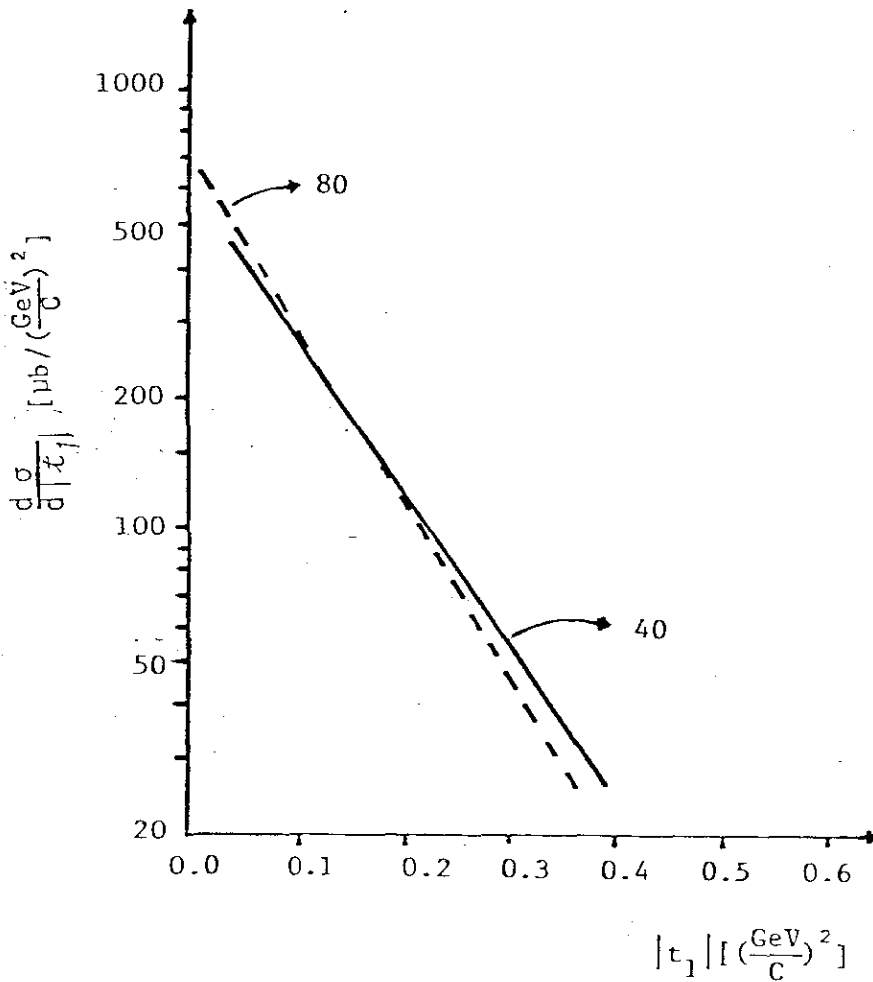


Figura 3.71 - Distribuição $d\sigma/dt_1$ para $P_{lab} = 9 \text{ GeV/c}$ e dois valores distintos de $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi : 40$ e 80

Na Fig. 3.12 mostramos a distribuição $d\sigma/dt_1$, onde t_1 é o momento transferido entre π^- incidente e o p final, para $P_{lab} = 12 \text{ GeV}/c$ e dois valores diferentes da constante de acoplamento.

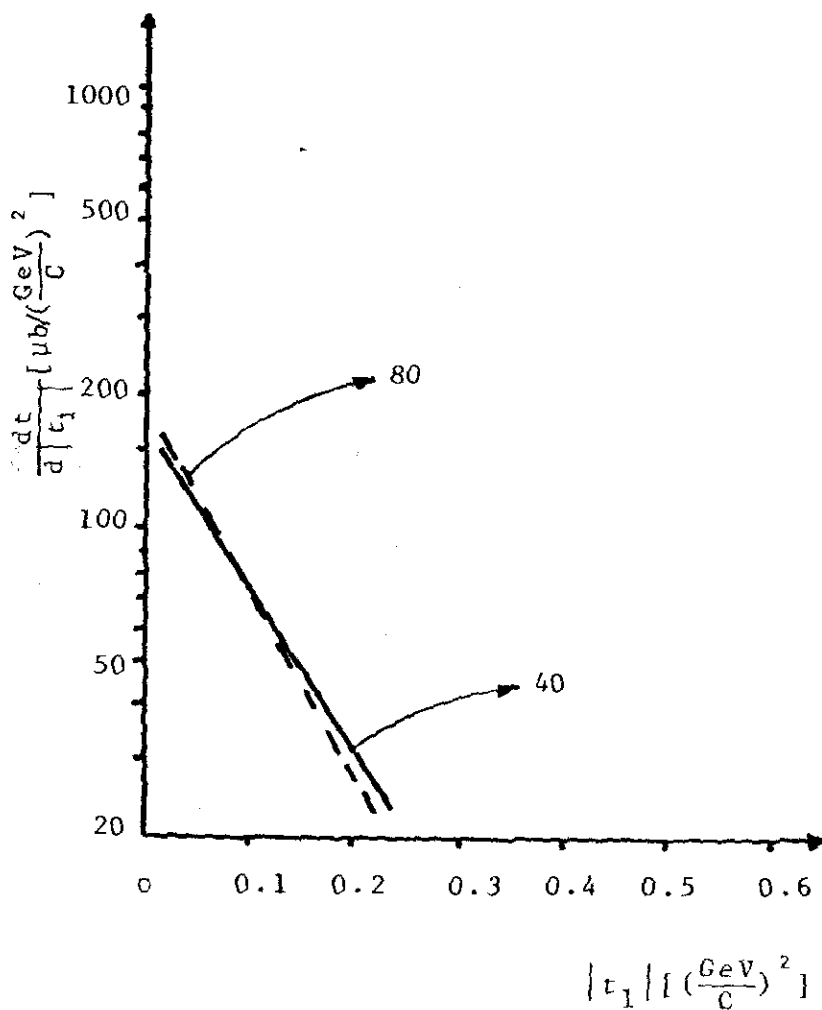


Figura 3.12 - Distribuição $d\sigma/dt_1$ para $P_{lab} = 12 \text{ GeV}/c$ e a constante de acoplamento com dois valores distintos, 40 e 80

Através da tabela 10 e das distribuições apresentadas nas Figs. 3.11 e 3.12, verificamos que o parâmetro b sofre ligeira modificação se variamos a constante de acoplamento $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$ entre 40 e 80.

Quando comparamos os resultados teóricos da tabela 10 com os resultados experimentais da página 52, verificamos que o modelo de dupla troca de Regge, oferece bons resultados, principalmente quando tomamos $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 40$.

A seguir mostraremos os resultados obtidos para as distribuições

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta^{R(\rho\pi)J}} \quad e \quad \frac{d\sigma}{d \theta^{R(\rho\pi)J}}$$

Infelizmente não existe dados experimentais de modo que possamos compara-las à experiência. Sendo assim, essas distribuições são predições do modelo.

Na Fig. 3.13 mostramos a distribuição $d\sigma/d \cos \theta^{R(\rho\pi)J}$ para $P_{lab} = 9 \text{ GeV}/c$ e dois valores diferentes da constante de acoplamento.

Verificamos que o comportamento dessa distribuição não varia substancialmente para dois valores diferentes da constante de acoplamento.

Na Fig. 3.14, apresentamos a distribuição

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta^{R(\rho\pi)J}}$$

em que $P_{lab} = 12 \text{ GeV}/c$ para dois valores diferentes da constan

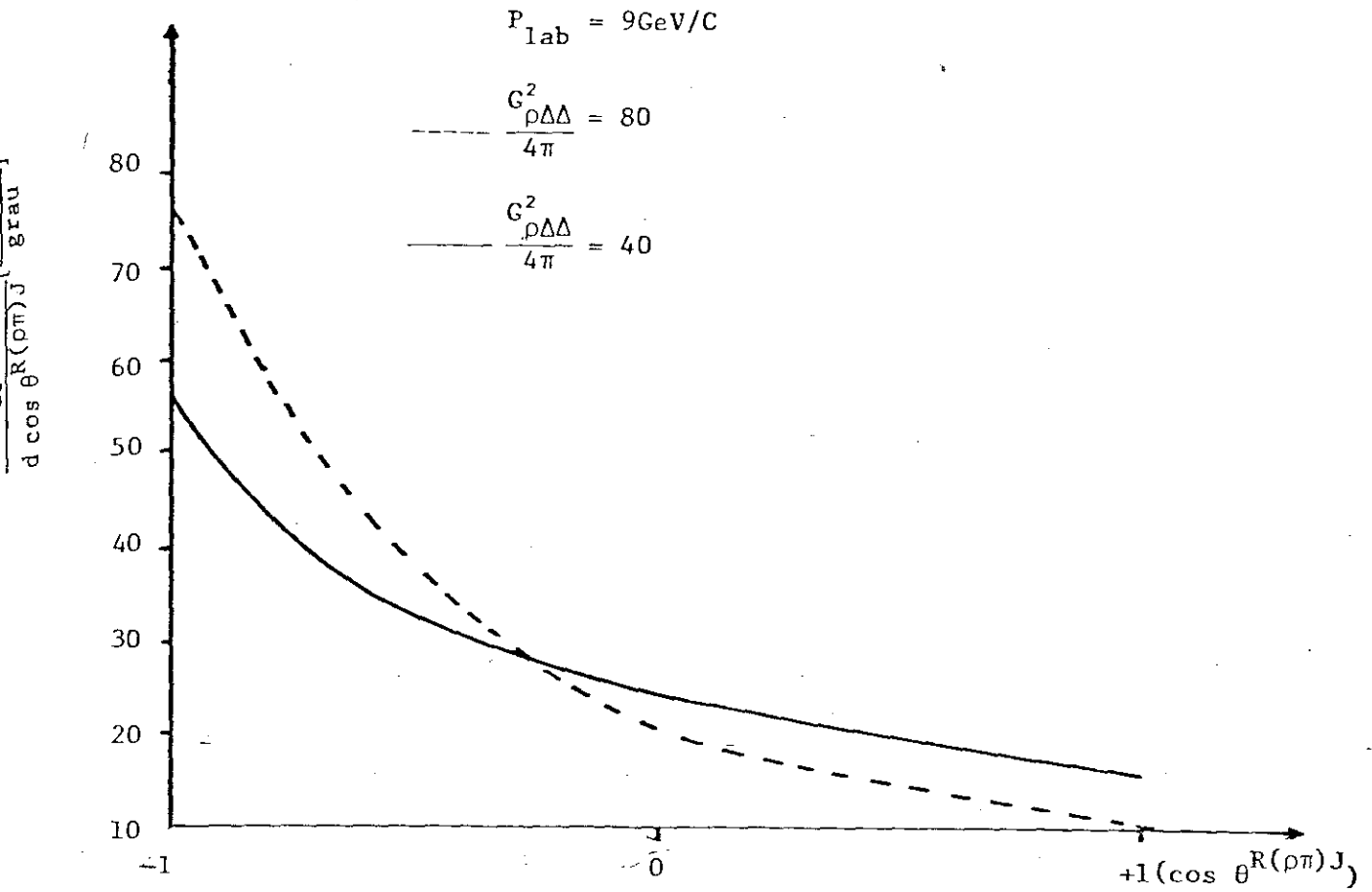


Figura 3.13 - Resultado do uso do modelo de dupla troca de Regge para a distribuição do $d \cos \theta^{R(\rho\pi)J}$ com $P_{lab} = 9 \text{ GeV}/c$ e $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 40$ e 80

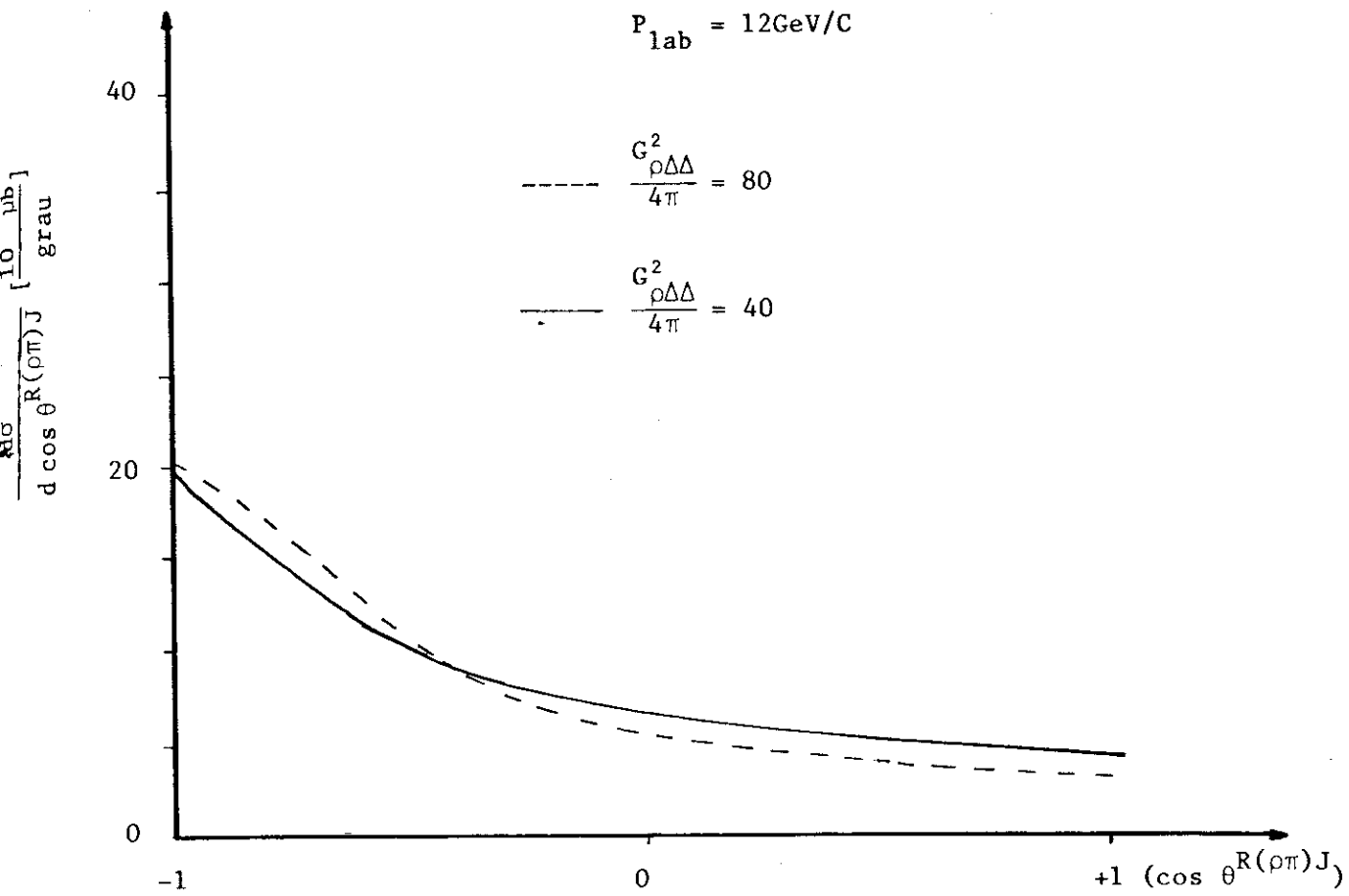


Figura 3.14 - Resultado do uso do modelo de dupla troca de Regge para a distribuição $d\sigma/d \cos \theta^{R(\rho\pi)J}$, com $P_{lab} = 12 \text{ GeV/c}$ e $G^2_{\rho\Delta\Delta}/4\pi = 40$ e 80

te de acoplamento.

Pelas distribuições apresentadas na Fig. 3.14, observamos que elas não variam substancialmente para dois valores diferentes da constante de acoplamento.

Na Fig. 3.15 mostramos a distribuição $d\sigma/d\psi^{R(\rho\pi)J}$ a $P_{lab} = 9 \text{ GeV}/c$ e para dois valores diferentes de $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$.

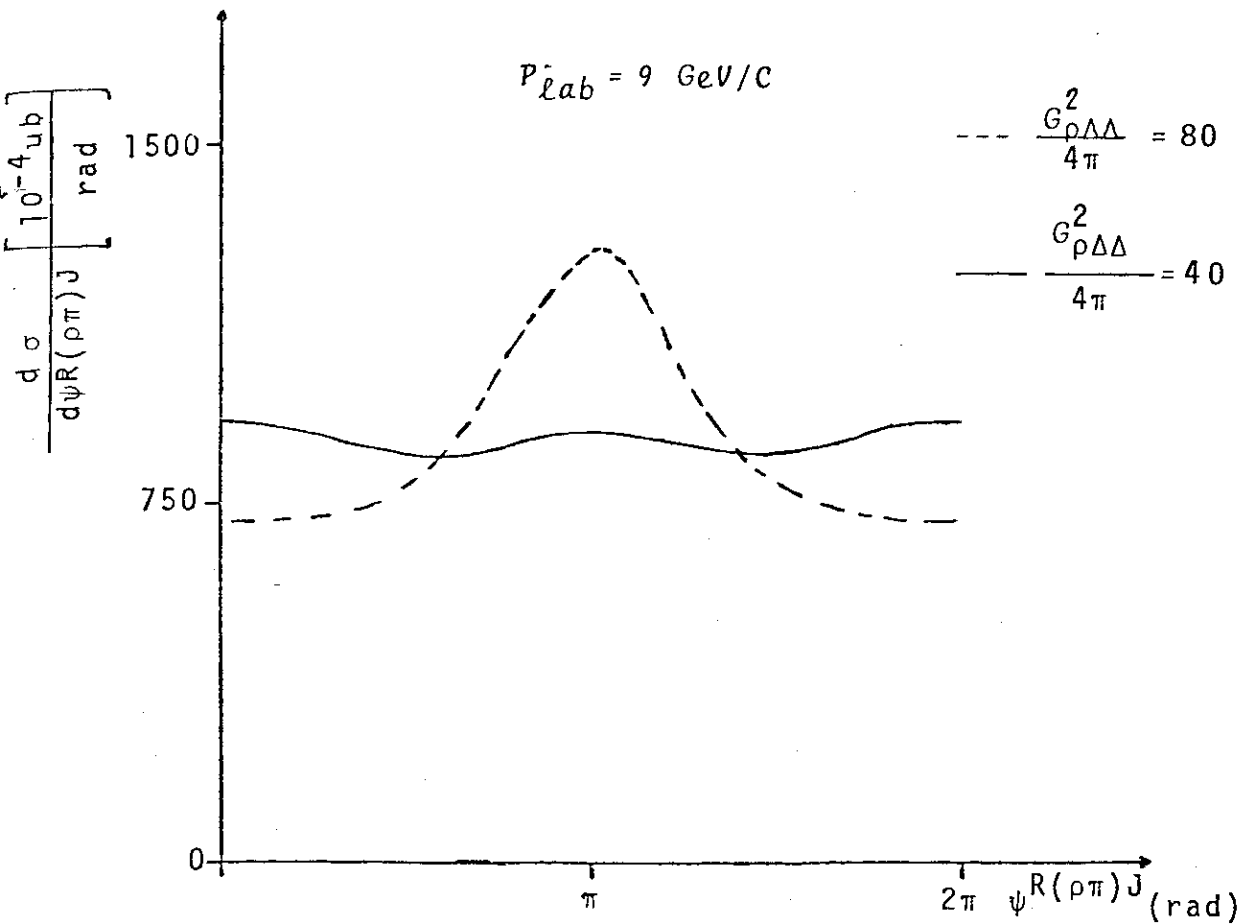


Figura 3.15 - Comparamos a distribuição $d\sigma/d\psi^{R(\rho\pi)J}$ a $P_{lab} = 9 \text{ GeV}/c$ para dois valores diferentes de $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$

Apresentamos na Fig. 3.16 a distribuição $d\sigma/d\psi^{R(\rho\pi)J}$ onde $P_{lab} = 12 \text{ GeV}/c$ e $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$ com dois valores distintos.

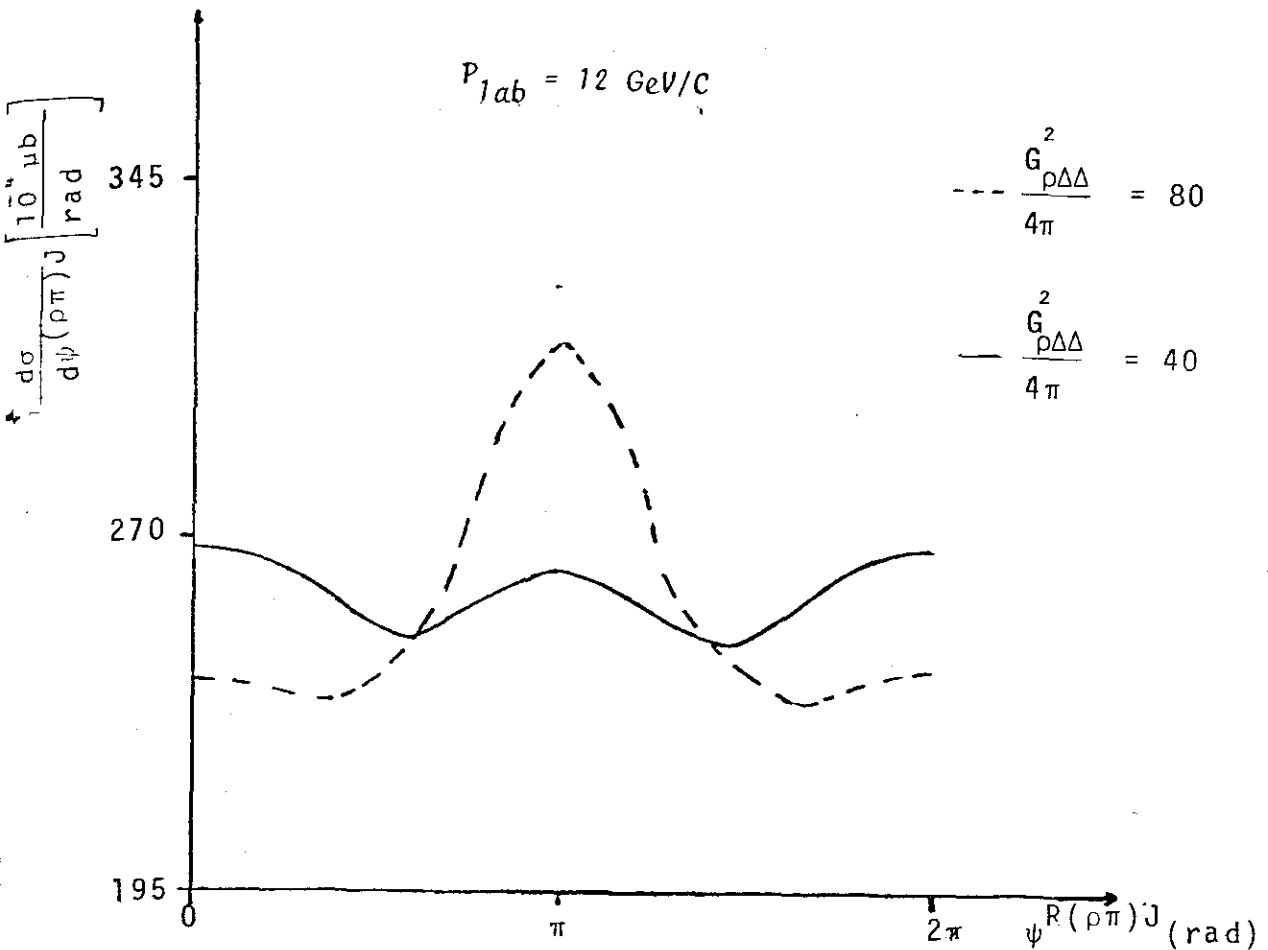


Figura 3.16 - Comparamos a distribuição $d\sigma/d\psi^{R(\rho\pi)J}$ a $P_{lab} = 12 \text{ GeV}/c$ para dois valores diferentes de g_2

Observando a Fig. 3.16, verificamos que ela segue o mesmo comportamento da Fig. 3.15, embora de modo mais pronunciado. Os resultados obtidos nas distribuições

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta} \rho^{\mathbb{R}(\rho\pi)J} \quad e \quad \frac{d\sigma}{d \psi} \rho^{\mathbb{R}(\rho\pi)J}$$

foram dentro de nossa expectativa, embora nada possamos afirmar concretamente sobre o valor da constante de acoplamento $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$, pois falta confirmação experimental dessas distribuições.

3.4 - CONCLUSÃO

Fazendo uso do modelo de dupla troca de Regge analisamos a produção para trás do A_1 a $P_{lab}\pi^- = 9$ e 12 GeV/c.

Acreditamos que a distribuição em $\psi^{\mathbb{R}(\rho\pi)J}$ deveria ser isotrópica⁽¹¹⁾, fato que não é verificado para constante de acoplamento $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi = 80$. Cremos que tal comportamento se deve a interferência entre as contribuições de cada gráfico considerado. Não efetuamos uma análise mais detalhada de cada contribuição pois todas as constantes de acoplamento envolvidas são determinadas com grande incerteza, além do fato da $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$ ser desconhecida.

Resumimos em seguida alguns pontos importantes sobre este Capítulo.

i) O modelo de duplo-Regge tem oferecido bons resultados tanto em reações para frente como para trás na produção do A_1 .

ii) Verificamos que o modelo de dupla troca de Regge representa uma grande evolução no estudo fenomenológico dos processos $2 + 3$, sendo muito versátil tanto que, pode ser usado em

reações difrativas e não difrativas.

iii) No processo que estudamos a amplitude de duplo-Regge global foi construída levando em conta a contribuição de todas as partículas trocadas neste processo.

iv) Conseguimos avaliar o valor da constante de acoplamento desconhecida $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$, quando comparamos algumas distribuições teóricas com as distribuições experimentais existentes.

v) Comparando os resultados teóricos que obtivemos para a distribuição $\sigma_{\pi} = f(s)$ e a tabela 10, com os resultados experimentais da ref. (13), verificamos que o valor da constante de acoplamento $G_{\rho\Delta\Delta}^2/4\pi$ deve ser em torno de 40.

vi) As distribuições teóricas

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta^{R(\rho\pi)J}} \quad e \quad \frac{d\sigma}{d \psi^{R(\rho\pi)J}}$$

obtidas com o uso do modelo de dupla troca de Regge concordam com nossa expectativa.

Com esses resultados podemos afirmar que as contribuições oriundas do modelo de dupla troca de Regge são muito importantes, senão as mais importantes em qualquer cálculo que venha a ser feito sobre a produção do A_1 . Ela envolve de forma dual os aspectos cinemáticos e ressonantes que contribuem para as seções de choque deste objeto.

CAPÍTULO IV

4.1 - CONCLUSÕES

Em nosso estudo sobre a produção do A_1 na reação para trás $\pi^- p \rightarrow p(3\pi)^-$, usamos o modelo de dupla troca de Regge, cujos fundamentos foram expostos no Apêndice C e no Capítulo III.

No Capítulo II apresentamos as partículas de Spin-Paridade 1^+ , onde demos maior ênfase ao A_1 , por ser desta família a mais bem conhecida tanto teórica quanto experimentalmente. Tratamos especialmente do modelo D.H.D. e seu desenvolvimento pois este modelo tem papel importante para o entendimento das partículas de $J^P = 1^+$.

Usando a amplitude de duplo Regge (III.2) analisamos várias distribuições (III.3) e comparamos esses resultados teóricos com resultados experimentais. Embora o modelo de dupla Troca de Regge dependa de muitos poucos parâmetros livres, verificamos que as constantes são determinadas experimentalmente com grande incerteza e quando calculadas teoricamente dependem do modelo usado. Além disso, deparamos com o fato de uma das constantes usadas (g_2) não ser conhecida. Usando os valores conhecidos de g_1 e g_3 e analisando as distribuições de massa ($\rho\pi$), a seção de choque em função da energia e a distribuição em momento transferido (t_1) pudemos avaliar que a constante $\frac{G^2}{4\pi}$ deve ser em torno de 40.

Os resultados obtidos foram satisfatórios se levar-

mos em conta a grande incerteza que existe na determinação das constantes de acoplamento. Acreditamos fortemente que a aplicação desse modelo em outras reações que tenham uma quantidade maior de resultados experimentais, possibilitará maiores esclarecimentos sobre o modelo aqui empregado. Cremos que este trabalho serve para mostrar a grande importância das contribuições do tipo duplo - Regge, nas reações de produção A_1 e ressonâncias da mesma família, bem como a necessidade de um estudo mais cuidadoso sobre essas ressonâncias que ainda não estão bem estabelecidas.

APÊNDICE A

CINEMÁTICA

A.1 - CINEMÁTICA DE REAÇÕES 2 → 2 E 2 → 3

As partículas envolvidas em qualquer reação do tipo $a+b \rightarrow 1+2 + \dots$ são representadas por quadrivetores. O produto escalar entre quaisquer quadrivetores \vec{p} é definido por

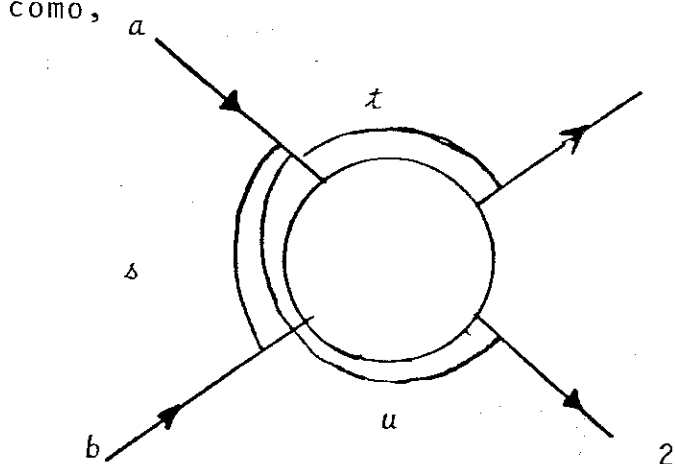
$$p_i \cdot p_j = p_i^0 \cdot p_j^0 - \vec{p}_i \cdot \vec{p}_j \quad (\text{A.1})$$

onde $i, j = a, b, 1, 2, \dots$; a métrica usada é

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.2})$$

Para ilustrar os processos de espalhamento do tipo $2 \rightarrow 2$ mostramos na Fig. A.1 os invariantes s, t e u , definidos

como,



$$s = -(p_a + p_b)^2 = (p_1 + p_2)^2$$

$$t = (p_a - p_1)^2 = (p_b - p_2)^2$$

$$u = (p_a - p_2)^2 = (p_b - p_1)^2$$

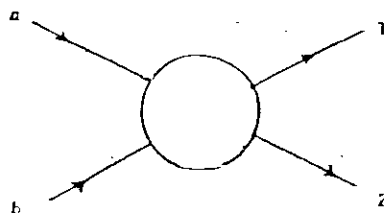
Figura A.1 - Invariantes de Lorentz s, t e u para a reação $p_a + p_b \rightarrow p_1 + p_2$

onde s é a energia total ao quadrado no sistema de centro de massa, t é o quadrimomento transferido ao quadrado entre as partículas a e 1 ou b e 2 , e u é o quadrimomento ao quadrado transferido entre as partículas a e 2 ou b e 1 .

Das três variáveis s , t e u , duas delas são independentes pois a conservação de momento e energia nos fornece o seguinte vínculo entre elas:

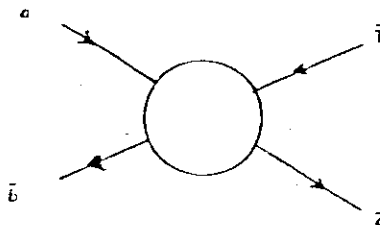
$$s+t+u = m_a^2 + m_b^2 + m_1^2 + m_2^2 \quad (A.3)$$

Em princípio, associados a estas variáveis, temos 3 canais possíveis para a reação genérica $a+b \rightarrow 1+2$,



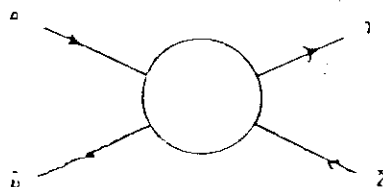
Canal s

$$a + b \rightarrow 1 + 2$$



Canal t

$$a + \bar{1} \rightarrow \bar{b} + 2$$



Canal u

$$a + \bar{2} \rightarrow 1 + \bar{b}$$

Figura A.2 - Representação da reação $2 \rightarrow 2$ nos canais s , t e u respectivamente. Lembramos que o traço sobre o índice do quadrimomento denota antipartícula e, neste caso, troca-se p por $-p$

Em processos do tipo $2 \rightarrow 3$, ilustrado na Fig. A.3, podemos formar um certo número de invariantes de Lorentz.

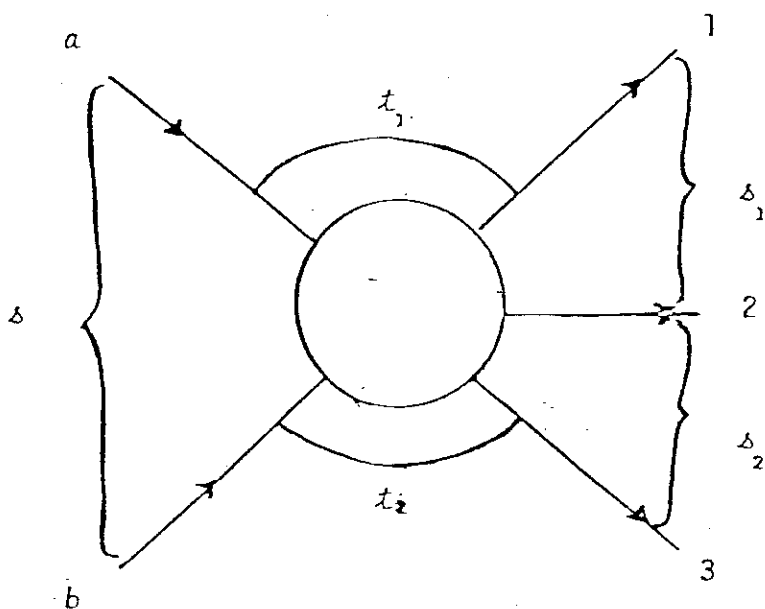


Figura A.3 - Nesta figura apresentamos cinco invariantes de Lorentz para a reação $p_a + p_b \rightarrow p_1 + p_2 + p_3$

Os invariantes de Lorentz geralmente mais usados são:

$$s = (p_a + p_b)^2 = (p_1 + p_2 + p_3)^2$$

$$s_1 = (p_1 + p_2)^2 = (p_a + p_b + p_3)^2$$

$$s_2 = (p_2 + p_3)^2 = (p_a + p_b + p_1)^2$$

$$s_3 = (p_1 + p_3)^2 = (p_a + p_b - p_2)^2$$

$$t_1 = (p_a - p_1)^2 = (p_2 + p_3 - p_b)^2$$

$$t_2 = (p_b - p_3)^2 = (p_1 + p_2 - p_a)^2$$

$$u_1 = (p_a - p_2)^2 = (p_1 + p_3 - p_b)^2$$

$$u_2 = (p_b - p_2)^2 = (p_1 + p_3 - p_a)^2$$

No caso de uma reação $2 \rightarrow 3$, existe somente 5 variáveis independentes e dentre as que mais usamos são: s , s_1 , s_2 , t_1 e t_2 . Outros invariantes podem ser obtidos através da conservação de energia impulsão de cada sub-reação particular,

$$s_1 + s_2 + s_3 = s + m_1^2 + m_2^2 + m_3^2$$

$$s_1 + t_1 + u_1 = m_1^2 + m_2^2 + m_a^2 + t_2$$

$$s_2 + t_2 + u_2 = m_3^2 + m_2^2 + m_b^2 + t_1$$

A.2 - OS SISTEMAS DE REFERÊNCIA

Ao se estudar uma reação é importante a escolha do referencial adequado, pois isso facilita a interpretação física dos resultados e os cálculos a serem feitos. Os sistemas de referência mais usados por nós são: *i*) o S.C.M., denotado aqui por (Rab) e definido por $\vec{p}_a + \vec{p}_b = 0$. *ii*) O sistema de Gottfried-Jackson. *iii*) Outros sistemas de repouso conforme a conveniência. Por exemplo, o R12 definido por $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$. Este sistema serve comumente para analisarmos o decaimento de ressonâncias no canal formado pela partículas 1+2.

A.2.1 - Os sistemas de Gottfried Jackson e de helicidade

Em processos do tipo $a+b \rightarrow 1+2+3$ existem três modos distintos para formar os pares de partículas no estado final. Esses pares podem ser estudados em um sistema de referência em que seu centro de massa esteja em repouso. No canal (12) o par é formado pelas partículas 1 e 2, temos $\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0$; No canal (23) o par é formado pelas partículas 2 e 3, temos $\vec{p}_2 + \vec{p}_3 = 0$; No canal (13), o par é formado pelas partículas 3 e 1, temos $\vec{p}_3 + \vec{p}_1 = 0$. As quantidades definidas nesses referencias são indicadas com o índice superior R12, R23, R31, respectivamente. Para exemplificar como é definido os sistemas de Gottfried-Jackson e de helicidade, tomaremos um processo $2 \rightarrow 3$ visto no canal onde $\vec{p}_2 + \vec{p}_3 = 0$.

Mostraremos como orientar o momento da partícula 3 (\vec{p}_3) no referencial R23, usando para isso a Fig. A.4.

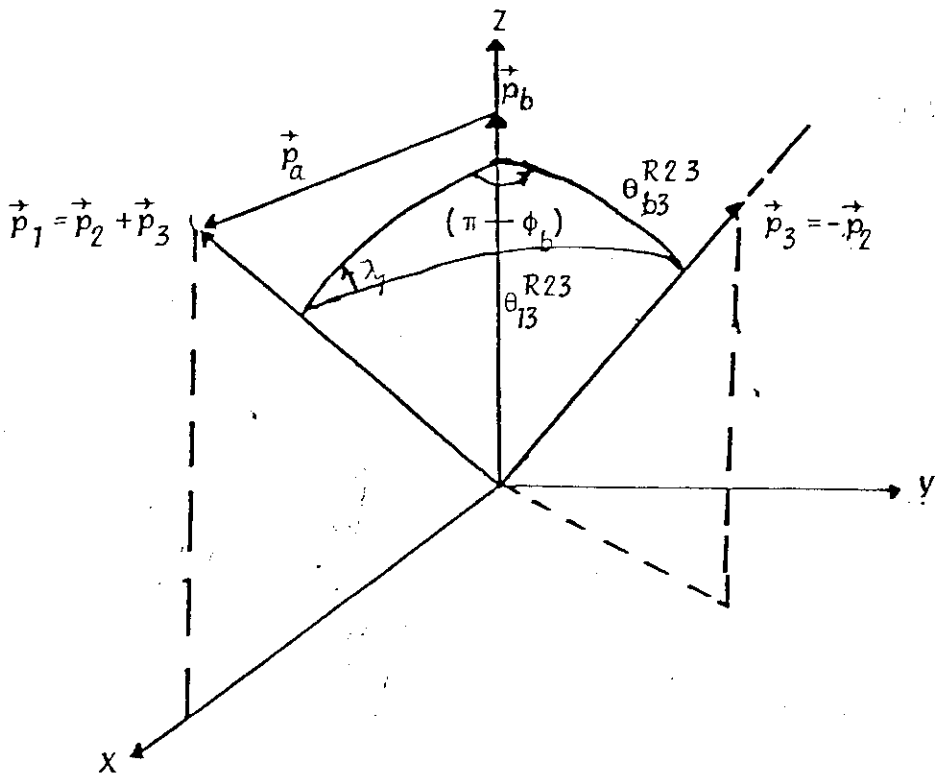


Figura A.4 - Definição dos ângulos $\phi_b, \theta_{b3}^{R23}$ e λ_1 no sistema de referência em que $\vec{p}_2 + \vec{p}_3 = 0$.

A) OS ÂNGULOS DE GOTTFRIED-JACKSON

O ângulo polar de G-Jackson ou ângulo de G-Jackson $\left[\theta_{b3}^{R23} \right]$, é definido pela equação,

$$\cos \theta_{b3}^{R23} = \frac{\vec{p}_b \cdot \vec{p}_3}{|\vec{p}_b| |\vec{p}_3|} \quad \vec{p}_2 = -\vec{p}_3 \quad (A.4)$$

e mostrado na Fig. A.4. θ_{b3}^{R23} varia entre 0 e π .

O ângulo azimutal (ϕ_b) no sistema de Gottfried-Jackson

é chamado de ângulo de Treinan-Yang. Ele é definido pela equação

$$\cos \phi_b = - \frac{(\vec{p}_b \times \vec{p}_1) \cdot (\vec{p}_b \times \vec{p}_3)}{|\vec{p}_b \times \vec{p}_1| |\vec{p}_b \times \vec{p}_3|} \quad \left| \quad \vec{p}_2 = - \vec{p}_3 \right. \quad (\text{A.5})$$

ϕ_b é o ângulo entre os planos de produção (\vec{p}_b, \vec{p}_1) e de decaimento (\vec{p}_b, \vec{p}_3) , mostrado na Fig. A.4.

B) OS ÂNGULOS DE HELICIDADE

O ângulo polar θ_{13}^{R23} é chamado de ângulo polar de helicidade e definido através da expressão

$$\cos \theta_{13}^{R23} = \frac{\vec{p}_1 \cdot \vec{p}_3}{|\vec{p}_1| |\vec{p}_3|} \quad \left| \quad \vec{p}_2 = - \vec{p}_3 \right. \quad (\text{A.6})$$

que é mostrado na Fig. A.4. O ângulo azimutal é chamado de ângulo de helicidade e definido pela equação:

$$\cos \lambda_1 = - \frac{(\vec{p}_1 \times \vec{p}_b) \cdot (\vec{p}_1 \times \vec{p}_3)}{|\vec{p}_1 \times \vec{p}_b| |\vec{p}_1 \times \vec{p}_3|} \quad \left| \quad \vec{p}_2 = - \vec{p}_3 \right. \quad (\text{A.7})$$

Na Fig. A.4 mostramos o ângulo λ_1 que é o ângulo entre os planos de produção (\vec{p}_1, \vec{p}_b) e o plano (\vec{p}_1, \vec{p}_3) .

A.3 - O ESPAÇO DE FASE

Uma reação do tipo $p_a + p_b \rightarrow p_1 + p_2 + \dots + p_n$ deve obe-

decer a conservação do momento e da energia, o que é descrito pelas equações

$$E_a + E_b = \sum_{\lambda=1}^n E_{\lambda} \quad e \quad \vec{p}_a + \vec{p}_b = \sum_{\lambda=1}^n \vec{p}_{\lambda} \quad (\text{A.8})$$

sendo $E_{\lambda}^2 = \vec{p}_{\lambda}^2 + m_{\lambda}^2$, $\lambda = a, b, 1, 1, \dots, n$. Para um estado inicial fixo, devido a conservação do quadrimomento, os n momentos do estado final (\vec{p}_{λ}), não podem variar arbitrariamente mas devem obedecer as 4 condições impostas pela eq. A.8.

As condições estabelecidas pelas eqs. A.8, definem no espaço dos momentos \vec{p}_{λ} uma superfície de dimensão $3n-4$, que é chamada de espaço de fase. Para se formular modelos-teóricos ou explicar o comportamento dos resultados experimentais, necessita-se escrever o espaço de fase em termos de variáveis, tais como a massa invariante de um sistema de partículas, o momento transferido, etc. A parametrização do espaço de fase, usando vários conjuntos de variáveis de modo a tornar fácil os cálculos, é feita tendo como base a dinâmica estudada. Apresentamos a seguir o espaço de fase para um processo $2 \rightarrow n$.

A.3.1 - A seção de choque e a integração do espaço de fase

A probabilidade de transição de um estado inicial com $\vec{p}_a + \vec{p}_b$ para um estado final com momento \vec{p}_{λ} é obtida pelo elemento de matriz $\langle \vec{p}_1, \dots, \vec{p}_n | A | \vec{p}_a, \vec{p}_b \rangle = A(\vec{p}_{\lambda})$. O objetivo dos experimentos é esclarecer a estrutura de $A(\vec{p}_{\lambda})$. Modelos dinâmicos são construídos para explicar essa estrutura.

A seção de choque total de uma reação é uma grandeza

que pode oferecer boas informações sobre a estrutura de $A(\vec{p}_i)$. Denotaremos a seção de choque total de uma reação com um canal fixo, por $\sigma_n = \sigma_n(\Delta, m_i)$ onde

$$\sigma_n = \frac{J}{F} I_n(\Delta) \quad (\text{A.9})$$

$F = 2 \lambda^{1/2}(\Delta, m_a^2, m_b^2) (2\pi)^{3n-4}$, que é chamado de fator de fluxo.

$$I_n = \int \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{2 E_i} \delta^4(p_a + p_b - \sum_{i=1}^n p_i) A(\vec{p}_i) \quad (\text{A.10})$$

A eq. A.10 contém a integração sobre o espaço de fase, pois

$$R_n(\Delta) = \int \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{2 E_i} \delta^4(p - \sum p_i) \quad (\text{A.11})$$

é a integral do espaço de fase. Em um processo $2 \rightarrow 3$, a integral do espaço de fase é

$$R_3(\Delta) = \int \prod_{i=1}^3 \frac{d^3 p_i}{2 E_i} \delta^3(\vec{p} - \vec{p}_1 - \vec{p}_2) \delta(\sqrt{s} - E_1 - E_2 - E_3) \quad (\text{A.12})$$

Trataremos agora de estudar as distribuições das seções de choque diferenciais. Se $X = f(\vec{p}_i)$ é qualquer variável dependente de \vec{p}_i , a seção de choque diferencial $\frac{d\sigma_n}{dX}$ é obtida através da equação

$$\frac{d\sigma_n}{dX} = \frac{J}{F} \int \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{2 E_i} \delta^4(p_a + p_b - \sum p_i) \delta(X - f(\vec{p}_i)) A(\vec{p}_i) \quad (\text{A.13})$$

Seja $\frac{d\sigma_n}{dX}$, a seção de choque diferencial, a distribuição correspondente $w(X)$ é definida por

$$w(X) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dX} .$$

Uma distribuição muito usada é a $w(P, \Omega)$. Geralmente pode-se contar o número de partículas que são captadas em um elemento de ângulo sólido $d\Omega$ e em certo intervalo de momento dp . A medida dessa distribuição é então descrita pela equação

$$w(p, \cos \theta, \psi) \equiv w(P, \Omega) = \frac{1}{\sigma} \frac{d^3\sigma}{dP d\Omega} \quad (A.14)$$

As experiências geralmente são analisadas seja em função das componentes que constituem os invariantes de Lorentz, seja em função dos ângulos diretamente ligados à física da reação. Assim tem-se várias distribuições possíveis, dependendo do interesse em cada reação. É bom conhecer a correspondência entre os invariantes e os ângulos diretamente ligados à física da reação. Essa correspondência é feita abaixo e as equações que estabelecem tal correspondência podem ser encontradas na ref. 24 .

$$\psi^J \longleftrightarrow s_2 \longleftrightarrow \theta^H$$

$$\theta^J \longleftrightarrow t_J \longleftrightarrow \psi^H$$

A.4 - CONCLUSÃO

Ao escrever este Apêndice tivemos por objetivo tratar de modo prático os assuntos aqui expostos, oferecendo o conhecimento mínimo necessário ao bom entendimento da parte cinemática deste trabalho. Os assuntos aqui tratados são bem extensos e importantes, entretanto, não é cabível entrarmos em detalhes, já que a literatura sobre o assunto é clara e extensa.

No decorrer deste trabalho necessitamos estudar o comportamento das distribuições

$$\sigma_E = f(s), \frac{d\sigma}{dM_{\rho\pi}}, \frac{d\sigma}{dt_1}, \frac{d\sigma}{d \cos \theta^{R23J}}, \frac{d\sigma}{d\psi^{R23J}}$$

Para tal propósito o espaço de fase pode ser escrito sob a forma seguinte:

$$dR_3(s) = \frac{\pi dt_1 ds_2 d\cos \theta^{R23J} d\psi^{R23J} \lambda^{1/2}(s_2, m_2^2, m_3^2)}{16 \lambda^{1/2}(s, m_a^2, m_b^2)} \quad (A.15)$$

onde $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2(xy + xz + yz)$

A seção de choque é calculada pela expressão:

$$\sigma = \frac{389,4}{F} dR_3 |A|^2 \quad (A.16)$$

onde 389,4 é um fator que transforma $(GeV)^2$ para μb .

$$F = 2^6 \pi^5 \lambda^{1/2}(s, m_a^2, m_b^2),$$

$\bar{\epsilon}$ é o fator de fluxo dado em $(GeV)^2$. Usando a eq. A.16 calculamos as distribuições citadas anteriormente na reação para trás $\pi^- p \rightarrow p(3\pi)^-$, cujos resultados serão apresentados no Capítulo III.

APENDICE B

O QUE É UMA RESSONÂNCIA

Para explicar o que é uma ressonância, descreveremos o fenômeno primeiro com a ajuda de um sistema mecânico massa-mola e depois trataremos da ressonância que ocorre ao estudar-se o espalhamento no caso não relativístico. Finalmente, trataremos da ressonância A_J via a fórmula de Breit-Wigner empregada no estudo das ressonâncias hadrônicas.

No caso de um sistema mecânico massa-mola em que a mola oferece uma força restauradora $-KX$ e o movimento é freiado por uma força $-C\dot{X}$, o sistema é descrito pela equação diferencial

$$m\ddot{X} = -KX - C\dot{X} \quad (\text{B.1})$$

onde

$$\omega_0 = \sqrt{K/m} \quad \text{e} \quad \Gamma = C/m$$

é a constante de amortecimento.

Existem três situações a considerar:

a) Movimento amortecido $\frac{\Gamma}{2\omega_0} > 1$

b) Situação crítica $\frac{\Gamma}{2\omega_0} = 1$

c) Movimento oscilatório amortecido $\frac{\Gamma}{2\omega_0} < 1$

Na situação c em que $\dot{X}(0) = 0$ tem-se para solução da equação diferencial

$$X(t) = \text{Re} \left(A e^{i\bar{\omega}t - \frac{\Gamma}{2}t} \right) \quad (\text{B.1.a})$$

onde $\bar{\omega} = \sqrt{\omega_0^2 - (\Gamma/2)^2}$; A é a amplitude máxima.

Suponhamos agora que o sistema massa-mola seja submetido a uma força do tipo $F_0 \cdot e^{i\omega t}$, neste caso a equação diferencial que descreverá o sistema será:

$$m\ddot{X} = -KX - C\dot{X} + F_0 e^{i\omega t}$$

Essa equação pode ser escrita:

$$m\ddot{X} + KX + C\dot{X} = F_0 e^{i\omega t} \quad (\text{B.2})$$

A solução da equação diferencial acima é

$$X(t) = X_h(t) + X_p(t) \quad (\text{B.2.a})$$

onde $X_h(t)$ é a solução $X(t)$ encontrada na equação B.1.a,

$$e \quad X_p(t) = \frac{(F_0/m) e^{i(\omega t - \delta)}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} \quad (\text{B.3})$$

A solução $X_p(t)$ é que nos interessa, pois é ela que permanece quando $t \rightarrow \infty$. A ressonância acontece quando $\omega \sim \omega_0$, ou seja, a frequência de oscilação externa (ω), coincide com a frequência de oscilação própria do sistema (ω_0).

Partindo-se da eq. B.3 deduz-se que

$$\left| X_p(t) \right|^2 = \frac{(F_0 / m)^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\Gamma\omega)^2}$$

cujo gráfico é mostrado na Fig. B.1.a.

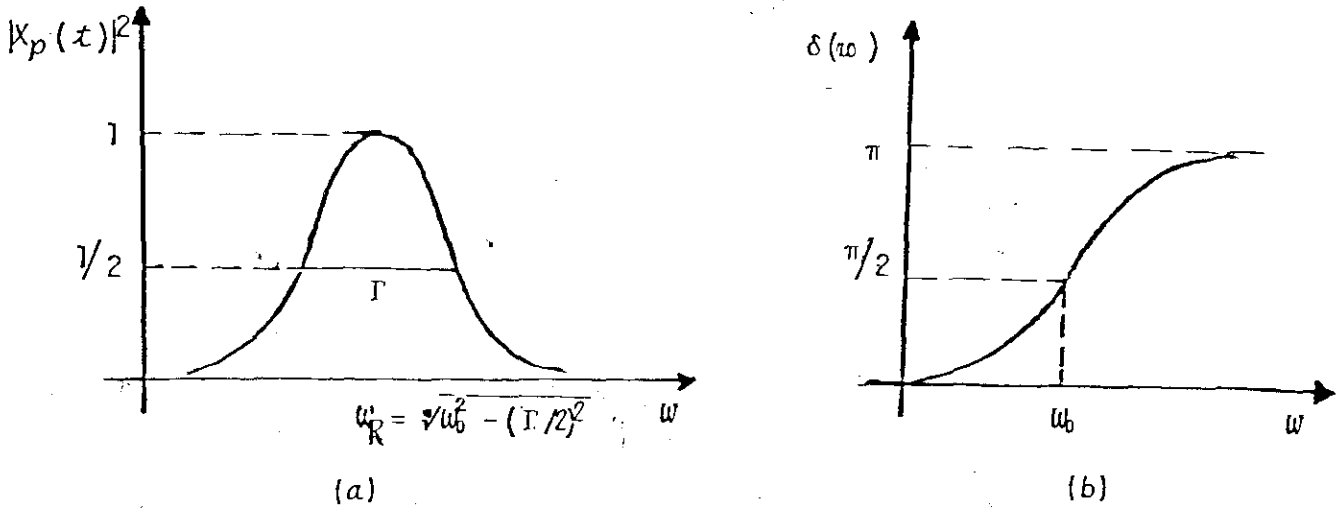


Figura B.1 - Nesta figura apresentamos: a) O gráfico da amplitude ressonante em função de w ; b) O gráfico da defasagem em função de w

δ é a defasagem entre a resposta $X_p(t)$ e a excitação $F_0 e^{i\omega t}$ e é dada pela equação:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{-\Gamma \cdot \omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

Na ressonância $\omega = \omega_0$, tem-se

$$\operatorname{tg} \delta \approx \frac{\Gamma/2}{\omega_0 - \omega}, \quad (\text{B.4})$$

também neste caso,

$$\left| x_p(t) \right|^2 = \frac{F_0^2}{4m^2 \omega_0^2 (\omega_0 - \omega)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (\text{B.5})$$

A eq. B.4 e o gráfico da Fig. B.1.a, demonstram que a ressonância acontece, quando o sistema físico absorve "toda" a energia externa sob a qual está submetido.

Processo idêntico, ocorre no caso quântico quando fazemos experiências de espalhamento. Tomemos a equação de Schrodinger para um potencial esfericamente simétricos, somente a parte independente do tempo⁽²⁵⁾

$$\frac{\nabla^2}{2m} \Psi(\vec{x}) + \left[\frac{K^2}{2m} - v(\vec{x}) \right] \Psi(\vec{x}) = 0 \quad (\text{B.6})$$

A solução da eq. B.6 é,

$$\Psi(r) = \sum_{\ell=0}^{\infty} \frac{y_{\ell}(r)}{r} P_{\ell}(\cos \theta) \quad (\text{B.7})$$

K é o momento da onda incidente. No caso assintótico ($r \rightarrow \infty$), tem-se

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} + K^2 \right] y_{\ell}(r) = 0 \quad (\text{B.8})$$

cuja solução é $y_{\ell}(r) \approx C_{\ell} \text{sen}(Kr + \ell\pi/2 + \delta_{\ell})$. Pela solução vemos que a onda emergente encontra-se defasada da onda incidente por um fator δ_{ℓ} .

A solução para $r \rightarrow \infty$ da eq. B.6 é

$$\Psi(\vec{x}) \approx e^{iKz} + f(\theta) \frac{e^{iKr}}{r} \quad (\text{B.9})$$

onde

$$f(\theta) = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) a_{\ell}(K^2) P_{\ell}(\cos \theta) \quad (\text{B.10})$$

Pode-se calcular $a_{\ell}(K^2)$ através da eq.

$$a_{\ell}(K^2) = \frac{1}{2} \int_{-1}^{+1} f(K^2, \cos \theta) P_{\ell}(\cos \theta) d\cos \theta \quad (\text{B.11})$$

A preocupação quando se estuda o espalhamento é achar $f(\theta)$, pois a seção de choque $\sigma \propto |f(\theta)|^2$. Pela eq. B.10 vimos que para determinar $f(\theta)$ é necessário determinar $a_{\ell}(K^2)$.

Quando $\kappa \rightarrow \infty$, para o caso estudado encontra-se

$$a_{\ell}(K^2) = \frac{e^{i\delta_{\ell}} \text{sen } \delta_{\ell}}{K} \quad (\text{B.12})$$

A eq. B.8, também tem por solução

$$y_{\ell}(\kappa) = \psi_{\ell}^{-}(K^2) e^{iK\kappa} + \psi_{\ell}^{+}(K^2) e^{-iK\kappa} \quad (\text{B.13})$$

onde ψ_{ℓ}^{+} e ψ_{ℓ}^{-} são complexos conjugados e são as funções de Jost. A $a_{\ell}(K^2)$, pode ser escrita como:

$$a_{\ell}(K^2) = \frac{e^{2i\delta_{\ell}} - 1}{2iK} \quad (\text{B.14})$$

O objetivo final é generalizar a amplitude de espalhamento da eq. B.14, de modo que possa ser tomada como função da variável complexa K^2 .

Conforme mostra a Fig. B.2 as soluções ψ_{ℓ}^{-} e ψ_{ℓ}^{+} dão origem a dois folhetos de Riemann (um físico e outro não físico-

co) no plano complexo k^2 .

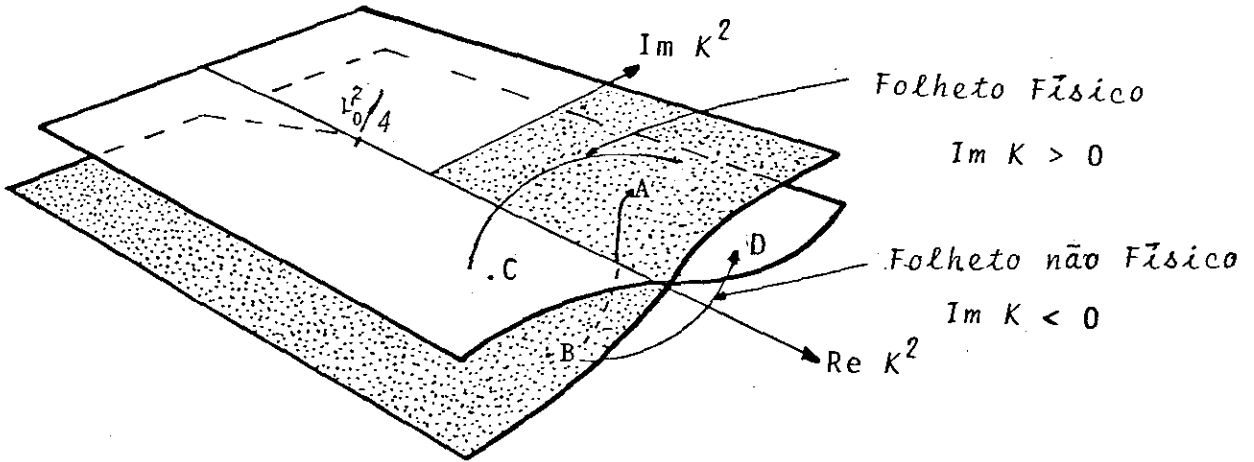


Figura B.2 - Superfícies de Riemann para uma amplitude de espalhamento

A Fig. B.3 mostra o domínio de analiticidade da função de Jost $\psi_\ell(K)$.

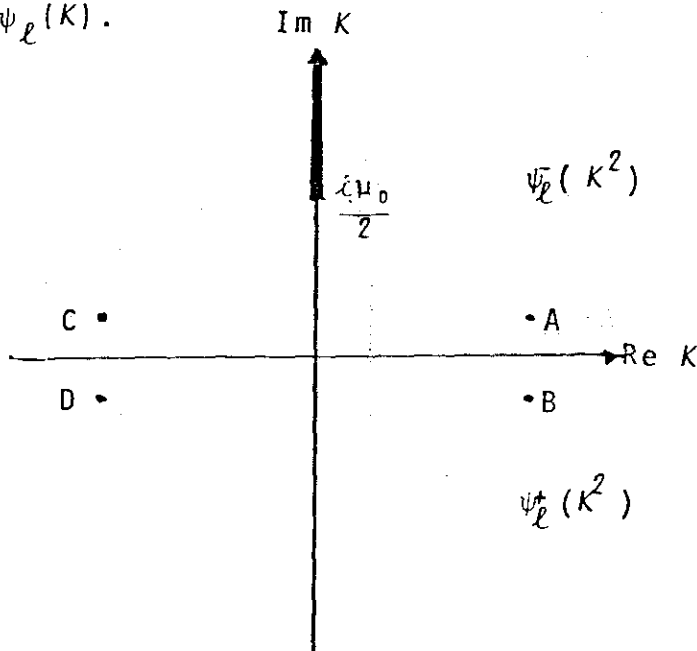


Figura B.3 - Domínio de analiticidade em K da função $\psi_\ell(K)$

O ponto B é o polo da ressonância no folheto não físico (folheto 2). A amplitude $a_\ell(K^2)$ pode ser escrita

$$a_\ell(K^2) = - \frac{1}{2iK} \left[\begin{array}{c} (-1)^{\ell+1} \frac{\psi_\ell^-(K^2)}{\psi_\ell^+(K^2)} - 1 \end{array} \right].$$

Essa amplitude terá polos quando $\psi_\ell^+(K^2)$ tiver zeros:

- I) Se $\Gamma_m K > 0$ teremos um estado ligado
- II) Se $\Gamma_m K < 0$ teremos uma ressonância

No caso (I), folheto físico, tem-se

$$a_\ell(K^2) = \frac{S_\ell(K^2) - 1}{2iK}$$

No caso (II), folheto não físico, tem-se

$$a_\ell^I(K^2) = \frac{S_\ell^I(K^2) - 1}{2i(-K)}$$

O ponto B é um polo da função $S_\ell^I(K^2)$, bem perto do eixo real positivo, de modo que $K^2 = K_0^2 - i\Gamma/2$. O ponto D por sua vez, fica situado no folheto não físico em $K^2 = K_0^2 + i\Gamma/2$. Para um Γ bem pequeno, os pontos A e B estão perto do ponto médio (sobre o eixo real de K^2) e a $S_\ell(K^2)$ é uma função descrita pela expressão

$$S_\ell(K^2) = \frac{K^2 - K_0^2 - i\Gamma/2}{K^2 - K_0^2 + i\Gamma/2} S_p(K^2)$$

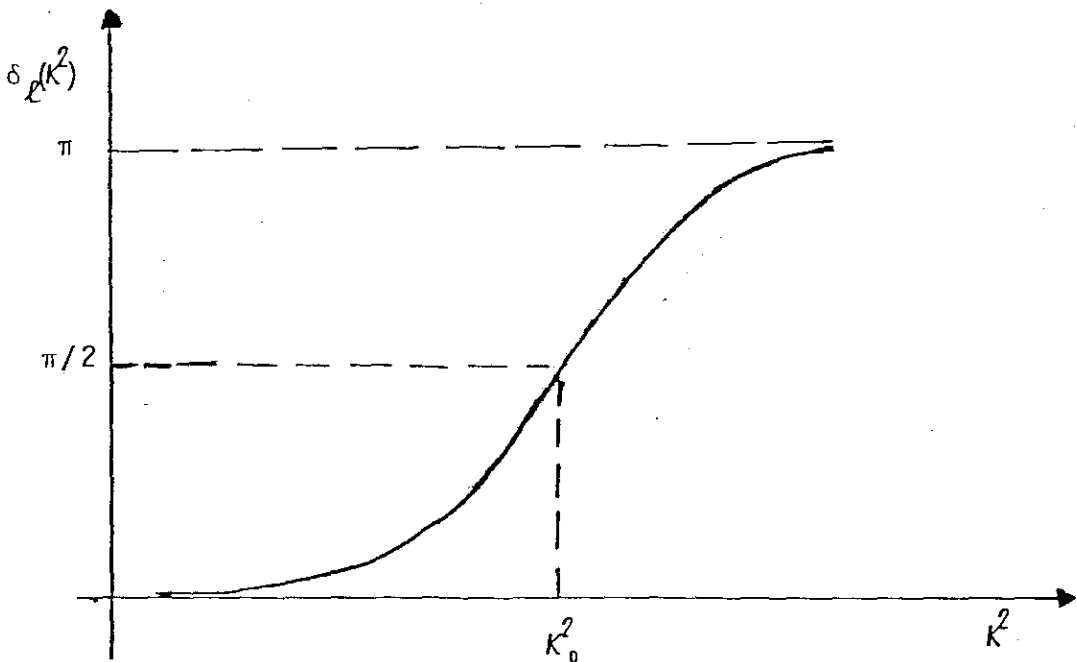
onde $S_p(k^2)$ é devido ao fundo, sendo uma função que varia lentamente com k^2 .

$$\delta_\ell(k^2) = \text{tg}^{-1} \frac{\Gamma}{2(K_0^2 - k^2)} + \delta_p(k^2) \quad (\text{B.15})$$

Quando acontece um polo com as características acima ocorre o fenômeno de ressonância. Desprezando-se o efeito do background $\delta_p(k^2) = 0$ e $S_p(k^2) = 1$ encontra-se

$$a_\ell(k^2) = \frac{S_\ell(k^2) - 1}{2iK} = \frac{-\Gamma/2}{k^2 - K_0^2 + i\Gamma/2}$$

que é a fórmula de Breit-Wigner (ou Lorentzeana). Os gráficos das funções $|a_\ell(k^2)|^2$ e $\delta_\ell(k^2)$ são apresentados na Fig. B.4 e são idênticos aos gráficos das Figs. B.1.b e B.1.a.



(a)

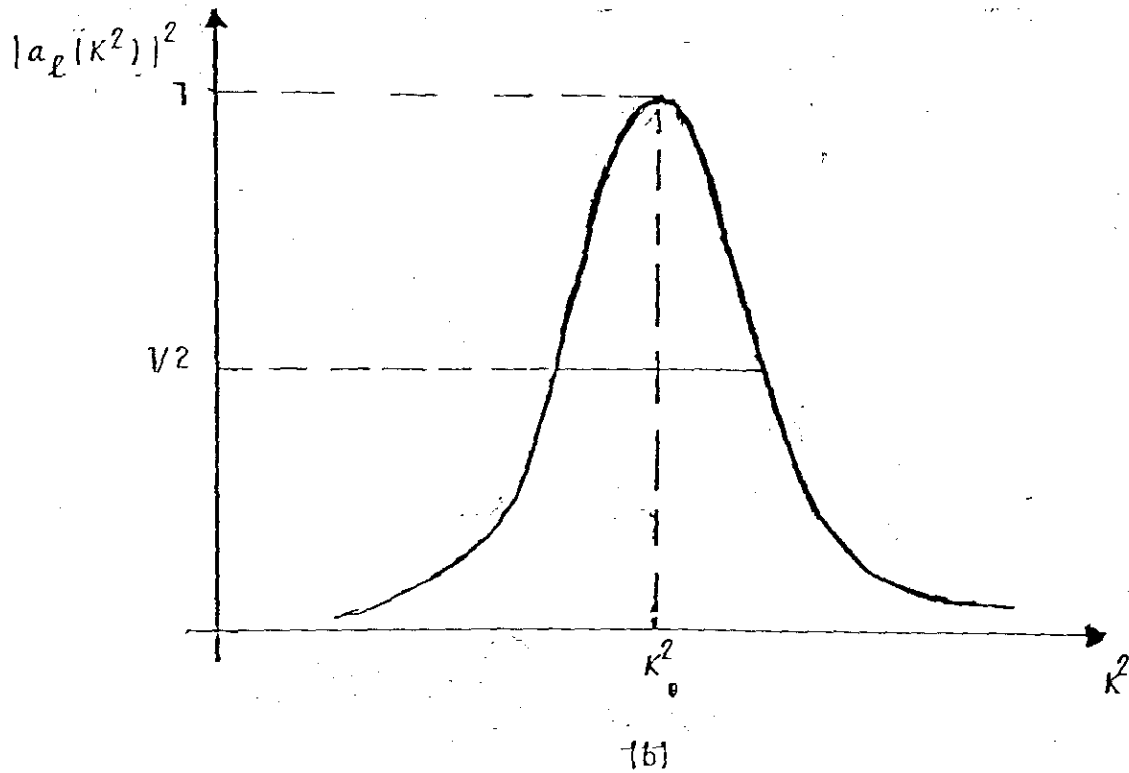


Figura B.4 - (a) Nesta figura apresentamos o gráfico da defasagem,

(b) apresentamos a variação da amplitude

$$|a_l(k^2)|^2 = \frac{\Gamma^2 / 4}{(k^2 - k_0^2)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (\text{B.16})$$

É importante notar a semelhança entre as eqs. B.4 e B.5 e as eqs. B.15 e B.16 (expressões para $\delta_l(k^2)$ e $a_l(k^2)$ deduzidas no caso quântico).

Tendo desenvolvido a idéia do que é uma ressonância,

no caso clássico e no caso quântico, falaremos agora de uma reação do tipo $2 \rightarrow 3$ em que também ocorre o efeito ressonante.

No caso de uma reação do tipo $2 \rightarrow 3$ onde $a + b \rightarrow a^* b$ e $a^* \rightarrow 1 + 2$, ilustrada na Fig. B.5 é usual tratar-se o pico que aparece na distribuição da massa invariante de $1+2$ como objetos descritos por uma fórmula de Breit-Wigner

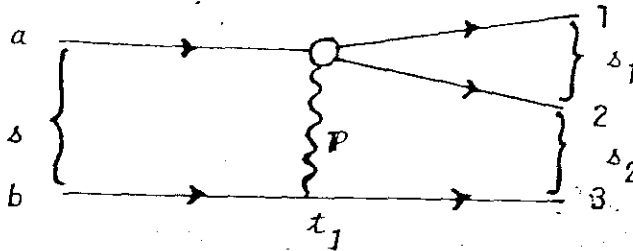


Figura B.5 - Mostra-se uma produção para frente genérica, onde o pomeron é trocado no vértice b.3

Essa Breit-Wigner (B.W) pode ser escrita em função do momento da partícula incidente (p); do momento do par de partículas ($1+2$) (q); do invariante $s_J = (p_1 + p_2)^2$, bem como da massa da ressonância em questão (m_R) e sua largura Γ . Então a fórmula de Breit-Wigner como já vimos acima é, dada por

$$B.W = \frac{p q}{m_R^2 - s_J - i m_R \Gamma} \quad (B.17)$$

onde

$$\Gamma = \Gamma_R \left(\frac{q}{q_R} \right)^{2\ell+1} \frac{m_R}{\sqrt{s_J}},$$

sendo $\delta_1 = m_R^2$, onde m_R é a massa invariante do sistema (1 2) no valor da massa da ressonância em questão.

A Fig. B.6, abaixo, mostra o espectro de massa dos (3π) , para a produção do A_1^+ na onda S, a 15 GeV/c. A curva sólida é o ajuste feito com a fórmula B.17 onde $M_R = 1152 \pm 9$ (MeV) e $\Gamma = 264 \pm 11$ (MeV).

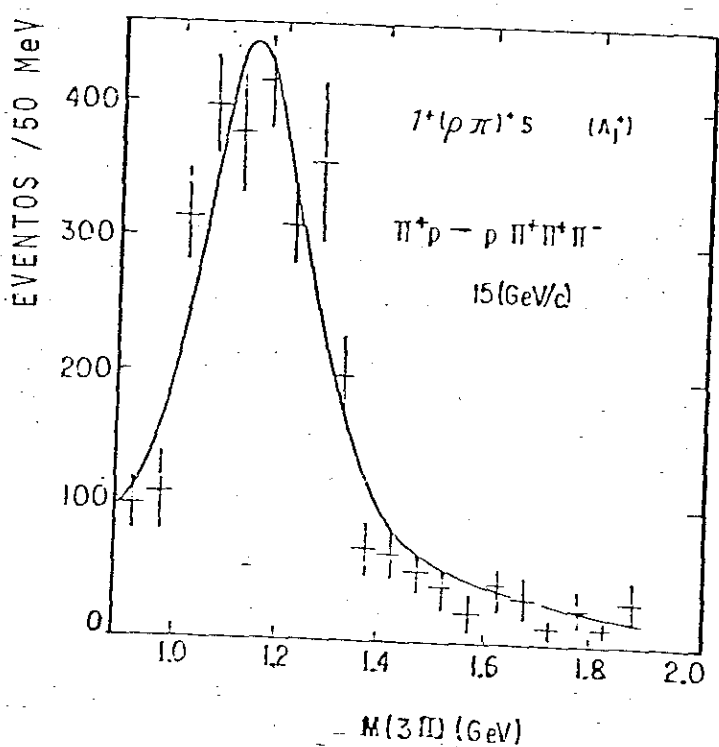


Figura B.6 - Espectro de massa dos (3π) na onda parcial $1^+(\rho\pi)S$ na reação $\pi^+p \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-p$ para o momento do π^+ incidente de 15 GeV/c. [Ref. 3.c]. O A_1^+ foi ajustado por uma fórmula do tipo (B.17)

APÊNDICE C

A DUALIDADE E A FÓRMULA DE VENEZIANO

Para introduzir a dualidade, explicaremos primeiro o que é a dualidade local e a regra da soma de energia finita (R.S.E.F.). A dualidade de maneira simples, diz que uma amplitude de difusão pode ser escrita, seja em termos de ressonâncias de via s , seja em termos de trajetórias trocadas na via t . Desse modo temos duas descrições complementares de uma mesma situação física^(26,27) :

Em altas energias a amplitude é geralmente descrita por trocas de via t , e reflete uma característica particular da via s .

Toda vez que não houver ressonância na via s , as contribuições dos polos de Regge em altas energias da via t deverão ser nulas. Para que isso ocorra é necessário que as trocas de via t se combinam duas a duas de modo que

$$I_m A(s, t = 0) = 0$$

A R.S.E.F. leva a dualidade global e a fórmula de Veneziano à dualidade local, como será mostrado na Fig. C.1.

Experimentalmente tem-se o resultado descrito pela Fig. C.1

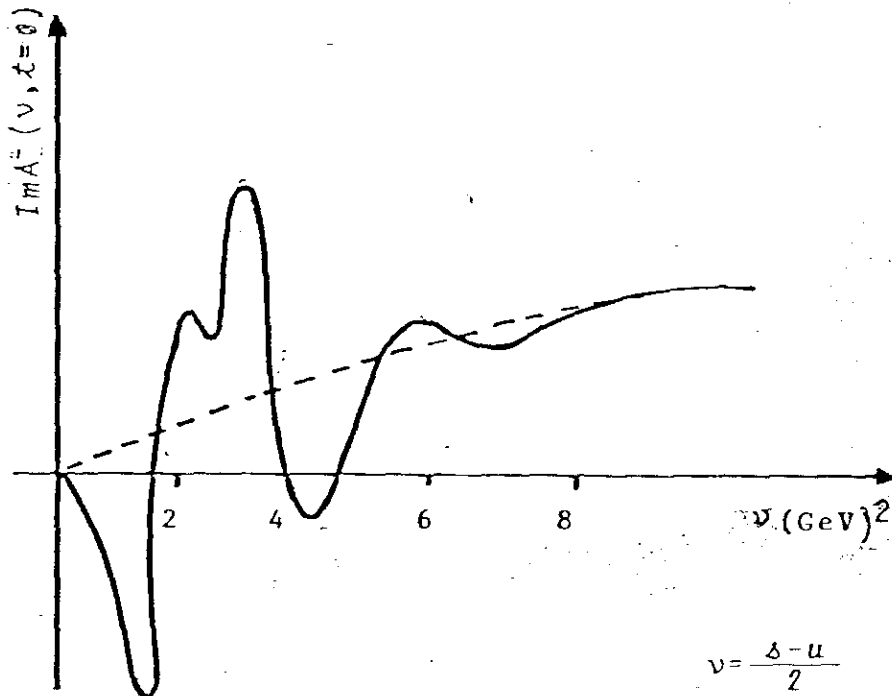


Figura C.1 - Ilustração da dualidade global para a reação $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ onde \bar{e} é trocado o m \bar{e} son π na via t .

Em m \bar{e} dia a curva pontilhada representa bem a parte $I_m A_m^-(\nu, t=0)$, assim diz-se que os polos de Regge (regi \bar{a} o de altas energias) \bar{e} dual das resson \bar{a} ncias (regi \bar{a} o de baixas energias) ou seja $\langle (I_m \text{ Res}) \rangle = \langle I_m (\text{polos de Regge}) \rangle$ (C.1)

De maneira an \bar{a} loga se estabelece a dualidade entre a troca do Pomer \bar{a} o, e o fundo n \bar{a} o ressonante,

$$\langle I_m (\text{fundo}) \rangle = \langle (I_m P) \rangle$$

A dualidade local exige que a cada valor de s a soma das trocas na via t , devem fornecer uma descrição equivalente aquela da soma de ressonância da via s . Uma amplitude com um número infinito de ressonâncias muito estreitas na via s e um número infinito de polos na via t é conseguido através da fórmula de Veneziano.

Para conseguir uma amplitude com as características acima, Veneziano, fez uso da função Gama (Γ) e suas propriedades. Assim a amplitude de espalhamento na via s foi escrita,

$$\Gamma(-\alpha(s)) = \frac{(-1)^n}{n! n - \alpha(s)} \quad (C.2)$$

sendo $n = 0, 1, 2, \dots$ e $\alpha(s) = \alpha_0 + \alpha' s$.

Para escrever uma amplitude com um número infinito de polos nas vias s e t basta usar novamente as propriedades de função Gama e escrever

$$\Gamma(-\alpha(s)) \Gamma(-\alpha(t)) \quad (C.3)$$

Esta amplitude tem o inconveniente de possuir dois polos simultaneamente nas vias s e t quando $\alpha(s) + \alpha(t) = n, n = 0$ que não é compatível com a dualidade. A fim de solucionar esse problema, Veneziano usou de novo a função Gama, dividindo a eq c.3/ $\Gamma(-n)$ de modo que $\alpha(s) + \alpha(t) = n$. Assim eliminou os polos duplos, chegando a sua fórmula

$$V(s, t) = \gamma \frac{\Gamma(-\alpha(s)) \Gamma(-\alpha(t))}{\Gamma(-\alpha(s) - \alpha(t))} \quad (C.4)$$

γ é uma constante de acoplamento que depende dos vértices e (ou) fatores de forma. A amplitude de espalhamento terá então a contribuição das três vias e será escrita

$$A(s, t, u) = V(s, t) + V(t, u) + V(u, s) \quad (C.5)$$

A contribuição do termo

$$V(s, t) \approx \gamma(t) \Gamma(-\alpha(t)) \cdot e^{-i\pi\alpha(t)} \cdot (\alpha' s)^{\alpha(t)} \quad (C.6)$$

o termo

$$V(t, u) \approx \gamma(t) \Gamma(-\alpha(t)) \cdot (\alpha' s)^{\alpha(t)} \quad (C.7)$$

e o termo

$$V(s, u) = 0 \quad (C.8)$$

Assim a amplitude de espalhamento na eq. c.5 em altas energias ($s \rightarrow \infty$) tem o comportamento de Regge⁽²⁸⁾, isto é:

$$A(s, t, u) \sim \gamma \Gamma(-\alpha(t)) \left[1 + e^{-i\pi\alpha(t)} \right] (\alpha' s)^{\alpha(t)} \quad (C.9)$$

Os diagramas de dualidade são muitos úteis em nosso trabalho para a dedução elegante e simples da amplitude de dupla troca de Regge. Esses diagramas são construídos através de quarks e antiquarks. Usaremos aqui um processo méson + bárion \rightarrow méson + bárion, para exemplificar a troca do méson K^{*+} , no processo $\pi^- p \rightarrow K^{*+} \Lambda$. Este processo pode ser representado através de um diagrama de dualidade mostrado na Fig. C.2

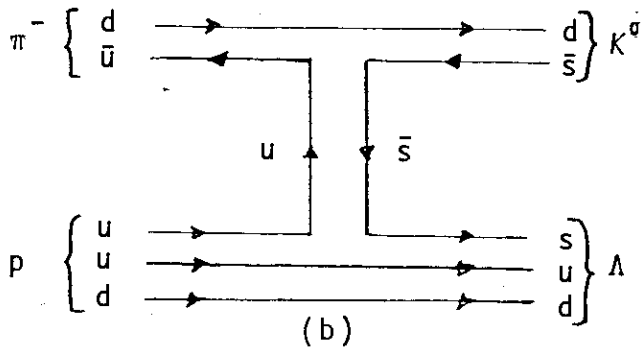
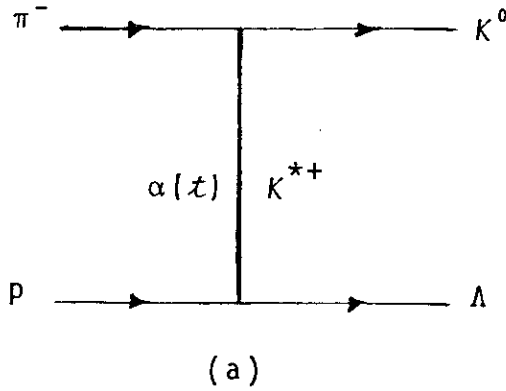


Figura C.2 - Nesta figura apresentamos:

- a) gráfico de via s para a reação $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$
- b) o diagrama de dualidade correspondente com a troca do K^{*+} .

A amplitude de Regge na via s é escrita em termos da troca de Regge realizada na via t (a partícula K^{*+}), ou seja

$$A(s, t)_{s \rightarrow \infty} \propto \frac{1}{t - m_{K^{*+}}^2}$$

Em um processo $2 \rightarrow 2$ do tipo $\text{m\bar{e}son} + \text{m\bar{e}son} \rightarrow \text{m\bar{e}son} + \text{m\bar{e}son}$ \u00e9 poss\u00edvel construir 2 diagramas de dualidade conforme mostra a Fig. C.3. Diagrama id\u00eanticos tamb\u00e9m podem ser constru\u00eddos para processos do tipo $\text{m\bar{e}son} + \text{b\bar{a}rion} \rightarrow \text{m\bar{e}son} + \text{b\bar{a}rion}$

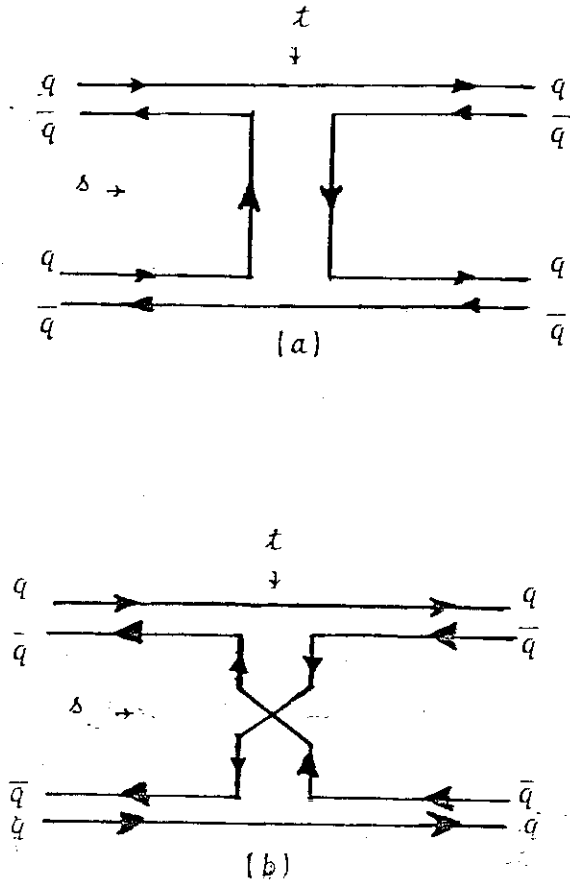


Figura C.3 - Diagramas de dualidade para um processo $2 \rightarrow 2$, $\text{m\bar{e}son} + \text{m\bar{e}son} \rightarrow \text{m\bar{e}son} + \text{m\bar{e}son}$

Na Fig. C.3 indicamos os gr\u00e1ficos de dualidade onde na Fig. C.3.a ve-se que as vias s e t cont\u00eam cada uma um par de quark-antiquark, apresentando assim, o conte\u00fado dual, ou seja: "as resson\u00e2ncias de via s s\u00e3o iguais aos polos de Regge na via t ". Na Fig. C.3.b apresenta-se a via s ex\u00f3tica, pois ela

contêm dois pares de quark-antiquark; deve-se observar então na via t é necessário combinar duas trajetórias de modo que a amplitude resultante seja real.

Gráficos do tipo da Fig. C.3.a é dito gráfico fase e os da Fig. C.3.b gráfico real.

Vimos que na dualidade local cada ponto da amplitude é descrita, seja por uma soma infinita de polos na via s seja por uma soma infinita na via t . Graficamente tal fato pode ser representado pela igualdade entre os diagramas de dualidade da Fig. C.4

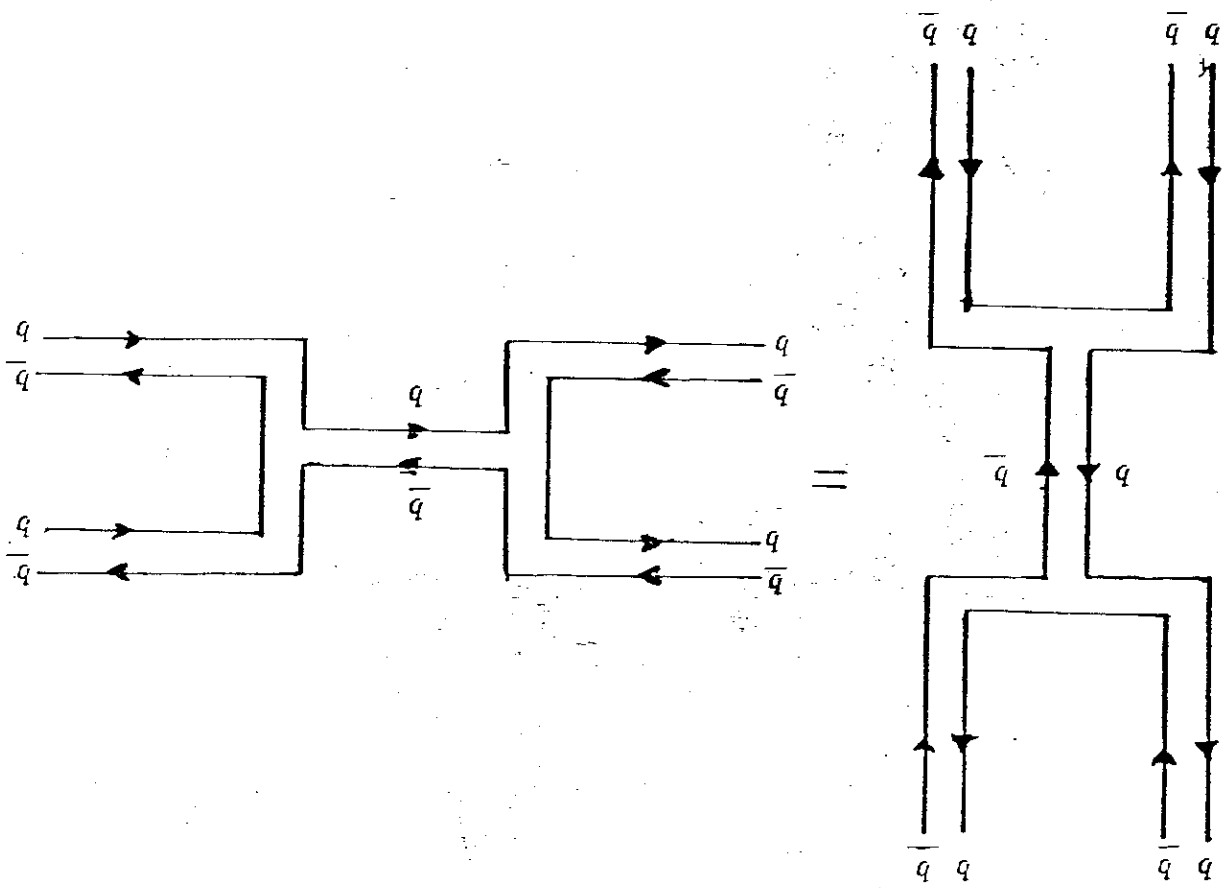


Figura C.4- Diagrama de dualidade para um processo $m\bar{e}son + m\bar{e}son \rightarrow m\bar{e}son + m\bar{e}son$ visto nas vias s e t , respectivamente

Os diagramas da Fig. C.4 podem ser obtidos pela deformação do diagrama da Fig. C.3.a. A dualidade local ocorre toda vez, como no exemplo acima, que pudermos deformar um diagrama sem alterar o valor da amplitude calculada.

Estas são algumas idéias básicas sobre dualidade, que serão usadas no Capítulo III.

BIBLIOGRAFIA

- 1 - I. Bediaga, J. M. Pires, A. F. Santoro, *Revista Brasileira de Física*. 11, (1981) 997.
- 2 - J. B. Daiton and A. J. G. Hey, "Three Particle Phase Shift Analysis and Meson Resonance Production". *Proceedings of the Daresbury conference*.
- 3 - a) M. J. Emms et al., *Phys. Lett.* B60 (1975) 109.
b) M. J. Corden et al., *N. Phys.* B136 (1978) 77;
c) F. Wagner, M. Tabak and D. M. Chew, *Phys. Lett.* B58, (1975) 201, e ainda, C. Baltay, C. V. Cautis and M. Kalelkar. *Phys. Rev. Lett.* 39 (1977) 591.
d) M. Cerrada et al., *N. Phys.* B126 (1977) 241.
- 4 - A primeira observação do A_1 em produções para trás é devida a E. W. Anderson et al., *Phys. Rev. Lett.* 22 (1969) 1390.
- 5 - S. D. Drell e K. Hiida. *Phys. Rev. Lett.* 7, (1961) 199.
- 6 - Robert T. Deck. *Phys. Rev. Lett.* 13, (1964) 169.
- 7 - M. Ross e Y.Y. Yam, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 546.
- 8 - M. G. Bowler et al., *N. Phys.* B97 (1975) 227.
- 9 - O meson Vetor-Axial A_1 , foi descoberto por G. Bellini, *N. Cim* 29, (1963) 896, em reações com o Π incidente tendo um momento de 6.1 e 18.1 GeV/c.
a) Uma definição completa desses mesons pode ser encontrada na revista *Particle Data Group*, April 1982.
b) Uma revisão experimental é feita por Ph. Gavillet, *These d'Etat* n° 2137, *Université Paris XI Orsay* (1979).
- 10 - J. A. Dankowych et al, *Phys. Rev. Lett.* 46, (1981) 580
- 11 - G. Ascoli et al., *Phys Rev. Lett* 26, (1971) 929.
- 12 - G. Ascoli et al., *Phys Rev.* D9, (1974) 1963.
- 13 - A. Ferrer et al., *N. Phys.* B142 (1978) 77.
- 14 - J.C. Anjos, A.M. Endler, A. Santoro e F.R.A. Simão., *N. Cim* A57 (1980) 70.
- 15 - a) Ph. Gavillet et al., *Phys. Lett.* B69 (1977) 119.

- b) Yu. M. Antipov et al. N. Phys. B63 (1973) 153.
- 16 - C. Daum et al. Phys Lett. B89 (1980) 281.
- 17 - H. E. Haber e G. L. Kane, N. Phys. B129, (1977) 429.
- 18 - a) R.E. Juhala et al. Phys. Rev. Lett. 19, (1967) 1355
b) J. C. Berlinghieri et al. Phys. Rev. Lett., B23 (1969) 42
- 19 - a) G. Alexandre et al. Phys. Lett. B73 (1978) 99.
b) J. A. Jaros et al., Phys Rev. Lett. 40 (1978) 1120.
- 20 - J. L. Basdevant and E. L. Berger, Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 994 .
- 21 - Veja o apêndice C.
- 22 - R. C. Brower, - De Tar e Weiss - Regge Theory for Multipar-
- 23 - M. M. Nagels - Copilation of Coupling Constants and Low-Energy parameters - N.Phys. B147 (1979) 189 .
- 24 - E. Byrckling e K. Kajantie - " Particle Kinematics " -Wiley - Interciência - (1973). Capítulos 2,3,4 e 5.
- 25 - Roland Omnès - " Introduction to Participle Physics"-Wiley Interciência - Edição em Inglês - (1971). Capítulo 8
ticle Amplitudes - Phys. Rep. 14 (1974) 257 .
- 26 - P. D. B. Collins - " An introduction to Regge Theory and High Energy Physics" - Cambridge University Press - 2a Ed. (1977). Capítulo 7.
- 27 - G. Cohen - Tannoudji et al. - " Peripherisme, Absorption et Dualite" - Ecole de GIF 72 (Vol 1).
- 28 - Ibidem , ref 27 págs 55 à 58 .

“APLICAÇÃO DO MODELO DE DUPLA TROCA A PRODUÇÃO DO A1 NA REAÇÃO P -> p(3) a 180 NO SCM ”

JOSÉ MARIA PIRES

Tese apresentada no Centro
Brasileiro de Pesquisas Físicas, do Conselho
Nacional de Desenvolvimento Científico e
Tecnológico, fazendo parte da Banca Exa-
minadora os seguintes Professores:

Alberto Franco de Sá Santoro/CBPF

Jader Benuzi Martins (CBPF)

Ariosvaldo Ferraz de Camargo Filho/IFT

Rio de Janeiro, 28 de março de 1983