

*III ENCONTRO  
NACIONAL DE  
FÍSICA DE  
PARTÍCULAS  
E CAMPOS*

*CAMBUQUIRA SET 81*

*Sociedade Brasileira de Física*

## INDICE

INTRODUÇÃO	1
J.FRENKEL - Aspectos da Teoria de Perturbação na Cromodinâmica Quântica	3
C.E.I.CARNEIRO, J.FRENKEL e M.T.C.S.THOMAZ - Divergências Infravermelhas em Cromodinâmica Quântica	21
E.ABDALLA - O Estado Atual da Física de Altas Energias	31
A.A.NATALE - O Problema da Hierarquia de Quebra de Simetrias	42
O.J.P.ÉBOLI e G.C.MARQUES - Solitons como Partículas Newtonianas	47
J.F.PEREZ - Quebra Espontânea de Simetrias Contínuas	57
E.FERREIRA - Interações de Leptons e Fotons a Altas Energias	61
N.F.FERRARI JR. e H.M.NUSSENZVEIG - Deslocamento Angular em Espalhamento	73
A.F.S.SANTORO - Fenomenologia Hadrônica	85
M.GIFFON, Y.HAMA e E.PREDAZZI - O Efeito de Partícula "Leading" e a Condição de Unitariedade	125
E.ABDALLA e R.S.JASINSCHI - Modelos com Supersimetria Global ou Local - Uma Introdução	142
J.JAYARAMAN - An Exciting Fundamental Derivation of SU(3) and a Simultaneously Emerging Derivation of SU(6) All Just From Space-Time Symmetry	157
W.A.RODRIGUES JR. - The One Way Velocity of Light, Distant Synchrony the Cosmological Substratum and Elementary Particle Physics	175
E.C.de OLIVEIRA and W.A.RODRIGUES JR. - A New Terrestrial Test of General Relativity	201

### III ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DE PARTÍCULAS E CAMPOS

#### INTRODUÇÃO

O "III Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos" foi realizado de 18 a 21 de setembro de 1981, em Cambuquira - MG, contando com a participação de 129 físicos. O Encontro foi patrocinado pela Sociedade Brasileira de Física e o apoio financeiro foi concedido pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico e Financiadora de Estudos e Projetos.

A programação cumprida consistiu de seminários de revisões, comunicações curtas e de relatos das conferências de Lisboa, Bonn e Versailles. Houve também uma sessão de painéis a qual funcionou durante todo o decorrer do Encontro. Esta publicação reúne parte das contribuições do Encontro.

A Assembléia do Encontro foi realizada no dia 20 de setembro, às 21:00 horas. Ficou acertado que o próximo Encontro deverá ser realizado dentro de dois anos e a preparação do mesmo ficou a cargo dos Professores Julio Cesar Nascimento (IFQ São Carlos), Vera Lucia Vieira Baltar (PUC/RJ), Moacyr Henrique Gomes e Souza (CBPF), Elcio Abdalla (IFUSP), Adilson José da Silva (IFUSP), Rajat Chanda (UFRJ) e Bruto Max Pimentel Escobar (IFT/SP).

Em nome dos participantes do Encontro, a Comissão Organizadora deseja agradecer a todos que contribuíram direta ou indiretamente para a realização do mesmo. Em particular, além das entidades acima mencionadas, a Comissão agradece a Álvaro Roberto Souza Moraes, Conceição Aparecida Vedovello e Sidnei Souza Moraes pelo trabalho de secretaria, eficientemente desenvolvido.

A Comissão Organizadora foi constituída pelos Professores Marcelo Otávio C. Gomes (IFUSP), Henrique Fleming (IFUSP), Roland Köberle (IFQ São Carlos), Erasmo Madureira Ferreira (PUC/RJ), João Carlos Costa dos Anjos (CBPF), Carlos Ourívio Escobar (IFT/SP) e José de Sá Borges Filho (UFRJ).

- A Comissão Organizadora -

Nota:- Esta publicação foi subvencionada pelo CNPq e FINEP.

ASPECTOS da TEORIA de PERTURBAÇÃO  
na CROMODINÂMICA QUÂNTICA

J. Frenkel  
Instituto de Física, U.S.P.

I - INTRODUÇÃO

Várias evidências experimentais, tais como a secção de choque total da aniquilação elétron-pósitron em hadrons, apontam para o fato de que os hadrons são constituídos de quarks que se apresentam em três variedades básicas, chamadas de cõr. Outros dados, resultantes de espalhamentos altamente inelásticos de elétrons e neutrinos por hadrons, indicam a existência de partículas neutras, de spin 1, chamadas de gluons, que mediam as interações entre os quarks. Somos assim levados naturalmente a uma teoria de gauge, Cromodinâmica Quântica, que descreve as interações fortes das partículas elementares. Esta teoria, onde os campos fundamentais são constituídos pelos quarks e gluons coloridos, é descrita pela Lagrangeana <sup>(1)</sup>:

$$\mathcal{L} = \sum_i \bar{\Psi}_i (i\not{\partial} - m_i + \frac{1}{2} g \vec{\Lambda} \cdot \vec{A}) \Psi_i + \quad (1)$$

$$- \frac{1}{4} (\partial_\mu \vec{A}_\nu - \partial_\nu \vec{A}_\mu + g \vec{A}_\mu \times \vec{A}_\nu)^2$$

onde  $i$  é um índice de sabor,  $\Psi_i$  é espinor no espaço de cõr [ $\Psi_i^T = (q_R, q_B, q_G)$ ],  $\vec{A}_\mu$  é um vetor de 8 componentes de cõr,  $\vec{\Lambda}$  representa o conjunto das 8 matrizes de Gell-Mann e  $\vec{A}_\mu \times \vec{A}_\nu = f^{abc} A_\mu^a A_\nu^b$ . A partir desta Lagrangeana vemos que gluons interagem entre si, através de vértices tríplexes e quádruplos mostrados na figura 1.

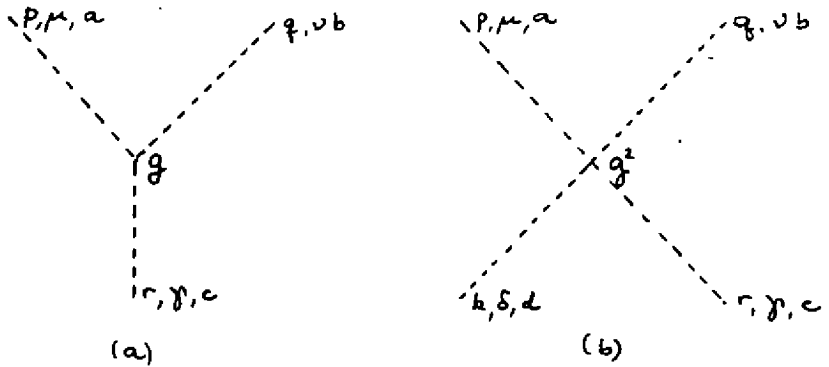


Figura 1. Diagramas básicos representando as interações de gluons caracterizados pelos momentos  $p, q, \dots$ , índices de Lorentz  $\mu, \nu, \dots$ , e cores  $a, b, \dots$ .

Estas interações são responsáveis por um dos grandes sucessos da Cromodinâmica Quântica (QCD), que é a predição da liberdade assintótica observada experimentalmente. Isto é, a grandes energias  $E$ , a constante efetiva de acoplamento  $\alpha(E)$  decresce à medida que a energia aumenta :

$$\alpha(E) = \frac{g^2(E)}{4\pi} = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \ln \frac{E^2}{\Lambda^2}} \quad (2)$$

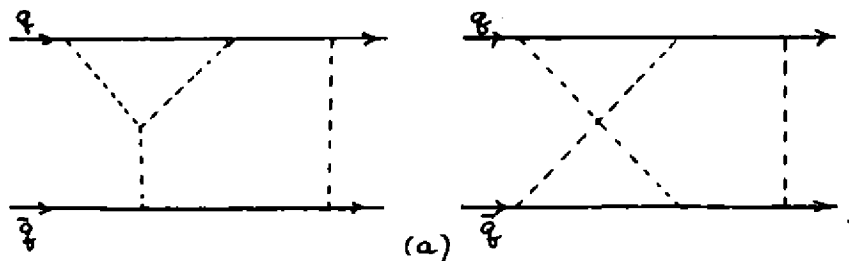
onde  $N_f$  é o número de sabores com massa menor que  $E$  e  $\Lambda$  é uma constante que deve ser determinada experimentalmente.

Este comportamento sugere a possibilidade do uso da teoria de perturbação com altas energias, para o cálculo das correções radiativas em processos hadrônicos. Porém, há basicamente dois problemas que poderiam dificultar a aplicação da teoria de perturbação.

i) Esta teoria trata de quarks e gluons, que não são observados diretamente no estado físico final. Contudo, se calcularmos propriedades gerais, independentes da natureza detalhada

destes estados, tais como  $\sigma_{\text{total}}(e^+e^-)$ , esperamos poder usar a teoria de perturbação. Isto porque, as características globais de tais secções de choque são determinadas em altas energias pelo comportamento inicial das partículas a pequenas distâncias. É observado experimentalmente que a maior parte desta energia emerge, neste caso, a partir de pequenas distâncias em forma de jatos, de acordo com as previsões da teoria de perturbação. Também, o estudo de certos modelos simplificados indica que os efeitos confinantes não perturbativos, decrescem em altas energias como potências inversas de  $E$ , de maneira que estes efeitos não são muito importantes neste regime de energias.

ii) Dada uma grande energia  $E$ , o uso da constante de acoplamento efetivo  $\alpha(E)$  não é suficiente para a justificação da teoria de perturbação, devido ao fato que  $\alpha(E)$  pode aparecer, neste caso, multiplicada por termos logarítmicos grandes. Com efeito, foi recentemente provado<sup>(2)</sup> que as divergências infravermelhas, associadas com o comportamento das interações a grande distâncias, não se cancelam em geral nas secções de choque na QCD. Por exemplo, no processo de espalhamento quark-antiquark indicado esquematicamente na Figura 2 :



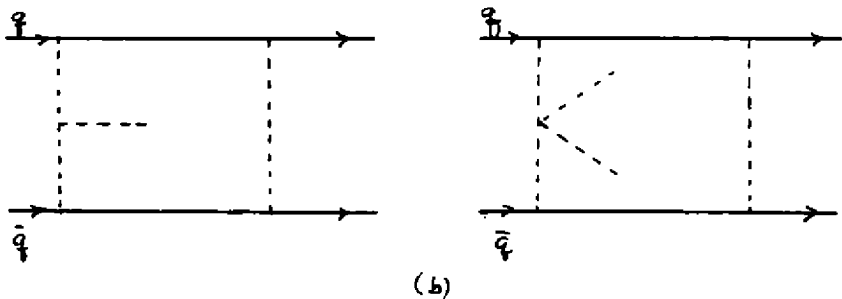


Figura 2. Diagramas envolvendo gluons virtuais (a) e reais (b) que contribuem para a secção de choque quark-antiquark.

Estas divergências, nas ordens mais baixas não-triviais da teoria de perturbação, se manifestam como fatores logarítmicos  $\ln mR$ , que divergem quando o raio do estado ligado  $R$  tende a infinito, multiplicando  $\alpha(E)$ :

$$\bar{\alpha}(E) = f(E) \alpha(E) \ln mR \quad (3)$$

onde  $E$  é a energia total do sistema  $q\bar{q}$ . Vemos que efetivamente, ao tentarmos separar e tornar livres os quarks ( $R \rightarrow \infty$ ),  $\bar{\alpha}(E)$  se torna divergente, comportamento que provavelmente reflete o confinamento dos quarks. Contudo, em altas energias, a região relevante no processo de espalhamento é da ordem de um Fermi. Neste caso obtêm-se que  $f(E) \sim 1/E^2$ , fato que indica que os fatores confinantes (infra-vermelhos) podem ser negligenciados numa primeira aproximação em processos de altas energias.

## II - DEPENDÊNCIA DA PRESCRIÇÃO EM CÁLCULOS PERTURBATIVOS NA QCD

Como sabemos, todas as predições da QCD são expres -

sas em função de  $\alpha$ . Contudo, já que não é possível obser-  
 var quarks e gluons diretamente, não existe uma escolha natu-  
 ral e única para este parâmetro. Para podermos analisar o  
 efeito da escolha do parâmetro  $\alpha$  em cálculos perturbativos  
 na QCD, vamos primeiramente comparar a situação com aquela  
 que aparece na Eletrodinâmica Quântica (QED). Neste caso,  
 existe uma escolha natural do parâmetro  $\alpha_{QED}$ , definida co-  
 mo a intensidade de interação eletromagnética no espalhamen-  
 to de um elétron por um fóton de energia zero. Experimental-  
 mente  $\alpha_{QED}$ , medido a partir de experiências que usam o e-  
 feito Josephson, é dado por :

$$\alpha_{QED}^{-1} = 137,035987 \quad (4)$$

Inserindo este valor na predição teórica para o momento anô-  
 malo magnético do elétron<sup>(3)</sup>

$$a_e^{th} = \frac{1}{2} \frac{\alpha}{\pi} - 0,328478445 \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^2 + 1,183 \left( \frac{\alpha}{\pi} \right)^3 + \dots \quad (5a)$$

onde  $\alpha = \alpha_{QED}$  obtém-se :

$$a_e^{th} = 1,159652259 \cdot 10^{-3} \quad (5b)$$

resultado que concorda até a oitava casa decimal com o resul-  
 tado experimental :

$$a_e^{exp} = 1,159652410 \cdot 10^{-3} \quad (6)$$

Esta excepcional concordância justifica, a posteriori, o uso  
 de  $\alpha_{QED}$  na teoria de perturbação na QED. Mas, a priori,  
 esta escolha não seria única.



Poderíamos usar um outro parâmetro  $\alpha'$ , definido como a intensidade <sup>de</sup> acoplamento eletromagnético por um fóton de uma energia igual à massa do elétron, ou qualquer outra energia. Por exemplo, poderíamos escolher  $\alpha'$  tal que :

$$\alpha' = \alpha_{\text{QED}} \left( 1 - 10 \frac{\alpha}{\pi} \right) = \frac{1}{140,29478} \quad (7a)$$

que, à primeira vista parece um bom candidato, já que  $\alpha' < \alpha$ . Contudo, substituindo-se esta relação em (5a), e mantendo-se os termos até terceira ordem, obtêm-se

$$\begin{aligned} \alpha_e(\alpha') &= \frac{1}{2} \frac{\alpha'}{\pi} + 4,671525 \left( \frac{\alpha'}{\pi} \right)^2 + 94,61354 \left( \frac{\alpha'}{\pi} \right)^3 \\ &= 1,159585 \cdot 10^{-3} \end{aligned} \quad (7b)$$

resultado que concorda com o valor experimental (6) apenas até a quarta casa decimal.

Esta discussão ilustra um certo número de fatos importantes. Em primeiro lugar, o resultado exato obtido somando-se todas as ordens em teoria de perturbação, independe da escolha do parâmetro de expansão. Porém, na prática, só podemos calcular um pequeno número de termos perturbativos e neste caso o resultado "truncado" de perturbação depende claramente da escolha deste parâmetro. A priori, não é evidente qual é o melhor parâmetro, e vimos que apesar do fato de  $\alpha_{\text{QED}}$  ser maior que  $\alpha'$ , este leva a um melhor resultado do que aquele obtido usando-se  $\alpha'$ . Sintomaticamente, os coeficientes que aparecem na expansão (7b) onde usamos o parâmetro  $\alpha'$ , são grandes, o que indica possíveis dificuldades com o uso

da teoria de perturbação. Finalmente, mencionamos o fato de que são necessários cálculos teóricos e resultados experimentais de alta precisão afim de podermos decidir sobre o melhor parâmetro a ser usado na série perturbativa.

Como vimos, na QCD não existe uma escolha natural deste parâmetro e assim temos em princípio várias possíveis escolhas. Estas escolhas resultam das diversas maneiras de renormalizar os infinitos ultravioletas que aparecem em teoria de perturbação, processo este necessário para podermos expressar os resultados das correções radiativas em termos de parâmetros finitos observados experimentalmente. Vamos ilustrar os diversos esquemas de renormalização considerando o vértice de três gluons na aproximação de um loop.

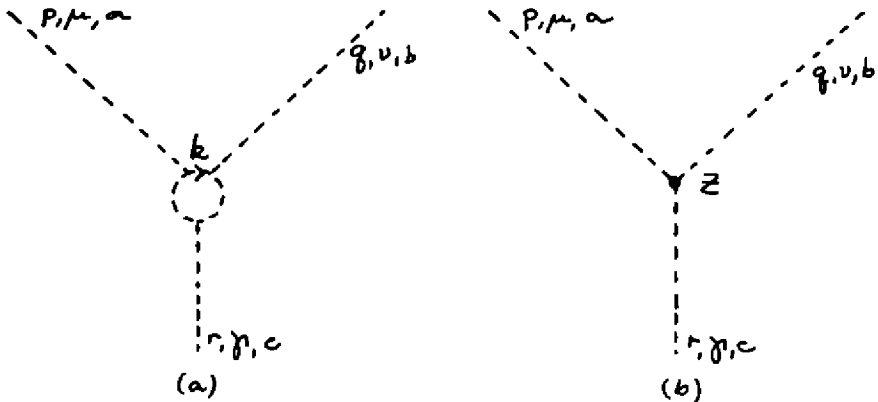


Figura 3. Diagramas de Feynman para o vértice renormalizado  $T_{\mu\nu\xi}^{abc}(p, q, r)$ . O gráfico na figura (b) representa o contratermo  $Z$  necessário para tornar finita a contribuição resultante da figura (a).

O gráfico da figura (a) contém divergências ultravioletas que aparecem quando  $k \rightarrow \infty$ . Usando o método de regulari

zação dimensional<sup>(4)</sup> substituímos  $\int d^4 k f(k)$  por  $\mu^{4-n} \int d^n k f(k)$ . Assim, integrais que divergem quando  $k \rightarrow \infty$ , podem ser tornadas convergentes, escolhendo-se  $n$  suficientemente pequeno. As divergências aparecem quando  $n \rightarrow 4$ , como polos na variável  $\epsilon = n - 4$ . O parâmetro  $\mu$  é arbitrário e tem dimensão de massa, sendo introduzido afim de manter a dimensão da integral igual a sua dimensão original em 4 dimensões. Assim, obteremos a partir da figura (3) no ponto simétrico  $p^2 = q^2 = r^2$ , o seguinte resultado para o vértice renormalizado  $T_{\mu\nu\gamma}^{abc}(p, q, r)$

$$T_{\mu\nu\gamma}^{abc}(p, q, r) = V_{\mu\nu\gamma}^{abc}(p, q, r) [G(p^2) + Z] \quad (8a)$$

onde  $V_{\mu\nu\gamma}^{abc}(p, q, r)$  representa o vértice da figura (1a) e  $G(p^2)$  é dado por :

$$G(p^2) = \frac{g^2}{16\pi^2} \left( a + b \ln \frac{p^2}{\mu^2} + c \frac{1}{\epsilon} \right) \quad (8b)$$

onde  $a$ ,  $b$  e  $c$  são constantes independentes de  $p^2$ .

Para tornar  $T_{\mu\nu\gamma}^{abc}(p, q, r)$  finito, os dois esquemas de renormalização mais usados para o contratermo  $Z$  são:

1) Esquema de subtração mínima (MS), onde o contratermo  $Z$  é definido de modo a cancelar somente a parte de polo na equação (8) :

$$Z_{MS} = 1 - \frac{g^2}{16\pi^2} c \frac{1}{\epsilon} \quad (9a)$$

Este esquema é conveniente do ponto de vista teórico, pois a invariança de gauge é respeitada em cada estágio do cálculo de grandezas físicas.

ii) Esquema de subtração no momento (MOM), onde  $Z$  é definido por :

$$Z_{MOM} = 1 - G(\mu^2) \quad (9b)$$

de forma a cancelar  $G(p^2)$  em (8) na escala  $p^2 = \mu^2$ . Este método é conveniente na prática porque neste caso uma grande quantidade de correções radiativas são absorvidas na constante de acoplamento  $g^2_{MOM}$  para momentos típicos  $Q$  da ordem  $\mu$ .

Estes esquemas podem ser relacionados através de cálculos semelhantes na ordem de um loop, obtendo-se desta forma o resultado<sup>(5)</sup>

$$\alpha_{MOM}(\mu) = \alpha_{MS}(\mu) \left( 1 + 7,3 \frac{\alpha}{\pi} \right) \quad (10)$$

que é o análogo à relação (7a) entre as constantes de acoplamento na QED.

### III - EXEMPLOS NA QCD

Até agora um certo número de cálculos perturbativos para observáveis físicos foram realizados na QCD além da ordem dominante. Isto permite uma discussão das idéias apresentadas sobre a dependência na prescrição. Vamos discutir alguns exemplos :

#### 1) Aniquilação elétron-pósitron.

Um dos melhores testes que podem ser realizados na QCD

perturbativa é o estudo da reação:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{muons})} \quad (11)$$

Alguns diagramas típicos contribuindo correções até ordem  $\alpha^2$  são mostradas na Figura 4.

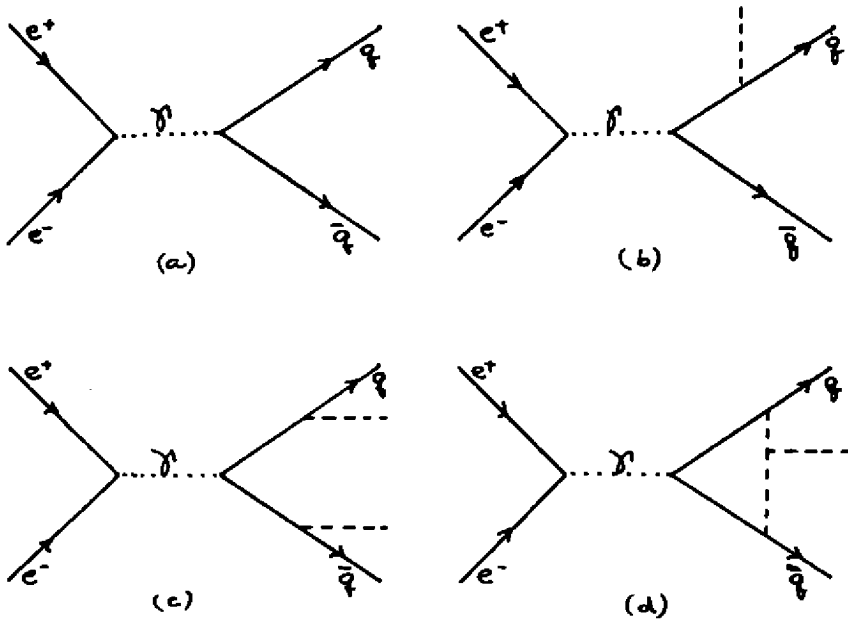


Figura 4. Aniquilação  $e^+ e^-$  se processa através da criação de um fóton virtual  $\gamma$ .

A expressão da QCD para R pode ser escrita nesta ordem como (6)

$$R(E) = 3 \sum e_q^2 \left[ 1 + \frac{\alpha_s(E)}{\pi} + B_i(E) \left( \frac{\alpha_s(E)}{\pi} \right)^2 \right] \quad (12a)$$

onde  $i$  denota os vários esquemas de renormalização e  $E$  representa a energia invariante do sistema elétron-positron. Para energias na região correspondente à produção de 5 sabores de quarks, da ordem  $E \approx 20$  GeV, obtém-se:

$$B_{\text{MOM}} = -0,94 \qquad B_{\text{MS}} = 5,16 \qquad (12b)$$

Notemos que, no esquema  $\text{MS}$ , os coeficientes na segunda ordem de perturbação são relativamente grandes. Isto pode indicar, em analogia com a equação (7b), que neste esquema a série perturbativa converge mais dificilmente. Entretanto, sendo que nesta região de energias  $\alpha(E)/\pi \approx 7\%$ , vemos que neste caso as correções radiativas levam a resultados bastante próximos entre si nos dois esquemas:

$$\left(\frac{R}{R_0}\right)_{\text{MOM}} \approx 1,06 \qquad \left(\frac{R}{R_0}\right)_{\text{MS}} \approx 1,05 \qquad (13)$$

que estão dentro da precisão experimental observadas atualmente para este processo.

## 2) Decaimento do paraquarquônio.

As correções radiativas para o decaimento do estado ligado de um par quark-antiquark pesado com spin zero e paridade negativa em hadrons foi calculado até a ordem  $\alpha^3$  na QCD<sup>(7)</sup>. Alguns diagramas típicos contribuindo para este processo estão representados na Figura (5).

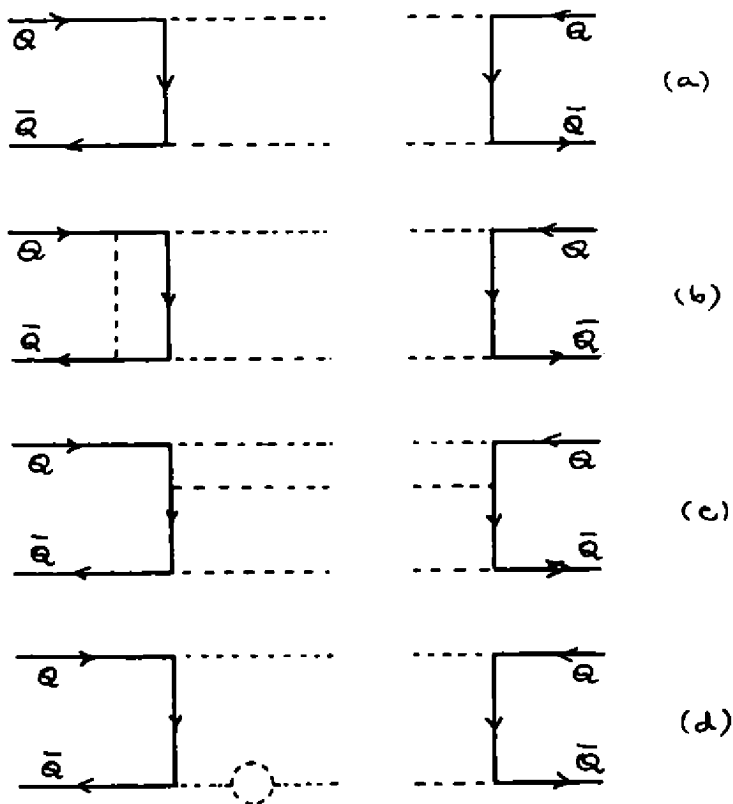


Figura 5. Diagramas para o decaimento do paraquarkônio  $\eta(0^-)$  em hadrons.

Na prática é mais conveniente calcular a razão

$$\tilde{R} = \frac{T(\eta \rightarrow \text{hadrons})}{T(\eta \rightarrow \gamma\gamma)} \quad (14)$$

que é livre de singularidades. Obteve-se, usando o esquema  $\overline{MS}$  no ponto  $\mu = 2m$ , onde  $m$  representa a massa do quark, o resultado:

$$\tilde{R} = \frac{2}{9 e^4 (\alpha_{\overline{MS}})^2} [\alpha_{\overline{MS}}(2m)]^2 \left[ 1 + 22,14 \frac{\alpha}{\pi} \right] \quad (15)$$

que foi interpretado como um fracasso da QCD perturbativa visto que o coeficiente de  $\alpha^3$  é muito grande neste caso. Contudo, este resultado pode apenas indicar o fato de que o esquema MS não é muito apropriado para cálculos perturbativos. Na verdade, usando-se o esquema MOM, podemos através da equação (10) reduzir este coeficiente para :

$$\tilde{R} = \frac{2}{g e_Q^4 (\alpha_{QED})^2} [\alpha_{MOM}(2m)]^2 \left[ 1 + 7,56 \frac{\alpha}{\pi} \right] \quad (16)$$

que indica uma melhor convergência da série perturbativa. Mesmo assim o coeficiente continua sendo relativamente grande. Uma proposta no sentido de melhorar esta situação foi sugerida<sup>(5)</sup>, partindo-se da observação de que, na ordem mais baixa a energia disponível para cada gluon é efetivamente  $m$ . Assim, escolhendo-se o ponto de subtração  $\mu = m$ , obtém-se:

$$\tilde{R} = \frac{2}{g e_Q^4 (\alpha_{QED})^2} \left\{ \begin{array}{l} [\alpha_{MS}(m)]^2 \left[ 1 - 16,36 \frac{\alpha}{\pi} \right] \\ [\alpha_{MOM}(m)]^2 \left[ 1 + 1,78 \frac{\alpha}{\pi} \right] \end{array} \right. \quad (17)$$

que indica que neste caso o parâmetro  $\alpha_{MOM}(m)$  é um parâmetro excelente para a expansão perturbativa.

Contudo, é importante lembrar que a proposta acima é um tanto ad-hoc e que  $\tilde{R}$  depende criticamente da escolha de prescrição e do ponto de subtração.



IV - O PRINCÍPIO DA SUSCETIBILIDADE MÍNIMA (PSM)

O problema da forte dependência dos resultados perturbativos do esquema de renormalização (ER) é, como vimos, muito sério. Por esta razão é muito importante tentarmos um meio de resolver esta ambigüidade mais objetivamente. Stevenson<sup>(8)</sup> propôs, visto que o resultado exato independe do esquema de renormalização, que a aproximação ótima é aquela que é menos suscetível a mudanças no esquema de renormalização. Em outras palavras, o melhor resultado perturbativo  $\mathcal{R}^{\text{ot}}$  deve ser estacionário com respeito a variações no esquema de renormalização (ER). Esquemáticamente :

$$\frac{\partial \mathcal{R}}{\partial (ER)} \Big|_{\mathcal{R} = \mathcal{R}^{\text{ot}}} = 0 \quad (18)$$

Vamos exemplificar esta idéia de otimização no caso da aniquilação  $e^+e^-$  em altas energias E. Neste caso é tradicional fixar, por razões dimensionais, o ponto de renormalização  $\mu$  como sendo igual a E. O argumento dimensional contudo não é suficiente para justificar a razão de tomar  $\mu = E$ , em lugar de  $\mu = cE$ , com  $c \neq 1$ . É justamente neste ponto que o PSM consegue resolver esta ambigüidade, proporcionando o valor ótimo de  $\mu$ , qualquer que seja o esquema de renormalização. Vamos tomar, como parâmetro relevante do ER,  $\tau = \ln \frac{\mu}{\Lambda}$  que representa a mesma "grande liberdade" que  $\mu$ , mas é mais conveniente na prática. Como vimos na equação (12), as correções radiativas  $\mathcal{R}$  que aparecem até segunda ordem em

$$\frac{R}{R_0} = 1 + \mathcal{R} \quad , \text{ podem ser escritas na forma :}$$

$$\mathcal{R}^{(2)} = a(\tau) + B(\tau) a^2(\tau) \quad (19a)$$

onde  $a(z) = \alpha_i/\pi$  e  $B(z) = B_i$

O PSM proporciona o valor ótimo  $\mathcal{R}^{ot}(z) = \mathcal{R}(\bar{z})$

impondo-se a condição:

$$\frac{\partial \mathcal{R}(z)}{\partial z} \Big|_{z=\bar{z}} = 0 \quad (19b)$$

A fim de analisarmos esta condição, devemos poder relacionar  $\partial a(z)/\partial z$  com o valor de  $a(z)$ , o que é fornecido precisamente pela equação do grupo de renormalização<sup>(9)</sup>:

$$\frac{\partial a}{\partial z} = \beta(a) = -b a^2 (1 + c a + \dots) \quad (20a)$$

onde b e c representam constantes fundamentais da teoria.

Por exemplo, na QCD com  $N_f$  sabores de quark com massa zero temos

$$b = \frac{33 - 2N_f}{6} \quad c = \frac{153 - 19N_f}{2(33 - 2N_f)} \quad (20b)$$

Usando-se este resultado na equação (19), e igualando a zero o coeficiente de  $\alpha^2$  obteremos:

$$\frac{\partial B(z)}{\partial z} = b \quad (21a)$$

condição que implica que

$$\rho \equiv \bar{z} b - B(z) \quad (21b)$$

é independente do parâmetro  $z$ , sendo assim uma constante física com o mesmo valor em todos os esquemas de renormalização. Assim podemos calculá-la em um ponto qualquer conveniente e obtém-se, por exemplo para QCD com 5 sabores o valor  $\rho = 14,687$ .

Da equação (21b) podemos expressar  $B$  como uma função de  $a$ ,

visto que em virtude da equação do grupo de renormalização,  $\bar{z}$  é uma função implícita de  $a$ . Em segunda ordem obtemos:

$$\begin{aligned} \bar{z}(a) &= \int_{\infty}^a \frac{da'}{\beta(a')} = \\ &= \frac{1}{b} \left( \frac{1}{a} + c \ln \frac{ca}{1+ca} \right) \end{aligned} \quad (22a)$$

de onde resulta que

$$B[\bar{z}(a)] = b \bar{z}(a) - \rho = \frac{1}{a} + c \ln \frac{ca}{1+ca} - \rho \quad (22b)$$

Substituindo este valor na equação (19) obteremos:

$$\mathcal{R}[a(\bar{z})] = a \left( 2 - \rho a + ca \ln \frac{ca}{1+ca} \right) \quad (23)$$

O gráfico  $\mathcal{R}[a(\bar{z})]$  em função de  $a(\bar{z})$  é aproximadamente uma parábola sendo representado na Figura 6.

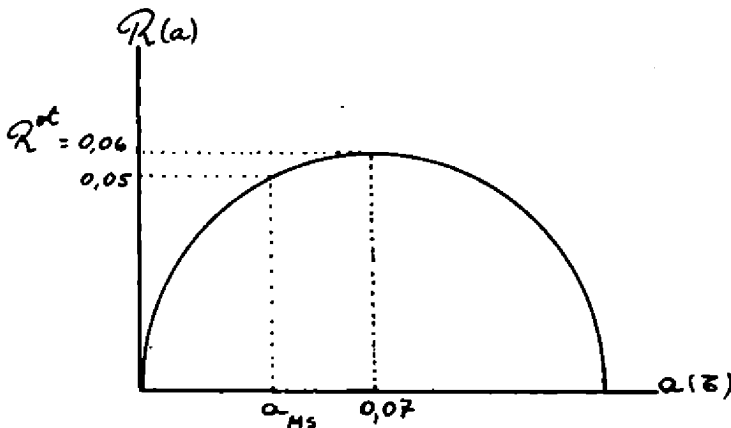


Figura 6. Representação da curva  $\mathcal{R}(a)$  como função de  $a(\bar{z})$

Variando-se  $\xi$  em qualquer ER, corresponde a variações de  $\alpha(\xi)$ .

Esta curva é completamente determinada pelos parâmetros físicos  $\rho$  e  $c$ .

O valor ótimo de  $R$  conduz, para energias  $E=20$  GeV correspondendo a QCD com 5 sabores, ao resultado  $R/R_0 \simeq 1,06$  que está em ótima concordância com o valor experimental.

O princípio da suscetibilidade mínima foi testado também em um modelo exatamente solúvel<sup>(10)</sup>, tendo-se obtido uma excelente concordância entre o resultado ótimo perturbativo e o resultado exato. Assim podemos concluir que em processos hadrônicos de altas energias onde a natureza detalhada dos estados físicos iniciais e finais não é importante, podemos aplicar de uma forma consistente a teoria de perturbação na Cromodinâmica Quântica.

Agradeço ao Conselho Nacional de Pesquisas (CNPq) pelo auxílio financeiro recebido.

Sou grato, também, a M.L.Frenkel pela colaboração e discussões muito úteis.

## REFERÊNCIAS

- (1) Para maiores detalhes, veja por exemplo "Cromodinâmica Quântica e Liberdade Assintótica" apresentado por J. Frenkel no II Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, Cambuquira, MG (1980).
- (2) R.Doria, J.Frenkel e J.C.Taylor, Nucl.Phys. B168,93(1980)  
C.Carneiro, J.Frenkel, J.C.Taylor e M.T.Thomaz, Nucl.Phys. B183,445 (1981).
- (3) P.Cvitanovic e T.Kinoshita, Phys.Rev. D10,4007(1974).
- (4) C.Bollini e J.Giambiagi, Nuovo Cim. 12B,20(1972).  
G.'t Hooft e M.Veltman, Nucl.Phys. 44B,189(1972).
- (5) W.Celmaster e D.Sivers, Phys.Rev. D23,227(1981).
- (6) W.Celmaster e R.Gonsalves, Phys.Rev. D21,3112(1980).
- (7) R.Barbieri, E.D'Emilio, G.Curci e E.Remildi, Nucl.Phys. B154,535 (1979).
- (8) P.M.Stevenson, Phys.Rev. D23,2916(1981).
- (9) H.D.Politzer, Phys.Rep. 14C,129(1974).  
D.R.T.Jones, Nucl.Phys. B75,531(1974).
- (10) P.M.Stevenson, "Optimised Perturbation Theory in the Gross-Neveu Model", Madison preprint, DOE-ER/00881-213 (1981).

DIVERGÊNCIAS INFRAVERMELHAS EM CROMODINÂMICA QUÂNTICA

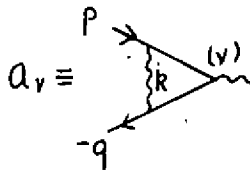
Carlos E.I. Carneiro, Josif Frenkel, Maria T.C.dos S. Thomaz

Instituto de Física, Universidade de São Paulo

1. DIVERGÊNCIAS INFRAVERMELHAS

Teorias que descrevem partículas de massa zero apresentam divergências infravermelhas (d.i.). A Eletrodinâmica Quântica (QED) é um bom exemplo de uma teoria deste tipo. Neste caso a partícula de massa nula é o fóton. As d.i. se manifestam quando calculamos, usando teoria de perturbação, diagramas de Feynman em ordem não trivial.

Consideremos o processo:  $e^+ + e^- \rightarrow \gamma^*$  (aniquilação de um par elétron-pósitron em um fóton virtual). A amplitude em ordem  $e^3$  é dada por:



$$a_V = -ie^3 \int \frac{d^4 k}{k^2 - i\epsilon} \bar{v}(q) \gamma_\mu \frac{i(\not{q} + \not{k}) + m}{q^2 + m^2 + k^2 + 2q \cdot k - i\epsilon} \gamma_\nu \frac{-i(\not{p} - \not{k}) + m}{p^2 + m^2 + k^2 - 2p \cdot k - i\epsilon} \gamma_\mu u(p)$$

(1)

Se  $p$  e  $q$  estão na camada de massa  $p^2 + m^2 = q^2 + m^2 = 0$  e  $a_V$  diverge logaritmicamente quando  $k \rightarrow 0$ . Estas divergências associadas a pequenos momentos são chamadas d.i.. Para regularizar nossas integrais manteremos  $p$  e  $q$  ligeiramente fora da camada de massa. Definimos a quantidade  $\Delta P^2 \equiv p^2 + m^2 = q^2 + m^2$  que essencialmente  $m_e$

de o quanto  $p$  e  $q$  estão fora da camada de massa.

$\hat{Q}_V$  também diverge logaritmicamente para  $k \rightarrow \infty$ . Estaremos interessados, porém, apenas no comportamento das integrals na região de pequenos momentos. Conseguimos nos restringir a esta região introduzindo nas integrals um cut-off superior  $K \ll m$  onde  $m$  é a menor massa da teoria.

Se usarmos esta amplitude divergente para calcular uma seção de choque diferencial obteremos um resultado infinito. Além disto o uso de teoria de perturbação deixa de ser consistente uma vez que os termos da série perturbativa divergem.

## 2. TEOREMA DE BLOCH E NORDSIECK

Em 1937 Bloch e Nordsieck<sup>(1)</sup> encontraram uma maneira consistente de obter seções de choque finitas na região infravermelha. Eles ressaltaram que experimentalmente não conseguimos distinguir as seções de choque de processos como por exemplo:  $e^+ + e^- \rightarrow \gamma^*$  e  $e^+ + e^- \rightarrow \gamma^* + \text{fótons moles}$  se a energia dos fótons moles for menor do que a resolução de energia do detetor. Por melhor que seja a resolução do detetor sempre podemos ter um número infinito de fótons moles desde que a soma da energia destes fótons seja suficientemente pequena. A quantidade medida no laboratório é a soma destas duas seções de choque.

A presença de fótons no estado final deveria ser mesmo esperada. Partículas carregadas ao interagirem são aceleradas e sabemos que cargas elétricas aceleradas irradiam. Em QED podemos somar as contribuições das d.i. em todas as ordens de perturbação e mostrar que elas exponenciam<sup>(2)</sup>. Assim, a seção de choque de um

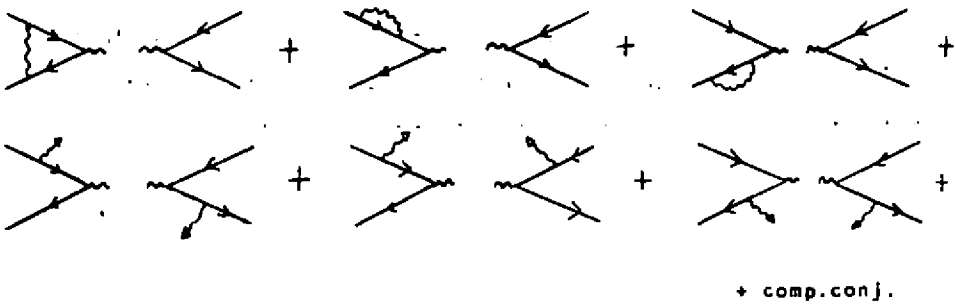
processo sem emissão de fóton moles, e.g.  $e^+ + e^- \rightarrow \gamma^*$ , é dada por:

$$\sigma \propto e^{-\lambda n \frac{1}{\Delta P}} \quad (2)$$

Quando fazemos os fêrmions irem para a camada de massa  $\Delta P \rightarrow 0$  obtemos  $\sigma=0$ . Isto significa que um processo onde não haja emissão de radiação tem probabilidade zero de ocorrer.

Este é o conteúdo físico do Teorema de Bloch e Nordsieck: "Para eliminar as d.i. das seções de choque de processos que envolvam partículas de massa zero adicionamos a esta seção de choque a seção de choque de um processo que difere do anterior pela presença de um número indefinido de partículas de massa zero no estado final".

No nosso exemplo a seção de choque finita em ordem  $e^4$  é dada por (+):



Em QED podemos mostrar que o teorema de Bloch e Nordsieck é suficiente para garantir o cancelamento das d.i. em todas as ordens de perturbação.

(+) Estamos usando a notação:

$$\text{Diagram} \equiv \left( \text{Diagram} \right)^*$$



### 3. DIVERGÊNCIAS INFRAVERMELHAS NA CROMODINÂMICA QUÂNTICA (QCD)

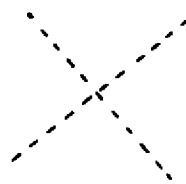
EM QCD o teorema de Bloch e Nordsieck é verdadeiro para alguns casos particulares<sup>(3)</sup> e para as d.i. dominantes<sup>(4)</sup>. (Em ordem  $2n$  de perturbação as d.i. dominantes são proporcionais a  $(\ln \Delta P)^n$ , as d.i. subdominantes são proporcionais a  $(\ln \Delta P)^{n-1}$  e assim por diante). Em 1980 R.Dória, J.Frenkel e J.C.Taylor mostraram<sup>(5)</sup> que as d.i. subdominantes não se cancelam em processos onde haja duas ou mais partículas com cõr no estado inicial.

Vamos comparar rapidamente a QED e a QCD para entender o que muda quando passamos de uma teoria para outra.

Tanto a QED como a QCD são teorias de gauge. Em ambas as interações são mediadas por partículas de massa zero e spin 1 (fótons e gluons respectivamente). As partículas que interagem fortemente possuem uma propriedade análoga à carga elétrica chamada cõr. Porém, ao contrário dos fótons da QED que não têm carga elétrica, os gluons carregam cõr. Isto faz com que os gluons possam interagir entre si. Aparecem dois tipos de vértices que não têm análogo na QED:

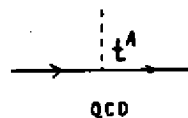
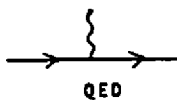


Interação entre 3 gluons



Interação entre 4 gluons

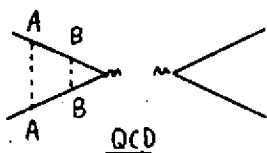
O vértice que descreve a interação entre os fótons e a matéria possui um análogo em QCD.



Note que aparece uma matriz de cor  $t^A$  no vértice. Esta diferença como veremos abaixo é fundamental.

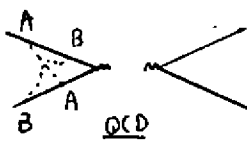
Para tornar a discussão mais concreta consideremos as correções de QCD de 4ª ordem para o processo  $q\bar{q} \rightarrow \gamma^*$  (aniquilação de um par quark anti-quark em um fóton virtual)<sup>(6)</sup>.

Ao calcularmos as seções de choque em QCD tiramos uma média sobre as cores iniciais e somamos sobre as cores finais. Isto deve ser feito uma vez que a cor não é um observável. Procedendo desta maneira verificamos que aparecem traços das matrizes  $t^A$ . Toda informação sobre as cores das partículas interagentes é fatorizada da seção de choque ficando toda ela contida no traço. Vamos examinar alguns exemplos:



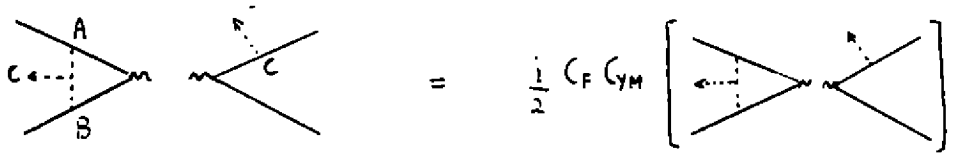
$$= \sum_{A,B} \text{Tr} [t^A t^B t^B t^A] \left[ \text{QED} \right]$$

$$= C_F^2 \left[ \text{QED} \right]$$



$$= \sum_{A,B} \text{Tr} [t^B t^A t^B t^A] \left[ \text{QED} \right]$$

$$= \left( C_F^2 - \frac{1}{2} C_{YM} C_F \right) \left[ \text{QED} \right]$$



Usamos:  $[t^A, t^B] = i f^{ABC} t^C$  ;  $f^{ABC} f^{DBC} = C_{YM} \delta^{AD}$  ;  $\sum_A (t^A t^A)_{ij} = C_F \delta_{ij}$

Os diagramas de QCD onde não aparecem vértices de interação entre gluons, como nos dois primeiros exemplos acima, possuem análogos em QED. Denominaremos diagramas abelianos esta classe de diagramas e diagramas não abelianos os restantes (terceiro exemplo).

Pode-se mostrar que os únicos fatores de cõr dos diagramas abelianos em 4ª ordem são  $C_F^2$  e  $C_F^2 - \frac{1}{2} C_F C_{YM}$ . Os fatores de cõr dos diagramas não abelianos, por outro lado são proporcionais a  $C_F C_{YM}$ . Todos os diagramas abelianos possuem o termo  $C_F^2$ , assim, recalamos na QED se colocarmos  $C_F^2 = 1$  e  $C_{YM} = 0$ . Somando todos os diagramas em 4ª ordem obtemos uma expressão do tipo:

$$C_F^2 A + C_F C_{YM} B \equiv \sigma_4^{i,v.}$$

onde  $A=0$  porque é igual à contribuição das d.l. em QED. Assim para calcular  $\sigma_4^{i,v.}$  basta considerar os diagramas cujos fatores de cõr possuem um termo proporcional a  $C_F C_{YM}$ .

Verifica-se que as d.l. subdominantes não se cancelam e se somam na seguinte expressão:

$$\sigma_4^{i.v.} = C_F C_{YM} \left(\frac{g^2}{4\pi}\right)^2 \ln\left(\frac{K}{\Delta P}\right) \frac{1}{\beta} \left[ \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 2 \right] \sigma_{Born} \quad (3)$$

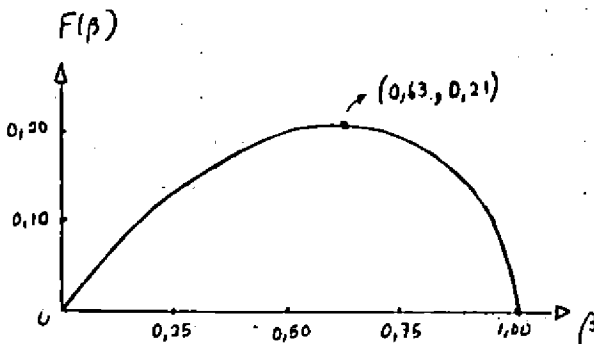
$$- C_F C_{YM} \left(\frac{g^2}{4\pi}\right)^2 \ln\left(\frac{K}{\Delta P}\right) \left[ \frac{1}{3} \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 2 \right] \sigma_{Born}$$

( $\sigma_{Born}$  é a seção de choque em ordem zero em  $g$ ;  $\beta = [1 - (m^2/p_4^2)]^{1/2}$  é proporcional à velocidade relativa dos quarks).

O primeiro termo de  $\sigma_4^{i.v.}$  corresponde à contribuição dos diagramas abelianos e o segundo termo à dos não abelianos. Note o fator  $1/\beta$  a mais que aparece no primeiro termo. Se colocarmos as partículas na camada de massa  $\Delta P \rightarrow 0$  e as expressões acima divergem.

Definimos:  $F(\beta) = \left(\frac{1}{\beta} - 1\right) \left[ \frac{1}{\beta} \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 2 \right]$  (4)

$$\sigma_4^{i.v.} \propto F(\beta)$$



Para  $\beta \rightarrow 0$   $F(\beta) = \frac{2}{3} \beta$  e a contribuição dominante vem dos diagramas abelianos. Para  $\beta \rightarrow 1$   $F(\beta) = -(1-\beta) \ln(1-\beta)$  e nesta região os diagramas abelianos e não abelianos contribuem igualmente.

O resultado obtido em ordem  $g^4$  é modificado, quando calculamos correções em ordens mais elevadas, de dois modos. Primeiro: a constante  $g$  é substituída pela constante de acoplamento efetiva  $g(k)$  dada pelas equações do grupo de renormalização. Segundo: aparece uma exponencial da função  $\frac{1}{2\beta} \ln\left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right) - 1 \equiv \bar{B}(\beta)$ . A contribuição das d.l. subdominantes é <sup>(7)</sup>

$$\sigma^{i.v.} = C_F C_{YM} \left(\frac{1}{4\pi}\right)^2 \left(\frac{1}{\beta} - 1\right) \bar{B}(\beta) \int_{\Delta P}^K dk \left\{ \frac{g^4(k)}{k} \times \right. \\ \left. \times \exp\left[-\frac{C_{YM}}{8\pi^2} \bar{B}(\beta) \int_k^K \frac{dk'}{k'} g^2(k')\right] \right\} \quad (5)$$

## INTERPRETAÇÃO

Analisemos o comportamento da expressão (5) para  $\Delta P \rightarrow 0$ .

Como já discutimos, fazer  $\Delta P \rightarrow 0$  é equivalente a colocar as partículas na camada de massa. Porém, só podemos dizer que  $q^2 = p^2 = -m^2$  se os momentos das partículas estão bem definidas. Sabemos também, pelo Princípio de Incerteza de Heisenberg, que uma determinação precisa dos momentos leva a uma indeterminação total na posição das partículas. Assim  $\Delta P \rightarrow 0 \Leftrightarrow \Delta R \rightarrow \infty$  ( $\Delta R$  é a incerteza na posição das partículas)<sup>(8)</sup>. Em Mecânica Quântica uma função de onda com momento bem definido é uma onda plana e descreve uma partícula livre. Interpretaremos,  $\Delta P \rightarrow 0$ , ou equivalentemente  $\Delta R \rightarrow \infty$ , como o limite no qual as partículas são livres.

Quando discutimos d.i. em QED mencionamos que em processos sem emissão de radiação (processos puramente virtuais) as contribuições das d.i. se exponenciam e se fatorizam na seção de choque  $\sigma \sim \exp(-\ln\Delta R)$ . É fácil ver que  $\sigma \rightarrow 0$  quando  $\Delta R \rightarrow \infty$ . Se não existissem processos com emissão de radiação que cancelassem as d.i. através de um mecanismo de Bloch e Nordsieck a QED apresentaria confinamento. O anulamento da seção de choque indicaria que a probabilidade de duas partículas livres se espalharem é nula.

Infelizmente não podemos fazer uma análise tão direta no caso da QCD. No nosso trabalho calculamos apenas a contribuição das d.i. subdominantes. A contribuição das d.i. mais fracas somadas em todas as ordens de perturbação pode eventualmente cancelar a expressão (5). Mesmo levando em conta apenas as d.i. subdominantes uma análise do comportamento de (5) depende do conhecimento, não disponível atualmente, da constante de acoplamento efetiva  $g(k)$  em todas as ordens de perturbação. Além disto faltaria ainda saber se as d.i. se fatorizam na seção de choque.

Podemos, entretanto, mostrar que nossa expressão é consistente com a hipótese de confinamento. Analisando (5) vemos que os termos de perturbação, ordem a ordem divergentes, se somam em uma exponencial decrescente. Se  $g(k) \rightarrow \infty$  para  $k \rightarrow 0$ , ou seja se a constante de acoplamento efetivo aumenta com a distância, obtemos  $\sigma^{QCD} \rightarrow 0$  quando  $\Delta R \rightarrow \infty$ . De acordo com a nossa interpretação isto significa que não podemos ter espalhamento de quarks livres. Este comportamento pode ser interpretado como o confinamento dos quarks.

É interessante notar que se os quarks formam estados ligados existe um  $\Delta P$  natural para se colocar na equação (5)  $\Delta P = \ell^{-1}$  onde  $\ell$  é a dimensão do estado ligado. Neste caso as d.i. dão uma

contribuição finita diferente de zero para a seção de choque. Esta contribuição, entretanto, só é importante na região de energia intermediárias. Em altas energias o fator 1-8 que multiplica as contribuições das d.i. em (5) é proporcional a  $E^{-2}$ . Podemos entender este resultado como uma indicação do fato de que processos confinantes (infravermelhos) não são importantes, em primeira aproximação, para processos de altas energias.

Agradecimentos:- Os autores agradecem à FAPESP o apoio financeiro.

#### REFERÊNCIAS

1. Boch, F.; Nordsieck, A., Phys. Rev. vol. 52, 54 (1937).
2. Yennie, D.R.; Frautschi, S.C.; Suura, H., Annals of Phys, 13, 379 (1961).
3. Appelquist, T., Phys. Rev. Let. vol. 36, 768 (1976).  
Ganapathi, V.; Sterman G., Phys. Rev. D vol. 23, 2408 (1981).
4. Libby, S.B.; Sterman, G., Phys. Rev. D vol. 19, 2468 (1979).  
Frenkel, J.; Taylor, J.C., Nucl. Phys. B 116, 185 (1976).
5. Doria, R.; Frenkel, J.; Taylor, J.C., Nucl. Phys. B 168, 93 (1980)..
6. Andrasi, A.; Day, M.; Dória, R.; Taylor, J.C.; Carneiro, C.E.;  
Frenkel, J.; Thomaz, M.T.; AIP Conference Proceedings n° 68, Particles and Fields Subseries n° 22 - XX International Conference, Madison, Wisconsin, (1980) 990.
7. C.E. Carneiro; M. Day; J. Frenkel; J.C. Taylor e M.T. Thomaz; Nucl. Phys. B 183, 445 (1981)
8. A. Andrasi, M. Day, R. Doria, J. Frenkel, J.C. Taylor; Nucl. Phys. B 182, 104 (1981)

## O ESTADO ATUAL DA FÍSICA DE ALTAS ENERGIAS

E. Abdalla

### RESUMO

Apresentamos, de maneira sucinta os principais problemas teóricos e experimentais da física de alta energia, e as candidatas a soluções de tais problemas.

### ABSTRACT

We present succinctly the main theoretical and experimental problems of high energy physics and the solutions we hope to be right.



As partículas elementares tidas como conhecidas são hoje em número de 16:  $e, \gamma, u, d, s, \nu_e, \nu_\mu, c, \bar{c}, b, g^{(*)}, t^{(*)}, \nu_\tau^{(*)}, W^{(*)}, Z^{(*)}$ . As 11 primeiras tem confirmação, pelo menos indiretas (como os quarks)<sup>(1)</sup>, enquanto se espera que as últimas 5 (\*) sejam descobertas até a próxima geração de aceleradores.

Desta maneira torna-se importante uma teoria que unifique a interação de todas estas partículas, que seriam diferentes formas de uma mesma interação. Teorias unificadas tiveram grande importância na evolução da física deste século, já que além da gravitação, entram em jogo outras forças da natureza - eletromagnetismo, interações fracas, e interações fortes, que aparentemente provêm de propriedades completamente diferentes da matéria.

Apesar dos esforços o problema da unificação esteve completamente em aberto, até a introdução da quebra espontânea de simetria.<sup>(2)</sup> Neste esquema campos escalares são introduzidos. Estes interagem através de um potencial tal que cada valor esperado no vácuo é assimétrico, o que quebra a simetria espontaneamente gerando massas para os campos de gauge. Como consequência o grupo de simetria inicial quebra-se em grupos de simetria menores, explicando a existência de diferentes tipos de interação. Este é chamado mecanismo de Higgs.<sup>(3)</sup> Os campos escalares são os campos de Higgs.

Em um universo "quente", as excitações são suficientemente grandes, para fazer com que os diferentes valores esperados no vácuo dos campos de Higgs sejam equiprováveis e a simetria seja restaurada.<sup>(4)</sup> Desta maneira, um universo quente é mais simétrico. Este processo guarda forte analogia com o fenômeno de ferromagnetismo, onde a simetria é espontaneamente quebrada a baixas temperaturas. A escala de energia na qual a simetria é restaurada deve ser da ordem de  $10^{15}$  GeV. Esta é a energia onde todas as interações possuem a mesma constante de acoplamento, que decresce para a interação forte (QCD) mas cresce para a eletro-fracas. Quando as cons-

tantes de acoplamento forem iguais, significará uma simetria entre as interações, maior que a baixas energias, e poderemos ter a grande unificação. Portanto tomamos  $10^{15}$  Gev como a energia de grande unificação.

A gravitação torna-se importante a  $10^{19}$  Gev. A física fica dividida em diferentes escalas de energia, como na figura 1.

<u>Massa de Planck</u>	$10^{19}$ Gev
<u>Grande Unificação</u>	$10^{15}$ Gev
Deserto	
<u>Raios Cósmicos</u>	$10^6$ Gev
<u><math>Z^0</math></u>	$10^3$ Gev
<u>hadrons</u>	$10^0$ Gev
<u>física nuclear</u>	1 Mev
<u>física atômica</u>	1 kev
<u>física molecular</u>	1 ev

(FIG. 1)

A física de partículas elementares tem boas confirmações experimentais a baixas energias. No entanto a era dos grandes aceleradores deve estar chegando ao final, já que há enormes dificuldades técnicas em aumentar indefinidamente a energia dos mesmos. Provavelmente o LEP no CERN será um dos últimos. Assim a confirmação experimental de nosso modelo das interações deverá vir, essencialmente, de fora dos grandes aceleradores.<sup>(5)</sup> As principais experiências em andamento são as seguintes:

### 1) Massa de neutrinos

Procura-se verificar se os neutrinos são ou não massivos. Para isto pode-se analisar diversos dados:

a) Medida do rabo do decaimento beta, onde o neutrino sai com baixa energia e é possível achar a relação entre energia e momento dando a massa como resultado.

b) Oscilações de neutrinos. Se os neutrinos forem massivos, deve haver uma combinação dos mesmos que se constitui no auto estado da hamiltoniana. Como esta combinação varia com o tempo com frequências diferentes (devido à diferenças de massa) pode-se observar diferentes componentes do neutrino com o tempo.

c) Captura radiativa.

d) Decaimento de neutrinos cósmicos.

### 2) Decaimento do proton

Como a conservação do número bariônico não está ligada a qualquer simetria da natureza (simetria de gauge), é possível que não seja exata. Teorias unificadas preveem um decaimento para o proton. Para o grupo de unificação SU(5), Marciano e Sirlin calcularam esta vida média, e mostraram que para o parâmetro de QCD,  $\lambda_{\overline{MS}}$  maior que 200 Mev, a vida média do proton seria maior que  $10^{30}$  anos; para valores muito menores que este pode haver problemas com SU(5).

### 3) Quarks livres

Há discrepância na literatura quanto à existência de quarks livres. Psirbanks afirma observá-los em esferas de Nióbio. A confirmação ou não de tais objetos de carga fracionária é de fundamental importância para a formulação de uma teoria consistente

das partículas elementares. Se estes objetos forem encontrados, QCD não confina exatamente, ou está em desacordo com a experiência.

#### 4) Oscilações neutrons-antineutrons

Estão ligadas a não conservação do número bariônico.

#### 5) Violação CP.

### ESTADO TEÓRICO ATUAL

Para as partículas elementares as energias bem menores que a de grande unificação, as interações (com exceção da gravitação) são bem descritas por  $SU(3)_c \times SU(2) \times U(1)$ , isto é: pelo grupo  $SU(3)$  das cores (interações fortes) e  $SU(2) \times U(1)$  que descreve as interações eletrofracas de Weinberg-Salam.<sup>(6)</sup> Quanto ao grupo de gauge  $SU(5)$ , que deve ser o grupo de simetria da natureza a energias maiores que  $10^{15}$  GeV, não há evidências de que esteja errado. Também não parece haver necessidade de se introduzir modelos compostos das partículas elementares conhecidas, já que o espectro é razoavelmente descrito pelos quarks e léptons conhecidos.

O principal problema das teorias unificadas é o chamado problema das hierarquias. Escalas de massa são geradas com diversas ordens de grandeza diferentes. Assim a massa de grande unificação é da ordem de  $10^{15}$  GeV. Como o bóson de Higgs é tal que um termo de massa é invariante de gauge, sua massa deve ser da ordem da massa de grande unificação, já que o mesmo deve ser gerado por renormalização. Assim, o fato de sua massa ser apenas da ordem de 300 GeV (diferente da anterior por um fator da ordem de  $10^{-13}$ ;) só pode ser explicado com um ajuste não natural de constantes com 13 casas de aproximação. Uma possível explicação deste fato se encon

(9)  
 tra nas teorias supersimétricas. Nestas, o boson de Higgs é o parceiro supersimétrico de  $(\tilde{e}^-, \nu_e)$ , devendo ter uma massa zero em aproximação de árvore. Sua massa deve ser proveniente de uma quebra dinâmica de supersimetria. No entanto esta quebra de supersimetria só pode gerar massa de maneira não perturbativa) já que há teoremas garantindo que, em ordem finita de perturbação, as correções são de ordem zero. Isto tudo é proveniente de argumentos bastante simples: sendo  $Q_\alpha$  os geradores de supersimetria, temos que:

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = \gamma_{\alpha\beta}^\mu P_\mu$$

desde que excluamos a existência de cargas centrais. Isto implica que a hamiltoniana é dada por

$$H = \frac{1}{2} \sum Q_\alpha^2$$

De modo que se supersimetria for quadrada, isto é:

$$Q_\alpha |0\rangle \neq 0$$

devemos ter obrigatoriamente:

$$\langle 0 | H | 0 \rangle \neq 0$$

Neste ponto podemos usar os argumentos supracitados (teorema de não renormalização) para mostrar que a massa gerada do Higgs é não perturbativa.

No entanto, qualquer teoria supersimetria apresenta muitos problemas fenomenológicos. O principal deles é o aparecimento de um tripleto de bosons coloridos, que mediam processos que violam a conservação de número bariônico a níveis insuportáveis.

Com este e outros problemas, não há ainda teorias supersimétricas completamente consistentes.

### OUTRAS IMPLICAÇÕES DE TEORIAS UNIFICADAS

Teorias unificadas implicam em previsões sobre cosmologia e princípios do universo. Sabemos que há razões para se a creditar no chamado "Big Bang", como expansão de Hubble e radiação cósmica entre outras evidências. Teorias unificadas predizem um u <sup>(10)</sup>niverso mais simétrico a altas temperaturas. Além disso estas teorias predizem uma vida média finita para o proton. Por outro lado, apesar de pensarmos que a cromodinâmica quântica seja uma teoria confinante, deve haver uma temperatura crítica  $T_c$  a partir da qual os quarks são liberados. Cálculos Monte-Carlo em QCD com grupo de gauge SU(2) predizem para  $T_c$  um valor de cerca de 200 Mev (cerca de  $10^{10}$  K). Assim se a idéia de um universo nascido a altas temperaturas, que se resfria com o tempo estiver correta, havia quarks e gluons livres no princípio do universo.

A evolução do universo conforme as teorias unifica-  
<sup>(10)</sup>das seria a seguinte:

T [Gev]	t (seg)	
$10^{19}$	$10^{-44}$	{ Tempo de Planck Gravidade forte
$10^{15}$	$10^{-36}$	{ Quebra da grande unificação SU(5) → SU(3) x SU(2) x U(1) síntese de barions $n_b \neq 0$

T [Gev]	t (seg)	
$10^2$	$10^{-10}$	Quebra de SU(2) x U(1) $\langle \phi \rangle \neq 0$ , $\omega^{\pm}$ , z com massa
$10^0$	$10^{-6}$	quarks, hadrons QCD confina
$10^{-4}$	$10^2$	síntese de He
$10^{-9}$	$10^{12}$	átomos
	$10^{16+17}$	formação de galáxias
	$3-6 \cdot 10^{17}$	hoje
	$10^{38}$	decaimento do proton
	:	Universo frio

No início a gravitação predominava (até  $10^{-44}$  seg). A partir do tempo de Planck a gravitação desacopla, e restam as outras forças, representadas por uma interação universal com simetria SU(5). Quando a temperatura cai para  $10^{15}$  Gev (correspondendo a  $10^{-36}$  seg) a teoria grande unificada sofre uma quebra de simetria, e o grupo de simetria passa a ser SU(3) x SU(2) x U(1). Neste ponto ocorre violação CP havendo uma assimetria entre o número de bárions e o número de antibárions.

De  $10^{15}$  Gev até  $10^2$  Gev nada acontece devido à pobreza do espectro de partículas nesta região de energia, que é o chamado deserto. Então ocorre a quebra de simetria SU(2) x U(1) responsável pela interação eletrofraca. O campo de Higgs  $\phi$  adquire um

valor esperado no vácuo diferente de zero gerando uma massa para os bosons mediadores das interações fracas,  $w^\pm$  e  $Z$ . A partir deste ponto só o foton e os gluons continuam sem massa.

Em  $10^{-6}$  seg QCD passa a confinar, e os quarks, antes livres, formam estados ligados permanentes (hadrons e mesons). A  $10^2$  seg depois do "Big Bang" ocorre a síntese de Hélio, a  $10^{12}$  seg formam-se os átomos e a  $10^{16}$  ou  $10^{17}$  seg as galáxias. Hoje estamos a  $5 \times 10^{17}$  seg do "Big Bang". O decaimento do proton se era da do, de maneira abundante, a  $10^{38}$  seg, e a partir de tal tempo o universo será praticamente frio.

Os primeiros problemas entre o que foi escrito acima são:

1) Assimetria de baryons. Sendo  $n_b$  a densidade de baryon me nor a de antibaryons e  $n_\gamma$  a de fotons, temos:

$$\frac{n_b}{n_\gamma} = 10^{-9 \pm 1} .$$

Devemos ter em teorias grande unificadas interações que violam a conservação do número bariônico e portanto CP (por e xemplo, decaimento de Higgs superpesados).

2) Monopolos magnéticos topologicamente estáveis. A massa do monopolo deve ser muito grande ( $10^{16}$  Gev), ou raio  $r \sim 10^{-28}$  cm, de vendo ser praticamente inobserváveis. Teorias unificadas possuem o primeiro grupo de homotopia do subgrupo não quebrado não trivial, de maneira que os monopolos devem existir, e carregar uma carga mag nética colorida. No entanto, em SU(5) o número predito de mo nopolos cosmológicos  $n_M$  é tal que

$$\left( \frac{n_M}{n_B} \right)_{\text{pred.}} = 10^{-4} , \text{ enquanto o número obser-}$$



vado é bem menor:

$$\left( \frac{n_M}{n_B} \right)_{\text{obs.}} \leq 10^{-14} .$$

### CONCLUSÃO

Teorias unificadas devem ser testadas no contexto de cosmologia. As previsões são bem definidas e tais testes cosmológicos podem se constituir em parâmetros definitivos para a teoria.

Não há nada sobre temperaturas mais altas que a massa de Planck, onde a gravitação entra de maneira essencial podendo inclusive determinar condições iniciais logo após o "Big Bang".

Também nada dissemos sobre as diversas tentativas de se demonstrar confinamento em QCD.

\* \* \*

O autor agradece a M.C.B.Abdalla por discussões e leitura, e ao CNPq pelo apoio financeiro.

## REFERÊNCIAS

- (1) M.Gell-Mann- The Eightfold Way
- (2) S.Coleman - Secret Symmetry - Erice Lectures 4973
- (3) M.Bohm, H.Joos, P.Becher - Eichentheorien der schwachen, elektromagnetischen und starken wechselwirkungen.
- (4) Q.Shafi - Seminário da conferência de Portugal, Julho 1981.
- (5) S.L.Glashow - The future of elementary particle physics preprint HUTP-79/A059
- (6) Unified theories of elementary particle interactions - S.Weinberg
- (7) Non-equilibrium in the very early universe - J.Ellis TH2745-CERN
- (8) Conferência de Lisboa - Portugal - Julho 1981.
- (9) E.Witten - Preprint Trieste.
- (10) F.Wilczek - Erice Lectures 1981.

## O Problema da hierarquia de quebra de simetrias

A.A. Natale<sup>\*</sup>  
Instituto de Física Teórica  
Rua Pamplona, 145 - São Paulo-SP

Resumo: Discute-se o problema da quebra hierárquica de simetrias em teorias de grande unificação, demonstrando a impossibilidade de obter-se uma grande hierarquia de interações, de uma forma natural dentro do contexto de teoria de perturbação.

As teorias de grande unificação<sup>(1)</sup> postulam unificação das interações conhecidas a baixas energias, a uma escala de energia da ordem de  $10^{14}$  GeV. Entre as teorias que descrevem as interações a baixas energias temos o modelo de Weinberg-Salam<sup>(2)</sup>, caracterizado por uma quebra de simetria da ordem de  $10^2$  GeV. A quebra da simetria do modelo de grande unificação, e a do modelo de interações eletro-fracas é implementada através do mecanismo de Higgs. O problema da hierarquia<sup>(3)</sup>, está em obter "naturalmente" (i.e. estável por uma pequena variação de parâmetros) uma sequência de quebra de simetria de gauge, em escalas de energia tão diferentes ( $10^2$  e  $10^{14}$  GeV).

Nosso trabalho<sup>(4)</sup> consistiu em verificar explicitamente a proposição de Gildener<sup>(3)</sup> (contestada por alguns autores<sup>(5)</sup>), sobre a existência de vínculos na imposição de uma grande hierarquia bem como a constatação, que estes problemas também ocorrem nos métodos alternativos propostos para a solução do problema da hierarquia<sup>(6-8)</sup>

Utilizamos um modelo com simetria de gauge  $O(N)$  com o qual reproduzimos o padrão de quebra de simetria de modelos mais realísticos. Teremos uma primeira quebra de simetria de  $O(N)$  para  $O(N-1)$ .

induzida por um campo de Higgs  $\vec{\chi}$ , um vetor de N componentes, cujo valor esperado do vácuo (VEV) é da ordem de  $10^{14}$  Gev. A segunda quebra, de  $O(N-1)$  para  $O(N-2)$  induzida por um campo  $\vec{\eta}$ , com VEV da ordem de  $10^2$  Gev. A lagrangeana do modelo é dada por

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} + \frac{1}{2} \mathcal{D}^\mu \vec{\eta} D_\mu \vec{\eta} + \frac{1}{2} \mathcal{D}^\mu \vec{\chi} D_\mu \vec{\chi} + \frac{1}{2} m_1^2 \vec{\chi}^2 \\ & + \frac{1}{2} m_2^2 \vec{\eta}^2 - \frac{1}{4} f_1 (\vec{\chi}^2)^2 - \frac{1}{4} f_2 (\vec{\eta}^2)^2 - \frac{1}{2} f_3 \vec{\chi}^2 \vec{\eta}^2 - \frac{1}{2} f_4 (\vec{\chi} \cdot \vec{\eta}) \end{aligned} \quad (1)$$

Segundo Gildener<sup>(3)</sup>, as correções radiativas impoem um limite em qualquer tentativa ingênua para obter a hierarquia, ao passo que outros autores<sup>(5)</sup> alegam que um simples ajuste de constantes de acoplamento, leva a uma grande hierarquia. Para verificarmos este ponto, calculamos o potencial efetivo ao nível de "1 loop"<sup>(9)</sup>, usando o gauge de Landau

$$\begin{aligned} V_1(\eta, \chi) = & -\frac{1}{2} m_1^2 \chi^2 - \frac{1}{2} m_2^2 \eta^2 + \frac{1}{4} f_1 \chi^4 + \frac{1}{4} f_2 \eta^4 + \frac{1}{2} f_3 \eta^2 \chi^2 \\ & + \frac{g^4}{64 \pi^2} \left\{ (N-2) \left( \eta^4 \ln \frac{\eta^2}{M^2} + \chi^4 \ln \frac{\chi^2}{M^2} \right) + (\chi^2 + \eta^2)^2 \ln \frac{(\chi^2 + \eta^2)}{M^2} \right\} \\ & + \frac{1}{64 \pi^2} \sum_{i=1}^4 \lambda_i^4(\chi, \eta) \ln \frac{\lambda_i^2(\chi, \eta)}{M^2} \\ & + \frac{(N-2)}{64 \pi^2} (-m_1^2 + f_1 \chi^2 + f_3 \eta^2)^2 \ln \frac{(-m_1^2 + f_1 \chi^2 + f_3 \eta^2)}{M^2} \\ & + \frac{(N-2)}{64 \pi^2} (-m_2^2 + f_2 \eta^2 + f_3 \chi^2)^2 \ln \frac{(-m_2^2 + f_2 \eta^2 + f_3 \chi^2)}{M^2} \end{aligned} \quad (2)$$

onde o termo proporcional a  $g^4$  corresponde à contribuição dos bosons de gauge e os três últimos termos a contribuição dos bosons escalares.

A razão de massa entre os bosons leves ( $m_\eta \approx 10^2 \text{ GeV}$ ) e pesados ( $m_\chi \approx 10^{14} \text{ GeV}$ ) é obtida através do mínimo do potencial acima

$$\frac{\eta^2}{\chi^2} = \frac{(f_1 + \Delta f_1) m_1^2 - (f_3 + \Delta f_3) m_3^2}{f_2 m_1^2 - f_3 m_3^2} \quad (3)$$

onde

$$\Delta f_1 = \frac{3g^4}{32\pi^2} (1-\epsilon) + \frac{f_4^2}{64g^2} (1 + 2 \ln \frac{f_4}{f_1}) \quad (4)$$

$$\Delta f_3 = \frac{3g^4}{32\pi^2} - \frac{1}{16g^2} f_3 (f_2 - f_3) \left\{ 1 + 2 \ln \left[ 2 \left( \frac{f_2 - f_3}{f_3} \right) \right] \right\} + \frac{f_4^2}{64g^2} (1 + 2 \ln \frac{f_4}{f_3}) \quad (5)$$

Condições como  $f_3 \rightarrow 0$ ,  $f_1 \ll f_2$  e  $m_1^2 \ll m_3^2$ , que nos levariam a condição  $\eta^2/\chi^2 \rightarrow 10^{-24}$  ao nível de árvore, já não são mais válidas agora, pois são modificadas pelas correções ao nível de "1 Loop".

De modo geral, não podemos efetuar um ajuste de constantes de acoplamento com uma precisão maior do que a imposta pela ordem seguinte da expansão perturbativa. E em princípio, para a obtenção de uma razão suficientemente pequena entre as diferentes massas da teoria, deveríamos calcular várias ordens em teoria de perturbação (atê um nº de "loops" suficiente no potencial efetivo) e sô então de finir o ajuste das constantes de acoplamento que nos levarão à hierarquia desejada.

Este problema ocorre em consequência de haver sempre presente uma comunicação entre os diferentes bosons de Higgs da teoria (em todas as ordens), isto pode ser visto através do diagrama na Figura 1, por exemplo, que contribui para o potencial efetivo ao nível de "1 loop"



Figura 1: contribuição para  $\Delta f_3 \approx O(x^2)$

Este estudo foi estendido ao esquema proposto por Weinberg<sup>(6)</sup> e aplicado ao modelo SU(5) por Ellis e outros<sup>(7)</sup>. Weinberg<sup>(6)</sup> verificou que a condição necessária e suficiente para obter-se uma grande hierarquia, é que restem alguns bosons escalares sem massa, (após a primeira quebra de simetria) ou seja

$$M_{ij}^2 = \frac{\partial^2 V}{\partial \eta_i \partial \eta_j} \Big|_{\eta_i = \eta_j = 0} \implies 0 \quad (6)$$

(ou no máximo  $M_{ij}^2 \approx (10^2 \text{Gev})$ ).

Nosso estudo indica a existência de um limite ao impor a condição acima (utilizamos o modelo com simetria O(N) onde apenas a primeira quebra de simetria é explícita ao nível de árvore), que é dado através da condição

$$\beta_3 + \frac{\partial g^4}{\partial g^2} \left( 2 \ln \frac{\langle x^2 \rangle}{M^2} - 1 \right) = O(g^6) \quad (7)$$

Em um outro esquema proposto por Sachrajda<sup>(8)</sup>, baseado em um grupo de renormalização aperfeiçoado, é obtida uma condição semelhante a eq.(7), porém com o termo à direita igual a zero. Verificamos, porém que esta hipótese é destruída pelas correções radiativas.

Concluímos portanto, que não é possível obter-se uma

grande hierarquia através de um processo perturbativo, o que implica como alternativa a possibilidade de ter-se um mecanismo dinâmico,<sup>(10)</sup> para a solução deste problema.

\* Bolsista da FAPESP.

### Referências

- (1) P.Langacker, Phys.Rep. (1981)
- (2) S.Weinberg, Phys.Rev. Lett. 19(1967)1264  
A.Salam "Elementary Particle Theory" ed. N.Svartholm, Estocolmo (1969)
- (3) E.Gildener, Phys.Rev. D14(1976)1667; Phys.Lett. 92B(1980)111
- (4) A.A.Natale e R.C.Shellard, Preprint IFT.p-06/81.
- (5) O.K.K.Kalashnikov e V.V.Klimov, Phys.Lett. 80B(1978)75  
K.T.Mahanthappa, M.A.Sher e D.G.Unger, Phys.Lett.84B(1979)113  
R.N.Nohapatra e G.Senjanovic, Hadron. Journ. 1(1978)903
- (6) S.Weinberg, Phys.Lett. 82B(1979)387
- (7) J.Ellis, M.K.Gaillard, A.Peterman e C.Sachrajda, Nucl. Phys.8164 (1980)253
- (8) C.T.Sachrajda, Phys.Lett. 98B(1981)261.
- (9) S.Coleman e E.Weinberg, Phys.Rev. D7(1973)1888  
S.Weinberg, Phys.Rev. D7(1973)2887
- (10) J.M.Frère, Phys.Lett. 91B(1980)379.

## SOLITONS COMO PARTÍCULAS NEWTONIANAS

O.J.P. Éboli\*\*e G.C. Marques\*

Instituto de Física da USP, São Paulo  
Brasil

### R E S U M O

Propomo-nos a estudar o comportamento das soluções clássicas de uma equação não linear sob a ação de campos externos. Mostraremos que no caso de termos campos eletromagnéticos constantes e potenciais tipo oscilador harmônico simples temos que as soluções clássicas comportam-se de maneira a que possamos interpretá-las como representando partículas clássicas.

\*Trabalho parcialmente financiado pelo CNPq

\*\*Trabalho financiado pela FAPESP



Desde 1965 o termo soliton tem aparecido com frequência na literatura da física<sup>(1)</sup>.

Algumas de suas características levam-nos a interpretar essas soluções de teorias clássicas de campos como descrevendo partículas clássicas, i.e, que seguem as leis da mecânica clássica.

Esta idéia vem do fato de que as soluções tipo soliton são localizadas no espaço e propagam-se com velocidade constante, dando assim uma idéia de que se assemelha a uma partícula clássica extensa livre.

Para levarmos esta interpretação adiante é necessário estudar-se o comportamento de tais soluções na presença de campos externos.

Encontramos uma tentativa perturbativa para o modelo de Thirring com campo externo feito por Girotti<sup>(6)</sup> e mais recentemente foi feito um estudo para a equação de Sine-Gordon na presença de campo externo constante<sup>(2)</sup> e o que obteve-se é que os solitons deste modelo (Sine-Gordon) não seguem as leis da mecânica clássica.

O que fizemos foi estudar as soluções de uma equação não linear na presença de campos externos. Por tratar-se de uma equação não relativística verificamos se as soluções seguem a mecânica clássica não relativística.

A densidade lagrangeana considerada foi:

$$L = 12m^2 \phi^* \partial_t \phi - 2m^2 qV(\vec{x}) \phi^* \phi + 1^2 \phi^* (v - iq\vec{A})^2 \phi + G(\phi^*, \phi) \quad (1)$$

com  $G(\phi^*, \phi) = G(|\phi|^2) = \int_0^{|\phi|^2} F(s) ds$

Neste ponto cabe um comentário a respeito do sistema de unidades empregado. Mesmo no caso livre, i.e, sem campos eletromagnéticos ( $\vec{A}=0, v=0$ ) para obtermos (1) com o sistema de unidades correto devemos usar um sistema em que

$C=1$  e uma outra constante  $\alpha$ , com dimensão de ação também tenha  $\alpha=1$ .

Portanto foi necessária a introdução de uma constante  $\alpha$  para o estudo das soluções clássicas. Mais tarde daremos uma interpretação para  $\alpha$ .

Os campos eletromagnéticos foram introduzidos via "o seguinte acoplamento mínimo":  $\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu - iqA_\mu$

Usando-se Euler-Lagrange obtemos a seguinte equação de movimento:

$$12ml^2 \partial_t^2 \phi - 2ml^2 qV(\vec{x}) \phi + 1^2 (V - iq\vec{A})^2 \phi + F(|\phi|^2) = 0 \quad (2)$$

### I - PROPRIEDADES GERAIS:

I - a) Situação de E e B constantes: Este modelo possui a propriedade, a saber: dada uma "solução parada" na presença só do campo magnético B, existe uma transformação que nos fornece uma solução de (2) que "segue uma trajetória clássica".

$$\phi(\vec{x}, t) = \exp(i(\vec{p} \cdot \vec{x} - f(t))) \quad \forall (\vec{x} - \vec{x}_{cl\grave{a}}(t), t) \quad (3)$$

onde:  $\vec{p} = m\vec{x}_{cl\grave{a}}(t) - q \vec{x}_{cl\grave{a}} \times \vec{B} / 2$ ;  $f(t) =$  ação

clássica,  $\vec{x}_{cl\grave{a}}$  trajetória clássica na presença de  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$ .

$\phi(\vec{x}, t)$  : solução que segue a trajetória no sentido que daremos daqui a pouco.

$\forall(\vec{\xi}, t)$  : Solução parada na presença só do campo B

$$12ml^2 \partial_t^2 \forall(\vec{\xi}, t) + 1^2 (V_{\vec{\xi}} - iq\vec{A})^2 \forall(\vec{\xi}, t) + \forall(\vec{\xi}, t) F(|\forall|^2) = 0 \quad (4)$$

onde  $\partial_t$  não atua em  $\vec{\xi} = \vec{x} - \vec{x}_{cl\grave{a}}(t)$

Desta situação podemos tirar alguns particulares

que são o movimento livre ( $\vec{E}=0$  e  $\vec{B}=0$ ), se sob a ação de campo elétrico ( $\vec{B}=0$ ).

I - b) Potencial tipo oscilador harmônico simples: Para este caso precisamos fazer a seguinte substituição em (2) :

$$q V(\vec{x}) \rightarrow k \vec{x}^2 / 2 \quad \text{resultando :}$$

$$i2m^2 \partial_t^2 \phi + i^2 \nabla^2 \phi - m^2 k \vec{x}^2 \phi + qF(|\phi|^2) = 0 \quad (5)$$

Aqui também temos a existência de uma transformação que leva uma "solução parada" neste potencial em uma solução que "segue a trajetória clássica":

$$\phi(\vec{x}, t) = \exp(i(\vec{p} \cdot \vec{x} - f(t))) \psi(\vec{x} - \vec{x}_{cla}(t), t) \quad (6)$$

com  $\vec{p} = m\vec{x}_{cla}(t)$  ;  $f(t)$  = ação clássica e  $\vec{p} = -k\vec{x}_{cla}$

e seguindo:  $i2m^2 \partial_t^2 \psi + i^2 \nabla_t^2 \psi - m^2 k \xi^2 \psi + qF(|\psi|^2) = 0$

com  $\partial_t$  não agindo em  $\xi$ .

I - c) Quantidades interessantes: O modelo que estamos usando possui as seguintes quantidades notórias:

$$i) \text{ Energia : } E(\phi) = \int d^3x (2m^2 qV(\vec{x}) \phi^* \phi - i^2 \phi^* (\nabla - iqA)^2 \phi - G(\phi^* \phi)) \quad (7)$$

$$ii) \text{ Momento : } P(\phi) = \int d^3x \phi^* (-i\nabla) \phi \quad (8)$$

iii) Carga : que deriva da simetria  $\phi \rightarrow e^{-in} \phi$  da Lagrangeana

$$Q(\phi) = \int d^3x \phi^* \phi \quad (9)$$

Neste ponto podemos fazer uma primeira tentativa de interpretação das soluções, que obtivemos anteriormente como descrevendo partículas clássicas extensas.

As transformações (3) e (6) implicam que a densidade de massa (carga elétrica) (amenos de constantes) dada

(9) é função apenas de  $(\vec{x}-\vec{x}_{cl})$ , i.e.,  $\psi^* = W(\vec{x}-\vec{x}_{cl})$  (10) Portanto temos que distribuição  $\psi^*$  move-se como um todo seguindo a trajetória da mecânica clássica.

I - d) Quantização do fluxo magnético: Quando temos uma distribuição de campo magnético como a da figura 1, temos a quantização do fluxo magnético que passa na região I. De fato: na região II temos que:  $\psi_{II} = \psi_0 \exp(-iq \int_0^x \vec{A} \cdot d\vec{x})$  (11) onde  $\psi_0$  é solução com  $\vec{A}=0$ .

Exigindo que  $\psi$  seja univalente temos que:

$$q \oint \vec{A} \cdot d\vec{x} = 2\pi n; n \in \mathbb{Z} \quad \text{logo}$$

fluxo magnético na região I é =  $2\pi n/q$  (12)

I - e) Quantização de carga elétrica: Consideremos o movimento do nosso campo na presença de um monopolo de Dirac. Quando efetuamos uma transformação de gauge de segunda espécie temos que:  $\psi \rightarrow \psi' = \psi \exp(-iqh)$  e  $\vec{A}_j \rightarrow \vec{A}_j + \nabla_j h$  com  $V \rightarrow V - \partial_t h$

Para termos um monopolo de Dirac devemos ampliar a classe de  $h$  admissíveis<sup>(4)</sup>, aceitando que  $h$  possa ser um ângulo sólido para que possamos deslocar o "string" do monopolo de Dirac. Para a física não depende do múltiplo de  $4\pi$  do ângulo sólido temos que exigir que:

$$\exp(-i4\pi qg) = 1 \quad (14) \quad (\text{temos } h \text{ proporcional a } g\Omega(x)) \quad (\text{fig.2})$$

onde  $g$  é a intensidade do monopolo magnético.

Portanto temos que  $qg = \text{constante} \times n$ <sup>(15)</sup>,  $n \in \mathbb{Z}$  levando a que a carga elétrica é quantizada.

Gostaria de salientar que os resultados obtidos nas secções (1e) e (1f) são obtidos considerando-se uma interpretação clássica do modelo. Nestes resultados encontra-se escondida a constante  $\alpha$  do nosso sistema de unidades pois, por

exemplo, num sistema de unidades diferentes (CGS por exemplo) teríamos (12)  $\text{fluxo em } I = 2\sqrt{\pi n}/(qc)$  onde  $q$  é a carga da partícula. Portanto temos uma maneira de determinar  $\alpha$  experimentalmente. Para maiores detalhes sobre este fato vide 5.

## II - ALGUNS RESULTADOS PARA $F(|\phi|^2) = \ln(\phi^* \phi a^D)$

Na parte I falamos que se existirem "soluções paradas" em certos casos teremos soluções seguindo a trajetória clássica. Agora num modelo concreto vamos axibir soluções paradas no caso aqui  $D$  é o número de dimensões espaciais e  $a$  é uma constante com dimensão de inverso de massa.

II - a) Solução parada para  $\vec{B}$  constante: Suporemos que  $\vec{B} = B \vec{e}_z$  (16), que  $D=3$  e que  $\vec{A} = -\vec{x} \cdot \vec{B}/2$ . A solução  $\phi$  pode ser escrita como:  $\phi(\vec{x}, t) = h(z, t) \psi(x, y, t)$  (17). Vamos estudar o comportamento de  $\psi$  que segue uma equação do tipo (2) com  $\vec{A}$  dado acima para  $D=2$ .  $h(z)$  é da forma de uma gaussiana.

Suporemos que  $\psi$  seja da forma:

$$\psi(\vec{r}, t) = C (\det A)^{1/4} \exp i\delta(t) \exp(-r_k (A(t) + iB(t))_{k1} r_1 / 1^2) \quad (18)$$

onde  $A$  e  $B$  são matrizes simétricas  $2 \times 2$ .

Substituindo (18) em (2):

$$2m_1^2 \dot{\delta} + \text{tr } A - \ln(C^2 a^2 (\det A)^{1/2}) = 0$$

$$\text{tr } B - \frac{m_1^2}{2} \frac{d}{dt} (\ln \det A) = 0$$

$$m_1^2 \dot{A} = AB + BA - \frac{q b_1^2}{2} [A, L] \quad (19)$$

$$m_1^2 \dot{B} = B^2 - A^2 + A - \frac{q b_1^2}{2} [B, L] - \frac{1}{4} \frac{q^2 b^2}{a^2} L^2$$

onde  $L = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$

onde  $b$  é a intensidade do campo  $B$

Algumas soluções do sistema acima são:

$$(1) B=0 \text{ e } A = \begin{pmatrix} u & 0 \\ 0 & u \end{pmatrix} \quad (20) \quad \text{Onde } u = \frac{1 + \sqrt{1 + q^2 b^2 l^4}}{2}$$

Seja  $\phi'$  a solução seguindo a trajetória clássica de (20) pelo intermédio do uso de (3). Sem perda de generalidade fixemos  $Q(\phi') = 1$  (basta ajustar  $C$  em (19))

Usando-se (8) temos que:

$$\vec{P}(\phi') = \vec{p} = \text{momento de uma partícula clássica (21).}$$

Portanto temos que  $\vec{P}(\phi')$  segue as leis da mecânica Newtoniana, logo reforçando as razões para interpretar como descrevendo uma partícula clássica extensa.

(11) Existe uma solução em que sua "dimensão característica"

oscila com o tempo dada por:

$$A(t) = a(t) \mathbb{I} ; \quad B(t) = d(t) \mathbb{I} \quad (22)$$

$$(19) \text{ nos leva a : } ml^2 \dot{a} = 2ad \quad (23)$$

conservação energia implica que:

$$e = \text{constante} = -\ln a + b^2 a^{-1} + q^2 l^4 b^2 a^{-1} / 4 \quad (24)$$

logo  $a_{\min} < a < a_{\max}$  e que o período de oscilação é dado por

$$T = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} \frac{ml^2 da}{a(sa + \ln a - a^2 - \frac{q^2 l^4 b^2}{4})^{1/2}} \quad (25)$$

Aqui neste caso temos que  $P(\phi')$  segue as leis da mecânica newtoniana.

## II - b) Soluções paradas para oscilador harmônico simples :

Aqui novamente tentaremos uma solução da forma:

$$s\vec{r}(t) = C (\det A)^{1/4} e^{i\delta(t)} \exp(-r_k(A(t) i B(t))_{k1} r_1 / l^2) \quad (26)$$

Substituindo-se (5) temos que:

$$-2ml^2 \dot{\delta} - \text{tr} A + \ln(C^2 a^2 (\det A)^{1/2}) = 0$$

$$-\text{tr} B + \frac{ml^2}{4} \frac{d}{dt} \ln \det A = 0$$

(27)

$$ml^2 \dot{A} = AB + BA$$

$$ml^2 \dot{B} = B^2 - A^2 + A + ml^4 k \underline{\underline{II}}$$

Algumas "soluções paradas" podem ser obtidas como:

$$(i) \quad A = s \underline{\underline{I}} \quad e \quad B = 0 \quad (28)$$

$$\text{com } s = (1 + 4ml^2 k)^{1/2}$$

A solução em movimento clássico  $\phi'$  associada à solução acima possui a característica de que  $\vec{r}(\phi')$  segue as leis de Newton.

Mais uma vez reforçando as nossas razões para a interpretação de  $\phi'$  como partícula clássica (aqui novamente adotamos  $Q(\phi') = 1$ )

Cabe aqui comentar que esta solução  $\phi'$  é estável no sentido infinitesimal

(ii) Apenas como informação temos que existe uma solução análoga a (II a ii) que possui dimensão característica oscilante e que segue as leis da mecânica de Newton.

REFERÊNCIAS:

- (1) Lonngren, Scott - Solitons in Action, Academic Press, 1978.
- (2) J.C.Fernandez, J.M.Gambaudo, S.Gauthier and Reinish  
Physical Review Letters March 81, vol.46, number 12
- (3) Birula & Mycielski, Annals of Phys. 100, 62-93(1976)
- (4) di Olive & Goddard; Rep. Prog. Phys. vol.41, 1978
- (5) Cleman, classical Lumps and Their Quantum descendants  
1975 International School of sub nuclear Physics  
"Ettore Majorana".
- (6) H.Fauchlotti and H.O. Girotti - Physical Review D  
vol. 14, number 10, november 1976.



F I G U R A S

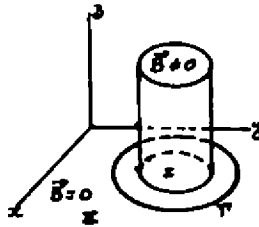


Figura 1 : Temos campo magnético apenas na região I , orientado segundo o eixo  $z$  .



Figura 2 :  $\Omega(x)$  é o ângulo sólido com que o ponto  $x$  vê a diferença entre  $r$  e  $r'$

## QUEBRA ESPONTÂNEA DE SIMETRIAS CONTÍNUAS

J. Fernando Perez

Instituto de Física - USP

### 1. Introdução

Dois resultados fazem parte do folclore em Teoria Quântica de Campos - no que se refere ao fenômeno de quebra espontânea de simetrias contínuas (q.e.s.c.):

- a) Teorema de Goldstone (1,2) - que prevê a existência de bósons de massa zero na presença de q.e.s.c..
- b) Teorema de Coleman (3,4) - que prevê a ausência de q.e.s.c. para sistemas em  $d = 2$  dimensões (espaço-tempo).

Neste trabalho relatamos alguns resultados recentes (5,8) que traduzem a) e b) para o contexto de Mecânica Estatística Clássica ou Quântica de sistemas discretos na rede ou contínuos. Uma aplicação particular dos resultados descritos é dada por Teorias de Campos Quânticos a temperaturas não nulas.

Não daremos aqui nem o enunciado preciso nem a demonstração desses resultados. Nossa intenção é a de dar apenas uma descrição qualitativa do conteúdo das referências (5) e (12).

### 2. O Teorema de Goldstone em Mecânica Estatística

A existência de partículas de massa zero associadas a q.e.s.c. em Teoria Quântica de Campos decorre da Invariância relativística da teoria. Em situação não relativísticas porém o máximo que se pode afirmar é :

Teorema de Goldstone a  $T = 0$  (5,6)

A existência de um "gap" no espectro de energia entre o estado funda

mental e os estados excitados implica na ausência de q.e.s.c. se o alcance das interações não for "excessivamente longo".

Observação - Ao contrário do que acontece em T.Q.C. a existência de um "gap" e decaimento exponencial das funções de correlação não são equivalentes. Por exemplo, consideremos o estado fundamental do modelo de Heisenberg (quântico) ferromagnético

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j$$

onde  $\sigma_{i_1}, \sigma_{i_2}, \sigma_{i_3}$  são

matrizes de Pauli e  $J > 0$ . O estado fundamental  $\Omega$  desse sistema é dado pelo vetor

$$\Omega = |\downarrow \dots \downarrow\rangle$$

com todos os "spins" alinhados em uma dada direção (q.e.s.c.) porém

$$\langle \sigma_{0,i_0} \sigma_{q,i_q} \rangle = \langle \sigma_{0,i_0} \rangle \langle \sigma_{q,i_q} \rangle$$

i.e. clustering é exponencial com "massa" infinita :

A  $T \neq 0$  a noção de "gap" do espectro do operador de energia não é clara ! Além disso como a invariância relativística é necessariamente quebrada a noção de partícula de massa zero necessita maiores explicações. Pode-se demonstrar porém o

Teorema de Goldstone ( $T \neq 0$ ) (6)

Se as funções de correlação (funções de Green) truncadas decaírem exponencialmente

$$\text{i.e. } f_A(x) = \langle A(x) A(0) \rangle - \langle A(0) \rangle \langle A(x) \rangle \sim e^{-\frac{|x|}{\xi}}$$

então não podemos ter q.e.s.c..

Na realidade o enunciado e a demonstração do Teorema em (6) falam não em decaimento exponencial mas sim em decaimento integrável i.e. se  $\int |f_A(x)| d^V x < \infty$  para todo observável  $A$  então não há q.e.s.c.. Portanto na presença de q.e.s.c. necessariamente  $\int |f_A(x)| d^V x = \infty$  para algum observável  $A$  i.e. alguma "susceptibilidade generalizada" diverge.

### 3. O Fenômeno de Mermin-Wagner

Em Mecânica Estatística o análogo do Teorema de Coleman é o fenômeno de Mermin-Wagner que demonstraram (7) a inexistência de magnetização espontânea em sistemas de Heisenberg uni- e bidimensionais a  $T \neq 0$ . A formulação geral do fenômeno é porém o Teorema - em  $V = 1$  ou 2 dimensões o estado de equilíbrio a  $T \neq 0$  de um sistema com interações de "não muito longo" alcance é invariante sob o mesmo grupo contínuo de invariância da hamiltoniana i.e. é impossível a q.e.s.c.. Esse resultado teve recentemente várias demonstrações (8,9,10,11,12) com variada generalidade. A demonstração em (12) explicita o alcance máximo possível das interações para a validade do teorema.

Um corolário do resultado acima é o próprio Teorema de Coleman pois na linguagem euclidiana TQC a  $T = 0$  em  $V - 1$  dimensões espaciais é idêntica a Mecânica Estatística Clássica a  $T \neq 0$  em  $V$  dimensões espaciais. Além disso, se considerarmos TQC a  $T \neq 0$  em  $V$  dimensões espaço-tempo na linguagem euclidiana temos um sistema clássico a  $T \neq 0$  com  $V$  dimensões com comprimento finito em 1 dimensão i.e. efetivamente  $V - 1$  dimensional. Portanto se  $V \leq 3$  não há q.e.s.c. em TQC a  $T \neq 0$ .

### Referências

- (1) J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg - Phys. Rev. 127, 965 (1972).
- (2) D. Kastler, D.W. Robinson and J.A. Swieca - Commun. Math. Phys. 2, 108 (1966).

- (3) H.Ezawa and J.A.Świeca - *Commun.Math.Phys.* 5, 330(1967).
- (4) S.Coleman - *Commun.Math.Phys.* 31, 259(1973).
- (5) L.J.Landau, J.F.Perez and W.F.Wreszinski - "Energy Gap, Clustering and the Goldstone Theorem in Statistical Mechanics", IFUSP - Preprint 1981 (aceito para publicação no *J.Stat.Phys.*).
- (6) D.Kastler - "Broken Symmetries and the Goldstone Theorem in Axiomatic Field Theory", 1967, in *Proceedings of the 1967 International Conference on Particles and Fields*, edited by C.R.Hagen, G.Guralnik and V.A.Mathur, (Interscience, New York).
- (7) N.D.Mermin and H.Wagner, *Phys.Rev.Letters* 17, 1133(1966).
- (8) A.Klein, L.J.Landau and D.Schucker - "On the Absence of Spontaneous Breakdown of Continuous Symmetry In Two Dimensions", aceito para publicação no *J.Stat.Phys.*
- (9) J.Fröhlich e C.Pfister - "On the Absence of Spontaneous Symmetry Breaking and of Crystalline Ordering In Two-Dimensional Models" IHES - preprint 1981.
- (10) C.E.Pfister, *Commun.Math.Phys.* 79, 181(1981).
- (11) R.L.Dobrushin and S.B.Schlosman, *Commun.Math.Phys.* 42, 31(1975).
- (12) C.A.Bonato, A.Klein and J.F.Perez - "The Mermin Wagner Phenomenon and Cluster Properties of One- and Two-Dimensional Systems", Preprint IFUSP 1981.

## INTERAÇÕES DE LEPTONS E FOTONS A ALTAS ENERGIAS

Erasmu Ferreira

Departamento de Física, PUC/RJ

O "1981 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies" realizou-se em Bonn, de 24 a 29 de agosto, com participação de cerca de 500 físicos. A conferência não destacou nenhuma nova descoberta fundamental recente, mas revelou que progresso importante ocorreu em diversas fontes.

O modelo convencional para as interações eletrofracas (Weinberg-Salam) segue explicando tudo o que lhe compete. Dificuldades ocorrem na interpretação de processos em que as interações fortes intervêm, como em decaimentos não leptônicos.

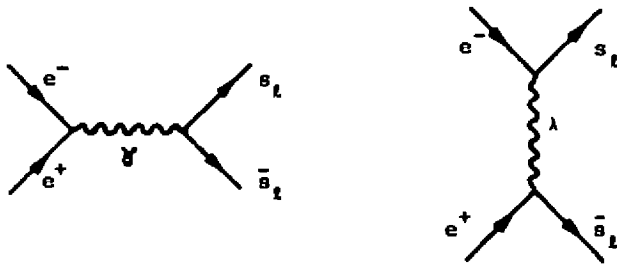
A teoria das interações fortes (cromodinâmica quântica) segue sob intensa investigação, e progride lentamente no sentido de se impor como a teoria correta. Diz-se que nenhum resultado obtido até agora pode ser considerado como conclusivo, devido às dificuldades de interpretação dos experimentos e à dubiedade dos cálculos teóricos.

Partículas ou estruturas previstas por esquemas teóricos diversos não apareceram em buscas experimentais. Assim, nenhuma nova indicação surgiu em favor de teorias unificadas, nem há evidência para sub-estruturas de quarks, leptons ou bosons intermediários.

Mencionamos a seguir alguns resultados apresentados na conferência. A relação não é completa, nem a seleção de informações é totalmente justificada, e também não é possível dar garantia pela sua precisão. Apesar disto tudo, lá vai.

## I - As Grandes (e Pequenas) Ausências

1. Segundo previsões de esquemas de super-simetria, todas partículas têm parceiros com spin diferente por 1/2: bosons e fermions estão em correspondência. Aos leptons  $t, \nu_t$  correspondem leptons escalares  $s_t, \bar{s}_t$  e ao foton  $\gamma$  corresponde um fotino  $\lambda$  com  $J=1/2$ . A produção de leptons escalares em colisões  $e^+e^-$  segue os esquemas:



Como  $s_t, t_t \rightarrow t + \text{fotino}$ ,

(o fotino é estável, semelhante a neutrino) a observação é

$$e^+e^- \rightarrow (s_t^+ s_t^-) + t^+t^- + \text{invisíveis}$$

com o par leptônico  $t^+t^-$  situado fora do plano de produção. O processo não foi observado, o que implica em massas superiores a 15 GeV para  $s_t, t_t$ .

2. Hyper-pions  $\pi'$  previstos por esquemas de technicolor e hypercolor,

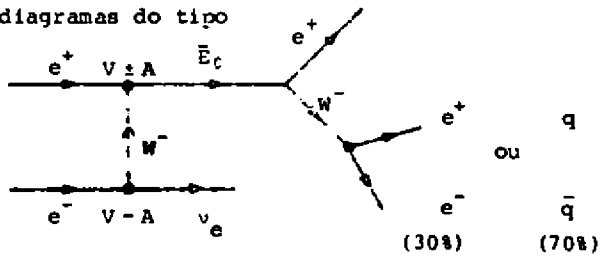
$$e^+e^- \rightarrow \pi'^+ + \pi'^-$$

decaem dominantemente em leptons e quarks pesados. O sinal para o processo é a observação de

$$e^+e^- \rightarrow \nu + \text{hadrons}$$

Foi identificado um "possível" evento deste tipo.

3. O eletron neutro pesado apareceria em colisões  $e^+e^-$  a través de diagramas do tipo



O sinal indicativo a ser procurado é então a ocorrência de

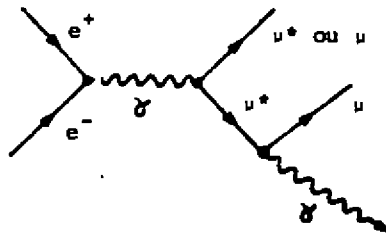
$$e^+e^- \rightarrow \text{hadrões} + \text{eletron}$$

ou de

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$$

com cinemática característica. O sinal não foi observado, mostrando que  $m(E_0) \geq 20 \text{ GeV}$ .

4. O muon excitado  $\mu^*$  decai na forma  $\mu^* \rightarrow \mu\gamma$ . Deveria ser observado



isto é

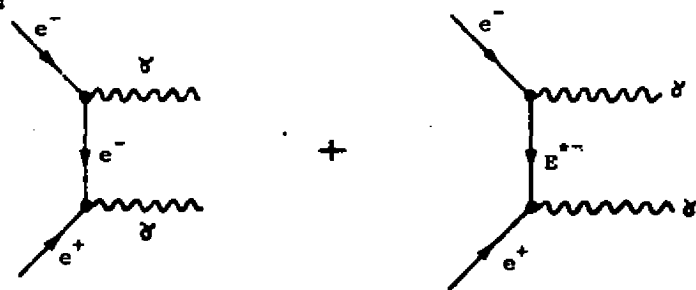
$$e^+e^- \rightarrow \begin{cases} \mu^+\mu^* \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma\gamma \\ \mu^+\mu^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma \end{cases}$$

Os processos não foram observados, fixando o limite superior

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^*\mu)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} < 0.7\%$$



5. O eletrôn excitado  $E^{*-}$  modifica a forma da seção de cho que observada para  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ , com a superposição dos dia gramas



Se o acoplamento do  $E^{*-}$  a  $e^- \gamma$  é igual ao acoplamento  $e^- e^- \gamma$ , o resultado experimental negativo a  $\sqrt{s}=35$  GeV implica em que  $m(E^*) \geq 40$  GeV.

6. A busca de um lepton sequencial L mais pesado que o  $\tau$  deu resultados também negativos (seria observado  $L \rightarrow$  hadrons +  $\nu$  ou  $L \rightarrow \nu\nu$ ). Segue que  $m_L \geq 15$  GeV.

7. A busca de quarks livres produzidos por colisões  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  se faz pela identificação das cargas das partículas finais, através de suas densidades de ionização. Não foram observadas cargas fracionárias nestes eventos, concluindo-se que

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow u^+u^-)} \leq 10^{-3}$$

8. Busca do Quark Pesado t. De 1980 a 1981 foi varrida a região de energias de 33 a 37 GeV para estudo de eventos do tipo

$$e^+e^- \rightarrow (t\bar{t}) + \text{hadrons}$$

e não foi encontrada a ressonância característica. A razão R se mantém estável

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = 3.87 = 0.05$$

nesta região de energias. Com  $t$  de carga  $2/3$ ,  $R$  passaria a 5,31, e com  $t$  de carga  $1/3$ ,  $R$  passaria a 4,25. O decaimento do  $t$ :

$$\begin{array}{l}
 t \rightarrow b + \mu + \nu + \text{hadrons} \\
 \quad \quad \quad \downarrow \\
 \quad \quad \quad c + \mu + \nu + \text{hadrons} \\
 \quad \quad \quad \downarrow \\
 \quad \quad \quad s + \mu + \nu + \text{hadrons, etc}
 \end{array}$$

daria uma sequência de muons imediatos, com espectros de energia característicos.

Nada disto foi observado, concluindo-se que o quark  $t$  tem massa superior a 18 GeV. Algumas previsões para  $m_t$ , como

$$\frac{m_t}{m_c} = \frac{m_t}{m_u} = 23 \text{ GeV}$$

e

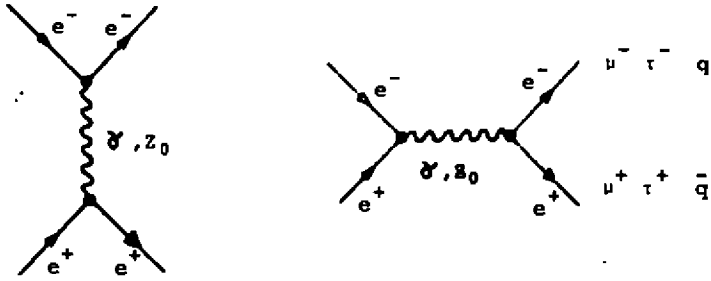
$$\frac{m_t}{m_b} = \frac{(2/3)^2}{(-1/3)^2} = 19$$

dão valores apenas um pouco acima da região já pesquisada.

Nenhum resultado positivo foi encontrado na busca de monopolos, e nenhum relatório foi apresentado na conferência a respeito de oscilações de neutrinos.

## II - Experimentos em Colisões $e^+e^-$

1. Observação de interferência de ftons com bosons neutros. As contribuições de  $\gamma$  e  $Z_0$  interferem nos diagramas

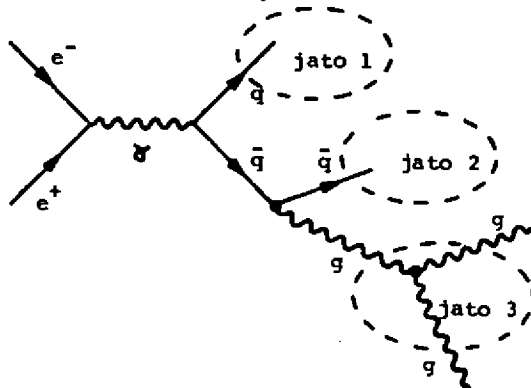


O acoplamento do  $Z_0 (g_V, g_A)$ , que não conserva paridade, provoca assimetria frente x atrás na distribuição de  $\mu^- \mu^+$  (A QED pura prevê uma distribuição  $1 + \cos^2 \theta$ , devida ao spin 1 do foton, a qual é simétrica na inversão frente x atrás, isto é  $\theta \rightarrow \pi - \theta$ ). Observou-se em um dos detectores do PETRA (acelerador em Hamburgo) o coeficiente de assimetria

$$A_{\mu\mu} = \frac{N_{\text{frente}} - N_{\text{atrás}}}{N_{\text{frente}} + N_{\text{atrás}}} = (-7.7 \pm 2.4)\%$$

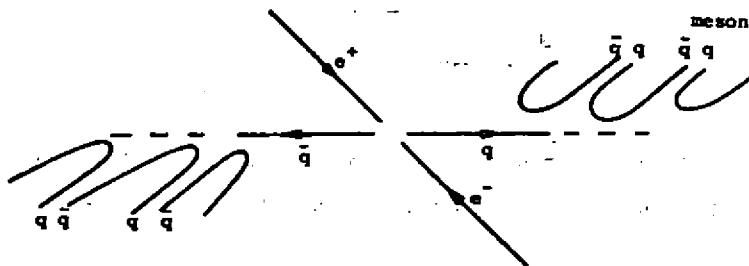
O cálculo teórico (modelo Weinberg-Salam) prevê  $A_{\mu\mu} = -7.8$ .

2. Eventos com 3 jatos. Todos os detectores do Petra observam eventos com 3 jatos de hadrons em aniquilações  $e^+ e^-$ . Todos grupos concordam em que os jatos de gluons são diferentes dos quarks, apresentando maior multiplicidade, maior abertura angular, e fragmentação diferente.

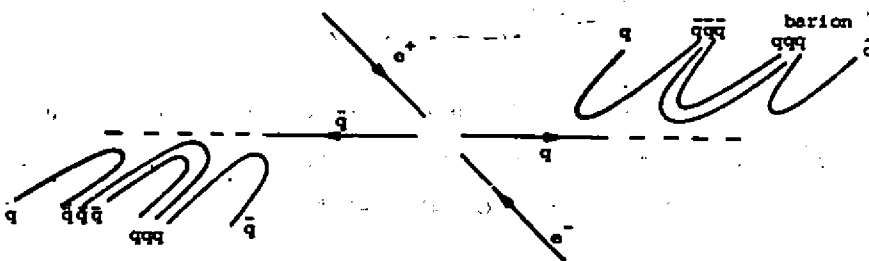


3. Fragmentação em eventos com 2 jatos. O número de bárions e de antibárions observados em  $e^+e^- \rightarrow$  hadrons é maior do que o esperado por cálculos de QCD. Observa-se um número relativamente grande de sistemas  $p\bar{p}$ ,  $pp\bar{p}$ ,  $\Lambda\bar{\Lambda}$  situados no mesmo jato, ou em jatos opostos. Assim:

$R(\Lambda\bar{\Lambda}) \sim 0.5$  e  $R(p\bar{p}) \sim 0.5$ . O processo de fragmentação usual (formação de hadrons pelo quark emitido em  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ) prevê que pares  $q\bar{q}$  arrancados do vácuo dão origem a mesons:



A formação de bárions e antibárions requer a formação de pares de díquarks a partir do vácuo:

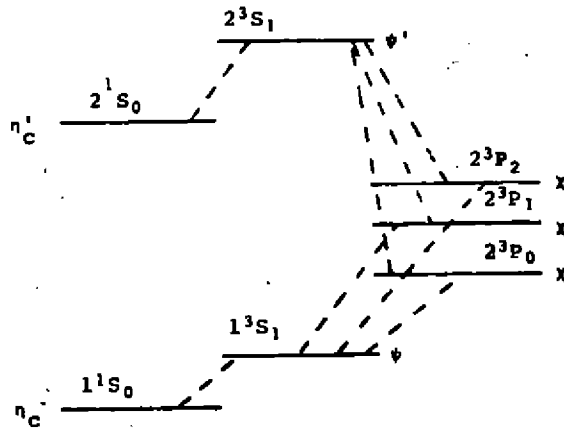


Há outras evidências da presença de díquarks como unidades de dinâmica em QCD.

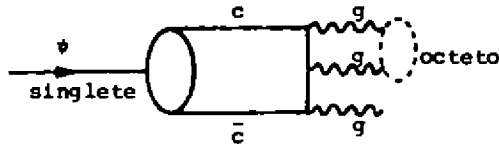
### III - Física da Família $\psi$ . Busca do Gluonium

1. Foi encontrada evidência para novo estado de  $J=0$ ,  $u^c$ , observado no decaimento  $\psi' \rightarrow \gamma n^c$ , com massa  $M(n^c) = 3592 \pm 5$  MeV. A espectroscopia desta região da família  $\psi$  está dada

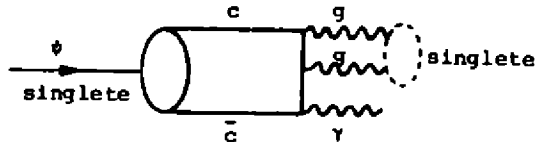
no desenho abaixo. As linhas pontilhadas indicam emissões  $\gamma$ .



2. Busca do gluonium (estados  $gg$ , singletes de  $SU(3)$  em cor).  
 Gluonium não pode ocorrer no estado final de  $\psi \rightarrow 3g$ :



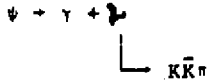
porque se o sistema  $3g$  é singlete de cor, cada  $g$  sendo um octeto, um par  $2g$  forma necessariamente um estado de octeto.  
 Em processos com emissão de um  $\gamma$ , do tipo  $\psi \rightarrow gg\gamma$



os dois gluons formam um singlete, e podem então constituir um estado observável. A busca do gluonium deve então ser

feita em decaimentos do tipo  $\psi \rightarrow \gamma + \text{hadrons}$ . Dois estados observados recentemente são candidatos a qualificação como gluonium:

a)  $\mathcal{J}(1440 \text{ MeV})$ . A observação foi

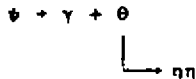


sendo mais provavelmente  $\mathcal{J} \rightarrow \delta(980) + \pi$



Números quânticos:  $J^{PC} = 0^{-+}$ ,  $I=1$ , e  $M(\mathcal{J}) = 1440 \pm 15$  e  $\Gamma(\mathcal{J}) = 50 \pm 30 \text{ MeV}$ .

b)  $\theta(1640)$ :



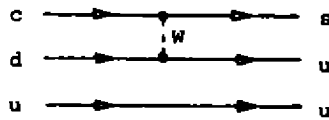
com  $M(\theta) = 1640 \pm 50$ ,  $\Gamma(\theta) = 220 \pm 100$ . Possivelmente  $J^{PC} = 2^{++}$ .

Ambos  $\mathcal{J}, \theta$  podem ser estados de tipo gluonium ou  $(q\bar{q}q\bar{q})$ . Segundo estimativas feitas em QCD, a massa 1440 do  $\mathcal{J}$  é um pouco baixa para que ele seja um gluonium.

#### IV - Interações Fracas

1: Desintegrações não-leptônicas de charm. A expectativa de que a desintegração do charm  $c \rightarrow (s_d) + W^+$  se dê em velocidade aproximadamente igual para todas as partículas que o contêm ( $D^+s$ ,  $F^+s$  e  $\Lambda_c^+$ ) é frustrada pelos resultados experimentais, que mostram que a vida média do  $D^+$  é de 3 a 5 vezes maior do que as vidas de  $D^0$ ,  $F^+$  e  $\Lambda_c^+$ . Explica-se que o  $c$  não decai como se estivesse livre, mas interage com os qu

tros quarks constituintes do hadron, por interação fraca, com troca de sabores: assim, no  $D^0$  tem-se  $c\bar{u} \rightarrow W + d\bar{s}$  e no  $F^+$  tem-se  $c\bar{s} \rightarrow W + u\bar{d}$ . No  $\Lambda_c^+$  funciona o mecanismo de troca de  $W$  no canal cruzado:



No caso do  $D^+$ , estes efeitos dos quarks espectadores são suprimidos, e o  $c$  decai como se estivesse livre. Estas explicações qualitativas (e um tanto artificiais) prevêm para as vidas destas partículas as relações  $\tau(D^+) > \tau(F^+) \geq \tau(D^0) \geq \tau(\Lambda_c^+)$ . Os valores experimentais são, respectivamente, 7.7, 2.5, 2.5 e  $2.0 \times 10^{-13}$  seg. A descrição das desintegrações não-leptônicas de hadrons continua sendo um campo aberto e difícil, devido à intervenção das integrações fortes.

2. A vida média do lepton  $\tau$  foi agora medida pela primeira vez como diferente de zero:  $\tau_\tau = (4.9 \pm 1.8) \times 10^{-13}$  seg. A previsão teórica (universalidade com muon) é

$$\tau_\tau = \frac{m_\mu}{m_\tau} \tau_\mu B_1 = (2.8 \pm 0.2) \times 10^{-13} \text{ seg}$$

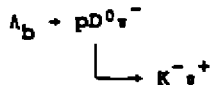
onde  $B_1$  é a razão de ramificação para desintegrações leptônicas do  $\tau$ . Os traços (poucas dezenas de micros) destas partículas de vidas curtas podem agora ser observados em câmaras de bolhas de alta densidade e alta resolução.

#### V - Diversos

Medidas de seção de choque para colisão  $\gamma\gamma$  mostraram um acentuado pico de 100 nb para o processo  $\gamma\gamma \rightarrow \tau^+ \tau^-$  em energia próxima ao limiar de  $\gamma\gamma \rightarrow \rho\rho$ . O cálculo

teórico de QCD dá um valor muito mais baixo, de 20 nb. A espectroscopia das famílias de mesons vetoriais  $\rho, \omega, \phi$  foi enriquecida com um novo estado  $\rho'$  (1650 MeV), observado em  $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K^+ \pi^-$ . O estado  $\rho'$  (1600) foi observado em  $e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$  e em  $\gamma p \rightarrow (\pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^-) p$ . Na descrição sistemática destas famílias a existência do  $\rho'$  (1250) constitui um problema.

Não foram ainda identificadas partículas com beleza explícita (meson B ou  $\Lambda_b$ ). Foi apresentada na conferência uma análise de resultados experimentais, procurando identificar a desintegração



com  $m(\Lambda_b) = 5.35 - 5.60$ , mas a informação foi considerada como muito duvidosa.

Relatórios teóricos apresentados no simpósio chamaram atenção para os seguintes pontos:

a. Necessidade de explicar pela QCD as interações hadrônicas (física de energias intermediárias e física nuclear).

b. Necessidade de explicar por QCD, a espectroscopia hadrônica que tem sido descrita por potenciais fenomenológicos.

c. Importância de programas experimentais com objetivo de encontrar partículas escalares, que são de importância teórica fundamental, pois são responsáveis por mecanismos de Higgs, quebras espontâneas de simetria, violação de CP, valores de massas e ângulos de mistura, renormalizabilidade das teorias, etc. As informações sobre estas par



tículas são mais fundamentais do que a descoberta de novos sabores de quarks, novos leptons sequenciais ou de subestruturas para as partículas já conhecidas.

## Deslocamento Angular em Espalhamento

### O Análogo Esférico do Efeito Goos-Hänchen

N.FIEDLER FERRARI JUNIOR\* e H.M.NUSSENZVEIG

Instituto de Física, Universidade de São Paulo

#### RESUMO

Para o espalhamento de um feixe incidente transversalmente limitado por um espalhador esfericamente simétrico, obtém-se, utilizando os métodos da teoria de momento angular complexo, uma generalização dos conceitos de atraso temporal e espacial, válida para o par de variáveis conjugadas momento angular e ângulo. O resultado obtido é conhecido, embora com outra interpretação e domínio de validade menos amplo, dentro da aproximação semiclassical. Aplicado ao problema do espalhamento no limite de altas frequências por uma esfera transparente com índice de refração  $N < 1$ , acima da incidência crítica, o deslocamento angular obtido é o análogo esférico do Efeito Goos-Hänchen. Quando a função  $S$  é dominada por um polo isolado próximo do eixo real, o deslocamento angular associado fornece, diretamente, a "vida média angular" ("life-angle") introduzida por Fuller no contexto das reações de íons pesados. Outras aplicações serão discutidas posteriormente.

#### I. CONSTRUÇÃO DO PACOTE INCIDENTE

Vamos discutir o problema do deslocamento angular no contexto do espalhamento de um campo escalar por um espalhador esfericamente simétrico. A função de onda escalar pode ser interpretada tanto como o potencial de velocidades de ondas sonoras, ou como a função de onda de Schrödinger em mecânica quântica não relativística. Não há dificuldade em estender o tratamento a um campo vetorial.

---

\* Suporte financeiro da FAPESP.

O feixe incidente considerado é um "pacote de momentos angulares", ou seja, está concentrado num anel cilíndrico com parâmetro de impacto em torno de um dado valor  $b_0$  (momento angular associado  $l_0$ ) e largura  $2\delta b = 2\delta l/k$  (figura 1). A função de onda correspondente se escreve

$$\psi_1^L(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} C_l (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\cos\theta), \quad (1)$$

onde  $j_l(kr)$  é a função de Bessel esférica de ordem  $l$ ,  $P_l(\cos\theta)$  é o  $l$ -ésimo polinômio de Legendre, e  $k$  é o número de onda. O espectro de momentos angulares do pacote incidente, definido por  $|C_l|^2$ , tem um máximo pronunciado para  $l=l_0$ , e sua envolvente decresce lisa e rapidamente à medida que nos afastamos deste valor, sendo  $2\delta l$  sua largura (figura 2).

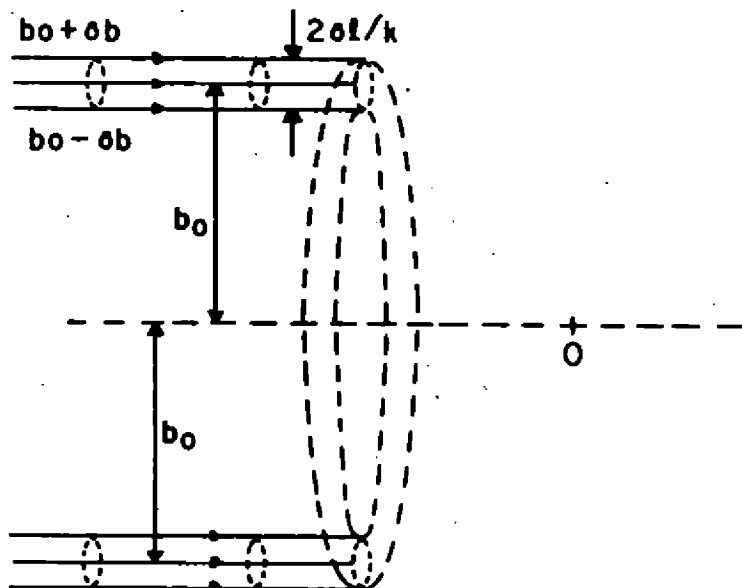


Fig.1 - O feixe incidente se concentra num anel cilíndrico com parâmetros de impacto em torno de um valor  $b_0$  (momento angular associado  $l_0$ ) e largura  $2\delta b = 2\delta l/k$ .  $O$  é o centro do espalhador.

Em princípio, poder-se-ia produzir experimentalmente um feixe desse tipo utilizando um anteparo com uma abertura anular cuja transparência é total no centro, diminuindo gradativamente para as bordas. Em óptica este procedimento é denominado apodização. Poderíamos também escolher  $C_l$  como a função característica do intervalo  $(l_0 - \delta l, l_0 + \delta l)$ , correspondendo a uma abertura anular num anteparo opaco (sem apodização); a desvantagem deste procedimento é que o corte abrupto nas beiradas introduziria efeitos de difração geralmente indesejáveis no feixe incidente.

A amplitude de espalhamento correspondente a (1) é

$$F(k, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} C_l \frac{(2l+1)}{2ik} [S_l(k) - 1] P_l(\cos\theta), \quad (2)$$

sendo  $S_l(k)$  a função S para a onda parcial  $l$ .

A aplicação da fórmula somatória de Poisson<sup>1</sup> a (2) fornece

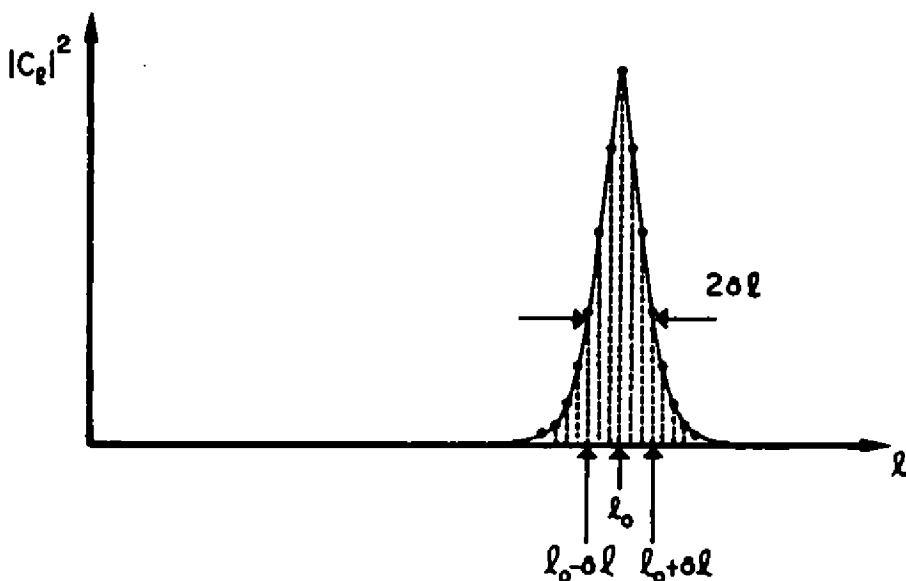


Fig.2 - Espectro de momentos angulares do pacote incidente. O espectro é discreto (pontos no gráfico); a linha contínua representa sua envoltória e tem largura  $2\delta l$ .

$$F(k, \theta) = \frac{1}{k} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-1)^m \int_0^{\infty} C_{\lambda-1/2} [S(\lambda, k) - 1] \exp(2im\lambda) P_{\lambda-1/2}(\cos\theta) \lambda d\lambda, \quad (3)$$

onde  $\lambda$  é a variável contínua (interpoladora) momento angular complexo (valores físicos:  $\lambda = l + 1/2$ ), e

$$S(\lambda, k) = \exp[2in(\lambda, k)], \quad (4)$$

onde  $n(k, \lambda)$  é a extensão para a variável contínua da defasagem para a onda parcial  $l$ . Em (3), um termo de ordem  $m$  na soma tória está associado a caminhos que envolvem  $m$  vezes o centro espalhador.

Em termos de suas componentes próximas ("near-side") e distante ("far-side") (termos emprestados da física nuclear<sup>2</sup>),  $F(k, \theta)$  se escreve

$$F(k, \theta) = F^{(1)}(k, \theta) + F^{(2)}(k, \theta),$$

$$F^{(1), (2)}(k, \theta) = \frac{ie^{\pm i\frac{\pi}{4}}}{k(2\pi \sin\theta)^{1/2}} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} (-1)^m \int_0^{\infty} C_{\lambda-1/2} \left[ e^{2i\pi n(k, \lambda)} - 1 \right] \times \lambda^{1/2} e^{-i\lambda(\pm\theta + 2m\pi)} d\lambda, \quad \epsilon \leq \theta \leq \pi - \epsilon, \quad (5)$$

$$|\lambda| \gg 1, \quad |\lambda|\epsilon \gg 1,$$

onde excluímos a vizinhança das direções dianteira e traseira e substituímos  $P_{\lambda-1/2}$  pela expansão assintótica apropriada.

## II. O DESLOCAMENTO ANGULAR

É suficiente considerar a componente próxima  $F^{(1)}(k, \theta)$ . O termo  $(-1)$  entre colchetes em (5) pode ser ignorado porque só contribui na direção dianteira.

Suponhamos inicialmente que o espectro de momentos angulares do pacote incidente é suficientemente estreito, de forma que a variação de  $d\eta/d\lambda$  sobre a largura espectral  $2\delta l$  (figura 2) possa ser desprezada.

A utilização do princípio de fase estacionária em  $F^{(1)}(k, \theta)$  fornece para a direção em que a interferência é "mais construtiva" (direção de máxima intensidade do feixe espalhado) para o termo de ordem  $m$  da (5)

$$2 \frac{dn(k, \lambda_0)}{d\lambda} = \theta + 2m\pi, \quad (6)$$

onde  $\lambda_0$  é o momento angular associado ao raio central do feixe, e a derivada é em relação à variável  $\lambda$ , restrita a valores sobre o eixo real. Geralmente só haverá contribuição apreciável de  $m=0$ , mas  $m < 0$  é possível para interações fortemente atrativas ("orbiting").

O lado direito de (6) pode ser diretamente identificado como o ângulo de deflexão sofrido pelo feixe (pacote) incidente devido à presença do espalhador. Com efeito, na ausência deste a direção de máxima intensidade é  $\theta=0$ ; com o espalhador presente o feixe incidente se defletirá em relação a essa direção de

$$\theta = 2 \frac{dn(k, \lambda_0)}{d\lambda}. \quad (7)$$

O ângulo de espalhamento propriamente dito é, conforme é bem conhecido, o ângulo de deflexão reduzido ao intervalo  $(0, \pi)$ .

O ângulo de deflexão obtido em (7) generaliza o conceito clássico correspondente na medida em que inclui, por exemplo, efeitos de tunelamento, não incluídos em tratamentos anteriores. Discutiremos este ponto com maiores detalhes na próxima seção.

Quando não é possível desprezar a variação de  $dn/d\lambda$  sobre a largura espectral  $\Delta\lambda$ , é de se esperar, a exemplo do que ocorre em tratamentos mais sofisticados para o deslocamento temporal<sup>3,6</sup>, que se possa escrever uma expressão para o ângulo de deflexão médio devido à interação como

$$\langle \theta \rangle = \left\langle 2 \frac{dn(k, \lambda)}{d\lambda} \right\rangle_{inc}, \quad (8)$$

onde o lado direito deve representar o valor esperado de  $2dn/d\lambda$  sobre o espectro de momentos angulares do feixe incidente. Uma discussão mais detalhada da definição deste valor esperado,

bem como da incerteza no ângulo de deflexão associada a efeitos quânticos, é deixada para um trabalho posterior.

Quando é possível escrever a função  $S$  como um produto de termos associados a diferentes efeitos físicos (e.g., em física nuclear é usual a decomposição da defasagem em suas partes coulombiana e nuclear), pode-se obter separadamente, via (7), o ângulo de deflexão associado a cada um dos termos em que a defasagem foi decomposta. O ângulo de deflexão total é então dado pela soma dos ângulos de deflexão devidos a cada efeito.

### III. COMPARAÇÃO COM TRABALHOS ANTERIORES

O resultado fornecido por (7) já era conhecido dentro do contexto das aproximações semiclássicas tipo WKB sendo a elas restrito. Nossa dedução, além da maior generalidade, diferencia-se conceitualmente das anteriores, inclusive na interpretação do resultado.

No primeiro destes trabalhos<sup>1</sup>, Ford e Wheeler consideram uma onda plana incidente, ao invés de um feixe limitado como em nosso caso. O princípio de fase estacionária aplicado à amplitude de espalhamento associada, fornece os parâmetros de impacto que contribuem para o campo espalhado em uma dada direção. No caso geral pode haver vários, levando a efeitos de interferência. A identificação do lado esquerdo de (6) é feita calculando-se  $2 d\eta_{\text{WKB}}/d\lambda$ , onde  $\eta_{\text{WKB}}$  é a defasagem dada pela aproximação WKB (cf.ref.4,eq.(3)), e constatando-se que coincide com o ângulo de deflexão clássico. Em particular, a validade da expressão obtida para  $\theta$  é restrita a situações em que não há mais de um ponto de retorno<sup>2</sup> (excluem-se fenômenos do tipo penetração de barreiras).

Em nossa dedução, ao utilizarmos um feixe lateralmente limitado, condicionamos os parâmetros de impacto a valores conhecidos; além disso, o ângulo de deflexão que obtemos não é necessariamente o clássico, obtido na aproximação semiclássica ingênua ("naive approximation") de Wheeler, uma vez que não é utilizada a aproximação WKB. Nosso procedimento para a obtenção do deslocamento angular é análogo ao que leva às noções de atraso temporal e espacial de Eisenbud<sup>3</sup> e Wig-

ner<sup>10</sup> para um pacote de ondas no processo de espalhamento, agora estendido para o par de variáveis conjugadas ângulo e momento angular.

Nosso tratamento inclui efeitos de aproximações semiclássicas mais refinadas<sup>7</sup>, tais como tunelamento, aproximações uníformes, etc. Isto será ilustrado pelos exemplos que se seguem.

#### IV. EXEMPLOS DE APLICAÇÃO

##### A. Contribuição de um polo isolado próximo do eixo real e "vida média angular"

Num intervalo de variação de  $\lambda$  em que a função  $S$  é dominada por um polo  $\lambda_n$  isolado próximo do eixo real, pode-se representá-la, usando a condição de unitariedade, como

$$S(\lambda, k) = S_D \cdot \left( \frac{1 - \lambda/\lambda_n^*}{1 - \lambda/\lambda_n} \right), \quad (9)$$

onde o asterisco denota o conjugado complexo e  $S_D$  corresponde à contribuição para a função  $S$  dos seus demais polos e outros possíveis fatores do tipo "background", lentamente variáveis no intervalo considerado em confronto com a contribuição do polo  $\lambda_n$ .

Escrevendo o termo dominante em (9) como

$$S_{\lambda_n} = \exp(2i\eta_{\lambda_n}); \quad (10)$$

$$\eta_{\lambda_n} = -\frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 - \lambda/\lambda_n^*}{1 - \lambda/\lambda_n} \right), \quad (11)$$

o deslocamento angular associado a  $S_{\lambda_n}$ ; calculado pela (7), é

$$\theta_{\lambda_n} = -\frac{2}{\text{Im } \lambda_n}. \quad (12)$$

O resultado obtido em (12) é a denominada "vida média angular" ("life-angle"), introduzida por Fuller<sup>11</sup> no contexto das reações de íons pesados, sendo lá obtida diretamente da



expressão final para a amplitude de espalhamento do processo considerado e interpretada como o ângulo de propagação correspondente a um decrescimento de amplitude de  $e^{-1}$ . Em nosso caso, obtêm-se a "vida média angular" diretamente da representação de  $S$  como produto canônico.

Desai e Newton<sup>12</sup> fornecem uma representação da função  $S$  como um produto infinito de seus polos no plano de momento angular complexo, obtida pela utilização da forma restrita de Hadamard da fatorização de Weierstrass, válida tanto para uma superposição de potenciais de Yukawa como para potenciais de alcance finito. A utilização desta representação leva a uma soma de contribuição do tipo (12), incluindo termos de correção adicionais de ordem inferior e termos de "background", mas a representação contém ainda parâmetros não completamente determinados.

B. Deslocamento angular na reflexão total: o análogo esférico do efeito Goos-Hänchen.

Consideremos o espalhamento, no limite de altas frequências, de um campo escalar por uma esfera transparente com índice de refração  $N < 1$  (cavidade esférica). A função  $S$ , para incidência maior que a crítica (porém abaixo da rasante), escreve-se como

$$S(\lambda, \beta) = S_{h.s.}(\lambda, \beta) \cdot S_{r.e.}(\lambda, \beta), \quad (13)$$

onde

$$\beta = ka \gg 1, \quad (14)$$

( $a$  é o raio do espalhador), e

$$S_{h.s.}(\lambda, \beta) = \exp(2i\eta_{h.s.}), \quad (15)$$

$$\eta_{h.s.} = - \left[ (\beta^2 - \lambda^2)^{1/2} - \lambda \cos^{-1} \left( \frac{\lambda}{\beta} \right) - \frac{3\pi}{4} \right], \quad (16)$$

$$S_{r.e.}(\lambda, \beta) = \exp(2i\eta_{r.e.}), \quad (17)$$

$$\eta_{r.e.} = - \left[ \operatorname{tg}^{-1} \left[ \frac{\lambda^2 - a^2}{\beta^2 - \lambda^2} \right]^{1/2} - \frac{\pi}{2} \right], \quad (18)$$

$$\lambda - \alpha \approx \bar{U}(\alpha^{1/3}) \quad , \quad \beta - \lambda \approx \bar{U}(\beta^{1/3}) \quad , \quad (19)$$

$$\alpha = N\beta \quad , \quad (20)$$

sendo  $S_{h.s.}(\lambda, \beta)$  a função  $S$  associada à reflexão por uma esfera dura ("hard-sphere") ( $N+1=$ ), e  $S_{r.e.}(\lambda, \beta)$  aquela associada ao coeficiente de reflexão externa para índice de refração  $N$  (Fresnel).

Segue de (18) e (7) que o ângulo de deflexão associado a  $S_{r.e.}(\lambda, \beta)$  é

$$\theta_{r.e.} = 2 \left( \frac{\partial \eta_{r.e.}}{\partial \lambda} \right)_{\lambda = \beta \text{sen} \theta_0} = - \frac{2 \text{tg} \theta_0}{\beta (\text{sen}^2 \theta_0 - N^2)^{1/2}} \quad , \quad (21)$$

onde  $\theta_0$  é o ângulo de incidência ( $\theta_0 - \theta_c \geq \beta^{-2/3}$ ,  $\frac{\pi}{2} - \theta_0 \geq \beta^{-1/3}$ ,  $\theta_c =$  ângulo crítico).

O ângulo de deflexão associado a  $S_{h.s.}(\lambda, \beta)$  é

$$\theta_{h.s.} = \pi - 2\theta_0 \quad ; \quad (22)$$

logo, o ângulo de deflexão total é

$$\theta = \theta_{h.s.} + \theta_{r.e.} = \pi - 2\theta_0 - \frac{2 \text{tg} \theta_0}{\beta (\text{sen}^2 \theta_0 - N^2)^{1/2}} \quad . \quad (23)$$

O deslocamento angular  $\theta_{h.s.}$  tem uma interpretação física óbvia; tem valor positivo, o que é característico de uma interação repulsiva. Por outro lado, como  $\theta_{r.e.}$  é negativo, está associado a um efeito atrativo do potencial efetivo, podendo ser interpretado, em termos do análogo quântico do problema, como resultante do efeito de penetração da barreira centrífuga.  $\theta_{r.e.}$  representa o deslocamento angular adicional sofrido pelo raio incidente em relação ao que sofreria se fosse refletido por uma esfera impenetrável.

Como  $\theta_{r.e.}$  é negativo, vemos que um raio que sofre reflexão total na superfície esférica não emerge no mesmo ponto no qual incidiu; o raio se desloca sobre a superfície da esfe

ra de um arco de circunferência de valor  $a\theta_{r.e.}$ , para somente depois ser reemitido num ângulo igual ao de incidência (figura 3). Este processo vai estar ligado a um atraso temporal, no sentido de Wigner<sup>18</sup>, mas a interpretação mais adequada é em termos do deslocamento angular associado.

Nos processos de reflexão em superfícies planas esse efeito é bem conhecido; tratã-se do efeito Goos-Hänchen<sup>14</sup>. O deslocamento angular que obtivemos corresponde ao análogo esférico deste efeito. O efeito em superfícies planas foi discutido em termos de deslocamento espacial<sup>15, 16</sup>, mas o análogo esférico em termos do deslocamento angular não parece ter sido considerado até agora.

No tratamento do espalhamento eletromagnético (espalhamento de Mie) por uma cavidade esférica<sup>17</sup>, no limite de altas frequências, na região de reflexão total próxima ao raio cri-

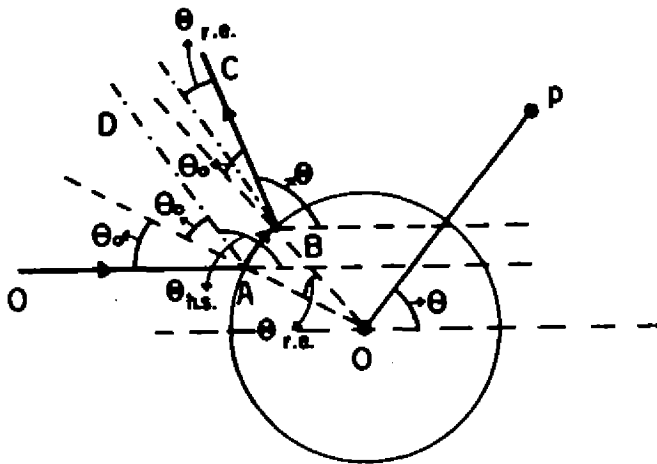


Fig. 3 - O raio OA, ao sofrer reflexão total, não é reemitido no mesmo ponto de incidência (como OAD); ele sofre um deslocamento angular  $\theta_{r.e.}$  para depois ser reemitido no mesmo ângulo de incidência (OABC). Tratã-se do análogo esférico do efeito Goos-Hänchen.

ticamente refletido, observa-se que o termo Goos-Hänchen esférico é significativo para valores de interesse do parâmetro  $\beta$ , e sua contribuição à fase não pode ser desprezada como foi feito por Marston<sup>18</sup> em um trabalho recente.

Com efeito, para valores típicos de índice de refração e comprimento de onda do campo incidente, o deslocamento Goos-Hänchen só deixa de ser importante para valores muito grandes do raio da cavidade espalhadora. No caso de uma bolha de ar na água ( $N=3/4$ ), por exemplo, nossos cálculos mostram que o termo de Goos-Hänchen só é desprezível (podendo ser removido da fase) para  $\beta \geq 10^4$  (polarização 1) e  $\beta \geq 10^7$  (polarização 2). Tomando  $\lambda = 1\mu\text{m}$  (luz de laser He-Ne) estas condições fornecem  $a \geq 16\text{cm}$  (polarização 1) e  $a \geq 160\text{ cm}$  (polarização 2), situações em que a própria esfericidade não é mais garantida, além de serem de pouco interesse no que diz respeito aos processos de espalhamento relevantes.

#### REFERÊNCIAS

1. E.C.Titchmarsh, "Introduction to the Theory of Fourier Integrals", 2a. edição, pg.60, Oxford University Press (1937).
2. R.C.Fuller e P.J.Moffa, Phys.Rev. C15, 266 (1977).
3. R.G.Newton, "The Complex j-Plane", W.A.Benjamin Inc. pg. 165 (1964).
4. K.W.Ford e J.A.Wheeler, Ann.Phys. (N.Y.), 7, 259,287 (1959).
5. H.M.Nussenzveig, Phys.Rev. D6, 1535 (1972).
6. P.T.Smith, Phys.Rev. 118, 349 (1960).
7. M.V.Berry e K.E.Mount, Rep.Prog.Phys. 35, 315 (1972).
8. W.Nörenberg e H.A.Weidenmüller, "Introduction to the Theory of Heavy-Ion Collision", Springer-Verlag, Berlin, pg.92 (1976).
9. L.Eisenbud, Ph.D. Thesis (Princeton Univ.) não publicado (1948).
10. E.P.Wigner, Phys.Rev. 98, 145 (1955).
11. R.C.Fuller, Nucl.Phys. A216, 199 (1973).
12. B.R.Desai e R.G.Newton, Phys.Rev. 129, 1445 (1963).
13. R.P.Boas, "Entire Function", Academic Press, New York, pg.22 (1954).

14. F.Goos e H.Hänchen, Ann.Phys.Lpz.(6), 1, 333 (1947); H.K.V. Lotsch, I.Optik 32, 116 (1970); II. Optik 32, 189 (1971); III. Optik 32, 299 (1971); IV. Optik 32, 553 (1971); L. M. Brekhovskikh, "Waves in Layered Media", Academic Press (N.Y.) (1960).
15. K.Artmann, Ann. Physik 6, 87 (1948).
16. J.L.Agudin, Phys. Rev. 171, 1385 (1968).
17. N.F.Ferrari Junior e H.M.Nussenzveig, a ser publicado.
18. P.L.Marston, J.Opt. Soc.Am. 69, 1205 (1979).

## FENOMENOLOGIA HADRÔNICA

A.F.S.Santoro

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CBPF/CNPq  
Av. Wenceslau Braz, 71, fundos  
22290 - R.J. - Rio de Janeiro - BRASIL

III Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos  
Cambuquira - Minas Gerais - BRASIL

### R E S U M O

Os assuntos aqui relatados constituem um sumário de algumas colaborações recentes cujos detalhes poderão ser encontrados nas referências correspondentes a cada um deles. Uma excessão é feita na última parte (Glueballs) onde uma nova Colaboração está em andamento. Eles constituem portanto o nosso interesse recente em Fenomenologia Hadrônica, investigando modelos que tem sido usados para explicação de alguns fenômenos físicos encontrados nos últimos anos da Física de Partículas.

São tratados os processos de produção de estados ligados de sabores pesados, uma manifestação indireta da possível existência de Díquarks, os problemas colocados pelos mésons de spin-paridade  $J^P = 1^+$  e finalmente evidências para a observação de Glueballs.

## 1. INTRODUÇÃO

Nossa motivação principal ao realizar esses trabalhos aqui relatados, fruto de algumas colaborações estimuladas pelas Conferências de Cambuquira foi de um lado, levar em consideração os resultados experimentais recentemente encontrados no quadro da física de partículas e de outro lado os modelos teóricos propostos para a explicação parcial destes. Estes assuntos têm sido causa de controvérsias importantes as quais são explicitadas pela literatura existente. Por razões práticas não podemos analisar todos os assuntos exaustivamente e de forma completa mas procuraremos compensar isto para um leitor interessado com as referências fornecidas nos textos. Na literatura fornecida para cada assunto podemos encontrar certamente os detalhes necessários para uma maior compreensão dos textos.

Na parte II nós descreveremos sucintamente os problemas ligados aos mecanismos de fusão de quarks leves, de gluons e fusão de quarks pesados, particularmente, o uso de uma componente de charme intrínseco. Estes mecanismos são aplicados a produção de estados ligados de sabores pesados. Na parte III nós mostraremos uma evidência indireta para a existência de subestruturas de diquarks nos baryons . Foi escolhido o  $\Lambda_C^+$ , baryon charmoso, descoberto recentemente, como um "laboratório teórico" para testar a idéia da existência de diquarks por suas particularidades como veremos a seguir.

Na parte IV, daremos uma ligeira descrição dos mesons de spin paridade  $1^+$ ,  $B$ ,  $Q_B$ ,  $H$  e  $H'$  de um lado e de outro lado o  $A_1$ ,  $Q_A$ ,  $D_{1285}$  e  $D'$  ou  $E(1420)$ . O  $E(1420)$  tem sido objeto de controvérsias quanto a sua interpretação como um simples singlete  $\bar{s}$  do noneto do  $A_1$ , ou um Glueball.

Estes mésons tem motivado uma quantidade de experiências e trabalhos teóricos muito importantes na literatura hadrônica dos últimos vinte anos. E a recente tentativa de interpretar o  $\epsilon(1420)$  como um Glueball nos motivou a parte final (V) deste trabalho.

Agradeço ao comitê organizador deste III Encontro de Partículas e Campos pelo incentivo à realização deste. Como disse acima, das diversas colaborações que deram origem a este, fazem parte I. Bediaga, C.O. Escobar, A.P.C. Malbouisson, J.M. Pires, E. Predazzi, A. Santoro, R.C. Shellard e M.H.G. e Souza.

## II. <sup>1</sup> PROCESSOS DE PRODUÇÃO DE SABORES PESADOS

### 1- Mecanismos de Fusão de

- Quarks leves ( $q\bar{q}$ )
- gluons ( $gg$ )

### 2- Fusão de quarks pesados ( $Q\bar{Q}$ ) - Componente de Charme intrínseco.

1. <sup>1a</sup> Com a descoberta das novas partículas (em particular o  $(J/\psi)$ ) o interesse pelos Quarkonia cresceu bastante e de forma diversificada. Nos interessa aqui uma parte do assunto, relacionado mais aos mecanismos de produção hadrônica destes estados ligados e menos pela espectroscopia via modelos de Quarks a qual é bastante desenvolvida na literatura. Infelizmente a base teórica de um lado e os resultados experimentais de outro lado, ainda não permitem uma definição clara por um processo de produção hadrônica específico como veremos abaixo. Para exemplificar este fato, nós sabemos que a maioria dos modelos propostos para a produção dos estados ligados  $Q\bar{Q}$  são baseados na conjectura de Drell-Yan a qual é muito bem justificada na descrição do continuum do par de Leptons. Ainda assim, a normali-



zação global para este processo dá apenas 50% da seção eficaz experimental. Há cálculos recentes com ordens mais altas de QCD que dão conta desta discrepância.

A seção eficaz  $do/dQ^2$  para este processo calcula-se analogamente ao procedimento tomado no espalhamento profundamente inelástico. Sabendo-se que enquanto no processo de Espalhamento profundamente inelástico (D.I.S.)  $Q^2 \ll Q$ , i.e., os fótons são altamente virtuais, do tipo-espaco ( $\vec{v}$ em o hadron como um aglomerado de Partons), no mecanismo de Drell-Yan  $Q^2 > 0$  (tipo-tempo). A expressão para a seção eficaz devido ao mecanismo Drell-Yan (ver figura 1) é dada pelo processo pontual convoluido com a probabilidade de encontrar os quarks no hadron:

$$\frac{do}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3Q^4} \sum_q \lambda_q^2 \int_0^1 dx \int_0^1 dx' \delta(xx' - \tau) f_q^h(x) f_{\bar{q}}^{h'}(x') + (q \leftrightarrow \bar{q})$$

principais são as taxas de decaimento dos estados C,  $\Gamma(C \rightarrow ij)$  obtidas via modelos de potenciais - fonte de grande incerteza - e as funções de estrutura  $f_{i,j}^{A,B}(x, M_C^2)$  com violação de Scaling. No caso de quarks pesados troca-se  $\Gamma(C \rightarrow ij)$  pela constante de acoplamento efetiva  $g_{Cij}^2/4\pi$  vezes  $M_C^2$ . As principais dificuldades

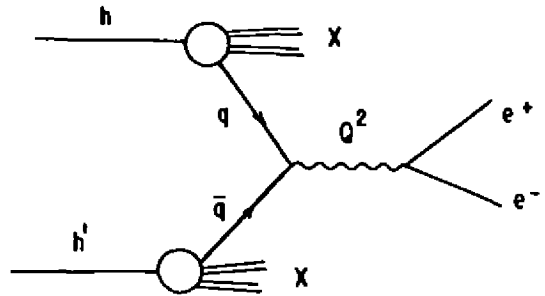


Fig.1 - Diagrama representando o modelo de Drell-Yan para a produção de pares de léptons via a reação  $h+h' \rightarrow l+l'+X$  onde  $h$  e  $h'$  são dois hadrões,  $l$  e  $l'$  são léptons e  $X$  todo o resto não medido.

des de um mecanismo como este, onde contaríamos as componentes  $q\bar{q}+gg$  são as seguintes:

- a) A normalização global conta com duas incertezas. Uma vindo do próprio processo de Drell-Yan e outra das estimativas calculadas para  $\Gamma(C \rightarrow ij)$  via modelo de potenciais.
- b) As componentes usadas são:
  - i)  $q\bar{q} \rightarrow J/\psi$ . É conhecida que a fusão de  $q\bar{q}$  (quarks leves) descreve bem as baixas energias mas é totalmente insuficiente à altas energias.
  - ii)  $g\bar{g} \rightarrow J/\psi$  - a fusão direta de  $gg$  não se acopla à  $J/\psi$  devido à C-paridade.
  - iii) Via um estado intermediário  $\chi$ , também há duas possibilidades seja  $q\bar{q} \xrightarrow{\chi} \gamma+J/\psi$  seja  $g\bar{g} \xrightarrow{\chi} \gamma+J/\psi$ . Mas somente 30% das  $J/\psi$  produzidas vem via decaimento radiativos de  $\chi$ .
- c) A identificação dos estados  $1^{++}$  nas colisões hadrônicas excluem sua produção via dois glúons "on-shell" graças ao teorema de Yang.
- d) Este fato (c) combinado com a ausência de uma forte componente  $q\bar{q}$  é indicativo seja da inclusão de ordens mais altas de QCD nestes mecanismos, seja de mecanismos de produção de não singletos de cor.

onde  $\alpha=1/137$ ,  $\lambda_q$  é o fator de cor,  $\tau = Q^2/s$ ,  $f_q^h(x)$  são as funções de distribuição dos quarks do tipo  $q(\bar{q})$  com fração  $x(x')$  do momentum do hadron  $h(h')$ .

Aplicando o modelo de D.Y. à pro-

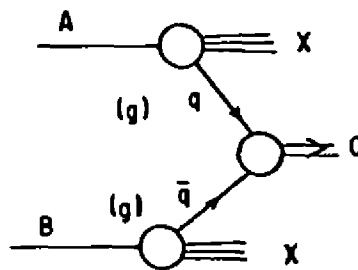


Fig.2 - Mecanismo de produção direta de singletos de cor. A e B são hadrões e C o estado produzido singlete de cor.

dução de estados ligados pesados ( $Q\bar{Q}$ ), podemos dividir a discussão segundo

i) a produção de singletos de cor.

ii) e não singletos de cor.

i) Vejamos primeiramente como indica a figura (2) o mecanismo de produção direta-singleto de cor. Este mecanismo é fundamentalmente constituído da fusão de um quark  $q$  e um antiquark  $\bar{q}$  para formar um estado ligado  $C$  ( $Q\bar{Q}$  no caso em que estamos discutindo  $Q$  é um quark pesado). Substituindo o quark  $q$  e o antiquark  $\bar{q}$  por gluons teremos ainda a componente de fusão de gluons. Desprezando-se os momentos transversais a distribuição em  $x_f$  calculada para este processo tem a seguinte expressão:

$$\frac{d\sigma}{dx_f}(AB \rightarrow CX) = \frac{4\pi^3}{M_c^3} \frac{(2J_c + 1)}{N_c} \left\{ \sum_{ij} \Gamma(C \rightarrow ij) \Gamma_1^A(x_q, M_c^2) \frac{f_j^B(x_{\bar{q}}, M_c^2)}{(x_q + x_{\bar{q}})} + (i \leftrightarrow j) \right\}$$

onde,  $M_c$  é a massa do objeto produzido,  $J_c$  é o momento angular total do estado  $C$ ,  $N_c = 9$  para quarks e 64 para gluons. Os ingredientes

ii) Não singletos de cor:

Embora pareça ser este mecanismo mais provável que o anterior, para a produção de estados ligados ( $Q\bar{Q}$ ), de quarks pesados, existem também aqui um certo número de dificuldades.

A hipótese da dualidade<sup>2</sup> (extrapolada do que foi feito na aniquilação  $e^+e^-$ ) aplicada neste contexto consiste em supor que a seção eficaz de produção de todos os estados ligados abaixo do limiar da produção de charme ( $4M_0^2$ ) é aproximadamente igual a seção eficaz de produção de pares de  $C\bar{C}$  "livres" no mesmo intervalo de  $Q^2$ . Entretanto é difícil testar a preditividade desta hipótese pelas seguintes dificuldades:

a) O cálculo da produção de charme aberto, levando em con

sideração os diagramas indicados na fig. (3), convoluídos com as respectivas funções de estrutura hadrônicas, é extremamente sensível a massa do quark charmoso. Para se ter uma idéia, fazendo uma variação de 1.5 a 0.6 GeV na massa do quark charmoso recupera-se um fator de 5 a 10 nas seções eficazes.

- b) A hipótese de dualidade sô é aplicável na prática se supusermos que todos os estados ligados são produzidos com igual probabilidade.

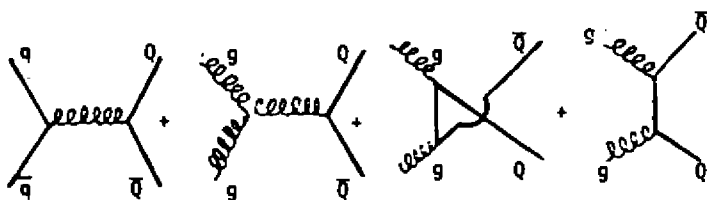


Fig.3 - Gráficos de Feynman correspondente a  $q\bar{q} + gg$ .

Outro enfoque seria supor modelos sobre o processo de descoloramento via emissão de gluons moles de tal forma a obter um estado (singlete de cor) bem definido a partir do  $Q\bar{Q}$  octeto de cor. Existem<sup>3</sup> alguns cálculos e tentativas de resolver este problema de forma não muito simples e com dificuldades suplementares ao nível da QCD.

## 2. <sup>1b</sup> Fusão de ( $C\bar{C}$ ) versus produção de charme oculto

A fusão de quarks pesados encontra-se entre os mecanismos mais recentes propostos para a produção de estados ligados  $Q\bar{Q}$  pesados. Os principais constituintes deste modelo são:

- i) A distribuição do mar de sabores pesados.
- ii) A constante de acoplamento do estado ligado com os quarks pesados constituintes.

iii) A fusão de quarks leves  $q\bar{q}$  descrevendo as baixas energias.

Para que este modelo seja compatível ao mesmo tempo com a dependência em energia de  $\sigma_T$  e a distribuição em  $x_F$ , ( $d\sigma/dx_F$ ), é necessário tomar:

$$Q^2 = M_\psi^2 \begin{cases} 1. (1-x)^5 = S_N(x) & \text{(mar do nucleon)} \\ 2. (1-x)^2 = S_\pi(x) & \text{(mar de Pion)} \end{cases}$$

$$Q^2 = M_Y^2 \begin{cases} 1. (1-x)^7 = S_N(x) \\ 2. (1-x)^{3.5} = S_\pi(x) \end{cases}$$

Se no lugar dessas usássemos as distribuições extraídas do (D.I. S.) Espalhamento Profundamente Inelástico, teríamos uma  $\sigma_T$  seção eficaz total crescente rapidamente com a energia e  $d\sigma/dx_F$  muito estreita em comparação com a obtida experimentalmente.

A normalização global deste modelo depende da constante de acoplamento do estado ligado com os quarks pesados. Se por exemplo,  $g_{\psi C\bar{C}}^2/4\pi = 0.5$  como valor apropriado para um acoplamento forte, as reações eficazes obtidas diferem de um fator vinte acima da experiência, como veremos mais abaixo. Para resolver esta discrepância é introduzido um fator de supressão  $r_C$ , "ad hoc", o qual não é bem compreendido (i.e.,  $\frac{g_{\psi C\bar{C}}^2}{4\pi} + \frac{g_{\psi C\bar{C}}^2}{4\pi} r_C^2$ ). Há no entanto sérias objeções ao uso do modelo de Drell-Yan para formar estados ligados a partir de quarks pesados. Os Quarkonia são estados ligados não-relativísticos nos quais os constituintes se movem vagarosamente. E no modelo de Drell-Yan isto não é possível obter sem violar uma das hipóteses do modelo a Partons. O modelo do charmonium dá para a velocidade média ao quadrado do quark charmoso  $\langle v_C^2 \rangle_{J/\psi} = 0.14-0.17^4$ . No entanto neste modelo

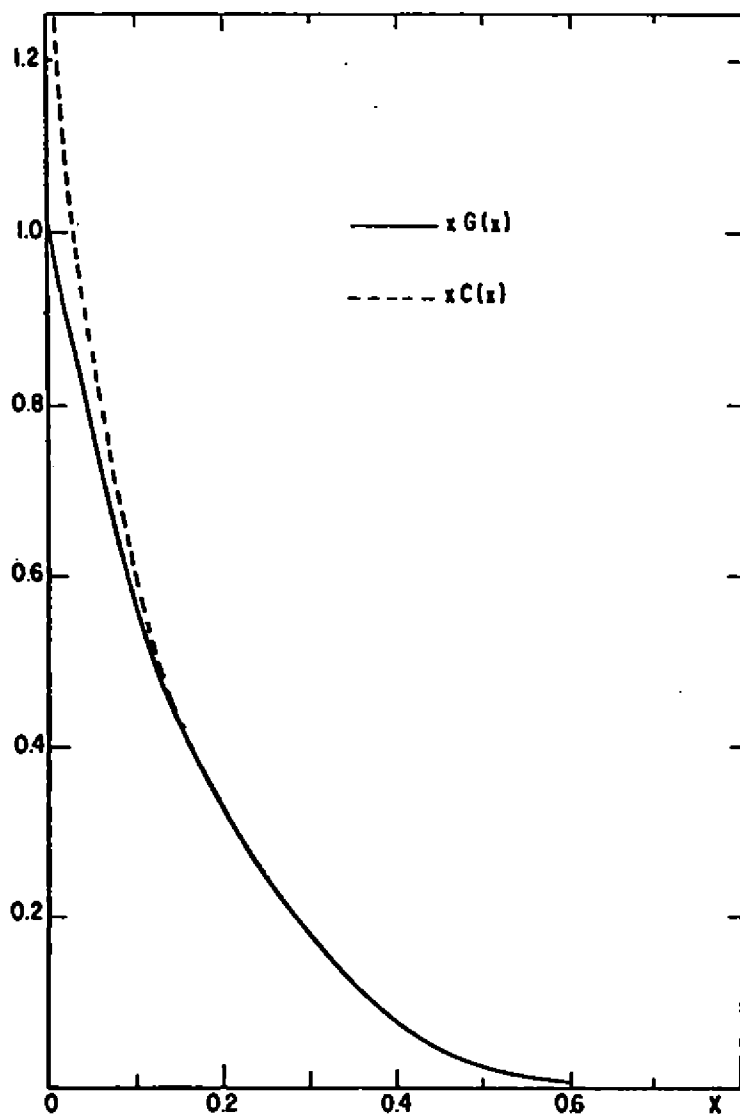


Fig.4 - Esta figura foi retirada da referência (1b) mostrando a comparação entre a usual função de estrutura do glúon  $G(x)$  e a de charme  $C(x)$  utilizada pelos autores da ref. (5).

de fusão de quarks pesados é possível estimar  $\langle v^2 \rangle_{J/\psi} = 0.5$ , razão pela qual deve haver uma forte supressão destes mecanismos e pensamos então que a produção de Quarkonium procede principalmente de mecanismos perturbativos. Além disso, é necessário adicionar a componente de quarks leves para descrever as baixas energias. Se neste modelo trocamos  $q\bar{q}+Q\bar{Q}$  por  $q\bar{q}+gg$  obtemos praticamente o mesmo resultado, o que nos leva a pergunta: Fusão de quarks pesados ou de gluons? Na fig.(4) nós mostramos a comparação entre a função de estrutura utilizada neste modelo<sup>5</sup> e a sua função de estrutura do gluon. Um modelo conhecido, fusão de foton-gluon (ver figura (5)), incorporando efeitos de limiar, apresentado por alguns autores<sup>6</sup> e que está em bom acordo com recentes resultados<sup>7</sup> do espalhamento muon-nucleon, é outro forte argumento contra uma significativa componente de charme intrínseco. Vejamos agora na fig.(6) a distribuição em  $Q^2$  para eventos de dimuons comparada com uma interpretação em termos de uma componente de charme intrínseco do nucleon, como mostra a fig.(7), usando duas diferentes prescrições para a função de estrutura de charme  $C(x)$ : (i) Buras-Gaemers (curva contínua), (ii) Donnachie e Landshoff (curva tracejada) (ver referência 16). Como pode ser visto, ambas dão resultados muito grande em comparação com os dados ex-

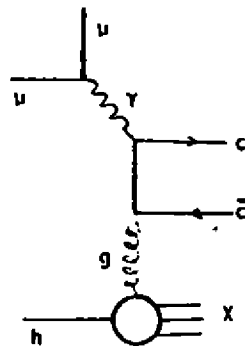


Fig.5 - Diagrama representando o modelo da fusão de fóton gluon.

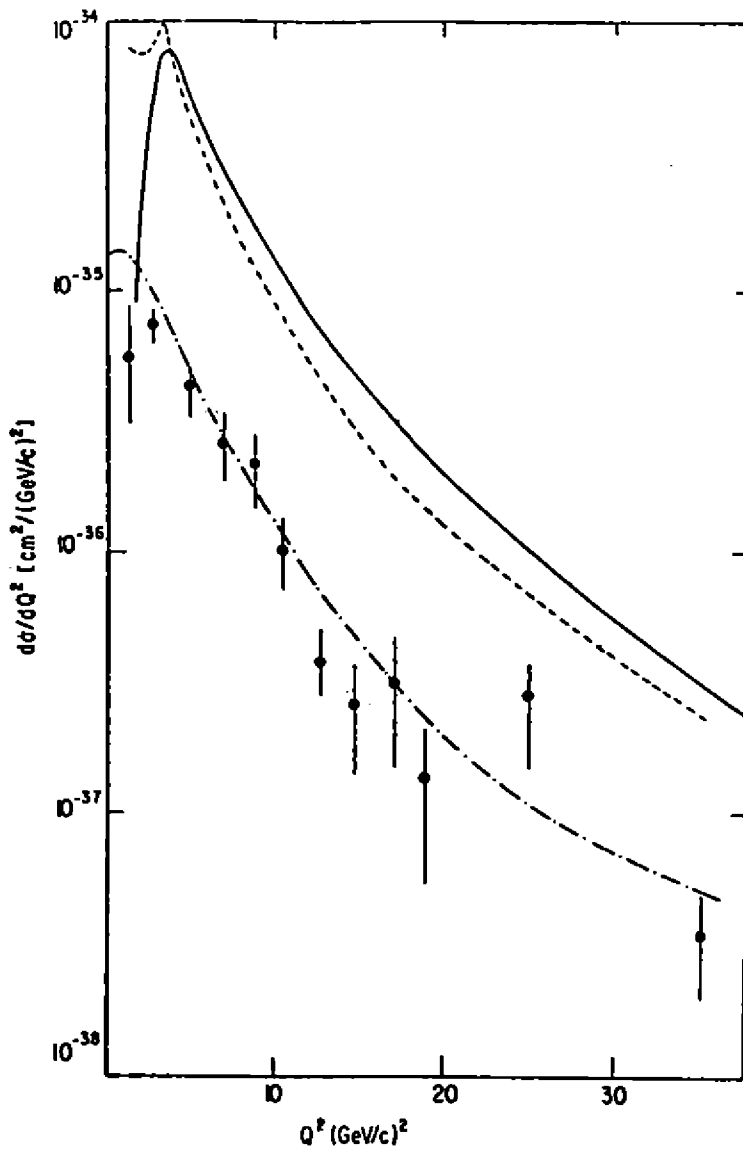


Fig.6 - Seção eficaz diferencial  $d\sigma/dQ^2$ . Ver referência (1b) para informações complementares.



perimentais. Na figura (6) ainda nós acrescentamos uma curva interna de resultado obtido pelo modelo de fusão foton-gluon conforme diagrama da fig.(5) e segundo a ref. 6c. Como pode ser visto este modelo de fusão de  $\gamma g$  satura a seção eficaz diferencial. Finalmente, por todas as razões apresentadas acima, nós não temos boas razões para acreditar que uma componente de charme intrínseco seja importante para a descrição da produção hadrônica dos estados ligados de quarks pesados. De uma forma geral, a ausência de vínculos precisos para a escolha das funções de estrutura é sem dúvida alguma uma das principais fontes da situação apresentada, impedindo a opção clara por um dos mecanismos propostos.

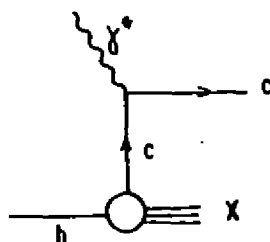


Fig.7 - Diagrama representando o enfoque da componente de charme intrínseco.

### III<sup>B</sup> - MANIFESTAÇÃO INDIRETA PARA A EXISTÊNCIA DE DIQUARKS NO INTERIOR DE UM HADRON.

Nós não pretendemos aqui descrever de forma completa a idéia de diquarks. Há uma literatura extensa sobre o problema sugerido por diversos autores<sup>9</sup>. Nossa discussão será restrita à proposição específica<sup>8</sup> como uma possível evidência de subestruturas de Diquarks em um Baryon. A primeira coisa a fazer é sem dúvida escolher um "laboratório" apropriado para testar a idéia acima. Tomemos então o Baryon Charmoso  $\Lambda_C^+$  (a razão para esta escolha ficará clara na descrição que se segue) como um

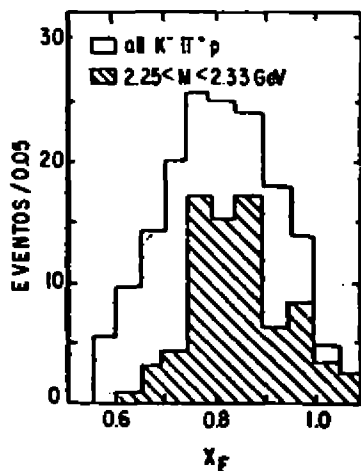


Fig.8 - Distribuição em  $x_F$  obtida da ref.(11).

bom candidato para nossos fins. O Baryon  $\Lambda_C^+$  tem as seguintes propriedades<sup>10</sup>:

i) -Spín-Paridade:  $J^P = (1/2)^+$

-Massa =  $2273 \pm 6$  MeV

-Isospín:  $I=0$

-Decaimentos possíveis:  $\Lambda^+ \pi^+ \pi^-$ ,  $\rho K^{*0}$ ,  $\Delta^{++} K^-$ ,  $\rho K^- \pi^+$ .

ii) Produzido em reações Difráticas: como mostra a figura (8), a distribuição<sup>11</sup> em  $x_F$  é centrada para  $x_F = 0.85$  no intervalo de  $0.6 \leq x_F \leq 1$ , na região de massa de  $2.25 < M_{K^- \pi^+ p} < 2.33$  GeV para a reação  $pp \rightarrow K^- \pi^+ p + x$  a  $\sqrt{s} = 62$  GeV.

iii) As seções eficazes encontradas nesta mesma experiência são:

$$\sigma(pp \rightarrow \Lambda_C^+ \pi^+ \pi^- + x) = 2.8 \pm 1.0 \text{ } \mu\text{b}; \sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$$

$$\sigma(pp \rightarrow K^- \pi^+ p + x) = 2.3 \pm 0.3 \text{ } \mu\text{b}; \sqrt{s} = 62 \text{ GeV.}$$

Ambas medidas para  $0.75 \leq x \leq 0.90$

Massa (GeV)	Reação	Modos de Decaimento	Ref.	
Experiências associadas a $M_{\Lambda_c^+} = 2,26$ (GeV)	2.26	$\nu p \rightarrow u^- \Lambda_c^+ s^+ s^+ s^-$	$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^+ s^+$ $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^+ s^+ s^-$	10b
	$2.260 \pm 0.010$	$\gamma$ induzido	$\bar{\Lambda}_c^+ \rightarrow \bar{\Lambda}^+ s^- s^- s^+$	10c
	$2.254 \pm 0.012$	$\nu n \rightarrow u^- \Lambda_c^+$	$\Lambda_c^+ \rightarrow K^+ p s^+$	10d
	2.26	$p p \rightarrow p K^- s^+ X$	$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^+ s^+$	10e
	$2.255 \pm 0.002$	$p p \rightarrow p X$	$X \rightarrow \Lambda_c^+ + D + n s$ $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^+ s^+$ $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^+ s^+ s^-$	10f
	$2.257 \pm 0.010$	$\nu p \rightarrow u^- \Lambda_c^+$	$\Lambda_c^+ \rightarrow \gamma^+ s^+ s^- s^- \rightarrow \Lambda s^+ s^-$ $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^+ s^+$ $\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^+ s^+ p$	10g
	$2.262 \pm 0.010$ $2.245 \pm 0.010$	$p p \rightarrow X \bar{C}_1 \bar{C}_2$ $p p \rightarrow X \bar{C}_1 \bar{C}_2$	$C_2 \rightarrow \Lambda_c^+ + K^- p s^+$ $C_2 \rightarrow \Lambda_c^+ + K^- \bar{p} s^-$	10h
Experiências associadas a $M_{\Lambda_c^+} = 2,23$ (GeV)	2.280	$p p \rightarrow \Lambda s^+ s^+ s^- + X$	$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda s^+ s^+ s^-$	10i
	2.290	$p p \rightarrow K^- s^+ p + X$	$\Lambda_c^+ \rightarrow K^- s^+ p$	
	$2.295 \pm 0.015$	$\nu$ induzido	$\Lambda_c^+ \rightarrow p s^+ K^-$	
	$2.285 \pm 0.006$	$\sigma^+ \sigma^- \rightarrow \Lambda_c^+ \bar{\Lambda}_c^-$	$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- s^+$ $\bar{\Lambda}_c^- \rightarrow \bar{p} K^+ s^-$	10k
	$2.290 \pm 0.003$	$\nu$ induzido	$\Lambda_c^+ \rightarrow \Lambda^+ s^+$ $\Lambda_c^+ \rightarrow K^+ p s^+$	10l
	$2.285 \pm 0.005$ $2.280 \pm 0.003$	$\nu p \rightarrow u^- p K^- s^+ s^+$	$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^- s^+$	10m
	$2.284 \pm 0.005$	$\gamma$ induzido	$\Lambda_c^+ \rightarrow p K^+ s^+$ $\bar{\Lambda}_c^- \rightarrow \bar{p} K^- s^-$	10n

Tabela I - Várias experiências para a produção de  $\Lambda_c^+$  classificadas de acordo com os dois valores encontrados para  $\Lambda_c^+$  massas. Esta tabela foi extraída da ref. 8.

iv) Dois valores de massa encontrados em experiências distintas conforme podemos ver na Tabela 1.

v) A composição em quarks de  $\Lambda_c^+ \bar{c}$  (c-u-d)

Antes de mais nada, é muito importante neste contexto, o fato de que o  $\Lambda_c^+$  é composto de dois quarks leves (u e d) e um

quark pesado ( $c$ ) onde  $m_c \geq 5m_{u,d}$ . A idéia é que se existem diquarks como subestruturas dentro do Baryon, estes devem ser o resultado de um equilíbrio dinâmico ocorrendo entre as diversas subestruturas competindo entre si. Seria difícil nos efeitos destas subestruturas no caso de Baryons compostos de quarks leves, já que se faz sentir nestes, efeitos relativísticos importantes o que será difícil para um enfoque via modelos de potencial<sup>12</sup>. No entanto, se um dos quarks é muito mais pesado que os outros dois, como no caso do  $\Lambda_c^+$ , (existem outras partículas onde este é o caso) nós podemos imaginar inicialmente duas situações, esquecendo todas as complicações advindas dos números quânticos:

- i)  $D(qQ).q$  ignorando-se  $D(qq).Q$   
 i.e.,  $D(cu).d + D(cd).u$  ignorando-se  $D(ud).c$
- ii)  $D(qq).Q + \langle qQ(Qq) \rangle$   
 $D(ud).c + \langle u.D(cd) + d.D(cu) \rangle$

Por simplicidade investigaremos o primeiro caso somente (o que implica em assumir diquarks de spin 1 somente). Isto quer dizer que consideramos duas subestruturas de Diquarks no  $\Lambda_c^+$ :  $(Cu)$  e  $(Cd)$ . Calculando-se o "splitting" de energia do estado fundamental devido a simetria destes dois estados encontra-se um valor da ordem de 20 MeV. Para uma avaliação quantitativa do modelo tomaremos um potencial (ver figura 9) do tipo oscilador harmônico duplo:

$V(x) = \frac{1}{2} \mu \omega^2 (|x| - a)^2$  onde  $V_0 = \frac{1}{2} \mu \omega^2 a^2$ , e  $\omega$  a frequência característica do oscilador harmônico.

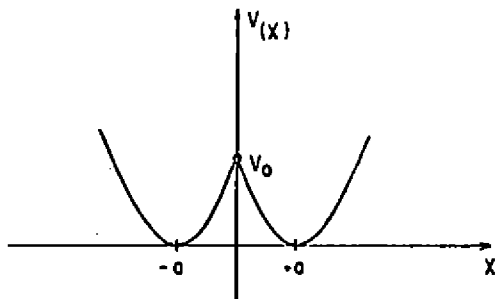


Fig. 9 - Potencial de um oscilador harmônico duplo.

Tratando o problema de forma padrão, no caso em que  $V_0 \gg E_0$ , a solução encontrada para o "splitting" de energia tem a seguinte expressão:

$$\Delta E = 2\pi\hbar \left( \frac{2V_0}{\pi\hbar\pi} \right)^{1/2} \exp[-2V_0/\hbar\omega].$$

a (Fermi)	u (MeV)	$V_0$ (MeV) $\times 10^3$	$\Delta E$ (MeV)	$E_2 = E_1 + \Delta E =$ 2260 + $\Delta E$ (MeV)
0.42	295	13.8	29.11	2289.11
0.42	300	14.0	26.64	2286.64
0.43	290	14.2	24.65	2284.65
0.43	300	14.7	20.17	2280.17
0.44	295	15.1	17.00	2277.00
0.44	305	15.6	13.82	2273.82
0.45	290	15.5	14.35	2274.35
0.45	300	16.0	11.60	2271.60

Tabela II - Variação dos parâmetros usados e os correspondentes resultados obtidos para  $\Delta E$  e onde o mais baixo nível foi fixado em  $E_1 = 2260$  MeV. Ver ref. 8.

Tomemos para as massas em jogo os seguintes valores:  $m_u = m_d = 325 \text{ MeV}/c^2$ ,  $m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2$  e a massa reduzida  $\mu = m_q m_D / (m_q + m_D)$  entre:  $270 \leq \mu \leq 320 \text{ MeV}/c^2$ . Vejamos agora na tabela II os resultados encontrados para a solução acima referida. Finalmente, é surpreendente que ao nível da simplicidade sugerida os resultados obtidos estejam exatamente dentro dos valores experimentais como vimos inicialmente na tabela (I) com os dois valores para a massa do  $\Lambda_c^+$  encontradas em diferentes experiências. Nós observamos ainda que um rápido teste para  $\Sigma_c$  obteríamos um  $\Delta E = 15 \pm 10 \text{ MeV}$  e estruturas compostas de quarks mais pesados, como o botton por exemplo obtêm-se  $\Delta E = 0(10^{-6}) \text{ MeV}$ . Resta-nos res

ponder algumas questões:

- i) teria sentido aplicar o enfoque acima às estruturas de quarks relativamente leves?
- ii) uma espectroscopia mais realista, levando em consideração outros números quânticos mudaria e de que maneira os resultados?

Certamente o desenvolvimento deste modelo e outras aplicações poderão dar uma resposta definitiva às questões acima.

#### IV<sup>13</sup> - MÉSONS DE SPIN-PARIDADE 1<sup>+</sup>

A motivação para agrupar e olhar com atenção especial estes objetos vem do fato de que eles constituem em conjunto de mesons que colocaram muitos problemas para a sua determinação favorecendo como consequência o aparecimento e desenvolvimento de modelos específicos para levar em conta efeitos associados a estes mesons. Este foi um caso de modelo proposto por Drell-Hiida-Deck abrindo uma polêmica entre Ressonância versus Efeitos Cinemáticos, hoje bem conhecida como duas componentes de uma mesma realidade física.

Vamos diretamente à tabela III a qual servirá de guia para a descrição sucinta sobre os mesons de spin paridade.

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

Todos estes objetos são produzidos na abertura de um novo canal e neste caso juntam-se outros efeitos (de limiar)ci

nemáticos propiciando uma interpretação dividida em duas componentes: Uma descrevendo o efeito ressonante via, por exemplo

	B	B e B'	D e D' (E E')	$Q_A$ e $Q_B$	$A_1$
$J^PC$	$1^{+-}$ $I = 1(B^{\pm})$	$1^{+-}$ ( $B^{\pm}$ )	$1^{++}$ $I = 0$	$1^{++}$ (A) $1^{+-}$ (B)	$1^{++}$
Massa e Largura	MeV $M = 1231 \pm 10$ $\Gamma = 129 \pm 10$	M = 1. GeV $\Gamma = 50$ MeV	MeV $M_D = 1284 \pm 10$ $\Gamma_D = 27 \pm 10$ $M_{E'} = 1418 \pm 10$ $\Gamma_{E'} = 50 \pm 10$	MeV $M_A = 1280$ $\Gamma_A = 170$ $M_B = 1400$ $\Gamma = 150$	$M_{A_1} \approx 1.1$ GeV $\Gamma_{A_1} = 300$ MeV
Decaimentos possíveis	$\pi^+ \pi^-$ (Único visto)	$\pi^+ \pi^- \pi^+$ e $\rho^+ \pi^-$	$D \rightarrow 4\pi, \pi^+ \pi^0 \pi^-,$ $\pi^+ \pi^- \pi^0$ e $6\pi$ $E \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0, \pi^+ \pi^-$ $6\pi, (\pi^+ \pi^- + \pi^+ \pi^0)$	$\pi^+ \pi^-$ - Dominante (A) $\left\{ \begin{array}{l} \text{cp favorecido} \\ \pi^+ \pi^- \end{array} \right.$ (B) $\left\{ \begin{array}{l} \pi^+ \pi^- \text{ favorecido} \\ \pi^+ \pi^0 \end{array} \right.$	$\rho^+$ principal
Seção eficaz $\sigma$	$11) \pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ p$ $160 \pm 20 \mu\text{b} - 6.7$ GeV/c $12) \pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ p$ $121 \pm 22 \mu\text{b} - 9.1$ GeV/c $13) \pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+ p$ $108 \pm 30 \mu\text{b} - 3.2$ GeV/c $67 \pm 20 \mu\text{b} - 4.2$ GeV/c $14) \pi^+ p \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+ p$ $3.2 \pm 0.5 \mu\text{b} - 4.2$ GeV/c			$\mu\text{b}$ $\sigma(Q_A \rightarrow \pi^+) = 6.2 \pm 0.6$ $\sigma(Q_B \rightarrow \pi^+) = 1.7 \pm 0.5$ $\sigma(Q_B \rightarrow \pi^0) = 0.2$ $\sigma(Q_B \rightarrow \pi^+ \pi^0) < 0.5$	
Situação atual	Ressonância	Dificuldades	Compatível com Ressonância E5 Glueball?	Compatível com Ressonância	Ressonância

Tabela III - Principais propriedades dos mesões de spin-paridade  $J^P = 1^-$ .

uma Breit-Wigner e outra que "amplifica" muitas vezes este efeito, mas de fundo cinemático. Não é fácil estabelecer uma separação clara entre estas duas componentes tanto do ponto de vista teórico quanto experimental. Neste conjunto se encontra também o meson E(1420) recentemente bem estabelecido mas favorecendo interpretações como veremos abaixo, devido ao decaimento radiativo  $J/\psi \rightarrow \gamma E$ . Para dar uma idéia dos mesons acima citados nós mostramos alguns espectros de massa para evidenciar a produção destes. Veja figuras (10 à 16). Deixamos de comentar as figuras (10-16) por acharmos que elas por si mesmas são bastante ilustrativas. (Outros detalhes ver ref. 13a). O  $A_1$  foi também

visto na reação  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  onde  $\tau \rightarrow (\rho\pi)\nu$ <sup>14</sup> o que fortaleceu fortemente a sua interpretação como uma boa ressonância.

A definição de uma ressonância hoje, passa pelo teste decisivo de análise em ondas parciais de Ascoli e seus colaboradores<sup>13a</sup>.

Nós podemos classificar os enfoques teóricos para interpretar os vários aspectos apresentados por estes mesons de spin paridade  $1^+$  em três categorias:

- i) Os efeitos observados são puramente devido as ressonâncias produzidas, e neste caso uma descrição via uma fórmula tipo Breit-Wigner seria suficiente.
- ii) Os efeitos observados são totalmente explicados via mecanismos não-ressonantes tipo Drell-Hida-Deck.
- iii) Os efeitos observados são completamente descritos via modelos compostos de duas componentes: Ressonâncias mais efeitos Cinemáticos do tipo Deck.



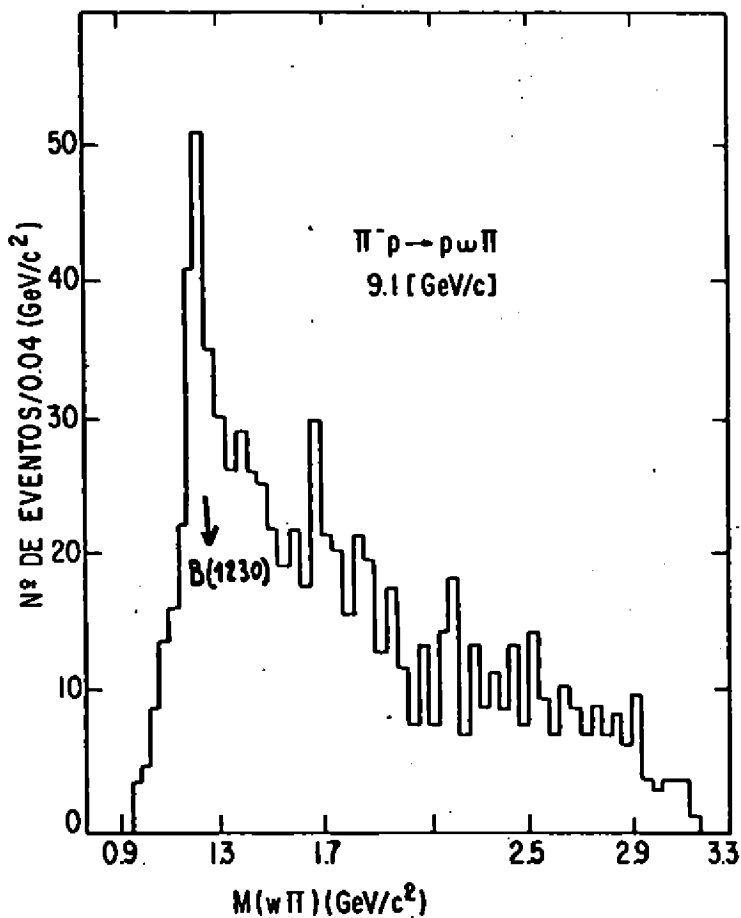


Fig.10 - Distribuição de Massa invariante de  $w\pi$  dado pela ref.(13b) mostrando a produção do B(1230).

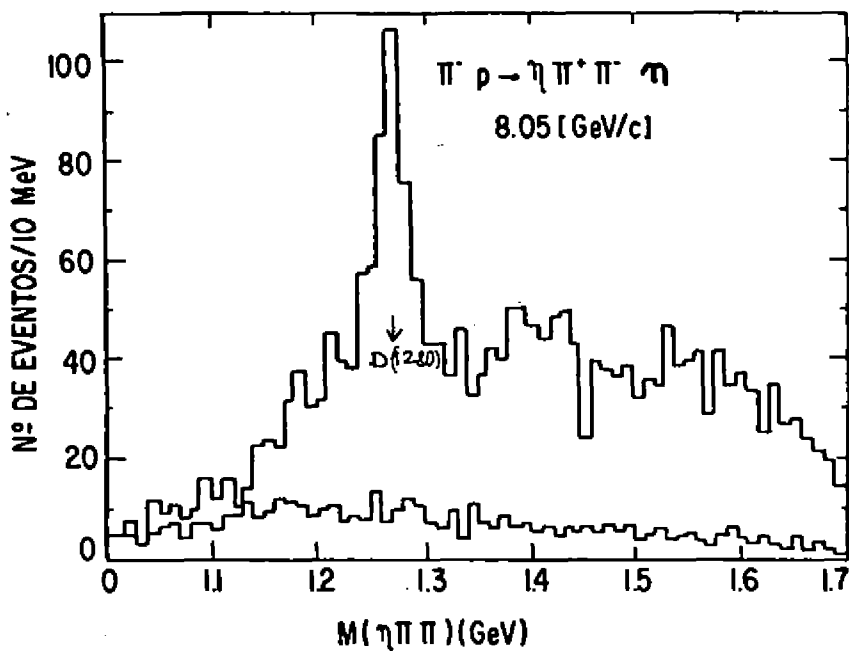


Fig.11 - Distribuição de massa invariante de  $\eta\pi\pi$  dada pela ref.(13c).

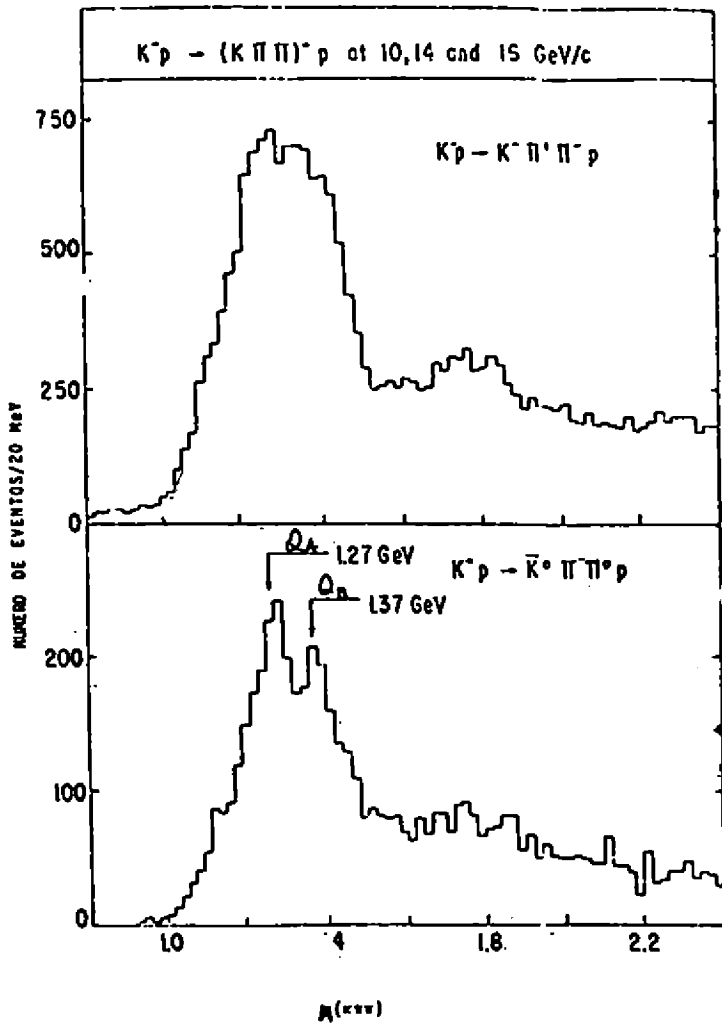


Fig. 12 - Distribuição de massa invariante de  $K\pi$  dada pela ref. (134)

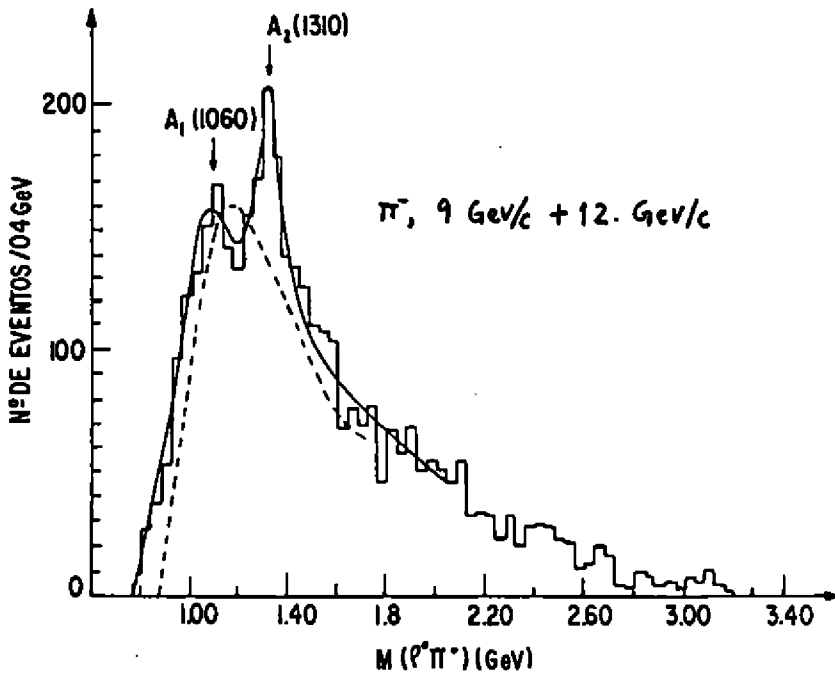


Fig.13 - Distribuição de Massa invariante de  $\pi^+\pi^-$  dada pela ref.(13e). A curva contínua é o resultado de um ajuste com duas Breit-Wigner para o  $A_1$  e o  $A_2$  respectivamente. A curva tracejada é o resultado de um modelo Duplo Regge somente para a descrição do  $A_1$ .

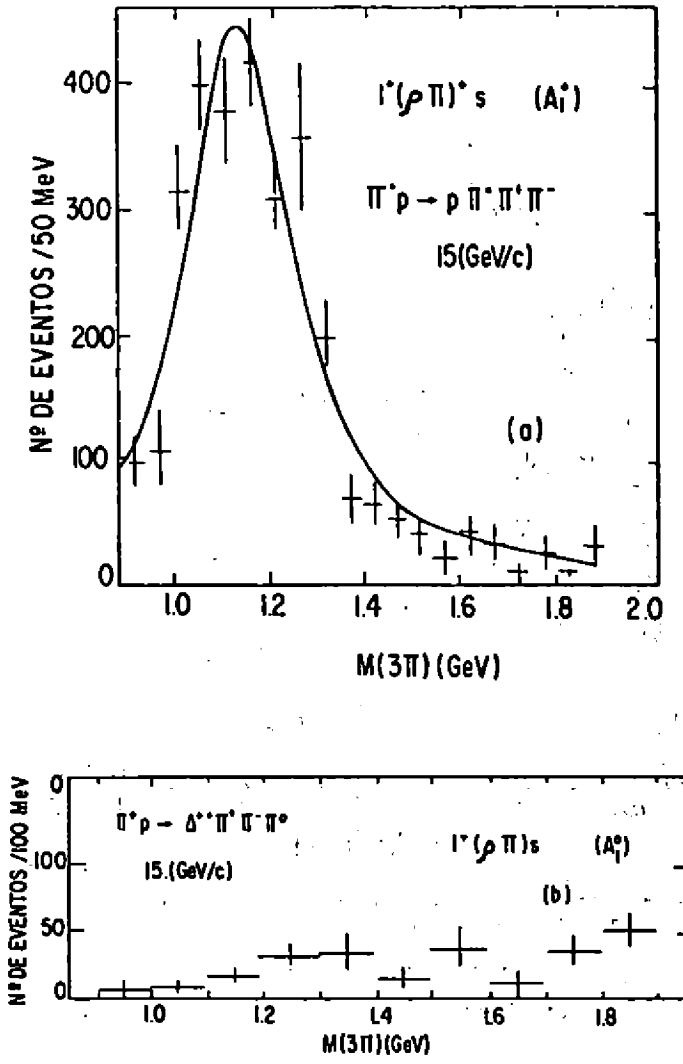


Fig.14 - Distribuição de Massa invariante de  $3\pi$  na onda parcial S para o estado  $(3\pi)$ . (a) indica a produção do estado carregado  $A_1^+$  e (b) indica a ausência total do estado neutro  $A_1^0$ . Ambos os resultados foram obtidos na ref.(13f).

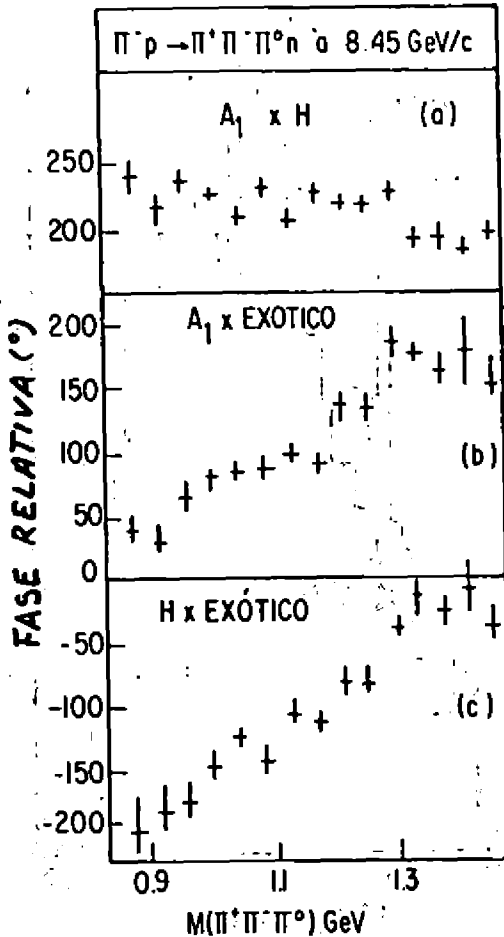


Fig.15 - Fase relativa para o estado final  $(\pi^+ \pi^- \pi^0)$ . (a) Mostra a interferência entre o  $A_1(I=1)$  e o  $H(I=0)$  indicando uma ausência de variação de fase, o que significa ou a existência de duas ressonâncias se cancelando na mesma região cinemática ou a inexistência de Ressonâncias. (b) e (c) mostram uma forte variação de fase para cada um dos estados  $A_1$  e  $H$  separadamente, interferindo com um estado exótico no qual não é esperada nenhuma ressonância. Logo, a interpretação desta variação favorece a existência dos estados  $A_1$  e  $H$  como duas ressonâncias. Ver maiores detalhes na ref. (13g) de onde esta figura foi obtida.

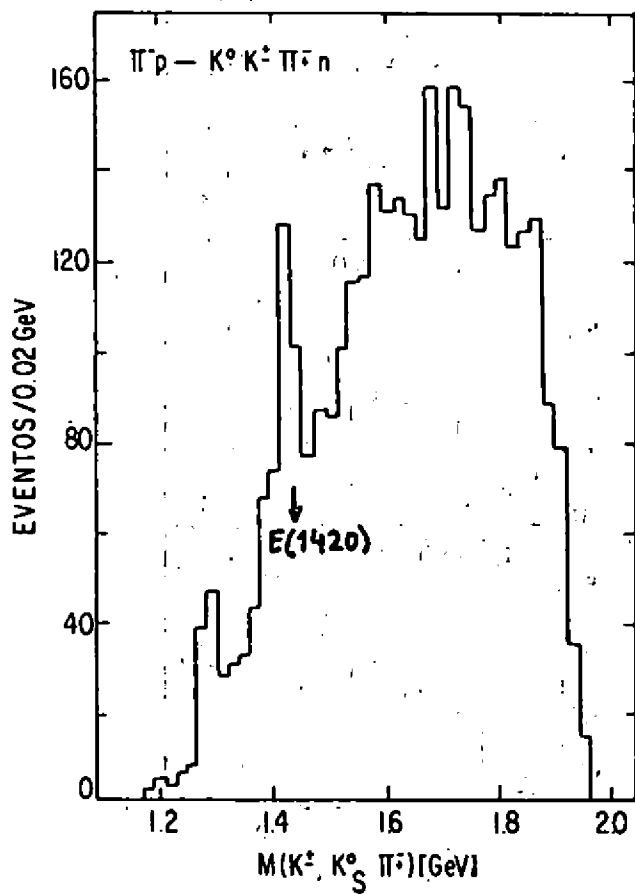


Fig.16 - Distribuição de-massa invariante de  $K^+ K^0 \pi^-$  obtidos da ref. (13h) mostrando a produção do E(1420) em  $\pi p$ .

Existem muitas razões para pensar que os enfoques (i) e (ii) são muito simples e não daria para explicar toda a situação física observada experimentalmente. Sendo assim o único enfoque correto é o (iii) e assim foi verificado no decorrer dos últimos anos<sup>13a</sup>. As ressonâncias existem, mas existem também os efeitos cinemáticos que mascaram o efeito ressonante às vezes de forma muito forte. Neste contexto é inteiramente indispensável descrever a componente ressonante. No entanto por ser mais particular, descreveremos muito sucintamente o que é o efeito Deck ou modelo Drell-Hiida-Deck.

Tomemos a seguinte amplitude (ultra simplificada)

$$A(\pi N \rightarrow \rho \pi N) \sim \frac{1}{t_1 - \mu^2} M_{\pi N \rightarrow \pi N}$$

correspondendo ao diagrama da figura (17).

Não escolhemos uma reação específica propositalmente, esquecendo todas as complicações cinemáticas, inclusive o spin.

O termo  $\frac{1}{t_1 - \mu^2}$  representa o termo de Born correspondente a troca do  $\pi$  no vértice superior. E  $M_{\pi N \rightarrow \pi N}$  representa a amplitude

elástica off-shell da subreação "difrativa"  $\pi N$  e tem por expressão:

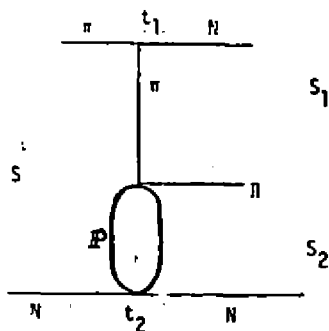


Fig. 17 - Diagrama representando o modelo de Drell-Hiida-Deck.



$$|M_{\pi N \rightarrow \pi N}|^2 \propto \alpha_T^2 S_2^2 e^{bt_2}$$

Para entender como aparece um pico na distribuição de massa invariante  $M_{(\pi\pi)} \approx \sqrt{S_1}$ , imitando uma ressonância, vamos seguir os seguintes pontos abaixo.

Primeiramente, de posse da relação cinemática  $S_1 S_2 / S = \text{constante}$  nós podemos ter uma idéia do espaço de fase disponível. Sendo  $S$  e  $S_2$  grande é de se esperar que  $S_1$  não deve variar muito. Isto quer dizer que a região física disponível em  $S_1$  não é muito grande. O "Chew-Low plot" indicado na figura (18),  $S_1$  versus  $t_2$ , por sua vez, mostra que uma

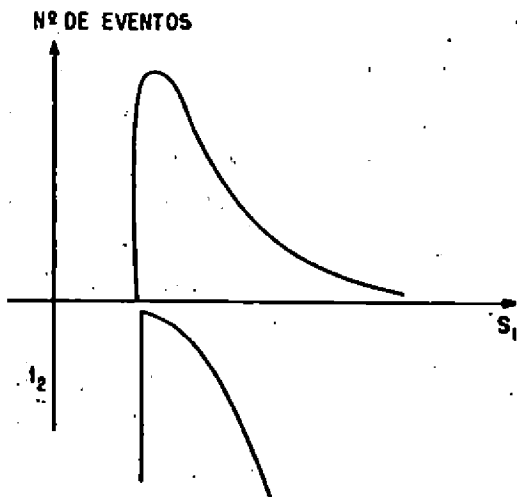


Fig. 18 - Comparação do efeito cinemático explicitado pela "Chew-Low-plot" (curva inferior) e a descrição da amplitude Deck (curva superior) imitando uma ressonância.

pequena variação em  $S_1$  corresponde uma grande variação em  $t_2$ . Este fato cinemático se reflete na dinâmica proposta, em particular no termo  $e^{bt_2}$ , causando uma forte ponderação na amplitude global em cada ponto do espaço de fase de  $S_1$ .

Este "periferismo" junta-se ao periferismo de  $1/(t_1 - u^2)$  e dá como consequência um forte pico em torno de uma massa específica compreendida entre o limiar de  $(\pi\pi)$  e um valor correspondendo a largura, por exemplo do  $A_1$  (da ordem de 300 MeV).

Esta descrição é a que os especialistas chamam de "O. P.E.-N.D.M." (one-pion-exchange Naive Deck Model), modelo Deck

ingênuo de troca de um pion. Não cabe aqui colocar os refinamentos deste modelo, mas somente chamar atenção para sua aplicabilidade ainda agora às novas reações lepton-hadrons como mostra a figura (19) para  $l+N \rightarrow l'+V(A)+N$ . Mas ainda nesta situação é preciso fazer atenção a possíveis duplas contagens advindas pela soma indiscriminada das duas componentes (Ressonâncias + Deck).

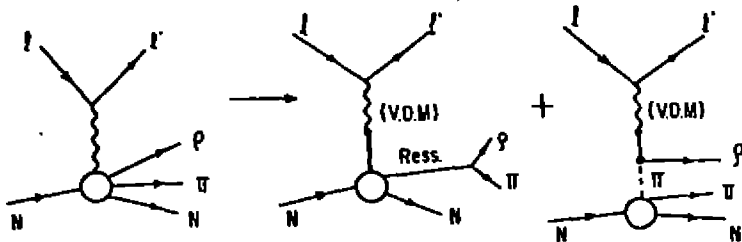


Fig.19 - Diagrama do modelo a duas componentes. Ressonância mais efeito Deck aplicado à reações  $l+N \rightarrow l'+V(A)+N$  onde  $V$  é um vetor e  $A$  um vetor axial.

Mas, para olharmos agora aos novos problemas inseridos no contexto dos mesons de spin paridade  $1^+$  voltemos para o  $E(1420)$  fazendo um exame particular sobre sua interpretação recente como um Glueball.

#### V - É O $E(1420)$ UM GLUEBALL?

O  $E(1420)$  como vimos no capítulo IV, faz parte do noneto do  $A_1$ , sendo um estado (no passado se atribuía a possibilidade de ser  $0^-$  fonte de confusão recente) de spin-paridade  $1^+$ , recentemente bem determinado os seus números quânticos e espectro de massa. A massa e largura atribuída a este objeto são respectivamente  $M_E = 1418 \pm 10$  MeV,  $\Gamma_E = 50 \pm 10$  MeV. Seus decaimentos possíveis são  $\kappa\bar{\kappa}\pi$ ,  $\eta\eta\pi$ ,  $\delta\pi$  e  $(\kappa^*\bar{\kappa} + \bar{\kappa}\kappa^*)$ . Este objeto é similar ao meson  $\phi$  em conteúdo do quark ( $S\bar{S}$ ) e portanto com algumas considerações em comum. Muitas das informações aqui descritas podem ser encontradas em detalhes nas referências 16.

O problema começou a ser colocado devido de um lado a vontade de muitos físicos de encontrar um glueball de outro lado o aparecimento no decay radiativo do  $J/\psi$  de um pico em torno da massa de  $\sim 1.4$  GeV, para estados finais  $n\pi$  e  $\kappa\bar{\kappa}\pi$ . De posse desses resultados alguns autores<sup>17</sup> sugeriram a interpretação desse pico, associado evidentemente ao meson  $E(1420)$  como sendo um Glueball. Para dar uma idéia sobre estes decaimentos radiativos de  $J/\psi$  nós damos na tabela IV alguns valores das ra

Modo	Razão de Ramificação ( $\times 10^{-3}$ )			
	Ref. 18		Ref. 19	Ref. 19
$\gamma n$	$0.9 \pm 0.4$	$1.2 \pm 0.2$ (Ref.18)	$0.8 \pm 0.2$	$1.3 \pm 0.4$
$\gamma n'$	$3.4 \pm 0.7$	$6.9 \pm 1.7$ (Ref.18)	$2.2 \pm 1.7$	$2.4 \pm 0.7$
$\gamma f$	$1.3 \pm 0.3$	$2.0 \pm 0.3$ (Ref.19)	$0.9 \pm 0.3$	$1.5 \pm 0.4$
$\gamma E$	$3.6 \pm 1.4$			

Tabela IV - Modos de Ramificação de decaimentos radiativos de  $J/\psi \rightarrow \gamma C$ .

zões de ramificação. A excessão do modo  $\gamma n'$  o modo mais importante é o  $\gamma E$ . Este resultado foi decisivo para a interpretação sugerida<sup>17</sup> como Glueball para o  $E(1420)$  como veremos a seguir. Primeiramente, em vista da regra de Zweig (OZI), se um decaimento do  $J/\psi$  em  $\gamma$  mais "x" deve ser esperado grande então é natural que este seja do tipo  $J/\psi \rightarrow \gamma + \text{Glueball}$  como mostra a fig.20. Mas se  $B(J/\psi \rightarrow \gamma E) B(E \rightarrow \kappa\bar{\kappa}\pi) = (3.6 \pm 1.4) \times 10^{-3}$  onde  $B(E \rightarrow \kappa\bar{\kappa}\pi) = 100\%$ . Isto é,  $B(J/\psi \rightarrow \gamma E)$  não parece ser particularmente grande :

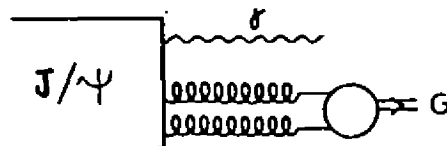


Fig.20 - Decaimento radiativo do  $J/\psi$  em Glueballs.

A largura atribuída ao meson  $E(1420)$  como vimos acima,  $\Gamma_E = 50 \text{ MeV}$ ) é inconsistente com o cálculo realizado por alguns autores para Glueballs de spins 0 e 1, predizendo-se larguras da ordem de  $3 \text{ MeV}^{20}$ .

H.J. Lipkin<sup>16d</sup> apresenta ainda muitos outros argumentos via simetria de  $SU(3)$  e regras de Conjugação de Carga do produto de dois octetos<sup>21</sup> descartando a possibilidade de o  $E$  ser interpretado como um singlete unitário (Glueball).

O meson  $E(1420)$  decai, como dissemos acima, preferencialmente em  $\bar{\kappa}\pi$ <sup>22</sup>. Também assim, não poderíamos entendê-lo como um Glueball já que este, sendo independente do sabor, não tem nenhuma razão para não ter pelo menos a mesma taxa de decaimento para  $\eta\pi$ . Tudo parecer indicar portanto que o meson  $E(1420)$  é um  $S\bar{S}$  de  $J^{PC} = 1^{++}$ , fazendo parte do noneto do  $A_1$  e não um Glueball.

Vamos agora especular um pouco via regra de Zweig (0ZI)<sup>23</sup>, consequências da QCD e a relação entre estas duas últimas. (ver ref. 24).

Vejamos no entanto quais são as características esperadas para estados de Glueballs, além do que já dissemos acima. Glueballs são singletos de cor com  $I=0$ ,  $B=0$  e  $(u,d,s,c, b, \dots) = 0$ . Eles podem ter spin-paridade-conjugação de carga  $J^{PC}$  exótica ou não exótica. Nós podemos obter combinações exóticas a 2 e a 3 gluons e o mesmo não ocorre para os quarks que necessitam ir de estados de 2 quarks ( $q\bar{q}$ ) a estados de 4 quarks ( $q\bar{q}q\bar{q}$ ) para obter uma combinação exótica. Os mais puro Glueballs também chamado de Oddballs são os Exóticos. Se um dia observarmos estes, serão os preferidos para não se colocar dúvidas. Isto porque, se  $J^{PC}$  não é exótico poderia se parecer a singletos adicionais com  $I=0$  de um noneto de  $SU(3)$ . E nós vi-

mos acima que isto está acontecendo como o  $E(1420)$ . Estes singletos não exóticos podem misturar-se a mésons  $q\bar{q}$ . Isto não aconteceria com os  $J^{PC}$  exóticos que se misturariam aos exóticos de quarks cujos estados nunca foram observados explicitamente. Tudo isto nos faz acreditar que seria preferível encontrar oddballs, aqueles estados que não seriam facilmente confundidos com outros estados conhecidos. Existe uma gama muito grande de modelos, "teorias" e simples considerações de simetria que predizem a existência de glueballs (QCD, Bag Model, Modelo de Quark de potencial, etc.) e calculam valores para massas e larguras possíveis para estes objetos.

Larguras: A largura estimada para um glueball, considerando uma largura hadrônica e o fator de supressão da regra de Zweig (OZI) isto é:  $\Gamma_G \approx 30 \pm 10 \text{ MeV}^{24}$ . Via teoria de perturbação a estimação feita por alguns autores<sup>25</sup> dá uns poucos Meves para glueballs à 2g de spin 0 e 1, e 1 MeV para os exóticos.

Massas: Existem também diferentes enfoques<sup>24</sup> e quase todos dão uma determinação em torno do valor de 1 à 2 GeV para os Glueballs mais leves.

Vejam agora como a regra de Zweig se situa no contexto de glueballs. A regra OZI, é bem conhecida e consiste essencialmente em considerar fortemente supridos os processos que são descritos por diagramas desconectados. D. seu grande sucesso se verificou com a confirmação experimental do decaimento do méson  $\phi(S\bar{S})$  em  $K\bar{K}$  e fortemente suprimido para  $3\pi$ . No con-

texto da QCD os diagramas desconectados seriam religados via um aglomerado de gluons. Ao poderíamos ligar 3 gluons já que é um vetor e 2 gluons se fosse um escalar como mostra a figura (21). Tem havido

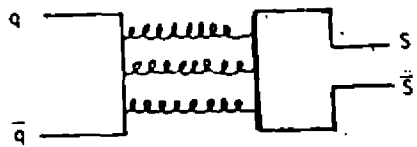


Fig.21 - Exemplo de diagrama com 3 gluons ligando um  $\phi(SS)$  a um par  $qq$ .

tentativas de mostrar que 2 processos permitidos por OZI podem servir para eliminar um diagrama proibido por OZI. Um exemplo disto é o processo proibido  $\phi \rightarrow \pi^- \rho^+$  mas  $\phi \rightarrow \kappa^- \kappa^+ \rightarrow \rho^+ \pi^-$  é permitido conforme podem ser vistos na fig. (22). Estas ten

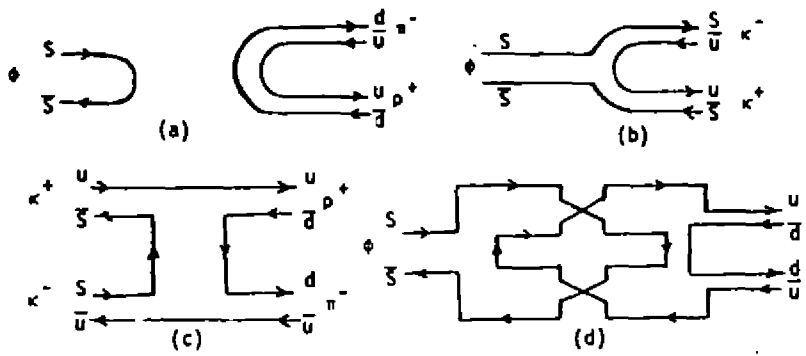


Fig.22 - Gráficos que demonstram processos proibidos pela regra de (OZI) (a) e os seguintes (b), (c) e (d) mostrando a possibilidade de substituição por processos permitidos

tativas de substituição se encontram com outras dificuldades suplementares<sup>26</sup>. No entanto existem processos que são proibidos pela regra de Zweig e não existe sinal de supressão dos respectivos processos. Vamos ver um exemplo preciso deste caso.

A reação  $\pi^- p \rightarrow \phi n$  também pode ser trocada por  $\pi^- p \rightarrow \kappa^+ \kappa^- \kappa^+ \kappa^- n$ , sendo que a primeira seria fortemente suprimida por Zweig e a segunda não. Mas este não é o caso como indica a fig.

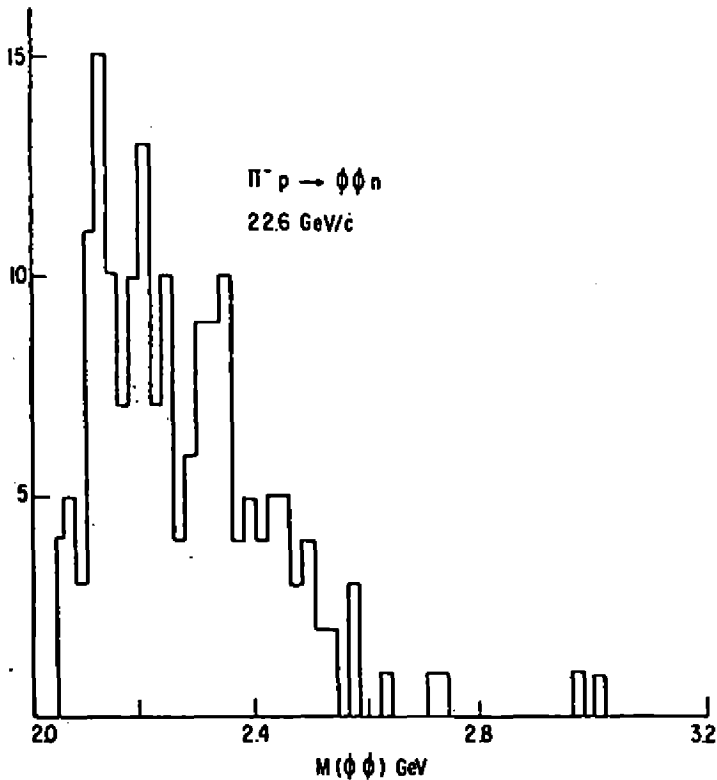


Fig. 23 - Estruturas observadas na massa invariante de  $(\phi\phi)$ . Espera-se melhorar a estatística para uma maior decisão sobre estas estruturas. Esta figura foi obtida da ref.(26).

(23). Uma explicação agora evidente, para a violação da regra de Zweig neste caso é certamente a seguinte: Nos diagramas desconectados como mostra a fig.(24), as partes separadas são ligadas por aglomerados de gluons, como estado intermediário. Finalmente

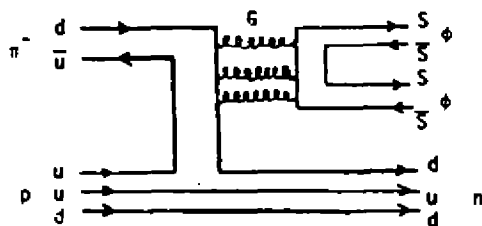


Fig. 24 - Diagrama proibido pela regra de Zweig para o processo  $\pi^- p \rightarrow \phi\phi n$  ligado por um glueball.

nós achamos que agora podemos responder algumas perguntas e tirar algumas conclusões:

1. O meson  $E(1420)$  certamente não é um glueball.
2. O fato de que as interações entre gluons ficam mais fortes a mais baixas energias nos leva a concluir que devemos esperar observar ressonâncias gluônicas a baixas energias. Se assim não acontecer provavelmente a QCD estará em apuro caso contrário será para a QCD um grande sucesso.
3. Que deve-se procurar glueball nos processos proibidos por Zweig e não suprimidos, tais como o caso visto aqui de  $\phi\phi$ .
4. Deve-se dar preferência às combinações de  $J^{PC}$  exóticas para assim eliminarmos outras interpretações com singletos  $q\bar{q}$  de algum noneto de  $SU(3)$ .

Certamente glueballs é um assunto de pesquisa atual e bastante excitante pelos vários aspectos que ele apresenta. Nós acreditamos que se eles forem vistos certamente serão em reações similares às citadas acima e com números quânticos exóticos. "Processos proibidos pela regra de (OZI) mas não suprimidos constituem uma boa pista para a observação dos glueballs."

#### REFERÊNCIAS

1. a) "Hadronic Production of Heavy  $Q\bar{Q}$  bound states" C.O. Escobar, A.P.C. Malbouisson, A.F.S. Santoro, R.C. Shellard e M.H.G. Souza - CBPF-NF-032/80, IFT-P.017/80, a sair em Fortschritte der Physik.
- b) "Heavy Quark Fusion and Recent Data on Charm Muon-Production" C.O. Escobar, A.P.C. Malbouisson, A.F.S. Santoro, R.C. Shellard



e M.H.G. Souza - CBPF-NF-006/81 e IFT-P.01/81 .

Observação: Nestes dois artigos acima são fornecidas muitas referências sobre o assunto.

2. A idéia de dualidade é sempre uma idéia de equivalência de uma mesma situação física porém vista em diferentes regiões. Na física hadrônica se colocou baixas (via ressonâncias) e altas (via polos de Regge trocados) energias com descrições equivalentes, em correspondência. Este esquema se mostrou fecundo e altamente preditivo. Aqui a idéia surge primeiramente na produção de novas partículas vindas do processo de aniquilação do par  $e^+e^-$  onde a seção eficaz destas novas partículas corresponde a seção eficaz de produção de par de sabores pesados. Extrapolando-se esta idéia à conjectura de Drell-Yan, no caso particular de produção indireta, de octetos de cor, dividiríamos a situação física em duas regiões cinemáticas distintas: uma correspondente à produção de charmonium  $4 \cdot m_c^2 \leq M_{Q\bar{Q}}^2 \leq 4m_D^2$  onde  $m_c$  é a massa dos quarks charmosos,  $M_D$  é a menor massa produzida de 1 particular charmosa e  $M_{Q\bar{Q}}$  a massa invariante do par de quark charmoso. Outra correspondente à produção de partículas charmosas  $4M_D^2 \leq M_{Q\bar{Q}}^2 \leq \infty$ . E nós diríamos então que a seção eficaz (em média) dos charmonia produzidos abaixo do limiar do charme ( $4M_D^2$ ) é aproximadamente igual a seção eficaz de pares de quarks charmosos "livres". Maiores detalhes ver as referências seguintes:

- a) H. Fritzsch and H. Leutwyler, P. Rev. D 10, 1624 (1974)
- b) H. Fritzsch - Fortschritte Physik, 22, 407(1974)
- c) E. Poggio, H. Quim and S. Weinberg, P. Rev. D 13, 1958 (1976)
- d) A. De Rujula, Lectures Notes in Physics vol. 56, 208 (1976)  
(Spring Verlag)

- e) H. Fritzsch; Phys. Lett. 67B, 217(1977)
  - f) M. Glück and E. Reya, Phys. Lett. 79B, 453 (1978)
  - g) M. Glück, J.F.Owens and E. Reya, Phys. Rev. D17, 2324(1978)
  - h) E. Reya - "perturbative Quantum Chromodynamics" preprint-  
Desy 79/88, D0-TH 79/20. Dezembro (1979)
3. Na referênciã 1a nós indicamos alguns artigos recentes sobre estes mecanismos.
4. K. Gottfried, T. Kinoshita, K.D. Lane and T.M. Yan, Phys. Rev. D17, 3090(1978).
5. A. Donnachie e P.V. Landshoff, N. Phys. 8112, 223(1976)
6. a) M. Gluck e E. Reya, Phys. Lett. 83B, 98(1979); P.L. 79B, 453(1978)
- b) J.P.Levellie e T. Weiler, N. Phys. 8147, 147(1979)
- c) J. Drees - "Deep Inelastic Scattering" - Lectures given at 1980 CERN School of Physics - Malente - 8-21 Junho 1980 - Ver a fig.(50)na:página 59 desta referênciã.
7. a) (Colaboração E.M.C.), J.J. Aubert et al. Phys. Lett. 94B, 96(1980)
- b) (Berkeley - FNAL - Princeton Collaboration) - A.R. Clark et al. Phys. Rev. Lett. 45, 682(1980)
8. "Search for Diquark Substructures in Charmed Baryon Spectroscopy" - I. Bediaga, E. Predazzi e A.F.S. Santoro, CERN-TH.3104 (1981) - ã sair em Physics Letters B.
9. a) D.B. Lichtenberg e L.J. Tassie - Phys. Rev. 155, 1601(1967)
- b) J. Franklin - Phys. Rev. 182, 1607(1969)
- c) D.B. Lichtenberg, E. Predazzi, D.H. Weigaten e J.G. Wills, Phys.Rev. D18, 2569(1978)
- d) Outras referênciãs podem ser encontradas ã partir das acima citadas.
10. a) Particle Data Group - Review of Particle and Properties -

- R.L. Kelly et al. - Rev. of Mod. Phys. 52, n92 Part II, April(1980);
- b) E.G. Cazzoli et al. Phys. Rev. Lett. 34, 1125(1975);
- c) B. Knapps et al., P.Rev. Lett. 37, 882(1976);
- d) A.M. Cnops et al., Phys. Rev. Lett. 42, 197(1979);
- e) D. Drijard et al., Phys. Lett. 85B, 452(1979);
- f) K.L. Gibain et al., Phys. Lett. 85B, 437(1979);
- g) C. Baltay et al., Phys. Rev. Lett. 42, 1721(1979);
- h) J. Irion et al. Phys. Lett. 99B, 495(1981);
- i) W. Lockman et al., Phys. Lett. 85B, 443(1979);
- j) C. Angelini et al., Phys. Lett. 84B 150(1979);
- k) G.S. Abrams et al., Phys. Rev. Lett. 44, 10(1980);
- l) M. Calicchio et al. Phys. Lett. 93B, 521(1980);
- m) H. Grassler et al. Phys. Lett. 99B, 159(1981);
- n) J.J. Russel et al., Phys. Rev. Lett. 46, 799(1981)
11. W. Lockman et al., Phys. Lett. 85B, 443(1979).
12. P.L. Ferreira, J.A. Helagel e N.Zaguri N. Cim., 55A, 215(1980).
13. a) "Theoretical and Phenomenological Problems Concerning  $J^P=1^+$  mesons", I. Sediaga, J.M. Pires e A.F.S. Santoro - CBPF-NF-032/81 - Ver outras referências neste trabalho;
- b) N.Armenise et al., N. Cim. Lett. 8, 425(1973);
- c) N.R. Stanton et al, Phys. Rev. Lett. 42, 346(1979)
- d) G. Otter et al. N. Phys. 8106, 77(1976);
- e) A. Ferrer et al., N. Phys. 8142, 77(1979)
- f) C. Baltay et al., Phys. Rev. Lett. 39, 591(1977);
- g) J.A. Dankowych et al., P. Rev. Lett. 46, 580(1981);
- h) C. Dionisi et al. N. Phys. 8169, 1(1980);
14. a) G. Alexander et al., Phys. Lett. 73B, 99(1978) e
- b) J.A. Jaros et al., Phys. Lett. 40, 1120(1978);
- c) " $\tau \rightarrow \nu 3\pi$  and the  $A_1$  Resonance - J.J.Brehm - preprint -

UMHEP - 151 - julho 1981 - Univ. of Massachusetts - Dept.  
of Phys. and Astronomy - Amherst, USA.

15. a) C. Dionisi et al., N. Phys. B169, 1(1980);  
b) Light Quark-Hadron Spectroscopy - L. Montanet - Proceeding XX<sup>a</sup>  
Conf. Int. of H.E. Phys., Wiscoucin - July - USA (1980)  
pag. 1196. Neste artigo há uma boa revisão sobre a situação  
experimental destes problemas. - Ver também CERN-EP-80-163(1980)
16. a) K. Ishikawa - P. Rev. Lett. 46, 978(1981);  
b) M. Chanowitz, P. Rev. Lett. 46, 981(1981);  
c) C.E. Carlson, J.J. Coyne, P.M. Fishbane, F. Gross and  
S. Meshkov P. Lett. 98B, 110(1981);  
d) H.J. Lipkin - ANL-HEP-PR-81-23- July(1981), "The E is not a  
Glueball but flavor symmetry shows how to find them".
17. a) D.L. Scharre et al. SLAC PUB - 2514 and Selected results  
from the Mark II and Spear-Vanderbilt Conf.(Nashville -  
May 1980 - SLAC - PUB - 2538 e 2519);  
b) Ver lista de referências em 16c;
18. J. Bjorken - Proceedings of the SLAC Summer Institute (1979) -  
SLAC - Rep. 224 pg. 219 - Proceed. of the 6<sup>th</sup> Int. Conf. on  
Meson Spectroscopy (1980) - BNL - MIT - Rep. N<sup>o</sup> CTP - 854(1980)
19. a) T. Appelquist et al., Phys. Rev. Lett. 34, 365(1975);  
b) M. Chanowitz, P. Rev. D12, 918(1975);  
c) L. Okun M. Voloskin - ITEP - Moscow - Rep. ITEP-95(1976)
20. C. Carlson, J. Coyne, P. Fishbane, F. Gross e S. Mashkov -  
Glueballs and oddballs: Their experimental signature -  
National Bureau of Standards - preprint - U.S.A. (1980);
21.  $\Gamma(\text{Meson singlete unitário} \rightarrow \kappa^* \bar{\kappa}) = 0$  e  $\Gamma(\text{Meson} \rightarrow (\text{Vector})$   
(Pseudoescalar)  $\rightarrow n\pi\pi) = 0$
22. Chamamos atenção aqui para o fato de que alguns autores indi

com estes decaimentos via  $\delta$ . A razão

$$\frac{\Gamma(\delta \rightarrow \kappa \bar{\kappa})}{\Gamma(\delta \rightarrow n\pi)} \begin{cases} 0.25 = 0.08 - \text{C. Defoix et al., N. Phys. } \underline{44B}, 125(1972) \\ 0.7 = 0.3 - \text{M. Corden et al. N. Phys. } \underline{144B}, 253(1978) \end{cases}$$

nos mostra que  $n\pi$  deverá ser bem mais forte que  $\kappa\bar{\kappa}\pi$ . Não sendo este o caso para o decaimento do  $E$  nós não acreditamos que  $\Gamma(E \rightarrow \delta\pi)$  seja importante.

23. a) S. Okubo, Phys. Lett. 5, 165(1963);  
b) G. Zweig CERN Report TH 401 e 412(1964);  
c) J. Iizuka, Prog.Theo. Phys. Suppl. 37-38, 21(1966);  
d) J. Iizuka, K. Okuda e O. Shito, Prog. of Theo. Phys. 35, 1061(1966);  
e) S. Okubo, A. Survey of the Quark line Rule (U.R. 641, Dept. of Physics and Astronomy - Univ. of Rochester, N.Y. 1977);
24. "QCD, OZI and Evidence for Glueballs" - S.J. Lindenbaun - B.N.L. - 29768/1981 XVI<sup>th</sup> Rencontre de Moriond -Elementary Particle Physics Meetings- Mars - 1981.
25. a) J. Coyne, P. Fishbane, S. Meshkov, Phys. Lett. 91B, 259(1980)  
b) Ver também ref. 22 e 16c

O Efeito de Partícula "Leading"  
e a Condição de Unitariedade \*

M.Giffon \*\* (relator), Y.Hama

Instituto de Física, Universidade de S.Paulo  
São Paulo, Brasil

e

E. Predazzi \*\*\*

Physics Department - University of Rochester  
Rochester N.Y. 14620, Estados Unidos

- \* Trabalho realizado com o auxílio do CNPq e da FAPESP.
- \*\* Em afastamento do Institut de Physique Nucléaire, Université C. Bernard Lyon I, 69621, Villeurbanne, França.
- \*\*\* Em afastamento do Instituto di Fisica Teorica e INFN Sezione di Torino, Itália.

## A - INTRODUÇÃO

Nos processos de produção múltipla de partículas induzidos por hadrons, observa-se a existência de dois componentes principais:

- a) Componente mole: constituído por processos com  $p_{\perp}$  pequenos, que seriam da ordem de 90% do total. Ele é caracterizado pela estrutura de dois jatos, um para frente e o outro para trás, constituídos de partículas "lentas" de pequeno  $p_{\perp}$  e das chamadas partículas "leading". A natureza e a origem das partículas "leading" são ainda obscuras em termos de primeiros princípios. A física de  $p_{\perp}$  pequeno resulta de fenômenos coletivos envolvendo um conjunto de componentes hadrônicos.
- b) Componente duro: formado por processos com  $p_{\perp}$  grandes e constituiria eventos raros em comparação ao componente mole. Ele apresenta uma estrutura de dois jatos em  $p_{\perp}$  grandes. Acredita-se que a física de  $p_{\perp}$  grande é devida a colisões entre constituintes de partículas que se materializam através de um processo de hadronização.

Consideremos agora a produção hadrônica induzida por leptons. Nela, vemos em geral dois jatos hadrônicos, que podem ser interpretados como

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow \text{hadrons}$$

Comparando os dois processos descritos acima, parece qualitativamente correta afirmar que na medida em que as colisões  $q\bar{q}$  e  $q\bar{q}$  são iguais, os "jatos da física de  $p_{\perp}$  grande são iguais aos jatos da física de  $e^+e^-$ ."

Quanto ao componente mole dos processos hadrônicos, parece ser de natureza diferente. Entretanto, Zichichi e colaboradores <sup>1)</sup> dizem que se nós subtrairmos o efeito das partículas "leading", a estrutura do componente mole é a mesma da do componente hadrônico induzido em reações leptônicas. Esta afirmação se baseia na comparação dos dados de reações  $pp$  e  $e^+e^-$  quanto a

- i) a distribuição inclusiva como função de  $x$  (Figs.1),
- ii) as distribuições de  $\langle p_{\perp}^2 \rangle_{out}$  e  $\langle p_{\perp}^2 \rangle_{in}$  (Figs.2),
- iii) a multiplicidade média nos mesmos processos (Fig.3).

Da análise destes dados e considerando a discussão anterior, parece-nos seguir a conclusão, que poderíamos simbolicamente indicar

$$\begin{aligned}
 (p_{\perp} \text{ pequeno})_{pp} &= \text{efeito de partículas "leading"} \\
 &= (\text{processo hadrônico})_{e^+e^-} \\
 &= (p_{\perp} \text{ grande})_{pp} .
 \end{aligned}$$

Uma vez feita esta identificação, cabe agora a pergunta: "o que é que diferencia a física de  $p_{\perp}$  pequeno da física de  $p_{\perp}$  grande num mesmo processo hadrônico?" Poderíamos tentativamente dar a seguinte resposta: Na física de  $p_{\perp}$  pequeno, espera-se que a condição de unitariedade a muitas partículas tenha um papel importante, enquanto que ela não deve ter qualquer importância na física de  $p_{\perp}$  grande (e também em processos hadrônicos na física de  $e^+e^-$ ). Isto é, o efeito de partículas "leading" que experimentalmente distingue a física de  $p_{\perp}$  pequeno da física de  $p_{\perp}$  grande deve estar relacionado com a condição de unitariedade a muitas partículas.



## B - MODELO

Partindo da idéia geral exposta na parte A, queremos construir uma amplitude para a produção de partículas na região de  $p_{\perp}$  pequeno que esperamos represente, sem a parte dura (partículas "leading") e com uma rotação do eixo dos  $\underline{j}$  tos, também a produção de partículas na região de  $p_{\perp}$  grande.

Hipótese 1: Admitimos a fatorização das partes mole e dura dos processos de produção múltipla. Supõe-se além disso que a parte mole é fatorizada (sem correlação entre as partículas moles):

$$T_{no}(P_1, P_2, p_1, \dots, p_n | P'_1, P'_2) = A_{no}(\Delta) T(P_1, P_2 | P'_1, P'_2) \times \prod_{j=1}^n h^{1/2}(p_{j\perp}, \vec{p}_{j\perp}, \Delta).$$

Hipótese 2: Supõe-se que a condição de unitariedade desempenhe um papel fundamental no grosso dos processos hadrônicos a alta energia. Ela se manifesta na parte dura (partículas "leading"), que deverá estar ligada ao efeito da difração na região de  $p_{\perp}$  pequeno. Parametrizamos

$$T(P_1, P_2 | P'_1, P'_2) = e^{-\frac{\alpha}{2} (\vec{P}_{1\perp}^2 + \vec{P}_{2\perp}^2)}$$

onde  $2\alpha = \alpha_{el} \approx 12 - 13 \text{ GeV}^{-2}$

$\alpha_{el}$  = inclinação do pico elástico.

Esta parametrização é sugerida pela forma da secção de choque elástica na região de pequeno  $t$ .

Hipótese 3: Com base fenomenológica, tomamos para o compo -

nente mole

$$h(p_{j\perp}, \vec{p}_{j\perp}, s) = (1 - x_j^2)^{\beta} \frac{e^{-\frac{p_{j\perp}^2}{\sigma_j}}}{\pi \sigma_j},$$

onde  $\beta$  e  $\sigma_j$  são parâmetros a serem fixados e  $x_j = \frac{2 p_{j\perp}}{\sqrt{s}}$  é a variável de Feynman.

Hipótese 4: Os parâmetros  $A_{no}$  serão determinados com o uso de  $\sigma_n(s)$  experimentais. Utilizamos uma parametrização conveniente obtida por Anjos, Novero, Santoro, Souza e Predazzi <sup>2)</sup>, consistente com o crescimento de  $\sigma_{in}(s)$  e satisfazendo a lei empírica de Wroblewski para dispersão  $\Delta$ .

Além das hipóteses acima, queremos conservar, tanto quanto possível, os vínculos cinemáticos de conservação da energia e da quantidade de movimento, frequentemente desprezados nos cálculos. Substituímos agora a nossa amplitude na relação de unitariedade, definimos a secção de choque total via teorema óptico e deduzimos  $\sigma_n(s)$ , o que nos permite normalizar tudo em termos de  $\sigma_{inel}(s)$ .

### C - RESULTADOS <sup>3)</sup>

Daremos alguns dos resultados mais importantes:

#### 1) Secção de choque inclusiva para a partícula "leading"

$$X_0 \frac{d\sigma_{in}^{(1)}}{dx d^2\vec{p}_{\perp}} \approx \frac{2\alpha \sigma_{inel}}{\pi} \cdot C_n^{-1} \cdot \frac{e^{-\alpha(x) \vec{p}_{\perp}^2}}{1 - X_0},$$

onde

$$C_n = \left[ \ln \frac{A}{\mu_1^2} (1-X_0) \right] \left[ 1 - \frac{\langle n \rangle}{3} \ln \left( \frac{\ln \frac{A}{\mu_1^2} (1-X_0)}{\ln \frac{A}{\mu_1^2}} \right) \right]$$

Ver a Fig. 4 onde é feita uma comparação numérica.

2) Dependência em  $\vec{P}_1$  (fórmula acima)

$$\alpha(x) = \frac{2 + \alpha \bar{n}(x) \sigma_L}{1 + \alpha \bar{n}(x) \sigma_L} \alpha$$

Comparação numérica na Fig. 5.

3) Secção de choque inclusiva para duas partículas "leading"

$$P_{10} P_{20} \frac{d\sigma_{in}^{(2)}}{d\vec{P}_1 d\vec{P}_2} \approx \frac{\alpha \sigma_{inel}}{\pi} \frac{\gamma(3, k \frac{M}{\mu_1})}{(1 - \frac{\langle n \rangle}{3} \ln A)^3 \left( \ln \frac{M^2}{\mu_1^2} \right)^2} \times \frac{e^{-\alpha(\vec{P}_1^2 + \vec{P}_2^2)}}{M^2}$$

onde

$$\left\{ \begin{array}{l} k = \frac{3}{\langle n \rangle} - \ln A, \quad A = \frac{\ln M^2 / \mu_1^2}{\ln A / \mu_1^2} \\ \frac{M^2}{A} = (1-X_1)(1+X_2) \quad (\text{massa mancante}). \end{array} \right.$$

Fazemos uma comparação com os dados nas Figs. 6, reescrevendo a expressão acima em termos de

$$\left\{ \begin{array}{l} y \approx \frac{1}{2} \ln \frac{1-X_1}{1+X_2} \quad (\text{rapidez da massa} \\ \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \quad \text{mancante}) \\ \vec{P}_{1L}^2 + \vec{P}_{2L}^2 \approx -X_1 t_1 + X_2 t_2 \quad (X_1 > 0, X_2 < 0) \end{array} \right.$$

4) Distribuição de partículas moles

Com o parâmetro  $\beta=3.5$  obtem-se um acordo razoável com os dados.

D - CONCLUSÃO

Em conclusão, podemos afirmar que o nosso modelo dá suporte à validade da conexão entre a condição de unitariedade a multas partículas e o efeito de partículas "leading". Ele reproduz diversos dados experimentais, o que pensamos indicar a consistência das idéias subjacentes.

Temos, no entanto, diversos problemas ainda, entre os quais:

- a) Dar um tratamento mais satisfatório para a condição de unitariedade a multas partículas, que dê como consequência as partículas "leading". Acreditamos que as fases das amplitudes desempenham um papel importante na produção destas partículas. Este ponto está sendo examinado por nós neste momento.
- b) Levar em conta as correlações dinâmicas, que certamente existem e estamos desprezando neste estágio.

### Legendas para as Figuras

- Fig. 1 : Comparação <sup>1)</sup> entre as distribuições inclusivas nas reações iniciadas por pp (como função de  $x_R^* = p/E_{had}$ ,  $E_{had} = \frac{\sqrt{s}}{2} [1 - |xp|]$ ) e por  $e^+e^-$ .
- a)  $E_{had} = 5 - 8 \text{ GeV}$
- b)  $E_{had} = 14 - 16 \text{ GeV}$ .
- Fig. 2 : Idem <sup>1)</sup>, para as distribuições de  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ .
- a)  $E_{had} = 5 - 8 \text{ GeV}$
- b)  $E_{had} = 14 - 17 \text{ GeV}$ .
- Fig. 3 : Idem <sup>1)</sup>, para a multiplicidade média carregada. A linha pontilhada corresponde à multiplicidade média carregada em colisões pp, como função da energia total  $\sqrt{s}$ .
- Fig. 4 : Comparação da secção de choque inclusiva para uma partícula "leading" prevista pelo modelo e os dados obtidos no CERN-ISR <sup>4)</sup>.
- Fig. 5 : A variação da inclinação  $b(M^2) \approx a(x)$  com  $M^2$  a  $s = 549 \text{ GeV}^2$  <sup>4)</sup>. A curva representa a nossa previsão.
- Fig. 6 : Distribuição inclusiva de 2 prótons  $(p + p \rightarrow p_1 + p_2 + X)$  a  $s = 939$  e  $2783 \text{ GeV}^2$ , como função de  $M^2/s$ ,  $y$  e  $t_1 + t_2$ . Os dados são da Ref. 5).

### Referências e Observações

- 1) M. Basile et al., Phys.Lett 92B(80)367; M.Basile et al., separata CERN EP 81/75 (1981) e as referências nela contidas.
- 2) C. Novero e E. Predazzi, Nuovo Cimento 63A(81)129; J.C. Anjos, A.F.S. Santoro, M.H.G. Souza e E. Predazzi, separata CBPF-NF-018/81.
- 3) Alguns resultados preliminares foram apresentados na Conferência Internacional de Lisboa (julho de 1981). Os detalhes dos cálculos serão publicados em um trabalho separado que está sendo redigido.
- 4) M.G.Albrow et al., Nucl.Phys. B108(76)1.
- 5) J.C.M.Armitage et al., Phys.Lett. 82B(79)149.

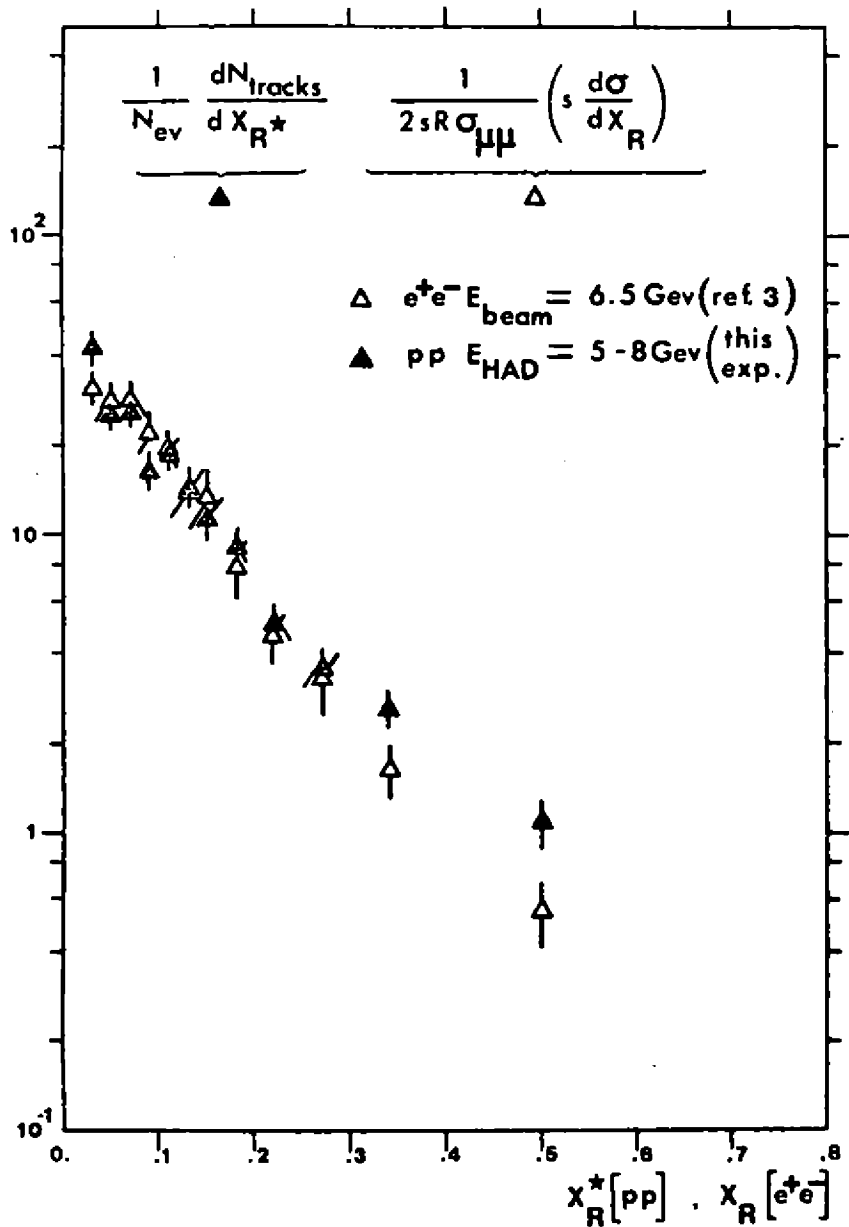


Fig. 1a

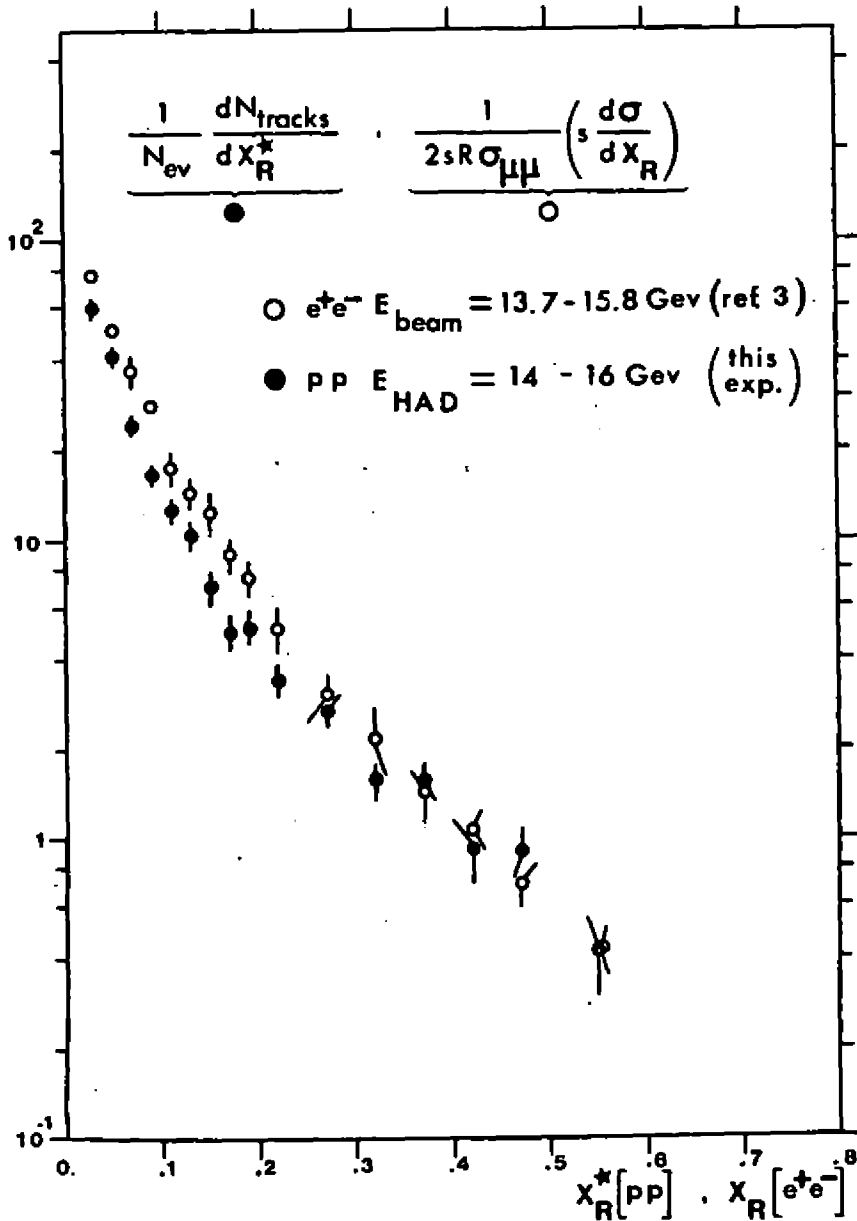


Fig. 1b



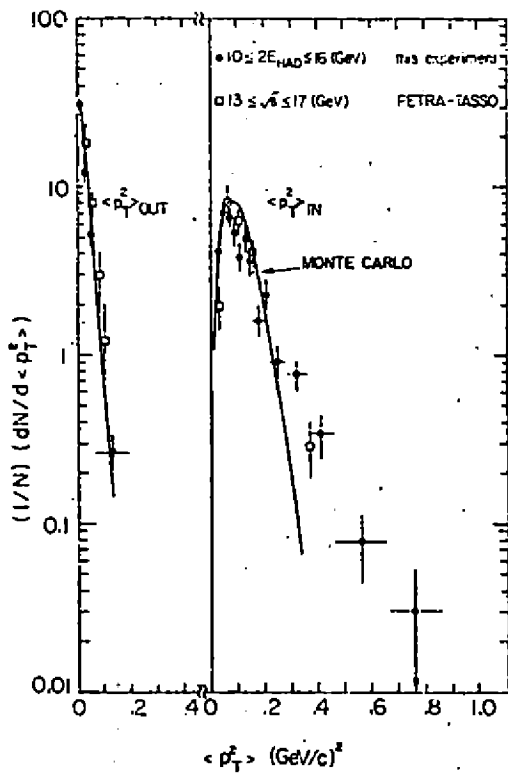


Fig. 2a

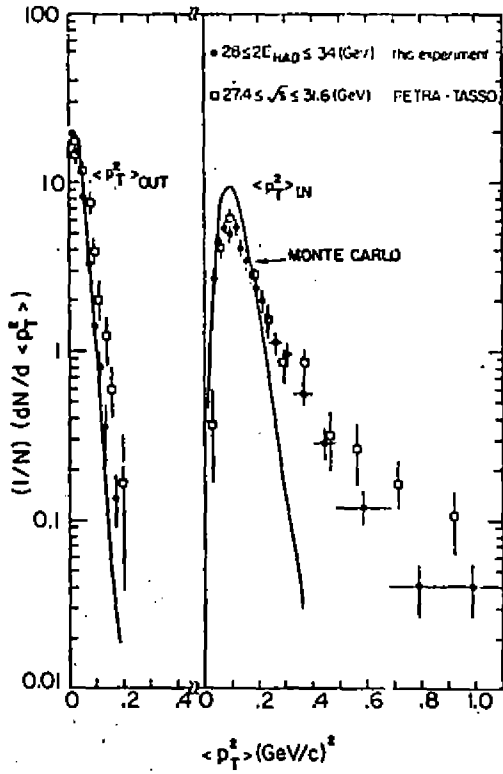


Fig. 2b

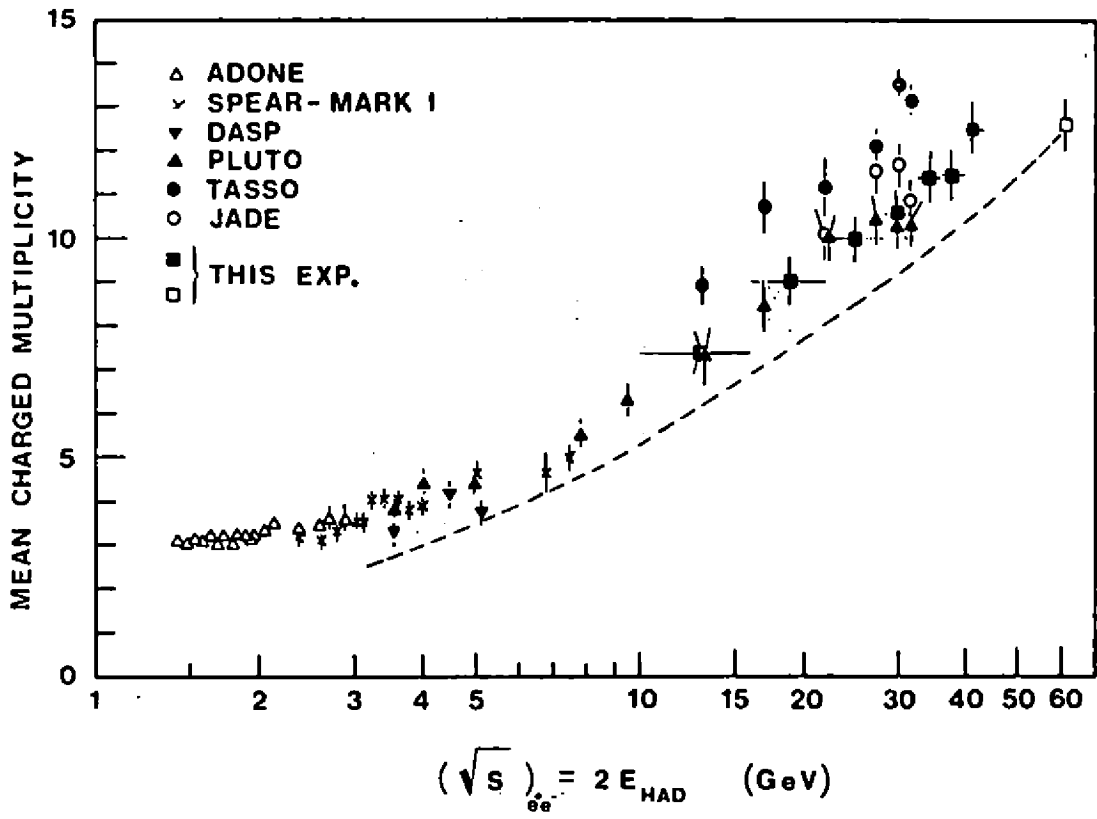


Fig. 3

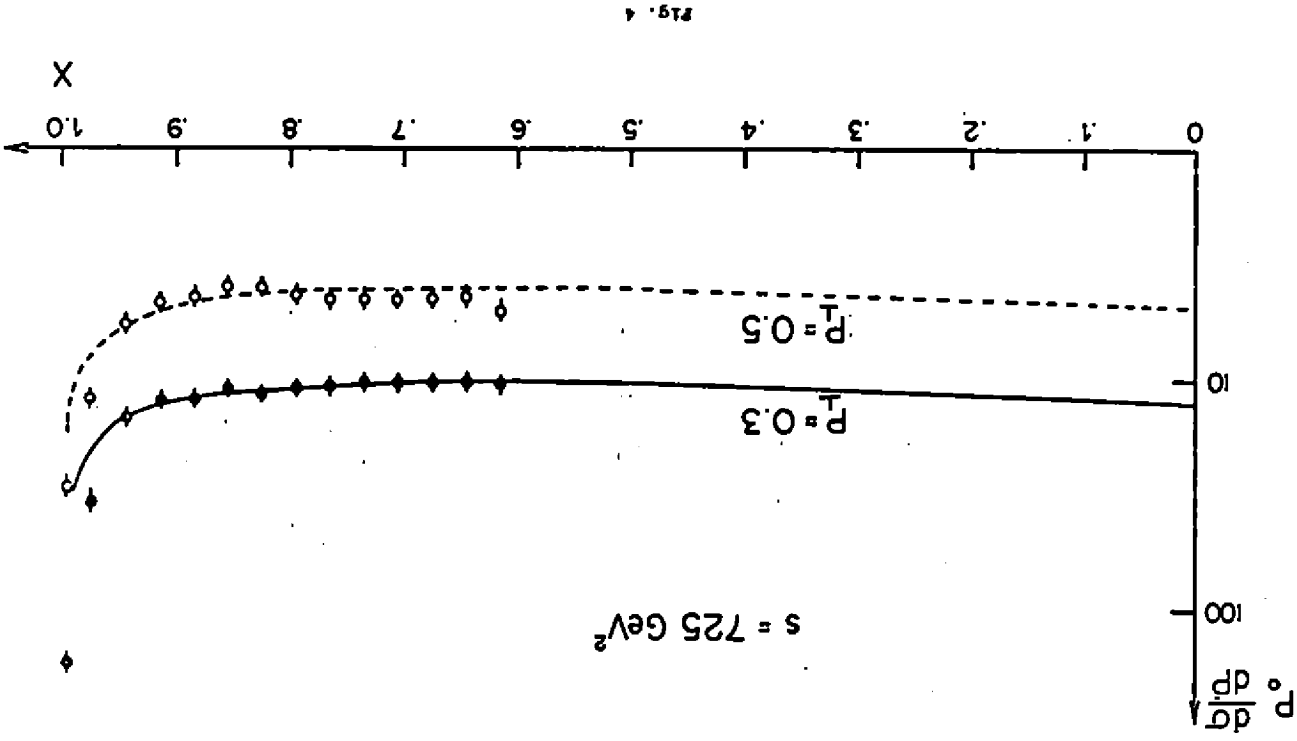


Fig. 4

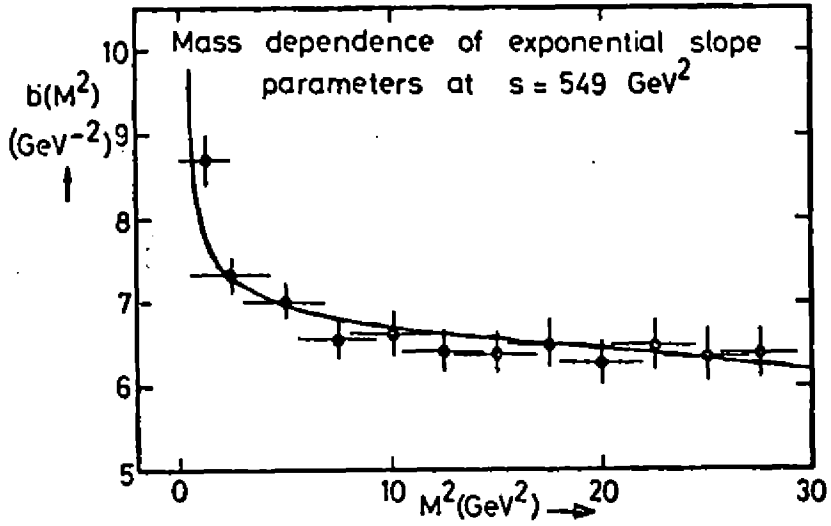


Fig. 5

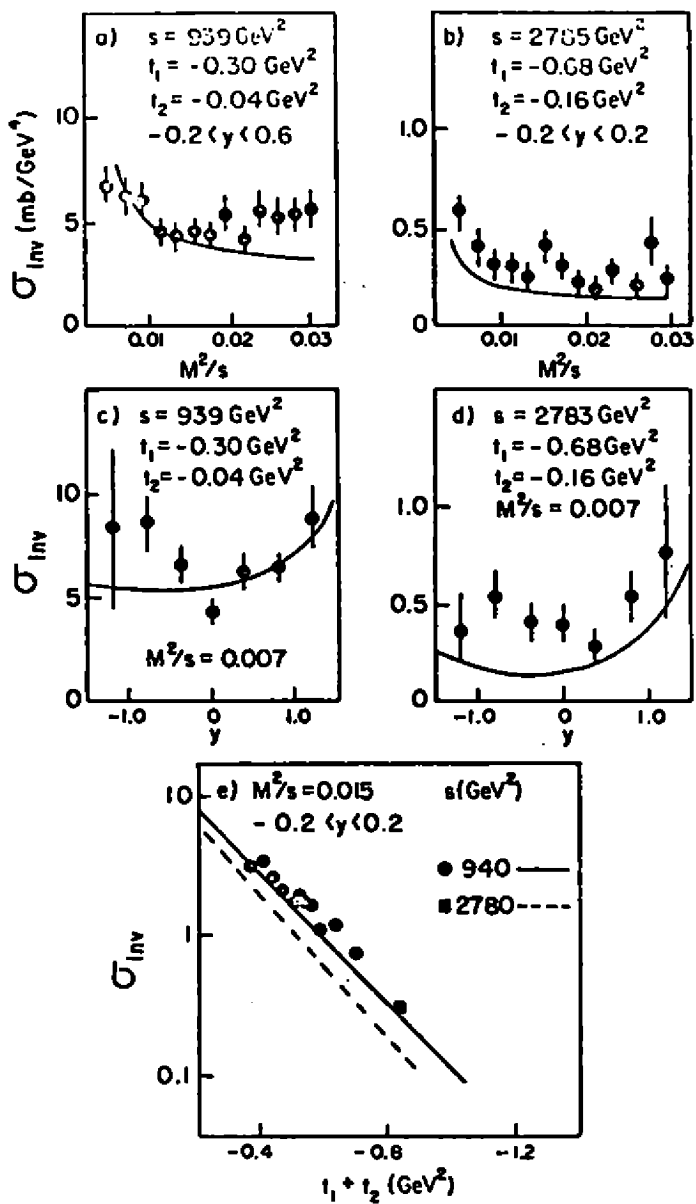


Fig. 6

# MODELOS COM SUPERSIMETRIA GLOBAL OU LOCAL - UMA INTRODUÇÃO

E. Abdalla e R.S. Jasinski

## RESUMO

Apresentamos idéias gerais de supersimetria. Quando o parâmetro fermionico de transformação torna-se local, incluímos campos de gauge levando a gravitação, que acaba por ser consequência natural da supersimetria.

## ABSTRACT

We present general ideas of supersymmetry. When the parameter of the transformation is made local, we include gauge fields, and gravitation comes about as a consequence.

OUT/81

## 1. SUPERSIMETRIA

Esta é uma simetria que transforma bosons em fermions e vice-versa<sup>(1) (2) (3)</sup>. Supersimetria pode vir a ter um papel importante em partículas elementares conforme discutiremos mais adiante, apesar de problemas fenomenológicos referentes a teorias supersimétricas<sup>(4)</sup>, como um rápido decaimento do proton devido a um tripleto de escalares coloridos mediadores de reações que violam a conservação do número bariônico.

Introduziremos supersimetria através do supercampo<sup>(5)</sup>. Este objeto será, para nós, uma função (escalar ou vetorial)  $\phi(x_\mu, \theta)$  que depende da variável de espaço tempo  $x_\mu$  e de um espinor de Grassman  $\theta$ , que se transforma, por uma transformação de supersimetria como:

$$\phi(x, \theta) \rightarrow \phi'(x, \theta) = \exp(-i\bar{Q}\epsilon)\phi(x, \theta)\exp(i\bar{Q}\epsilon) \quad (1.1)$$

onde  $\epsilon$  é um espinor de Majorana (constante), pertencente a uma álgebra anticomutativa.

Para  $\epsilon$  infinitesimal, a variação do supercampo é dada por

$$\delta\phi = \bar{\epsilon}D\phi \quad (1.2)$$

onde

$$(D\phi)_\alpha = \frac{\partial}{\partial\theta^\alpha} + i(\gamma^\mu\theta)_\alpha \partial_\mu \quad (1.3)$$

Supersimetria é uma simetria com relação à seguinte transformação

$$\theta \rightarrow \theta' = \theta + \epsilon \quad (1.4a)$$



$$x_{\mu} + x'_{\mu} = x_{\mu} - i\bar{\epsilon}\gamma_{\mu}\theta \quad (1.4b)$$

Veremos mais adiante como estas transformações, quando aplicadas ao supercampo, dão origem a uma simetria entre bo sons e fermions.

Em primeiro lugar construiremos a ação invariante. Para isto notemos que a medida  $d\bar{\theta}d\theta$  e o produto  $\overline{D\phi}D\phi$  são inva riantes. Definiremos a ação supersimétrica como:

$$S = \int dx d\bar{\theta} d\theta L(\phi, D\phi) \quad (1.5)$$

a integral em  $x$  é sobre todo o espaço tempo.

Não definiremos ainda o número de dimensões até o momento arbitrário ( $n$  inteiro  $\leq 4$ ).

O supercampo  $\phi(x, \theta)$  pode ser expandido em uma sé rie de potências em torno de  $\theta = 0$ . Devido ao fato de  $\theta$  ser u na variável de Grassman, o número de termos desta expansão é fini to, e podemos até integrar (1.5) sobre  $\theta$  de maneira trivial, es crevendo a ação apenas em termos de campos dependentes de  $x_{\mu}$ .

Em 4 dimensões temos uma expansão cujos termos não nulos são até de ordem 4 em  $\theta$ , e em termos dos espinores de Weyl  $\theta_{\alpha}, \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}$  definidos por:

$$\theta_{\alpha} = \left( \frac{1-i\gamma_5}{2} \theta \right)_{\alpha} \quad ; \quad \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} = (\theta_{\alpha})^{\dot{\alpha}} = \frac{1+i\gamma_5}{2} \theta$$

temos

$$\begin{aligned} \phi(x, \theta, \bar{\theta}) = & \phi(x) + i\theta^{\alpha}\chi_{\alpha} - i\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\chi}^{\dot{\alpha}} + \theta^{\alpha}\theta_{\alpha} \frac{1}{2} (n+1\sigma) - \\ & - \bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \frac{1}{2} (n-1\sigma) - \theta\sigma_{\mu}\bar{\theta} A^{\mu} + i\theta^{\alpha}\theta_{\alpha}\bar{\theta}_{\dot{\beta}} (\bar{\chi} - \frac{1}{2}\partial_{\mu}\chi^{\mu})^{\dot{\beta}} - \\ & - i\bar{\theta}_{\dot{\alpha}}\bar{\theta}^{\dot{\beta}}\theta^{\alpha}\theta_{\alpha} (\lambda + \frac{i}{2}\sigma^{\mu}\partial_{\mu}\bar{\chi})_{\beta} + \theta^{\alpha}\theta_{\alpha}\bar{\theta}_{\dot{\beta}}\bar{\theta}^{\dot{\beta}} \frac{1}{2}(\kappa + \square\Omega) \quad (1.6) \end{aligned}$$

Em duas dimensões temos a expressão mais simples:

$$\phi(x, \theta) = \psi(x) + \bar{\theta}\psi + \frac{1}{2} \bar{\theta}\theta F \quad (1.7)$$

Para nossos propósitos basta analisarmos (1.7). Em primeiro lugar analisaremos as propriedades de transformação das componentes do supercampo, e verificaremos explicitamente, que as transformações de supersimetria (1.4) correspondem à mencionada simetria entre bosons e fermions. Assim, se  $\phi(x, \theta)$  for como (1.7):

$$\begin{aligned} \phi(x_\mu - i\bar{\epsilon}\gamma_\mu\theta, \theta + \epsilon) &= \psi(x) - i\bar{\epsilon}\gamma^\mu\theta\partial_\mu\psi \\ &+ \bar{\theta}\psi + \bar{\epsilon}\psi - i\bar{\epsilon}\gamma^\mu\theta\partial_\mu\psi + \bar{\epsilon}\theta F \end{aligned} \quad (1.8)$$

de onde vemos que:

$$\delta\psi = \bar{\epsilon}\psi \quad (1.9a)$$

$$\delta\psi = i\gamma^\mu\epsilon\partial_\mu\psi + \epsilon F \quad (1.9b)$$

portanto a supersimetria mistura efetivamente bosons e fermions, já que a variação do campo de bosons  $\delta\psi$  é proporcional ao campo de fermions  $\psi$  e a variação de  $\psi$  é proporcional aos campos de bosons.

Supersimetria é gerada por um operador  $Q_\alpha$ , tal que

$$Q_\alpha|b\rangle \sim |f\rangle$$

$$Q_\alpha|f\rangle \sim |b\rangle$$

isto é

$$Q_\alpha|s\rangle \sim |s \pm 1/2\rangle$$

de tal modo que  $Q_\alpha$  tem spin  $1/2$ . Em um modelo lagrangeano su persimétrico isto pode ser visto de maneira simples, observando que a corrente de supersimetria é algo do tipo:

$$(J^\mu)_\alpha = (\bar{\Psi}\gamma^\mu\gamma^5)_\alpha \partial_\nu\psi + (\text{alguma coisa})$$

Podemos formar o anticomutador de  $Q_\alpha$  com  $\bar{Q}_\beta$ , deve ser spin 1 e ser conservado. Este anticomutador tem sua forma restrita pelo teorema de Coleman-Mandula<sup>(6)</sup>, e a menos que existam cargas centrais, e de uma possível normalização.

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = \gamma_{\alpha\beta}^\mu P_\mu \quad (1.10)$$

A relação acima é parte da chamada álgebra de Lie gradada que descreve a supersimetria. Este nome provem do fato de que esta álgebra é uma extensão da álgebra de Lie habitual, mas onde há uma distinção entre elementos pares e elementos ímpares, sendo que os ímpares entre si satisfazem regras de anticomutação, e os demais, regras de comutação.

No espaço de Mikowski em 3+1 dimensões, a álgebra gradada é dada por

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = \gamma_{\alpha\beta}^\mu P_\mu \quad (1.11a)$$

$$[P_\mu, Q_\alpha] = 0 \quad (1.11b)$$

$$[Q_\alpha, M^{\mu\nu}] = i\sigma_{\alpha\beta}^{\mu\nu} Q_\beta \quad (1.11c)$$

onde  $\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{4} [\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ , e ainda as relações usuais de comutação entre os  $P_\mu$  e  $M_{\mu\nu}$ .

De (1.11a) vem que duas transformações de supersi-

metria contém uma transformação de Poincaré:

$$\left[ \delta_{\epsilon_1}, \delta_{\epsilon_2} \right] = \left[ \bar{\epsilon}_1^\alpha Q_\alpha, \bar{\epsilon}_2^\beta Q_\beta \right] \sim \bar{\epsilon}_1 \gamma \epsilon_2 P \quad (1.12)$$

relação essa que terá implicações no caso de supersimetria local.

## 2. SUPERSIMETRIA E PARTÍCULAS ELEMENTARES

Um dos problemas de física das partículas elementares é o chamado problema das hierarquias.

A massa de grande unificação é da ordem de  $10^{15}$  Gev, enquanto a massa do escalar de Higgs que quebra a simetria  $SU(2) \times U(1)$  é da ordem de 300 Gev. O problema é saber porque o escalar de Higgs não possui uma massa com a mesma ordem de grandeza da massa de grande unificação. Há esperanças de se resolver o problema, admitindo-se que supersimetria seja uma simetria da natureza. Numa teoria supersimétrica, temos que  $\{Q_\alpha, \bar{Q}_\beta\} = \gamma_{\alpha\beta}^\mu P_\mu$ , de onde vem a hamiltoniana ( $P_0$ ) é dada por

$$H = \frac{1}{2} \sum Q_\alpha^2 \quad (2.1)$$

Supersimetria será quebrada se e somente se, o valor esperado no vácuo da hamiltoniana for diferente de zero, ou seja:

$$Q_\alpha |0\rangle = 0 \iff \langle 0|H|0\rangle = 0 \quad (2.2)$$

A quebra de supersimetria deve gerar a massa do escalar de Higgs. No entanto, há um teorema em teorias supersimétricas - teorema de não normalização, que diz que se supersimetria

não for quebrada na aproximação de árvore, ela não o será em qualquer ordem finita de perturbação. Somente efeitos não perturbativos podem gerar massa para o escalar de Higgs. Isto quer dizer que esta massa deve ser exponencialmente pequena, o que é possível por efeito de instantons ou aproximação  $1/n$ . Para maiores detalhes ver ref. (4).

### 3. EXEMPLOS DE TEÓRIAS SUPERSIMÉTRICAS

Um exemplo simples de supersimetria em 2 dimensões é o modelo  $\sigma$  não linear<sup>(7)</sup>. O modelo puro é dado pela lagrangeana:

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu \varphi_1 \partial^\mu \varphi_1 \quad (3.1)$$

com o vínculo  $\varphi_1^2 = 1$ .

Supersimetria pode ser vista como a extensão do modelo para um supercampo  $\phi_1$

$$\phi_1(x, \theta) = \varphi_1(x) + \bar{\theta} \psi_1(u) + \frac{1}{2} \bar{\theta} \theta F_1 \quad (3.2)$$

com o vínculo:

$$\phi_1^2 = 1 \quad (3.3)$$

que implica:

$$\varphi_1^2 = 1 \quad (3.4a)$$

$$\varphi_1 \psi_1 = 0 \quad (3.4b)$$

Definindo a densidade de Lagrangeana como:

$$L(x, \theta) = \frac{1}{2} (\overline{D\phi_1})_\alpha (D\phi_1)_\alpha \quad (3.5a)$$

onde

$$D_\alpha = \frac{\partial}{2\theta_\alpha} + i(\gamma^\mu \theta)_\alpha \partial_\mu \quad (3.5b)$$

temos que

$$L(x) = \int d\bar{\theta} d\theta L(x, \theta) = \frac{1}{2} \partial_\mu \Psi_1 \partial^\mu \Psi_1 + \frac{1}{2} \bar{\Psi}_1 \gamma^\mu \partial_\mu \Psi_1 + \frac{1}{8} (\bar{\Psi}\Psi)^2 \quad (3.6)$$

com os vínculos (3.4) e simetria:

$$\delta \Psi_1 = \bar{\epsilon} \psi_1 \quad (3.7a)$$

$$\delta \psi_1 = i \gamma^\mu \epsilon \partial_\mu \Psi_1 + \frac{1}{2} (\bar{\Psi}\Psi) \epsilon \Psi_1 \quad (3.7b)$$

A corrente de supersimetria é dada por

$$J_{\mu, \alpha} = \bar{\Psi} \gamma^\mu \gamma^\nu \partial_\nu \Psi \quad (3.8)$$

Pode-se verificar explicitamente que:

$$[\delta(\epsilon_1), \delta(\epsilon_2)] \Psi_1 = -2i \bar{\epsilon}_1 \gamma^\mu \epsilon_2 \partial_\mu \Psi_1 \quad (3.9)$$

#### 4. SUPERSIMETRIA LOCAL

Supersimetria local contém desde o início gravitação<sup>(8)</sup>. A transformação de supersimetria, contém derivados dos campos, e no caso local isto significa uma transformação de Poincaré

que depende do ponto do espaço-tempo. Isto pode ser visto diretamente da álgebra gradada, ou de (1.12) ou (3.9), isto é:

$$[\delta_{\epsilon_1}, \delta_{\epsilon_2}] \sim \bar{\epsilon}_1 \gamma^\mu \epsilon_2 \partial_\mu \quad (4.1)$$

## 5. GRAVITAÇÃO CLÁSSICA - GENERALIDADES<sup>(9)</sup>

Se  $\xi_a$  descrever um sistema inercial local, tal que:

$$\frac{d^2 \xi_a}{dt^2} = 0 \quad (5.1)$$

e  $x_\mu$  um sistema qualquer de coordenadas, temos que:

$$\frac{d^2 \xi_a}{dt^2} = \frac{\partial^2 \xi_a}{\partial x^\mu \partial x^\nu} \frac{du^\mu}{dt} \frac{dx^\nu}{dt} + \frac{\partial \xi_a}{\partial x^\mu} \frac{d^2 x^\mu}{dt^2} = 0 \quad (5.2)$$

Portanto:

$$\frac{d^2 x^\mu}{ds^2} + \Gamma_{\nu\lambda}^\mu \frac{dx^\nu}{ds} \frac{dx^\lambda}{ds} = 0 \quad (5.3)$$

é o equivalente de (5.1) no sistema não inercial onde

$$\Gamma_{\nu\lambda}^\mu = \frac{\partial x^\mu}{\partial \xi_a} \frac{\partial^2 \xi_a}{\partial x^\nu \partial x^\lambda} \quad (5.4)$$

$$e \quad g_{\mu\nu} = \eta^{ab} \frac{\partial \xi_a}{\partial x^\mu} \frac{\partial \xi_b}{\partial x^\nu} \quad (5.5a)$$

$$\eta^{ab} = \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & \dots & \\ & & & -1 \end{pmatrix} \quad (5.5b)$$

É importante ainda o campo "vierbein" ou tetrada

$$e_{\mu}^{a'} = \frac{\partial x^a}{\partial x^{\mu}}$$

As derivadas covariantes, isto é, aquelas que se transformam corretamente por transformações de coordenadas locais, envolvem agora a conexão  $\Gamma_{\nu\alpha}^{\mu}$ .

Para um campo escalar, a derivada covariante é simplesmente:

$$D_{\mu} \phi = \partial_{\mu} \phi \quad (5.6)$$

Mas para um campo vetorial, devemos levar em conta que a derivada da transformação do próprio campo não é igual à transformação da derivada do campo. Assim devemos ter um procedimento análogo à construção da derivada covariante no caso do eletromagnetismo, e a derivada covariante com propriedade de transformação correta é:

$$D_{\nu} A^{\mu} = \partial_{\nu} A^{\mu} + \Gamma_{\nu\alpha}^{\mu} A^{\alpha} \quad (5.7)$$

Para o caso de espiniores, sabemos que

$$\psi \rightarrow \psi' = S\psi \quad (5.8)$$

onde

$$S = \exp i \sigma_{ab} \epsilon^{ab}, \quad \sigma_{ab} = \frac{1}{4} [\gamma_a, \gamma_b]$$

Neste caso a derivada covariante envolve uma outra conexão (conexão de spin):



$$D_{\mu} \psi = \left( \partial_{\mu} + \frac{1}{2} \sigma^{ab} \omega_{\mu}^{ab} \right) \psi \quad (5.9)$$

Um campo vetorial transportado paralelamente por  $\underline{u}$  na curva fechada termina com um valor diferente do inicial. Vale a relação

$$\delta_c A^{\mu} = - \frac{1}{2} \oint_c R^{\mu}_{\nu\alpha\beta} A^{\nu} x^{\beta} dx^{\alpha} \quad (5.10)$$

O tensor de curvatura em gravitação clássica é dado por:

$$R^{\beta}_{\alpha\nu\mu} = \partial_{\nu} \Gamma^{\beta}_{\alpha\mu} - \partial_{\mu} \Gamma^{\beta}_{\alpha\nu} + \Gamma^{\beta}_{\tau\nu} \Gamma^{\tau}_{\alpha\mu} - \Gamma^{\beta}_{\tau\mu} \Gamma^{\tau}_{\alpha\nu} \quad (5.11)$$

O tensor de Ricci é dado pela contração:

$$R_{\mu\nu} = R^{\alpha}_{\mu\nu\alpha} \quad (5.12)$$

e a curvatura escalar é:

$$R = g^{\mu\nu} R_{\mu\nu} \quad (5.13)$$

A ação gravitacional é definida por:

$$S = \frac{1}{16\pi G} \int dx \sqrt{-g} R \quad (5.13)$$

Somando-se à lagrangeana da matéria, temos a equação de Einstein:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = 8\pi G T_{\mu\nu} \quad (5.14)$$

onde  $T_{\mu\nu}$  é o tensor de energia momento dos campos de matéria.

As equações de campo acima, no entanto, são difíceis de ser tratadas quanticamente. Isto porque a constante  $G$  tem dimensão negativa, e a teoria é não normalizável. O problema torna-se grave, pois em nosso conhecimento atual, uma teoria não normalizável não possui poder de predição, pois necessita de um número infinito de constantes para ser implementada.

## 6. SUPERGRAVIDADE

A renormalizabilidade de teorias supersimétricas locais é melhor que gravitação pura, devido a cancelamentos entre bosons e fermions. Supergravidade é uma teoria supersimétrica, cujo parâmetro de supersimetria depende do espaço-tempo. A equação (4.1) diz que é gerada, naturalmente, a gravitação. Devido ao caráter local da interação, são gerados 3 campos de gauge (conexões):

1. Conexão de Lorentz local:  $\omega_{\mu}^{ab}$ . Este campo não é independente, podendo ser escrito em termos dos campos fundamentais (graviton ou gravitino).

2. Conexão de Poincaré local:  $g_{\mu\nu}$  (ou  $e_{\mu}^a$ ) que corresponde ao Graviton (spin 2).

3. Conexão de supersimetria local:  $G_{\mu}^{(\alpha)}$  que corresponde ao gravitino, e é um fermion vetorial, tendo então spin 3/2.

Um exemplo simples é o modelo  $\sigma$  não linear supersimétrico. Para construir a lagrangeana de supergravidade correspondente seguimos os seguintes passos<sup>(10)</sup>:

1. Construção da lagrangeana globalmente invariante.
2. A variação da mesma reproduz termos do tipo  $J^{\mu}_{\alpha} \epsilon$  onde  $J^{\mu}$  é a corrente de supersimetria. Neste passo introduzimos o campo do gravitino, e o primeiro termo novo passa a ser:

$$J^\mu G_\mu .$$

3. A variação de  $J^\mu$  deste primeiro termo produz um termo  $G_\mu J^{\mu\nu} \partial_\nu \epsilon$ . Juntamos um segundo termo  $\frac{1}{2} G_\mu J^{\mu\nu} G_\nu$ .

4. A variação da lagrangeana total sô produz termos proporcionais a  $\epsilon$ , não ã derivada de  $\epsilon$ , por construção. Estes são eliminados fazendo-se as contrações dos índices vetoriais com  $G^{\mu\nu}$ , e escrevendo as matrizes  $\gamma$  como:

$$\gamma^\mu = e_a^\mu \gamma^a$$

onde  $\gamma^a$  são as matrizes no espaço plano e  $e_a^\mu$  o campo de vierbein.

5. As derivadas dos fermions passam a incluir a conexão de spin.

6. Adiciona-se a lagrangeana gravitacional

$$\frac{1}{8\pi G} \int dx \sqrt{-g} R$$

7. Adiciona-se a lagrangeana livre do gravitino, que em 4 dimensões é a lagrangeana de Rarita-Schwinger

$$L_{3/2} = \bar{G}_\mu \gamma^s \gamma_\nu \partial_\rho G_B^{\mu\nu\rho} \epsilon^{s\rho B}$$

No caso do modelo o os passos ficam<sup>(12)</sup>, esquematicamente:

$$1) \quad L = \frac{1}{2} \partial_\mu \psi_1 \partial^\mu \psi_1 + \frac{1}{2} \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \delta_\mu \psi + \frac{1}{8} (\psi\psi)^2$$

$$\text{Onde} \quad \delta \psi_1 = \bar{\epsilon} \psi_1$$

$$\delta \psi_1 = -1 \gamma^\mu \epsilon \partial_\mu \psi_1 + \frac{1}{2} (\bar{\psi}\psi) \psi_1 \epsilon$$

$$2) \quad \delta L = J^\mu \partial_\mu \epsilon$$

$$J^\mu = \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \gamma^\nu \partial_\nu \psi_1$$

Introduzimos  $G_\mu$ ,  $\delta G_\mu = -\partial_\mu \epsilon$

$$L_1 = L + G_\mu J^\mu$$

$$3) \text{ Mas } \delta J^\mu = \bar{\psi} \gamma^\mu \gamma^\nu (\partial_\nu \bar{\epsilon} \psi)$$

$$L_2 = L + \bar{\psi}_1 \gamma^\mu \gamma^\nu \partial_\nu \psi_1 G_\mu - \frac{1}{4} (\bar{\psi}\psi) \bar{G}_\mu \gamma^\nu \gamma^\mu G_\nu$$

4)  $\delta L_2$  s3o cont3m termos em  $\epsilon$  (sem derivados). Agora

$$S = \int d^2x \sqrt{-g} L$$

$$L = + \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \partial_\mu \psi_1 \partial_\nu \psi_1 + \frac{1}{2} e_a^\mu \bar{\psi} \gamma^a \partial_\mu \psi$$

$$+ \frac{1}{8} (\bar{\psi}\psi)^2 + \bar{\psi} \gamma_a \gamma_b \partial_\nu \psi_1 G_\mu e_a^\mu e_b^\nu$$

$$- \frac{1}{4} (\bar{\psi}\psi) \bar{G}_\mu \gamma_a \gamma_b G_\nu e_a^\nu e_b^\mu$$

$$5) \quad \delta G_\mu = -D_\mu \epsilon = -\partial_\mu \epsilon - \omega_\mu^{ab} \sigma_{ab} \epsilon$$

$$6) \quad \int d^2x \sqrt{-g} R = 0$$

pois em 2 dimens3es a a3o gravitacional 3 uma constante.

7) A lagrangeana de Rarita-Schwinger em 2 dimens3es 3 identicamente nula.

Temos aí um modelo de gravitação que se pode expandir em potências de  $1/n$ , onde  $n$  é o número de componentes. No caso de não haver o termo quártico  $(\bar{\psi}\psi)^2$  o modelo<sup>(10)</sup> é equivalente ao modelo de cordas de Neveu-Schwartz-Ramond<sup>(11)</sup>.

#### REFERÊNCIAS

- (1) P. Fayet, S. Ferrara - Phys. Rep. 32 (1977) 250.
- (2) Yu. A. Gel'fand, E.P. Likhtman - JETP Letters 13 (1971) 323.
- (3) D.V. Volkov, V.P. Akulov - Phys. Lett. 46B (1973) 109,  
Theor. Math. Phys. 18 (1974) 39.
- (4) E. Witten - preprint, Trieste 1981.  
Erice Lectures 1981.
- (5) A. Salam, J. Strathde - Nucl. Phys. B76 (1974) 477.
- (6) S. Coleman, J. Mandula - Phys. Rev. 159 (1967) 1251.
- (7) E. Witten - Phys. Rev.
- (8) P. van Nieuwenhuizen, Phys. Rep. 68 (1981) 189.
- (9) S. Weinberg - Gravitation.
- (10) S. Deser, B. Zumino - Phys. Lett. 62B (1976) 335.
- (11) A. Neveu, J.H. Schwarz - Nucl. Phys. B31 (1971) 86.  
P. Ramond - Phys. Rev. D3 (1971) 2415.
- (12) E. Abdalla, R.S. Jasinschi, a ser publicado.

\* \* \*

O autor agradece a M.C.B. Abdalla por discussões e leitura e ao CNPq pelo apoio financeiro parcial.

R.S. Jasinschi agradece ao CNPq e FAPESP pelo apoio financeiro.

AN EXCITING FUNDAMENTAL DERIVATION OF SU(3) AND A SIMULTANEOUSLY  
EMERGING DERIVATION OF SU(6) ALL JUST FROM SPACE-TIME SYMMETRY\*

J. Jayaraman

Departamento de Física (CCEN)

Universidade Federal da Paraíba

58.000 - João Pessoa (Pb), Brasil

Abstract. We utilize Foldy's canonical representation  $(m, \frac{5}{2}) \oplus (-m, \frac{5}{2})$  involving degrees of freedom pertaining to a spin of  $\frac{5}{2}$  units and make a unitary transformation to the current picture thereby deriving an expression for the total angular momentum consisting of a together conserved orbital plus an intrinsic spin- $\frac{1}{2}$  part and yet another separately conserved SU(3)-unitary spin part. We demonstrate this explicitly by algebraically deducing the Cartan-Weyl basis for the newly emerging invariance algebra whose eight generators are all expressed in terms of three fundamental matrices representing spin- $\frac{5}{2}$  and proving that this basis excitingly coincides with that of the SU(3) algebra. The derivation of SU(6) is automatically achieved in our theory as a natural consequence of the SU(3)-symmetry already derived and an SU(2)-spin symmetry guaranteed by the commutativity of Foldy's mean spin operators that find their natural places in the Unitary-spin parts of the expressions for the Poincaré generators, with the Dirac-type Hamiltonian acting as the time-translation generator. As a prelude a derivation of SU(2) is initially presented working with Foldy's canonical representation  $(m, \frac{3}{2}) \oplus (-m, \frac{3}{2})$ . In the process of deriving SU(2), an invariance under the discrete symmetric group  $S_3$  is also simultaneously obtained.

\*Supported by the Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq, Brasil).

## 1. INTRODUCTION

It is well-known historically that SU(3)-invariance (M. Gell-Mann (1962)<sup>1</sup> and Y. Ne'eman (1962)<sup>2</sup>) and SU(6)-invariance (F. Gürsey and L.A. Radicati (1964)<sup>3</sup> and B. Sakita (1964)<sup>4</sup>) were proposed at different times as symmetries of strong interactions of elementary particles. When currently, composite models<sup>5</sup> have started being proposed even for quarks hitherto deemed to be fundamental entities, there is an urgent and an inescapable need to answer such questions whether quark structures could themselves be explainable just from Poincaré symmetry or stated in other words whether the structure of unitary symmetries could be incorporated into the algebraic structure of relativistically invariant field equations<sup>6,7</sup> and invariance algebras identified that have isomorphic representations with unitary groups like SU(2), SU(3) and SU(6). In the following two sections we answer these questions in the affirmative. In Section 2 we develop a methodology for deducing SU(2)-invariance within just a Poincaré invariant formulation of wave equations using the  $(m, \frac{3}{2}) \oplus (-m, \frac{3}{2})$  irreducible representations of the Poincaré group. We also establish in this section that in the process of derivation of SU(2), an invariance under the discrete symmetric group  $S_3$  is also simultaneously obtained. The details of a simultaneous derivation of SU(3) and SU(6) working with the Poincaré irreducible representations  $(m, \frac{5}{2}) \oplus (-m, \frac{5}{2})$  are presented in Section 3.

## 2. DERIVATION OF SU(2) AND AS WELL A PERMUTATION SYMMETRY UNDER THE DISCRETE GROUP $S_3$ FROM POINCARÉ INVARIANCE

The importance of the Foldy-Wouthuysen representation<sup>8</sup> for relating the 'constituent' (static) and 'current' (dynamic) quarks has received much attention<sup>9,10</sup> in the recent literature. For example

Gürsey<sup>11</sup> has advocated the use of Foldy's mean spin operators<sup>8</sup> to construct the relativized SU(6) generators in the Dirac representation. In this section we shall derive an interesting result of incorporating in a fundamental and non-trivial way a separately conserved 'SU(2)-internal-symmetry part' apart from a together-conserved orbital plus, curiously enough, an 'intrinsic spin- $\frac{1}{2}$ -part' in the expression for the total angular momentum operator associated with the Poincaré irreducible representations  $(m, \frac{3}{2}) \oplus (-m, \frac{3}{2})$  pertaining to a spin of  $\frac{3}{2}$  units.

To develop the method in more details we start with the following Poincaré generators defining Foldy's canonical representation<sup>12</sup>  $(m, \frac{3}{2}) \oplus (-m, \frac{3}{2})$  which we name as the  $\Phi$ -representation:

$$P_{\Phi} = -i \frac{\partial}{\partial t} = -H = -\Gamma_0 E, \quad \Gamma_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \otimes \beta, \quad \beta = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad E = \sqrt{p^2 + m^2}, \quad (2.1a)$$

$$P_{\Phi} = -i \nabla, \quad (2.1b)$$

$$J_{\Phi} = \underline{x} \times \underline{p} + \underline{L}, \quad (2.1c)$$

$$K_{\Phi} = t \underline{p} - \frac{\Gamma_0}{2} (\underline{x} E + E \underline{x}) + \Gamma_0 \frac{\underline{L} \times \underline{p}}{E + m} \quad (2.1d)$$

where  $I$  denotes the  $n \times n$ -dimensional identity matrix. (System of units  $c = \hbar = 1$  is being used.)

In (2.1) the direct product form<sup>13</sup>

$$T_{\Phi}^i = s_i \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_i & 0 \\ 0 & \sigma_i \end{pmatrix}, \quad (i = 1, 2, 3), \quad (2.2)$$

can be obtained from the standard expression<sup>14</sup> for the  $2(2s+1)$ -dimensional direct-sum representation for the spin- $\frac{3}{2}$  matrices, by a Unitary transformation

$$T_{\Phi}^i = \begin{pmatrix} S_{\Phi}^i & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} \sigma_i \end{pmatrix} U \rightarrow U S_{\Phi}^i U^\dagger = T_{\Phi}^i, \quad (i = 1, 2, 3), \quad (2.3a)$$



where the transformation matrix  $U$  reorganizes the spin states from the usual convention<sup>14</sup> into the following order:

$$|\frac{3}{2}\frac{3}{2}\rangle, |\frac{3}{2}\frac{-3}{2}\rangle, |\frac{3}{2}\frac{3}{2}\rangle, |\frac{3}{2}\frac{-3}{2}\rangle, |\frac{1}{2}\frac{-1}{2}\rangle, |\frac{1}{2}\frac{1}{2}\rangle, |\frac{1}{2}\frac{-1}{2}\rangle, |\frac{1}{2}\frac{1}{2}\rangle.$$

In (2.2)  $\sigma_i$  are the Pauli spin matrices satisfying

$$\sigma_i \sigma_j = \delta_{ij} + i \epsilon_{ijk} \sigma_k \tag{2.3b}$$

It is not difficult to identify  $U$  as

$$U = \begin{pmatrix} M & 0 \\ 0 & M \\ L & 0 \\ 0 & L \end{pmatrix}, \quad M = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \tag{2.3c}$$

$$L = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

The same  $U$  also transforms

$$\rho_3 E = \begin{pmatrix} 4 \times 4 \\ I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} E \xrightarrow{U} U \rho_3 E U^\dagger = \Gamma_3 E = I \otimes \otimes E, \tag{2.4}$$

where  $\rho_3 E$  is Foldy's Hamiltonian in his usual canonical representation.<sup>12</sup>

The  $\zeta_1^{\frac{3}{2}}$  matrices have the following explicit forms when  $S_1^{\frac{3}{2}}$  of (2.3a) are chosen to be the usual<sup>14</sup> spin- $\frac{3}{2}$  matrices:

$$\zeta_1^{\frac{3}{2}} = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{3} \\ \sqrt{3} & 2 \end{pmatrix} \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix}, \tag{2.5a}$$

$$\zeta_2^{\frac{3}{2}} = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{3} \\ \sqrt{3} & -2 \end{pmatrix} \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_2 & 0 \\ 0 & \sigma_2 \end{pmatrix}, \tag{2.5b}$$

$$\zeta_3^{\frac{3}{2}} = \begin{pmatrix} 3 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_3 & 0 \\ 0 & \sigma_3 \end{pmatrix}. \tag{2.5c}$$

With the representation (2.5) it can be readily verified that the Pauli spin matrices, defined now on the spin- $\frac{3}{2}$  space, have their following explicit forms:

$$I \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix} = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(\frac{1}{3}\right) (4\zeta_1^3 - 7\zeta_1), & (2.6a) \end{cases}$$

$$(i = 1, 2, 3) \left\{ \begin{aligned} & \frac{1}{2} \left(\frac{1}{3}\right) (7\zeta_2 - 4\zeta_2^3), & (2.6b) \\ & \frac{1}{2} \left(\frac{1}{3}\right) (4\zeta_3^3 - 7\zeta_3). & (2.6c) \end{aligned} \right.$$

Though for simplicity we are working with the explicit representations (2-5) and (2.6), our results do not depend on the explicit representations being used. This can be confirmed from our recent work<sup>13</sup> on the spin- $\frac{1}{2}$ -like algebraic properties of spin- $\frac{3}{2}$  matrices derived in a representation independent way.

With the use of (2.5) and (2-6) in (2.1c), the generator  $\underline{J}_\phi$  for total angular momentum is rendered as

$$(\underline{J}_\phi)_i = (\underline{xpp})_i + I \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix} + \zeta_1^{\frac{3}{2}} - I \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

where

$$\zeta_1^{\frac{3}{2}} - I \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix} = \zeta_1 \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix} = \begin{cases} \begin{pmatrix} -1 & \sqrt{3} \\ \sqrt{3} & 1 \end{pmatrix} \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix} & (2.8a) \end{cases}$$

$$(i = 1, 2, 3) \left\{ \begin{aligned} & \begin{pmatrix} -1 & \sqrt{3} \\ \sqrt{3} & -3 \end{pmatrix} \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_2 & 0 \\ 0 & \sigma_2 \end{pmatrix} & (2.8b) \end{aligned} \right.$$

$$\left\{ \begin{aligned} & \begin{pmatrix} 2 & 0 \\ 0 & -2 \end{pmatrix} \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_3 & 0 \\ 0 & \sigma_3 \end{pmatrix} & (2.8c) \end{aligned} \right.$$

Now an inverse Foldy-Wouthuysen type transformation (generalized earlier by Jayaraman<sup>15</sup>),

$$U_{F.W.}^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2E(E+m)}} (E+m - \Gamma_0 \underline{\Gamma} \cdot \underline{P}), \quad E = \sqrt{p^2 + m^2}, \quad (2.9a)$$

$$U_{F.W.} = \frac{1}{\sqrt{2E(E+m)}} (E+m + \Gamma_0 \underline{\Gamma} \cdot \underline{P}), \quad \underline{\Gamma} = \begin{pmatrix} \underline{\alpha} & 0 \\ 0 & \underline{\alpha} \end{pmatrix} = I \otimes \underline{\alpha}, \quad \underline{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \underline{\sigma} \\ \underline{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.9b)$$

with  $(\underline{\Gamma}, \underline{\Gamma}_0)$  constituting four of the seven anti-commuting Dirac-Clifford matrices of the Clifford algebra  $C_7^{15}$  achieves

$$\psi \rightarrow \psi = U_{F.W.}^{-1} \psi \quad (2.10a)$$

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = (\underline{\Gamma} \cdot \underline{P} + \Gamma_0 m) \psi, \quad (2.10b)$$

$$H_\psi = U_{F.W.}^{-1} \Gamma_0 E U_{F.W.} = \underline{\Gamma} \cdot \underline{P} + \Gamma_0 m, \quad (2.10c)$$

$$(\underline{J}_\psi)_1 = U_{F.W.}^{-1} (\underline{J}_\psi)_1 U_{F.W.} = (\underline{X} \times \underline{P})_1 + (I + \xi_1) \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \text{mean} & 0 \\ \underline{\Gamma}_1 & \text{mean} \\ 0 & \underline{\Gamma}_1 \end{pmatrix} \quad (2.10d)$$

where

$$\underline{X} = U_{F.W.}^{-1} \underline{X} U_{F.W.} = \underline{X} + \frac{18\alpha}{2E} - \frac{18(\alpha \cdot \underline{P}) \frac{P}{P} - 1 (\underline{\sigma} \times \underline{P})}{2E(E+m)} \quad (2.10e)$$

and

$$\underline{\Gamma}^{\text{mean}} = U_{F.W.}^{-1} \underline{\sigma} U_{F.W.} = \underline{\sigma} - \frac{18\alpha \underline{P}}{E} - \frac{\underline{P} \times \underline{\sigma} \times \underline{P}}{E(E+m)} \quad (2.10f)$$

are Foldy's mean-position and mean-spin operators<sup>8</sup>. The use of (2.10e) and (2.10f) in (2.10d) results in

$$(\underline{J}_\psi)_1 = (\underline{X} \times \underline{P})_1 + I \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix} + \xi_1 \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \text{mean} & 0 \\ \underline{\Gamma}_1 & \text{mean} \\ 0 & \underline{\Gamma}_1 \end{pmatrix}. \quad (2.10g)$$

The operator  $(\underline{J}_\psi)_1$  is now identified to have three parts:

the 'orbital':  $(\underline{X} \times \underline{P})_1, \quad (2.11a)$

the 'intrinsic spin- $\frac{1}{2}$ ':  $I \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix} \quad (2.11b)$

and

the 'unitary spin':  $\xi_1 \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \text{mean} & 0 \\ \underline{\Gamma}_1 & \text{mean} \\ 0 & \underline{\Gamma}_1 \end{pmatrix}. \quad (2.11c)$

The parts 'orbital' and intrinsic spin- $\frac{1}{2}$ ' are together conserved as can be verified from its vanishing commutator with  $H_\psi$ .

$$\left[ H_{\psi}, \underline{x} \times \underline{p} + I \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix} \right] = 0, \quad (2.12a)$$

while the 'SU(2)-unitary spin' part is separately conserved as this part separately commutes with the Hamiltonian:

$$\left[ H_{\psi} = I \otimes (\underline{\alpha} \cdot \underline{p} + 8m), \xi_1 \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \text{mean} & \\ \xi_1 & 0 \\ 0 & \text{mean} \\ & \xi_1 \end{pmatrix} \right] = 0 \quad (2.12b)$$

owing to the well-known commutativity of Foldy's mean-spin operators

$\xi_1^{\text{mean}}$ , ( $i = 1, 2, 3$ ), with the Dirac-type-Hamiltonian  $I \otimes (\underline{\alpha} \cdot \underline{p} + 8m)$ .

It is straight-forward, now, to identify the  $\xi_1$ , ( $i = 1, 2, 3$ ), of (2.8) to be

$$\xi_1 = 2B, \quad B = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -1 & \sqrt{3} \\ \sqrt{3} & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.13a)$$

$$\xi_2 = -2(I+C), \quad C = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -1 & -\sqrt{3} \\ -\sqrt{3} & 1 \end{pmatrix}, \quad (2.13b)$$

$$\xi_3 = 2A, \quad A = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2.13c)$$

where A, B and C = ABA together with D = AB, F = BA, E = A<sup>2</sup> = B<sup>2</sup> = C<sup>2</sup> constitute the two-dimensional irreducible representations<sup>16</sup> of the discrete symmetric group S<sub>3</sub> with A and B acting as the generating elements of this group. This identification coupled with (2.12b) testifies to the invariance of the Hamiltonian under the symmetric group S<sub>3</sub>. One can as well construct the SU(2)-Cartan-Weyl basis for the  $\xi_1$  algebra using the spin- $\frac{1}{2}$ -like algebraic properties of the related s<sub>1</sub>-matrices (eq. (4) of ref.13) reported earlier but in view of the detailed presentation in Section 3 of the Cartan-Weyl basis for the more general case of SU(3), we skip the same here. However we hasten to observe here that though in the work of Yamaguchi<sup>17</sup> an

interesting connection has been established between the discrete symmetry invariance under  $S_3$  and  $SU(2)$  invariance, which has been extended for  $S_n$  and  $SU(n)$  by Schechter, Ueda and Okubo<sup>18</sup>, these invariances of  $SU(2)$  and  $S_3$  have been simultaneously achieved in our theory. Also  $S_3$ -invariance implies the existence of three basic "quark" fields which in suitable irreducible linear combinations form the basis functions of the two-dimensional irreducible representation<sup>17,18</sup> of the symmetric group  $S_3$ . It is interesting to observe here that questions relating to a full-invariance under a continuous group and invariance under a discrete group have engaged attention in the recent literature.<sup>19-21</sup> Our derivation provides a connection between equivalence of a discrete symmetry  $S_3$  and a continuous symmetry  $SU(2)$  as stemming from Poincaré invariance itself.

### 3. A SIMULTANEOUS DERIVATION OF $SU(3)$ AND $SU(6)$

As the case much more interesting will be a fundamental derivation of  $SU(3)$  itself we address ourselves to this task. We employ the Foldy-Wouthuysen representation containing the Poincaré irreducible representations  $(m, \frac{5}{2}) \oplus (-m, \frac{5}{2})$  involving degrees of freedom pertaining to a spin of  $\frac{5}{2}$  units. A unitary transformation  $U$  that reorganizes the spin-states from the usual convention into

$$\begin{aligned}
 & \left| \frac{55}{22} \right\rangle, \left| \frac{5-5}{2 \ 2} \right\rangle, \left| \frac{55}{22} \right\rangle, \left| \frac{5-5}{2 \ 2} \right\rangle, \left| \frac{5-3}{2 \ 2} \right\rangle, \left| \frac{53}{22} \right\rangle, \left| \frac{5-3}{2 \ 2} \right\rangle, \left| \frac{53}{22} \right\rangle, \left| \frac{51}{22} \right\rangle, \\
 & \left| \frac{5-1}{2 \ 2} \right\rangle, \left| \frac{51}{22} \right\rangle, \left| \frac{5-1}{2 \ 2} \right\rangle,
 \end{aligned}$$

results in

$$H_{P.W.} = \rho_3 E = \begin{pmatrix} 6 \times 6 & \\ I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} U + \begin{pmatrix} 3 \times 3 \\ I \end{pmatrix} \otimes BE, \quad (3.1a)$$

$$v_{11}^{5/2} = \begin{pmatrix} v_{11}^{5/2} & 0 \\ 0 & v_{11}^{5/2} \end{pmatrix} \xrightarrow{U} s_1 \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix}. \quad (3.1b)$$

By virtue of the properties of the Pauli spin matrices

$$\sigma_i \sigma_j = \delta_{ij} + i \epsilon_{ijk} \sigma_k \quad (3.2)$$

and the direct-product structure employed in (3.1b), coupled with the properties

$$\left[ S_{11}^{5/2}, S_{jj}^{5/2} \right]_- = i \epsilon_{ijk} S_k^{5/2}, \quad (3.3a)$$

$$\sum_{i=1}^3 (S_{1i}^{5/2} - \mu) = 0, \quad (3.3b)$$

$$\sum_{i=1}^3 (S_{1i}^{5/2})^2 = \frac{5}{2} \left( \frac{5}{2} + 1 \right) \quad (3.3c)$$

of the spin- $\frac{5}{2}$  matrices, the  $s_1$  matrices of (3.1b) satisfy the following requirements which, without loss of generality, are

$$\left[ s_i, s_j \right]_+ = 2 s_k, \quad i \neq j, k \neq i, \quad (3.4a)$$

$$s_i^3 - 3s_i^2 - 13s_i + 15 = 0, \quad (i = 1, 2, 3), \quad (3.4b)$$

$$\sum_{i=1}^3 s_i^2 = 35. \quad (3.4c)$$

The Poincaré generators in Foldy's canonical representation

now take the form:

$$P_{\phi} = -i \frac{\partial}{\partial t} = -H_{\phi} = -\Gamma_0 E, \quad \Gamma_0 = I \otimes \beta, \quad \beta = \begin{pmatrix} 2 \times 2 \\ I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}, \quad (3.5a)$$

$$\underline{P}_{\phi} = \underline{p} = -i \underline{\nabla}, \quad (3.5b)$$

$$\underline{J}_{\phi} = \underline{x} \times \underline{p} + \underline{L}_{\phi}^{5/2}, \quad v_{11}^{5/2} = s_1 \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix}, \quad (3.5c)$$

$$\underline{K}_{\phi} = t \underline{p} - \frac{\Gamma_0}{2} (\underline{x} E + E \underline{x}) + \Gamma_0 \frac{\underline{L}_{\phi}^{5/2} \times \underline{p}}{E+m}. \quad (3.5d)$$

Now passing on to Dirac's  $\psi$ -representation by a generalization<sup>15</sup> of the (inverse) Foldy-Wouthuysen transformation

$$U_{P.W.}^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2E(E+m)}} (E+m-\Gamma_0 \underline{\Gamma} \cdot \underline{P}), \quad \Gamma_0 = I \otimes \beta, \quad \underline{\Gamma} = I \otimes \underline{\alpha}, \quad (3.6a)$$

$$U_{P.W.} = \frac{1}{\sqrt{2E(E+m)}} (E+m+\Gamma_0 \underline{\Gamma} \cdot \underline{P}), \quad (3.6b)$$

we have

$$\psi \rightarrow \psi = U_{P.W.}^{-1} \psi, \quad (3.7a)$$

$$i \frac{\partial \psi}{\partial t} = (\underline{\Gamma} \cdot \underline{P} + \Gamma_0 m) \psi, \quad (3.7b)$$

$$H_\psi = U_{P.W.}^{-1} \Gamma_0 E U_{P.W.} = \underline{\Gamma} \cdot \underline{P} + \Gamma_0 m, \quad (3.7c)$$

$$(\underline{J}_\psi)_1 = U_{P.W.}^{-1} (\underline{J}_\psi)_1 U_{P.W.} = (\underline{X} \times \underline{P})_1 + s_1 \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \text{mean} & \\ \Gamma_1 & 0 \\ 0 & \Gamma_1 \end{pmatrix}, \quad (3.7d)$$

$$= (\underline{X} \times \underline{P})_1 + I \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix} + (s_1 - I) \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \text{mean} & \\ \Gamma_1 & 0 \\ 0 & \Gamma_1 \end{pmatrix} \quad (3.7e)$$

where  $\underline{X}$  and  $\underline{\Gamma}^{\text{mean}}$  have the same expressions as in (2.10e) and (2.10f) respectively and lead, when substituted for in (3.7d), to the form (3.7e). We note interestingly that the total angular momentum operator  $\underline{J}_\psi$  consists now of a together conserved 'orbital' plus an 'intrinsic spin- $\frac{1}{2}$ ' part' and yet another separately conserved 'SU(3)-unitary spin part' yielding respectively the following vanishing commutators with the Hamiltonian  $H_\psi$  of (3.7c):

$$\left[ H_\psi, \underline{X} \times \underline{P} + I \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix} \right] = 0, \quad (3.8a)$$

$$\left[ H, (s_1 - 1) \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \Gamma_i^{\text{mean}} & 0 \\ 0 & \Gamma_i^{\text{mean}} \end{pmatrix} \right]_- = 0. \quad (3.8b)$$

We now proceed to prove our assertion as regards the SU(3)-content of (3.8b). First we deduce algebraically the Lie algebra commutation relations for the nine linearly independent matrices

$$s_1, s_1^2, [s_1, s_j]_- \quad (i \neq j), \quad (i, j = 1, 2, 3), \quad (3.9)$$

which can be generated from the basic  $s_1$  ( $i = 1, 2, 3$ ). Using nothing more than the basic properties (3.4) for these matrices we derive after an involved algebraic calculation the following commutation relations for the nine elements of (3.9):

$$[s_1 s_2^2]_- = -[s_1, s_3^2]_- = -2[s_2, s_3]_-, \quad (3.10a)$$

$$[s_1, [s_1, s_2]_-]_- = -24 s_1 + 40 s_2 + 24 s_3 + \frac{48}{7} s_1^2 - \frac{36}{7} s_2^2 - \frac{36}{7} s_3^2, \quad (3.10b)$$

$$[s_1, [s_1, s_3]_-]_- = -24 s_1 + 40 s_3 + 24 s_2 + \frac{48}{7} s_1^2 - \frac{36}{7} s_3^2 - \frac{36}{7} s_2^2, \quad (3.10c)$$

$$[s_1, [s_2, s_3]_-]_- = 4 s_3^2 - 4 s_2^2, \quad (3.10d)$$

$$[s_1^2, s_2^2]_- = -12 \left( [s_1, s_2]_- + [s_2, s_3]_- + [s_3, s_1]_- \right), \quad (3.10e)$$

$$[s_1^2, [s_1, s_2]_-]_- = -48 s_1 + 80 s_3 + 48 s_2 + \frac{96}{7} s_1^2 - \frac{72}{7} s_3^2 - \frac{72}{7} s_2^2, \quad (3.10f)$$

$$[s_1^2, [s_1, s_3]_-]_- = -48 s_1 + 80 s_2 + 48 s_3 + \frac{96}{7} s_1^2 - \frac{72}{7} s_3^2 - \frac{72}{7} s_2^2, \quad (3.10g)$$



$$[s_1^2, [s_2, s_3]_-] = 96 s_2 - 96 s_3 - 24 s_2^2 + 24 s_3^2, \quad (3.10h)$$

$$[[s_1, s_2]_-, [s_2, s_3]_-] = -32 [s_3, s_1]_- - 24 [s_2, s_3]_- - 24 [s_1, s_2]_- \quad (3.10i)$$

A cyclic permutation of 1, 2 and 3 in (3.10) yields other commutators. From (3.10) it is evident that the nine generators (3.9) close in their commutation relations and thus constitute a Lie algebra.

We shall now work out the Cartan-Weyl basis for (3.10) and identify that this basis coincides with that of the  $U(3) = U(1) \times SU(3)$  group.

Renaming

$$s_3 = X_0, \quad s_1 = X_1, \quad s_2 = X_2, \quad s_1^2 = X_3, \quad s_2^2 = X_4, \quad (3.11)$$

$$s_3^2 = X_5, \quad s_1, s_2 = X_6, \quad s_2, s_3 = X_7, \quad s_3, s_1 = X_8,$$

we consider now the eigenvalue problem<sup>22</sup>

$$[X_0, X_i] = \rho X_i, \quad X = \sum_{\nu=0}^8 b^\nu X_\nu, \quad X_0 = \sum_{\mu=0}^8 a^\mu X_\mu \quad (a^\mu = \delta^{\mu 0}), \quad (3.12)$$

and obtain the secular equation

$$\det (\sum_{\mu} a^\mu C_{\mu\nu}^T - \rho \delta_{\nu}^T) = 0. \quad (2.13)$$

In (3.13)  $C_{\mu\nu}^T$  are the structure constants

$$X_\mu, X_\nu = i C_{\mu\nu}^T X_T$$

and can be identified from (3.10, 11). Thus equations (3.12, 13) yield

$$\rho^3 (\rho^2 - 64) (\rho^2 - 16)^2 = 0. \quad (3.14)$$

The three zero roots of  $\rho$  correspond to the three commuting eigenvectors<sup>22</sup> of  $U(3) = U(1) \times SU(3)$  which are identified as in the standard convention with

$$H_1 = \frac{2}{\sqrt{6}} F_3 = \frac{1}{\sqrt{6}} \lambda_3 = \frac{1}{\sqrt{6}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3.15a)$$

$$H_2 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{3}} F_8 = \frac{1}{\sqrt{6}} \lambda_8 = \frac{1}{3\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}, \quad (3.15b)$$

and

$$H_3 = \sqrt{\frac{3}{2}} \lambda_8 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{matrix} 3 \times 3 \\ I \end{matrix}. \quad (3.16)$$

Leaving out  $H_3$  of  $U(1)$  which commutes with all the generators, the non-commuting eigenvectors  $E_\alpha$  ( $\alpha = \pm 1, \pm 2, \pm 3$ ) corresponding to the non-degenerate values of the root-vectors

$$\rho(\alpha) = -\rho(-\alpha), \quad (\alpha = 1, 2, 3), \quad (3.17a)$$

defined by

$$\underline{H}, E_\alpha = \rho(\alpha) E_\alpha, \quad \underline{H} = (H_1, H_2), \quad \underline{\rho}(\alpha) = (\rho_1(\alpha), \rho_2(\alpha)), \quad (3.17b)$$

are immediately solved as being associated with the eigenvalues  $\rho^2 = 64$  and  $\rho^2 = 16$  (twice) of the secular equation (3.14).

Together with the observation that

$$X_\alpha = s_3 = I + 8F_3 \quad (3.18a)$$

we illustrate the connection between  $\rho$  of (3.14) and  $\underline{\rho}(\alpha)$  of (3.17)

by the following table:

	$\rho_1(\alpha)$	$\rho_2(\alpha)$	$\rho^2$	
$\alpha = 1$	$\sqrt{\frac{2}{3}}$	0	64	(3.19)
$\alpha = 2$	$\frac{1}{2}\sqrt{\frac{2}{3}}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	16	
$\alpha = 3$	$-\frac{1}{2}\sqrt{\frac{2}{3}}$	$\sqrt{\frac{1}{2}}$	16	

It is straightforward to verify that  $H_1, H_2, E_{\pm\alpha}$  ( $\alpha = 1, 2, 3$ ) satisfy the Cartan-Weyl commutation relations of  $SU(3)$ . It may be emphasized

at this stage that the eight generators of SU(3) are all deduced algebraically from the fundamental properties (3.4) of three entities  $s_1$ , that involve anti-commutation relations.

A realization of  $s_1$  and  $s_2$  is also not far to seek and is given by

$$s_1 = I - 2\sqrt{3} F_8 + 2\sqrt{5} F_1 + 4\sqrt{2} F_6, \quad (3.18b)$$

$$s_2 = I - 2\sqrt{3} F_8 + 2\sqrt{5} F_1 - 4\sqrt{2} F_6. \quad (3.18c)$$

In (3.15) and (3.18)  $\lambda_1 = 2 F_1$  ( $i = 1, 2, \dots, 8$ ) are the Gell-Mann matrices and

$$E_{\pm 1} = \frac{1}{2\sqrt{3}} (\lambda_1 \pm i\lambda_2), \quad E_{\pm 2} = \frac{1}{2\sqrt{3}} (\lambda_4 \pm i\lambda_5), \quad E_{\pm 3} = \frac{1}{2\sqrt{3}} (\lambda_6 \pm i\lambda_7). \quad (3.20)$$

Observing that the U(1) generator  $H_3 = I$  has the same coefficient unity in the expressions for the  $s_1$  ( $i = 1, 2, 3$ ) (eq.3.18) one regains the together conserved 'orbital' plus 'intrinsic spin- $\frac{1}{2}$  part' (Vide eqs. (3.7d, e) and (3.8a) while only the generators  $F_1$  ( $i = 1, \dots, 8$ ) of SU(3) are present in the separately conserved 'unitary spin part' (eq. (3.8b)). This is amply evidenced from (see eqs. (3.18))

$$\begin{aligned}
 (s_i - I) \times \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \text{mean} & \\ \Gamma_i & 0 \\ 0 & \Gamma_i \\ 0 & \text{mean} \end{pmatrix} &= \\
 (i = 1, 2, 3) & \\
 \left\{ \begin{aligned} &(-2\sqrt{3} F_8 + 2\sqrt{5} F_1 + 4\sqrt{2} F_6) \times \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \text{mean} & \\ \Gamma_1 & 0 \\ 0 & \Gamma_1 \\ 0 & \text{mean} \end{pmatrix} \\ &(-2\sqrt{3} F_8 + 2\sqrt{5} F_1 - 4\sqrt{2} F_6) \times \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \text{mean} & \\ \Gamma_2 & 0 \\ 0 & \Gamma_2 \\ 0 & \text{mean} \end{pmatrix} \\ &8 F_3 \times \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \text{mean} & \\ \Gamma_3 & 0 \\ 0 & \Gamma_3 \\ 0 & \text{mean} \end{pmatrix} \end{aligned} \right. \quad (3.21)
 \end{aligned}$$

where  $F_1$ 's ( $i = 1, \dots, 8$ ) close under  $SU(3)$  commutation relations.

The derivation of  $SU(6)$  is automatically achieved as a natural consequence of the  $SU(3)$ -symmetry basically contained in the generators  $(s_1 - 1)$  ( $i = 1, 2, 3$ ) and an  $SU(2)$ -spin symmetry guaranteed by the well-known commutativity of Foldy's mean-spin operators that find their natural places in the unitary-spin part (eq.(3.21)) of the expressions (3.7a) for the total angular momentum, with the Dirac-type Hamiltonian (eq.3.7b) acting as the time-translation generator. It may be noted that the Pauli spin matrices  $I \otimes \sigma_1$  are as well defined on the spin- $\frac{5}{2}$  space in an analogous fashion as in (2.6) and can be succinctly expressed in terms of the projection operators<sup>23</sup>  $\Lambda_{\nu}^1$ :

$$I \otimes \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix} = \sum_{\nu=\frac{1}{2}}^{\frac{5}{2}} \frac{1}{2} (-1)^{\nu+\frac{1}{2}} (\Lambda_{-\nu}^1 - \Lambda_{\nu}^1), \quad (i = 1, 2, 3), \quad (3.22a)$$

$$\Lambda_{\nu}^1 = \prod_{\mu \neq \nu} \frac{\left[ s_1 \otimes \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 \\ 0 & \sigma_1 \end{pmatrix} \right] - \mu}{\nu - \mu}, \quad (i = 1, 2, 3). \quad (3.22b)$$

It is highly interesting that our derivation of  $SU(3)$  and  $SU(6)$  maintain the usual conversion between orbital angular momentum and spin as these parts are conserved only jointly (eq. (3.8a)). This could not however be achieved in the original postulation<sup>(3,4)</sup> of the non-relativistic  $SU(6)$  to relativize which a  $W$ -spin had to be introduced<sup>24</sup> to explain such decays as  $\rho \rightarrow 2\pi$  and  $\Delta \rightarrow N\pi$ .

#### 4. DISCUSSION

In our derivation we have bypassed the 'no-go theorems' of Mc Glinn,<sup>25</sup> O 'Raifeartaigh'<sup>26</sup> and others as we do not assume a priori the presence of an internal symmetry group outside the Poincaré group but deduce the 'internal symmetry structure' itself within the ambit of the Poincaré group. It is amusing at this point to observe

that in the works of Jackiw and Rebbi<sup>27</sup> and Hasenfratz and G 't Hooft an expression for the total angular momentum operator consisting of an 'orbital' plus a 'spin' plus an 'Isospin' part has been suggested in the context of an SU(2)-quantum gauge field theory involving the field of a magnetic monopole. We believe however that our derivation, applicable for free fields, is very fundamental in nature as it provides an elucidation of this group theoretical aspect and the associated symmetry as the ones just stemming from the Poincaré symmetry itself. In the context of 'internal-symmetry structures' (Rishon model<sup>5</sup>) being proposed even for quarks and leptons hitherto deemed as elementary, we believe our deduction of quark structures from the Poincaré spin degrees of freedom highly relevant. Our work so far completed offers further scope for deducing SU(n)-invariance associated with the Poincaré irreducible representations  $(m, s = n - \frac{1}{2}) \oplus (-m, s = n - \frac{1}{2})$ . We expect as well to develop a natural mechanism of symmetry break-down as for example in the context of an interaction with an electromagnetic field the mean-position and mean-spin operators are different<sup>29</sup> from the expressions (2.10e) and (2.10f). Related problems of possibly deriving 'mass-formulae' and 'magnetic moments' in a fundamental way using the present formalism are being pursued. We expect these studies to be of fundamental interest when one notes that there are serious difficulties of Rishon composite models<sup>5</sup> in deriving lepton magnetic moments.<sup>30</sup>

#### REFERENCES

1. M.Gell-Mann, Phys. Rev. 125, 1067 (1962)
2. Y.Ne'eman, Nucl. Phys. 26, 222 (1961)
3. F. Gürsey and L.A. Radicati, Phys. Rev. Letters 13, 173 (1964)
4. B. Sakita, Phys. Rev. 136, B1756 (1964)
5. R. Harari, Phys. Lett. 86B, 83 (1979)
6. P. Roman, Journ. Math. Phys. 5, 777 (1964)

7. H.C. Corben, Phys. Rev. 131, 2219 (1963)
8. L.L. Foldy and S.A. Wouthuysen, Phys. Rev. 78, 29 (1950)
9. K.T. Mahanthappa and E.C.G. Sudarshan, Phys. Rev. Lett. 14, 458 (1965); Riazuddin and L.K. Pandit, Phys. Rev. Lett. 14, 462 (1965)
10. H.J. Melosh, Phys. Rev. D9, 1095 (1974); E.Celeghini, L. Lusanna and E. Sorace, Il Nuovo Cimento, 25A, 331 (1975)
11. P. Gürsey, Phys. Lett. 14, 330 (1965)
12. L.L. Foldy, Phys. Rev. 102, 568 (1956)
13. Francisco Eulálio Alves dos Santos and J. Jayaraman, J. Phys. A: Math. Gen. 14, 745 (1981)
14. L. I. Schiff, Quantum Mechanics (Mc. Graw Hill: New York) p. 203
15. J. Jayaraman, J. Phys: A: Math. Gen. 9, L131 (1976)
16. Michael Tinkham, Group Theory and Quantum Mechanics (Mc. Graw Hill: New York) p.8
17. Y. Yamaguchi, Phys. Letters 9, 281 (1964)
18. J. Schechter, Y. Ueda and S. Okubo, Annals of Physics, 32, 424 (1965)
19. See for instance L. O'Raifeartaigh, Group Theory and Its Applications (Academic Press: New York (1968); Ed. Ernest Loeb1)
20. K.M. Case, Karplus and C.N. Yang, Phys. Rev. 101, 874 (1956)
21. G. Feinberg, Phys. Rev. 125, 728 (1962); See also G. Feinberg, P. Kabir and S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 3, 527 (1959) and N. Cabibbo and R. Gatto, Phys. Rev. Lett. 3, 114 (1960)
22. See for example D.B. Lichtenberg, Unitary Symmetry and Elementary Particles (Academic Press: New York (1970))
23. P.M. Mathews, Phys. Rev. 143, 978 (1966)
24. H.J. Lipkin e S. Meshkov, Phys. Rev. Lett. 16, 670 (1965)
25. Mc Glinn, Phys. Rev. Lett. 12, 467 (1964)
26. O'Raifeartaigh, Phys. Rev. 139, B1052 (1965)
27. R.Jackiw and C.Rebbi, Phys. Rev. Lett. 36, 1116 (1976)
28. P. Hasenfratz and G 't Hooft, Phys. Rev. Lett. 36, 1119 (1976)

29. S.R. de Groot and L.G. Suttorp, *Foundations of Electrodynamics*  
(North-Holland: Amsterdam) Chapter VIII
30. H.J. Lipkin, *Phys. Lett.* 89B, 358 (1980); Fermilab  
Preprint-Pub-81/36-THY (April 1981)

THE ONE WAY VELOCITY OF LIGHT, DISTANT SYNCHRONY  
THE COSMOLOGICAL SUBSTRATUM AND ELEMENTARY  
PARTICLE PHYSICS

WALDYR ALVES RODRIGUES JR  
Instituto de Matemática  
IMECC - UNICAMP  
Caixa Postal 1170  
13.100 - Campinas, PS  
BRASIL

1. INTRODUCTION

At first sight it may seem strange at an Elementary Particle Conference to speak about the one-way velocity of light, distant synchrony and the cosmological substratum which are subjects that look out of fashion to the majority of physicists.

Nevertheless, these questions are deeply connected with the foundations of the Theory of Relativity, and are then, important to Elementary Particle Physics which, as is well, known uses the Principle of Relativity as starting point.

It is interesting to quote here Max Jammer [1]: "Although, admittedly, questions related to the foundations of quantum mechanics are presently at the forefront of general interest and constitute the object of an unprecedented dissension among the experts in this field, it would be rash to conclude that the foundation of special relativity, despite its status of being an exceptionally well established Theory, are a matter of universal consensus and unanimity. Although about three quarters of a century have passed since Albert Einstein first proposed the theory in 1905, many text books and even monographs of the theory contain misrepresentations, if not misconceptions of its more delicate issues".

Indeed from the literature about the Theory of Relativity we have the sensation that this theory is a closed subject and that there are nothing more to be discussed about the existence of privileged systems, the aether, and tachyons. In general there are presentations of a number of experiments that validate the theory, many times with the erroneous assertion that these experiences



discard for ever rival theories.

A more careful reflection shows that this is not the case and then the problem of the status of Einstein's theory appears [2].

In the paper of reference [2] we critically analysed (using appropriate mathematical and methodological methods) the theory, its formalism and possible interpretations in the light of the knowledge we possess today of the universe we live in.

The conclusion is that the formalism of Special Relativity is very narrow to describe the macrocosm and possibly also the microcosm. On one hand, the existence of a privileged class of inertial systems is evident - the ones that are in free fall in the total gravitational field of the universe, and that are not moving in relative uniform motion due to the tidal force field of this universal gravitational field. On the other hand, the existence of a medium that permeates all the universe, the aether [3, 4, 5, 6] is a reality that cannot be left aside. This medium is the fundamental vacuum state of the universe and the study of its properties is a subject of the greatest importance.

In this work we present a theory where the geometry associated with this dynamical medium is characterized not only by the metric and the affine connection associated with it, but also by a vectorial field  $u^\mu(x)$ . We show that the possibility is not excluded that the field  $u^\mu(x)$  reveals inhomogeneities in space-time on the microscopic scale. Also it permits the reintroduction in physics of the concept of absolute simultaneity.

It is interesting to speculate that the systems where  $n^\mu = (1, 0, 0, 0)$  coincide with the local systems where the background blackbody radiation and the distribution of galaxies appears isotropic [7]. Many authors are of the opinion that the local determination of  $u^\mu(x)$  with the measurement of the background does not violate Einstein's Principle of Special Relativity which asserts the equivalence of all inertial systems.

However, the principle is represented mathematically as synonymous with Poincaré-invariance<sup>(\*)</sup>, and in order for this invariance to be valid in the active sense, it is necessary (at least at the

---

(\*) See the Appendix for the definitions of the mathematical concepts used in the text like, covariance, invariance, absolute objects, dpt. etc. . . .

classical level) that for each physical system  $f$  there exist a Lorentz-deformed physical system  $\bar{f}$ .

Now, there does not exist a Lorentz-deformed aether in the universe we live in, and so we must be open-minded in relation to a possible breakdown of Poincaré-invariance. Observe that from the point of view of Quantum Mechanics, as first shown by Dirac [4], postulating that the vacuum state is Poincaré-invariant then  $\langle 0|u^\mu(x)|0\rangle = \langle 0|u^\mu(x)|0\rangle = (1,0,0,0)$  which permits a Lorentz-deformed aether. Nevertheless the possibility of a coupling of the aether field with the fields of particles in interaction at very high energy and momentum transfer permit us to invent theories that violate Poincaré-invariance but that are Poincaré-covariant.

Considering that Poincaré-invariance has been the base (dogma zero) for the building of theories for the interactions of the elementary particles, we see that the problem here analysed is far from being trivial.

It is also astonishing that there exists the possibility of performing very simple experiments involving the coupling of macroscopic mechanical and electromagnetic systems that eventually can serve as a way for the determination of  $u^\mu(x)$  [2,8], and that have not been performed, with the exception of Marinov's experiment [9]. As is well known, Marinov claims to have detected  $u^\mu(x)$  (\*). Prejudices and an almost religious faith in the dogma zero are impeding the repetition of Marinov's experiment by others researchers. Any way, even if Marinov's experiment is to be found to be a null experiment, the ideas here analysed are worth consideration.

In particular, the existence of  $u^\mu(x)$  and a fundamental length are ingredients of all renormalizable field theories with a cut-off. Ingrahan [10] argues that these theories does not violate the Principle of Relativity. We agree with him that the existence of

---

(\*) The observation made by Prof. J. Tiomno that Marinov cheated in his experiment does not seem to be true. It resulted from a misunderstanding which we have cleared after my talk. Indeed, we are acting as referee for Foundations of Physics (F.P.) and never received a warning against Marinov. This is also the case with Prof. V. Buonomano (IMECC - UNICAMP) who just received a paper to referee for F.P. where several references to Marinov's papers are made.

$u^\mu(x)$  is compatible with complete equivalence of all inertial systems in the sense that each observer will have the same set of scattering matrix elements. But we show that the coupling of  $u^\mu(x)$  with other fields implies the possibility of knowing the velocity of the laboratory's frame relative to a privileged one where  $u^\mu(x) = (1,0,0,0)$ , and we think that in this sense the Principle of Relativity is broken.

## 2. THE SPACE-TIME OF CLASSICAL MECHANICS, OF THE THEORY OF RELATIVITY AND OF THE IVES-BUILDER-JANOSSY-BUONOMANO THEORY

In order to have some feeling as to the possible geometrical interpretation of the vector field  $u^\mu(x)$ , we briefly record the geometrical description of space-time of classical mechanics in the language of manifolds [2, 11, 12].

The world manifold  $V_4$  according to Newton's definition of absolute space and absolute time [13] is a four-dimensional manifold that needs in order to be geometrically described the introduction of several absolute geometrical objects, that eventually must appear in the dpt that a certain theory  $T$  makes of a set of physical phenomena and physical systems  $\{P\}$  that take part in the phenomena (see Appendix). The space-time of classical mechanics is then characterized by a flat affinity  $\overset{0}{\Gamma}_{\mu\nu}^\rho(x)$ , two-vectorial fields  $u^\mu(x)$  and  $n_\mu(x)$  and two tensorial fields of valence (0,2) and (2,0) respectively  $h_{\mu\nu}(x)$  and  $g^{\mu\nu}(x)$  that satisfy the properties:

$$u^\mu(x)n_\mu(x) = 1; \quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3 \quad (1)$$

$$\overset{0}{\nabla}_\nu u^\mu(x) = \overset{0}{\nabla}_\nu n_\mu(x) = 0 \quad (2)$$

where  $\overset{0}{\nabla}_\nu$  is the covariant derivative calculated with the connection  $\overset{0}{\Gamma}_{\mu\nu}^\rho(x)$ . Also

$$\overset{0}{\nabla}_\beta h_{\mu\nu}(x) = 0; \quad h_{\mu\nu}u^\nu = 0 \quad (3)$$

$$\overset{0}{\nabla}_\beta g^{\mu\nu}(x) = 0; \quad g^{\mu\nu}n_\nu = 0 \quad (4)$$

The condition  $\overset{0}{\nabla}_\nu n_\mu = 0$  implies that  $n_\mu$  is the gradient of some

scalar function. Let us suppose that  $n_\nu(x)$  is the normal at  $x$  to the hypersurface  $\pi(x) = t = \text{constant}$ . To complete the specification of the geometry we introduce in the manifold a congruence of curves with three parameters

$$\lambda^r = \lambda^r(x^\mu); \quad r = 1, 2, 3 \quad (5)$$

with the condition that  $u^\mu(x)$  is tangent to the curve that passes through this point. The hypersurface  $\pi(x) = t = \text{constant}$  with different values of  $t$  do not intersect each other by hypothesis. Let,

$$x^\mu = x^\mu(t, \lambda^r) \quad (6)$$

be the parametric equations of the hypersurface  $\pi(x) = t = \text{constant}$ . In this case  $n_\nu = \partial t / \partial x^\nu$  and from eq(1) it follows that  $u^\mu = \partial x^\mu / \partial t$ . This means that each curve of the congruence defined by eq(5) intersects a given hypersurface  $\pi(x) = t = \text{constant}$  at only one point. This is the reason why we wrote the parametric equations for the hypersurface in the form of eq(6).

The notion of absolute time is characterized in the theory by the existence of the family of hypersurfaces  $t = \pi(x)$ , where the parameter  $t$  is the absolute time. As any curve  $\lambda^r = \lambda^r(x^\mu)$  intersects a given hypersurface at only one point, each curve  $\lambda^r = \text{constant}$  can be considered a point in a three-dimensional manifold. This manifold is supposed to be  $R_3$  (Euclidian space), the absolute space of Newton. So, in that theory, each hypersurface  $\pi(x) = t = \text{constant}$  is diffeomorphic to  $R_3$ .

Now, it is a very interesting fact that if forces that do not depend on the velocity are not present, then the fields  $h_{\mu\nu}(x)$  and  $u^\mu(x)$  do not appear in the dpt of any system [2,11]. If all absolute objects we have introduced were observables then the invariance group of that theory would be a group with structure

$$(T_3^a \times T_1^t) \otimes (SO(3)) \quad (7)$$

where  $T_3^a$  is the group of translations in Euclidian space,  $T_1^t$  is the group of temporal translations and  $SO(3)$  is the proper rotation group in three dimensions.  $\otimes$  means the semi-direct product and  $\times$  means the direct product, and  $E_3 = T_3^a \otimes SO(3)$  is the so

called Euclidian group.

If  $h_{\mu\nu}$  and  $u^\nu$  are not observables then the invariance group of the remaining absolute objects has the structure

$$\{T_3^a \times T_1^c\} \otimes \{T_3^v \otimes SO(3)\} \quad (8)$$

where  $T_3^v$  is the group of the special Galileo transformations.

The transformations defined by the group of eq(7) define a class of reference systems in absolute rest, whereas the transformations defined by the group of eq(8) define a class of reference systems in relative linear uniform motion. These systems are called the inertial systems.

It was really a puzzle to the scientists of the last century why  $u^\mu(x)$  was not an observable, even when velocity-dependent forces were involved as in the Trouton-Noble experiment [14]. For us here, it is important to remember that  $u^\mu(x)$ , from its own definition, determines the tangent to the member of the congruence defined by eq(5) at the point  $x$  of the plane of absolute simultaneity  $\tau(x) = t = \text{constant}$ , and so the question of the existence of  $u^\mu(x)$  is directly connected with the possibility of defining in the world manifold planes of absolute simultaneity.

We introduce now a world model  $V_4^*$  characterized as a Riemannian manifold with metric

$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x) dx^\mu dx^\nu \quad (9)$$

and an affinity

$$\Gamma_{\nu\sigma}^\mu = \frac{1}{2} g^{\mu\lambda} (\partial_\sigma g_{\lambda\nu} + \partial_\nu g_{\lambda\sigma} - \partial_\lambda g_{\nu\sigma}) \quad (10)$$

as well a vector field  $u^\mu(x)$  which is supposed to satisfy the equations

$$u^\mu(x) u_\mu(x) = 1 \quad (11)$$

$$\nabla_\nu u^\mu(x) = 0 \quad (12)$$

If we impose the condition that the curvature tensor associated with the affinity is not zero in all  $V_4^*$ , then there will not exist

a global coordinate system such that

$$g_{\mu\nu}(x) = \eta_{\mu\nu} = \text{diag}(+1, -1, -1, -1) \quad \forall x \in V_4^1 \quad (13)$$

If we impose the condition  $R_{\nu\rho\sigma}^{\mu} = 0 \quad \forall x \in V_4^1$ , then there exist coordinate systems satisfying eq(13). These systems are related by transformations of the Poincaré-group which is the invariance group of  $\eta_{\mu\nu}$ . We have

$$x'^{\mu} = \Lambda_{\nu}^{\mu} x^{\nu} + a^{\mu} \quad (14)$$

$$\eta_{\mu\nu} \Lambda_{\alpha}^{\mu} \Lambda_{\beta}^{\nu} = \eta_{\alpha\beta}; \quad (\Lambda; a) \in \mathbb{P} \text{ (Poincaré-group)}$$

Among the infinity of reference systems related by the transformations given by eq(14) there exists one class where  $u^{\mu}(x) = (1, 0, 0, 0)$ . Let  $\bar{S} \in \{\bar{S}\}$  be one of these systems. If  $u^{\mu}(x)$  appears in the description of the dpt of a certain physical system, then  $\bar{S}$  can in principle be determined.

The invariance group of a theory where  $R_{\nu\rho\sigma}^{\mu} = 0$  and where  $u^{\mu}(x)$  is observable is the group with structure given by eq(7). If  $R_{\nu\rho\sigma}^{\mu} \neq 0$  then the group structure is more complex and depends on the details of the world model. See for example ref [15].

What is called the Principle of Special Relativity is the assertion that the invariance group of all physical systems is the Poincaré-group [16]. If this principle is really a law of nature then there is no place in the theory for the vector field  $u^{\mu}(x)$ .

We now study the possibility of relaxing such a strong assumption. We will give a geometrical interpretation of  $u^{\mu}(x)$  as a vector field that permits us to define besides the interval given by eq(9) also a positive definite interval for which we will present a physical interpretation. We will also present a physical interpretation of  $A^{\mu}(x) = K u^{\mu}(x)$  where  $K$  is a dimensional constant as a basic 'electromagnetic field' in the same sense that  $g_{\mu\nu}$  can be interpreted as a gravitational field. To be more precise, we will interpret  $A^{\mu}(x)$  as the electromagnetic field of the vacuum, which is in general distinct from the usual electromagnetic field generated by charges. In this sense this looks like the bi-

metric theory of Rosen [17] where there exists a metric associated with the vacuum and  $g_{\mu\nu}$  is associated with the gravitational field generated by the usual matter (see §3). There are some models where  $u^\mu(x) = g^{\mu 0}(x)$  [18]. We discard here this possibility.

This space-time we will call the 'Ives-Builder-Janossy-Buonmano' space-time [19, 20, 21, 22]. It is quite interesting that with the above formulation it seems easy to prove [2] that the so-called 'rod-contraction, time dilation aether theory of relativity' is not equivalent to Einstein's Special Theory of Relativity, a question that has been a puzzle to theoreticians for a long time [23, 24].

We have two possibilities of giving up an aether with the feature of absolute rest which is really an odd idea. The first one is to postulate that  $\Gamma_{\nu 0}^\mu$  is not a flat affinity. The second one is to postulate a flat affinity, but to change eq(12) in such a way that  $u^\mu(x)$  continue an absolute object but without implying that the set of systems  $\{\bar{S}\}$  are at relative rest [25]. This would be the case, for example, if  $u^\mu$  satisfied a non-linear differential equation.

We do not claim to know what differential equations are satisfied by  $u^\mu$ , but we know that the universe we live is such that  $\Gamma_{\rho 0}^\mu$  is not a flat affinity. We then propose to identify  $\{\bar{S}\}$  as being also the set of inertial systems that are in free fall in the global gravitational field of our universe. These systems see the background blackbody radiation and the distribution of galaxies as isotropic.

At this point it is important to realize that starting with light moving in an isotropic way relative to  $\bar{S}$  it is possible to set a coordinate gauge (Lorentz-coordinate gauge) where light propagation is made isotropic in all inertial systems that use this gauge.

Fundamental in the fixation of the above gauge is the internal synchronization process [26]. Indeed we can prove as a theorem that all internal synchronization procedures are equivalent to Einstein's one if Poincaré-invariance is a law of nature. The possibility of discovering a way to show anisotropy in the propagation of light is reduced to finding a physical system that couples to  $u^\mu(x)$ . It may seem fantastic, but Marinov [9] is claiming that macroscopic solids in rotation couple to  $u^\mu(x)$ : We will have no time to

discuss this very important point here and the interested reader will find an exhaustive discussion in [2], where the specific problem of the one way velocity of light is also studied.

We present in the next section a proposed experiment which in the language used in this paper is based not on a Poincaré-invariant theory, but a Poincaré-covariant theory of the interactions of elementary particles.

### 3. SPACE-TIME IN THE MICROCOSM

We start by defining [12] that a privileged coordinate system in a theory is one which makes the particular geometrical structure of the theory have the simplest possible form.

The manifold  $V_4^0$  defined in the last section with  $\overset{0}{\Gamma}_{\nu\rho}^\mu$  a flat affinity and where  $g_{\mu\nu}$  defines the quadratic form (eq(9)) possesses a class of privileged systems (the inertial systems), that are the systems related by the Poincaré-transformations, if we use the Lorentz-coordinate gauge.

The metric of  $V_4^0$  not being positive-definite implies that the notion of proximity of two points of  $V_4^0$  cannot be defined. Now, if we have a manifold characterized by  $\overset{0}{\Gamma}_{\rho\sigma}^\mu$ ,  $g_{\mu\nu}$  and also  $u^\mu(x)$ , then there exists a unique privileged coordinate system (modulo-translations). This is the one where  $u^\mu(x) = (1,0,0,0)$  (\*).

Let us now observe that the existence of the vector field  $u^\mu(x)$  in  $V_4^0$  permits us to introduce a positive-definite interval between two events  $x$  and  $x + dx \in V_4^0$ . Indeed introducing the tensor field

$$h_{\mu\nu} = (2u_\mu u_\nu - g_{\mu\nu}), \quad u_\nu = g_{\mu\nu} u^\mu \quad (15)$$

we can introduce the interval  $dt^2 \geq 0$  by

$$dt^2 = h_{\mu\nu}(x) dx^\mu dx^\nu; \quad h_{\mu\nu} u^\nu = u^\mu \quad (16)$$

---

(\*) For the considerations of this section which deals with local experiments the approximation that the affinity is flat is enough. For a more rigorous discussion see [2].



In a reference frame where  $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ , the coordinates  $x^\mu$  have the dimension of length if  $x^0 = ct$  (where  $c$  is the velocity of light). In this way  $dx^2$  defines a distance in  $V_4$  (and has an operational meaning) if Nature realize a universal standard of length [2].

The existence of a fundamental length has been a conjecture in modern physics. We emphasized that Poincaré-invariance is supposed to be the fundamental symmetry of all physical systems, and high-energy physics that studies the interactions of particles, is described by a Poincaré-invariant field theory.

As is well known, at the instant we apply these theories to solve some questions, the problem of the divergences, the oldest and most famous problem of theoretical physics appears [10]. Among these divergences, one is associated with the fact that there does not exist an upper bounded limit for the moments that appear in the integrals defining the S-matrix.

The idea of introducing a cut-off in momentum space, with the consequent introduction of a fundamental length  $\lambda = h/Mc$ , where  $M$  is a fundamental mass, belongs to Wataghin [27] and dates from 1934!

Instead of a fundamental length we could also introduce a cronum of time. It is interesting to remark that the idea of a cronum of time and its relation with a maximum temperature in the universe goes back to 1928 [28]! For the concept of maximum temperature and its implication for particle physics, see references [29,30].

Naturally, if we suppose the existence of a cronum of time, or a minimum length, then points of  $V_4$  separated by a distance less than  $\lambda$  cannot be distinguished. Some authors are of the opinion that in this case the hypothesis that space-time (i.e., the idealized collection of all possible happenings) is a manifold ceases to be valid. Synder [31], for example, supposes that space-time has the structure of a cubic-lattice.

Blokhintsev [32] supposes that space-time in the microcosm is non-homogeneous and non-isotropic. He said:

« The situation may turn out to be similar to that which takes place in a crystal; for long waves the crystal is a homogeneous and isotropic medium. Therefore the laws which govern the propa-

gation of these waves are invariant under the group of translations by an arbitrary displacement and under rotations by an angle. For short waves the admissible shifts and rotations are discrete.

The crystal inhomogeneity causes the known scattering of short waves. A similar situation may arise in "empty" space also: for long waves space may be homogeneous, so that the Lorentz transformations will be valid, and for short waves its inhomogeneity is displayed  $\ddagger$ .

In any way we think that to suppose that under the above conditions space-time is not a manifold is a very positivistic and unnecessary assumption [2].

We now consider an experiment first proposed by Blokhintsev [32]. Let us consider the high-energy scattering of two identical nuclear particles (with spin-zero for simplicity). Let us analyse the process in an inertial system  $\bar{S}$  which is moving with velocity  $\vec{v}$  relative to  $S$ .

As is well known, the theory of the scattering matrix in a Poincaré-invariant theory is such that the probability amplitude for a given state  $|i\rangle$  initially prepared by the observer to be found in the state  $|f\rangle$  is given by

$$A(s, t) = \langle f | S | i \rangle \quad (17)$$

with

$$s = (p_1 + p_2)^2; \quad t = (p_1 - p_2)^2 \quad (18)$$

where  $p_1$  and  $p_2$  are the momenta four-vectors of the colliding particles and

$$|i\rangle = |p_1, p_2\rangle; \quad |f\rangle = |p_1', p_2'\rangle \quad (19)$$

$$p_1 + p_2 = p_1' + p_2'$$

Such a theory does not take into account the existence of the aether field  $u^\mu(x)$  and its possible interaction with the particles systems.

Let us suppose now that the aether field couples with the particles system, such that the states  $|i\rangle$  and  $|f\rangle$  are described by

$$|i\rangle = |p_1, p_2; u^u\rangle ; |f\rangle = |p'_1, p'_2; u^u\rangle \quad (20)$$

and let us suppose that the Poincaré group is a covariance group of the theory. From the probabilistic meaning of the probability amplitude, it follows that it must be Poincaré-invariant, this is, all observers in uniform relative motion must find the same probability amplitude  $\langle f|S|i\rangle$ . Then, in this case the most general expression for  $\langle f|S|i\rangle$  is

$$A(s, t, \alpha, \beta) = \langle f|S|i\rangle \quad (21)$$

where

$$\alpha = \lambda(p_1 + p_2)^u u_u ; \beta = \lambda(p_1 - p_2)^u u_u \quad (22)$$

For simplicity in the following arguments, let us suppose that the Earth is practically at rest in relation to the system where  $u^u = (1, 0, 0, 0)$ . In this system if the target is at rest, then

$$\alpha = \lambda(E_0 + m) ; \beta = \lambda(E_0 - E) \quad (23)$$

where  $E_0$  is the projectile energy,  $m$  the mass of the particles and  $E_0 - E$  is the energy transferred in the collision.

Let us now consider another experiment where the system  $u^u = (1, 0, 0, 0)$  is the center of mass system of the colliding particles. In this case

$$\alpha = 2\lambda W ; \beta = 0 \quad (24)$$

where  $2W$  is the total energy in the center of mass system.

Now, let  $A_{(1)}$  be the probability amplitude in the first experiment and  $A_{(2)}$  in the second. Then, we can invent several models [10, 33] such that

$$A_{(1)}(s, t, \alpha_1, \beta_1) \neq A_{(2)}(s, t, \alpha_2, \beta_2) \quad (25)$$

where  $(\alpha_1, \beta_2)$  and  $(\alpha_2, \beta_2)$  are the values of  $\alpha$  and  $\beta$  defined by eqs (23) and (24).

The usual theory predicts

$$\Lambda_{(1)}(s, t) = \Lambda_{(2)}(s, t) \quad (26)$$

It is then clear that if such a coupling between the aether field and the fields of the particles exists, then the system where  $u^\mu = (1, 0, 0, 0)$  can in principle be detected. The differences between eqs (25) and (26) would, of course, only be detectable, if the above arguments are correct, at  $(s, t \geq 1/\lambda^2)$ .

Ingrahan [10] expresses the opinion that this frame-dependence of the scattering matrix does not destroy the equivalence of all inertial systems, since according to the theory all observers will have the same set of scattering matrix elements. In this sense, the Principle of Relativity (= complete equivalence of all inertial systems) continues to be true. But obviously we have a breakdown of Poincaré-invariance. Indeed all vectors  $u^\mu(x)$  that satisfy eqs (11) and (12) must be used for all observers in order that they be able to describe all possible elements of the S-matrix. The vectors  $\{u^\mu(x)\}$  that enter the description of the S-matrix of each observer are related by

$$u'^\mu = \Lambda^\mu_\nu u^\nu \quad (27)$$

To understand this point we must refer to our discussion in the Appendix. There we show that each absolute object and all its transforms under the covariance group of the theory must appear in all equivalence classes of the dpt of the theory. In our case the covariance group is supposed to be the Poincaré-group.

In the example discussed above, let us suppose that the initial state is  $|i\rangle = |p_1, p_2; u^\mu\rangle$ . Let  $P|i\rangle = |Ap_1, Ap_2, \Lambda u^\mu\rangle$  be the state obtained from the first putting all the interacting physical system inside a box which moves with velocity  $\vec{v}$  relative to the original coordinate system.  $\Lambda$  is the corresponding Lorentz-transformation.  $P|i\rangle$  is the transformed state. Under the hypothesis of Poincaré-covariance  $P|i\rangle$  and  $|i\rangle$  define two dpt belonging to the same equivalence class (active point of view).

So, in conclusion, in the above theory all inertial observers continue to be equivalent in the sense that they all have the same set of S-matrix elements, but there exists a system that is privi-

leged according to the definition given in the beginning of this section. It is the system where  $u^{\mu} = (1,0,0,0)$ . This theory is not Poincaré-invariant, its invariance group (with the particular assumption: of this section) being given by eq(7).

The existence of  $u^{\mu}(x)$  permit us to measure the absolute velocity of the laboratory, and then to define absolute simultaneity in an operational way. It is epistemologically wrong the assertion that absolute simultaneity requires signals that travel faster than light [ 2 ] .

#### 4. CONCLUSIONS

We believe that we have established the point that we must have an open mind with relation to a possible breakdown of Poincaré invariance, and that such a possibility is indeed nice in relation to the problem of the divergences in field theory. Also  $u^{\mu}(x)$  has a very interesting geometrical and physical interpretation.

Admittedly, we are aware of the fact that the literature in the Theory of Relativity is so replete of quacks that serious physicists look askance at every paper where some mention of breakdown of Poincaré-invariance is made. Nevertheless, a long time has passed since the days of Galileo and we think that attention must be given to Marinov's claims, and ideas like the ones presented in this paper.

#### ACKNOWLEDGMENTS

It is a pleasure to thank Prof. V. Buonomano (IMECC-UNICAMP), Dr. H. Brown (CLE - UNICAMP), Prof. E. Recami (Univ. Catania, Italia) and Prof. J. Tiomno (CBPF, Rio de Janeiro) for useful discussions and suggestions. We thank also CNPq for a research grant.

#### APPENDIX

We present here a "resume" of the structure of the physical theories which make use of the space-time concepts. The material is based on references [ 2, 11, 34 ] .

In the physical theories which use the space-time concept this space-time (= collection of all possible events) is postulated to have a structure of a differentiable manifold. A physical theory tries to associate through precise coordinative definitions, the

geometrical objects (or even more general mathematical objects) to the elements of the physical systems the theory is supposed to describe.

We will accept in what follows that it must be possible at least in principle to coordinate every mathematical object used by the theory that enters in the description of a physical system and phenomena with an element of this physical system, otherwise some of these quantities would be superfluous and must be eliminated from the theory.

The terminology that follows was first introduced by Anderson [11] and the 'raison d'être' of this appendix is that Anderson's presentation is not sufficiently complete for the understanding of the problem discussed in the paper.

(i) *Kinematically Possible Trajectory (KPT)*

Let  $O$  be an observer and  $\{F\}$  the set of physical systems that take part in a certain class of phenomena for which the observer has developed a physical theory  $T$ . Let  $\psi_A$ ,  $A=1,2,\dots,N$  be the independent mathematical quantities (supposed to be geometrical objects) that  $O$  uses in his physical theory  $T$  that by hypothesis can be used to describe a class of phenomena where the physical systems  $f \in \{F\}$  take part. It is possible that in the description of two distinct systems  $f_1, f_2 \in \{F\}$  the number of quantities used of the type, eg,  $\psi_2$ , is different. In general the quantities  $\psi_A$  can take values in a certain interval. The specification of a possible set of values for these quantities is called a kinematically possible trajectory (kpt) of the physical systems  $\{F\}$  described by the theory  $T$ . In what follows a kpt of a physical system  $f \in \{F\}$  will be denoted  $c_1^f = \{\psi_A\}_1^f$ ,  $i=1,2,\dots$  and for  $X_{\{F\}}^k$  we denote the set of all possible kpt for all physical systems  $\{F\}$ .

(ii) *Dynamically Possible Trajectory (DPT)*

Naturally, not all  $c_1^f$  will correspond to a real trajectory of the physical system  $f$ . A kpt that can at least in principle be realized by the system  $f$  will be called a dynamically possible trajectory (dpt) of  $f$  and will be denoted  $d_i^f$ . By  $X_{\{F\}}^d$  we will denote the set of all dpt of all physical systems  $\{F\}$ .

(iii) *Dynamical laws (or equations of motion)*

As only a subset of the  $kpt$  corresponds to  $dpt$  of the systems  $\{F\}$ , that is  $X_{\{F\}}^d \subset X_{\{F\}}^k$ , the knowledge of  $X_{\{F\}}^d$  is necessary in order to complete the specification of the theory  $T$ . This is done with the dynamical laws (or equations of motion) of the theory. It is the dynamical laws together with the specification of the  $kpt$ , i.e.  $X_{\{F\}}^k$  that we call by definition the physical theory  $T$  of the physical systems  $\{F\}$  that take part in some phenomena.

(iv) *Covariance group of a physical theory*

Let  $T$  be a theory as defined above. In the physical theories which use the space-time concept  $T$  is specified by the objects  $\psi_A$ ,  $A = 1, \dots, N$ ,  $X_{\{F\}}^k$  and by the dynamical laws

$$f_1(\psi_A, \partial_\mu \psi_A, \dots, \partial_\mu^{(p)} \psi_A, x) = 0 \quad i = 1, 2, \dots, M \quad (A.1)$$

that are supposed to be maximal in the sense that they give all  $dpt$  of all physical systems  $\{F\}$  described by  $T$ .

**DEFINITION:** We say that a physical theory  $T$  admits a certain group  $G$  as an covariance group, or is said to be  $G$ -covariant if the following conditions (a) and (b) hold:

- (a) The  $kpt \in X_{\{F\}}^k$  are bases for a faithful realization of  $G$ ;
- (b) The realization associates  $dpt$  with  $dpt$ .

In the physical theories we discussed in the paper the  $kpt$  are local geometrical objects. As space-time is supposed to be a manifold, these local geometrical objects are taken as bases of faithful realizations of the manifold mapping group (MMG) which we suppose to be a covariance group of the physical theories which use the space-time concept.

Under the above condition, for a transformation  $x \rightarrow x'$  we have

$$\psi'_A(x') = Y_A [\psi_A(x), x'(x)] \quad (A.2)$$

where the  $\psi_A(x)$  that appear in eq(A.2) specify a dpt of a given physical system  $f \in \{F\}$ . As by definition  $\psi'_A(x')$  are also dpt, they must satisfy the equations of motion

$$f_1(\psi'_A, \partial_u \psi'_A, \dots, \partial_{u \dots v}^{(p)} \psi'_A, x') = 0 \quad (A.3)$$

and we said that the equations of motion are covariant under the transformations of the MMG, i.e. they are MMG-covariant. This means that eqs(A.1) and (A.3) have exactly the same form.

The physical theory  $T$  under consideration is by hypothesis the physical theory of a set  $\{F\}$  of physical systems that take part in some phenomena. The  $\psi_A(x)$  that satisfy (A.1) are by hypothesis dpt of a particular physical system  $f \in \{F\}$ , as described by the observer  $O$  which uses the local chart  $\{x(e)\}$  where  $e \in V_4$ . What is the interpretation to be given to the  $\psi'_A(x')$  that satisfy eq(A.3)? There are two possibilities:

#### (A) PASSIVE POINT OF VIEW

In this point of view the  $\psi'_A(x')$  that satisfy eq(A.3) represent a dpt of the same physical system  $f$ , as described by an observer  $\bar{O} \neq O$  which uses the local chart  $\{x'(e)\}$ . It is important to observe that the  $\psi'_A(x')$  satisfy eq(A.3) but with boundary conditions different from the ones satisfied by the  $\psi_A(x)$  which are solutions of eq(A.1).

#### (B) THE ACTIVE POINT OF VIEW

Let us suppose that the observer  $\bar{O}$  which uses the local chart  $\{x'(e)\}$  of the world manifold develops a physical theory  $\bar{T}$  specified by the objects  $\psi'_A(x')$ ,  $A = 1, \dots, N$ . Suppose that  $x^k_{\{F\}} = x^k_{\{\bar{F}\}}$  where  $\{\bar{F}\}$  is the set of physical systems that take part in some phenomena supposed to be described by  $\bar{T}$ . Suppose also that  $\psi'_A(x')$  and  $\psi_A(x)$  are related by eq(A.2) and that the  $\psi'_A(x')$  satisfies eq(A.3).

Let the  $\psi_A(x)$  be a solution of eq(A.1) with a well specified boundary condition  $C$ . Let the  $\psi'_A(x')$  be a solution of eq(A.3) with the same boundary condition  $C$  (formulated in terms of the variables used by  $\bar{O}$ ). In this case, the  $\psi_A(x)$  is a dpt of a



certain physical system  $f \in \{F\}$  and the  $\psi'_A(x')$  is a dpt of a certain physical system  $\bar{f} \in \{\bar{F}\}$  and  $f \neq \bar{f}$ . This point of view is known as the first active point of view.

A question appears naturally. Does  $\bar{f} \in \{F\}$ , i.e., can  $\bar{f}$  be described by the theory  $T$ ?

The answer is yes if  $X^d_{\{F\}} = X^d_{\{\bar{F}\}}$ . Indeed, if both sets are equals, this means that all boundary conditions that eq(A.1) can satisfy are the same boundary conditions that eq(A.3) can satisfy and so  $\bar{f}$  can be described by  $O$  with the use of the dpt  $d^{\bar{f}}_i$ .

Under the above conditions  $\bar{f} \in \{F\}$  and as this must be true for all physical systems  $f$  and  $\bar{f}$  (with the above relationship), it follows that  $\{F\} = \{\bar{F}\}$  and then  $T = \bar{T}$ . We say under the above conditions that the active and passive points of view are equivalent. But it is important to remember that the condition  $X^d_{\{F\}} = X^d_{\{\bar{F}\}}$  can only be discovered experimentally and unless it is true the two points of view are not equivalent. A nice and important example is discussed in ref [34].

The question of the equivalence of the active and passive point of view is more relevant with respect to the concept of invariance (or symmetry) group of a physical theory that we introduce in (vii) below.

As is well known, once an atlas has been given for the manifold, the transformations  $x \rightarrow x' = x'(x)$  can be interpreted as defining a mapping of the manifold onto itself. Let us suppose that the  $\psi_A(x)$  be a dpt of a certain physical system  $f \in \{F\}$  as described in the local chart  $(x(e))$ . The transformation  $x \rightarrow x'$  in this case means that  $x$  and  $x'$  are coordinates of distinct points  $e$  and  $e'$  of the manifold.

Suppose that  $O$  discovers that the  $\psi'_A(x)$  is a dpt of a physical system  $\bar{f} \in \{F\}$ , i.e. that  $\psi'_A(x)$  satisfy eq(A.1) but with a different boundary condition. Moreover, let us suppose that under the transformation  $x \rightarrow x'$ , the  $\psi'_A(x')$  is related with the  $\psi_A(x)$  by eq(A.2). So, if we know the  $\psi'_A(x')$  we can calculate the  $\psi'_A(x)$ . This point of view is known as the second active point of view.

A physical theory  $T$  can possess more than one covariance group. Suppose that the  $\psi_A(x)$ ,  $h = 1, \dots, N$  are bases for faithful

representations of a given group  $G$  ( $\neq$  MMG) supposed to be a covariance group of the theory. Suppose that under a given transformation of  $G$ , the  $\psi_A(x)$  transforms as

$$\psi_{A\alpha}(x) \rightarrow \psi'_{A\alpha}(x) = R_{A\alpha}^{\beta}(x) \psi_{A\beta}(x) \quad \alpha, \beta = 1, 2, \dots, q(A) \quad (A.4)$$

In this case, even if  $g \in G$  is such that  $g = g(x)$  [implying  $R_A = R_A(x)$ ],  $G$  is called an internal covariance group of the theory.

As by definition, the dpt satisfy eq(A.1), we see that the  $\psi'_A(x)$  also satisfy eq(A.1), i.e.,

$$F_1(\psi'_{A\alpha}, \partial_\mu \psi'_{A\alpha}, \dots, \partial_\mu^{(p)} \psi'_A, x) = 0 \quad (A.5)$$

and again we say that the equations of motion are  $G$ -covariant.

The imposition that a physical theory  $T$  which describes the physical systems  $\{F\}$  admits a given group as a covariance group puts severe conditions on the possible forms of the theory. Suppose, for example, that a theory  $T$  is such that  $F^{\mu\nu}(x)$  transforms like a tensor under the transformations of the Poincaré-group, supposed to be a covariance group of  $T$ . Then, there exists only one possible set of dynamical laws linear in  $F^{\mu\nu}$  and that are differential equations of the first order. These are

$$F^{\mu\nu},{}_{,\nu} = 0; F_{[\mu\nu,\rho]} = 0; F_{\rho\sigma} = \eta_{\mu\rho} \eta_{\nu\sigma} F^{\mu\nu} \quad (A.6)$$

where  $\eta_{\mu\nu}$  is defined in eq(13).

Suppose now we have another theory  $T'$ , that describes the same set of physical systems  $\{F\}$ , such that the kpt are  $F^{\mu\nu}(x) = F^{\nu\mu}(x)$  and  $g_{\mu\nu}(x) = g_{\nu\mu}(x)$ , which transforms as tensors under the MMG that is taken as a covariance group of  $T'$ . Suppose that the equations of motion of  $T'$  are

$$(\sqrt{-g} F^{\mu\nu}),{}_{,\nu} = 0; F_{[\mu\nu,\rho]} = 0; F_{\mu\nu} = g_{\mu\rho} g_{\nu\sigma} F^{\rho\sigma} \\ R^{\mu}_{\nu\rho\sigma} = 0 \quad (A.7)$$

where  $g$  is the determinant of  $g_{\mu\nu}$  and  $R^{\mu}_{\nu\sigma\sigma}$  is the curvature tensor formed with  $g_{\mu\nu}$  and its derivatives. As is well known, the equation  $R^{\mu}_{\nu\sigma\sigma} = 0$  always has a solution of the form  $g_{\mu\nu}(x) = \eta_{\mu\nu}$ , independently of  $F^{\mu\nu}$  and for such a solution eq(A.7) reduce to eq(A.6).

We see then that the covariance group of  $T'$  contains the covariance group of  $T$  as a subgroup. Indeed, we can invent many examples of theories  $T, T', T'', \dots$  for the systems  $\{F\}$  with the property that any theory in the hierarchy  $T, T', T'', \dots$  is such that its covariance group contains as subgroup the covariance group of the theory that precedes it in the hierarchy.

The question that naturally arises is: what is the theory in the hierarchy we must use in order to describe  $\{F\}$ ? To answer this question we must establish in a clear way the relation between the theories in the hierarchy. We introduce then the concept of

(v) *Equivalence Classes of the dpt.*

Let  $T$  be a physical theory and  $X^d_{\{F\}}$  the set of all dpt of the theory. Let  $G$  be a covariance group of  $T$ . In  $X^d_{\{F\}}$  we define an equivalence relation as follows:

$d_i \sim_G d_j ; d_i, d_j \in X^d_{\{F\}}$  if  $d_i$  and  $d_j$  are associated by an element of the covariance group  $G$  of the theory. As is well known, an equivalence relation defined in  $X^d_{\{F\}}$  implies a well defined partition of  $X^d_{\{F\}}$  into equivalence classes. A partition of  $X^d_{\{F\}}$  is a cover of  $X^d_{\{F\}}$ , that is, a collection  $\{\dots C_\alpha \dots\}$  of sets of dpt  $C_\alpha$  with the property  $\cup_\alpha C_\alpha = X^d_{\{F\}}$  and  $C_\alpha \cap C_\beta = \emptyset$ , if  $\alpha \neq \beta$ , that is,  $C_\alpha$  and  $C_\beta$  has no common elements.

What is the interpretation of the set of dpt that belong to a given equivalence class  $C_\alpha$ ? In the passive point of view these dpt correspond to the same state of a given physical system  $f$  as determined by distinct observers. In the active point of view these trajectories describe the states of the systems  $f, \bar{f}, \dots$  such that the state of  $f$  as described by  $O$  is identical to the state of  $\bar{f}$  as described by  $\bar{O}$ . Then in the passive point of view each equivalence class describes the same intrinsic state of the physi-

cal system  $f$ , and in the active point of view they describe the same intrinsic state of several systems  $f, \bar{f}, \dots$  in relation to observers  $O, \bar{O}, \dots$ .

For a given observer  $O$ , an individual dpt corresponds to an extrinsic state of a certain system  $f \in \{F\}$ , this is, to measurements made in  $f$  by the observer. The existence of equivalence classes is then in the passive point of view the reflection of the fact that the relative "orientation" between the system and the observer can vary, without at the same time introducing an intrinsic variation into the system.

In the active point of view, the existence of equivalence classes has according to our opinion a more profound meaning, that is, it reflects the fact that if in nature there exists a physical system  $f$  described by  $T$ , then there exists also the deformed system  $\bar{f}$  described by  $T$  [34].

If  $E_G$  is an equivalence relation in  $X_{\{F\}}^d$ , then the collection of all equivalence classes  $(\dots C_\alpha \dots)$  in  $X_{\{F\}}^d$  determined by  $E_G$  is called the quotient of  $X_{\{F\}}^d$  modulo  $E_G$  and denoted by  $X_{\{F\}}^d/E_G$ . Then, the several intrinsic states (in whatever interpretation) are members of  $X_{\{F\}}^d/E_G$ .

Suppose now that we build up a new physical theory  $T'$  for the physical systems  $\{F\}$  such that  $T'$  is  $G'$ -covariant. Moreover, let us suppose that  $X_{\{F\}}^d/E_G$  defines the same structure of equivalence classes as  $X_{\{F\}}^d/E_{G'}$ , that is, there exists a one-to-one mapping of  $X_{\{F\}}^d/E_G$  onto  $X_{\{F\}}^d/E_{G'}$ .

We see then that due to the structure of equivalence classes of the theories  $T, T', \dots$  a knowledge of the equivalence classes do not determine uniquely the theory of  $\{F\}$ . This means that given a theory  $T$  that is  $G$ -covariant it is possible to invent another theory  $T'$  that is  $G'$ -covariant. The theory  $T'$  will have in general more mathematical objects in order to describe  $\{F\}$  than  $T$  and also  $G$  is always a subgroup of  $G'$ . What theory  $T$  or  $T'$  must we then use in order to describe  $\{F\}$ ? It is here that the prejudice (presented as hypothesis at the beginning of the Appendix) that -at least in principle- each of the mathematical quantities used by the theory must be associated with some element of  $\{F\}$ , that is, must correspond to a measurable quantity of the system,

is relevant. We must not introduce quantities that do not correspond to anything observable<sup>(\*)</sup>.

Kretschmann [35] (and after him, many authors) was of the opinion that the imposition of G-covariance to a theory T has no physical meaning. Nevertheless if the above prejudice is accepted we see that this is not the case. Imposition of G-covariance limits the possible mathematical quantities that can be used as kpt of the theory and this alone is far from trivial.

#### (vi) Absolute and Dynamical Objects

Suppose that the kpt of a particular theory T, that is G-covariant are characterized by  $\psi_A$ ,  $A = 1, 2, \dots, N$ . In general the set  $\{\psi_A\}$  can be divided into two sets  $\{\eta_\alpha\}$  and  $\{\Delta_\beta\}$  where  $\{\eta_\alpha\}$  has the properties:

- (a) Each  $\eta_\alpha$  is a base for a faithful realization of G
- (b) Each  $\eta_\alpha$  that satisfy the equations of motion of the theory T appears together with all its transforms under G in each equivalence class of the dpt of the theory.

The  $\eta_\alpha$  if they exist are called the absolute objects of the theory, where as the  $\Delta_\beta$  are called the dynamical objects. From the above definition (property (b)) it is clear that  $\{\Delta_\beta\}$  distinguishes the different equivalence classes of the dpt of the theory.

In the above example, in the theory described by  $F^{\mu\nu}$  and  $g_{\mu\nu}$  that satisfy the dynamical law given by eq(A.7) it is clear that  $g_{\mu\nu}$  is the absolute object and  $F^{\mu\nu}$  the dynamical object. In particular, the determination of  $g_{\mu\nu}$  does not depend on  $F^{\mu\nu}$ , but not vice-versa, and this is the origin of the above names.

#### (vii) Invariance (or Symmetry) Groups

Suppose that  $\psi_A(x)$ , a local geometric object constitutes a basis for a realization of a certain group G. Suppose that under the action of G, the  $\psi_A(x)$  transforms into  $\psi'_A(x')$ . If G is an

---

(\*) The assertion must be carefully understood. It does not mean that we cannot introduce auxiliary quantities, for example, the potentials in electrodynamics.

internal group than  $\psi_A(x)$  transforms into  $\psi'_A(x)$ . In any case, given  $\psi'_A(x')$ , we can calculate  $\psi'_A(x)$ . Suppose that for a given element  $g \in G$  the following equation holds true

$$\psi'_A(x) - \psi_A(x) = 0 \quad (\text{A.8})$$

we then say that  $g$  is a symmetry of the geometric object  $\psi_A$ . As a consequence, (if  $G$  is a Lie group), an infinitesimal element of  $G$ , will be a symmetry of  $\psi_A$  if for that element, the local variation is null,

$$\bar{\delta}\psi_A(x) = 0 \quad (\text{A.9})$$

By definition, the totality of the elements of  $G$  that are symmetries of  $\psi_A(x)$  is called the symmetry group of  $\psi_A(x)$ .

If  $T$  is the theory of the physical systems  $\{F\}$  as above defined and if  $T$  is  $G$ -covariant, then the symmetry (or invariance) group of  $T$  is by definition the largest subgroup of  $G$  that is simultaneously the symmetry group of all its absolute objects. In particular, if the theory does not possess any absolute object, then if it is  $G$ -covariant, it is  $G$ -invariant.

In the theory defined by eq(A.7) the covariance group is the MMG. In this theory  $g_{\mu\nu}$  is an absolute object, and its symmetry group is the Poincaré-group, as is trivial to verify. Then the theory is Poincaré-invariant.

The imposition that a given group is the invariance group of the set  $\{F\}$  puts severe restrictions on the kinds of possible theories that can be used to describe  $\{F\}$ .

For example if the theory of  $\{F\}$  is described by  $F^{\mu\nu}$  and  $g_{\mu\nu}$  as defined by eq(A.7), and if we impose also that the theory is MMG-irvariant, we see immediately that  $g_{\mu\nu}$  cannot be an absolute object, and then eq(A.7) cannot describe the systems  $\{F\}$ .

The imposition that a given group be a symmetry group of the theory  $T$  of the physical systems  $\{F\}$  implies in some cases in conservation laws or Bianchi's like identities satisfied by the dpt of the theory. These points are very important but not necessary for the subject of the paper, and will not be discussed here.

## REFERENCES

- [ 1 ] M. JAMMER in - Problems in the Foundations of Physics, Procc. of the International School of Physics E. Fermi, Course LXXII, edited by G. Toraldo di Francio, North Holland, (1979).
- [ 2 ] W. A. RODRIGUES Jr., *O Status da Teoria da Relatividade* (monography IMECC - UNICAMP) (1981).
- [ 3 ] A. EINSTEIN, Über den Äther, Verb. d. Schweizer. Nat. Ges. 105, Teil 11, 85(1924). (In this paper Einstein express the opinion that there exists an aether)
- [ 4 ] P. A. M. DIRAC, Nature, 168, 906(1951).
- [ 5 ] K. P. SINHA, C. SIVARAN, E. C. G. SUDARSHAN, Found of Physics, 6, 65(1976). (In this paper a very interesting model of a superfluid aether is constructed).
- [ 6 ] M. RUDERFER, Spec. in Science and Technology, 2, 243(1979).
- [ 7 ] E. K. CONKLIN, Nature, 222, 971(1969).
- [ 8 ] H. YILMAZ, Lett. N. Cimento, 23, 265(1978).
- [ 9 ] S. MARINOV, Czech. J. Physics B24, 965(1974); Phys. Letters 54A, 19(1975); General Relativity and Gravitation, 12, 37(1980).
- [10] R. L. INGRAHAN, Renormalization Theory of Quantum Field Theory with a Cut-Off, Gordon and Breach (1967).
- [11] J. L. ANDERSON, Principles of Relativity Physics, Academic Press, Inc., N. York and London (1967).
- [12] A. TRAUTMAN, in - Lectures on General Relativity, Brandeis Summer Inst. in Theor. Phys., Vol. I, Prentice-Hall Inc (1965).

- [13] I. NEWTON, *Mathematical Principles of Natural Philosophy*, translated from Latin by A. Motte and revised by F. Cajori, Univ. of California Press (1934).
- [14] This experiment is discussed in many textbooks in the theory of relativity and often there are many misunderstandings. The best presentation we know can be found in ref [21].
- [15] S. WEINBERG, *Gravitation and Cosmology*, J. Wiley & Sons (1972).
- [16] This assertion is the one that can be found in each book if we have in mind the definitions presented at the Appendix. See for example H. C. Ohanian, *Gravitation and Space-time*, W. N. Norton & Cmp. Inc., N. York (1976).
- [17] N. ROSEN, *Found of Physics* 10, 673(1980).
- [18] R. L. KIRKWOOD, *Int. Journal of Theor. Phys.* 7, 391(1973).
- [19] H. E. IVES, *Phil. Magazine*, 36, 392(1945). The papers by Ives about the Theory of Relativity can be found in:  
"The Einstein Myth and the Ives Papers, edited by R. Hazelett and D. Turner, The Devin-Adair Company Publ, Old Greenwich, Connecticut (1979).
- [20] G. BUILDER, *Aust. Journal of Physics*, 11, 279(1958).
- [21] L. JANOSSY, *The Theory of Relativity Based on Physical Reality*, Akadémiai Kiadó, Budapest (1971).
- [22] V. BUONOMANO, *Int. Journal of Theor. Phys.*, 13, 213(1975).
- [23] H. ERLICKSON, *Am. Journal of Physics*, 41, 1068(1973).
- [24] P. A. M. DIRAC, *Proc. Roy. Soc. A* 165, 199(1938).
- [25] The question of "rest" depends on the precise coordinative definitions of the coordinate gauge. For a careful discussion of this point see:  
W. A. RODRIGUES Jr.-"On the 'do metric standards contract con-



troversy' and the rotating disk" (preprint IMECC UNICAMP, Aug. 81).

- [26] W. A. RODRIGUES Jr. (to be published). See also ref [2].
- [27] G. WATAGHIN, *Zs. Phys.* 88, 92(1934).
- [28] G. I. POKROWSKI, *Zs. Phys.* 51, 730(1928); 51, 737(1928).
- [29] C. A. P. CENEVIVA and W. A. RODRIGUES Jr., *Acta Phys. Polonica* B8, 457(1977).
- [30] J. DIAS de DEUS and W. A. RODRIGUES Jr., *Il Nuovo Cimento* 55A, 34 (1980).
- [31] H. SYNDER, *Phys. Rev.* 71, 38(1947).
- [32] D. I. BLOKHINTSEV, *Phys. Letters*, 12, 272(1964).
- [33] T. TATI, *Progr. Theor. Phys.* 43, 1956(1970); 24, 1(1960): 29 (Suppl). 1(1964) See also ref [10].
- [34] W. A. RODRIGUES Jr. and E. RECAMI (to be submit. )
- [35] E. KRETSCHMANN, *Ann. Physik*, 53, 575(1917).

# A NEW TERRESTRIAL TEST OF GENERAL RELATIVITY

EDMUNDO CAPELAS DE OLIVEIRA and WALDYR ALVES RODRIGUES JR.

Instituto de Física

Instituto de Matemática

UNICAMP

CP 1170

13100 Campinas - SP - Brasil

## ABSTRACT:

We analyse a new terrestrial test of General Relativity which tests directly the Einstein field equation and which is very simple and feasible with present technology. We emphasize the importance of the experiment as a test of the consistency of the definition of physical length in General Relativity.

## 1. INTRODUCTION

The status of experimental gravitation is discussed with great details in references [1,2,3,4]. The "resumê" is as follows:

(i) The Eötvös-type experiment which shows the constancy of the ratio of gravitational to inertial mass of a material and that structureless material particles move in a way that is independent of this ratio. This experiment is really a test of General Relativity (GR), since there is nothing in Newtonian gravitational theory that rules on the possibility of the existence of gravitationally uncharged bodies.

The problem with these experiments is that they say nothing about the validity of Einstein field equation. They are only a test concerning the coupling of material particles to the gravitational field.

(ii) The red-shift experiments support the predictions of GR concerning the coupling of the electromagnetic to the gravitational field. But as is well known the red-shift can be derived with very simple energetic arguments, and in any way they are tests only of the coefficient  $g_{00}$  of the metric field [5].

(iii) Experiments that test the form of Einstein field equations are: the advance of perihelia of the planetary orbits, the bending of light in the gravitational field of the sun and the time-delay radar echo experiment [6].

Of these the first is the best established, but we must comment that the question of how one determines the reference line against which the perihelion advances, and in fact against which all planetary motions are measured is not completely solved. The reason is that distant stars are generally used to fix this reference line, called the compass of inertia. However, it is known that these stars, as members of the Milk Way, partake of the systematic rotation of this galaxy as measured with respect to more distant galaxies, and this fact must be taken into account in determining the equinoctial precession rate.

To date, the bedding of light is only in qualitative agreement with the theory, owing to the difficulty in observing the effect.

The radar echo delay experiments are very hard to interpret. A fundamental difficulty is that in order to compute an excess delay to within the necessary accuracy, we have to know the time that the radar signal would have taken on the absence of the sun's gravitation to that accuracy. In particular we need to know if the coordinates of the locations of the centers of Mercury, the Earth, and Mercury's radius are standard, isotropic, or harmonic. Astronomers usually does not draw such distinctions and we get interpretations problems [7].

There are other proposed tests of GR, like Schiff's spinning satellite experiments [8] which however predicts a very small precession rate and does not appear possible to observe within presently available instruments.

Finally we mention the attempts to detect gravitational waves. As is well known only Weber seems to detect these waves [2], the very existence of gravitational radiation being very controversial [9].

Due to the above difficulties we analyse now a terrestrial experiment of GR that is a test of Einstein field equation and feasible with present technology. It is a Michelson's like interferometer where one of the arms is in the vertical position (see fig.1).

The experiment has been first proposed by Reichenbach in 1924 [10] and for the best of our knowledge first analysed by one of the authors [11]. Recently Yuan-Zhong [12] also analysed the experiment. Nevertheless both the Reichenbach and Yuan-Zhong proposals contain some misconceptions on which we would like to comment and to correct here [13].

## 2. THE NEW EXPERIMENT

The crucial point in this experiment is that the possible fringe shift when the interferometer is rotated through 90° is determined by the change in the difference of the proper-time interval

$$\Delta\tau = \Delta\tau_{ABA} - \Delta\tau_{ACA} \quad (1)$$

when the interferometer is rotated by 90°. In eq. (1)  $\Delta\tau_{ABA}$  and  $\Delta\tau_{ACA}$  denote respectively the proper time interval taken by light to travel from A to B and back to A and from A to C back to A. We take care not to say that light travels along straight line paths, because this is not true for light that goes from A to B and back to A.

The lines AC and AB are straight lines and correspond to the arms of the interferometer. AC coincides with the straight line  $r_2$  and AB with the straight line  $r_1$ . The light path between A and B (and from B to A) is path  $\Gamma$  (fig. 1) which is not a straight line.

In order to perform the experiment we need an operational definition of the physical length of the arms AB and AC. We take as definition of physical length between two points  $P_1$  and  $P_2$  that lie on a given path  $\gamma$  the proper length [14].

$$l = \int_{P_2}^{P_1} \left( (-g_{1j} + \frac{1}{g_{00}} g_{10} g_{j0}) dx^i dx^j \right)^{1/2} \quad (2)$$

To proceed we approximate the Earth's gravitational field by the Schwarzschild field whose line element is ( $G = 1, c = 1$ )

$$ds^2 = (1 - \frac{2M}{r}) dt^2 - (1 - \frac{2M}{r})^{-1} dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2) \quad (3)$$

We suppose that the arms of the interferometer lie at the 'plane'  $\theta = \pi/2$ . This is a reasonable choice since it is well known that paths of light rays and particles in the Schwarzschild field lie in plane. We then obtain in first order in  $M$  the following relations between the lengths  $l_{AB}$  and  $l_{AC}$  and the coordinates

$$l_{AB} = \sqrt{r^2 - R^2} - \frac{M}{r_B} \sqrt{r_B^2 - R^2} + M \ln \left[ \frac{r_B + R + \sqrt{r_B^2 - R^2}}{r_B + R - \sqrt{r_B^2 - R^2}} \right] \quad (4)$$

$$l_{AC} = r + M \ln \left( \frac{R + \Delta r}{R} \right) \quad (5)$$

We emphasize that eqs. (4) and (5) have been obtained integrating eq. (2) along the straight lines  $\Gamma_1$  and  $\Gamma_2$  (from A to B and A to C respectively) which we suppose correspond to the physical configuration of the arms.

Now, light does not go from A to B along the straight line  $\Gamma_1$ , but along the path  $\Gamma$ , its physical path. From A to C light goes along the path  $\Gamma_2$ . These assertions are consequences of the fact that in general relativity light satisfies the equation  $ds^2=0$ . The coordinate time for light to go from A to C and back to A is calculated from the equation [15]

$$\Delta t_{ABA} = 2 \left[ \sqrt{r_B^2 - R^2} + 2M \ln \left( \frac{r_B + \sqrt{r_B^2 - R^2}}{R} \right) + M \left( \frac{r_B - R}{r_B + R} \right)^{1/2} \right] \quad (6)$$

also we have

$$\Delta t_{ACA} = 2 \left[ \Delta r + 2M \ln \left( \frac{R + \Delta r}{R} \right) \right] \quad (7)$$

taking now  $l_{AB} = l_{AC} = l$  we obtain to the first order in  $M$

$$\Delta t_{ABA} = 2 \left[ l + \frac{3}{2} M l / R + M \ln(1 + l/R) \right] \quad (8)$$

$$\Delta t_{ACA} = 2 \left[ l + M \ln(1 + l/R) \right] \quad (9)$$

we then have to the same order

$$\Delta \tau = 3M l / R \equiv 3M \frac{G}{c^3} \frac{l}{R} \quad (\text{in MKS units}) \quad (10)$$

This gives for  $l = 1\text{m}$ ;  $R = 6400\text{km}$ ,  $\lambda = 1\mu$  the fringe shift  $n = 2c\Delta\tau/\lambda = 4.2 \times 10^{-3}$  :

The result, eq. (10) differs from the one obtained by Yuanzhong in two respects. First we have a different numerical prediction for the shift, but more important is the fact that he obtained  $\Delta\tau = 0$  for the case  $l_{AB} = l_{AC}$ , and only a value  $\Delta\tau \neq 0$  when the arms have the same coordinate length. The reason for this is that he misunderstood the concept of physical length in general relativity and in order to obtain  $l_{AB}$  he integrated along the path  $\Gamma$  (the light path). However this does not correspond to the physical length of the arm AB.

In his proposal Reichenbach justifies the experiment as follows: Let us have two rods (the arms of the interferometer) AB and AC with the same physical length,  $\int_A^B dl = \int_A^C dl$ . But the time for a light signal will be  $\Delta t_{AB} \neq \Delta t_{AC}$  since

$$\int_A^B (g_{00})^{-1/2} dt \neq \int_A^C (g_{00})^{-1/2} dt \quad (11)$$

because  $g_{00}$  is different along these two paths. What is wrong in Reichenbach's argument is that the times of flight are calculated with eq. (11) only after we know the physical trajectory of the light. We already said that from A to B the light path does not coincide with the path occupied by the arm of the interferometer. Even more, if we calculated  $\int_A^B (g_{00})^{-1/2} dt$  along the path  $r_1$  (the straight line path) it gives:

$$\begin{aligned} \Delta t'_{AB} &= \int_A^B (g_{00})^{-1/2} dt = \sqrt{r_B^2 - R^2} + \frac{M}{2} \frac{r_B}{R^2} (r_B^2 - R^2)^{1/2} + \\ &+ \frac{M}{2} \ln \left( \frac{r_B + \sqrt{r_B^2 - R^2}}{r_B - \sqrt{r_B^2 - R^2}} \right) - \frac{M}{2} \ln \left( \frac{r_B + R + \sqrt{r_B^2 - R^2}}{r_B + R - \sqrt{r_B^2 - R^2}} \right) \end{aligned}$$

and to the first order in  $M$

$$\Delta t'_{AB} = 2 \left[ 1 + M/R \right] \quad (12)$$

The result is that  $\Delta t = 0$  which is contrary to Reichenbach's prediction.

### 3. CONCLUSIONS

We end with the comment that the experiment should be performed, since among other things it serves to test the coherence of the definition of length with the other hypotheses of theory [16].

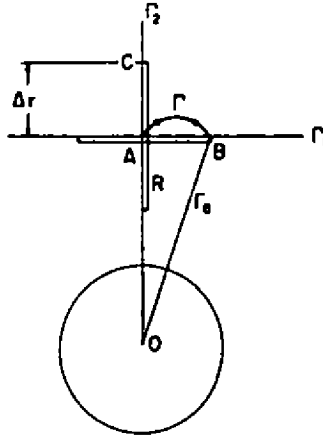


Fig.1 - Interferometric experiment in Earth's Gravitational field.

(\*) With a reserach grant from CNPq, Brasil.

(\*\*) With a FAPESP, Brasil fellowship

#### REFERENCES

- [1] B. BERTOTTI (editor), Experimental Gravitation, Procc. of the International School on Phys. Enrico Fermi, course LVI, Academic Press, N. York and London (1974).
- [2] V. DE SABATTA and J. WEBER (editors), Topics in Theoretical and Experimental Gravitational Physics - Nato Advanced Study Institute Series, B27, Plenun Press, London and N.York (1977).
- [3] B. BERTOTTI in Recent Developments in Gravitation, edited by M. Levy ans S. Deser, Nato Advance Study Institute Series, B44, Plenun Press, New York and London (1979).
- [4] R.H. DICKE in Relativity Groups and Topology, edited by C. De Witt and B. De Witt, Gordon and Breach Science Publishers, (1964).
- [5] H. BONDY in Lectures on General Relativity, Brandeis Summer Institute in Theoretical Physics, 1964, vol. 1, Prentice-Hall Inc, Englewood Cliffs, N. Jersey (1965).

- [6] I.I. SHAPIRO, Phys. Rev. Letters, 13, 789 (1964), I.I.Shapiro etal, J. Geophys. Res, 82, 4329 (1979); R.D. Reasenberg etal, Astrophys. J. 234L, 219 (1979).
- [7] Z. YUAN-ZHONG and Z. ZHEN-LONG, preprint AS-ITP-80-017 ( Institute of Theoretical Phys, Academia Sinica, P.O.Box 2735, Peking, China, 1980).
- [8] L.I. SCHIFF, Phys. Rev. Letters, 4, 215 (1960); Proc. Nat. Acad. Sci, 46, 871 (1960).
- [9] See the article by A. MERCIER in the book of ref. 2 .
- [10] H. REICHENBACH, Axiomatization of the Theory of Relativity , (translated from German by M. Reichenbach), Univ. of California Press, (1969).
- [11] C.A.P. CENEVIVA, W.A. RODRIGUES, Objetividade, Convencionalismo e a Teoria da Relatividade (Separata 10/80 IFGW), em publicação nos Cadernos de História e Filosofia da Ciência, CLE-UNICAMP (1980).
- [12] Z. YUAN-ZHONG, On the possibility for a fourth test of General Relativity in Earth's gravitational field, International Centre for Theoretical Physics, preprint 81/26.
- [13] E. CAPELAS DE OLIVEIRA and W.A. RODRIGUES JR. (submit. to Il Nuovo Cimento).
- [14] L. D. LANDAU and E.M. LIFSCHITZS, The Classical Theory of Fields, (fourth revised english edition) pg. 235, Pergamon Press (1975).
- [15] S. WEINBERG, Gravitation and Cosmology, pg. 202, J. Wiley & Sons (1972).
- [16] W.A. RODRIGUES JR. O Status da Teoria da Relatividade, monografia - IMECC - UNICAMP (1981).