IV ENCONTRO NACIONAL

ITATIAIA – 1983

PARTÍCULAS E CAMPOS

SOCIEDADE BRASILEIRA DE FÍSICA

IV ENCONTRO NACIONAL

ITATIAIA – 1983

PARTÍCULAS E CAMPOS

Publicação da Sociedade Brasileira de Física. Subvencionada pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP) e Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP).

SOCIEDADE BRASILEIRA DE FÍSICA

Í N D I C E

IV ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DE PARTÍCULAS E CAMPOS

Itatiaia-RJ, 15 á 18 de setembro de 1983.

O IV Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos foi realizado de 15 a 18 de setembro de 1983, em Itatiaia - RJ, contando com a participação de 125 físicos. O Encontro foi patrocinado pela Sociedade Brasileira de Física, com apoio financeiro do CNPq, FAPESP e FINEP.

A programação consistiu de Seminários de Revisão, Comunicações Curtas de trabalhos realizados ou em andamento, de Painéis expostos durante todo o período do Encontro e de Grupos de Trabalho. Esta publicação reune parte das contribuições do Encontro.

No dia 16 de setembro, às 21:00 horas foi realizada uma Assembléia de avaliação e de sugestões para o próximo Encontro. Foi decidido que o próximo Encontro será em setembro de 1984 e que a Comissão Organizadora será constituída por: Adolpho C.Malbouisson (CBPF), Arlovaldo Ferraz de Camargo Filho (IFT/SP - Coordenador), Eduardo Cantera Marino (UFSão Carlos), Ivan Ventura (IFUSP), Miguel A.Gretório (UFRJ) e Ronald Cintra Shellard (PUC/RJ).

Em nome dos participantes agradecemos a todos que contribuiram direta ou indiretamente para a realização do Encontro. Em particular, além das entidades acima mencionadas, agradecemos a Álvaro Roberto Souza Moraes, Conceição A.Vedovello e Sidnei Souza Mouraes, da Secretaria Geral da SBF, pelo trabalho eficientemente desenvolvido.

- Comissão Organizadora -

Adilson José da Silva (IFUSP - Coordenador)
Bruto Max.Pimentel Escóbar (IFT/SP)
Moacyr Henrique G.e Souza (CBPF)
Rajat Chanda (UFRJ)
Vera Lucia V.Baltar (PUC/RJ)

SUPERSIMETRIA - SUPERGRAVIDADE

Victor O. Rivelles
Departamento de Física
Universidade Federal da Paraíba
58.000 - João Pessoa, PB

1. INTRODUÇÃO

É notável que possa existir uma simetria que relacione entidades basicamente diferentes como bosons e fermions. Mais notável ainda é que essa simetria possa ser implementada ao nível quântico sem violar as regras da teoria quântica de campos. Tal simetria, denominada Supersimetria (SUSI), foi encontrada pela primeira vez nos modelos duais em duas dimensões[1]. Foi formulada em quatro dimensões como uma extensão não-trivial do grupo de Poincaré por Gel'fand e Likthman[2]. Este último trabalho, porém, passou completamente despercebido e supersimetria foi redescoberta algum tempo depois por Volkov e Akulov[3] e Wess e Zumino[4], independentemente. A característica fundamental da supersimetria é que os multipletos (ou melhor os supermultipletos) dessa nova simetria contêm vários campos fermionicos e bosonicos.

Como bosons e fermions são colocados em pé de igualdade as teorias supersimétricas oferecem a possibilidade de unificar as interações fundamentais, incluindo a gravitação, como veremos a seguir. Porém, a motivação primeira para o estudo das teorias supersimétricas foi a observação de que o comportamento das divergências ultravioletas dessas teorias é muito melhor do que o das teorias renormalizáveis convencionais. Isso se deve às restrições impostas pela SUSI nos acoplamentos entre bosons e fermions, resultando no cancelamento dos loops fermiônicos com bosonicos. No modelo supersimétrico mais simples, conhecido como modelo de Wess-Zumino[4], deveríamos esperar três constantes de renormalização independentes (função de onda, constante de acoplamento e massa), porém, ao invés disso, só encontramos uma constante de renormalização. De fato, existem modelos supersimétricos livres de quaisquer divergências ultravioletas, constituíndo, dessa forma, as primeiras teorias de campo, em quatro dimensões, completamente finitas.

Quando SUSI é promovida a uma simetria local, a gravitação necessariamente está presente. Daí tais teorias receberem o nome supergravitação[5] (SUGRA). Os multipletos da SUGRA contêm campos com vários spins (bosons e fermions, é claro) e espera-se que sejam quanticamente bem comportados, levando a uma teoria quântica da gravitação consistente. Ao nível de um loop as divergências ultravioletas cancelam-se em todas as teorias de supergravitação.

Em geral os supermultipletos contêm um grande número de campos e o manuseio de tais modelos é extremamente complicado. Por causa disso, na aplicação à fenomenologia, apenas os modelos supersimétricos mais simples são usados. Apesar dessa deficiência, vários resultados têm sido obtidos e a temporada de caça as partículas supersimétricas já foi iniciada.

A seguir, apresentaremos em mais detalhe as idéias acima esboçadas. Nas secções 2 e 3 faremos uma rápida introdução à SUSI e SUGRA, respectivamente. Na secção 4 mencionaremos as teorias de campo finitas e na secção 5 alguns avanços recentes no tocante à fenomenologia e cosmologia.

2. SUPERSIMETRIA

A álgebra da supersimetria é uma extensão da álgebra do grupo de Poincaré. Tal extensão é efetuada adicionando-se aos geradores do grupo de Poincaré, P_μ e $M_{\mu\nu}$, um conjunto de N geradores spinoriais $Q_{\alpha i}$, chamados geradores da supersimetria. O índice α é um índice spinorial e o índice $i = 1,\ldots, N$ é um índice de simetria interna. As novas relações de comutação são (6)

$$[P_\mu, Q_{\alpha i}] = 0 \qquad (2.1a)$$

$$[M_{\mu\nu}, Q_{\alpha i}] = -\frac{1}{2} (\sigma_{\mu\nu})_\alpha{}^\beta Q_{\beta_i} \qquad (2.1b)$$

e para os geradores de supersimetria temos a seguinte relação de anticomutação

$$\{Q_{\alpha i}, Q_{\beta j}\} = -2(\gamma^\mu C)_{\alpha\beta}\, \delta_{ij} P_\mu - 2C_{\alpha\beta}(\Omega^a)_{ij} Z_a -$$

$$-2(\gamma_5 C)_{\alpha\beta}\, (\Omega^a)_{ij} Z'_a \qquad (2.2)$$

onde C é a matriz conjugação de carga, Ω^a é um cojunto de matrizes antisimétricas e Z_a e Z'_a são cargas centrais, isto é, comutam com todos os geradores da álgebra. A relação essencial é dada por (2.2) pois os Q's fecham a álgebra sobre os P_μ, estando desta forma intimamente ligados às simetrias do espaço-tempo. A relação (2.1b) nos diz que os Q's se transformam como spinores sob transformações de Lorentz e é essa propriedade que faz com que apareçam num mesmo supermultipleto campos bosonicos e fermionicos, diferindo no spin por múltiplos de 1/2. Finalmente a relação (2.1a) nos leva à $[P^2, Q] = 0$, e todos os campos de um dado supermultipleto tem a mesma massa $P^2=m^2$. Como na natureza não são encontrados bosons e fermions com a mesma massa SUSI deve ser quebrada.

O modelo supersimétrico mais simples com $N = 1$ é o modelo de Wess-Zumino[4]. Ele é composto por dois campos escalares S e F, dois campos pseudo escalares P e G, e um spinor de Majorana Ψ. A Lagrangiana livre

$$L_0 = \frac{1}{2}\partial^\mu S\partial_\mu S + \frac{1}{2}\partial^\mu P\partial_\mu P + \frac{1}{4}\bar{\Psi}\gamma^\mu\partial_\mu\Psi - \frac{1}{2}(F^2 + G^2) \tag{2.3}$$

a Lagrangiana dos termos de massa

$$L_m = -m(\tfrac{1}{2}\bar{\Psi}\Psi - SF - PG) \tag{2.4}$$

e a Lagrangiana de interação

$$L_1 = ih(\bar{\Psi}\Psi S - \bar{\Psi} i\gamma_5 \Psi P + F(P^2 - S^2) - 2GSP) \qquad (2.5)$$

são invariantes frente às seguintes transformações de SUSI

$$\delta S = \bar{\varepsilon}\Psi \quad , \quad \delta P = \bar{\varepsilon} i\gamma_5 \Psi$$

$$\delta\Psi = \not{\partial}\varepsilon S + i\not{\partial}\gamma_5 \varepsilon P + (F + i\gamma_5 G)\,\varepsilon \qquad (2.6)$$

$$\delta F = \bar{\varepsilon}\not{\partial}\Psi \quad , \quad \delta G = \bar{\varepsilon} i\gamma_5 \not{\partial}\Psi$$

Note que o parâmetro da transformação ε é um spinor pois o gerador de SUSI também é um spinor. Os campos F e G não se propagam independentemente pois suas equações de campo são equações algébricas e mostram que F e G são proporcionais à S e P. Tais campos são chamados campos auxiliares e eles são necessários para obtermos uma algebra fechada: se calcularmos o comutador de duas transformações de SUSI usando (2.6) obteremos que

$$[\delta_1, \delta_2] = 2\bar{\varepsilon}_2 \gamma^\mu \varepsilon_1 \partial_\mu \qquad (2.7)$$

é válido para todos os campos. Porém, se usarmos as equações de campo de F e G para eliminá-los da teoria, então (2.7) deixa de ser verdadeiro para Ψ , isto é, a álgebra não é mais fechada. Essa é uma das características das teorias supersimétricas, a necessidade de encontrarmos um conjunto de campos auxiliares tal que a álgebra (2.7) seja fechada.

Ao quantizarmos uma teoria utilizando as integrais de trajetória é importante que a álgebra das simetrias seja fechada nos campos que compõe a teoria, pois isso simplifica enormemente os cálculos. Daí a importância dos campos auxiliares para as teorias supersimétricas. Isso nos levou à busca de um método sistemático de encontrar tais campos auxiliares[7] e pudemos, inclusive, provar que eles não existem para $N \geq 3$[8]. Isso significa que as teorias com $N \geq 3$ não podem ser formuladas com todas as simetrias manifestas e o processo de quantização pode ser penoso. Veremos um exemplo disso na secção 4.

Estudando-se as representações da álgebra (2.2) podemos encontrar todas as representações de massa nula e com helicidade máxima $\lambda = 1$, correspondendo à versões supersimétricas das teorias de Yang-Mills. Na Tabela I fornecemos o espectro físico, isto é, sem os campos auxiliares, de tais teorias.

$N \backslash \lambda$	1	1/2	0
1	1	1	-
2	1	2	1+1
3	1	$\bar{3}+1$	3+3
4	1	$\bar{4}$	6

Tabela I. Teorias de Yang-Mills Supersimétricas

A teoria mais simples, com $N = 1$, possui um campo de gauge e um spinor enquanto a teoria maximal, com $N = 4$, possui um campo de gauge, quatro spinores e seis escalares. Note que partículas de diferentes helicidades pertencem a um mesmo multipleto oferecendo a perspectiva da unificação. Porém, o grande sucesso recentemente alcançado foi a demonstração de que a teoria com $N = 4$ é completamente livre de divergências ultravioletas sendo, a primeira teoria de campo completamente finita em quatro dimensões[9].

3. SUPERGRAVITAÇÃO

O próximo passo é transformar SUSI numa simetria local. Quando isso é feito, gravitação entra em cena. Vamos mostrar isso usando um argumento heurístico. No caso local, o parâmetro da transformação ε passa a depender de X_μ, isto é, $\varepsilon = \varepsilon(X)$. De (2.7) vemos que o coeficiente de ∂_μ é um parâmetro local e como $\partial_\mu = -iP_\mu$ é o gerador de translações somos levados a ter translações locais, isto é, gravitação. Para uma demonstração formal veja ref. (10).

O campo de gauge associado à supergravitação é facilmente encontrado. Em geral, o campo de gauge transforma-se na derivada do parâmetro da transformação $\phi_\mu \to \phi_\mu + \partial_\mu \Lambda$. No caso do eletromagnetismo Λ é uma função escalar e ϕ_μ é um vetor; no presente caso Λ é um spinor $\Lambda = \varepsilon(X)$ e ϕ_μ passa a ser um spinor-vetor ou um campo de Rarita - Schwinger, que no contexto de SUGRA é chamado gravitino. Tal campo possui helicidade 3/2. Era sabido que o campo de Rarita-Schwinger não admitia acoplamento consistente com campos de spin 1, 1/2 e 0. Para surpresa geral, o acoplamento à gravitação requerido pela SUGRA resultou num acoplamento consistente.

O modelo mais simples com $N = 1$ gravitino[5][11] é descrito pela seguinte Lagrangiana (sem campos auxiliares)

$$L = - \frac{1}{2K^2} R - \bar{\Psi}^{\mu} R_{\mu} \qquad , \quad R_{\mu} = - \frac{1}{2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} i \gamma^{\nu} \gamma_5 D^{\rho} \Psi^{\sigma} \tag{3.1}$$

onde R é o escalar de curvatura, Ψ_{μ} é o gravitino e D_{μ} é a derivada covariante. Como o modelo contém um spinor a gravitação é descrita pela tetrada $e_{\mu}{}^{a}$. A Lagrangiana (3.1) é invariante pelas seguintes transformações locais

$$\delta e_{\mu}{}^{a} = \frac{K}{2} \bar{\varepsilon} \gamma^{a} \Psi_{\mu}$$

$$\delta \Psi_{\mu} = \frac{1}{K} D_{\mu} \varepsilon \tag{3.2}$$

e a *álgebra é fechada se os campos auxiliares forem incluídos*. Para o caso da SUGRA também foi possível prover que não existe campos auxiliares para $N \geqslant 3$[8]. O espectro físico das teorias de SUGRA é dado na tabela 2.

N \ λ	2	3/2	1	1/2	0
1	1	1			
2	1	2	1		
3	1	$\bar{3}$	3	1	
4	1	$\bar{4}$	6	4	1+1
5	1	$\bar{5}$	$\overline{10}$	10+1	$5+\bar{5}$
6	1	$\bar{6}$	$\overline{15}+1$	$20+\bar{6}$	$15+\overline{15}$
7	1	$\bar{7}+1$	$\overline{21}+\bar{7}$	$\overline{35}+\overline{21}$	$35+\overline{35}$
8	1	$\bar{8}$	$\overline{28}$	$\overline{56}$	70

Tabela 2. Teorias de SUGRA

Vemos que a teoria maximal, com N = 8, é descrita por uma imensa variedade de campos. Essa teoria possui uma simetria SO(8) que infelizmente não possui SU(3) X SU(2) X U(1) como subgrupo de forma que não podemos identificar todos os campos desse modelo com as partículas hoje "observadas" e consideradas como fundamentais. O espectro dessa teoria é um pouco menor, porém muito próximo, daquele realizado na natureza. Esse problema permanece aberto.

Quanto à quantização, poucos progressos têm sido alcançados devido a complexidade desses modelos. Está em falta uma técnica adequada para o manuseio de tais teorias.

4. TEORIAS DE CAMPO FINITAS

Para mostrar que a teoria de Yang-Mills supersimétrica com N = 4 é livre de divergências ultravioletas em qualquer ordem da teoria da perturbações[9] é necessário contornar de alguma forma o problema dos campos auxiliares, já que eles não existem para teorias com $N \geq 3$[8]. Isso é feito trabalhando-se no gauge do cone de luz (light cone gauge) no qual apenas as componentes físicas propagam-se, as componentes não-físicas sendo eliminadas através do uso das equações de campo. O preço pago por isso é a perda da covariança de Lorentz explícita.

Para trabalharmos nesse gauge, primeiro vamos redefinir as componentes do campo de gauge A_μ, da seguinte forma:

$$A_\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_0 \pm A_3) \ , \quad A_I = (A_1, A_2) \qquad (4.1)$$

O gauge do cone de luz é definido por

$$A_- = 0 \qquad (4.2)$$

Com essa escolha, podemos usar as equações do movimento e resolvê-las não localmente para A_+, obtendo

$$A_+ = \frac{1}{\partial_-^2} (D\partial_-\bar{A} + \bar{D}\partial_- A - J_-)$$

$$D = \frac{1}{\sqrt{2}} (\partial_1 + i\partial_2) \ , \ \bar{D} = \frac{1}{\sqrt{2}} (\partial_1 - i\partial_2) \qquad (4.3)$$

$$A = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1 - iA_2) \ , \ \bar{A} = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_1 + iA_2)$$

onde J_μ é a corrente de matéria. Dessa forma, a teoria é expressa em termos das componentes físicas A_1 e A_2 com as componentes não físicas $A_\pm$ sendo eliminadas da Lagrangiana através de (4.2) e (4.3). Podemos também separar o spinor λ em suas componente físicas e não físicas. Definindo

$$\lambda_+ = \frac{1}{2}\gamma_+\gamma_-\lambda \quad , \quad \lambda_- = \frac{1}{2}\gamma_-\gamma_+\lambda$$

$$\lambda = \lambda_+ + \lambda_- \tag{4.4}$$

obtemos λ_- através das equações de campo,

$$\lambda_- = \frac{1}{\partial_-} D\lambda_+ \tag{4.5}$$

de forma que a Lagrangiana pode ser escrita apenas em termos da componente física λ_+. Com essa escolha de gauge a Lagrangiana perde a covariança de Lorentz explícita e exibe uma forma altamente complicada. Veja na ref. (5) o resultado final, que preferimos não reproduzir aqui. Porém, quando escrita em termos de supercampos essa Lagrangiana adquire uma forma bastante compacta e os (super)diagramas de Feynman são fácilmente derivados. Então, por simples contagem de potência do momento (power counting) é possível mostrar que um diagrama arbitrário não possui divergências ultravioletas.

A pergunta natural a ser feita é se este modelo seria único ou se há outros modelos finitos em quatro dimensões. Para surpresa geral foi possível encontrar-se outros modelos que também são finitos. Teorias de Yang-Mills supersimétricas com $N = 4$ acopladas a termos de massa supersimétricos, com quebra de SUSY, da simetria global SU(4) e da invariança de escala também são finitas[12]. Um caso particular e altamente interessante é o caso com $N = 2$ acoplado à matéria supersimétrica com $N = 2$ [13].

O inverso também parece ser verdadeiro, isto é, se uma teoria é finita então deve ser supersimétrica. Para uma grande classe de modelos renormalizaveis envolvendo campos escalares, o cancelamento das divergências quadráticas só ocorre se as interações forem do tipo supersimétrico[14].

5. AVANÇOS RECENTES

Como mencionado anteriormente, há dificuldades em ajustar-se o espectro das teorias supersimétricas à fenomenologia atual. Porisso, tenta-se supersimetrizar as teorias existentes associando à cada partícula observada um companheiro supersimétrico. Na super QED associamos ao eletron o seletron (eletron escalar, spin 0) e ao fóton, o fotino (spin $\frac{1}{2}$). Na super QCD ao quark associamos o squark (quark scalar, spin 0) e ao gluon, o gluino (spin $\frac{1}{2}$), e analogamente para super SU(2) x U(1), super GUT's, etc.

Podemos supersimetrizar as teorias convencionais utilizando SUSI global ou SUSI local, com a gravitação necessariamente incluída no último caso. A vantagem da SUSI local reside em que a baixas energias obtemos uma teoria com SUSI global suavemente quebrada (soft breaking) se a massa do gravitino é grande (> 10 GeV).

Numa teoria grande unificada com SUSI local temos multipletos de matéria supersimétrica (N = 1) em alguma representação do grupo de gauge (SU(5) ou SO(10)) e um multipleto de SUGRA (N = 1). Obtemos para o fotino uma massa de 1 - 5 GeV e para o gluino 5 - 25 GeV[15] que estão dentro dos limites experimentais[16].

Um possível meio de se identificar SUSI na natureza é através da observação de um momento de dipolo elétrico para o neutron. O limite experimental atual é de que o momento de dipolo é menor que 6×10^{-25} e.cm. No esquema de SUSI global (com $\theta_{QCD} = 0$) obtemos um momento de dipolo maior do que o limite experimental; porém, com SUSI local, apesar do valor predito ser dependente do modelo, o momento de dipolo é da mesma ordem de grandeza ou menor do que o limite experimental, estando, portanto, acessível aos experimentais[17].

Outro meio aberto à comprovação da SUSI é através da detecção do seletron ou sneutrino por $e^+e^- \to \nu_s\bar{\nu}_s$ ou decaimento do W, $W \to e_s\bar{\nu}_s$. Neste último caso para m_{ν_s} e m_{e_s} entre 10 e 40 GeV seriam necessários de 200 à 300 decaimentos para produzir 40-60 eventos $e_s\bar{\nu}_s$, de forma que os próximos anos prometem ser muito excitantes na caça às partículas supersimétricas.

Finalmente, algumas palavras sobre cosmologia, ou melhor, supercosmologia. No universo primordial SUSI global não produz nenhuma melhora sensível, mas SUSI local produz bons resultados. Um universo inflacionário com SUGRA ($N = 1$) fornece todos os bons resultados do universo *inflacionário e mais: n_b/n_γ grande;* um fluxo de monopólos observável; perturbações de dimensão suficiente para a formação de galáxias; e só depende de duas escalas: a escala de Planck e a escala da quebra de SUSI[18].

REFERÊNCIAS

1. P. Ramond, Phys. Rev. D3(1971)2415.

2. V.A. Gel'fand and E.P. Likhtman, JETP Lett. 13(1971)323.

3. D.V. Volkov and V.P. Akulov, Phys. Lett. 46B(1973)109.

4. J. Wess and B. Zumino, Nucl. Phys. B70(1974)39.

5. D.Z. Freedman, P. Van Nieuwenhuizen and S. Ferrara, Phys. Rev. D13(1976) 3214,
   S. Deser and B. Zumino, Phys. Lett. 62B(1976)335.
   D.Z. Freedman and P. Van Nieuwenhuizen, Phys. Rev. D14 (1976)912.

6. Para uma introdução à SUSI veja, p. ex., P. Fayet and S. Ferrara, Phys. Rep. 32(1977)249; A Salam and J. A. Strathdee, Forts. der Physik 26(1978)57; M.F. Sohnius, K.S. Stelle and P.C. West, in "Quantum Structure of Space and Time", ed. C.J. Isham and M.J. Duff (Cambridge U.P.).

7. V.O. Rivelles and J.G. Taylor, Phys. Lett. 113B(1982) 467; Phys. Lett. 119B(1982)111; Nucl. Phys. B212(1983) 173.

8. V.O. Rivelles and J.G. Taylor, Phys. Lett. 104B(1981)131.
Phys. Lett. B121(1983)38.

9. S. Mandelstam, Nucl. Phys. B123(1983)149.

10. P. van Nieuwenhuizen, Phys. Rep. 68(1981)189.

11. Para uma introdução à SUGRA veja ref. (10).

12. N.A. Namazie, A. Salam and J. Strathdee, "Finiteness of Broken N = 4 Super Yang-Mills Theory", preprint IC/82/230 (1982).

13. P.S. Howe, P.C. West and K.S. Stelle, Phys. Lett. 124B(1983)55.

14. N.G. Deshpande, R.J. Johnson and E.Ma, "On the Uniqueness of Supersymmetry For the Cancellation of Quadratic Divergences", preprint UH-511-503-83(1983).

15. P. Nath, R. Arnowitt and A.H. Chamseddine, preprint NUB 2600.

16. CHARM Collaboration, "Bounds ou Supersimmetric Particles From a Photon Beam Dump Experiment". CERN preprint EP/82-193(1982).

17. D.V. Nanopoulos and M. Srednicki, "The DEMON of Local SUSY" CERN preprint TH -3582(1983),
J. Polchinski and M.B. Wise, "The Eletric Dipole Moment of the Neutron in Low Energy Supergravity", preprint HUTP-83/A016(1983).

18. K.A. Olive, "Primordial Inflation and Supercosmology", CERN preprint TH-3587(1983).

TEORIA DE CAMPOS À TEMPERATURA FINITA E TRANSIÇÃO DE FASE†

G.C. Marques*
Instituto de Física, Universidade de São Paulo

I. TEORIA DE CAMPOS À TEMPERATURA FINITA - O MÉTODO SEMICLÁSSICO

As propriedades termodinâmicas de um sistema podem ser inferidas, dentro do Ensemble canônico, a partir da função de partição $Z(T)$ definida por

$$Z(T) = \mathrm{Tr}\; e^{-\beta\hat{H}} \qquad (1.1)$$

onde $\beta = \frac{1}{T}$ e $\hat{H}$ é o operador Hamiltoniano descrevendo o sistema.

O formalismo devido a Feynman[1] pode ser utilizado dentro desse contexto para escrevermos a função de partição como uma integral sôbre caminhos. Consideremos, a título de exemplificação, o caso de um sistema de partículas não interagindo entre si, mas sujeita a um potencial $V(x)$ (unidimensional por simplicidade). Nessas circunstâncias, a função de partição relevante se escreve

$$Z(T) = N \int_{x(\beta)=x(0)} \mathcal{D}[x(\tau)]\; e^{-\int_0^\beta d\tau \left[\left(\frac{dx}{d\tau}\right)^2 \frac{m}{2} + V(x)\right]} \quad . \qquad (1.2)$$

Onde N em (1.2) é um fator de normalização.

---

†*Baseado num seminário apresentado no III Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, Itatiaia - 1983.*

**Com apoio parcial do CNPq.*

A extensão para o caso de um número infinito de Graus de Liberdade (Teoria de Campos) pode ser encontrada na ref. (2). Para um modelo envolvendo apenas um campo escalar, podemos escrever a função de partição como uma soma sobre configurações de campo. Isto é

$$Z(T) = N \int \mathcal{D}[\phi] \; e^{-S_E[\phi,\partial\phi]} \qquad (1.3)$$

onde N é um fator de Normalização e S_E é a ação euclideana

$$S_E[\phi,\partial\phi] \equiv \int dx_4 \int d^3\vec{x} \left[\frac{1}{2}\left(\frac{\partial\phi}{\partial x_4}\right)^2 + \frac{1}{2}(\vec{\nabla}\phi)^2 + V(\phi)\right] \qquad (1.4)$$

e a integral em (1.3) deve ser realizada sôbre configurações de campo satisfazendo às condições de contorno periódicas

$$\phi(\beta,\vec{x}) = \phi(0,\vec{x}) \quad . \qquad (1.5)$$

Procuraremos mostrar como se determina, semiclassicamente, a função de partição. O método semiclássico baseia-se no fato de que, no limite $\hbar \to 0$, as configurações de campos mais relevantes são aquelas que minimizam a ação euclidiana. Ou seja, são as configurações de campo que satisfazem as equações de movimento

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x_4} + \sum_{i=1}^{3} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2}\right) \phi_c(x_4,\vec{x}) = V'\left[\phi_c(\vec{x},x_4)\right] \quad . \qquad (1.6)$$

No limite de altas temperaturas as soluções relevantes são aquelas independentes da variável x_4 (isso é, as soluções ditas "estáticas").

Assim, em ordem zero da aproximação semi-clássica, podemos escrever a função de partição associada a uma configuração de campo clássica como:

$$Z^0 = e^{-\frac{E}{T}} \qquad (1.7)$$

onde E é a energia associada à configuração clássica "estática".

Até a primeira ordem da expansão em potência de $\hbar$ podemos escrever formalmente

$$Z^{(1)}(T) = e^{-\frac{1}{T}(E' - T\,S(T))} \qquad (1.8)$$

onde $E' = E +$ correções quânticas e $S(T)$ será denominada de entropia associada à configuração clássica levando em conta as flutuações em torno da mesma.

Do ponto de vista de integração funcional a maneira de se determinar $Z^{(1)}$ é a seguinte: seja $\eta(\vec{x},x_4)$ uma configuração de campo tal que

$$\phi(\vec{x},x_4) = \phi_c(\vec{x},x_4) + \eta(\vec{x},x_4) \quad . \qquad (1.9)$$

Substituindo-se (1.9) em (1.3) e expandindo-se até 2ª ordem nas flutuações podemos escrever

$$Z^{(1)}(T) = e^{-\frac{E}{T}} \int_{\eta(0,\vec{x})=\eta(\beta,\vec{x})} \mathcal{D}[\eta] \; e^{-\int_0^\beta d\tau \int d^3\vec{x} \left\{\frac{1}{2}\left(\frac{\partial\eta}{\partial x_4}\right)^2 + \eta\left(-\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{3}\frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{1}{2} V''(\phi_c)\right)\eta\right\}} \; . \qquad (1.10)$$

Donde $Z^{(1)}$ definida em (1.10) poderá ser escrita, formalmente, como

$$Z^{(1)}(T) = e^{-\frac{E}{T}} \frac{1}{\sqrt{\det \bar{O}}} = e^{-\frac{E}{T} - \frac{1}{2}\ln \det \bar{O}}$$

$$= e^{-\frac{E}{T} - \frac{1}{2}\mathrm{Tr}\,\ln \bar{O}} \qquad (1.11)$$

onde $\hat{O}$ é o operador

$$\hat{O} = -\frac{\partial^2}{\partial x_4^2} - \sum_i \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + V''(\phi_c) \quad . \tag{1.12}$$

A energia livre associada à configuração de campo clássica será, assim, formalmente dada por

$$F(T) = E + \frac{T}{2}\, \mathrm{Tr}\, \ln \left[-\frac{\partial^2}{\partial x_4^2} - \sum_i \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + V''(\phi_c) \right] \quad . \tag{1.13}$$

Dentre as configurações de campo clássicas, a mais trivial é a configuração de campo associada ao vácuo da teoria $\phi =$ cte. Para uma teoria sem quebra espontânea o vácuo é descrito por $\phi = 0$. No setor do vácuo podemos então escrever, utilizando (1.13)

$$F^{\text{Vácuo}} = \frac{TV}{2} \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3}\, \ln \left[\left(\frac{2n\pi}{\beta} \right)^2 + \vec{k}^2 + m^2 \right] \quad . \tag{1.14}$$

Efetuando agora a soma em n, a partir da identidade[2]

$$\sum_n \ln \left\{ \left(\frac{2n\pi}{\beta} \right)^2 + \vec{p}^2 + m^2 \right\} = \beta\, \varepsilon(\vec{p}) + 2\ln\left[1 - e^{-\beta \varepsilon(\vec{p})}\right] \tag{1.15}$$

onde $\varepsilon(k) = \sqrt{k^2 + m^2}$, obtemos o seguinte resultado para a energia livre por unidade de volume no setor do vácuo

$$\frac{F^{\text{Vac}}}{V} = \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{\varepsilon(\vec{k})}{2} + T \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3}\, \ln\left[1 - e^{-\beta \varepsilon(\vec{k})}\right] \tag{1.16}$$

Note-se que em (1.16) nós nos deparamos com o primeiro problema de divergências na teoria de campos à temperatura finita. A maneira de eliminá-la nesse caso é bem conhecida: o termo divergente é exatamente o termo de energia de ponto zero do vácuo. Subtraindo-o teremos

$$\frac{F^{Vac}}{V} = T \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} \ell n \left[1 - e^{-\beta\varepsilon(\vec{k})}\right] \qquad (1.17)$$

Esse resultado é aquele, usual, de um gás de Bose ideal.

II. TRANSIÇÕES DE FASE

Quando se baixa a temperatura de alguns materiais, (*por* exemplo o titanato de Bario - $BaTiO_3$[3]) sua estrutura cristalina pode ser alterada como resultado do deslocamento dos átomos da posição de equilíbrio, ocasionando assim uma mudança de simetria *da rêde. Dessa forma, a rede exibirá uma determinada* simetria para temperaturas acima de uma temperatura - dita crítica (T_c) - e exibirá outra simetria para temperaturas abaixo da temperatura crítica. O sistema possui duas fases de simetria. *É de se esperar, portanto, que quando a temperatura do* sistema for baixada até valores inferiores a T_c o sistema experimente (ou exiba) uma transição de fase.

A teoria das interações fracas de Glashow-Weinberg-Salam[4] *é uma teoria de gauge não abeliana, baseada no grupo* de simetria $SU(2) \times U(1)$. Para reproduzir a fenomenologia de baixas energias das interações fracas (Teoria V-A) se faz necessária, no entanto, a quebra espontânea dessa simetria. Teorias *Unificadas das interações fracas, eletromagnéticas e fortes também* utilizam o mecanismo de quebra espontânea de simetria[5].

Como já vimos no exemplo simples do primeiro parágrafo, uma simetria quebrada a temperaturas baixas pode ter essa *simetria restaurada (ou por outra, pode exibir uma simetria di* ferente) a temperaturas mais elevadas. Esperamos, assim, que o sistema descrito por uma teoria cuja simetria é quebrada espontaneamente deva exibir duas fases: uma fase na qual a simetria é quebrada e o parâmetro de ordem é diferente de zero

$$\langle\phi\rangle = a(T) \qquad (T < T_c) \qquad (2.1)$$

e outra fase na qual a simetria é restaurada. Nessa fase, o parâmetro de ordem assume o valor zero. Isto é

$$\langle\phi\rangle = 0 \qquad (T \geq T_c) \quad . \qquad (2.2)$$

No caso das teorias de Gauge já discutidas, o parâmetro de ordem é o valor esperado no vácuo de um dos campos de Higgs.

Admitindo o sistema a temperaturas muito altas e o resfriando, devemos esperar então que o mesmo exiba uma transição de fase. Se a imagem proposta pelo modelo cosmológico padrão estiver correta, o candidato mais natural para esse sistema seria, nada mais, nada menos, que o universo. O próprio universo teria, assim, experimentado transições de fase ditas transições de fase cosmológicas. Tais transições de fase teriam, como discutido na ref. (6), implicações para o universo hoje.

Procuraremos abordar, através do método semiclássico, o problema da restauração de simetria em Teoria de Campos à Temperatura finita e a transição de fase que tem lugar quando isso ocorre. Por uma questão de simplicidade estudaremos aqui apenas a restauração de uma simetria discreta.

III. O POTENCIAL EFETIVO À TEMPERATURA FINITA[7]

De acordo com (I.13) e (I.14) a energia livre associada a uma configuração de campo ϕ independente das variáveis $\vec{x},\vec{x}_4$ seria dada, formalmente, por

$$F(\phi,T) = V\left[\frac{m^2}{2}\phi^2 + \frac{\lambda}{4!}\phi^4\right] + \frac{TV}{2}\sum_n \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} \ln\left[\left(\frac{2n\pi}{\beta}\right)^2 + k^2 + m^2 + \frac{\lambda}{2}\phi^2\right] \quad . \tag{3.1}$$

Definimos o potencial efetivo como sendo a diferença entre as energias livres (3.1) e aquela do setor do vácuo dada por (I.16). Ou seja:

$$V(\phi,T) \equiv \frac{F(\phi,T) - F^{Vac}(\phi=0,T)}{V} \tag{3.2}$$

De (3.1), (I.16) e (3.2) segue que

$$V(\phi,T) = \frac{m^2}{2}\phi^2 + \frac{\lambda}{4!}\phi^4 + \frac{1}{2\beta}\sum_n \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} \ln\left(1 + \frac{\frac{\lambda}{2}\phi^4}{\left[\left(\frac{2n\pi}{\beta}\right)^2 + \vec{k}^2 + m^2\right]}\right) . \tag{3.3}$$

Obviamente o potencial efetivo (3.3) é mal definido pois exibe problemas de divergências ultravioletas. Para que êle seja bem definido devemos adicionar parcelas envolvendo contratermos. Até um loop adicionamos os termos

$$V(\phi,T) = \frac{m^2}{2}\phi^2 + \frac{\lambda}{4!}\phi^4 + \frac{\delta m^2}{4!}\phi^2 + \frac{\delta\lambda}{4!}\phi^4$$

$$+ \frac{1}{2\beta}\sum_n \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} \ln\left\{1 + \frac{\frac{\lambda}{2}\phi^2}{\left[\left(\frac{2n\pi}{\beta}\right)^2 + \vec{k}^2 + m^2\right]}\right\} \quad . \tag{3.4}$$

Os contratermos δm^2 e $\delta\lambda$ em (3.4) são determinados a partir das condições de renormalização impostas à temperatura zero (uma vez que o fato de estarmos trabalhando com a teoria à temperatura finita não introduz divergências adicionais à teoria de perturbações).

Não é difícil ver a partir de (3.4) que $V(\phi,T)$ é uma expressão fechada para a soma de todos os gráficos irredutíveis de uma partícula (renormalizados) tomados a momento zero quando expandidos até um loop[8]. Isto é

$$V(\phi,T) = \sum_n \frac{1}{n!} \bar{\Gamma}^{(n)}(0,\ldots,0,T)\phi^n \quad . \tag{3.5}$$

Com o intuito de verificarmos que um sistema cuja simetria é quebrada à temperatura zero pode ter sua simetria restaurada a altas temperaturas, analisaremos o comportamento do potencial efetivo à temperaturas finita.

Analisaremos o caso de uma teoria cuja simetria discreta $(\phi \to -\phi)$ é quebrada espontaneamente. O modelo simples é aquele cujo potencial é dado por

$$V(\phi) = -\frac{\mu^2}{2}\phi^2 + \frac{\lambda}{4}\phi^4 \quad . \tag{3.6}$$

O potencial efetivo renormalizado associado à lagrangiana (3.6), ao nível de 1 loop, é dado por

$$\begin{aligned} V(\phi,T) = {} & \frac{\lambda}{4}(\phi^2-\phi_v^2)^2 + \frac{1}{2}\int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3}\left[\sqrt{\vec{k}^2+2\mu^2+3\lambda(\phi^2-\phi_v^2)} - \sqrt{\vec{k}^2+2\mu^2}\right] \\ & + (\phi^2-\phi_v^2)\frac{3\lambda}{2}\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4}\frac{1}{k^2+2\mu^2} + (\phi^2-\phi_v^2)\frac{9\lambda^2}{2}\int \frac{d^4k}{(2\pi)^4}\frac{1}{(k^2+2\mu^2)^2} \\ & + \int \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3}\left\{\ell n\left[1+e^{-\beta\sqrt{\vec{k}^2+2\mu^2+3\lambda(\phi^2-\phi_v^2)}}\right] - \ell n\left[1+e^{-\beta\sqrt{k^2+2\mu^2}}\right]\right\} \quad . \end{aligned} \tag{3.7}$$

O comportamento do potencial efetivo à Temperatura Finita é exibido na Fig.(1). A análise dessa figura mostra que a restauração da simetria deve ocorrer a altas temperaturas. Isto se deve ao fato de que o parâmetro de ordem tende a zero para altas temperaturas (o parâmetro de ordem nesse caso é valor de ϕ que minimiza o potencial).

Esse comportamento do potencial efetivo leva a uma imagem para a transição de fase que tem por base a idéia do decaimento do "Vácuo Falso"[9,10].

IV. SOLITONS E TRANSIÇÃO DE FASE[14]

Uma outra alternativa para o que ocorre durante a transição de fase é aquela baseada no mecanismo de Kosterlitz-Thouless[12]. A sua extensão para a Teoria de Campos foi implementada por *I. Ventura*[11].

Dentro do mecanismo de Kosterlitz-Thouless[12] o papel de configuração topologicamente não triviais tem um papel extremamente relevante. A configuração mais simples dentre essas, dentro do contexto da teoria de campos com quebra de simetria, é um kink. Para a teoria $\frac{\lambda}{4}\phi^4$ a solução do tipo kink é dada por

$$\phi_{kink}(x) = a \tanh \frac{mx}{\sqrt{2}} = \frac{m}{\sqrt{\lambda}} \tanh \frac{mx}{\sqrt{2}} \qquad (4.1)$$

Vemos que o kink (4.1) é uma solução com uma densidade de energia diferente da do vácuo apenas numa região de espessura $d \sim m^{-1}$ localizada no plano $x = 0$. Outro fato interessante é que a solução do tipo kink (4.1) separa o espaço em duas regiões exibindo vácuos diferentes (+a) e (-a). Podemos assim interpretar a solução (4.1) como descrevendo uma parede de Bloch[11]. Ocorre que como a energia (= ação clássica) dessa solução diverge (linearmente com a área no limite $A \to \infty$), ou seja

$$S_{sol} = A \int dx \left[\frac{1}{2} \left(\frac{d\phi_{sol}}{dx} \right)^2 - \frac{\mu^2}{2} \phi_{sol}^2 + \frac{\lambda}{4} \phi_{sol}^4 \right] = A \frac{(2\mu^2)^{3/2}}{3\lambda} + S_{vac} \tag{4.2}$$

teríamos o ímpeto de abandonar tais configurações de campo, porquanto não haveria chance de uma parede surgir espontaneamente no sistema. Esse argumento é verdadeiro para temperaturas baixas. Esse não é o caso porém se a temperatura for suficientemente alta. Isso é o que sugere o argumento de Peierls[12]. Ou seja, a altas temperaturas, o termo de entropia pode sobrepujar o termo de energia fazendo com que a energia livre associada a uma parede se torne negativa. Isso implica, então, que a formação de paredes é favorecida e consequentemente, paredes podem brotar espontaneamente no sistema.

Mostraremos a seguir que para altas temperaturas a energia livre do setor do sóliton é menor do que aquela do setor do vácuo[14]. Para determinarmos tal diferença necessitamos calcular a relação

$$\frac{Z_{1s}}{Z_{0s}} = \frac{\text{Função de partição a } J=0 \text{ no setor de 1 sóliton}}{\text{Função de partição a } J=0 \text{ no setor de vácuo}}$$

Dentro do contexto de aproximação semiclássica (mantendo apenas os têrmos quadráticos nas flutuações) podemos escrever usando (1.13)

$$\frac{Z_{1s}}{Z_{0s}} = \frac{e^{-\int_0^\beta d\tau \int d^3\vec{x}\left[\frac{1}{2}\left(\frac{d\phi_s}{dx}\right)^2 - \frac{\mu^2}{2}\phi_{sol}^2 + \frac{\lambda}{4}\phi_s^4\right]}}{e^{-\int_0^\beta d\tau \int d^3\vec{x}\left[-\frac{\mu^2}{2}\phi_v^2 + \frac{\lambda}{4}\phi_v^4\right]}} \times$$

$$\times \frac{\det^{-1/2}\left[-\partial^2 - \mu^2 + 3\lambda\phi_s^2\right]}{\det^{-1/2}\left[-\partial^2 - \mu^2 + 3\lambda\phi_v^2\right]} . \tag{4.3}$$

Tendo em vista a definição da energia livre ($F = -\beta^{-1} \ln z$), podemos escrever de (4.3)

$$F_{1s} - F_{0s} = A \frac{(2\mu^2)^{3/2}}{3\lambda} + \frac{1}{2\beta} \operatorname{Tr} \left[\ln[\mathrm{Sol}] - \ln[\mathrm{Vac}]\right] . \tag{4.4}$$

Lembrando a relação entre energia livre e entropia podemos então, olhando para (4.4), escrever

$$\Delta F = \Delta E - T\Delta S \tag{4.5}$$

onde as diferenças dizem respeito àquelas grandezas calculadas no setor do sóliton e do vácuo. ΔS diverge, no limite termodinâmico, com a área. Como ΔE, como vemos de (4.4), também o faz definiremos a energia livre associada a uma parede como

$$f_{parede}(T) \equiv \frac{\Delta F}{A} = \frac{(2\mu^2)^{3/2}}{3\lambda} - T\Delta s \quad . \tag{4.6}$$

Assim, para mostrarmos que uma parede pode surgir espontaneamente no sistema, basta mostrarmos que

$$f_{parede} < 0 \quad \text{para} \quad T > T_c \quad . \tag{4.7}$$

A temperatura crítica é aquela para qual

$$f_{parede}(T_c) = 0 \quad . \tag{4.8}$$

O resultado explícito para $f_{parede}(T)$ pode ser encontrado na ref. (14). No limite de altas temperaturas ($T \gg \mu$) o resultado para $f_{parede}(T)$ é

$$f_{parede}(T) = \frac{(2\mu^2)^{3/2}}{3\lambda} - \left(\frac{9}{\pi}+\sqrt{3}\right)\frac{\mu^3}{96\pi} - \frac{\mu}{2\sqrt{2}}T^2 \quad . \tag{4.9}$$

No limite de $\lambda \ll 1$ (limite esse para o qual a aproximação semi-clássica aqui feita é de confiança) a temperatura crítica definida em (4.8) é

$$T_c^2 = \frac{8\mu^2}{3\lambda} \quad . \tag{4.10}$$

A partir de (4.9) podemos então concluir que acima da temperatura crítica (4.10) uma parede poderá surgir espontaneamente no sistema.

Nesse ponto pode-se argumentar que uma vez que uma parede é favorecida, então, numa aproximação de gás diluído de paredes, a produção de um número catastrófico de paredes deveria ocorrer. No entanto, como argumentado por Ventura[11], se levarmos em conta a interação entre as paredes o processo se estabiliza e, com esse processo de estabilização, poderíamos inferir uma distância média entre as paredes[13]. O quadro que segue é que para $T > T_c$ obteríamos o sistema coalhado de paredes de acordo como sugerido na figura (2). Dessa figura, e da análise anterior segue que

$$\langle\phi\rangle = \frac{1}{V}\int d^3\vec{x}\,\phi(\vec{x}) = 0 \tag{4.11}$$

e portanto a restauração de simetria ocorrerá como decorrência da existência de um condensado de paredes.

Até o momento pudemos apenas concluir que, através de um condensado de paredes, a simetria $\phi \to -\phi$ deverá ser restaurada. Pouco foi dito sobre a transição de fase. Este é um programa que está em pleno desenvolvimento pelos autores da referência (14). Naquele trabalho pudemos mostrar que de fato uma transição de fase está ocorrendo para $T \sim T_c$. Pudemos mostrar que o calor específico diverge para $T \sim T_c$ e um cálculo do expoente crítico do mesmo foi feito.

Finalmente gostaríamos de acrescentar que a extensão desses resultados para uma teoria de gauge abeliana foi implementada na ref. (15). A extensão para outras teorias não abelianas de gauge está em andamento.

REFERÊNCIAS

(1) R.P. Feynman e A.R. Hibbs, "Quantum Mechanics and Paths Integrals", McGraw-Hill, N.Y., 1965.

(2) L. Dolan e R. Jackiw, Phys. Rev. D9, 3320 (1974);
C. Bernard, Phys. Rev. D9, 3312 (1974).

(3) L. Landau e E. Lifchitz, "Physique Statistique", Editions MIR, Moscow, 1967.

(4) S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22, 579 (1961);
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19, 1264 (1967);
A. Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, Stockolm 1968, ed. N. Svartholm (Almgvist and Wicksell, Stockolm, 1968), p. 367.

(5) J.C. Pati e A. Salam, Phys. Rev. D8, 1240 (1973);
H. Georgi e S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 32, 438 (1975).

(6) T.W.B. Kibble, J. Phys. A9, 1387 (1976) e Phys. Reports 67, 183 (1980);

R.H. Brandenberger, "Quantum Field Theory Methods in Cosmology", Preprint Univ. Harvard HUTMF 82/B122;

F. Wilczek, Proc. Natl. Acad. Sci. USA 79, 3376 (1982);

G.C. Marques, "Física de Partículas Elementares, Transições de Fase e Cosmologia", Preprint IFUSP (1983).

(7) A.D. Linde, Rep. Prog. Phys. 42, 389 (1979).

(8) D. Amit, "Field Theory, the Renormalization Group, and Critical Phenomena", McGraw-Hill, N. York, 1978;

S. Coleman e E. Weinberg, Phys. Rev. D7, 1888 (1973).

(9) S. Coleman, "The Uses of Instantons", "Lectures at the International School of Subnuclear Physics, Ettore Majorana" (1977), ed. A. Zichichi;

E. Witten, Nucl. Phys. B177, 477 (1981):

P. Steinhardt, Nucl. Phys. B179, 492 (1981).

(10) A. Ferraz de Camargo Filho, R. Shellard e G.C. Marques, "Vacuum Decay in a Soluble Model", a ser publicado no Phys. Rev. D (1984).

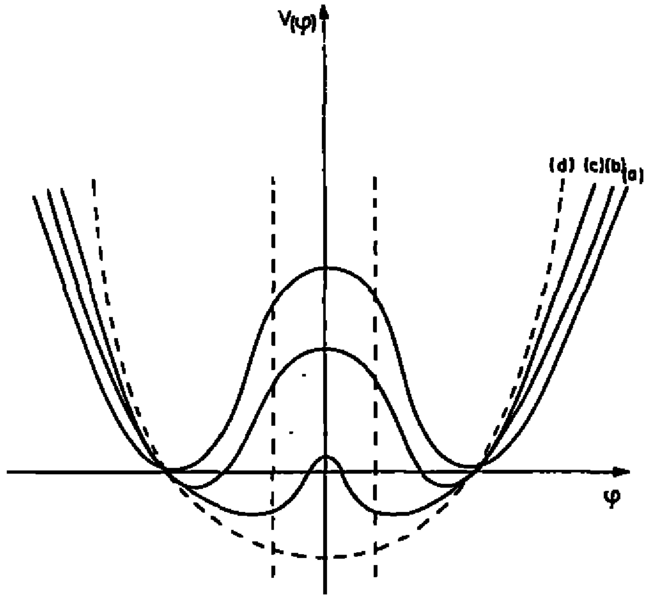
(11) I. Ventura, Phys. Rev. B24, 2812 (1979).

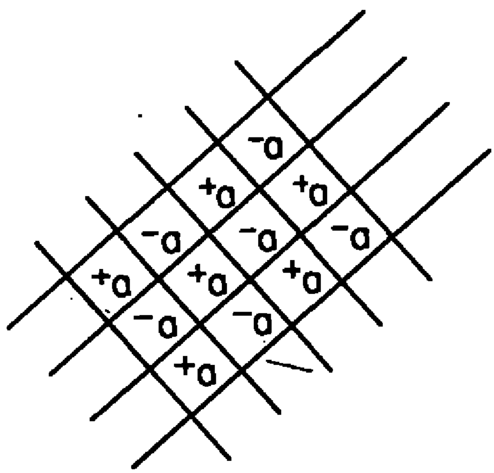
(12) J.M. Kosterlitz e D.J. Thouless, J. Physics C6, 1181 (1973).

(13) G.C. Marques e I. Ventura, "An Alternative View of Cosmological Phase Transitions", Preprint IFUSP/P-342 (1982).

(14) C. Aragão de Carvalho, G.C. Marques, A.J. da Silva e I. Ventura, "Domain Walls at Finite Temperature", Preprint PUC, 1983.

(15) D. Bazeia, G.C. Marques e I. Ventura, a ser publicado na Rev. Bras. Física (1983).


V(φ)
(d) (c)(b)(a)
φ


−a
+a
+a
−a
−a
−a
+a
+a
+a
−a
−a
+a

SOME ASPECTS OF GRAND UNIFIED THEORIES

Rajat Chanda

Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro

21944, Cidade Universitária - P.O. Box 68528 - RJ.

Let us start mentioning a few historical landmarks in the recent development of unification schemes.

1954 - Non-Abelian Gauge Theories (NAGT): Yang-Mills and Ward. The vanishing of gauge boson mass blocked the proper interpretation and applications of this theory.

Renormalization Group Equations (RGE): Gell-Mann, Low, Stuckelberg, Petarman.

1956 - 67 - Fermi to Cabibbo theory of Weak Interactions, σ - Model. Consequences of current algebras.

1967 - 68 - Quantization of Non-Abelian Gauge Theories: Faddeev, Popov, de Witt.

Theory of Leptons with Higgs Mechanism: Weinberg, Salam, Glashow (GSW).

1971 - Renormalization of broken Gauge Theory: 't Hooft, B. Lee et. al.

1973 - Asymptotic freedom. QCD: Wilczek, Politzer, Gell Mann et. al.

1974 - Grand Unification. Composite models. Supersymmetry: Pati-Salam, Georgi - Glashow, Wess-Zumino.

Over the last decade these ideas have been consolidated, perfected and widely accepted.

Remarkable experimental achievements have taken place but no really new ideas have appeared since 1974.

As an example we mention the recent discovery of W and Z bosons. The theoretical and experimental masses agree proving the correctness of radiative correction estimates.

Theory:

$$M_W = \frac{1}{2} gv = \frac{e}{2} \cdot \frac{246}{\sin\theta_W} \text{ GeV} \qquad \text{Where} \begin{cases} v = \left(\dfrac{1}{\sqrt{2}\, G_F}\right)^{1/2} \approx 246 \text{ GeV.} \\ g = \dfrac{e}{\sin\theta_W} \end{cases}$$

Including radiative corrections $M_W^{theory} \cong 82$ GeV(± 1)

$$\text{and } (M_Z)^{th} = \frac{M_W}{\cos\theta_W} \approx 93 \text{ GeV}(\pm 1)$$

$(M_W)^{expt} \approx 80.9 \pm 1.5$ GeV.

$(M_Z)^{expt}$ - 91 - 95 GeV.

GSW theory is on solid basis.

QCD: Quantitative tests only in the perturbative region. Confinement? Glue balls.

The constituent particles belong to three families with very similar properties but different masses.

Reason for this periodicity is not known.

The "Standard Model" based on $G_S = SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ is consistent with all observations but it is incomplete: Need 3 *independent gauge couplings for the factors of* G_S. Masses of fermions, KM mixing parameters, θ - Vac. parameter, dynamical Higgs, etc. are not understood.

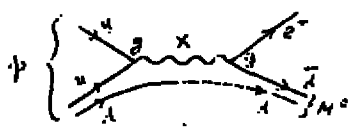
It is possible to consider two general directions to explore beyond the std. model:

(i) Search for new larger symmetries to relate particles and interactions (GUT, SUSY...)

(ii) Search for a new level of elementarity (Composite Models).

Let us consider the first option. G_S must be embedded in a simple compact Lie group G with rank ≥ 4.

Consequences: New gauge bosons involve both color and flavor and their interactions generally violate baryon no. ($\Delta B \neq 0$) leading to proton decay:



$p \to e^+ M^0$

$G_{eff} = \frac{g^2}{M_x^2}$ must be very weak to account for $\tau_p > 10^{31}$ Yrs. $M_x > 10^{14}$ GeV!

Possibility of $\Delta B \neq 0$ was discussed by Lee + Yang [P. R. 98, 1501(1955)] observing that if in analogy with Q, B were associated with an unbroken gauge symmetry($\therefore \Delta B = 0$), the associated long range force would couple to B and not to mass causing an apparent violation of equivalence principle.

Eötvos expts. $\Rightarrow \alpha_B < 10^{-9}\, G_N\, m_p^2$.

$\therefore$ B is not associated with exact $U_1{}^B$.

$\therefore$ $\Delta B \neq 0$ is possible.

At low energies the strong, and weak interactions have different strenghts and other characteristics. Let us assume that at $Q^2 \gg M_x^2$. G symmetry is exact and for $Q^2 < M_x^2$, G is spontaneous broken to its components whose "running" couplings evolue independently.

$G = SU_5$(Georgi - Glashow) is the simplest realistic model.

$$SU_5 \xrightarrow[M_x]{} SU_3{}^C \otimes SU_{2L} \otimes U_1{}^Y \xrightarrow[M_W]{} SU_3{}^C \otimes U_1{}^{em}$$

For $Q^2 \geq M_x^2$ the couplings $g_3(= g_s)$, $g_2(= g)$ and g_1 $(= \sqrt{\frac{5}{3}}\, g')$ are all equal - call it g_5. At or above the symmetry point, $\sin^2\theta_W = \dfrac{g'^2}{g^2+g'^2} = \dfrac{3/5 g_1{}^2}{g_2{}^2 + \frac{3}{5} g_1{}^2} \xrightarrow[Q^2>M_x{}^2]{} \frac{3}{8}$.

$$\frac{\alpha}{\alpha_S} = \frac{e^2}{g_5^2} = \frac{g^2\sin^2\theta_\omega}{g_5{}^2} \xrightarrow[Q^2>M_x{}^2]{} \frac{3}{8}.$$

The rate of charge of g_i's are given by the β-functions (RGE's).

For $M_W{}^2 < Q^2 < M_x{}^2$, at 1 - loop level

$$\frac{\alpha(Q^2)}{\alpha_S(Q^2)} = \frac{3}{8}\left[1 - \frac{\alpha(Q^2)}{2\pi}\left(11 + \frac{n_H}{6}\right)\ell n\, \frac{M_x{}^2}{Q^2}\right]$$

$$\sin^2\theta_\omega(Q^2) = 3/8\left[1 - \frac{\alpha(Q^2)}{2\pi}\left(\frac{110 - n_H}{9}\right)\ell n\, M_x^2/Q^2\right]$$

n_H: no. of light higgs doublets. $\alpha(M_W{}^2) \simeq \frac{1}{128.5}$

Use observed α/α_S and $\sin^2\theta_W$ at $Q^2 = M_W{}^2$ to obtain two independent estimates of M_x and check consistency.

Obs.: We assumed a "desert" between M_W and M_x.

Best results (using 2 - loop corrections):

$$\sin^2\theta_W(m_W^2)\Big|_{theory} = .214 \pm .003$$

From neutral current data, after radiative correction (Sirlin + Marciano) $\sin^2\theta_W(m_W^2)\Big|_{expt} = .215 \pm 0.012$: impressive agreement.

Note: an error of 1% in $\ell n\, M_x$ => 50% error in M_x.

Also, $\tau_p \propto M_x^4$. This shows why τ_p predictions have large margin of errors.

$$M_x = (2.4 \pm 1.2) \times 10^{14}\ \text{GeV}.$$

For SU_5, no. of gauge bosons: $5^2 - 1 = 24$. (in Adj. repr.). *In addition to gluons, $W^\pm, Z^0, \gamma$, 12 new bosons $X_i^\pm$, $Y_i^\pm$ are* needed.

In each family, fermions transform as $\bar{5} \oplus 10$ representations. ν_R not included.

The Colored lepton-quark gauge bosons (induced by *Higgs fields) get large masses, can mediate $\Delta B \neq 0$ processes:*

$$p \to e^+ M^0 \qquad p \to \bar{\nu} M^+$$
$$n \to e^+ M^- \qquad n \to \bar{\nu} M^0$$

Where M represents one or more mesons.

$$\tau_p \sim \frac{1}{\alpha_5^2} \frac{M_x^4}{m_p^5}$$

3 q fusion and Higgs mesons also contribute to τ_p. In general,

$$\tau_{p,n} = a_{p,n} M_x^4$$

$a_{p,n}$ depends on $\psi(0)$ for two quarks to overlap. Smaller values of the QCD scale $\Lambda_c^{\overline{MS}}$ reduces M_x and hence τ_p.

Uncertainly in M_x is further amplified.

Final conclusion for minimal SU_5

$$\tau_p^{(SU_5)} < 4 \times 10^{31} \text{ yrs.}$$

Obs.: Theoretical estimate was reduced by additional processes + $\Lambda_c^{\overline{MS}}$ reduction.

It is still possible to increase τ_p without affecting $\sin^2\theta_W$ prediction by changing fermion and Higgs content, for example, including additional fermion and Technicolor, superheary fermions or additional Higgses (not very easy!)

One can construct $L_{eff}^{\Delta B \neq 0} = G_{eff}(qqq\ell)$ and from this the branching ratios (B) for p and n decays can be calculated.

Main results:

(i) SU_5 broken by 24 + 5 Higgses possess global B - L conservation $\therefore$ No $n - \bar{n}$ osc^n ($\Delta B = 2$) or Majorana ν-mass ($\Delta L = 2$).

(ii) $\frac{\Delta S}{\Delta B} = -1$ or 0 $\therefore$ $p \to \bar{\nu}K^+$

$$n \not\to e^+K^-$$

(iii) $B(p \to e^+\pi^0) \sim 30\%$; $B(n \to e^+\pi^-) \sim 50\%$.

$\therefore$ For the channel $p \to e^+\pi^0$,

$$\boxed{(\tau/B)^{SU_5} < 10^{32} \text{ years}}$$

For X, Y mediated decays.

<u>Higgs mediated decays</u>. Since Higgses couple preferentially to heavier fermions, a Higgs 5: $\begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \\ H_\alpha \end{pmatrix}$ α = color

should have $B(p \to \mu^+ x^0) \approx 100\%$ - a dramatic signal!

<u>SO_{10} Model</u>

This is the next candidate for the GUT theory(rank 5) with anomaly free complex rep. for fermions; each family belongs to a 16 rep.

Simplest symm breaking pattern is

$$SO_{10} \xrightarrow[M_G]{} SU_5 \longrightarrow G_S \xrightarrow[M_W]{} SU_3^c \times U_1^{em}$$

$$16 \longrightarrow \bar{5} \oplus 10 \oplus 1$$

The SU_5 singlet is a ν_R $\therefore$ In general $m_\nu \neq 0$

. Additional lepto-quark bosons X', y' also contribute to p(n) decay.

. B - L conservation is violated in general.

$n \leftrightarrow \bar{n}$ can be expected.

Another breaking pattern: (L - R Symm. weak interaction)

<u>Multiple mass scales</u>

No "desert"

$$SO_{10} \xrightarrow[M_G]{} SU_4^C \times SU_{2L} \times SU_{2R} \xrightarrow[M_C]{} SU_3^C \times U_1' \times SU_{2L} \times SU_{2R}$$

$$\xrightarrow[M_R]{} SU_3^C \times SU_{2L} \times U_1^R \times U_1 \xrightarrow[M]{} G_S \xrightarrow[M_W]{} SU_3^C \times U_1^{em}$$

[in GeV] $M_G \sim 10^{14} - 10^{15}$; $M_R \sim 10^9$, $M \geqslant M_W$ reproduces α_S and $\sin^2\theta_W$ [Rajpoot, P.R. <u>D22</u>, 2245('80)]

Obs.: τ_p may be increased in the SO_{10} model broken in the Pati-Salm way.

Supersymmetry introduces partners which contribute to β-functions reducing the rate of change of g_i's => Unification mass goes up => τ_p increases.

<u>New Experimental Results:</u>

IMB Collaboration: $\tau_p\left[B(p \to \pi^0 e^+)\right]^{-1} > 10^{32}$ yrs. Rules out minimal SU_5 .

NUSSEX Collaboration: $\dfrac{\tau_p}{B(p \to \mu^+ K^0)} > 1.8 \times 10^{31}$ yrs.

Higgs mediated channel seems to be absent.

<u>Expt. Limits</u>:

Irreducible background generated by $\bar{\nu}_e p \to e^+\pi^0 n$, $E(\bar{\nu}_e) \sim 1$GeV with undetected neutron produces a fake proton decay signal. The $\bar{\nu}_e$ background translates into

$$(\tau_p)_{false} \sim 10^{33} \text{ yrs.}$$

$\therefore$ No terrestrial expts., independent of detector size can go much beyond 10^{33} yrs.

$\therefore$ Theories predicting $\tau_p \gg 10^{33}$ yrs. can not be tested.

Relevance of GUTS to other low energy phenomena have been investigated.

In minimal SU_5 $m_\nu = 0$ and $n \not\leftrightarrow \bar{n}$

Larger GUTS, e.g., based on SO_{10} with broken $(B - L)$ generator predict m_ν in the eV range leading to observable ν-osc^n and $(\beta\beta)_{o\nu}$ processes. The Russian expt. result $m_{\bar{\nu}_e} \gtrsim 20$ eV extracted from the Kurie plot of $H^3 \to He^3 + e^- + \bar{\nu}_e$ would have profound cosmological implications because of their large number density $n_\nu \sim n_\gamma$. (Invisible matter in galaxies, closed or open Universe, "prefabricated" large scale structure of super-clusters).

$n \leftrightarrow \bar{n}$ osc^n has not yet been found experimentally:

$$\tau_{n - \bar{n}} > 10^6 \text{ sec.}$$

δm: transition mass. $\tau_{n - \bar{n}} = \frac{1}{\delta m}$

<u>Early Universe</u>

Evidences for "big bang cosmology":

i) Hubble expansion (1929);

ii) Cosmic 2.7°K Microwave background (1965);

iii) Primordial He^4 abundance of 25%.

Adiabatic Expansion: Universe cools with age(t_U)

$$t_U \sim \frac{10^{-6}}{T_U{}^2(\text{in GeV}^2)} \text{ sec. ; } 1 \text{ GeV} \approx 10^{13}\ {}^\circ\text{K}.$$

$$RT = \text{cte.}$$

$$H = \frac{\dot{R}}{R} = -\frac{\dot{T}}{T}$$

Universe underwent a series of phase transitions.

Ex.: $SU_5(\text{GUT}) \xrightarrow[M_X]{} G_S$ transition occurs at

$$M_X \sim T_U \sim 10^{14} \text{ GeV} \approx 10^{27}\ {}^\circ\text{K} \Rightarrow t_U = 10^{-34} \text{ sec. !}$$

$\therefore$ The GUT interactions were important in the first instant after the big bang.

"Cosmological H.E. lab. with no budget restrictions".

[Electro weak phase transition at $T_U \sim 10^2$ GeV i.e. at $t_U \sim 10^{-10}$ sec
At $T_U \sim 200$ MeV, $t_U \sim 10^{-4}$ sec. QCD confines: Hadrons are born.

For $t_U > 10^{-4}$ sec., end of H.E. physics.
Read Weinberg's 3 minutes.]

Some Implications:

(a) Generations of Baryon Asymmetry (Welcome!)

(b) Cosmological production of Magnetic Monopoles (Problem)

(a) X, Y and H mediated GUT reactions may be responsible for the observed excess of matter over anti matter with a dynamical explanation of

$$(n_{B/n_\gamma}) \sim 10^{-9 \pm 1}$$

General requirements:

(i) $\Delta B \neq 0$ interactions

(ii) C + CP violations present at $T_U \sim 10^{14}$ GeV.

(iii) Departure from thermal equilibrium.

Note: Minimal SU_5 with a single Higgs 5 yields $n_{B/n_\gamma} \sim 10^{-20}$

With 2 more Higgs 5, one can arrange $n_{B/n_\gamma} \sim 10^{-9}$

The evaluation of ΔB is very sensitive to the details of the model.

Cosmological Monopoles

A spontaneously broken gauge symmetry G to a subgroup H containing a U_1 factor, i.e. all realistic GUT models inevitably produce stable monopole solutions with mass $M_X/\alpha_{GUT} \sim 10^{16}$ GeV $\sim 10^{-8}$ gm !

Consider GUT $\xrightarrow[M_X \approx 10^{14}\text{GeV}]{} G_S$

The no. of monopoles produced depends on the nature of this transition.

Simplest considerations [Kibble, Zeldovich, Preskill et. al.] suggest

$$\frac{n_M}{(n_B)_{vis.}} \sim 10^{-4} ,$$

Compare

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

off by a factor of 10^{10} !

Enourmous Supercooling etc. can reduce $\left(\frac{n_M}{n_B \text{ vis}}\right)$ but no convincing sol^n to the monopole problem exists.

Rubakov - Callan effect (Fermion - monopole interaction).

The most stringent astrophysical limit on monopole flux in our galaxy without destroying the observed magnetic field (~ 3μ Gauss) is called the parker bound;

$$F_m \leqslant 6 \times 10^{-16}\ cm^{-2}\ .\ sr^{-1}\ .\ s^{-1} \quad \text{for } M_m \sim 10^{16}\ GeV.$$

Note: Cabrera limit is much higher.

In 1980, Dokos and Tomaras suggested that GUT monopoles can catalyse baryon decay

$\sigma_c(M + N \rightarrow M + e^+ + \text{mesons}) \propto \frac{1}{M_X^2}$ (negligible). Rubakov and Callan showed that σ_c is independent of M_X, and $\sigma_c \sim 10^{-26}\ cm^2 \approx 10mb$. with large uncertainties.

Based on the energy of neutron stars, limits were obtained for $\sigma_c F_m < 10^{-30 \pm .2}$ $Sr^{-1}\ S^{-1}$

In Parker bound is saturated => $\sigma_c \sim 10$ nb.

Direct expt. evidence for monopole catalysed nucleon decay would be of profound importance for GUTS => Simultaneously prove the existence of monopoles and nucleon decay.

Results:

$$F_m\ \sigma_c < 6.6 \times 10^{-40}\ Sr^{-1} \text{ for } \sigma_c < 0.1 \text{ mb}.$$

No useful constraint on F_m if σ_c is very small.

Summary

The minimal SU_5 model successfully computes

(i) $\sin^2\theta_W(m_W)$;

(ii) $\frac{m_b}{m_\tau} \approx 3$;

(iii) $Q_{proton} = Q_{positron}$

The potential problem for the model are:

(I) Recent experimental determination $m_{\nu_e} > 20$ eV. Is much too high to be explained satisfactorily.

(II) New limits on $\tau(p \to \pi^0 e^+)$ are uncomfortably high for SU_5 .

(iii) Limits on Monopole flux is much too low for the model.

Larger GUTs based on SO_{10} or E_6 gauge symmetries with multiplets scales (no desert) are too flexible and predictions, In general, are less definitive.

Unsolved problems:

(I) Family or generation problem.

(II) Higgs and Yukawa couplings are arbitrary. Fermion masses and mixings. Gauge couplings.

(iii) Proliferation on elementary fields.

(iv) Underived small parameters: $\frac{m_W}{m_X} \sim 10^{-12}$; $\theta_{QCD} < 10^{-5}$.

(v) Dynamical symmetry breaking.

(vI) Gravity.

There are two speculative but theoretically interesting options availaible by including local and global supersymmetry and/or acceping the possibility that quarks and leptons are composite. No experimental support for the proposals exist yet.

It is hoped that some new theoretical inputs and experiments performed at the accelerators under construction may shed new light on the above unsolved problems.

LIFETIME EXPERIMENTS OF CHARMED PARTICLES

Gerhard Otter
III Physikalisches Institut der RWTH Aachen

1. INTRODUCTION

In this report the present state of knowledge of the lifetime of charmed particles is summarized. It is not intended to treat the theoretical side of this problem, but the various experiments measuring charm lifetime will be discussed in detail. Since this lifetime is very short (10^{-12} - 10^{-13} sec) experimental difficulties arise in finding and measuring the production and decay point of these particles as well as in measuring all of its decay products. We therefore need a vertex detector with very good spatial resolution and a connecting spectrometer for momentum measurement of the charged and neutral particles. To obtain unique results good particle identification of the investigated particles is further desirable. The experiments carried out up to now use emulsions, a special bubble chamber or an electronic device as vertex detector together with a suitable downstream spectrometer |1|. Details and results of these investigations will be discussed in this report.

Let us start with a very short introduction to charmed particle physics. We shall treat the quark content of charmed particles, as well as their decay properties. A number of review articles consider these items in much more detail |2|.

Hadron spectroscopy and its regularities lead to the concept of subatomic particles, the quarks. Mesons are built up by a quark and an antiquark and baryons by three quarks. In the early days 3 kinds of quarks (u, d, s) were enough to describe the experimental data. With the detection of J/Ψ |3| it became clear that a *fourth quark* (*charmed quark c*) exists and the *corresponding* symmetry is SU(4). The quantum numbers of the 4 quarks are given in Table 1.

Table 1

	B	I	Q	S	Y	C
u	1/3	1/2	2/3	0	1/3	0
d	1/3		-1/3	0	1/3	0
s	1/3	0	-1/3	-1	-2/3	0
c	1/3	0	2/3	0	0	1

(B = baryon number, I = isospin, Q = charge, S = strangeness, Y = hypercharge, C = Charm).

The lowest-lying hadrons, i.e. the $J^P = 0^-$-mesons ($q\bar{q}$: $4 \times 4 = 15 + 1$) and $J^P = 1/2^+$-baryons (qqq: $4 \times 4 \times 4 = 4 + 20 + 20' + 20$, where the $1/2^+$-states are realized by the 20'-multiplet) are displayed in fig. 1.

All charmed 0^--mesons are well known with the possible exception of the F |4|, where recently doubts about the published mass were raised by finding the F-mass at a different value |5|. The $1/2^+$-charmed baryons are less well known. Only Λ_c ($\equiv C_0$) and Σ_c($\equiv C_1$) are definitively established and there are indications for the existence of the A |6|.

From these charmed particles we report results on the lifetime of the weak decaying states $D^\pm$, D^0, $F^\pm$ and Λ_c. Some important properties of these particles are given in table 2.

Table 2

	mass (MeV)	Spin-parity	S	I	quark decomposition
D^+	1869.4 ± 0.6	0^-	0	1/2	$c\,\bar{d}$
D^0	1864.7 ± 0.6	0^-	0	1/2	$c\,\bar{u}$
F	2021 ± 15	0^-	1	0	$c\,\bar{s}$
Λ_c^+	2282.2 ± 3.1	$1/2^+$	0	0	c d u

In 1970 a new model for weak interactions was proposed which turned out to be very successful |7|. In this GIM-model the charm quark c was introduced to explain the experimental smallness of the strangeness-changing weak neutral current. The weak charged current in the GIM-model is

$$J_\mu = (\bar{u}\,\bar{c})\,\gamma_\mu\,(1-\gamma_5)\;(M)\;\binom{d}{s}$$

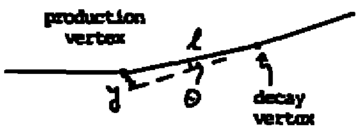
$$= (\bar{u}\,\bar{c})\,\gamma_\mu\,(1-\gamma_5)\begin{pmatrix} d\cdot\cos\theta_c + s\cdot\sin\theta_c \\ -d\cdot\sin\theta_c + s\cdot\cos\theta_c \end{pmatrix}$$

with the Cabibbo angle θ_c. From the value of the Cabibbo angle ($\cos\theta_c = 0.97$ and $\sin\theta_c = 0.23$) we infer that the c-quark decays preferntially to the s-quark ($C \to S$ is Cabibbo allowed) and that the decay $c \to d$ is supressed ($c \to d$ is Cabibbo forbidden). This result is qualitatively not changed when instead of the GIM-model with 4 quarks a 6-quark-model (the matrix M is then the Kobayashi-Maskawa matrix) is used |8|.

Assuming that in first approximation only the Cabibbo allowed decays are important, the diagrams of fig. 2 are responsible for the weak decay of the charmed particles. The diagrams of the first row are those of the spectator model, where the c-quark decays and does not influence the other quarks (spectator quarks). A consequence of this spectator model is that the lifetime is the same for all 4 charmed particles. Other diagrams, however, could also be important for the weak decay of the charmed particles. These are W-exchange and annihilation diagrams as shown in the second row of fig. 2. For a pseudoscalar particle decaying into two light fermions their contribution seems to be small. The effect of helicity suppression, however, is irrelevant when gluons are exchanged as indicated in the figure. A consequence of the contribution of these non-spectator diagrams is a longer lifetime of the $D^{\pm}$ as compared to those of the other particles. All four charmed particles could have different lifetimes.

2. BUBBLE CHAMBER EXPERIMENTS

In a high energy reaction where charmed particles as well as other particles are produced, the charm decay can only be detected when at least one of the decay particles has an impact parameter y with respect to the production vertex which is larger than the experimental resolution in this experiment (see the drawing on this page). A spatial resolution in the order of 10 to 100 μm is therefore needed if we do not want to lose too many charm decays.



$$y = \ell \sin\theta = \frac{p_\perp}{p_\ell^* + E^*} \cdot c\tau$$

$p_\perp$, p_ℓ^*, E^* .... transverse and longitudinal momentum, and energy of the decay particle, defined in the charmed particle rest system

τ.............. lifetime of the charmed particle.

Bubble chambers specially designed and built for the detection of charmed particles can achieve the required condition: their bubbles have small diameters ($\leq$ 50 μm) and are produced with high density ($\geq$ 70 bubbles/cm). Since bubbles in bubble chambers grow after they are formed the condition of small bubble diameter is achieved by decreasing the time between bubble production by the passing charged particle and photographing. For a normal bubble chamber as BEBC this flash delay is ~10 msec after which bubbles reach a diameter of ~500 μm. The specially built LEBC-bubble chamber works with ~30 μsec flash delay and with bubbles of ~40 μm diameter. When a higher temperature as normal is used as working point for the bubble chamber, the bubble density increases. LEBC produces ~70 bubbles/cm compared to a density of a factor of 10 smaller for normal bubble chambers.

Two methods have been used for the registration of these small bubbles. The first uses a special high resolution camera in combination with the bubble chamber. A great disadvantage is, however, that for this case the depth of field is limited to a few millimeters where bubbles are sharply seen. The second possibilty is to record these small bubbles with holographic techniques. This not only gives access to better spatial resolution, it also introduces the possibility of working with larger beam intensities. On the other hand holographic techniques are complicated and the reconstruction of tracks is not simple.

A) Experiment NA 16 [11]

This experiment, carried out at CERN, used the hydrogen bubble chamber LEBC (an acronym for LExan Bubble Chamber) and the downstream spectrometer EHS (European Hybrid Spectrometer). The incident beams were a π^-- and a p-beam at 360 GeV/c. A schematic layout of the experiment is given in fig. 3.

LEBC is a rapid cycling (30 Hz) cylindrical chamber of 20 cm diameter with a depth of 4 cm. Classical high resolution optics was used for the registration of the small bubbles of 40 μm diameter.

The downstream spectrometer EHS was equipped with large drift chambers (D1 – D5) for the reconstruction of the charged particle tracks. Since LEBC could not operate in a magnetic field, the large vertex magnet foreseen for the normal operation of EHS (shown in the fig. 3 as M1) was replaced by a 1.5 Tm magnet (M1') downstream of LEBC. This magnet and a second magnet (M2) serve for the momentum analysis of charged particles. EHS also provides gamma detection and reconstruction for nearly all π^0's produced in the forward hemisphere (with an energy resolution of 1 – 3% for fully reconstructed π^0's) using the detectors IGD and FGD. Furthermore a large volume drift chamber ISIS is used for ionisation sampling to identify charged particles in the 3 to 30 GeV/c momentum range.

In the meantime, the EHS has been improved by adding two Cerenkov counters, a transition radiation detector and a larger version of ISIS. The new experiment, called NA27, is still under analysis, results are not yet available.

For NA16, a total of 350 K pictures with incident π^-'s and 500 K pictures with incident protons have been taken. All films have been scanned twice and checked by physicists. Charm candidates in the bubble chamber have been detected by either searching for secondary tracks not pointing to the interaction vertex or by looking for increases of ionization. A scanning efficiency of 96% with no noticeable flight length dependence of the charmed particles down to $\sim$1 mm has been inferred from the two scans. The bubble chamber measurements have been combined with the spectrometer information to obtain the momenta of the charged particles as well as of the reconstructed π^0's. Kinematic fits have been carried out for the events and the much more abundant strange particle decays have been removed. The 52 charm decays having 2C or 3C kinematic fits are given in table 3.

In case of ambiguity between Cabibbo-allowed and Cabibbo-suppressed interpretations, Cabibbo-allowed fits have been preferred. Moreover, Cabibbo-allowed $D^{\pm}$-hypotheses have been selected over any ambiguous Λ_c^{+} of $F^{\pm}$-interpretation.

Table 3

		n = 0	= 1	= 2
D^0, $\bar{D}^0$	$K^{\pm}\pi^{\mp}\ n\pi^0$	5	4	3
	$K^{\pm}\pi^{\mp}\pi^{+}\pi^{-}\ n\pi^0$	8	2	0
	$\pi^{+}\pi^{-}\pi^{+}\pi^{-}\ n\pi^0$	1	0	0
D^+, D^-	$\pi^{\pm}K^0\ n\pi^0$	0	2	0
	$K^{\mp}\pi^{\pm}\pi^{\pm}\ n\pi^0$	13	4	1
	$\pi^{\pm}\pi^{+}\pi^{-}\ n\pi^0$	1	0	0
	$K^0\pi^{\pm}\pi^{+}\pi^{-}\ n\pi^0$	1	0	0
$F^{\pm}$	$K^{+}K^{-}\ n\pi^0$	0	3	0
D^{+}/Λ_c ambiguous		1	0	0
F^{+}/Λ_c ambiguous		2	0	1

For the lifetime determination by a maximum likelihood fit only events with a decay length larger than a certain value have been used. The results of the fit are:

$$15\ D^{\pm} \qquad \tau = (8.4\ ^{+3.5}_{-2.2}) \cdot 10^{-13}\ \text{sec}$$

$$16\ D^{0} \qquad \tau = (4.1\ ^{+1.3}_{-0.9}) \cdot 10^{-13}\ \text{sec}$$

$$2\ F^{\pm} \qquad \tau = (2.1\ ^{+3.6}_{-0.8}) \cdot 10^{-13}\ \text{sec}$$

$$\tau(D^{\pm})/\tau(D^{0}) = 2.1\ ^{+1.4}_{-0.6}$$

B) Experiment BC 73 [12]

This experiment was done at SLAC with the SLAC Hybrid Facility. The experimental set-up is seen in fig. 4.

The 1 m hydrogen bubble chamber, operated at 10 Hz, was equipped with an additional high resolution camera for the detection of charm decay vertices. The bubble chamber was run in the high bubble density mode (70 bubbles/cm) and photographs of 55 μm diameter bubbles were taken with good resolution over a depth of ±6 mm.

The downstream spectrometer consisted of proportional chambers PWC, freon and N_2-Cerenkov counters and a lead glass shower detector. The beam was a backward scattered laser beam, producing photons of 20 GeV/c.

The results presented here are based on 2,4 · 10^6 bubble chamber pictures containing 580 K hadronic interactions. All hadronic events were examined on the scan-table for decays of short-lived particles within 1 cm of the interaction vertex. An event was considered as charm candidate when either the decay point of a particle was visible or when the backward projection of one of the decay tracks missed the production vertex by at least one track width. Decays consistent with a strange particle decay hypothesis were excluded. 62 events with 72 charmed particle decays remained. 8 fully reconstructed D^0-decays and 11 fully reconstructed $D^\pm$-decays with no missing particle, all of them Cabibbo-allowed, are listed in table 4. The rest of the decays are compatible with D's if a missing π^0, K^0 or ν is assumed. For most $D^\pm$ candidates, the $F^\pm$-hypothesis cannot be excluded, and for some of them the Λ_c-hypothesis is possible.

Table 4

		n=0	n=1
D^0, $\bar{D}^0$	$K^\pm \pi^\mp n\pi^0$	1	0
	$K^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^- n\pi^0$	4	2
	$K^0 \pi^+ \pi^- n\pi^0$	1	0
D^+, D^-	$K^\mp \pi^\pm \pi^\pm n\pi^0$	8	2
	$K^0 \pi^\pm \pi^+ \pi^-$	1	0

Because of the relatively low beam energy, good limits on the momentum of the charmed particle (used for flighttime determination) can be obtained, despite the lack of complete neutral particle detection. 21 $D^\pm$ and 22 D^0-decays have been used to calculate the lifetime by maximum likelihood methods. The result of this investigation is the following:

$$21\ D^\pm \quad \tau = (7.4 \,{}^{+\,2.3}_{-\,2.0}) \cdot 10^{-13}\ \mathrm{sec}$$

$$22\ D^0 \quad \tau = (6.8 \,{}^{+\,2.3}_{-\,1.8}) \cdot 10^{-13}\ \mathrm{sec}$$

$$\tau_{D^\pm}/\tau_{D^0} = 1.1 \,{}^{+\,0.6}_{-\,0.3}$$

C) Experiment NA18 [13]

This experiment has a much simpler experimental set-up than that of the other experiments discussed (see fig. 5). It consists essentially of two detectors only, a bubble chamber and a streamer chamber. The heavy liquid bubble chamber BIBC (acronym for Berne Infinitesimal Bubble Chamber) filled with freon C_3F_8 was used as vertex detector to recognize particles decaying near the interaction vertex. It worked in the high resolution mode with bubbles of 30 μm diameter and with a bubble density of 300 bubbles/cm. The 2m-streamer chamber filled with He-Ne-mixture at atmospheric pressure together with a 1.5 T magnet served to determine the momenta of the charged particles coming for BIBC. The apparatus could neither detect π^0's nor identify charged relativistic particles by ionisation.

In a run with a π^- beam of 340 GeV/c, 155 K pictures with 95 K interactions were taken. The bubble chamber pictures were scanned for charm candidates within a projected forward cone of 20^0 and with decay lengths smaller than 25 mm. Since neutral particles could not be detected in this experiment, only candidates with no obvious missing neutral and with all tracks pointing into the streamer chamber were reconstructed geometrically using both the BIBC and the streamer chamber track information. From this sample 456 events were found where all tracks matched between the two detectors. Assigning to the tracks mass values according to Cabibbo-allowed charm decays and calculating the corresponding invariant mass of the charm candidate, 9 D^0, 7 $D^\pm$ and 5 $F^\pm$ decays remained with masses in the interval of 1820 - 1910 MeV for D and 1960 - 2110 for F resp. and with decay lengths larger than a minimum value. Out of the 7 $D^\pm$ candidates 4 fitted an F-mass with comparable probability. The F-decays were only accepted when they were not ambiguous to D-decays. The following events were found (Table 5)

Table 5

D^0, $\bar{D}^0$	$K^\pm\pi^\mp$	3
	$K^\pm\pi^\mp\pi^+\pi^-$	6
$D^\pm$	$K^\pm\pi^\mp\pi^\mp$	6
	$K^\pm\pi^\mp\pi^\mp\pi^+\pi^-$	1
$F^\pm$	$K^+K^-\pi^\mp$	2
	$\pi^\pm\pi^+\pi^-$	2
	$\pi^\pm\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$	1

The lifetimes of these charmed particles were determined by the maximum likelihood method. The results are:

$$9\ D^0: \quad \tau = (1.4\ ^{+\ 2.6}_{-\ 1.3} \pm 0.5) \cdot 10^{-13}\ \text{sec}$$

$$7\ D^{\pm}: \quad \tau = (6.3\ ^{+\ 4.8}_{-\ 2.3} \pm 1.5) \cdot 10^{-13}\ \text{sec}$$

$$5\ F^{\pm}: \quad \tau = (4.4\ ^{+\ 5.0}_{-\ 1.7} \pm 1.5) \cdot 10^{-13}\ \text{sec}\ ^{*)}$$

$$\tau(D^{\pm})/\tau(D^0) = 1.5 \pm 1.0$$

*) this value is not reported in the publication, it was found in a conference report |13|.

3. EMULSION EXPERIMENTS

Among the experiments designed for lifetime measurement, those with an emulsion as vertex detector together with a downstream spectrometer can be used even for lifetimes below 10^{-13} sec, due to the especially good spatial resolution of ∿1 µm in the emulsion, which is much better than in other detectors. There are, however, disadvantages when emulsion-vertex-detectors are applied: it is extremely difficult and time consuming to scan and measure the vertex of an interaction and the connecting particle tracks. As the emulsion is continuously sensitive and no timing information is possible, every charged particle passing through the emulsion is recorded, producing a large background. For charm production in the emulsion, neutrino beams are therefore best suited because ∿10% of all neutrino interactions at high energy lead to charmed particle production. Emulsion experiments with photon beams were also performed, although only ∿1% of the interactions produce charm. Hadronic interactions, on the other hand, produce charm in a ratio of 1 : 10^3 only and are therefore not useful for charm lifetime measurement with the emulsion technique.

Two of the emulsion experiments accumulated relatively high statistics and are therefore discussed in this report.

A) Experiment WA 58 |9|

To produce the charmed particles a tagged photon beam with an energy between 20 and 70 GeV was sent to an emulsion target. The Omega spectrometer in CERN was used as downstream spectrometer to find and to reconstruct the charm events.

The experimental set-up is given in fig. 6. The spectrometer consisted of a large magnet, of a series of proportional chambers (MWPC and WPC) to detect and analyse the charged particles, and of further detectors for particle identification. As emulsion vertex detector 6000 emulsion pellicles of the dimension of 20 cm x 5 cm x 600 µm (36 l) were used. A mechanical device brought single pellicles, one at a time, to the target position where they were put at an angle of 5° to the beam axis, so that their effective thickness was about 6 mm. Each pellicle was irradiated by 10^{6} tagged photons.

The outgoing particle tracks as recorded in the spectrometer served to predict the interaction region in the emulsion to be scanned subsequently.

A typical example of an interaction in the emulsion is seen in fig. 7, which shows the decays of a Λ_c and of a $\bar{D}^{0}$. At the point O' the Λ_c decays into $\Lambda^{0}\pi^{+}$. The track 4.1 corresponds to the π^{+}-meson. The Λ itself does not decay in the emulsion, but downstream in the spectrometer; the corresponding tracks of p and π^{-} are labeled by the numbers 7 and 8. The second charmed decay is at the point O'', where $\bar{D}^{0}$ decays into $\pi^{-}K^{+}\pi^{-}\pi^{+}$. The lifetimes of the two particles were determined to $t_{\Lambda_c} = (0.5 \pm 0.02) \cdot 10^{-13}$ sec and $t_{D^0} = (0.86 \pm 0.01) \cdot 10^{-13}$ sec.

Up to now, from 160 K triggers recorded in the spectrometer 45 K triggers (~30%) were scanned, giving a sample of 22 D^{0} events and 7 Λ_c events for lifetime measurement. Most of the D^{0}'s decayed in the Cabibbo-allowed decay channels $K^{\pm}\pi^{\mp}(\pi^{+}\pi^{-}n\pi^{0}$'s) or $K^{0}\pi^{+}\pi^{-}(\pi^{+}\pi^{-}n\pi^{0}$'s). Other decay modes as the semileptonic decay $K^{0}\pi^{-}e^{+}(\nu)$ or $K^{+}\pi^{0}\pi^{0}e^{-}(\nu)$ and the exotic twice Cabibbo suppressed decay $\bar{D}^{0} \rightarrow K^{-}\pi^{+}\pi^{0}$ (K^{-} and π^{+} identified) were also observed. The Λ_c decays into $\Lambda^{0}\pi^{+}(\pi^{0})$ and $pK^{0}(\pi^{0})$ were seen. The results of the lifetime determination as reported at the Brighton Conference are:

$$22\ D^{0}: \quad \tau_{D^0} = (2.3\ {}^{+\,1.4}_{-\,0.7} \pm 0.7) \cdot 10^{-13}\ \text{sec}$$

$$7\ \Lambda_c: \quad \tau_{\Lambda_c} = (2.1\ {}^{+\,1.1}_{-\,0.7} \pm 0.5) \cdot 10^{-13}\ \text{sec.}$$

The first error values correspond to statistical errors and the second one takes the systematic uncertainties into account.

B) Experiment E 531 [10]

This emulsion experiment, carried out in Fermi Lab, used a single-horn focused neutrino beam. Secondary charged particles from the interactions in the emulsion target are traced in the downstream spectrometer, consisting of a magnet and of drift chambers DCI and DCII (see schematic layout of the experiment in fig. 8). For particle identification time of flight is measured with an accuracy of ~120 psec by a thirty-element scintillator hodoscope. This is followed by a wall of sixty-eight 19 cm x 19 cm x 30 cm lead-glass blocks for electron and photon registration. A simple hadron calorimeter contains five layers of iron each 10 cm thick interleaved with planes of four vertical scintillators each 2.4 m high by 0.75 m wide. This is followed by a muon filter with scintillator hodoscopes behind 1.2 and 2.9 m iron.

The emulsion target consists of 12 modules, each containing 177 emulsion pellicles 14 cm x 5 cm x 600 µm parallel to the beam and of 27 modules of 68 films of polystrene 12 cm x 9.5 cm, 70 µm thick and coated on both sides with 330 µm of emulsion. The planes of the latter films were perpendicular to the beam. A fiducial sheet of lucite, coated in both sides with emulsion covered all the emulsion stacks and was located relative to them to a precision of better than 100 µm by marks irradiated by a collimated x-ray source. It served to relate individual tracks from the drift chambers to the emulsion target.

Reconstructed event tracks in the spectrometer predicted the vertex in the emulsion target, which was searched for either by a volume scan or by track following into the emulsion.

The results of the experiment came from 2 runs with 24 l and 32 l of emulsion resp. This gave ~1800 and ~3800 spectrometer predictions in the emulsion target. As reported at the Paris Conference 1982, the following results refer to the first run only.

The charged decay search located 23 multiprong decays and 5 single prong kinks as good candidates for charm decay. A search for neutral decays yielded 21 neutral charm candidates. Identification of the decaying charmed particles was accomplished by kinematic fitting and by means of particle identification in the spectrometer and the emulsion. This resulted in 19 D^0, 11 $D^\pm$, 3 $F^\pm$ and 8 Λ_c. Part of the $D^\pm$ are ambiguous with $F^\pm$ or Λ_c. On the other hand, the $F^\pm$ and Λ_c samples are claimed to be clean.

<u>Table 6</u>

decay channel	decay length (µm)	momentum (GeV/c)	decay time (10^{-13} sec)
$F^+ \to \underline{K}^+\pi^+\pi^-K^-$	130	9.33	0.94
$\to \underline{K}^+\underline{K}^-\underline{\pi}^+\underline{\pi}^0$	132	5.93	1.51
$F^- \to \underline{\pi}^+\underline{\pi}^-\pi^-\underline{\pi}^0$	670	12.25	3.90
$\Lambda_c^+ \to \Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$	41	5,73	0.54
$\to \Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$	180	8.40	1.63
$\to \Lambda^0\pi^+\pi^+\pi^-$	221	4.67	3.60
$\to \underline{p}\,K_L^0$	175	5.80	2.30
$\to \underline{p\pi}^+K^-(\pi^0)$	21	1.9 <u>or</u> 2.7	0.60 <u>or</u> 0.40
$\to \underline{p\pi}^+\pi^-(K^0)$	28	2.9 <u>or</u> 5.0	0.73 <u>or</u> 0.42

In Table 6 the $F^{\pm}$ and Λ_c candidates are listed together with their decay lengths, momenta of the charmed particle and with the decay time. Particles are underlined if they were identified in the spectrometer. The particles in parenthesis were added in order to balance the transverse momentum of the corresponding charm decay. The protons of the Λ-decays were always identified in the spectrometer. The mean lifetimes of those charmed particles were determined with the maximum likelihood method and the results are:

$$3\ F^{\pm}:\quad \tau = (2.0\ {}^{+\ 1.8}_{-\ 0.8}) \cdot 10^{-13}\ \text{sec}$$

$$8\ \Lambda_c:\quad \tau = (2.3\ {}^{+\ 1.0}_{-\ 0.6}) \cdot 10^{-13}\ \text{sec}$$

$$11\ D^{\pm}:\quad \tau = (11.4\ {}^{+\ 6.6}_{-\ 4.4}) \cdot 10^{-13}\ \text{sec}$$

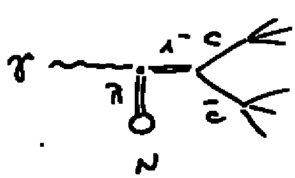
$$19\ D^{0}:\quad \tau = (3.2\ {}^{+\ 1.0}_{-\ 0.7}) \cdot 10^{-13}\ \text{sec.}$$

4. ELECTRONIC EXPERIMENTS

Charmed particle lifetimes have been measured by several electronic experiments. Here the interaction and the charm decay are not detected by visual inspection of the reaction as in emulsion or bubble chamber experiments, but by electronic devices. There are essentially two methods used for this purpose. In the first, the increase of charged multiplicity due to charm decay, downstream of the interaction, is measured in a so called living target (NA 1). In the second method, the interaction and decay vertices are reconstructed by extrapolation of tracks measured in either precise drift chambers (MARK II) or in microstrip silicon detectors (ACCMOR).

A) Experiment NA 1 [14]

In this experiment the coherent photoproduction on nuclei is used to produce a pair of charmed particles whose decays are investigated.



The corresponding reaction is

$$\gamma N \rightarrow C\,\bar{C}\,N$$

$\qquad C \rightarrow$ decay products

$\qquad \bar{C} \rightarrow$ decay products

The experimental layout of this CERN experiment is schematically seen in fig. 9. It consists of the beam set-up, the living target and a downstream spectrometer. The single elements are described as follows.

An electron beam is sent to a lead converter with a thickness of 0.1 radiation length. The produced bremsstrahlung-photons of energies ranging from 40 to 150 GeV reach the target as shown in fig. 9. The scattered electrons are tagged in a hodoscope providing the photon energy with an accuracy of ±5%.

The target consists of 40 silicon semiconductor counters, 300 μm thick, separated by gaps of 100 μm. Each counter gives a signal corresponding to the ionisation of the throughgoing particle.

Therefore, using the pulse-height pattern of the silicon detectors the number of passing charged particles can be determined in each layer. The layer in which the interaction occurs is found by the high signal produced by the recoiling nucleus. Low pulse heights are observed in the subsequent set of layers by the two charged charm particles. A higher pulse height is found in the layers downstream of the charm decay when the multiplicity increases by at least two units. Fig. 10 shows the pulse height pattern for an event when a pair of charm particles is produced and subsequently decays.

The target is surrounded by a set of veto counters for charged particles and photons in order to eliminate incoherent multiparticle events. The forward spectrometer consists of 4 magnets to bend charged particles into the drift chambers in such a way that more energetic particles cross more magnetic fields, giving a roughly uniform momentum resolution between 1 and 150 GeV/c. In front of each magnet shower detectors (sandwiches of lead and scintillator hodoscopes) detect photons from π^0-decays. Inside magnet 1 and 2, two multicell Cerenkov counters separate pions from kaons in the momentum range 5 to 21 GeV/c.

The target does not tell us how the particles detected in the spectrometer should be associated to the two charm decays. Therefore the particles are separated into two groups and the effective masses are calculated. A combination of particles is accepted if each group has the expected mass value (mass of a charmed particle) and contains the particles expected for the corresponding charm decay. All events in the target are further examined and only those are retained which show a step structure in the pulse height of the silicon layers (a step being identified if it extends at least over 4 silicon strips).

For $D^{\pm}$ lifetime measurement a sample of 74 events with a single step and 12 events with two steps (therefore 24 decays) are used. The $F^{\pm}$ as observed in this experiment decays into $\eta\pi^{+}\pi^{+}\pi^{-}\pi^{0}$ and $K^{+}K^{-}\pi^{+}\pi^{0}$. The corresponding distributions are, however, not very convincing. This could be due to lack of statistics. For $F^{\pm}$ lifetime determination, 8 events were used which showed the expected step structure in the silicon layers. For each decay the flight length between production and decay of the charmed particles was measured and the lifetime was determined by a maximum likelihood fit. The results are:

$$98\ D^{\pm}:\quad \tau = (9.5\ ^{+\,3.1}_{-\,1.9}) \cdot 10^{-13}\ \mathrm{sec}$$

$$8\ F^{\pm}:\quad \tau = (5\ ^{+\,5}_{-\,2.5}) \cdot 10^{-13}\ \mathrm{sec.}$$

B) ACCMOR-Collaboration |15|

This experiment carried out at CERN uses the NA 11-spectrometer together with a telescope of silicon microstrip detectors (MSD). Its schematic layout is shown in fig. 11.

An unseparated π^{-} beam at 200 GeV/c was sent to a Be target, in which charmed D-mesons were produced and selected by an electron trigger.

$$\pi^{-}\,\mathrm{Be} \rightarrow \underbrace{D}_{\hookrightarrow\, e\,+\,X} + \underbrace{\bar{D}}_{\hookrightarrow\ \text{decay products}} + X$$

The forward produced hadronic system was measured in the downstream spectrometer, consisting of two magnets (M1, M2) and 48 planes of large drift chambers arranged in four packs (ARM2, 3a, 3b, 3c). Three multicell Cerenkov counters (C1, C2, C3) allowed identification of π/K/p in the momentum range from 4 to 8 GeV/c, and a photon calorimeter (γ-CAL) detected the photons. The trigger system is explained in fig. 12. Using the multicell Cerenkov counter Q and the lead scintillator calorimeter (E-CAL(electron events are selected.

For the offline reconstruction of the events, 6 MSD's were used to measure with great precision (σ_{hor} = 25 µm, σ_{vert} = 6 µm) the position of the incident beam to the Be-target and 6 MSD's measured the charged particles produced in the reaction with a spatial resolution of 4.5 µm (this refers to the central region of MSD). The typical accuracy of the reconstruction of the position of the primary vertex along the beam direction was 150 µm.

The results are obtained from the analysis of $4.4 \cdot 10^6$ triggers. After offline selection of events with an electron and a charged kaon and after rejection of electron pairs $1,5 \cdot 10^3$ events remained, for which the analysis using the MSD information was done. The tracks found in the drift chambers are connected with the tracks found in the MSD and the interaction vertex in the Be target as well as a secondary decay vertex are reconstructed (see fig. 13).

After applying various cuts 23 fully reconstructed D^0 decaying into $K^\pm\pi^\mp$ or $K^\pm\pi^\mp\pi^+\pi^-$ and 13 $D^\pm$ decaying into $K^\mp\pi^\pm\pi^\pm$ are used to calculate the lifetime. The results are:

$$23\ D^0 \quad \tau = (4.2 \pm 1.0) \cdot 10^{-13}\ \mathrm{sec}$$
$$13\ D^\pm \quad \tau = (8.8 \pm 2.7) \cdot 10^{-13}\ \mathrm{sec.}$$

C) MARKII-Collaboration |16|

Preliminary results of a lifetime determination of the D^0 in the MARK II-detector (see fig. 14) at PEP (SLAC) were presented at the Paris Conference 1982. The technique used was almost identical to that used by the same collaboration for the determination of the lifetime of the τ-lepton |17|. The new MARK II vertex detector surrounding the beam pipe provides good position measurements of the tracks (4 position measurements at a radius of ~12 cm and 3 position measurements at a radius of ~30 cm).

At an energy of E_{CM} = 29 GeV, 7 D^0-decays were identified in the reaction

$$e^+e^- \to D^{*+} + X$$
$$\hookrightarrow D^0\pi^+$$
$$\hookrightarrow K^+\pi^-.$$

Fitting the tracks of the D^0-decay products, the D^0-decay vertex was found with a precision of 700 µm. The flight length of the D^0 was determined by measuring the distance between the decay vertex and the e^+e^- interaction point. Typical flight lengths are ~500 µm. Since the mean flight distance is in the same order as the experimental resolution, the lifetime can only be determined by statistical averaging. The result is

$$7\ D^0 \quad \tau = (3.7\,^{+\,2.5}_{-\,1.5} \pm 1.0) \cdot 10^{-13}\ \mathrm{sec.}$$

5. CONCLUSION

In a serie of experiments the lifetimes of the charmed particles $D^\pm$, D^0, $F^\pm$ and Λ_c have been determined. The results of these measurements as well as the mean value are displayed in fig. 15. The mean values are |18|:

$$D^{\pm}: \quad \tau = (8.8 \, {}^{+\,1.3}_{-\,1.0}) \cdot 10^{-13} \text{ sec}$$

$$D^{0}: \quad \tau = (4.4 \, {}^{+\,0.6}_{-\,0.5}) \cdot 10^{-13} \text{ sec}$$

$$F^{\pm}: \quad \tau = (2.1 \, {}^{+\,1.3}_{-\,0.6}) \cdot 10^{-13} \text{ sec}$$

$$\Lambda_c: \quad \tau = (2.2 \, {}^{+\,0.8}_{-\,0.5}) \cdot 10^{-13} \text{ sec.}$$

Since the values differ from particle to particle, it can be concluded that the spectator model alone cannot explain the decay. Other graphs (see fig. 2) seem also to be important.

The ratio $\tau_{D^{\pm}}/\tau_{D^0} = 2.0 \pm 0.4$ ist related to the semileptonic branching ratios of $D^{\pm}$ and D^0 ($B_{D^{\pm}}$ and B_{D^0} resp.) if only Cabibbo allowed decays are taken into account |19|. It is

$$\tau_{D^{\pm}}/\tau_{D^0} = B_{D^{\pm}}/B_{D^0} .$$

The ratio $B_{D^{\pm}} = (19 \, {}^{+\,4}_{-\,3})\%/B_{D^0} < 6\%$ is somewhat too high to be in agreement with the above prediction |20|.

REFERENCES

|1| J. Sandweiss, Phys. Rep. 83 (1982) 39
G. Bellini, L. Foa, M.A. Giorgi, Phys. Rep. 83 (1982) 9
J.D. Prentice, Phys. Re. 83 (1982) 85
L. Montanet, S. Reucroft, Phys. Rep. 83 (1982) 61

|2| G.H. Trilling, Phys. Rep. 75 (1981) 57
G. Goldhaber, J.E. Wiss, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30 (1980) 337
M.K. Gaillard, B.W. Lee, J.L. Rosner, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 277
F. Muller, CERN-EP/83-67 (18 Aug. 1983)

|3| J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404
J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406

|4| G. Kalmus, Weak decays of new particles, Rapp. Talk at the International Conference on High Energy Physics, 1982, Paris

|5| A. Chen et al., Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 634

|6| S.F. Biagi et al., Phys. Lett. 122B (1983) 455

|7| L.S. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D2 (1970) 1285

|8| M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652
L.L. Chau, Phys. Rep. 95 (1983) 1

|9| M.D. Adamovich et al., Phys. Lett. 99B (1981) 271
A. Fiorino et al., Lett. Nuovo Cim. 30 (1981) 166
Contributions to the International Conferences on High Energy Physics at Paris (1982) and Brighton (1983)

|10| N. Ushida et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1049
N. Ushida et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 1053
N. Ushida et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 844

|11| Contribution to the International Conference on High Energy Physics, Paris (1982)
M. Aguilar-Benitez et al., Phys. Lett. 122B (1983) 312

|12| K. Abe et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1526
Contributions to the International Conferences on High Energy Physcis at Paris (1982) and Brighton (1983)

|13| Contribution to the International Conference on High Energy Physics at Paris (1982)
Bodertscher et al., Phys. Lett. 123B (1983) 471

|14| S.R. Amendolia et al., Nucl. Instr. and Meth. 176 (1980) 449
G. Bellini et al., Nucl. Instr. and Meth. 196 (1982) 351
E. Albini et al., Phys. Lett. 110B (1082) 339
Contribution to the International Conference on High Energy Physics, Paris (1982)

|15| Contributions to the International Conference on High Energy Physics at Brighton (1983): R. Bailey et al., (A Vortextelescope of 5 μm resolution silicon strip detectors for the observation of charm events) and R. Bailey et al. (A lifetime measurement of hadronically produced D mesons)
B. Hyams et al., Nucl. Instr. and Meth. 205 (1983) 99

|16| Contribution to the International Conference on High Energy Physcis at Paris (1982)

|17| G.J. Feldman et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 66

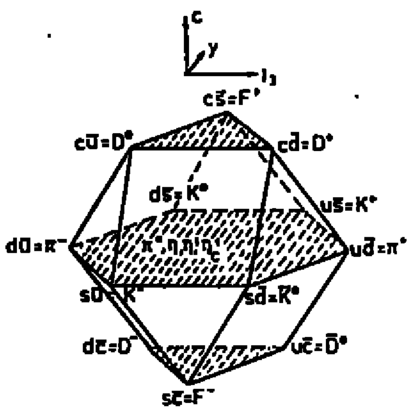
|18| C. Jarlskog, Weak decays, Rapp. Talk at the International Conference on High Energy Physics, 1983, Brighton

|19| A. Pais, S. B. Treiman, Phys. Rev. D15 (1977) 2529

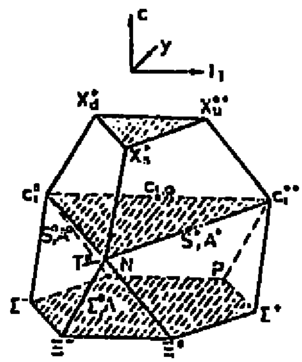
|20| M. Roos et al., Phys. Lett. 111B (1982) 1

SU (4) - predictions

Fig.1



0⁻ - mesons

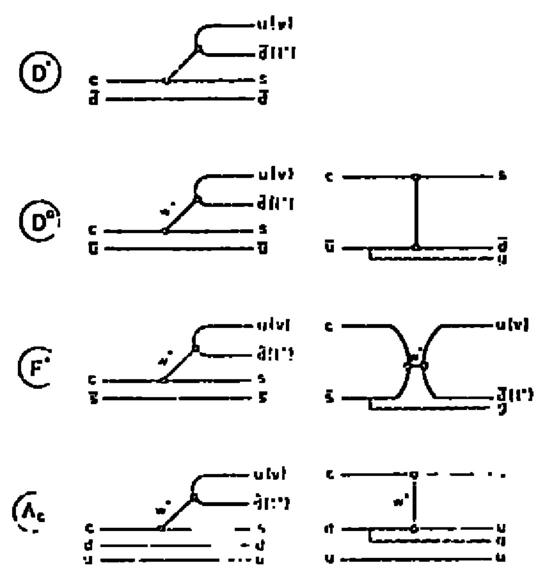


1/2⁺ - baryons

Decay diagrams

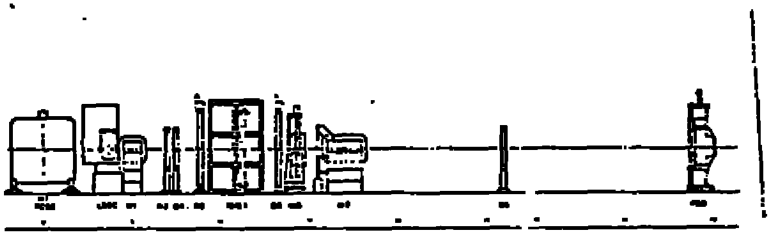
Cabibbo-allowed

Fig.2



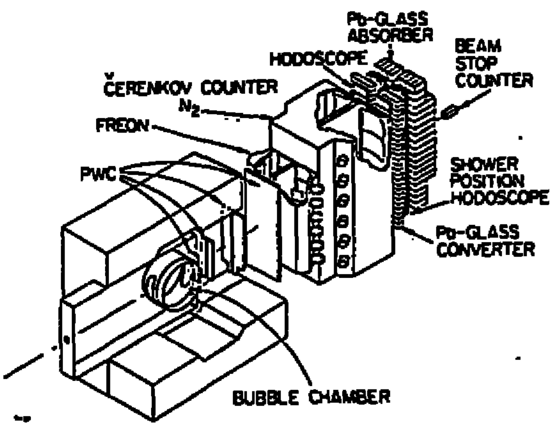
NA 16 set - up

Fig.3



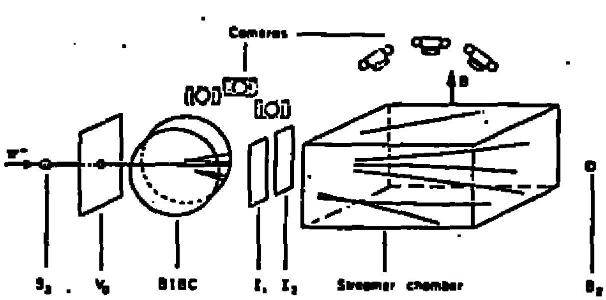
BC 73 set - up

Fig.4



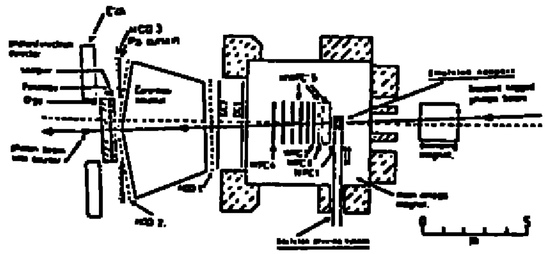
NA 18 set - up

Fig.5



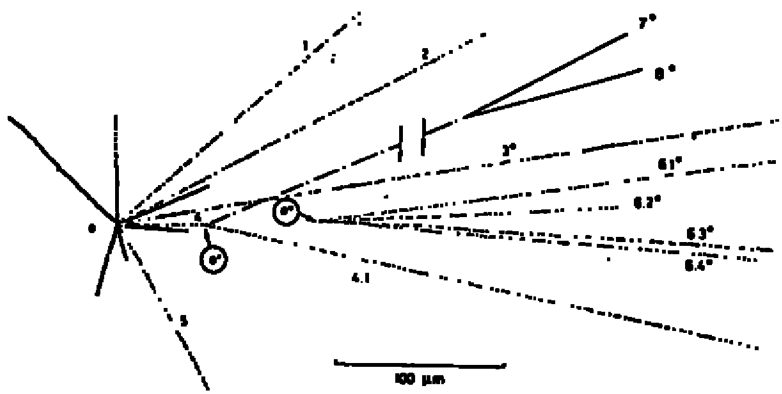
WA 58 set-up

Fig.6



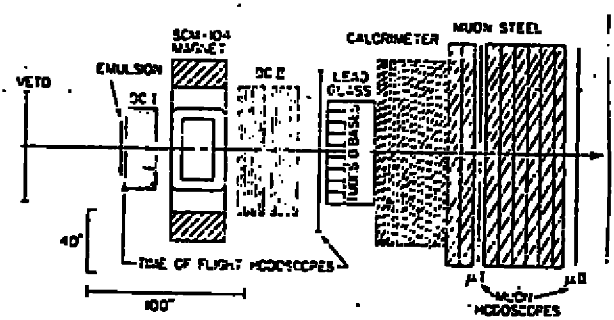
Interaction in the emulsion

Fig. 7



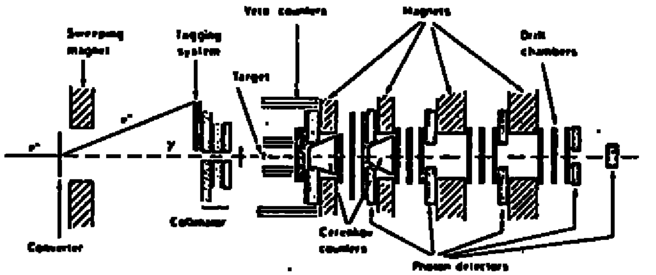
E 531 set-up

Fig.8



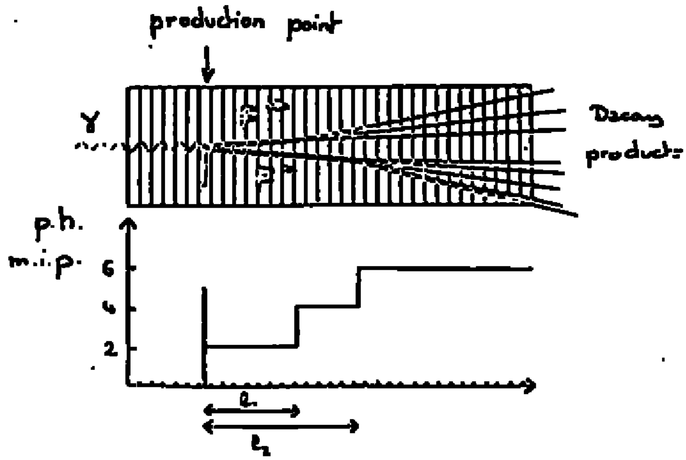
NA 1 set-up

Fig.9

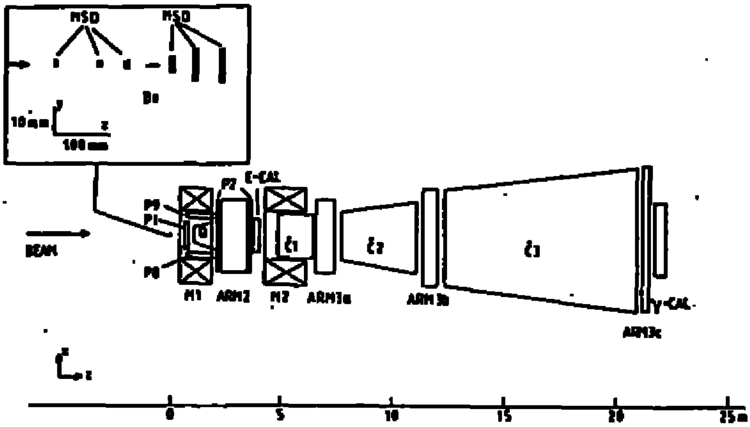


Pulse height for γ Si $\rightarrow$ Si F^{+} F^{-}

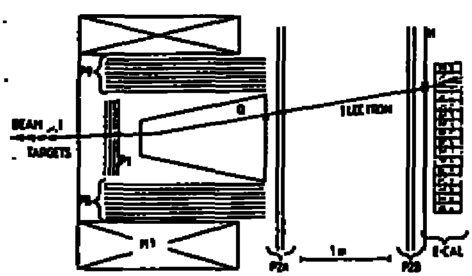
Fig.10



Set-up of ACCMOR-collaboration Fig.11

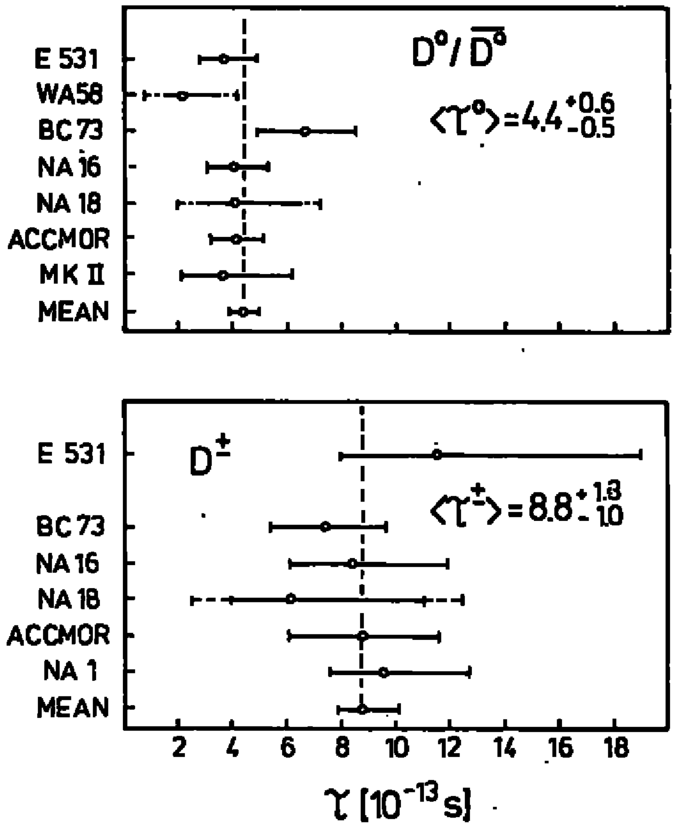


Trigger system of ACCMOR-collaboration Fig.12



D^{o} and $D^{\pm}$ lifetimes

Fig.15



Expansão Transversal no Modelo Hidrodinâmico

F.W. Pottag
Instituto de Física da Universidade de São Paulo

I. INTRODUÇÃO

A teoria hidrodinâmica para produção múltipla de partículas em colisões de altíssimas energias foi desenvolvido em um artigo por Landau[1] que vamos aplicar em particular ao sistema X(M) da reação $p+p \longrightarrow p+X(M)$[2].

Devido à grande complexidade matemátiva dessa teoria, quase todos os modelos consideram a expansão do sistema X(M) como unidimensional na direção das partículas incidentes desprezando completamente a expansão transversal ou levando-a em conta sem no entanto resolver o sistema de equações hidrodinâmicas. Esse procedimento é bom em primeira aproximação pois analisando a colisão no centro de massa X(M), no momento da colisão esse sistema estará Lorentz-contraído na direção das partículas incidentes. Portanto há um gradiente de pressão muito maior nessa direção o que justifica desprezar o movimento na direção transversal.

Já foi visto em trabalho anterior[3] que a expansão transversal quando levada em conta estreita a distribuição de momento longitudinal que é confirmado por dados experimentais. Além disso, em outro trabalho[4] o aumento do momento transversal médio com a multiplicidade central é visto como consequência da expansão transversal também confirmado por dados experimentais recentes.

Vários autores já estudaram a expansão transversal porém não de modo totalmente satisfatório, isto é, com aproximações diferentes como em Milekhin[5] que não determina as quantidades termodinâmicas em si mas sim as médias destas, ou com condições de contorno diferentes como em Yotsuyanagi[6] que impõe uma forma à superfície de separação dos meios com movimento unidimensional e tridimensional com propagação em sentido oposto àquele que nós consideramos correto.

Neste trabalho desenvolvemos o sistema de equações diferenciais parciais da hidrodinâmica para as quantidades termodinâmicas que refletem o carater transversal da expansão usando a solução unidimensional de Khalatnikov[7] com aproximação logarítmica como ponto de partida e considerando o movimento transversal como uma perturbação ao movimento longitudinal. Este sistema é então resolvido numericamente pelo método das características. No que segue usamos um sistema de unidades em que $\hbar=c=k=1$.

2. SISTEMA HIDRODINÂMICO

Como primeira hipótese supomos que o movimento do fluido tenha simetria em torno do eixo das partículas incidentes. A quadrivelocidade pode pois ser parametrizada como:

$$\bar{u}^0 = \cosh\alpha \cosh\gamma$$

$$\bar{u}^1 = \sinh\alpha \cosh\gamma$$

$$\bar{u}^2 = \sinh\gamma \cos\varphi$$

$$\bar{u}^3 = \sinh\gamma \sin\varphi$$

A seguir fazemos uma mudança de coordenadas do sistema $\bar{S}$ em que $\bar{x}^\mu = (t,x,y,z)$ para um sistema de coordenadas curvilíneo S em que $x^\mu = (\tau,\alpha,r,\varphi)$ definida pela transformação:

$$\tau = \sqrt{t^2 - x^2}$$

$$\alpha_0 = tgh^{-1} \frac{x}{t}$$

$$r = \sqrt{y^2 + z^2}$$

$$\varphi = tg^{-1} \frac{z}{y}.$$

A razão dessa transformação é que desprezando completamente a expansão transversal, sabe-se que a rapidez longitudinal de um elemento do fluido é igual à $tgh^{-1} \frac{x}{t}$ ou seja $v_x = \frac{x}{t}$ e o tempo próprio desse elemento seria $\sqrt{t^2 - x^2}$. Espera-se que a dispersão radial do meio não influa muito no movimento longitudinal. As variáveis r e φ são as coordenadas polares no plano perpendicular ao eixo de incidência.

De acordo com a teoria hidrodinâmica o movimento do sistema é governado pela equação:

$$T_\mu{}^\nu{}_{\|\nu} = 0$$

onde $T_{\mu\nu} = (p+\varepsilon)u_\mu u_\nu + pg_{\mu\nu}$ é o tensor de momento-energia, p é a pressão e ε a densidade de energia. Para equação de estado tomamos a forma usual $p=c_0^2\varepsilon$ para um meio ultrarelativístico. Definimos ainda a variável $y=\ln\frac{T}{T_0}$ onde T=temperatura, T_0=temperatura inicial do sistema.

Supondo então que a dispersão transversal não influa consideravelmente no movimento longitudinal o sistema hidrodinâmico escrito explicitamente será:

$$\frac{\partial y}{\partial \tau} = -\frac{c_0^2}{\tau}\cosh^2\xi - \frac{c_0^2}{r}\sinh\xi\cosh\xi + (1-c_0^2)\sinh\xi\cosh\xi\,\frac{\partial \xi}{\partial \tau} + \left(\sinh^2\xi - c_0^2\cosh^2\xi\right)\frac{\partial \xi}{\partial r}$$

$$\frac{\partial y}{\partial r} = \frac{c_0^2}{\tau}\sinh\xi\cosh\xi + \frac{c_0^2}{r}\sinh^2\xi + \left(c_0^2\sinh^2\xi - \cosh^2\xi\right)\frac{\partial \xi}{\partial \tau} + (c_0^2 - 1)\sinh\xi\cosh\xi\,\frac{\partial \xi}{\partial r}$$

$$\frac{\partial y}{\partial x_0} = \frac{\partial y}{\partial \varphi} = 0$$

3. SUPERFÍCIE CARACTERÍSTICA

A região com movimento tridimensional faz fronteira por um lado com o vácuo e por outro lado com a região com movimento unidimensional como mostra a figura abaixo. As superfícies de separação entre estes meios sobre as quais as derivadas das quantidades termodinâmica são descontínuas, são soluções da superfície característica $\Sigma(x^\mu) = 0$ que satisfaz a equação diferencial:

$$\frac{1-c_0^2}{c_0^2}\left(u^\mu \frac{\partial \Sigma}{\partial x^\mu}\right)^2 - g^{\mu\nu}\frac{\partial \Sigma}{\partial x^\mu}\frac{\partial \Sigma}{\partial x^\nu} = 0$$

A superfície que está em contato com o vácuo caminha com velocidade da luz afastando-se do eixo e portanto satisfaz $r=T+\tau$ sobre a qual as condições de contorno são, temperatura nula e velocidade transversal igual à velocidade da luz; e a superfície em contato com o meio unidimensional caminha com velocidade do som em direção ao eixo e portanto satisfaz $r=R-c_0\tau$, sobre a qual as condições de contorno são dadas pela solução unidimensional conhecida (R é o raio inicial do sistema).

Para se resolver numericamente as equações da hidrodinâmica somente estas condições de contorno não são suficientes, sendo necessária ainda a aproximação ultrarelativística válida próxima à região do vácuo e a não-relativística válida próxima à região do eixo incidente.

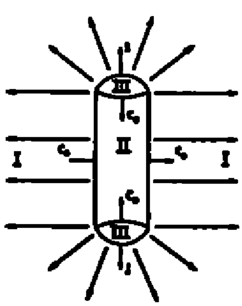


Fig. I

Como as superfícies laterais do sistema estão em contato com o vácuo, são geradas duas superfícies de descontinuidade, uma afastando-se do eixo de simetria à velocidade da luz, e outra caminhando em direção ao centro à velocidade do som c_0. A região I é a região de onda progressiva, II é a região de movimento unidimensional e III é a região de movimento tridimensional.

4. RESULTADOS

A expansão do sistema se processa até que a temperatura atinja o valor crítico $T_d = m_\pi$, instante esse em que ocorre a dissociação. Essa dissociação para diversos elementos do fluido ocorre em instantes também diversos. Isso é ilustrado pela Fig.2 que mostra as curvas de temperatura constante, para M=300GeV.

Outros resultados determinados imediatamente com a solução numérica é a velocidade transversal $\bar{\gamma}$ e a "temperatura transversal" T_2 como funções de τ para diversos raios, Fig.3 e Fig.4 respectivamente. Como "temperatura transversal" entendemos a variável T_2 definida por $y_2 = \ln T_2$ onde $y = y_1 + y_2$, e y_1=solução unidimensional.

O objetivo final do nosso cálculo é obter a distribuição de partículas $E\frac{d\sigma}{d^3p}$ como função da massa M do sistema; como ela varia com M; qual é a influência da expansão transversal sobre a distribuição longitudinal, etc., e verificar os resultados obtidos anteriormente[3,4]. Esse trabalho está em andamento.

REFERÊNCIAS

1) L.D.LANDAU, Izv.Akad SSSR,Ser.Fiz. 17(1953)51
S.Z.BELENKIJ, L.D.LANDAU, Usp.Phys.Nauk 56(1955)305
Nuovo Cimento, Suppl. 3(1956)15; estes artigos também aparecem em "Collected Papers of L.D.Landau" ed.Ter Haar(1965) Gordon & Breach N.Y. pag. 569

2) Y.HAMA, Phys.Rev. D19(1979)2623

3) Y.HAMA, F.W.POTTAG, Rev.Bras.Fis.12(1982)247

4) Y.HAMA, F.NAVARRA, Phys.Lett. 129B(1983)251

5) G.A.MILEKHIN, Sov.Phys.JETP 35(1959)829.

6) I. YOTSUYANAGI, Prog.Theor.Phys. 55(1976)539

7) I.M.KHALATNIKOV, Zhur.Eksp.Teor.Fiz. 27(1954)529.

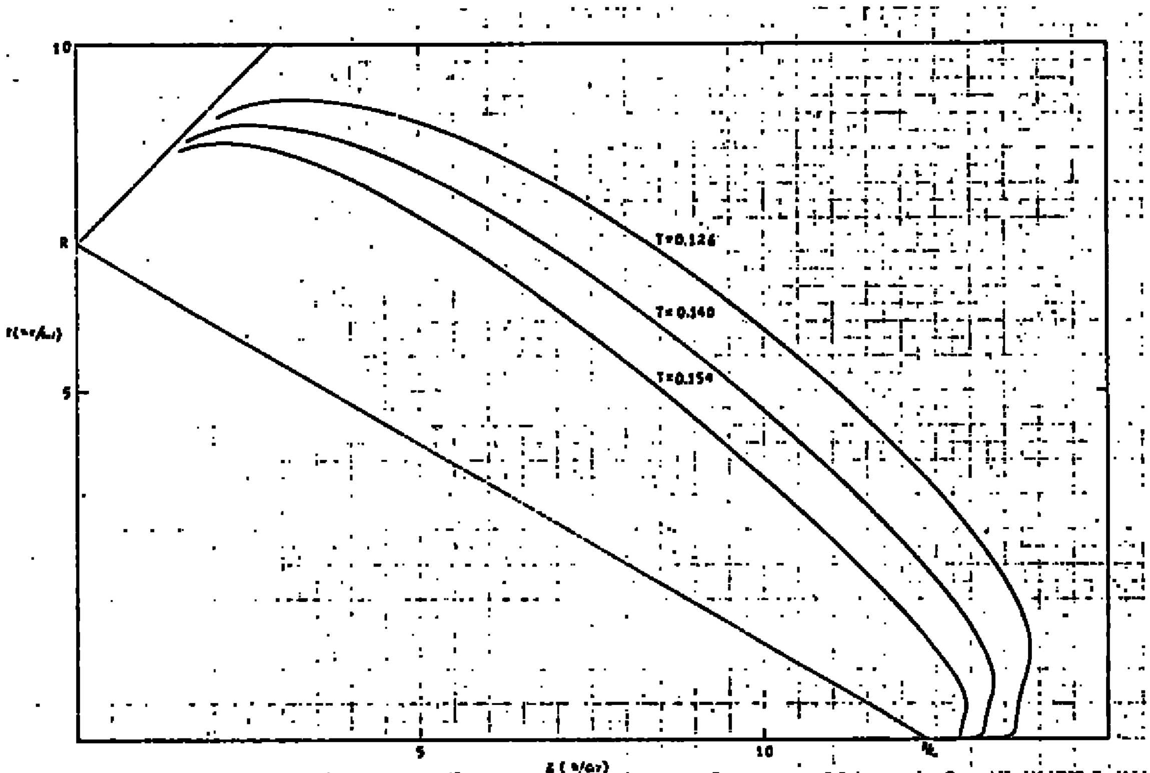


FIG. 2

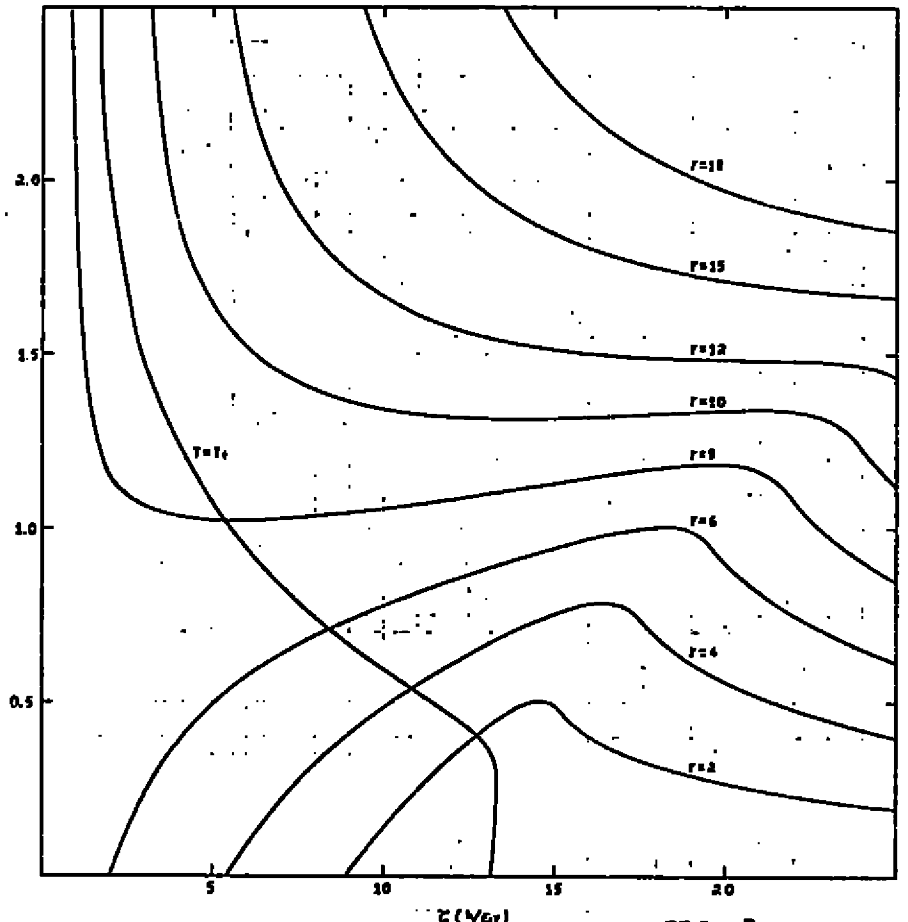


FIG. 3

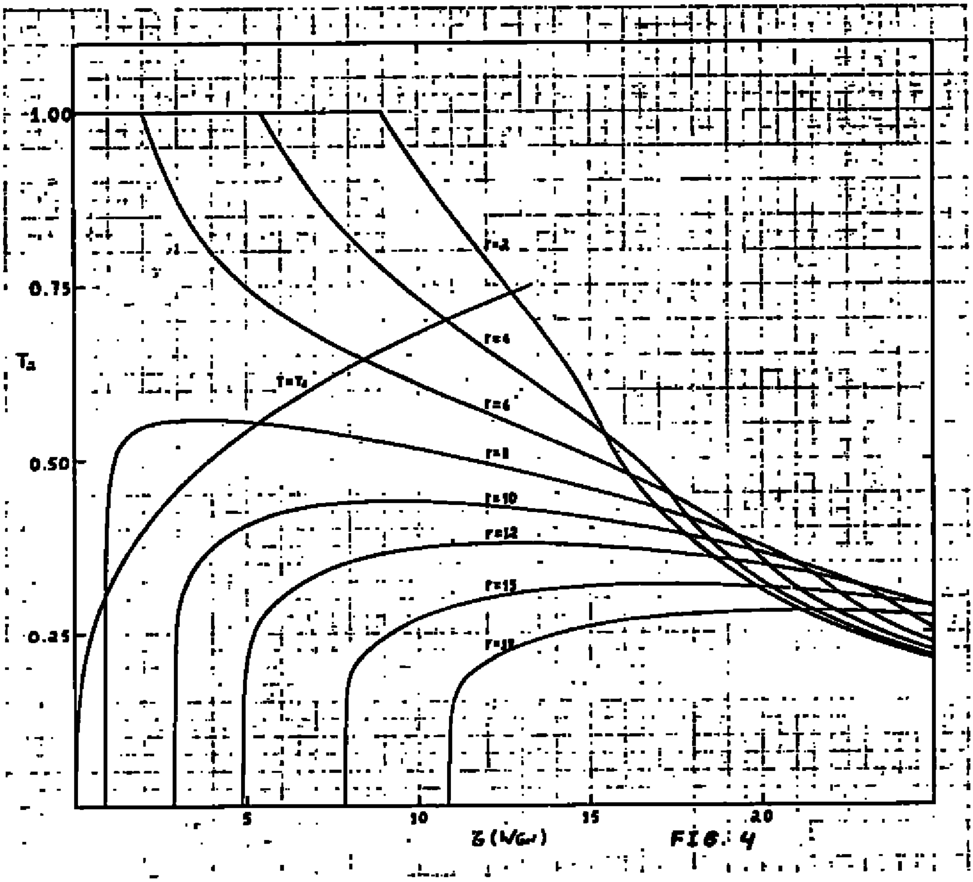


FIG. 4

Modêlo Hidrodinâmico para a Produção Múltipla de Partículas.

Y. Hama

Instituto de Física - USP

RESUMO:

Relatam-se os resultados mais recentes por nós obtidos com o emprego do modêlo hidrodinâmico para a produção múltipla de partículas. A correlação entre a multiplicidade na região central n e o momento transversal médio $< p_\perp >$ assim como $\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{dy}$ para n fixo são bem reproduzidos pelo modêlo.

1. Introdução

O modêlo hidrodinâmico para a produção múltipla de partículas foi introduzido por Landau na decada de 50[1], mas quando comparado com os dados recentes de grandes aceleradores, mostra ser bastante realístico para a sua descrição[2]. Segundo êste modêlo, durante a colisão hadrônica, seria formado um gás de altíssima temperatura e densidade (bola de fogo) que em seguida sofreria expansão e consequente esfriamento. Finalmente, ao atingir a uma certa temperatura crítica de dissociação, apareceriam as partículas finais livres de interação. De acôrdo com a linguagem moderna, a bola de fogo seria constituída de quarks e a dissociação seria a transição para a fase de partículas.

Uma das dificuldades do modêlo, que logo foi reconhecido, é o fato de que, em colisões a altíssimas energias, em geral aparecem as chamadas partículas dominantes, que tem os mesmos números quânticos das partículas incidentes, carregando a maior parte da energia disponível. Com o propósito de levar em conta êste efeito, propusemos num trabalho anterior[3] um modelo para a produção que poderíamos esquematicamente representar pela Fig.1. Nesta Figura, a partícula dominante é representada por uma linha simples em (a) e (b) e M_1 represen ta uma bola de fogo (de massa M_1) que acaba dando origem ao restante das partículas produzidas na colisão. A massa M_1 não é fixa mas varia de evento para evento e em geral ela é gran de. Em trabalhos anteriores[3-5], estudamos as propriedades desse sistema, aplicando-lhe o modêlo hidrodinâmico. Nesses trabalhos, foram calculados (e comparados com os dados corres pondentes) as seguintes quantidades:

a) <u>Multiplicidade Média $\bar{n}(M)$</u>. O resultado pode ser sintetizado pela fórmula

$$\bar{n}(M) \doteq 2,2 \sqrt{M}, \tag{1}$$

que dá bom acôrdo no intervalo $20 < M^2 < 2000$ GeV^2.

b) <u>Distribuições de Multiplicidade como função de M</u>. A função de KNO $\psi(z) \equiv \bar{n}(M)\, P_n(M)$ onde $z = n/\bar{n}(M)$ depende da massa nes te caso. Aumentando-se M, $\psi(z)$ torna-se mais estreira, o que é verificada pelos dados.

c) <u>Distribuição de rápidez $\frac{dn}{d\eta}$ com M fixo</u>. A forma da distri - buição é bem reproduzida.

d) <u>Distribuição de momento longitudinal $\frac{dn}{dx}$ com M fixo</u>. A for ma da distribuição é bem reproduzida, se levarmos em conta o efeito da expansão transversal.

Nesta breve comunicação, queremos relatar os últimos resultados de comparação entre o nosso modêlo e os recentes dados obtidos no "$\bar{p}p$ collider"[6-8]. As comparações se referem à correlação entre a multiplicidade na região central n e o momento transversal médio $< p_\perp >$, que daremos na Seção 2, e às seções de choque semi-inclusivas $d\sigma/dy$, que discutiremos na Seção 3.

2. Correlação entre $<p_\perp>$ e a Multiplicidade Central[9,10].

Conforme se vê claramente na Fig.2, os dados experimentais recentes mostram uma forte correlação entre $<p_\perp>$ e n. Do ponto de vista do modêlo hidrodinâmico e na nossa versão em que se permite a formação de bolas de fogo com massa M variável para uma mesma energia total $\sqrt{s}$, esta correlação aparece de modo perfeitamente natural. Aumentando-se a massa da bola de fogo, aumenta-se a multiplicidade média e espera-se também que a expansão transversal do fluido seja maior. Desta maneira, a n grande corresponderá $<p_\perp>$ grande. Para uma comparação quantitativa*, usamos a fórmula de Milekhin[11]

$$sh < \xi > = BM^{1/7} \; e^{-\frac{(\eta-\eta_M)^2}{L_M}}, \tag{2}$$

onde

$$\begin{cases} \xi = \text{rapidez transversal}, \\ L_M = 3 \ln M, \\ \eta_M = \ln \sqrt{s} \quad \text{(centro de massa da bola de fogo)}, \\ B = \dfrac{0{,}53^{M}}{(2m_N^2)^{1/14}} \quad \text{(constante)}. \end{cases} \tag{3}$$

Supondo-se que $\xi \equiv <\xi>$, onde $< \xi >$ é dado pela fórmula acima, e que a dissociação ocorra a temperatura $T \approx m_\pi$ teremos para a "distribuição inclusiva" (com M fixo) das partículas finais[12]

$$\omega \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = F(y_{\shortparallel}) \frac{d}{d(\frac{1}{T})} I_0 \left(\frac{m_\pi}{T} \, sh y_\perp \, sh < \xi > \right)$$

*Aqui estamos considerando a dissociação simples (Fig.1-(a,b)).

$$\times\ Ko\ (\frac{m_\pi}{T})\ ch y_\perp\ ch < \xi >), \qquad (4)$$

que permite calcular

$$< p_\perp > = \frac{\int \frac{d\sigma}{d\vec{p}}\, p_\perp\, d\vec{p}}{\int \frac{d\sigma}{d\vec{p}}\, d\vec{p}} \quad \text{(para M fixo)}. \qquad (5)$$

Por outro lado, a fôrmula (1), juntamente com a distribuição longitudinal permite determinar n para a mesma massa M. Mostramos na Fig.2 a curva obtida desta maneira, juntamente com os dados. Mostramos na mesma figura a previsão do modêlo no caso da fragmentação dupla com $M_1 = M_2$, correspondente a Fig.1(c).

3. <u>Correlação entre a Multiplicidade e</u> $\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\eta}$ [9,13].

A Fig. 3 mostra os dados experimentais obtidos pelos dois grupos mencionados na Introdução [7,8] usando o "$p\bar{p}$ Collider". Embora se notem algumas discrepâncias entre os dois grupos de dados, vemos se modo geral que quando a multiplicidade é baixa, a distribuição apresenta picos na região de $|\eta|$ grande e com depressão na região central, sugerindo fragmentação das partículas incidentes. A medida que a multiplicidade cresce, o máximo se desloca para $|\eta|$ cada vêz menor, ao mesmo tempo que cresce a altura da distribuição. Êsse comportamento aparece naturalmente na nossa descrição, pois pequena multiplicidade corresponde a pequena massa M da bola de fogo (ou M_1 e M_2 pequenas), a qual tem grande rapidez em relação ao centro de massa da colisão (veja uma das equações (3)). Aumentando-se agora a massa M, η_M tenderá a 0 e ao mesmo tempo $dn/d\eta$ na região central deverá crescer. A comparação quantitativa do modêlo com os dados foi feita, supondo-se uma distribuição (para M fixo) fatorizada

$$\frac{dn}{dy\, d\vec{p}_\perp} = f\,(\sqrt{s},\ M,\ y)\ g(M,\ p_\perp), \tag{6}$$

onde a parte longitudinal é, pelo modêlo hidrodinâmico,

$$f(\sqrt{s},\ M,\ y) = \frac{<n>(M)}{\sqrt{\pi\, L_M}}\ \exp\left[-\frac{(y-y_M)^2}{L_M}\right] \tag{7}$$

e parametrizamos a parte transversal sob forma exponencial, impondo a condição $< p_\perp > = m_\pi \operatorname{sh} < \xi >$, onde $\operatorname{sh} < \xi >$ é dada pela fórmula (2). Fazendo a mudança de variáveis $(y, p_\perp, \phi) \to (\eta, p, \phi)$ e integrando-se em p e ϕ, obtem-se $dn/d\eta$ para M fixado. Para completar, relaciona-se M com n com o auxílio das fórmulas (1) e (7). Na Fig.3, comparamos as curvas obtidas desta maneira com os dados experimentais. Vê-se que elas mostram claramente o mesmo comportamento dos dados experimentais com os quais estão em excelente acôrdo.

4. Conclusão

Nesta comunicação, fizemos um breve relato dos resultados de comparação, com dados recentes, de um modêlo de produção múltipla via formação de bolas de fogo de massa grande e variável e cuja expansão é governada pelas equações da hidrodinâmica relativística. A nossa conclusão é qie, apesar da simplicidade do modêlo, êle continua descrevendo muito bem uma série de características da produção múltipla de partículas. Existem muitos problemas relacionados com o modêlo ainda não resolvidos. Além daquêles mencionados em[4 a 10], devemos lembrar a necessidade de se conhecer explicitamente a solução do sistema de equações da hidrodinâmica com expansão transversal. Êsse problema está sendo atacado por nós [14].

Referências

(1) L.D. Landau, Izv.Akad.Nauk SSSR 17(1953)51; Collected papers, ed. D.Ter Haar (Pergamon, Oxford, 1965)p.569.

(2) Veja, por exemplo, E.V. Shuryak, Phys.Rep. 61(1980) 71 e as referencias por êle citadas.

(3) Y. Hama, Phys. Rev. D19(1979)2623,

(4) Y. Hama, II Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos, Set./80 (Cambuquira), pg.92

(5) Y. Hama e F.W. Pottag, Rev. Bras. Fís. 12(1982)247.

(6) Colab. UA1, G. Arnison et al., Phys.Lett. 118B (1982)167.

(7) Colab. UA5, K. Alpgård et al., Phys. Lett. 107B(1981)315.

(8) Colab. UA1, G. Arnison et al., Phys.Lett. 123B(1983)108.

(9) Y. Hama, I Congressino di Fenomenologia delle Particelle Elementari, Fev./83 (Torino, Itália).

(10) Y. Hama e F.S. Navarra, Phys.Lett. 129B(1983)251.

(11) G.A. Milekhin, Sov.Phys. JETP 35(1959)829.

(12) Veja, para êste cálculo, Y. Hama, Nuovo Cimento 46A(1978) 569.

(13) Y. Hama e F.S. Navarra, "Correlation between Charged-Particle Multiplicities and Pseudo-Rapidity Distributions in Hydrodynamical Cluster Model", preprint IFUSP/P-446.

(14) Veja a comunicação feita por F.W. Pottag a êste Encontro-Expansão Transversal no Modêlo Hidrodinâmico.

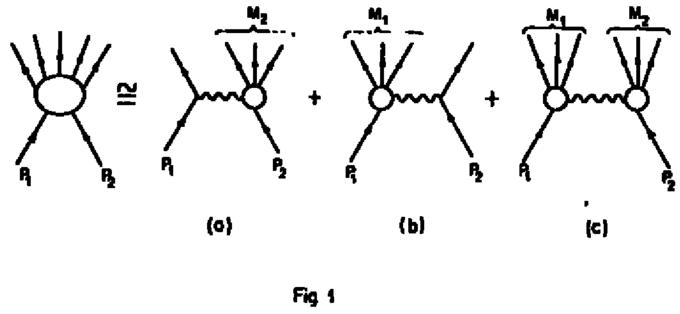


Fig. 1 Diagrama representando o nosso modêlo.

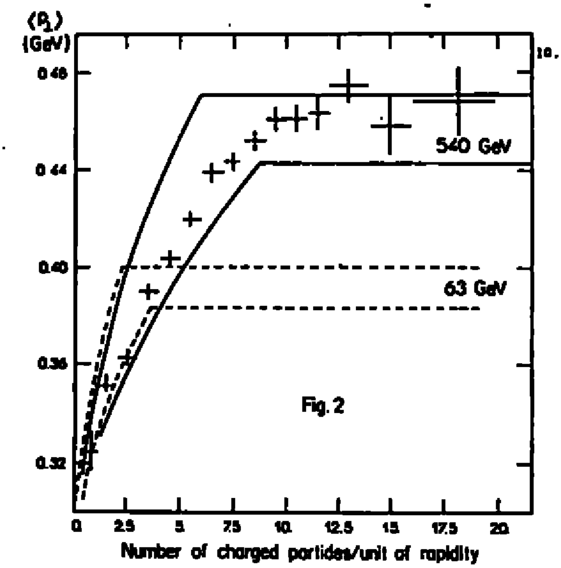


Fig. 2 Correlação entre n e $< p_\perp >$ prevista a $\sqrt{s}$ = 63 GeV (linhas quebradas). As linhas superiores correspondem a eventos com uma bola de fogo e as inferiores a eventos com duas bolas de fogo com massas iguais. Os dados são de[6].

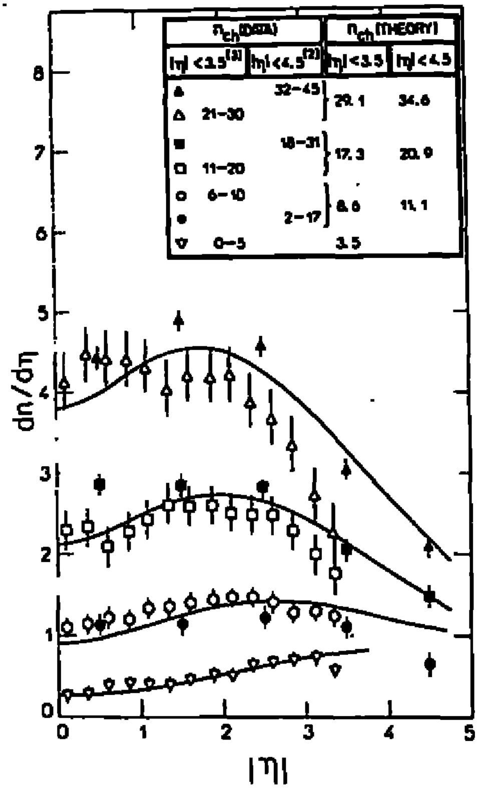


Fig 3

Fig. 3 Distribuições de pseudo-rapidez para várias multiplicidades previstas pelo modêlo com uma bola de fogo. As massas correspondentes são, de baixo para cima, M=18 50, 140 e 360 GeV. Os dados comparados são de [7,8].

Correlação entre $< P_\perp >$ e a multiplicidade central em um modelo hidrodinâmico

Y. Hama e F.S. Navarra

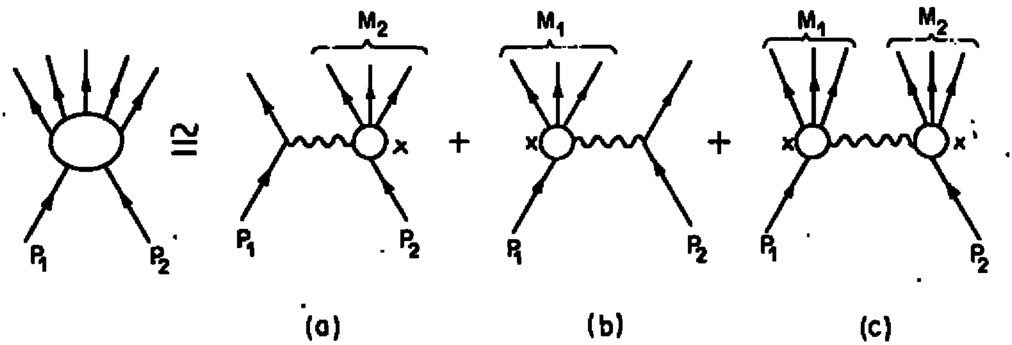
Recentemente a experiência UA1[1] feita no $p\bar{p}$ collider do CERN revelou a correlação entre o número de partículas produzidas em cada evento e o momento transversal médio dessas partículas. Mostramos[2] que essa correlação $n \times < P_\perp >$ pode ser entendida através de uma teoria hidrodinâmica de produção múltipla de partículas, se levarmos em conta a expansão transversal do fluido.

Tratamos o sistema X (vide figura 1) formado nessas colisões como um fluido relativístico que realiza expansão quase unidimensional resfriando-se até $T_d \cong M_\pi$ quando se fragmenta dando origem às partículas finais assumidas aqui como sendo pions. Além disso introduzimos uma expansão transversal e levamos em conta a agitação térmica dos elementos do fluido. De acordo com este modelo, o aumento de multiplicidade significa aumento da massa do sistema X, o que acarreta maior expansão transversal e portanto maior $< P_\perp >$. Os resultados dos cálculos são mostrados pelas curvas cheias da figura 2. Os patamares não foram obtidos analiticamente, mas foram desenhados para representar as flutuações de n (já que em nosso cálculo, consideramos sempre $\bar{n}(M)$) quando chegamos ao limite de $< P_\perp >$ máximo sem que este possa crescer devido ao vínculo de conservação de energia e momento. Para cada energia (540GeV e 63 GeV) as linhas superiores correspondem a processos onde há a formação de um cluster (a ou b da figura 1). e as linhas inferiores a processos com dois clusters de massas iguais (c da figura 1). A maioria dos eventos no entanto, está entre esses dois extremos.

<u>Referências</u>:

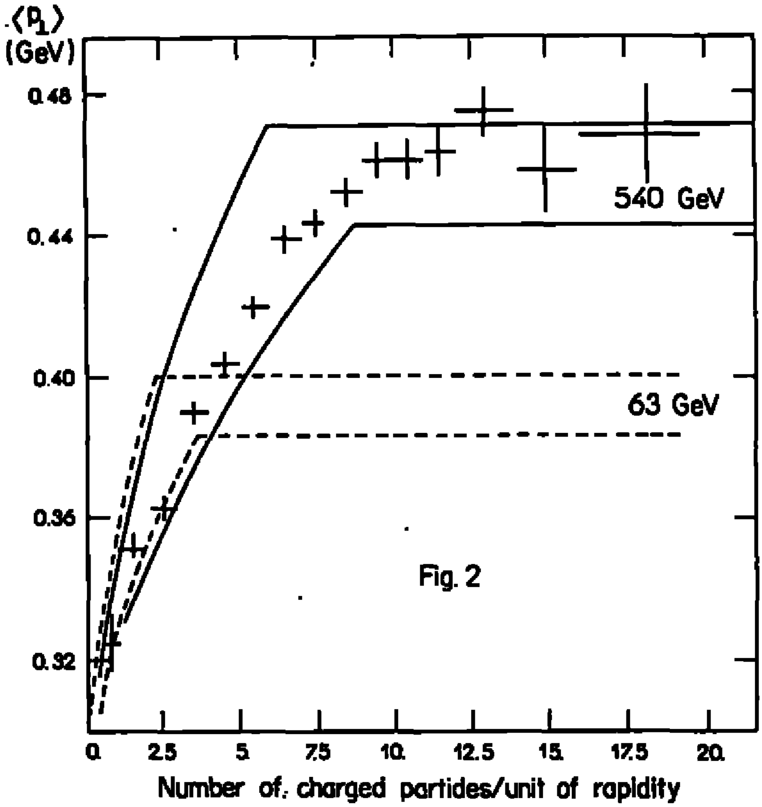
(1) Ua1 Collab., G. Arnison et.al., Phys.Lett.118B(1982)167.

(2) Y. Hama e F.S. Navarra, Phys.Lett. 129B(1983)251.



M_2
M_1
M_1
M_2
$\cong$
+
+
x
x
x
x
P_1
P_2
(a)
(b)
(c)

Fig. 1



$\langle p_\perp \rangle$ (GeV)
0.48
0.44
0.40
0.36
0.32
540 GeV
63 GeV
0.
2.5
5.
7.5
10.
12.5
15.
17.5
20.
Number of charged particles/unit of rapidity

Fig. 2

ESTIMATIVA DAS MASSAS DOS MESONS COM BELEZA

Antonio Soares de Castro e Hélio Freitas de Carvalho

Instituto de Física da Universidade Federal do Rio de Janeiro

21944, Cidade Universitária - P.O. Box 68528 - RJ - Brasil

e

Augusto Brandão d'Oliveira

Instituto de Física - Universidade Federal Fluminense

P.O. Box 296, 24000 - Niterói - RJ - Brasil

RESUMO

Devido ao sucesso da descrição da espectroscopia das famílias J/ψ e T no modelo potencial que incorpora confinamento e liberdade assintótica, calculamos o espectro das massas de todos os mésons vetoriais conhecidos. Da análise dos resultados obtidos, estimamos as massas dos mésons com beleza ainda não descobertos experimentalmente.

Desde a descoberta do charmônio e posteriormente do botônio,[1] um grande esforço tem sido dispendido no sentido de se compreender a natureza dessas partículas.[2] Um modelo que tem obtido grande sucesso no cálculo da espectroscopia dessas partículas é considerá-las como estados ligados de quark-antiquark: $c\bar{c}$ (charmônio) e $b\bar{b}$ (botônio). A interação é descrita, numa aproximação não-relativística, por um potencial que assegura liberdade assintótica em pequenas distâncias e confinamento em grandes distâncias.[3]

Em trabalhos anteriores,[4] mostramos que o potencial

$$V(r) = Kr^{1/2} - \frac{4\alpha_s}{3r} + C$$

Trabalho financiado em parte pelo CNPq e FINEP.

descreve as famílias J/ψ e Υ com excelente concordância com os dados experimentais (o método de solução numérica da equação de Schrödinger foi descrito anteriormente por um de nós).

Motivado com o sucesso da descrição não- relativística para as famílias de mésons pesados, estendemos a análise para os mésons mais leves, onde este modelo de potencial é menos confiável(efeitos relativísticos podem ser importantes). Com este objetivo, consideramos K universal, i.e, o mesmo para todos os pares de quark-antiquark. A constante de acoplamento α_s depende do momento relativo. No entanto, vamos assumir o mesmo valor para todas as famílias. Desta forma, C é o único parâmetro a ser determinado. Fixamos K do charmônio e tomamos α_s = 0.187 (cálculo em primeira ordem da razão $\Gamma_{\psi \to hadrons} / \Gamma_{\psi \to e^+e^-}$). Determinamos C para todos os mésons vetoriais conhecidos através dos ajustes dos estados 1S e levantamos o espectro de massas. Nossos resultados estão na Tabela I.

A partir dos valores calculados para C procuramos determinar uma função deste parâmetro em termos das massas dos constituintes. A Figura 1 ilustra essa dependência funcional, cuja expressão analítica é $C = A_2x^2 + A_1x + A_0$, onde:

$$x = \ell n(m^2_{Qa}m_{\bar{Q}b} + m_{Qa}m^2_{\bar{Q}b}) \qquad \text{(a,b : índice de sabores)}$$

Os coeficientes, determinados pelo método dos mínimos quadrados, são: A_2 = 0,010 GeV, A_1 = 0,145 GeV, A_0 = - 1,409 GeV. O grande interesse em se determinar esta relação funcional, está no conhecimento (por interpolação) dos valores de C para as ressonâncias teoricamente previstas, porém ainda não descobertas experimentalmente. Neste caso, incluímos os mésons com beleza $s\bar{b}$ e $c\bar{b}$. As massas assim determinadas são 5,338 GeV e 6,329 GeV respectivamente.

É interessante notar que as massas das ressonâncias variam linearmente com respeito à soma das massas dos constituintes (Figura 2). Isto pode servir como um método para fixar as massas dos quarks constituintes. Os coeficientes da função linear $M_{Q_a\bar{Q}_b}(1S) = A_1.(m_{Q_a} + m_{\bar{Q}_b}) + A_0$ são: $A_1 = 1{,}055$ e $A_0 = 0{,}006$ Gev. Deste modo estimamos as massas das ressonâncias $s\bar{b}$ e $c\bar{b}$ diretamente, i.e., sem apelar para o método dinâmico, obtendo: $M_{s\bar{b}}(1S) = 5{,}269$ GeV e $M_{c\bar{b}}(1S) = 6{,}324$ GeV.

Os resultados por nós obtidos (TABELA I), a despeito de usarmos uma aproximação não relativística, reproduzem o espectro dos mesons leves conhecidos em boa concordância com os dados experimentais. Pelo menos para o espectro das massas, nossos resultados são equivalentes aos calculados por Maor e Col.,[6] usando um modelo relativístico.

A dependência funcional do parâmetro $C(Q_a\bar{Q}_b)$, ilustrada na Fig. 1, nos permitiu estimar as massas dos mésons com beleza: $M_{s\bar{b}}(1S) = 5{,}338$ GeV e $M_{c\bar{b}}(1S) = 6{,}329$ GeV. Visto que o méson $B(u\bar{b})$ foi recentemente encontrado[8] esperamos que num futuro bem próximo possamos testar nossas previsões. Uma verificação indireta é dada pela Fig. 2: $M_{s\bar{b}}(1S) = 5{,}269$ GeV e $M_{c\bar{b}}(1S) = 6{,}324$ GeV, o que indica uma excelente concordância entre os dois métodos.

Estado Ligado	Parâmetro $C(Q_a\bar{Q}_b)$ GeV	$K=0,767\ GeV^{3/2}$; $\alpha_s=0,187$; $m_b=4,5$ GeV; $m_c=1,5$ GeV; $m_s=0,5$ GeV; $m_u=m_d=0,38$ GeV Resultados experimentais[7]						
		massa em GeV	1S	2S	3S	4S	1P	1D
$(c\bar{c})$ J/ψ	-1,110	teórico	3,094	3,696	4,093	4,406	3,516	3,808
		experimental	3,097	3,685	4,030	4,415	3,521	3,768
$(b\bar{b})$ Υ	-0,385	teórico	9,447	9,987	10,327	10,589	9,849	10,105
		experimental	9,434	9,993	10,323	10,546	9,901	
$(u\bar{b})$ B	-1,084	teórico	5,271	5,941	6,393	6,751	5,729	6,057
		experimental	5,271					
$(s\bar{c})$ F*	-1,309	teórico	2,140	2,804	3,250	3,604	2,594	2,919
		experimental	2,140					
$(u\bar{c})$ D*	-1,400	teórico	2,008	2,694	3,158	3,525	2,475	2,812
		experimental	2,010					
$(s\bar{s})$ φ	-1,581	teórico	1,020	1,727	2,208	2,588	1,499	1,847
		experimental	1,020	1,670			1,475(1,515)	
$(u\bar{s})$ K*	-1,646	teórico	0,891	1,616	2,109	2,501	1,381	1,738
		experimental	0,892	1,650			1,430(1,400)	(1,780)
$(u\bar{u})$ ρ	-1,692	teórico	0,776	1,517	2,022	2,422	1,275	1,640
		experimental	0,776	1,600			1,240(1,317) (1,285)	(1,700)

TABELA 1: Espectro de massas dos mesons leves e pesados

Referências:

1. J.J.Aubert et. al., Phys. Rev. Lett. 33, 1404(1974); S.W.Herb et. al, Phys. Rev. Lett. 39, 252(1977).

2. E.Eichten et.al., Phys. Rev. Lett. 34, 369(1975); C.Quigg and J.L.Rosner, Phys. Rep. 56, 167(1979);J.L.Richardson,Phys.Lett. 82B, 272(1979); A.Martin, Phys. Lett. B93, 338(1980); W. Buchmüller and S.H.Tye, Phys. Rev. D24, 132(1981).

3. T.Appelquist and H.D.Politzer, Phys. Rev. Lett. 34, 43(1975).

4. H.F.de Carvalho, R.Chanda and A.B.d'Oliveira, Lett. Nuovo Cimento 22, 679(1978); H.F.de Carvalho and A.B.d'Oliveira , Lett. Nuovo Cimento 33, 572(1982).

5. E.Gerck, A.B.d'Oliveira and J.A.C.Galles, Phys. Rev.A 26, 662(1982); Revista Brasileira de Física Vol. 13, 183(1983).

6. M.Bander et. al., U.C. Irvine Report N.83 - 22(1983).

7. G.L.Feldman and M.Perl, Phys. Rep.C 33, 285(1977); CLEO Collaboration: Cornell Report 80/464; R.K. Bhaduri et.al., Il Nuovo Cimento 65A, 375(1981); F.Schöberl, TH 3287 - CERN(1982).

8. D.Andrews et.al., Phys.Rev. Lett., 50, 881(1983).

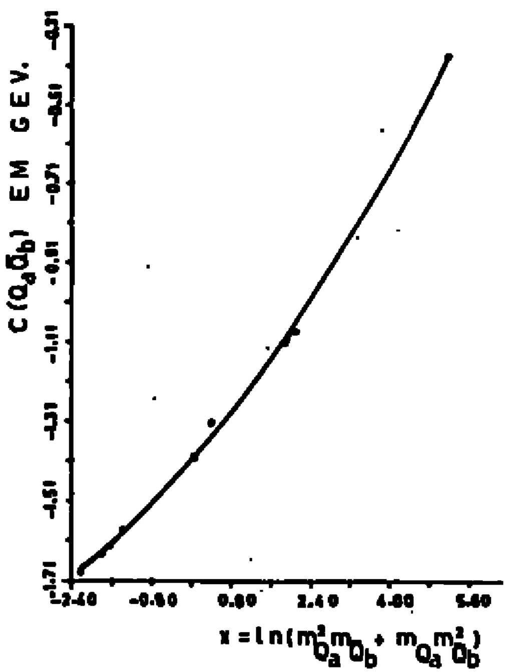


Fig. 1: Dependência do parâmetro $C(Q_a\bar{Q}_b)$ em termos das massas dos constituintes $x = \ln(m^2_{Qa} m_{\bar{Q}b} + m_{Qa} m^2_{\bar{Q}b})$.

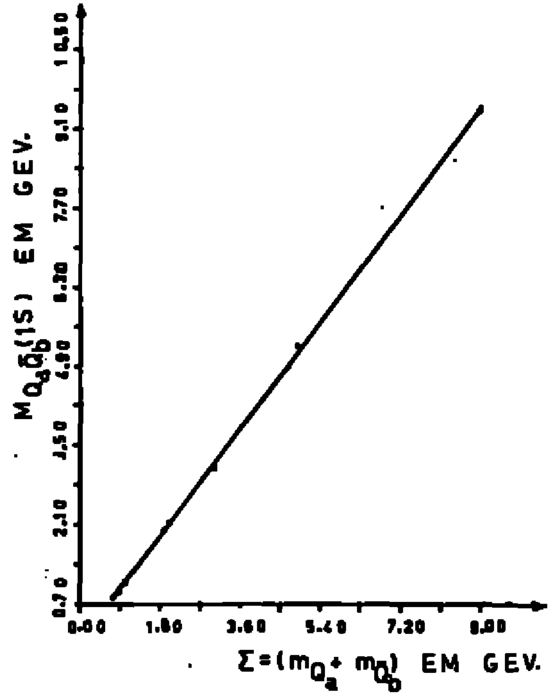


Fig. 2: Massas das ressonâncias $M_{Q_a\bar{Q}_b}(1S)$ correspondentes aos estados 1^3S_1 em termos das massas dos constituintes $\Sigma = m_{Qa} + m_{\bar{Q}b}$.

ACOPLAMENTOS QUARK-MESON E BÁRION-MESON*

V.E.HERSCOVITZ, M.R.TEODORO
Instituto de Física
Universidade Federal do Rio Grande do Sul
90000 Porto Alegre, RS, Brasil

M.DILLIG
Institute for Theoretical Physics
University Erlangen-Nürnberg
8520 Erlangen, West Germany

Os modelos de bags, baseados em simetria quiral, têm tido sucesso na descrição de propriedades gerais dos bárions, como, por exemplo, a contribuição da nuvem piônica aos momentos magnéticos[1]. Como uma extensão natural desse esquema, formulamos um modelo para os acoplamentos σNN e ρNN, supondo que os mésons citados se acoplam ao bag do nucleon via um estado intermediário de dois pions.

Ao acoplamento πqq (pseudo-escalar) corresponde um lagrangiano efetivo no espaco de momenta com fator de spin e isospin $\vec{\sigma}.\vec{q}\ \vec{\tau}.\vec{\phi}$. Recorrendo a funcões de onda de quarks correntes[2] o fator de forma e a constante de acoplamento incluem, então, a dinâmica do modelo de bag, sendo dependentes do momentum transferido e do raio do bag. O lagrangiano correspondente ao acoplamento πNN é, pois, obtido do correspondente ao processo πqq.

Considerando apenas a inclusão de estados intermediários N e Δ e recorrendo aos invariantes adequados para o caso $\pi N\Delta$ ($\vec{S}^{\dagger}.\vec{q}\ \vec{T}^{\dagger}.\vec{\phi}$), o acoplamento de ρ e σ ao bag do nucleon,

*Trabalho realizado com o suporte da FINEP, CNPq (Brasil) e KFA (R.F.Alemã).

via ligação à superfície por dois pions, origina constantes de acoplamento

$$f_{\lambda NN}(\vec{q}^2,\omega^2) = f^N_{\lambda NN}(\vec{q}^2,\omega^2) + f^\Delta_{\lambda NN}(\vec{q}^2,\omega^2) \qquad (\lambda = \rho,\sigma)$$

Diagramas típicos para essas contribuições são apresentados na figura 1.

Recorrendo-se a constantes de acoplamento $\sigma\pi\pi$ e $\rho\pi\pi$ obtidas de dados de espalhamento $\pi\pi$[3], o modelo se torna completamente determinado.

Como ilustração[4] apresentamos na figura 2 o fator de forma $F_{\sigma NN}(t) = F_{\sigma NN}(-\vec{q}^2) = g_{\sigma NN}(-\vec{q}^2)/g_{\sigma NN}(-\vec{q}^2=0)$ para o primeiro diagrama da figura 1. Aproximado por uma gaussiana $F_{\sigma NN}(t) = e^{t/\Lambda^2}$, com $\Lambda \approx 600$ MeV para um raio de bag $R = 0.65$ fm, obtemos um fator de forma $F_{\sigma NN}$ mais suave que nos modelos correntes de troca de mésons[5].

REFERÊNCIAS

1) A.W.THOMAS, Adv.Nucl.Phys. 13 (1983) 1.
2) R.L.JAFFE, PREPRINT, Lectures at Erice School (1979).
3) M.M.NAGELS et al., Nucl.Phys. B147 (1979) 189.
4) Uma publicação mais detalhada está em andamento.
5) K.HOLINDE, Phys.Rep. C68 (1981) 121.

LEGENDAS DAS FIGURAS

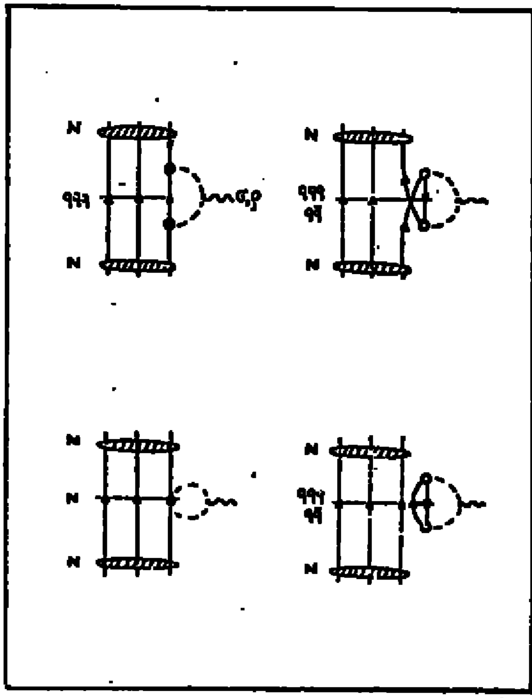


Figura 1 - Principais contribuições de 2π aos acoplamentos σNN e ρNN.

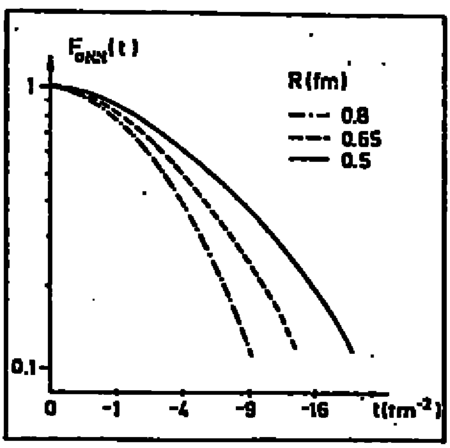


Figura 2 - Fator de forma $F_{\sigma NN}(t)$ para diferentes raios do bag (R).

FORMULAÇÃO DE CAMPO MÉDIO RELATIVÍSTICO PARA SISTEMAS BARIÔNICOS*

V.E.HERSCOVITZ, M.R.TEODORO
Instituto de Física
Universidade Federal do Rio Grande do Sul
90000 Porto Alegre, RS, Brasil

M.DILLIG
Institute for Theoretical Physics
University Erlangen-Nürnberg
8520 Erlangen, West Germany

A equação relativística de Dirac para o campo médio de um bárion em núcleo de camada fechada, saturado em spin e isospin, na aproximação de Hartree-Dirac, é

$$\left[\not{p} - (M_{BA} + V(r))\right] \psi_B(\vec{r}) = 0 , \qquad (1)$$

onde o potencial $V(r) = V_s(r) + \gamma_o V_v(r)$, expresso como combinação de um potencial escalar e da quarta componente de um potencial vetorial, pode ser gerado por troca de bósons entre os bárions.

Uma adaptação da teoria de Walecka[1)] a núcleos finitos[2)], bem como a extensão a energias positivas[3)] permitem estabelecer a magnitude das contribuições (à parte real) do potencial nucleon-núcleo, central e spin-órbita. (Sobre a parte imaginária do potencial ótico para a matéria nuclear vide ref. 4.)

Para hipernúcleos[5)], níveis de partícula-única de Λ's foram estudados[6)] na mesma abordagem.

*Trabalho realizado com o suporte da FINEP, CNPq (Brasil) e KFA (R.F.Alemã).

Quanto a Σ-hipernúcleos (para os quais a informação experimental é escassa), a existência de alguns estados Σ-hipernucleares bastante estreitos[7] conduziu a diversos estudos[8,9] das componentes absortivas dos potenciais central e spin-órbita.

Seguindo formulações recentes da interação NN[10], consideramos na interação ΣN contribuições OBE e TBE; as primeiras incluem os mesons σ e ω (figura 1a) e as segundas, π, ρ, K, K^*, κ e correlações de curto alcance (figura 1b).

Englobando em $V_\sigma(r)$ e $V_\omega(r)$ as contribuições reais originadas pelos mecanismos de troca de um e dois bósons, podemos escrever

$$V_{s(v)}(r) = V_{\sigma(\omega)}(r) + i\,\left[\mathrm{Im}\,V_{TBE}(r)\right]^{0^+,T=0\ (1^-,T=0)} . \qquad (2)$$

Na situação de produção sem recuo, o movimento de Fermi do par ΣN que interage, pode ser desprezado.

Para a contribuição $\pi\pi$, por exemplo, a interação pseudo-escalar, $L^{PS}_{\pi\Sigma\Lambda}$, (pseudovetorial, $L^{PV}_{\pi\Sigma\Lambda}$) apresenta uma estrutura $\bar{\Psi}_\Lambda(p_\Lambda,s_\Lambda)\ \gamma_5\ \vec{\Psi}_\Sigma(p_\Sigma,s_\Sigma)\ \vec{\Phi}_\pi(q)$ $(\bar{\Psi}_\Lambda(p_\Lambda,s_\Lambda)\ \gamma_5\ \not{q}\ \vec{\Psi}_\Sigma(p_\Sigma,s_\Sigma)\ \vec{\Phi}_\pi(q))$, sendo Ψ_Σ e Ψ_Λ spinores de Dirac.

No limite estático resulta, no espaço de coordenadas:

$$\mathrm{Im}\,V^{PS}_{2\pi}(\vec{r}_\Sigma,\vec{r}\,'_\Sigma,\vec{r}_N,\vec{r}\,'_N) =$$

$$= V_{2\pi}(k)\left(1 - \gamma_o\,\frac{E_\Lambda(k)}{M_\Lambda}\right)\delta(\vec{r}_\Sigma-\vec{r}\,'_\Sigma)\ \delta(\vec{r}_\Sigma-\vec{r}_N)\ \delta(\vec{r}_N-\vec{r}\,'_N) . \qquad (3)$$

onde k é determinado por conservação de energia. Para a interação PV a contribuição de 2π é suprimida; a relação (3) representa então um limite superior para a contribuição da troca de dois pions.

Quanto às demais contribuições, as correlações de curto alcance constituem-se na maior correção (repulsiva) ao processo por dois pions; a abordagem não relativística[11] pode ser estendida[12] ao caso relativístico, supondo universalidade para a repulsão bárion-bárion (parâmetro de Landau-Migdal g_o'). Em ordem mais baixa a expressão relativística leva ao resultado não relativístico correto para a troca de pion com correlação

$$V_\pi^{SRC}(q) \longrightarrow \frac{\vec{\sigma}_1\cdot\vec{q}\ \vec{\sigma}_2\cdot\vec{q}}{\vec{q}^2+m_\pi^2} - g_o'\ \vec{\sigma}_1\cdot\vec{\sigma}_2$$

A comparação dos resultados decorrentes, com os correspondentes não relativísticos, está em andamento.

REFERÊNCIAS

1) J.D.WALECKA, Ann. of Phys. 83 (1974) 491.
2) R.BROCKMANN and W.WEISE, Phys.Rev. C16 (1977) 1282.
3) M.JAMINON, C.MAHAUX and P.ROCHUS, Phys.Rev.Lett. 43 (1979) 1097.
4) C.J.HOROWITZ, Phys.Lett. 117B (1982) 153.
5) A.BOUYSSY, Phys.Lett. 84B (1979) 41.
6) R.BROCKMANN and W.WEISE, Nucl.Phys. A355 (1981) 365.
7) R.BERTINI et al., Phys.Lett. B90 (1980) 375.
8) Na aproximação não relativística vide, por exemplo, A.GAL, G.TOKER and Y.ALEXANDER, Ann. of Phys. 137 (1981) 341; M.DILLIG, V.E.HERSCOVITZ and M.R.TEODORO, submetido a Journ.Phys.G: Nucl.Phys. (1983).

9) No formalismo relativístico vide V.E.HERSCOVITZ, M.R.TEODORO and M.DILLIG, Czech.J.Phys. B32 (1982) 330.

10) K.HOLINDE, Phys.Rep. 68 (1981) 122.

11) E.OSET, H.TOKI and W.WEISE, Phys.Rep. 83 (1982) 282.

12) M.DILLIG, V.E.HERSCOVITZ and M.R.TEODORO, em preparação.

LEGENDA DA FIGURA

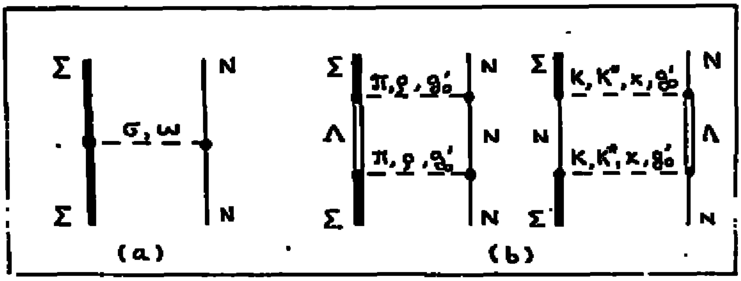


Figura 1 - (a) contribuições OBE; (b) contribuições TBE.

EFEITOS DA INTERAÇÃO NO ESTADO DIBARIÔNICO $J^P=2^+$

H.G. Dosch
Institut für Theoretische Physik, Universität Heidelberg

e

Erasmo Ferreira
Departamento de Física, Pontifícia Universidade Católica
Cx.P. 38071, Rio de Janeiro, RJ, Brasil

Dibárions de isospin 1 podem ser formados como estados intermediários na interação pion-deuteron. As características dos acoplamentos responsáveis por esta formação determinam as modificações a serem introduzidas no cálculo das amplitudes e nas quantidades observáveis do sistema πd. Através destas modificações, podem ser estudadas as propriedades destes estados dibariônicos. Com o objetivo de obter as quantidades necessárias para este estudo, calculamos no presente trabalho os fatores de forma para o acoplamento πd-dibaryon para o caso do dibaryon de números quânticos $J^P=2^+$ (massa=2.14 GeV).

Tomamos um modelo microscópico pelo qual o pion é absorvido por um dos nucleons do deuteron, com a produção de um nucleon ou de uma ressonância Δ. O esquema está representado na Fig 1. As interações ΔN e NN responsáveis diretamente pela formação do dibárion ocorrem em estados de onda s e de onda p, respectivamente, e podem ser consideradas como conhecidas a partir da análise do problema de canais acoplados NN/ΔN/$\Delta\Delta$. Os outros vértices do diagrama são determinados pela função de onda do deuteron e pelos vértices bem conhecidos NNπ e ΔNπ.

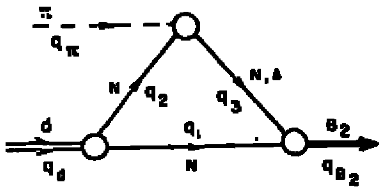


Fig 1 - Modelo dinâmico para o acoplamento πd-dibárion

A amplitude é escrita como a soma de duas partes

$$M^{\pi dB_2}(s) = M^{\pi dB_2;N}(s) + M^{\pi dB_2;\Delta}(s) \tag{1}$$

onde o último índice superior indica o bárion (N ou Δ) na linha de momento q_3 na Fig 1. O cálculo dos diagramas é feito calculando-se a descontinuidade pelas regras de Cutkosky, e em seguida obtendo-se a parte real da amplitude por uma relação de dispersão

Para o diagrama com formação de nucleon após absorção do pion obtemos

$$M^{\pi dB_2;N}_{s_d,s_B}(s) = R^{s_B}_{k\ell}\cdot 2\left(\frac{g_{\pi NN}}{2m_N}\right)\cdot g_{NNB}\left(\frac{s}{4}-m_N^2\right)\frac{(q_\pi)_k(q_\pi)_\ell}{|\vec{q}_\pi|^2}\,(\vec{q}_\pi\cdot\vec{\xi}^{\,s_d})M^N(s) \tag{2}$$

onde

$$M^N(s) = \text{Disp } M^N(s) + i \text{ Abs } M^N(s) \tag{3}$$

com

$$\text{Disp } M^N(s) = \frac{1}{\pi}\int_{4m_N^2}^{\infty}\frac{\text{Abs } M^N(s')}{s'-s}\,ds' \tag{4}$$

Nestas expressões ξ^{s_d} representa o vetor de spin do deuteron, s_B é a componente do spin do dibarion, e R^{s_B} é um tensor simétrico de traço nulo, normalizado pela relação

$$\sum_{s_B} R^{s_B}_{k\ell}\,R^{s_B}_{k'\ell'} = \delta_{kk'}\cdot\delta_{\ell\ell'} + \delta_{k\ell'}\cdot\delta_{k'\ell} - \frac{2}{3}\,\delta_{k\ell}\,\delta_{k'\ell'} \tag{5}$$

Os resultados obtidos para as quantidades Abs $M^N(s)$ e Disp $M^N(s)$ estão representadas na Fig 2.

Para o diagrama com formação de Δ obtemos

$$M^{\pi dB_2;\Delta}_{s_d,s_B}(s) = \frac{8}{3}\,g_{\pi N\Delta}\cdot g_{N\Delta B_2}\cdot R^{s_B}_{k\ell}\cdot\Big\{M^{\Delta,1}(s)\,(q_\pi)_k\,\xi_\ell^{\,s_d}$$

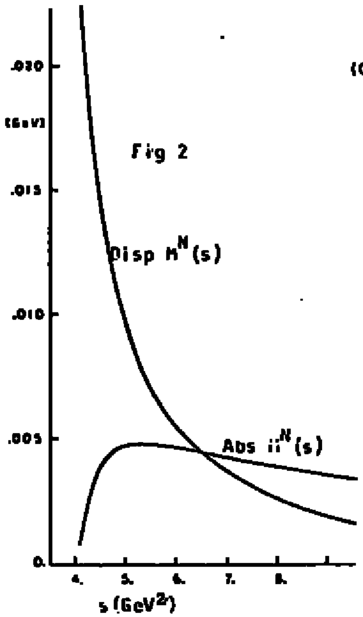
$$+ M^{\Delta,2}(s)\left[(q_\pi)_k(q_\pi)_\ell/|\vec{q}_\pi|^2\right](\vec{q}_\pi\cdot\vec{\xi}^{\,s_d})\Big\} \tag{6}$$

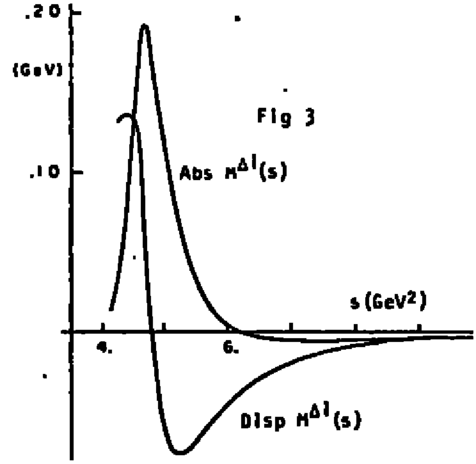
onde

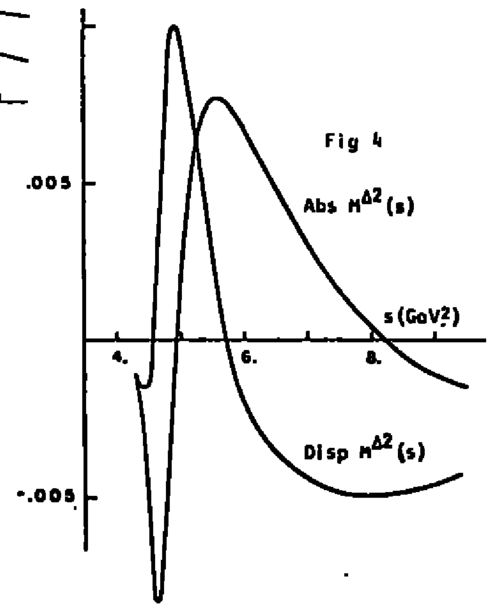
$$M^{\Delta,j}(s) = \text{Disp } M^{\Delta,j}(s) + i \text{ Abs } M^{\Delta,j}(s)\ , \ j=1,2 \tag{7}$$

com

$$\text{Disp } M^{\Delta,j}(s) = \frac{1}{\pi}\int_{(2m_N+m_\pi)^2}^{\infty}\frac{\text{Abs } M^{\Delta,j}(s')}{s'-s}\,ds' \tag{8}$$







As figuras 3 e 4 representam os valores das partes real e imaginária de $M^{\Delta,1}(s)$ e $M^{\Delta,2}(s)$. Observamos que na região de energia correspondente a umas poucas centenas de MeV para a energia cinética no sistema πd, a amplitude $M^{\Delta,1}(s)$ é maior que $M^{\Delta,2}(s)$ por uma ordem de grandeza. Isto implica em que o acoplamento do dibárion $J^P=2^+$ à onda $\ell=1$ do sistema πd é muito mais forte do que o acoplamento à onda $\ell=3$.

Por outro lado, comparando as figuras 2 e 3 observamos que o diagrama com nucleon intermediário é muito menos importante (por uma ordem de grandeza) do que o diagrama com formação de Δ.

Como a dinâmica da ressonância Δ não é explicitamente incluida na teoria básica (cálculos através das equações de Faddeev) da interação πd, vemos que é necessário o cálculo em separado dos efeitos da interação ΔN no estado intermediário, os quais podem afetar substancialmente os valores dos observáveis do sistema πd. Estes efeitos são descritos pelo diagrama da Fig 5, que representa a contribuição para o espalhamento elástico πd devida à interação ΔN no estado intermediário, a qual pode in

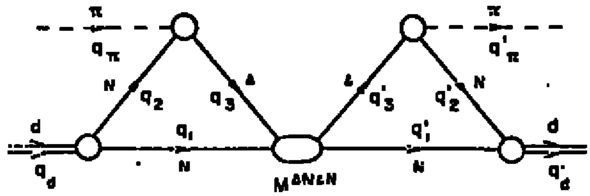


Fig 5 - Contribuição da interação ΔN no estado intermediário do espalhamento elástico πd.

cluir a formação de um estado ressonante. Este diagrama constitui um dobramento do cálculo correspondente à Fig 1, e depende das mesmas funções de vértice representadas nas Figuras 3 e 4. A partir da expressão para o elemento de matriz que representa o diagrama, podemos obter suas contribuições para as amplitudes de helicidade $f_{\lambda'\lambda}(\theta)$, onde λ' e λ representam as helicidades final e inicial respectivamente, e é o ângulo de espalhamento no c.m. Os resultados são

$$f_{++}(\theta) = \frac{1}{8\pi\sqrt{s}} \langle +|M^{\pi d,\pi d;\Delta}_{s_d s'_d}(s)|+\rangle = \frac{8}{9\pi\sqrt{s}}\, g^2_{\pi N\Delta}\, M^{\Delta N}(s)\,|\vec{q}_\pi|^2 (M^{\Delta,1}(s))^2 d^2_{11}(\theta)$$

$$f_{00}(\theta) = \frac{1}{8\pi\sqrt{s}} \langle 0|M^{\pi d,\pi d;\Delta}_{s_d s'_d}(s)|0\rangle = \frac{8}{9\pi\sqrt{s}}\, g^2_{\pi N\Delta}\, M^{\Delta N}(s)\,|\vec{q}_\pi|^2\, \frac{4}{3}(M^{\Delta,1}(s)+M^{\Delta,2}(s))^2 \times d^2_{00}(\theta) \qquad (9)$$

$$f_{+-}(\theta) = \frac{1}{8\pi\sqrt{s}} \langle +|M^{\pi d,\pi d;\Delta}_{s_d s'_d}(s)|-\rangle = \frac{8}{9\pi\sqrt{s}}\, g^2_{\pi N\Delta}\, M^{\Delta N}(s)\,|\vec{q}_\pi|^2 (M^{\Delta,1}(s))^2 d^2_{-11}(\theta)$$

$$f_{+0}(\theta) = \frac{1}{8\pi\sqrt{s}} \langle +|M^{\pi d,\pi d;\Delta}_{s_d s'_d}(s)|0\rangle = \frac{8}{9\pi\sqrt{s}}\, g^2_{\pi N\Delta}\, M^{\Delta N}(s)\,|\vec{q}_\pi|^2\, \frac{2}{\sqrt{3}} M^{\Delta,1}(s) \times (M^{\Delta,1}(s)+M^{\Delta,2}(s))\, d^2_{01}(\theta)$$

The Experiment NA22: The Influence of Parton Structure on Hadronic Interaction in EHS with a $K^+/\pi^+/p$ Beam at 250 GeV/c

Aachen, Berlin (Zeuthen), Brussels (Free Univ.) - Helsinki, Krakow, Nijmegen, Rio de Janeiro (CBPF), Serpukhov, Warsaw, Yerevan Collaboration.

presented by

M. Begalli, A.M.F. Endler, L.C.S. Oliveira
Centro Brasileiro Pesquisas Físicas

The Experimental Set-up

The experiment was done on June/July 1982 and July/August 1983 with the European Hybrid Spectrometer (E H S)[1] using a kaon enriched positive beam (15% K^+, 30% π^+ and 55% p) at 250 GeV/c proceeding from the superprotonsynchrotron (SPS) of CERN (European Organization for Nuclear Research).

The EHS consists of various particle detectors providing the analysis of multiparticle final states in hadronic interaction. The method. Involves in measuring the deposited energy of neutral particles in calorimeters and in measuring the velocity and momentum of charged particles giving a large geometrical acceptance combined. with good momentum resolution and with very powerful particle identification.

The general layout is shown in Fig. I. The spectrometer consists of a rapid cycling bubble chamber (RCBC) as vextex detector, proportional and drift chambers (W1, W2, D1 - D6) and two spectrometer magnets (M1, M2).

The good particle identification over the full momentum range is one of the most important features of the EHS. It is provided by RCBC for the lowest energy, combined with a silico-aerogel detector (SAD), a pictorial drift chamber (ISIS2), a forward Cerenkov (FC) and a transition radiation detector (TRD). Details can be found in ref. [2].

The measurement of both energy and position of photons is done by the intermediate and forward gamma detector (IGD and FGD) in order to detect neutral pions. The detection efficiency is typically 60% [3].

For the study of hadron-nucleus collisions, the RCBC is equipped with thin metallic foils (Al and Au) mounted transversely to the beam.

Physics Motivations

The physics motivation[4] is based on two experimental observations with hadronic interaction at low P_T

1) Quark fragmentation jets from $e^+ e^-$ annihilation and deep inelastic collisions seem to resemble low P_t hadronic production in longitudinal, transverse and multiplicity behaviour of the produced hadrons [5].

2) Pion production in the nucleon fragmentation region of low P_t hadron-hadron collisions seems to reflect the valence quark distribution in the nucleon as observed in moderately deep inelastic lepton-nucleon collisions [6].

These two observations lead to the expectation that the parton structure of hadrons also governs hadron-hadron collisions at low P_t.

To test this unifying concept is the basis of the motivating this experiment.

The data

The statistics reached in this experiment is the following:

	1982	1983	Total
Pictures taken	125K	570K	695K
Events total	35K	163K	198K
K^+p	9K	41K	50K
π^+p	26K	115K	141K
pp	-	7K(*)	

* for calibration.

About 7% of collisions are on Al and Au targets. The scanning of the photographs taken during the 1982 run is finished.

First Physics Results

On the basis of the scanning analysis the following papers were presented in international conferences:

A) Cross Sections and Multiplicity Distributions for K^+p and π^+p interactions at 250 GeV/c - Int. Europhysics Conference on High Energy - Brighton - England - July 1983

B) Multiple collisions inside nuclei in π^+ and K^+ interactions with Al and Au nuclei at 250 GeV/c - XIV Int. Symp. Multiple Particle Dynamics - Lake Tahoe - California - U.S.A. - June 1983

References

[1] W.W.M. Allison et al., The European Hybrid Spectrometer - CERN/SPSC/76-43/P42/Add. 2 Rev.

[2] W.W.M. Allison et al., Addendum to the Proposal for the European Hybrid Spectrometer - Part B. CERN/SPSC/78-91/P42/Add 5

[3] G.A. Akopjianov et al., Addendum to the Proposal for the European Hybrid Spectlometer - Part C - CERN/SPSC/77-44/P42/Add 3

[4] M. Bardadin-Otwinowska et al., Proposal: The influence of Parton Structure on Hadronic Interations in EHS with a $K^+/\pi^+/p$ beam at 250 GeVic CERN/SPSC/80-51/P144

[5] M. Barth et al., Jet like Properties of Multiparticle Systems Produced in K^+p Interactions at 70 GeVie - CERN/EP 81-44 Nucl. Phys. B. 192, (1981) 289

[6] J. Singh et al., Production of high - momentun mesons at small angles at c. m energy of 45 GeV at the CERN ISR Nucl. Phys. B140 (1978) 189

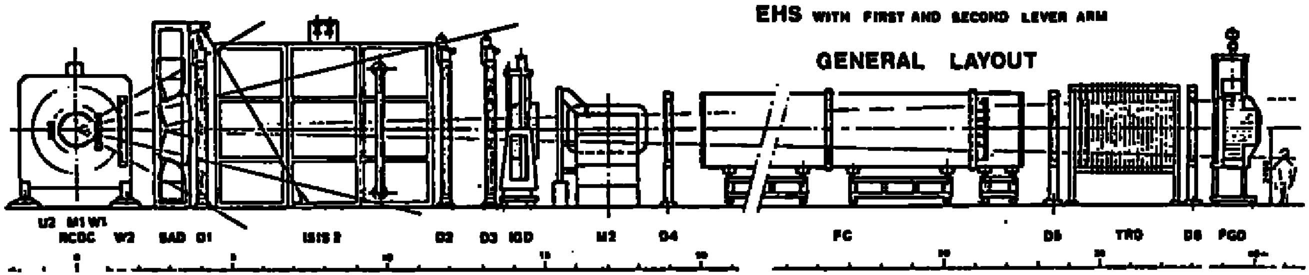


Fig. 1

RCBC - Rapid Cycling Bubble Chamber

W1 W2 - Multiwire Proportional Chambers

D1....D6 - Drift chambers

SAD - Silica Aerogel Detector

FC - Forward Cerenkov Detector

ISIS2 - Identification of Secondary Particles by Ionization

TRD - Transition Radiation Detector

IGD - Intermedrate Gamma Detector

FGD - Forward Gamma Detector

M1,M2 - Magnets

O DECAIMENTO VIA INTERAÇÕES FRACAS DOS MÉSONS PESADOS[1]

José Helder Lopes

I. O modelo espectador

O decaimento dos mésons pesados pode ser analisado no contexto da teoria padrão de Weinberg e Salam para as interações fracas (assumindo o modelo de seis quarks de Kobayashi e Maskawa[2])e da Cromodinâmica quântica(QCD) para as interações fortes.

Devido ao valor das massas dos novos quarks c,b e t e à propriedade de liberdade assintótica da QCD, o decaimento via interação fraca dos mésons pesados pode ser interpretado simplesmente como o decaimento livre do quark pesado de que é formado, sem a participação do quark mais leve que também o constitui. Este é o chamado modelo espectador, que prediz desta forma o mesmo comportamento para todos os mésons formados pelos mesmos quarks pesados. O diagrama que apresenta estes decaimentos é apresentado na figura I.

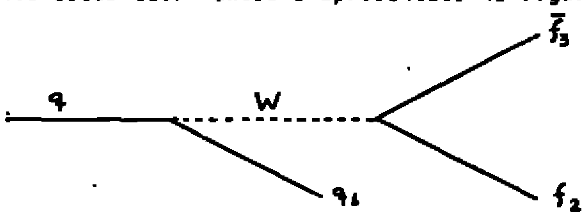


Fig.I: o decaimento dos mésons pesados pelo modelo espectador

Usando para os quarks as massas constituintes[3,10,11] m_b = 5 GeV, m_c = 1.5 GeV, m_s = 0.5 GeV e m_t = 40 GeV (um valor possível), os limites recentes para os elementos da matriz de Kobayashi e Maskawa, e considerando apenas os canais favorecidos por estes elementos de matriz, podemos fazer algumas previsões, de acordo com o modelo espectador, para o decaimento dos mésons, o que apresentamos na tabela I

Tabela I

Quark	c	b	t
Mésons	$D^{\pm}$, D^0, $\bar{D}^0$, $F^{\pm}$	$B^{\pm}$, B^0	$T^{\pm}$, T^0, T_c
τ	$>1.5 \times 10^{-12}$ s $<2.3 \times 10^{-12}$ s	$>1.1 \times 10^{-14}$ s	$>3.6 \times 10^{-20}$ s $<6.0 \times 10^{-20}$ s
$BR(q \to q' e \nu_e)$	11%	15%	<20% >17%

2. Os resultados experimentais e os mecanismos de aniquilação

Como[5] não sabemos ainda nada sobre o quark t, exceto que $m_t > 21.5$ Gev, a comparação das previsões do modelo espectador apresentadas acima com os resultados experimentais tem de se restringir aos mésons formados pelos quarks[5] b e c.

Para os mésons B temos

$$\tau_B = (1.8 \pm 0.6 \pm 0.4) \times 10^{-12} s (MAC)$$

$$\tau_B = (1.20 {}^{+0.45}_{-0.36} \pm 0.30) \times 10^{-12} s (MARK\ II)$$

$$BR(B \rightarrow x\, e \nu_e) = 0.127 \pm 0.017 \pm 0.031$$

o que mostra um razoável acordo com os resultados teóricos.[6] Estes dados, no entanto, ainda não permitem uma conclusão definitiva. Em particular é necessária a separação dos componentes carregado e neutro, B^0 e B^+ respectivamente.

Para os mésons[7] charmosos os dados são mais completos, como vemos na tabela II

Tabela II

	D^+	D^0	F^+
$\tau(s)$	$(9.1 {}^{+2.2}_{-1.5}) \times 10^{-13}$	$(4.8 {}^{+2.4}_{-1.5}) \times 10^{-13}$	$(2.2 {}^{+2.8}_{-1.1}) \times 10^{-13}$
BR_e	$(19 {}^{+4}_{-3})\%$	$<6\%$	-

Vemos que neste caso há uma clara discrepância em relação aos valores teóricos, o que em parte já era esperado, pois como $m_c < m_b$, os efeitos não-perturbativos de QCD são mais importantes neste caso.

Para explicar as diferenças nos valores de τ e $BR_e(D \rightarrow ex)$ entre os vários mésons charmosos, o que contraria o[8] modelo espectador, foram propostos os mecanismos de aniquilação, com os quais os diagramas de decaimento ficam representados como na fig.2.

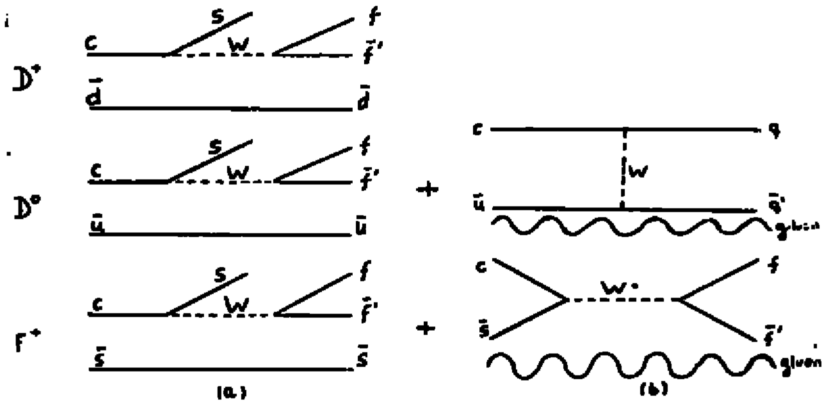


Fig.2: Decaimento dos mésons charmosos a)modelo espectador b) mecanismo de aniquilação.

As novas contribuições, apresentadas na segunda coluna da Fig.2, tornam-se possíveis devido a presença dos gluons, que carregam parte do momento angular do méson. Assim o par de quarks inicial não precisa ter momento angular nulo, e caem os argumentos de helicidade que proibiam estes processos. Para que haja acordo com os resultados experimentais, a contribuição destes mecanismos deve ser dominante sobre o modelo espectador.

Mesmo este mecanismo de aniquilação é incapaz de explicar todas as características apresentadas pelos dados experimentais. Não pode explicar as discrepâncias entre os resultados experimentais do D^+ e os valores teóricos. Para conciliar estes dados, várias sugestões foram colocadas na literatura, como o efeito de interferência dos dois quarks d no estado final,[9] a contribuição[10] das massas dos quarks u e d para o fator do espaço de fases,[11] o movimento de Fermi do quark c no estado ligado inicial, etc. No entanto, as coisas ainda não estão bem definidas.

3. O decaimento semileptônico do D^+

Se quisermos compreender melhor os dados experimentais apresentados, podemos, em vista das incertezas que os modelos até agora descritos mostraram, lançar mão de outras técnicas mais tradicionais e bem estabelecidas. Faremos isto para analisar o "branching ratio" eletrônico do D^+.

Se assumimos que o decaimento $D^+ \to ex$ é dominado pelo canal $D^+ \to k e \nu_e$, podemos obter em total analogia com os decaimentos $K_{e3}(K \to \pi e \nu_e)$[12] que

$$\Gamma(D^+ \to K e \nu_e) = 7.7 \times 10^{-14} |f^{(0)}_{D\to K}|^2 \; |U_{cs}|^2$$

Usando $f_{D\to k}(0) = 1$ (simetria SU_4 exata), os limites para $|U_{cs}|$ apresentados na ref.4 e o valor experimental da vida média do D^+ temos então

$$BR(D^+ \to K\, e\nu_e) = (11^{+3}_{-2})\% \qquad (|U_{cs}| = 1)$$

$$BR(D^+ \to K e\nu_e) = (7^{+2}_{-1})\% \qquad (|U_{cs}| = 0.81)$$

o que está em desacordo com os valores experimentais para $BR(D\to ex)$ na tabela II. Isto mostra que a hipótese de que o canal $D^+\to ke\nu_e$ é dominante não é correta, o que é compreensível, já que o espaço de fases disponível neste caso é bem maior que no caso do decaimento do Kaon e o peso dos canais de mais de uma partícula deve ser relevante.

Em vista disto, devemos analisar a contribuição dos canais $D\to K\pi$ eve e $D \to K\pi\ \pi\ e\nu_e$, que são os mais prováveis devido ao espaço de fases disponível. No limite em que algum dos pions tem quadrimomento negligível (limite de pions macios) estes canais são proibidos pelas regras de comutação da álgebra de correntes. Devemos então analisar a contribuição destes canais na região próxima às ressonâncias K (Kπ) e Q_1(Kππ). Cálculos aproximados mostraram que

$$BR(D^+ \to K^* e\nu_e) \cong 5\%$$

$$BR(D^+ \to Q_1\ e\nu_e) = 0.03\ BR(D^+ \to K^* e\nu_e)$$

o que mostra que o canal $D\to K^* e\nu_e$ é responsável por boa parcela do valor experimental de $BR(D^+ \to ex)$.

<u>Referências</u>:

1) José Helder Lopes - O Decaimento via Interações Fracas dos Mésons Pesados, Tese de Mestrado UFRJ - IF, 1983.
2) Koabayashi, M. e Maskawa, K. - Progr.Theor.Phys.49(1973)652.
3) Barger, V.et.al - J.Phys.G, 5(1982)L147.
4) Paschos, E.A. e Türke, U. - Phys.Lett.116B,360(1982).
5) Proceedings of the International Conference on Lepton-Photon Interactions at High Energies-Cornell, N.Y., 1983.
CLEO Collaboration -Preprint CLNS 82/546.
6) Estes valores para a vida média do méson B colocam novos limites no elemento de matriz de Kobayashi-Maskawa U_{bc}. Veja Ref.5.
7) Particle Data Group - Phys.Lett. 111B,1(1982).

8) Fritzsch,H. e Minkowiski,P. - Nucl.Phys.B171(1980)413 e Phys. Lett.90B, 455(1980).

9) Altarelli,G.e Maiani,L. - Preprint TH.336-CERN,1982.

10) Cortes,J.L. et.al -Phys.Rev.D 25(1982)188.

11) Baur,U. - Preprint MPI-PAE/PTh 79/82.

12) Weak Interactions - E.D.Commins-Mc Graw-Hill,1973.

CONSTANTES DE DECAIMENTO DOS MÉSONS SEGUNDO UMA EQUAÇÃO DO TIPO TODOROV

I. Bediaga

Os resultados aqui apresentados são parte de uma colaboração em andamento com E.Predazzi, A.Santoro, M.Souza e J.Tiomno.

Para calcularmos as constantes de decaimento, nós partiremos da prescrição "clássica" de Van Rogen e Weisskopf [1], para o modelo a quark.

(1) $$f_p = \frac{G'_A}{G'_V} \quad 2\frac{|\Psi(o)|}{\sqrt{M_p}} \qquad p \equiv \text{pseudoescalar}$$

A questão básica na utilização desta prescrição é a determinação da função de onda na origem $-\psi_{(o)}$.

Para o cálculo da função de onda na origem, utilizamos o modelo desenvolvido por D.B.Lichtenberg, W.Nangung, J.G.Wills e E. Predazzi [2], baseado em uma equação relativística tipo Todorov [3]. Neste modelo os mésons e bárions são tratados de uma mesma maneira, com os mesmos parâmetros via a utilização do modelo de diquark.

A equação do tipo Todorov (TT) para um sistema de dois quarks é:

$$[-\nabla^2 + 2\mu V_s - (E_r - V)^2 + (m_r + s)^2]\,\psi = 0 \qquad (2)$$

e

$$E_r = \frac{w^2 - m_1^2 - m_2^2}{2w} \quad \text{e} \quad m_r = \frac{m_1 m_2}{w}$$

são respectivamente a energia efetiva de uma partícula de massa m_r, e esta é a massa reduzida relativística definida por Todorov, W é a massa invariante da partícula constituída por 1 e 2, definida por [1]:

$$W \doteq ((\vec{p}^2 + m_1^2)^{1/2} + (\vec{p}^2 + m_2^2)^{1/2}) \qquad (3)$$

No caso não relativístico onde $w \to m_1 + m_2$ a massa reduzida relativística, toma a forma da massa reduzida clássica

$$m_r \to \mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

O potencial V é um potencial vetorial, vindo da troca de um gluon, e é definido por:

$$V = \frac{8\pi}{27} \left(\frac{1 - \lambda r}{r \ln \lambda r}\right)$$

S é um potencial escalar responsável pelo confinamento:

$$S = \frac{8\pi}{27} \quad \frac{\lambda(\lambda r - 1)}{\ln \lambda r}$$

$2\mu\ V_s$ é o termo de spin na equação (2).

Tomado a aproximação não relativística da equação (2), desprezando os termos em V^2, S^2 e de spin [2], obteremos a equação:

$$[-\nabla^2 + 2m_r\ V_{(r)}]\ \psi = 0 \qquad (4)$$

onde $U(r) = \dfrac{8\pi}{27} \quad \dfrac{(1 - \lambda r)^2}{r \ln \lambda r}$

que é o mesmo potencial da equação não relativística utilizada por G. Fogleman, D.B.Lichtenberg e J.G.Wills [4], para o cálculo do espectro dos mésons pesados.

Como desejamos trabalhar numa região onde r é muito pequeno ($r \ll 1/m_w$; m_w é a massa do bóson intermediário w), imporemos que na região de interesse U(r) se comporta como:

$$U(r) \quad - \frac{8\pi}{27} \frac{1}{r}$$

que é o limite de U(r) quando $r \to 0$.

Resolvendo a equação radial,

$$\frac{d^2\ \psi(r)}{d\ r^2} + \frac{2}{r} \quad \frac{d\ \psi(r)}{dr} + \frac{m_r\ c}{r} \quad \psi(r) = 0 \qquad (5)$$

onde $C = \dfrac{16\pi}{27}$,

cuja solução (tipo Bessel) para $r \to 0$,

$$\psi_{(o)} = k \sqrt{m_r\ c} + 0\ (r^{3/2}) \qquad (\text{ k constante}).$$

Supondo que a forma funcional de $\psi_{(o)}$ é a massa para os casos relativístico e não relativístico, usaremos esta expressão para estudar todos os casos de interesse.

A região de $r \to 0$ é a região de liberdade assintótica, onde os quarks podem ser considerados como livres, portanto é natural usar massas de correntes para os quarks.

Voltando a equação 1, e utilizando o resultado obtido acima, temos que a razão entre as constantes de decaimento de dois mésons pseudoescalar é dada por:

$$\frac{f_p}{f_{p'}} = \frac{M_{p'}}{M_p}\sqrt{\frac{m_i m_j}{m_i' m_j'}} \tag{6}$$

Tomando para as razões entre as diversas massas de correntes dos quarks [5]

$$\frac{m_d}{m_u} = 1,75 \qquad \frac{m_s}{m_d} = 19.66 \qquad \frac{m_c}{m_d} = 142,70$$

$$\frac{m_s}{m_u} = 34,31 \qquad \frac{m_c}{m_u} = 249,02 \qquad \frac{m_c}{m_s} = 7,26$$

obtemos as seguintes rações entre as diversas constantes de decaimento:

(a) $\dfrac{f_{k^\pm}}{f_{\pi^\pm}} = 1,25$ (b) $\dfrac{f_{k^o}}{f} = 1,64$

(c) $\dfrac{f_{D^\pm}}{f_{\pi^\pm}} = 1,18$ (d) $\dfrac{f_{D^o}}{f_{\pi^\pm}} = 0,89$ (7)

(e) $\dfrac{f_{F^\pm}}{f_{\pi^\pm}} = 4,83$

A razão $f_{k^\pm}/f_{\pi^\pm}$ está de acordo com as estimativas obtidas através dos resultados experimentasi [6]. Usando como "imput" a constante $f_{\pi^\pm}^{exp}$ [7]:

$$f_{\pi^\pm}^{exp} = 131,75 \pm 0,13 \text{ MeV}$$

obtemos:

(a) $f_{k^\pm} = 164,69$ MeV

(b) $f_{k^o} = 216,07$ MeV

(c) $f_{D^\pm} = 155,47$ MeV

(d) $f_{D^o} = 117,26$ MeV

(e) $f_{F^\pm} = 636,35$ MeV

Estes resultados (7) estão dentro das estimativas obtidas por diferentes modelos apesar de não usar hipoteses "ad hoc" como em vários modelos de potencial [6].

Um aspecto novo, é que obtemos diferentes constantes de decaimento para mésons carregados e neutros. Isso é devido a diferença significativa entre a massa do quark U e do quark d.

Um outro fato surpreendente é que E.G.Floratos et al.[8] obtem a mesma relação para a razão entre as massas dos quarks que a obtida pela equação (6), via regra de soma de QCD.

Estes resultados serão melhorados com o uso da equação relativística e aplicados para o cálculo de vida média de bárions charmosos como o Λ^+_c, através da analogia diquark-méson.

REFERÊNCIAS

[1] R.Van Royen and V.F.Weisskopf, N.C.L. A (1967) 617.

[2] D.B.Lichtenberg, W.Nangung, J.G.Wills and E.Predazzi, Preprint IUHET--84- (1982).

[3] I.T.Todorov, P.R. 3D, 2351 (1971).

[4] G.Fogleman, D.B.Lichtenberg and J.G.Wills, L.N.C. 26 (1979) 369

[5] J.Gasser e H.Leutwyler, R.R. 87C, (1982) 77.

[6] M.Suzuki, N.P. 177B (1981) 413.
H.Kraseman, - P.L. 96B, (1980) 397.
I.I.Y. Bigi, N.P. 177B, (1981) 395.

[7] O.Bumbrair et al., N.P. 216B (1983) 277.

[8] E.G.Floratos et al., N.P. 155B (1979) 155.

FOTOPRODUÇÃO DE PIONS EM NUCLEONS

NA REGIÃO DA PRIMEIRA RESSONÂNCIA

Alexander W. Smith

Fernando A.B.R. de Carvalho

Apresentamos uma reanálise semifenomenológica dos multipolos na fotoprodução de píons em núcleons, na região da primeira ressonância. Este trabalho é uma extensão das referências [1] e [2]. As reações estudadas foram as seguintes:

$$\gamma+p \rightarrow p+\pi^0 \quad ,$$
$$\gamma+p \rightarrow n+\pi^+ \quad ,$$
$$\gamma+n \rightarrow n+\pi^0 \quad ,$$
$$\gamma+n \rightarrow p+\pi^- \quad .$$

Estudamos inicialmente a matriz de transição T no formalismo de helicidade de maneira a poder expressá-la em termos de quatro amplitudes independentes [3]: H_i, $i\varepsilon$ [1,4].

Os observáveis envolvidos tais como seção de choque diferencial, grau de polarização do núcleon final, razão de assimetria do núcleon inicial, e razão de assimetria para fotons polarizados, podem ser expressos em termos dessas amplitudes [4].

Em seguida fizemos a decomposição de cada uma dessas amplitudes de helicidade em ondas parciais [5], obtendo como resultado as amplitudes de multipolo classificadas segundo o valor do momento angular total J e do momento angular orbital do estado final ℓ. $E_{\ell\pm}$ $(M_{\ell\pm})$ significando amplitude de transição com fóton incidente do tipo multipolo elétrico (magnético) com $J=\ell\pm\frac{1}{2}$.

Na aproximação em que admitimos desprezíveis as contribuições da interação eletromagnética em ordem superior à primeira em e (constante de acoplamento eletromagnético), podemos decompor as amplitudes de transição em amplitudes de isospin [5]:

$$E_{\ell\pm}^{(I)}\ ,\ M_{\ell\pm}^{(I)}\ ,\ I = \frac{1}{2}\ ,\ \frac{3}{2}\ \text{(isospin do estado final)}$$

A nossa análise se restringe à energia do fóton (no referencial do laboratório) $K_L \in [150,450]$ MeV.

Com as amplitudes de multipolo com momento angular orbital do estado final $\ell=0,1,2,$ fitamos razoavelmente os valores experimentais da seção de choque para o intervalo de energia acima mencionado [6,7]. Portanto os multipolos considerados foram: $E_{0+}^{(I)}$, $M_{1\pm}^{(I)}$, $E_{1+}^{(I)}$, $E_{2-}^{(I)}$, $M_{2-}^{(I)}$.

No nosso trabalho, tomamos como primeira aproximação os termos de Born com uma correção ($\Delta M_{\ell\pm}^{(I)}$) nos multipolos com $J \leq \frac{3}{2}$. Essa correção possui uma dependência na energia cinética do estado final (do referencial do centro de massa); e é dada pelo produto de três fatores:

(i) uma fase dada pelo teorema de Fermi-Watson;

(ii) q^{ℓ}, devido ao comportamento dos multipolos de momento angular orbital final ℓ, no limiar da produção;

(iii) um polinômio do segundo grau na energia.

Teremos portanto

$$\Delta M_{\ell\pm}^{(I)} = (a+bw+cw^2)q^{\ell}\ e^{i\delta_{\ell}^{I}}$$

onde a, b, c são constantes.

Os multipolos com momento angular total $J > \frac{3}{2}$ serão fixados somente pelos termos de Born.

Como "Input" para os multipolos ressonantes, tomamos os valores encontrados através de técnicas de relação de dispersão [8,9]

$$M^{3/2}_{1+,\mu} = \frac{e}{f}\frac{\mu_v}{4M/m_\pi}\frac{K}{q^2} \text{ sen } \delta_{33}\, e^{i\delta_{33}}$$

$$E^{3/2}_{1+} = 0$$

onde f=0.08 , μ é o momento magnético anômalo do núcleon, μ_v é a diferença entre os momentos magnéticos anômalos do próton e do neutron e δ_{33} a defasagem πN com $J=\frac{3}{2}$ e $I=\frac{3}{2}$.

O método usado para a obtenção dos parâmetros no ajuste dos multipolos foi o dos mínimos quadrados que consiste em calcular o mínimo da função

$$\chi^2 = \frac{1}{N-n}\sum_{j=1}^{N} W_i \left[\frac{y^i_{exp} - y^i_{cal}(w_i,\theta^i,x_1,\ldots x_n)}{y^i_{exp}}\right]^2$$

onde N é o número de dados experimentais, n é o número de parâmetros x_j, y^i_{exp} são os valores das grandezas medidas no laboratório (seção de choque, assimetria, polarização) e Δy^i_{cal} os respectivos valores calculados teoricamente. y^i_{exp} são os erros experimentais das grandezas y^i_{exp} e finalmente w_i, os pesos introduzidos para que levássemos em conta a não uniformidade dos dados experimentais nos intervalos de ângulo e energia e a não uniformidade dos diferentes tipos de dados.

Estudamos, para a fotoprodução de píons em prótons, o efeito da não uniformidade dos dados experimentais nos intervalos de ângulo e energia na determinação dos multipolos em 4 casos diferentes A, B, C e D; a não uniformidade dos diferentes tipos de dados foi analizada no caso E. Para a fotoprodução de píons em neutrons estudamos o primeiro efeito acima mencionado em dois casos diferentes A', B'.

Usando uma notação gráfica conveniente para cada um dos casos referidos acima plotamos os multipolos (Ver preprint PUC-RJ, dezembro 1983).

Analisando cada um deles podemos concluir que a não uniformidade dos dados experimentais em intervalos de ângulo e energia, o pequeno número de pontos para $\Sigma(\theta)$, $P(\theta)$, $T(\theta)$ e principalmente o pequeno número de dados experimantáis para a fotoprodução de píons π^0 são fatores importantíssimos que contribuiram para que as nossas soluções não fossem bem determinadas.

Esses fatores foram ainda mais cruciais na segunda parte do nosso trabalho; no entanto, acreditamos que as amplitudes da solução A' (correspondentes a I=3/2) devam ser as mais confiáveis. Isto pelo fato de serem as mesmas da solução A da primeira parte do nosso trabalho.

Referências:

1) Alexander W. Smith e N. Zagury, Phys. Rev. D20, 2719 (1979)
2) Alexander W. Smith e N. Zagury, Phys. Rev. D21, 2514 (1980)
3) S.D. Ecklund e R.L. Walker, Phys. Rev. 159, 1195 (1967)
4) A.F.S. Penna e N. Zagury, An. Acad. Brasil. Cienc. 42, 3 (1970)
5) M.L. Goldberger e K.M. Watson, "Collision theory" (John Wiley e Sons, Inc., New York, 1965), Cap.9
6) Källen, "Elementary Particles Physics" (Addison Wesley, 1964), p.156
7) M.J. Moravicsic, Phys. Rev. 104, 1451 (1956)
8) F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low e Y. Nambu (CGLN), Phys. Rev. 106, 1345 (1957)
9) G. Hohler, Springer Tracts in Mod. Phys. 39, 55 (1965).

LA ASIMETRIA EN LOS EXPERIMENTOS DE ATENUACION Y EL MODELO DE GLASHOW-SALAM-WEINBERG CON SECTOR DE HIGGS AMPLIADO

Eve M. Santangelo

UNIVERSIDADE NACIONAL DE LA PLATA - ARGENTINA

Experiencias de beam-dump. Asimetría e-μ

En las experiencias de atenuación (beam-dump) realizadas en el CERN(1), un haz de protones de 400 Gev incide sobre un blanco de cobre de longitud mucho mayor que la longitud de absorción para las partículas de larga vida media (π,k,Λ,Σ), de modo que las mismas interactúan antes de decaer. El propósito del experimento es detectar los neutrinos provenientes de la desintegración de hadrones de vida media corta ($\leq 10^{-11}$ seg), producidos en los choques protón-núcleo. Desde las primeras medidas se verificó la existencia de tales neutrinos (llamados "prompt neutrinos") y se los interpretó como productos de la desintegración de $D^{\pm}$ y $F^{\pm}$ producidos en el blanco. Los sucesivos experimentos coinciden en señalar un valor 2/3 para el cociente entre el número de ν y $\bar{\nu}$ de electrón y el número de ν y $\bar{\nu}$ de muón, resultado éste que no encuentra explicación en el marco de la teoría standard de Glashow-Salam-Weinberg.

Modelo de Glashow-Salam-Weinberg con sector de Higgs ampliado

El número de isodobletes de Higgs no está limitado en el modelo de Glashow-Salam-Weinberg por razones teóricas; analizaremos a continuación algunas consecuencias de la introducción de dos dobletes:

$$\phi_1 = \begin{pmatrix} \phi_1^0 \\ \phi_1^- \end{pmatrix} \qquad\qquad \phi_2 = \begin{pmatrix} \phi_2^0 \\ \phi_2^- \end{pmatrix} \tag{1}$$

Puede demostrarse (2) que la condición de mínimo para el potencial de Higgs permite determinar los módulos de los valores medios de vacío de ambos campos y su fase relativa, con lo cual se puede escribir (3):

$$\langle\phi_1\rangle = \begin{pmatrix} \eta \\ 0 \end{pmatrix} \qquad\qquad \langle\phi_2\rangle = e^{i\varepsilon} \begin{pmatrix} \xi \\ 0 \end{pmatrix} \tag{2}$$

con ξ y η reales. Para identificar los bosones de Goldstone del modelo, se definen los campos rotados:

$$\begin{cases} \Phi_1 = \cos\alpha\ \phi_1 + e^{-i\varepsilon} \operatorname{sen}\alpha\ \phi_2 \\ \Phi_2 = -\operatorname{sen}\alpha\ \phi_1 + e^{-i\varepsilon} \cos\alpha\ \phi_2 \end{cases} \tag{3}$$

con:

$$\text{sen } \alpha = \frac{\xi}{(\xi^2+\eta^2)^{1/2}} \qquad \cos\alpha = \frac{\eta}{(\xi^2+\eta^2)^{1/2}} \tag{4}$$

De los campos así definidos sólo ϕ_1 tiene valor medio de vacío no nulo

$$\langle\phi_1\rangle = \begin{pmatrix} (\eta^2+\xi^2)^{1/2} \\ 0 \end{pmatrix} \qquad \langle\phi_2\rangle \equiv 0 \tag{5}$$

ϕ_1 es el Higgs efectivo de la teoría: sus componentes cargadas se combinan con los campos de gauge para dar $W^\pm$ masivos y una de sus componentes neutras de masa a Z^0. La componente cargada de ϕ_2, que resta sin combinar, da nuevas contribuciones a las corrientes débiles cargadas.

Además de la simetría de gauge debe imponerse al lagrangiano una simetría discreta que elimine las corrientes neutras con cambio de extrañeza(4). Eligiendo:

$$\begin{aligned} &\phi_1 \to \phi_2 \quad ; \quad \phi_2 \to \phi_2 \\ &U'_L \to U'_L \quad ; \quad D'_L \to D'_L \\ &U'_R \to U'_R \quad ; \quad D'_R \to D'_R \end{aligned} \tag{6}$$

donde

$$U = \begin{pmatrix} u \\ c \\ t \end{pmatrix} \qquad D = \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{7}$$

se obtiene el lagrangiano Higgs cargado-quarks:

$$L_{\phi_2^\pm, q} = \frac{g\phi_2^+ \bar{U}}{2\sqrt{2}m_W}\left\{ \text{tg}\,\alpha\; M_U K(1-\gamma_5) + \text{ctg}\,\alpha\; K M_D(1+\gamma_5)\right\} D + \text{C.H.} \tag{8}$$

donde M_U y M_D son las matrices de masas diagonales y K es la matriz de Kobayashi-Maskawa. El resultado se extiende a leptones, definiendo

$$L = \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix} \qquad N = \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \tag{9}$$

con lo cual se obtiene

$$L_{\phi_2^\pm, L} = \frac{g\phi_2^+}{2\sqrt{2}\,m_W}\,\bar{L}\;\text{tg}\,\alpha\; M_L(1-\gamma_5)N + \text{C.H.} \tag{10}$$

donde

$$M_L = \begin{pmatrix} m_e & 0 & 0 \\ 0 & m_\mu & 0 \\ 0 & 0 & m_\tau \end{pmatrix} \tag{11}$$

Interpretación de la asimetría e-μ

Mostraremos a continuación que el modelo descripto en el inciso anterior puede, ajustando el parámetro libre

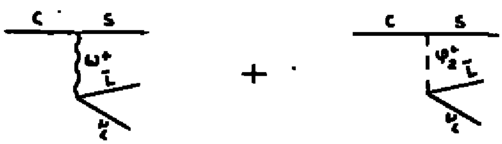
$$r = \frac{tg\ \alpha}{m_\phi} \tag{12}$$

dar una interpretación del valor $R = \dfrac{\nu_\ell + \bar{\nu}_\ell}{\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu}$, sin contradecir otros resultados experimentales.

Por simplicidad, tomaremos tgα>>1 y dos familias de quarks, de modo que

$$K = \begin{pmatrix} \cos\theta_c & \operatorname{sen}\theta_c & 0 \\ -\operatorname{sen}\theta_c & \cos\theta_c & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{13}$$

con θ_c el ángulo de Cabibbo, y consideraremos nulas las masas de los quarks livianos. De ese modo, el acoplamiento con $\phi_2^\pm$ de la corriente su es cero, asegurando la universalidad en el decaimiento de kaones. El acoplamiento dc está suprimido por el sen θ_c, de modo que sólo tendremos en cuenta el proceso $c \to s\bar{L}\nu_L$ de desintegración semileptónica, al cual contribuyen los diagramas:



El modelo tiene además la peculiaridad de predecir una gran probabilidad de desintegración puramente leptónica de los mesones $F^\pm$(5). Teniendo en cuenta ambas contribuciones al ancho de línea tendremos:

$$R = \frac{1}{1 + \dfrac{\Gamma_{SL}^{\phi+W}}{\Gamma_{SL}^{W}} + \dfrac{n_F}{n}\,\dfrac{\Gamma_L^{\phi}}{\Gamma_{SL}^{W}}} \tag{14}$$

donde Γ_{SL}^{W} es la contribución del diagrama mediado por $W^\pm$; el ancho de línea

$$\Gamma_L^{\phi} = m_c^2\, m_\mu^2\, r^4 \cdot \frac{m_F^3\, f^2}{64\pi} \tag{15}$$

corresponde al decaimiento puramente leptónico de $F^\pm$, siendo f la constante de desintegración de esas partículas, calculada en el modelo de la bolsa de MIT (6), n_F el número de $F^\pm$ producidos en el blanco y n el número total de mesones con charm producidos (7). De ese modo, para r=4.3 es posible ajustar R al valor 2/3 sin predecir una asimetría para otros procesos, como desintegración de τ(8) y de B (9), donde no hay contribución debida a procesos puramente leptónicos.

<u>Referencias</u>

(1) Phys. Lett. <u>B74</u>, 134 (1978).
Phys. Lett. <u>B96</u>, 427 (1980).
(2) Deshpande-Ma- Phys. Rev. <u>D18</u>, 2574 (1978).
(3) Georgi-Nanopoulos - Phys. Lett. <u>B2B</u>, 95 (1979).
(4) Abbot et al. - Phys. Rev. <u>D21</u>, 1393 (1980).
(5) Barger et al. - Phys. Lett. <u>B116</u>, 357 (1982).
(6) Golowich - Phys. Lett. <u>91B</u>, 271 (1980).
(7) Fisher - Proc. of 21st Int. Conf. on High Energy Phys. (1982).
(8) Particle Data - Phys. Lett. (1982).
(9) CLNS 826546 - Cleo Coll. Preprint (1982).

FATORAÇÃO DA AMPLITUDE EM YANG-MILLS

Jair Lucinda
Inst. de Estudos Avançados - CTA - S. J. dos Campos
Josif Frenkel
Inst. de Física - USP - São Paulo

As amplitudes, na aproximaçao de árvore, de certos processos podem ser escritas como o produto de dois fatores. Um dos fatores contém índices internos de simetria ou cargas e o outro contém índices de polarização ou spin. Neste trabalho analisamos o espalhamento glúon-glúon.

Introdução

O interesse no comportamento da amplitude de espalhamento, na aproximação de árvore em teorias de gauge não-abelianas, tem sua origem nos trabalhos de Brown, Mikaelian, Sahdev e Samuel, (BMSS), [1]. Estes autores mostraram que a distribuição angular dos bósons $W^{\pm}$, no processo $p\bar{p} \longrightarrow W^{\pm}\gamma X$, é sensível ao parâmetro K do momento magnético, $\mu_W=(e/2m_W)(1+K)$. A seção de choque $d\sigma(d\bar{u} \longrightarrow W^{\pm}\gamma)/\cos\theta$, na ordem mais baixa, é nula em $\cos\theta=-1/3$. a localização desse zero depende da carga do quark Q_d através da relação $\cos\theta=-(1-2Q_d)$. Esses resultados levaram os autores (BMSS) a sugerir que o processo $p\bar{p} \longrightarrow W^{\pm}\gamma X$ é um bom candidato para se medir o parâmetro K. A expilcação para esse zero foi dada por Goebel *et al* [2]. Estes mostraram que o zero de BMSS é uma consqüência da fatoração da amplitude em dois termos sendo um deles o fator que depende da carga ou outro índice interno de simetria e o outro contém a dependência de spin ou de índices de polarização. Neste trabalho, calculamos e analisamos a amplitude de espalhamento para um processo envolvendo quatro glúons. Com nossa análise foi possível dar o significado físico de uma identidade que envolve os fatores dependentes da polarização, a qual é essencial para a fatoração da amplitude. Esta identidade foi chamada por Goebel *et al* [2] de " identidade de Jacobi espacial generalizada" (Jeg). Todas as manipulações algébricas deste trabalho foram feitas com o manipulador algébrico SCHOONSCHIP que está implantado no CDC do IEAv/CTA.

Fatoração da Amplitude

Para o processo $gg \longrightarrow gg$ os diagramas de Feynman, na aproximação de árvore, são os seguintes

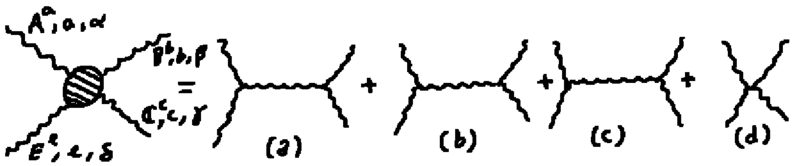


Fig. 1. Diagramas de Feynman para o espalhamento glúon-glúon, em ordem mais baixa.

A amplitude para este processo pode ser escrita da seguinte maneira

$$M=\frac{1}{2}\sum_{i=1}^{3}\frac{A_i B_i}{C_i} \quad . \qquad (1)$$

Onde $A_1=t^{abx}t^{cex}$, $A_2=t^{cax}t^{bex}$, $A_3=t^{aex}t^{bcx}$, $C_1=a.b$, $C_2=a.c$, $C_3=a.e$. Cada um dos fatores B_i é constituído por uma soma de dezoito produtos análogos a A.BC.Ea.c, A.cB.aC.E etc. . Onde $A.B=A^a_\alpha B^b_\beta \delta_{\alpha\beta}$, $a.c=a_\alpha c_\gamma \delta_{\alpha\gamma}$, $A.c=A^a_\alpha c_\gamma \delta_{\alpha\gamma}$,...., sendo $A^a_\alpha, B^b_\beta, C^c_\gamma, E^e_\delta$ os vetores de polarização e a,b,c,e são os quadrimomentos. Os fatores A_i são produtos de constantes de estrutura do SU(3) e satisfazem à identidade de Jacobi:

$$\sum_{i=1}^{3} A_i=0 \quad . \qquad (2)$$

Os fatores C_i são os denominadores dos propagadores e, satisfazem à identidade

$$\sum_{i=1}^{3} C_i=0 \quad . \qquad (3)$$

Há, também, uma identidade envolvendo os fatores B_i

$$\sum_{i=1}^{3} B_i=0 \quad . \qquad (4)$$

A identidade (2) está relacionada com a invariância de gauge da amplitude nesta aproximação e a identidade (3) é uma conseqüência da conservação de momento. O significado físico da identidade (4) será apresentado na secção seguinte. Com as identidades (2), (3) e (4) podemos eliminar A_3, C_3 e B_3, respectivamente, da amplitude (1) e, após algumas manipulações obter

$$M=\frac{1}{2}\frac{1}{C_1C_2C_3}(A_1C_2-A_2C_1)(C_1B_2-C_2B_1) \quad . \qquad (5)$$

Portanto, a amplitude pode ser escrita como o produto de dois fatores, onde um deles apresenta a dependência nos índices internos de simetria (em A_i) e, o outro a dependência na polarização (em B_i). Esta fatoração implica em zeros na distribuição angular, vide Dongpei [3].

Significado Físico da "Jeq"

Com a identidade de Jacobi podemos eliminar A_3 de (1) e escrever

$$M = A_1(^{B}1/C_1 - {}^{B}3/C_3) + A_2(^{B}2/C_2 - {}^{B}3/C_3) \quad . \qquad (6)$$

Efetuando a transformação de gauge $A \longrightarrow A + a$, obtemos

$$M \longrightarrow M + M' \; , \qquad (7)$$

onde

$$M' = A_1(^{B'}1/C_1 - {}^{B'}3/C_3) + A_2(^{B'}2/C_2 - {}^{B'}3/C_3) , \qquad (8)$$

sendo $B_1'|_{A=a}$, $B_2'=|_{A=a}$, $B_3'=|_{A=a}$. A invariância de gauge implica

$$B_1'/C_1 = B_3'/C_3 \; , \; B_2'/C_2 = B_3'/C_3 \text{ e } B_2' = (C_{2/C_1})B_1' \quad . \qquad (9)$$

Substituindo (9) em

$$\sum_{i=1}^{3} B_i' = B_1' + B_2' + B_3' \quad , \qquad (10)$$

tem-se

$$\sum_{i=1}^{3} B_i' = (B_1'/C_1)(C_1 + C_2 + C_3) = 0 \quad . \qquad (11)$$

Podemos, também, escrever

$$\sum_{i=1}^{3} B_i = A.B\alpha_1 + A.C\alpha_2 + A.E\alpha_3 +$$

$$A.c(\beta_2 - \beta_1) + A.e(\beta_3 - \beta_1) \text{ e } \qquad (12)$$

$$\sum_{i=1}^{3} B_i' = a.B\alpha_1 + a.C\alpha_2 + a.E\alpha_3 +$$

$$a.c(\beta_2 - \beta_1) + a.e(\beta_3 - \beta_1) \quad . \qquad (13)$$

De (11) e (13), temos

$$\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \beta_2 - \beta_1 = \beta_3 - \beta_1 = 0 \quad , \qquad (14)$$

portanto, a identidade

$$\sum_{i=1}^{3} B_i = 0 \tag{15}$$

é uma conseqüência da invariância de gauge. Naturalmente, esta identidade depende da estrutura da aproximação de árvore e da simetria cíclica dos fatores B_i, deste processo.

Referências

[1] K. O. Mikaelian *et al*, Phys. Rev. Lett. 43, 746 (1979).
R. W. Brown, *et al*, Phys. Rev. D 20, 1164 (1979).

[2] C. J. Goebel *et al*, Phys. Rev. D23 , 2682 (1981).

[3] Z. Dongpei, Phys. Rev. D 22 , (1980).

QCD Pura a Volume Finito

P.A.Faria da Veiga+, A.Ferraz de Camargo Fº.*, A.H.Zimerman
Instituto de Física Teórica, IFT
Rua Pamplona, 145-01405-São Paulo, SP, Brasil

A.P.C.Malbouisson
Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CBPF
Rua Xavier Sigaud, 150-22290, Rio de Janeiro - RJ, Brasil.

Resumo:

Relatamos os primeiros resultados de nosso trabalho envolvendo a formulação, regularização e renormalização de um sistema gluônico puro definido numa caixa cúbica estática com condições de contorno confinantes de cor.

A) Introdução

Este trabalho está voltado ao estudo da estrutura de uma teoria de Yang-Mills quantizada e com grupo de simetria SU(3), a Cromodinâmica Quântica (QCD) Pura, definida em domínios finitos do espaço. Trabalhando o mais próximo possível de abordagem canônica, analisamos um sistema gluônico definido numa caixa cúbica estática de aresta L, em que impomos condições de contorno confinantes de cor "à la bag-model"[1]. Representando as paredes do cubo por $\Gamma^{(i)}$, $\vec{n}^{(i)}$ sendo os versores normais a estas paredes apontando para fora, e com

$$\eta_\mu^{(i)} = (0, -\vec{n}^{(i)}) \tag{1}$$

sendo os 4-vetores do tipo espaço normais à hipersuperfície definida pela cavidade estática, temos que as condições de contorno explicitadas acima são então implementadas numa maneira invariante de calibre impondo:

$$\eta_\mu^{(i)} G^{\mu\nu} = 0 \qquad \text{(sobre } \Gamma^{(i)}) \tag{2}$$

onde $G^{\mu\nu}$ é a "matriz intensidade" dos campos de calibre, A_μ, dada por

$$G^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu - ig[A^\mu, A^\nu] \tag{3}$$

Em termos de suas componentes, as condições (2) podem ser escritas como condições para um condutor magnético de cor perfeito, isto é:

$$\left.\begin{aligned} \vec{n}^{(i)} \cdot \vec{E} &= 0 \\ \vec{n}^{(i)} \times \vec{B} &= 0 \end{aligned}\right\} \qquad \text{(sobre } \Gamma^{(i)}) \tag{4}$$

onde $\vec{E}$ e $\vec{B}$ são respectivamente os campos elétrico e magnético de cor.

É imediato ver que estas condições nos levam a ter nas

+ Apoio financeiro da FAPESP
* Apoio financeiro parcial do CNPq

paredes a anulação da componente normal da corrente de cor, dada por

$$j_{\mu} = -ig\left[G_{\mu\nu}, A^{\nu}\right] \qquad (5)$$

Este trabalho encontra a sua motivação principal na formulação usual (a volume infinito) da QCD. Regularização, renormalização e evolução via Grupo de Renormalização das teorias de campo sujeitas a condições de contorno confinantes constituem importantes pontos a ser atacados se quisermos estabelecer uma conexão entre os fenômenos da região perturbativa da QCD, tais aqueles aplicados a processos de espalhamento inelástico profundo, com a fenomenologia não-perturbativa que se aplica a processos na região de baixas transferências de momento. Ainda como motivação podemos adicionar a isto as especulações que vêm sendo feitas a respeito da espectroscopia gluônica envolvendo bolas de gruda ("glueballs"), e mais o fato que "bag-models" na aproximação estática necessitam de resultados das correções aos propagadores e vértices para que se possam expressar grandezas como as massas dos hadrons, momentos eletromagnéticos, cargas fracas, etc.. É claro que, ao tomar um corte superior no espaço, teorias a volume finito perdem a invariância / translacional; por outro lado, porém, chamamos a atenção para o fato que elas são livres de divergências infra-vermelho e tambémque, caso o volume não seja tomado muito grande, a teoria de perturbação usual pode legitimamente ser aplicada. A escolha da cavidade cúbica é, de certa forma, arbitrária e, espera-se, uma hipótese de trabalho simplificadora.

Note-se que é impossível tratar férmions "confinados" numa caixa cúbica e que, também, este tipo de cavidade apresenta o problema da quebra de invariância rotacional. Neste sentido, cavidades esféricas são mais realistas; no entanto, dada a maior complexidade das auto-funções do problema esférico, as funções de Green são muito mais difíceis de computar. Uma alternativa ao tratamento tradicional com base em auto-funções apareceu recentemente na literatura[2] em trabalhos que desenvolvem e aplicam à QCD a volume finito o método de expansão em reflexões múltiplas[3] (RM) para o cálculo de funções de Green. Interpretando as reflexões como interações c/ o fundo ("background") dinâmico descrevendo o vácuo, então a expansão em RM tem seu correspondente na equação de Schwinger-Dyson para o propagador. Os termos sucessivos na expansão são encontrados ser sucessivamente menos singulares a curtas distâncias. Nesse contexto, a renormalização de auto-energia dos quarks foi descrita, numa cavidade esférica, na ref.(2b). As divergências provêm então somente do termo de ordem zero na expansão RM - e que já é logaritmicamente divergente.

Nossa proposta é obter as constantes de renormalização em $\mathcal{O}(g^3)$[4] para a QCD pura na caixa cúbica.

B) Formulação, Quantização e Gráficos de Feynman

Partindo de um conjunto "suficiente" de condições de contorno implicando (2)

$$\begin{aligned} &\vec{n}^{(i)} \cdot \nabla A^0 = 0 \\ &\vec{n}^{(i)} \cdot \vec{A} = 0 \\ &(\vec{n}^{(i)} \cdot \nabla)\, \vec{n}^{(i)} \times \vec{A} = 0 \end{aligned} \qquad (6) \quad \text{(na superfície } \Gamma^{(i)}\text{)}$$

quantizamos o sistema no calibre de Feynman $\left[\mathcal{L} = -\frac{1}{4}(G^{\mu\nu,a})^2 - \frac{1}{2}(\partial.A^a)^2\right]$ tal que a expansão em auto-funções, ao invés de ondas planas, apresenta agora ondas estacionárias. Por exemplo, a componente temporal do campo A_μ fica como

$$A_{0(x)} = \sum_{\vec{k}=0}^{\infty} (2\omega_k \Omega_k)^{-1/2} \cos(k_1 x_1)\cos(k_2 x_2)\cos(k_3 x_3)\left[a_{(\vec{k})}\, e^{-i\omega_k x_0} + h.c.\right] \tag{7}$$

onde

$$\omega_k^2 = \vec{k}^2 \tag{8}$$

$$k_i = n_i \pi / L \; ; \quad n_i \in \mathbb{N} \tag{9}$$

O propagador de Feynman-Stueckelberg associado fica como

$$D^{00}_{(x,y)} = -\sum_{\vec{k}=0}^{\infty}{}' (2i\omega_k \Omega_k)^{-1} \cos(k_1 x_1)\cos(k_1 y_1)\cos(k_2 x_2) \times$$
$$\times \cos(k_2 y_2)\cos(k_3 x_3)\cos(k_3 y_3)\, e^{-i\omega_k |x_0 - y_0|} \tag{10}$$

onde a "linha" sobre o sinal de soma significa proibir o modo zero $(\vec{k}=0)$. (Para obter os correspondentes espaciais A_i e D_{ii} basta trocar $\cos(k_i\,\_)$ por $\sin(k_i\,\_)$ e tomar o cuidado de evitar soluções triviais restringindo os k_i's).

A introdução dos campos de Faddeev-Popov se faz como o usual $(\mathcal{L}_{FP} = -\partial_\mu c^+ D^\mu c)$ onde, por questão de consistência devemos ter

$$\vec{m}^{(i)} . \nabla c = 0 \qquad \text{(sobre } \Gamma^{(i)}) \tag{11}$$

analogamente à componente A_0 .

Calculamos as correções radiativas em $O(g^2)$ para todas as conbinações possíveis com polarizações externas fixas (a não-invariância de Lorentz nos obriga ao cálculo separado para "pernas" temporais e espaciais). Os gráficos de ordem mais alta são construídos a partir das amplitudes dos vértices triplo e quártico observando que, para os gráficos com fantasmas (a menos de derivações), temos que " $c_{(x)} \simeq A_{0(x)}$ ". Dada a discretização dos momentos (números de onda), a nível de um "loop" temos que

$$\int d\vec{k}\, d\omega \quad \xrightarrow[\text{usual} \qquad\qquad \text{caixa estática}]{} \quad \sum_{\vec{k}} \int d\omega$$

Com isto, as integrais de Feynman divergentes se transformam em somas divergentes. Escrevemos, por exemplo, a amplitude

$$\int^{(i)} =$$  $$= \sum_{\substack{\vec{r}^{(i)}=0 \\ r_1 \neq 0}}^{\infty} \left\{ \frac{ig^2\pi}{64} \delta^{ab} C_{Adj} \, \delta(\omega_p^{(0),a} - \omega_q^{(0),b}) \times \right.$$

$$\times \left(2\omega_p^{(0),a} \Omega_p^{(0)} \, 2\omega_q^{(0),b} \Omega_q^{(0)} \right)^{-1/2} \sum_{i=1}^{8} \left[\frac{(\omega_\pi^{(i),c} - \omega_{\lambda^{(i)}})^2}{2\omega_\pi \, 2\omega_{\lambda^{(i)}}} \lim_{\varepsilon \to 0^+} \left(\frac{1}{\omega_q^{(0),b} + \omega_\pi^{(i),c} + \omega_{\lambda^{(i)}} - i\varepsilon} - \right.\right.$$

$$\left.\left.\left. - \frac{1}{\omega_q^{(0),b} - \omega_\pi^{(i),c} - \omega_{\lambda^{(i)}} + i\varepsilon} \right) \Delta^{(+)}_{(\vec{\pi}^{(i),c};\, \vec{\lambda}^{(i)},\, \vec{q}^{(0),b})} \right] \right\} \qquad (12)$$

onde definimos

$$\Delta^{(+)}_{(A;B,C)} = \delta_{(A,B+C)} + \delta_{(A,B-C)} \qquad (13)$$

e $\vec{\lambda}^{(1)} = \vec{\pi}^{(i),c} + \vec{p}^{(0),a}$; $\vec{\lambda}^{(2)} = (\pi_1^{(i),c} - p_1^{(0),a}, \pi_2^{(i),c} + p_2^{(0),a}, \pi_3^{(i),c} + p_3^{(0),a})$; . ... ; $\vec{\lambda}^{(8)} = \vec{\pi}^{(i),c} - \vec{p}^{(0),a}$ (14)

e onde $\vec{\pi}^{(i),c}$ caracteriza um gluon de polarização espacial "i", cor "c" e momento $\vec{\pi}$.

A análise das divergências é feita usando a Fórmula de Soma de Poisson[5], que nos permite transformar somas divergentes em somas de integrais divergentes (para $\vec{r}$, $\vec{k}$ adimensionais):

$$\sum_{\vec{r}=-\infty}^{+\infty} f_{(\vec{r})} = \sum_{\vec{k}=-\infty}^{+\infty} \int d\vec{r} \; f_{(\vec{r})} \, e^{2\pi i \vec{k}\cdot\vec{r}} \qquad (15)$$

Para aplicar esta fórmula a expressões do tipo (12) devemos ajustar os limites de soma, o que nos conduz a expressões envolvendo somas triplas, duplas, simples e ao termo $\vec{r}=0$. A dependência no volume é fatorizada no fator $(2\pi L)^{d-3}$ - com d sendo a dimensionalidade da soma associada -, o qual surge de tomarmos variáveis dimensionais em (15). Aplicando (15) a (12) vemos que a divergência maior corresponde a $\vec{k}=0$; verificando-se então que a soma tridimensional diverge quadraticamente, as somas bidimensionais divergem linearmente, e as unidimensionais logaritmicamente : o que está de acordo com o caso contínuo.

No estágio atual de nosso trabalho efetuamos uma análise das divergências correspondentes a cada uma das contribuições. Após isso tentaremos regularizar dimensionalmente as integrais que aparecem em (15) e, então, escrever as constantes de renormalização.

<u>Referências</u>

1) A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorn & V.F.Weisskopf;Phys. Rev. <u>D9</u>,3471(1974);
T.de Grand, R.L.Jaffe, K.Johnson & J.Kiskis; ibid <u>D12</u>,2060(1975)
2) a) C.Peterson, T.H.Hansson & K.Johnson; Phys.Rev. <u>D26</u>,415(1982)
b) T.H.Hansson & R.L.Jaffe; ibid <u>D28</u>,882(1983)
3) W.Lukosz; Z.Phys. <u>262</u>,327(1973)
4) D.G.Gross & F.Wilczek; Phys.Rev. <u>D8</u>,3633(1973)
5) R.Bellman, "A Brief Introduction to θ-Functions"; Hoft, Reinehart & Winston, Inc., 1961, New York.

QUEBRA DINÂMICA DE SIMETRIA EM SU(5) E SO(10)

Ronald Cintra Shellard

Departamento de Física, Pontifícia Universidade Católica
Cx.P. 38071, Rio de Janeiro, RJ, Brasil

A quantização da carga elétrica dos quarks e léptons, a natureza semelhante da Teoria das Interações Eletrofracas e da Cromodinâmica Quântica e valor experimental do valor de sen θ apontam a possibilidade de que estas teorias são fragmentos de uma Teoria Grande Unificada das Interações. Algumas consequências destas teorias já podem ser testadas experimentalmente, como a vida média do próton, impondo restrições sobre os possíveis modelos. Torna-se importante então, que restrições teóricas aos diferentes modelos sejam encontradas, de modo a explicar resultados experimentais ou então criar paradoxos teóricos.

Nesta comunicação vamos examinar algumas restrições teóricas que podem ser impostas a Teorias Grande Unificadas. Um dos ingredientes mais fundamentais destas teorias, é o conceito de quebra espontânea de simetria, em geral implementada pelo mecanismo de Higgs. Porém, este mecanismo é encarado por muitos físicos, apenas como uma representação fenomenológica de uma quebra dinâmica da simetria. Um mecanismo dinâmico de quebra espontânea da simetria de gauge é muito atraente do ponto de vista teórico, pois: é elegante e depende apenas de estruturas já existentes na teoria, evita a não naturalidade (presença de contra termos quadraticamente divergentes) do mecanismo de Higgs e a proliferação de campos escalares fundamentais, e ainda, poderia evitar potencialmente o problema da hierarquia de gauge(1). Na natureza, um exemplo do fenômeno de quebra dinâmica de simetria de gauge é encontrado na supercondutividade. A teoria de Ginsburg-Landau é essencialmente o mecanismo de Higgs não rela tivístico, e é uma representação fenomenológica do mecanismo microscópico da supercondutividade. Quebra dinâmica de simetria pode ser caracterizada pela formação de "quasi-bósons de Goldstone", que são condensados de campos fermiônicos já existentes na teoria. A dificuldade encontrada no estudo da quebra dinâmica de simetria deve-se ao seu caráter essencialmente não perturbativo, e por esta razão o progresso neste tópico tem sido lento.

Há pelo menos dois mecanismos distintos de quebra dinâmica de simetria: a) mecanismo das teorias Technicolor, b) quebra dinâmica intrínseca. O mecanismo de Technicolor, proposto por Weinberg (2) e Susskind (3) ocorre quando há uma quebra de uma simetria global (contínua) na teoria, gerando consequentemente bósons de Goldstone. Estes bósons de Goldstone por sua vez podem estar acoplados às correntes de um outro setor da teoria de gauge, e provocarão a geração de massa para os bósons de gauge associados a estas correntes. O exemplo mais simples deste tipo de fenômeno ocorre quando consideramos a Cromodinâmica Quântica (CDQ) com simetria quiral, com os quarks associados também às interações eletrofracas. A quebra da simetria quiral induz a presença dos píons (que são bósons de Goldstone), que por sua vez estão acoplados às correntes das interações eletrofracas e portanto, gerando as massas dos bósons vetoriais. Essas massas têm como valores típicos,

$$m_w \simeq \frac{g_2 F_\pi}{2} \qquad (1)$$

onde g_2 é a constante de acoplamento associada a SU(2) e F_π a constante de decaimento do píon. Obviamente, este processo não pode gerar massas realísticas para os bósons W, e para realizar este programa é necessário advogar a presença das teorias de Technicolor, idênticas à Cromodinâmica Quântica, mas com escala típica de massa 1000 vezes maior. Uma característica típica das teorias com Technicolor é que elas não induzem massas fermiônicas, e para realizar as massas dos léptons e quarks, torna-se necessário introduzir-se uma teoria de Technicolor Extendida(4).

O mecanismo de quebra dinâmica intrínseca foi usado por Cornwall e Norton (5) e Jackiw e Johnson (6) para exibir o fenômeno de Nombu-Jona Lasínio em teorias relativísticas com simetria de gauge. O ponto crucial deste mecanismo é a existência de soluções das equações de Schwinger Dyson para os propagadores fermiônicos, que violam a simetria de gauge e no entanto são estáveis (1,7). A violação da simetria de gauge ocorrerá sempre que a matriz de massa dos férmions não comutar com algum gerador da simetria, i.e.

$$[\mathcal{M}, T^a] \neq 0 \tag{2}$$

para algum a. A solução para a equação de Schwinger Dyson para um termo de massa fermiônica que viole a simetria (fig.1) tem a seguinte forma:

Figura 1. Eq. de Schwinger Dyson para o termo de massa que viola a simetria (ψ e χ podem pertencer a representações diferentes).

$$\mathcal{M}\Sigma_V(p^2) \underset{p^2\to\infty}{\simeq} \mathcal{M}\left[1 + b\, g^2(\mu^2)\ln(-p^2/\mu^2)\right]^{-c/2b}$$

$$= \mathcal{M}\left[g^2(p^2)/g^2(\mu^2)\right]^{c/2b} \tag{3}$$

onde b é o coeficiente da função β de Callan Symanzik, dado por

$$b = \frac{1}{16\pi^2}\left\{\frac{11}{3} S_1(G) - \frac{2}{3}\sum_i S_3(\psi_i)\right\} \tag{4}$$

O fator c é proporcional aos operadores de Casimir associados ao comutador dos geradores com a matriz de massa $\mathcal{M}$ dado por

$$c = \frac{3}{16\pi^2}\left\{S_2(\chi) + S_2(\psi) - S_2(\mathcal{M})\right\} \tag{5}$$

com as definições convencionais, $Tr(T^aT^b) = S_3(\psi)\delta_{ab}, \sum_a (T^aT^a)_{ij} = S_2(\psi)\delta_{ij}$ e $S_1(G) = S_3(\text{adjunta})$.

A relação entre as massas dos bósons de gauge e à matriz de massa $\mathcal{M}$ pode ser extraída dos diagramas exibidos na figura 2, e é dada por

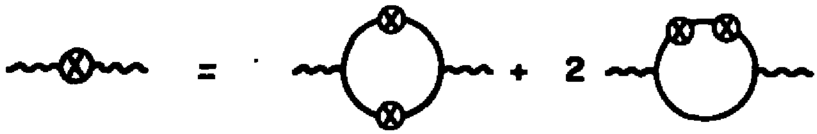


Figura 2. Termo de massa para bóson de gauge.

$$m^2_{ab} = -\frac{1}{8\pi^2(c-b)}\,Tr\left\{2T^a\mathcal{M}L^b\mathcal{M}^+ - T^a\mathcal{M}\mathcal{M}^+T^b - \mathcal{M}L^aL^b\mathcal{M}^+\right\} . \tag{6}$$

O termo entre as chaves na expressão acima, é negativo e portanto o denominador (c-b) deve ser positivo. A condição necessária é suficiente para que ocorra quebra dinâmica intrínseca, exige que a teoria seja assintoticamente livre ($b>0$) e que

$$c-b>0 . \tag{7}$$

Nesta contribuição vamos examinar estas condições como função do número de famílias de férmions fundamentais, para teorias com grupo de simetria SU(5) e SO(10).

Vamos estudar o grupo SU(5) supondo que hajam f famílias com quiralidade de mão esquerda, cada uma delas com uma representação $10 \oplus 5^*$. O fator

$$b = \frac{1}{48\pi^2}(55-4f) \tag{8}$$

e portanto a teoria deixará de ser assintoticamente livre quando $f \geq 14$.

A matriz pertencerá a uma representação contida nas decomposições

$$5^* \otimes 5^* = 15^* \oplus 10^* \tag{9.a}$$

$$10 \otimes 10 = 5^* \oplus 45 \oplus 50 \tag{9.b}$$

$$5^* \otimes 10 = 45^* \oplus 5 \tag{9.c}$$

O coeficiente c será negativo quando estiver nas representações 15*, 45, 45* ou 50, restando portanto analisarmos as situações onde há condensação nos canais 5, 5* ou 10*. Temos então as expressões para c-b,

$$c(5)-b = \frac{1}{16\pi^2}\left\{\frac{20f-113}{15}\right\} \tag{10.a}$$

$$c(5^*)-b = \frac{1}{16}\left\{\frac{20f-59}{15}\right\} \tag{10.b}$$

$$c(10^*)-b = \frac{1}{16}(4f-52) \tag{10.c}$$

Portanto, temos que o fator $c(5)-b$ é positivo para $f\geq 6$, o fator $c(5^*)-b$ para $f\geq 3$ enquanto que $c(10^*)-b$ só será positivo para $f\geq 14$, quando a teoria não é mais assintoticamente livre. Este resultado implica que uma teoria grande unificada com simetria SU(5) sofrerá quebra dinâmica intrínseca de simetria quando houverem 3 ou mais famílias de férmions presentes. Como condensação se dá no canal 5*, a simetria será espontâneamente quebrada para SU(4) $\otimes$ U(1) e oito bósons vetoriais adquirem massa, assim como uma combinação dos férmions também irá adquirir massa na mesma escala.

Vamos tomar agora f famílias de quiralidade esquerda, pertencentes à representação espinorial 16 do grupo SO(10). A matriz poderá pertencer a uma das representações contidas na decomposição

$$16 \otimes 16 = 10 \oplus 120 \oplus 126 \,. \tag{11}$$

O fator

$$b = \frac{1}{270\pi^2}(22-f) \tag{12}$$

enquanto que

$$c(R) = \frac{3}{32\pi^2}(1-2S_2(R)) \ . \tag{13}$$

Este fator é negativo quando a representação R é a 120 ou a 126, enquanto que

$$c(10)-b = \frac{1}{16\pi^2}\left\{\frac{16f-109}{270}\right\} \tag{14}$$

sendo positivo apenas quando $f \geq 7$. Portanto uma teoria Grande Unificada com simetria SO(10) com 3 famílias de férmions, não sofre quebra dinâmica intrínseca de simetria.

Em conclusão, o estudo do padrão de quebra dinâmica intrínseca da simetria de gauge indica que teorias com grupo SU(5) tem um espectro de férmions inconsistente com aquele observado experimentalmente, enquanto que teorias com grupo SO(10) não sofrem nenhuma restrição deste tipo. Por outro lado, os novos limites experimentais na vida média do próton, são inconsistentes com uma teoria Grande Unificada com simetria SU(5) (8). A restrição imposta pela quebra dinâmica intrínseca da simetria poderia explicar porque as teorias Grande Unificadas não tomam sua forma mais simples.

REFERÊNCIAS

(1) R.C. SHELLARD (preprint CERN TH 3343)

(2) S WEINBERG, Phys.Rev. D13, 974 (1976); idem D19, 1277(1979).

(3) L. SUSSKIND, Phys. Rev. D20, 2619 (1979).

(4) S. DIMOPOULOS e L. SUSSKIND, Nucl. Phys. B155, 237 (1979)
E. EICHTEN e K. LANE, Phys. Lett. B90, 125 (1980).

(5) J.M. CORNWALL e R.E. NORTON, Phys. Rev. D8, 3338 (1973).

(6) R. JACKIW e K. JOHNSON, Phys. Rev. D8, 2386.

(7) J.M. CORNWALL, R. JACKIW e E. TOMBOULIS, Phys. Rev.D10,2428 (1974).

(8) R.M. BIONTA et al., Phys. Rev. Lett. 51, 27 (1983).

"Interações nucleares detetadas em câmaras de emulsão expostas à Radiação Cosmica"

R.H.C. Maldonado
Universidade Federal Fluminense (UFF)

Resumo

O objetivo deste trabalho é apresentar em linhas gerais o que tem sido estudado e desenvolvido pela colaboração Brasil Japão de Raios Cósmicos e alguns resultados que foram obtidos com análise em Câmaras de Emulsão Nuclear.

Introdução

A descoberta da radiação cósmica ocorreu no início do século, e a confirmação da sua existência nas décadas que se seguiram. O estudo das suas propriedades tem sido realizado ativamente e a Radiação cósmica tornou-se interesse de pesquisa nas várias áreas da Física.

A contribuição de grande significado se refere à Física de Altas Energias, podendo-se citar, entre outras descobertas, o fenômeno denominado Produção Múltipla de mesons (mesons produzidos em uma única colisão hadron-hadron).

Em 1940 experiências realizadas no Brasil por Wataghin, S. Santos e Pompéia [1] possibilitaram a descoberta dos chuveiros penetrantes na Radiação Cósmica, os quais foram atribuídos à Produção múltipla de mesons nas colisões hadronicas.

Modelos fenomenológicos foram propostos para descrever este fenômeno, destacando-se entre eles, o modelo das duas bolas de fogo [2,3,4] e o do quantum H [5].

Em 1962 teve início uma Colaboração Internacional entre grupos de pesquisa brasileiros e japoneses - Colaboração Brasil-Japão de Raios Cósmicos. Esta colaboração foi proposta pelo Professor H. Yukawa através de uma carta ao Professor C. M. G. Lattes em 1959 [6].

A colaboração Brasil Japão de Raios Cósmicos (CBJ) tem como objetivo principal o estudo das interações nucleares produzidas pela Radiação Cósmica e detetadas em Câmaras de Emulsões Nucleares e Chumbo, expostas no Monte Chacaltaya, La Paz, Bolivia a 5220m (acima do nível do mar).

Atualmente (1983) fazem parte da Colaboração Brasil Japão o grupo de raios cósmicos do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

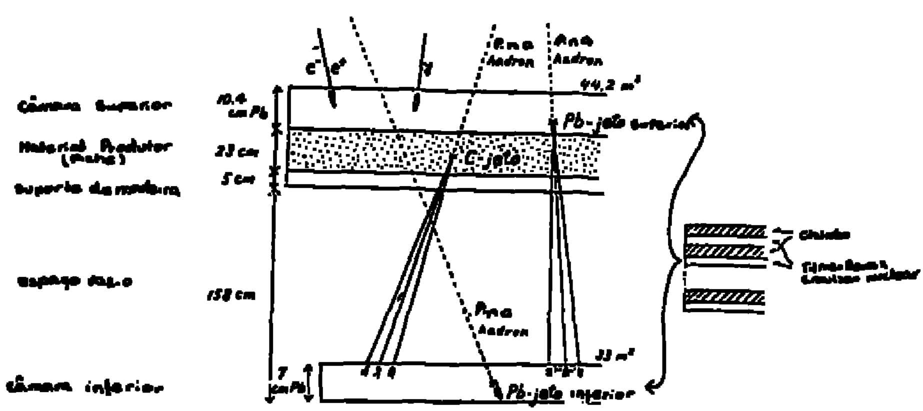
(RJ), Universidade Federal Fluminense (RJ), o grupo da Universidade Estadual de Campinas (SP) e os grupos japoneses:da Universidade da Waseda, Universidade Aoyama Gakun e Universidade de Tóquio.

Câmara de Emulsão

A câmara de emulsão (7) é formada por varios blocos, sendo cada bloco constituido de placas de chumbo alternadas com envelopes de material fotosensivel (filmes de Raios X e Emulsão Nuclear). Os blocos tem dimensão 40 x 50cm.

Na Fig. I é apresentada a geometria das ultimas câmaras expostas.

Câmara de Emulsão (dois andares)



Obs: Este ano foi exposta a câmara de número 21.

Entre os fenomenos da Radiação Cósmica que tem sido detetados pelas Câmaras de Emulsão Nuclear pode-se citar.

A-jato - Interações das partículas primárias com núcleos da atmosfera; dá-se atenção à componente eletromagnética, isto é, $e^{\pm}$, γ produzidos nas mesmas que chegam à câmara de emulsão obedecendo um paralelismo e constituem o que é definido como famílias de raios .

Pb-jato - Interações nucleares das partículas nuclearmente ativas com o chumbo da câmara.

C-jato - Interações que ocorrem no material do produtor e que são detetadas na Câmara Inferior.

Finalidades das Câmaras

- Câmara superior - tem por finalidades detetar os raios γ oriundos da atmosfera e absorver a componente eletromagnética para que não atinja a câmara inferior.
- Câmara inferior - esta tem por finalidade detetar as partículas secundárias (principalmente os π^0 através dos γ resultantes da sua desintegração) produzidas nas interações que ocorrem no piche.

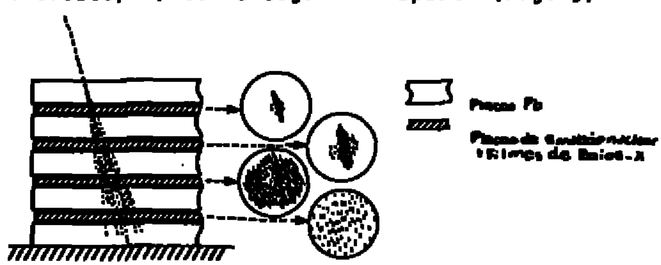
Obs: O espaço vazio entre as câmaras permite que os γ alcancem a câmara inferior suficientemente separados.

Shower[8]

Nos filmes de Raios X ele aparece como um ponto escuro que vai aumentando o tamanho nas chapas subsequentes e depois diminui. Devido a sensibilidade destes filmes, os showers podem ser vistos a olho nu. (Fig. 2)

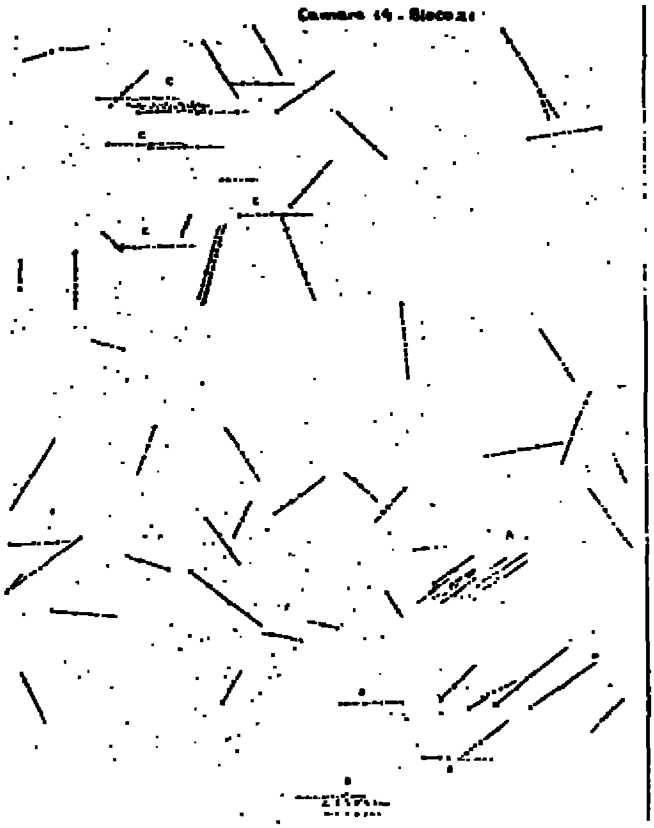
A partir daí podem ser localizados nas respectivas emulsões nucleares para serem analisados ao microscópio.

O desenvolvimento de um shower nas chapas de emulsão nuclear (visto ao microscópio) tem o seguinte aspecto (Fig. 3)



Para cada bloco é feito um mapa onde são indicadas as direções dos traços deixados pelas partículas incidentes.

Muitas vezes encontra-se um conjunto de traços paralelos; isto é o que se definiu com família de raios γ . (Fig. 4)



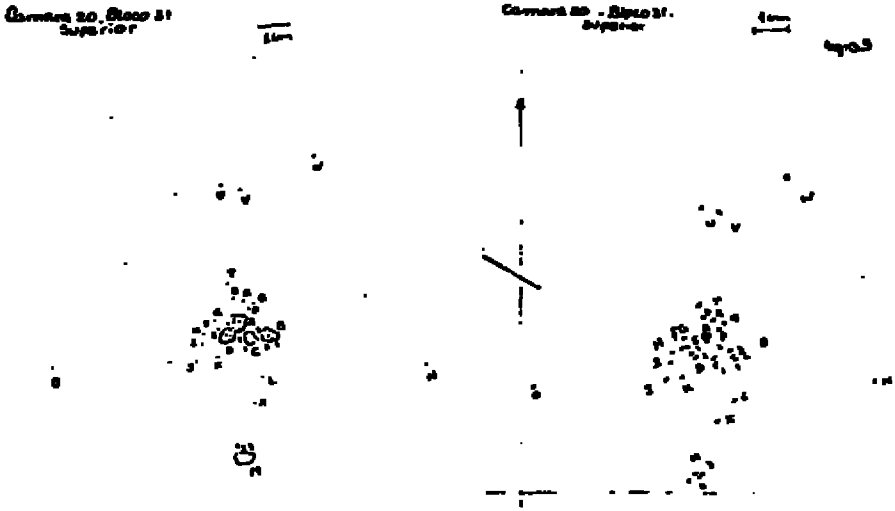
Para os γ das famílias mede-se a energia e isto pode ser feito por dois métodos independentes:[9]

a) método de fotometria usando os filmes de Raios X, onde se mede a opacidade D a cada profundidade t.

b) método de contagem de traços usando as emulsões nucleares onde se obtêm o número de traços N a cada profundidade t.

Para cada método pode-se obter as curvas de transição correspondentes, D x t para o primeiro método e N x t para o segundo. As curvas experimentais são ajustadas à curvas teóricas obtidas por Nishimura e Kamata [10], e o máximo destas curvas dá uma indicação da energia do γ .

Para cada família pode-se obter o seu diagrama de alvo. (Figs. 5 e 6) a partir do qual pode-se determinar:



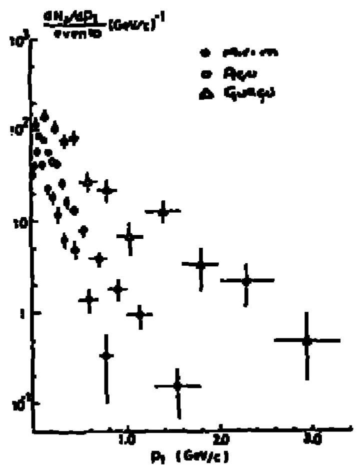
- A multiplicidade (n_γ) da família
- A posição do centro pesado de energia (CPE)
- As distâncias (r_γ) dos γ ao CPE

Conhecendo-se a altura em que se deu a interação pode-se determinar também

- O angulo (θ_γ) entre a direção de incidência do γ e do CPE
- O momento transversal (P_T) do γ em relação ao CPE

Alguns Resultados

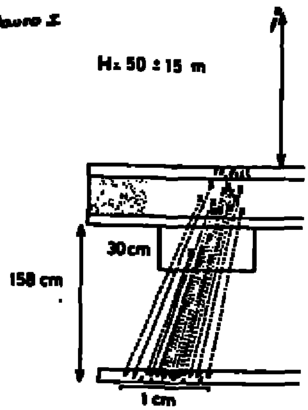
A colaboração Brasil Japão tem estudado sistemáticamente as caracteristicas das bolas de fogo, ou melhor, as evidências dos estados intermediários produzidos entre as interações hadronicas e o decalmento em mesons; concluiu-se pela existência de três tipos de estados intermediários(8): Mirim, Açu e Guaçu.



A Fig. 7 mostra a distribuição de P_T encontrada pela CBJ para os três tipos citados, onde se pode observar as diferenças de (P_T) para cada um dos três casos.

Em 1972 um novo tipo de evento surgiu - Centauro [11] que apresentava aproximadamente 100 partículas nuclearmente ativas desacompanhadas de mesons (Fig. 8).

A partir daí grande atenção foi dada à pesquisa na busca de novos eventos deste tipo.



Além do Centauro ofiginal foram encontrados outros três tipos: Mini Centauro[12], Geminion[13] e Chiron[14]. Estes eventos podem ser resumidos na Tabela abaixo diferindo entre si na multiplicidade e no momento transversal médio.

	N_h	$\langle P_t^{(\gamma)} \rangle$ GeV/c
Centauro	100 ± 20	0,35 ± 0,10
Mini Centauro	15 ± 2	0,35 ± 0,10
Chiron	22 ± 4	2,0 ± 0,50
Geminion	2	2,0 ± 0,3

<u>Agradecimento</u>: O autor agradece à Profa. Neusa Amato e ao Prof. N. Arata pela colaboração, apoio e esclarecimentos que tem recebido constantemente.

Referências

1 - G. Wataghin, M. D. de S. Santos e P.A. Pompéia - Physical Rev. 57, 61, 339 (1940).

2 - P. Ciok et al, N. Cimento 6, 1409 (1957).

3 - G. Cocconi, Phys. Rev. 93, 1107 (1954).

4 - K. Niu, Niovo Cimento 10, 994 (1958).

5 - S. Hasegawa - Prog. Theor. Phys. 26, 151 (1961).

6 - Observações sobre a componente eletromagnética de alta energia ($2 \times 10^{11} < E/ev < 10^{14}$) da radiação cósmica, através do Estudo de Cascatas Eeltromagnéticas detetadas em camaras de emulsão fotográfica e chumbo, expostas no Laboratório de Física Cósmica de Chacaltaya (5200m de altitude). Cesare Mansueto Giulio Lattes - Tese apresentada à Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo para concurso à Catedra de Física Superior - 1966.

7 - Chacaltaya Emulsion Chamber Experiment. Colaboração Brasil--Japão de Raios Cósmicos - Supplement of the Progress of. Theoretical Physics - nº 47 - 1971.

8 - Hadronic interactions of high energy cosmic - Ray observed by emulsion chambers - CMG Lattes, Y. Fujimoto and S. Hasegawa - Physics Reports - nº 3, volume 65 - 1980.

9 - Famílias atmosféricas com $\Sigma E_\gamma > 100$ TeV detetadas em câmaras de emulsão nuclear e chumbo expostas no Monte Chacaltaya. - Regina Helena Cezar Maldonado. Tese de Mestrado defendida no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - março de 1980. (34 à 45).

10 - Theory of cascade showers - J. Nishimura. Handbuch der Rhysick - vol. XLVI /2 (1967)1.

11 - Centauros - Brasil-Japan collaboration on chacaltaya Emulsion Chamber Experiments - Workshops on Cosmic Ray Interactions and High Energy Results - La Paz and Rio de Janeiro - July 1982. - 42.

12 - Centauro e Mini Centauro - Brasil-Japan Emulsion Chamber Collaboration AIP conf. Proceedings nº 49 (1979) 317.

13 - Geminion - Brasil-Japan Emulsion Chamber Collaboration AIP conf. Proceedings nº 49 (1979) 145

14 - Chirons - Brasil-Japan Collaboration on Chacaltaya Emulsion Chamber Experiments - Workshops

Cosmic Ray Interactions High Energy results. La Paz - Rio de Janeiro - july 1982 - 102.

The Present Status of Brasil-Japan Collaboration on Chacaltaya Emulsion Chamber Experiments

Kotaro SAWAYANAGI
Depto de Raios Cósmicos, IFGW, UNICAMP
Cx.Postal 6165, Campinas-13100-SP, BRASIL

ABSTRACT

A short guide of the recent results in Brasil-Japan Collaboration on Chacaltaya Emulsion Chamber Experiments is given. An emphasis is laid on the comparison of the cosmic ray data with the $\bar{p}$-p Collider's results.

I-Introduction

The Brasil-Japan Collaboration has been studying multiple production of particles with the use of the two-storey emulsion chamber for more than twenty years. It covers a range of the observed energy from 5×10^3 GeV to 1000×10^3 GeV or more. Here the observed energy means such fraction of incident energy as being transformed into a electromagnetic cascade shower in the detector. The cosmic ray flux on Mt.Chacaltaya may be expressed in a form of the intensity of the events induced by cosmic ray particles. In the case of the Chacaltaya-one-year-exposure, we may get on the average 25 events for $\Sigma E_\gamma \geq 100 \times 10^3$ GeV and 1 event for 1000×10^3 GeV. The structure of the two-storey chamber and the terminology used here have been discussed in ref./1/.

II-Comparisons of the cosmic ray data with the accelerator results

As for the accelerator results we may concern ourselves mainly about the resent results of the $\bar{p}$-p Collider in CERN/2/.

II-1-mulitple production of particles

While the deeper meaning of the fireball model is one of our final goals to be investigated, this model has also given a practical way to pigenhole the observed phenomena of the great variety. And it may be able to give phenomenologically a simple and consistent interpretation to the cosmic ray data.

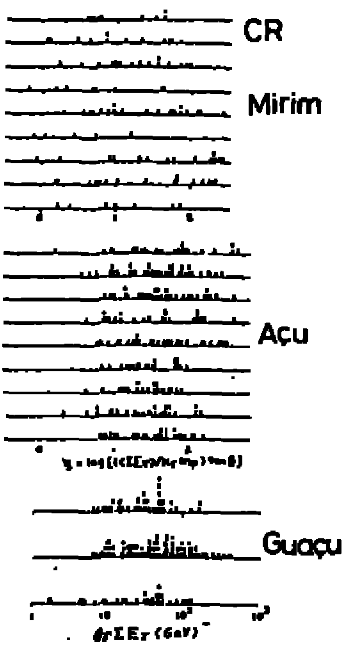


Fig.1 Normalized log(tanθ) distribution(in mirror system for Mirim- and Açu-jets) of the three types of jet. From ref./1/.

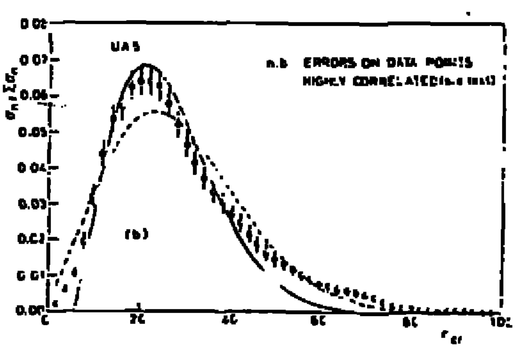


Fig.2 Corrected charged particle multiplicity distribution of UA5 in $\bar{p}$-p Collider. The curves are KNO-like functions(see original ref./3/).

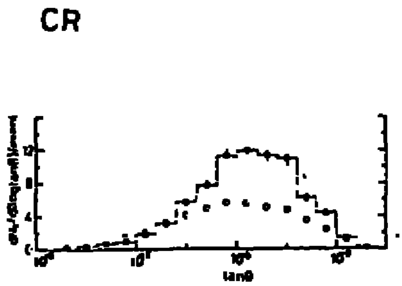


Fig.3a) Log(tanθ) distribution of the 205 GeV-p FNAL Bubble Chamber data which were boosted to the cosmic ray energy region taking into account of the actual experimental conditions applied to the Chacaltaya Experiment. See ref./4/.

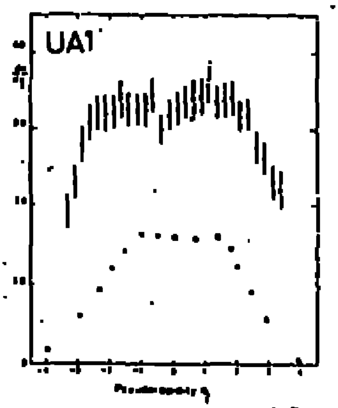


Fig.3b) Pseudorapidity η distribution of UA1 ($\sqrt{s}$=540GeV) in $\bar{p}$-p Collider compared with that of ISR($\sqrt{s}$=24GeV). From ref./5/.

On the observational level we have three kinds of cosmic ray events, called as Mirim-, Açu- and Guaçu-jets. Each type of the jets may be explained by an introduction of the corresponding fireball with proper characteristics(decay temperature, rest mass, multiplicity and decay mode). The summary of the three types of the jets and the relation of them with the fireballs are shown in Table I and II. The observed wide variation in multiplicity (shown in Fig.1) may be related directly to the three kinds of the fireballs. The $\bar{p}$-p Collider's result showed the multiplicity distribution not of Poisson-like, but of KNO-like with excessive large-multiplicity tail(Fig.2). Mirim-jets may be responsible for the multi-particle production at ISR energy range($E_0 \sim 1$ TeV). The appearances of Açu- and Guaçu-jets with incresing E_0 may cause the rise of the plateau of log(tanθ)(or pseudo-rapidity η) distribution. At the same time they may give rise to the production of particles with larger p_T. Clear correspondences can be seen between the cosmic ray data and

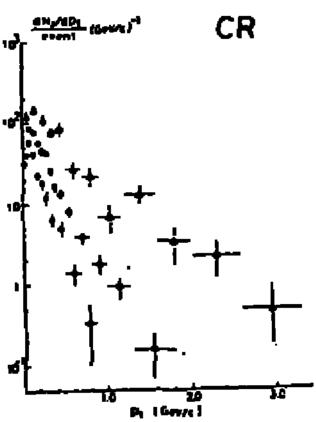


Fig.4a) Distribution of p_T of γ-rays for the three types of jet. From ref./1/.

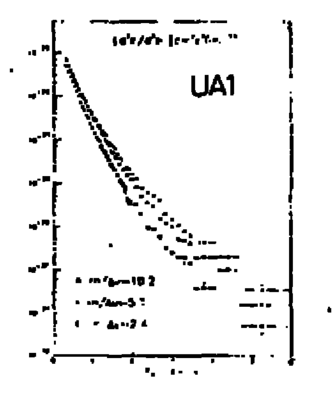


Fig.4b) p_T distribution for different multiplicity densities of UA1. From ref./6/.

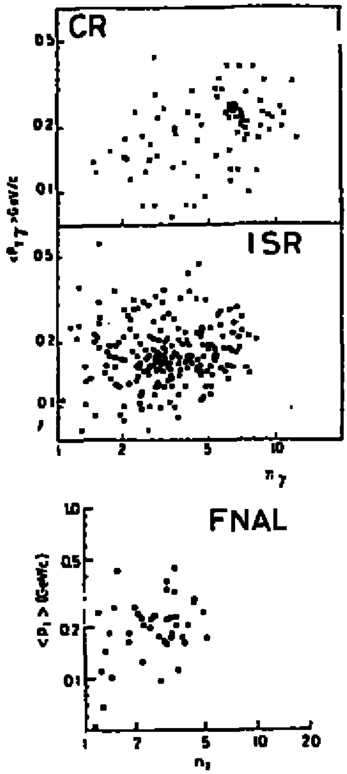


Fig.5 Correlation diagram between multiplicity and mean p_T. a)C jets;b)ISR minimum-bias events from ref./7/;c)FNAL Bubble Chamber data from ref./4/.

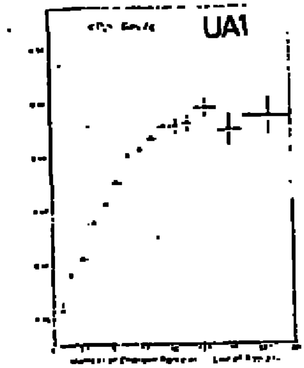


Fig.6 The same as in Fig.5 but of UA1 from ref./6/.

Table I.

type of jets	$<p_T>$ in MeV/c	n_γ per unit η	decay particles
Mirim	140	2-3	mainly pions
Açu	220	6-8	non-negligible yield of X-particles
Guaçu	400-500	20-30	

the accelerator results in Fig.3-6..

II-2-X-particle production Besides the p_T-multiplicity correlation, the other interesting correlation is the one between the production of the unstable heavy particle(called X-particle) and the mean p_T. A search for X-particles has been made by using the Chacaltaya data/8/. It showed that X-particle production were seen only in the high multiplicity and large-p_T events(Açu-jets). And also the continuous rise of the X-particle production cross section with increasing E_0 was shown. It is interesting to note that the observed rise of the X-particle cross section may coincide with the possible rise of the production cross section of the exotic events, discussed later, in the cosmic ray experiments. The idea used for the X-particle search is shown in Fig.7. The charmed paricle production showed the very steep rise of the cross section as being observed in ISR(Fig.8). Some indications of heavy-flavoured particle production in $\bar{p}$-p Collider were reported through the study of the correlation between the strange particle production and the mean p_T(see Fig.10).

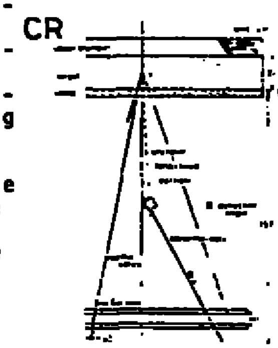


Fig.7 A schematic view of the geometrical search made for X-particles from ref./8/.

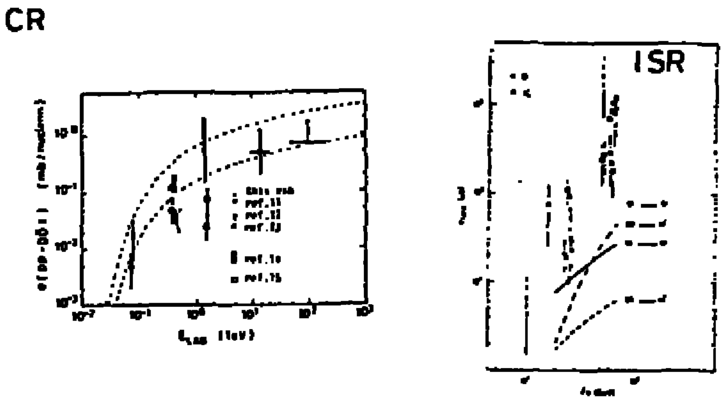


Fig.8 Production cross section of "new parti- cles":a) of X-particles from ref./9/:b) of charmed particles from ref./10/.

Table II.

name of fireball quantum	correspond-ing jet type	rest mass (GeV)	decay product	temperature (GeV)
H-quantum	Mirim	2-3	pions	∿ 0.13
SH-quantum	Açu	15-30	H-quanta	∿ 1
UH-quantum	Guaçu	100-300	H-quanta?	2-4?

Anothe example of the correlation between the massive particle production(η-meson) and Açu-jets has been discussed in ref./12/.

<u>II-3-Centauro search</u> The large-p_T hadron production without emission of γrays has been reported by our Chacaltaya Experiment/13/. The candidates of such events, named 'Centauro', have been looked for in other experimental groups/14/. The cosmic ray experiment group in Pamir Collaboration has reported the observation *of Centauro-like events(Fig.11)*, but $\bar{p}$-p Collider groups in UA1 and UA2 Collaborations failed to observe (Fig.12)/15/. This fact may indicate that the Collider energy($E_0 \sim 150 \times 10^3$ GeV) did not yet cross some thresholds to observe the cosmic ray exotic events(Fig.9).

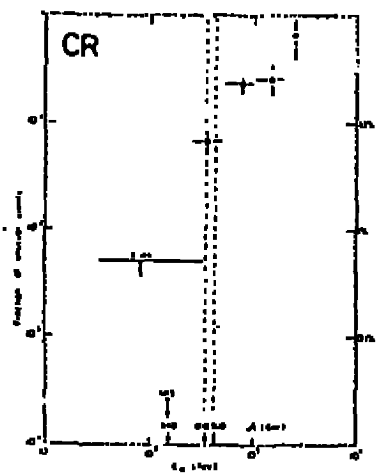


Fig.9 Fraction of the unusual events (Centauro, Mini-Centauro, Chiron and Geminion) from ref./31/.

<u>III-A new species 'Chiron'</u>

Recently a new type of hadron-rich events hase been reported by the Brasil-Japan Collaboration/19/. This new species, named Chiron, has been claimed to have the mixed characteristics *of Centauro's in respect* of the no-accompaniment of γray.emissions and Geminion's in point of the large p_T($\sim$ 2 GeV/c). Geminion has been introduced to interpret the two-jet like events, i.e., binocular events/1/. In addition to the above characteristics Chiron has been reported to have other characteristics, clustering structure(mini-cluster) and unusual behavior of the decay-particles. The analyses of the candidate 'C19S47I17' showed the clear clustering structures with narrow spread and the unusual behavior of cascade development in the detector /17, 18/. The event 'C19S47I17' is one of the beautiful candidates of Chiron and is observed in UNICAMP's part of the Chamber No.19. The observed clustering character makes it very difficult to interpret the events by atmospheric cascade, because the mini-clusters have strong penetrating power and hadronic component as their members.

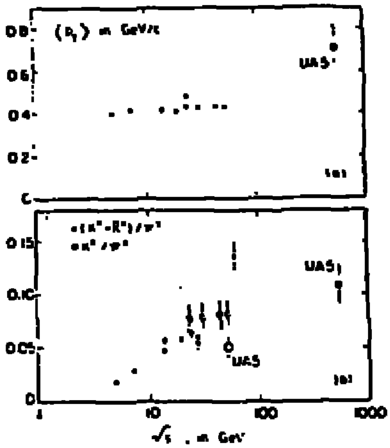


Fig.10 a) $\langle p_T \rangle$ and b) K/π ratio against $\sqrt{s}$ from ref./16/.

The result of the cluster analysis of 'C19S47I17' is shown in Fig.13, in which the clusters are constructed by use of a grouping algorithm described in ref./17/. Depth with maximum development of cascade(peak depth) fluctuates around expected value. The deviation of the peak depth from the expected one(starting point Δt) has been discussed in ref./18/. Fig.14 shows that only the members of 'C19S47I17' are forced to delay cascade development in the detector.

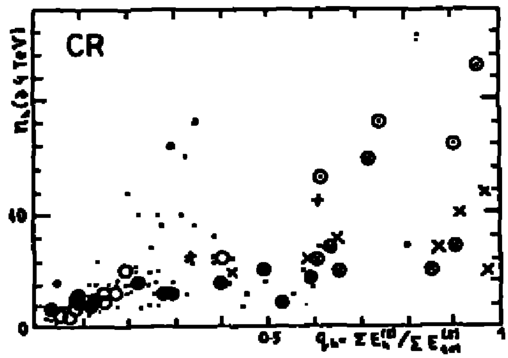


Fig.11 Correlation diagram between n_h and $\Sigma E_h^{\gamma} / \Sigma E_{tot}^{\gamma}$ of the events that satisfy $\langle E_h R_h \rangle$, $\langle E_\gamma R_\gamma \rangle \leq$ 300 GeVm. Symbols: the cosmic ray data; Chacaltaya — ● Centauro, ▴ Mini-Centauro, ⊙ the others; Pamir — ● Mini-Centauro, ● the others; Simulations: • proton, • alpha, • Fe incidences. From ref./14/.

Full members of the Brasil-Japan Collaboration are:
J.Bellandi F.,J.A.Chinellato,C.Dobrigkeit,C.M.G. Lattes,M.J.Menon,C.E.Navia,O.,A.Pemmaraju,K.Sawayanagi,E.H.Shibuya and A.Turtelli Jr.—IFGW,UNICAMP,Campinas,BRAZIL;N.M. Amato,N.Arata and F.M.Oliveira Castro—CBPF,Rio de Janeiro,BRAZIL;R.H.C.Mal

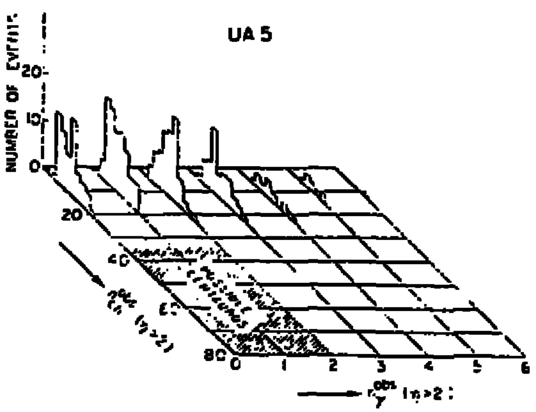


Fig.12 Correlation between n_γ and n_{ch} observed in the region of $\eta^{ch} > 2$ from UA5 of ref./15/.

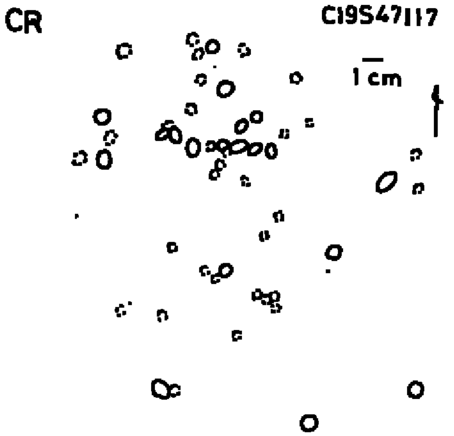


Fig.13 Clusters observed in the central part of 'C19S47117' from ref./17/. Symbols: dotted line for single-member and solid line for multi-member clusters.

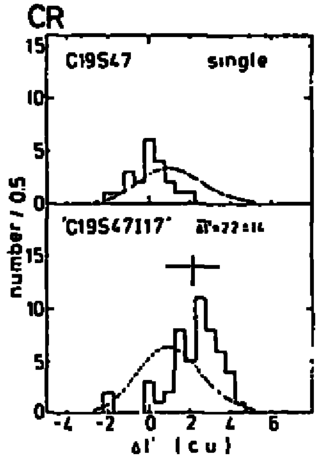


Fig.14 Starting point of distribution of the members of 'C19S47117' and of the non-members on the same block from ref. /18/.

donado—IF,Univ.Feder.Fluminense,Rio de Janeiro,BRAZIL;H.Aoki,Y. Fujimoto,S.Hasegawa,H.Semba,M.Tamada,K.Tanaka and S.Yamashita—Science & Eng. Res. Lab.,Waseda Univ.,Tokyo,JAPAN;T.Shibata and K.Yokoi—Dep. of Phys., Aoyama Gakuin Univ.,Tokyo,JAPAN;H.Kumano, A.Ohsawa and T.Tabuki—Instit. for Cosmic Ray Res.,Univ. of Tokyo, JAPAN

ACKNOWLEDGEMENT

The author would like to acknowledge the Sociedade Brasileira de Física to give him an opportunity and a financial support to present the Brasil-Japan Emulsion Chamber Collaboration's results. He also thanks to Prof.C.M.G.Lattes for his hospitality.

REFERENCES

/1/ C.M.G.Lattes, Y.Fujimoto and S.Hasegawa, Phys. Rep. 65(1980) p.151

/2/ For example see the Proc. of the Third Topical Workshop on Proton-Antiproton Collider Physics(1983), CERN Yellow Report 83-04

/3/ D.R.Ward(UA5), CERN 83-04, p.75

/4/ T.Tabuki, to be published in Supplement of Prog. Theor. Phys.; see also ref./1/

/5/ M.Spiro(UA1), talk at the XXI Int. Conf. on High Energy Physics(Paris, 1982)

/6/ M.Calvetti(UA1), CERN 83-04, p.10

/7/ H.Arata, Nucl. Phys. B211(1983) p.189

/8/ K.Sawayanagi, Phys. Rev. D20(1979) p.1037

/9/ K.Sawayanagi, in the Proc. of the 16th Int. Cosmic Ray Conf.(ICRC) (Kyoto, 1979) Vol.6 p.118

/10/ A.Zichichi(M.Basile et al.), CERN 83-04 p.435

/11/ J.G.Rushbrooke, CERN preprint, CERN-EP/82-157

/12/ E.H.Shibuya, in the Proc. of the 18th ICRC(Bangalore,1983), Vol.5 p.395(late volume also)

/13/ The Brasil-Japan Collaboration, C.M.G. Lattes et al., in the Proc. of the 13th ICRC (Denver, 1973) Vol.4 p.2671;Y.Fujimoto(Brasil-Japan Collaboration), in the Proc. of the Workshops on Cosmic Ray Interactions and High Energy Results(edited by C.M.G.Lattes, LaPaz, Rio de Janeiro, 1982) p.42 ;Pamir, Mt.Fuji and Chacaltaya Collaborations, S.G.Bayburina et al., Nucl. Phys. B191(1981) p.1;see also ref./1/

/14/ A.S.Borisov et al., in the Proc. of the 18th ICRC(Bangalore, 1983) Vol.5 p.91;see also ref./13/

/15/ G.Arnison et al.(UA1), CERN-EP/82-121; K.Alpgard et al.(UA5), Phys. Lett. 115B(1982) p.71

/16/ K.Alpgard et al., Phys. Lett.115B(1982) p.65

/17/ K.Sawayanagi, in the Proc. of the Workshops on Cosmic Ray Interactions and High Energy Results, p.178

/18/ K.Sawayanagi, to be published in the Proc. of the Int. Symp. on Cosmic Rays and Particle Physics(Tokyo, 1984)

/19/ S.Hasegawa(Brasil-Japan Collaboration), in the Proc. of the Workshops on Cosmic Ray Interactions and High Energy Results, p.102

MODELOS BIDIMENSIONAIS COM SIMETRIA GLOBAL Z(5)

V.L.V. Baltar, G.M. Carneiro, M.E. Pol e N. Zagury

PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA DO RIO DE JANEIRO

A cada ponto $\vec{j}$ de uma rede quadrada associemos uma variável $S(\vec{j})$ que pode tomar N valores

$$S(\vec{j}) = \exp(i\theta(\vec{j})) = \exp(i(2\pi/N)n(\vec{j})) \qquad n(\vec{j})=0,1,2\ldots N-1$$

Considerando interações apenas entre primeiros vizinhos, a forma mais geral da energia com simetria global Z(N) (invariância sob rotações globais de $2\pi n/N$) é

$$E = -\sum_{\vec{j},\vec{\mu}} \sum_{\alpha=1}^{[N]} J_\alpha\left[\cos\alpha(\theta(\vec{j})-\theta(\vec{j}+\vec{\mu}))-1\right]$$

onde $\vec{\mu}$ são os vetores primitivos convencionais, $[N]$ é o maior inteiro $\leq N/2$ e $J_1, J_2 \ldots J_{[N]}$ são constantes de acoplamento.

Examinemos primeiramente a região ferromagnética.

O modelo Z(N) mais simples se obtém tomando N=2 (Ising). A estrutura de fases deste modelo é bem conhecido: uma fase desordenada a altas temperaturas, com parâmetro de ordem nulo, e uma fase ordenada a baixas temperaturas, com parâmetro de ordem diferente de zero. Seja, agora, $N\to\infty$. Temos então o modelo XY, cuja estrutura de fases é a seguinte: uma fase desordenada a altas temperaturas, com parâmetro de ordem nulo e uma fase crítica (com comprimento de correlação infinito) a baixas temperaturas, e com parâmetro de ordem nulo. A existência desta fase crítica pode parecer restrita ao limite $N\to\infty$, já que neste caso seria impossível a existência de uma fase ordenada, porque uma simetria contínua não pode ser espontaneamente quebrada a duas dimensões. No entanto, Elitzur et al.[1] mostraram que esta fase crítica aparece a partir de um certo N_c crítico finito, pelo menos no modelo de Villain. Muitos autores[1-4] obtêm $N_c=5$. Vamos então estudar os modelos Z(5).

Utilizando simulações de Monte Carlo (MC)[5] verifica-se que, fixados J_1 e J_2, a curva calor específico X temperatura apresenta dois picos, equidistantes da reta autodual, que indicam duas transições de fase. Seja $(J_2/J_1)<1$. À medida que estudamos valores de J_2 e J_1 tais que a razão $(J_2/J_1)\to1$, os picos se tornam mais agudos e mais próximos entre si, tendendo a se encontrar na reta autodual.

Nossa simulação MC não nos permite precisar exatamente a partir de que ponto a curva do calor específico apresenta apenas um pico, indicando uma só transição.

Verifica-se também que, partindo da região de baixas temperaturas, onde o parâmetro de ordem $<S>\sim1$, e aumentando a temperatura, $<S>$ começa a diminuir na região em que apareça o primeiro pico (figs 1 e 2).

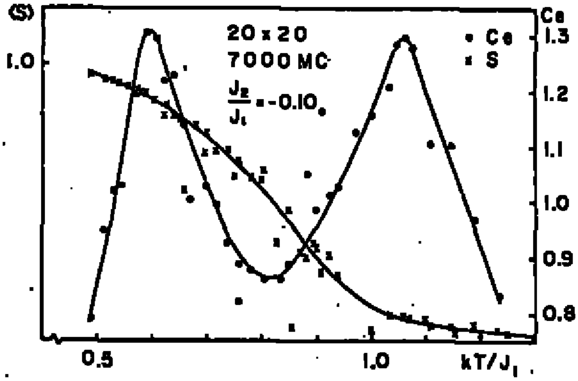


Fig.1 - Variação do calor específico por spin e do parâmetro de ordem para J_2/J_1=-0.10. Foram utilizados 7.000 passos de MC numa rede 20x20.

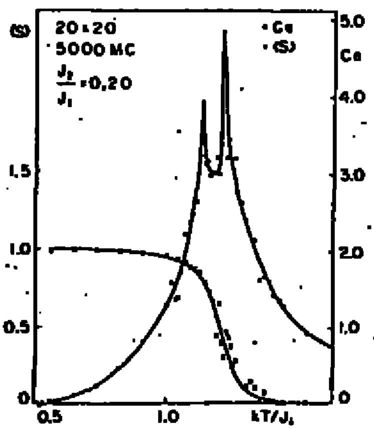


Fig.2 - Variação do calor específico por spin e do parâmetro de ordem para J_2/J_1=0.20. Foram utilizados 5.000 passos de MC numa rede 20x20.

De acordo com argumentos apresentados na referência [2], a região entre os dois picos de calor específico, que contém a reta autodual, deve corresponder a uma fase crítica, intermediária entre as fases ordenada e desordenada comuns. Como os modelos Z(5) são simétricos por uma troca $J_1 \leftrightarrow J_2$, na região $(J_2/J_1)>1$ deve existir a mesma estrutura de fases. Estes resultados são confirmados pelo estudo das funções de correlação, que decrescem com potências da distância na região compreendida entre os picos de calor específico (fig.3).

A região antiferromagnética é muito menos conhecida que a anterior. Ela também foi estudada utilizando simulações MC, identificando picos de calor específico com transições de fase e identificando fases críticas pelo comportamento das funções de correlação (nesta região não podem ser utilizados os argumentos de dualidade)

O diagrama de fases obtido aparece na figura 4.

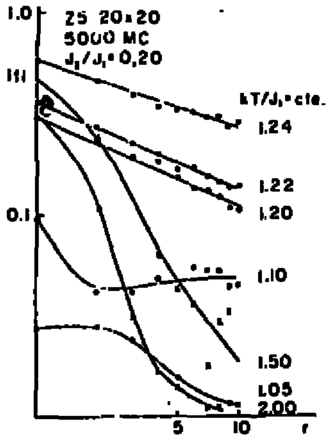


Fig.3 - Variação da função de correlação com a distância, para $J_2/J_1 = 0.20$, em regiões correspondentes a fases ordenada, crítica e desordenada.

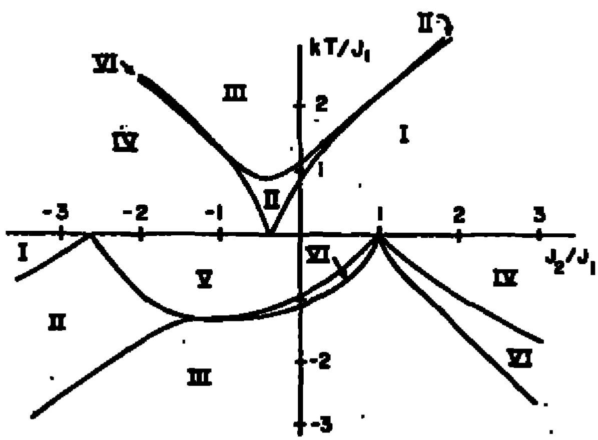


Fig.4 - Diagrama de fases do modelo Z(5)
Região I - fase ordenada
Regiões II e VI - fase crítica
Regiões III, IV e V - fase desordenada.

Os modelos Z(5) foram também estudados pelas técnicas de grupo de renormalização de Migdal-Kadanoff[6], que não reproduzem as fases críticas na região ferromagnética, mas apresentam indicações de pelo menos uma fase crítica (e sua correspondente, obtida por simetria $J_1 \leftrightarrow J_2$) na região antiferromagnética[7].

Resultados preliminares obtidos por técnicas de grupo de renormalização MC [8] confirmam qualitativamente o diagrama da fig.4, embora indiquem mudanças na posição das fronteiras [9].

Referências

1 - S. Elitzur, / I Pearson e J.Shigemitsu, Phys. Rev. D19, 3698 (1979).

2 - F. Alcaraz e R. Köberle, J. Phys. A13, L153 (1980).

3 - M. Einhorn, R. Savit e K. Rabinovici, Nucl. Phys. B170 FS1 , 16 (1980).

4 - F.Y. Wu, J. Physics C12, L317 (1979).

5 - K. Binder (ed.), Monte Carlo Methods, Springer Verlag (1979).

6 - L. Kadanoff, Ann. Phys. 100, 359 (1976).

7 - V.L.V. Baltar, G.M. Carneiro, M.E. Pol e N. Zagury, Nota Científica 07/83. PUC/RJ (1983).

8 - H. Shenker e J. Tobochnik, Phys. Rev. B22, 4462 (1980).

9 - V.L.V. Baltar, G.M. Carneiro, M.E. Pol e N. Zagury, a ser publicado.

TEORIAS COM SIMETRIA DE CALIBRE Z(4) NA REDE A 3+1 DIMENSÕES

F. C. Alcaraz

Departamento de Física, Universidade Federal de São Carlos

C.P. 676, 13.560 São Carlos, SP, Brasil

Uma das questões de maior relevância no entendimento das Teorias de Calibre na rede (L.G.T.) é a da Universalidade. Espera-se que sob um número limitado de condições tais como: Invariância de Calibre e redução do modelo no limite contínuo clássico, todas as versões de um dado modelo deva dar a mesma física no limite contínuo quântico.

Vários testes de Universalidade tem sido feitos ultimamente, estudando-se a L.G.T. SU(2) com uma ação estendida que generaliza a ação de Wilson, pode-se entender o rápido "crossover" observado, na ação de Wilson, entre o regime de acoplamento forte e fraco como oriundo de uma linha de Transições de fase no espaço de parâmetros estendido[1].

Ao contrário das teorias com ação de Wilson SU(2) e SU(3) onde todas as análises são consistentes com a ausência de transições de fase, a ação de Wilson SU(4) exibe transição de fase de 1ª ordem[2]. Por estes fatos e lembrando que a natureza dos mecanismos de confinamento nestas teorias pode ser entendida como oriundo das excitações tipológicas Z(4) decidimos um estudo cuidadoso no modelo Z(4).

Introduzimos dois modelos gerais com simetria Z(4) e constantes de acoplamento J_1 e J_2.

I - Modelo Z(4) geral[3].

Introduzimos em cada ligação da rede 3+1-dimensional $(\vec{r},\mu)$ a variável.

$$U(\vec{r},\mu) \equiv \exp \frac{i2\pi}{4} n(\vec{r},\mu) ; \; n(\vec{r},\mu) = 0,1,2,3 \quad \mu = 1,2,3,4 \tag{1}$$

a variável plaqueta é definida como produto orientado ao longo das ligações das variáveis nas ligações.

$$A_p = U(1)\, U(2)\, U^+(3)\, U^+(4) \tag{2}$$

a ação geral Z(4) é então dada por:

$$S_I(J_1,J_2) = J_1 \sum_p (1-\mathrm{Re}\,\mathrm{Tr}\, U_p) + J_2 \sum_p (1-\mathrm{Re}\,\mathrm{Tr}\, U_p^2) =$$

$$= \sum_p (J_1 \,(1-\cos \tfrac{\pi}{2}\, \eta_p) + J_2\,(1-\cos \pi\, \eta_p)) \tag{3}$$

II - Askin-Teller Gauge Model[4].

Escrevemos as variáveis Z(4) $U(\vec{r},\mu)$ em termos de variáveis Z(4) $\sigma(\vec{r},\mu)$ e $\tau(\vec{r},\mu)$ também localizadas nas ligações.

$$U(\vec{r},\mu) = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(e^{\frac{i\pi}{4}}\, \sigma(\vec{r},\mu) + e^{\frac{-i\pi}{4}}\, \tau(\vec{r},\mu)\right) \tag{4}$$

as plaquetas das variáveis Z(2) são definidas de maneira análoga à (2) e a ação é então dada por:

$$S_{II}(J_1;J_2) = \sum_p (J_1\, (\sigma_p+\tau_p) + J_2\, \sigma_p\, \tau_p) \,. \tag{5}$$

Que é a versão calibre do bem conhecido modelo de Spins Ashkin-Teller.

Montamos os diagramas de fase de ambos os modelos usando-se a autodualidade dos mesmos[5] e resultados obtidos por simulação de Monte Carlo.

Os modelos exibem os quatro tipos esperados[6] de fases numa teoria SU(N):

i) Fase Higgs em que não há partículas sem massa e não há confinamento de cargas elétricas.

ii) Fase Higgs-Parcial → Cargas fundamentais elétricas e magnéticas são confinados, mas cargas duplas não o são.

iii) Confinamento absoluto → Cargas elétricas são confinadas por efeito Meissner dual.

iv) Fase mole → Cargas elétricas e magnéticas livres.

Embora os dois modelos estudados apresentaram um diagrama de fases semelhante, o modelo II exibiu uma fase não massiva com simetria Z(2), resultados estes evidenciados pelo Cálculo por Monte Carlo da tensão da corda "gluônica", enquanto que o modelo I mostra a fase mole precursora da eletrodinâmica periódica (PQED). Como estas transições de fases são contínuas, seriam de muito interesse obter o limite de escala de tais teorias, pois estas teorias seriam candidatas à teorias no contínuo com simetria de calibre discreta.

Referência:

01. G.Bhanot and M.Creutz, Phys. Rev. D 24, 461 (1981).

02. M.Creutz, Phys. Rev. Letters 46, 1441 (1981).

03. F.C.Alcaraz and L.Jacobs, Phys. Rev. D 27, 938 (1983).

04. F.C.Alcaraz and L.Jacobs, Phys. Rev. Letters 31, 530 (1983).

05. F.C.Alcaraz and R.Köberle, J. Phys. A 14, 1169 (1981).

06. G.'t Hooft, Nucl. Phys. B 138, 1 (1978).

"GRAVITAÇÃO" INDUZIDA EM DUAS DIMENSÕES

V. Silveira

Departamento de Física, Universidade de Brasília
70 910 - Brasília - DF

A quantização do campo gravitacional, como se sabe, é um problema em aberto. A lagrangeana de Einstein, $\sqrt{-g}\,R$, descreve uma teoria não renormalizável (o que pode ser antecipado devido a presença da constante dimensional G). Para contornar este problema, pode-se conjecturar que a lagrangeana de Einstein não seja um termo da lagrangeana fundamental mas uma contribuição gerada espontaneamente pela própria lagrangeana de matéria escrita sobre back-ground curvo não especificado. A primeira referência sobre este tipo de tratamento parte de Sakharov |1| que propõe ser o termo de Einstein induzido na lagrangeana efetiva devido a estrutura quântica do vácuo. Este programa previa uma constante gravitacional induzida dada por integral quadraticamente divergente e por isso não teve sucesso. Mais recentemente Adler |2| e Zee |3| fazendo uso de mecanismo de quebra dinâmica de simetria conseguiram obter expressão explícita para a constante gravitacional induzida e o próximo passo seria analizar valor e sinal de G_{ind} em diferentes teorias de matéria. Porém, a dificuldade básica reside no fato de não ser possível usar métodos perturbativos já que o mecanismo de indução baseia-se na quebra de simetria que é sempre um efeito não perturbativo.

A indução de termos proporcionais a R na lagrangeana efetiva pode ser explicado pela não localidade dos efeitos quânticos. A influência do campo gravitacional não deve poder ser anulada pela simples escolha de referencial localmente inercial. É natural esperar que a lagrangeana efetiva, contendo as correções quânticas de uma teoria sobre back-ground curvo contenha termos que não se anulem no referencial localmente inercial. São escalares com esta característica R, R^2, $R_{\mu\nu} R^{\mu\nu}$... Assim, devemos ter

$$<\bar{L}>_o = <\bar{L}>_o^{plano} + \frac{\sqrt{-g}}{16\pi G_{ind}} R + O(R^2, R_{\mu\nu} R^{\mu\nu}, \ldots)$$

onde $\bar{L} = \sqrt{-g}\, L$, $< >_o$ representa valor esperado no vácuo e $< >_o^{flat}$, valor esperado no vácuo para espaço tempo plano ($g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$)

CONDIÇÕES PARA QUE G_{ind} SEJA CALCULÁVEL

O ponto básico é garantir que a teoria não tenha contratermos proporcionais a R porque um contratermo deste tipo misturar-se-ia ao termo induzido e o coeficiente global de R seria passível de renormalização porém não calculável. Em quatro dimensões de espaço-tempo satisfazem a esta condição as teorias de gauge que não contenham parâmetros dimensionais e nem campos escalares. Assim parte-se de uma teoria com invariância de escala e como as correções quânticas não preservam esta invariancia, o termo de Einstein é gerado, comparecendo na lagrangeana efetiva com coeficiente finito e calculável.

Quanto a possibilidade de indução de termos com potencias mais altas de R, devemos lembrar que R^2, $R_{\mu\nu} R^{\mu\nu}$, $R_{\mu\nu\lambda\rho} R^{\mu\nu\lambda\rho}$ tem coeficiente adimensional num espaço-tempo 4-dimensional e por isso o coeficiente destes termos não pode ser calculado já que depende da renormalização. Potencias de R maiores que 2 voltam a ter coeficiente dimensional sendo portanto calculáveis.

CÁLCULO DE G_{ind}

$$<\bar{L}>_o = <\bar{L}>_o^{flat} + A_1 \sqrt{-g}\, R + \sigma(R^2) \qquad (1)$$

com $A_1 = (16\pi G_{ind})^{-1}$.

O tensor energia-momento tem seu traço dado por

$$T = g_{\mu\nu} T^{\mu\nu} = \frac{2g_{\mu\nu}}{\sqrt{-g}} \frac{\delta(\sqrt{-g}\, L)}{\delta g_{\mu\nu}}$$

Tomando valor esperado no vácuo e usando a expansão (1) tem-se

$$<T>_o = <T>_o^{flat} - 2A_1\, R(1-\frac{n}{2}) + (R^2) \qquad (2)$$

onde $\underline{n}$ é a dimensão do espaço.

Partindo-se de um espaço-tempo plano e perturbando-o:

$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \delta g_{\mu\nu}$, temos:

$$\delta\langle T\rangle_o = \langle T\rangle_o - \langle T\rangle_o^{flat} = -2A_1 R(1-\tfrac{n}{2}) + \mathcal{O}(R^2) \qquad (3)$$

Por outro lado temos a expressão funcional

$$\langle T(0)\rangle_o = \frac{\int [d\phi] T(0) \exp(is)}{\int [d\phi] \exp(is)}$$

que fornece

$$\delta\langle T\rangle_o = \frac{1}{2}\int d^4x \sqrt{-g}\, \delta g_{\mu\nu}(x)\langle 0|\tau\, T^{\mu\nu}(x)\, T(0)|0\rangle_{conexo} \qquad (4)$$

Comparando (3) e (4), usando uma perturbação com curvatura constante e conformemente plana obtem-se

$$A_1 = \frac{1}{16\pi G_{ind}} = -\frac{1}{96}\int d^4x\, x^2 \langle 0|\tau\, T(x)\, T(0)|0\rangle^{plano}_{conexo} \qquad (5)$$

AS DIFICULDADES E O USO DO MODELO BIDIMENSIONAL

A principal dificuldade em obter informação sobre G_{ind} através de (5) está no fato de esta expressão ser fortemente dependente do comportamento da teoria na região infravermelha. O próprio sinal de G_{ind} depende deste comportamento. Nas teorias com liberdade assintótica, a região infravermelha não é, em geral, acessível por métodos perturbativos.

Uma opção é trabalhar com modelos bidimensionais exatos que embora pouco realistas podem ajudar na compreensão do fenomeno de gravitação induzida.

Em duas dimensões, o termo de gravitação induzida de ordem mais baixa é R^2 e a determinação do coeficiente induzido correspondente, A_2, é análoga a de A_1.

*Aplicando-se a expressão de A_2 para o modelo de Gross-*Neveu, que, como se sabe, é exato no limite de $N \to \infty$ (N, número de fermions) A_2 pode ser calculado exatamente |4| mostrando-se finito no limite ultravioleta e possívelmente também no limite infravermelho devido a geração de massa. Outra característica instrutiva é a alta potência de A_2 em λ (constante de acoplamen mento)

$$A_2 \propto \lambda^8$$

Porém a análise do sinal de A_2, não introduz nada de de definitivo já que não há fenomenologia que nos oriente.

REFERÊNCIAS

|1| A. Sakharov - Soviet Phys. Doklady 12, nº 11, 1040 (1968)

|2| S. Adler Phys. Lett. 95B, nº 2, 241 (1980)
Rev. of Mod. Phys. 54, nº 3 729 (1982)

|3| A. Zee - Phys. Rev. Lett 48, 295 (1980)

|4| H. Fleming, V. Silveira "Induced gravity in two-dimensions". Preprint UnB (1983).

DECAIMENTO DO VÁCUO FALSO A TEMPERATURA FINITA

O.J.P. Éboli* e G.C. Marques**

Instituto de Fisica da Universidade de São Paulo

C.P. 20516, 01498 São Paulo, SP, Brasil

RESUMO

Procuramos investigar o comportamento da taxa de decaimento do vácuo falso no limite de altas temperaturas e com o uso de uma aproximação semiclássica.

I. INTRODUÇÃO

Callan e Coleman[1], usando uma aproximação semiclássica e gás diluido de instantons, mostraram que a taxa de decaimento do vácuo falso (Γ) a temperatura zero é dada por[2]:

$$\frac{\Gamma}{V} = - 2 \text{ Im } A \left\{ \frac{\det' \left[- \Box_E + V''(\phi_C) \right]}{\det \left[- \Box_E + V''(\phi_{VAC}) \right]} \right\}^{-\frac{1}{2}} \exp - S_E(\phi_C) \qquad (1)$$

onde ϕ_C é uma solução da equação de movimento clássica. Usualmente toma-se ϕ_C com simetria O(4) (i.e., $\phi_C(\tau,\vec{x}) = \phi_C(\sqrt{\tau^2+\vec{x}^2})$) para que S_E seja mínima.

Para generalizarmos para o caso de temperatura finita basta lembrar que:

$$Z = \text{tr } e^{-\beta H} = \int_{\phi(0,\vec{x})=\phi(\beta,\vec{x})} [d\phi] \exp - S_E(\phi) \qquad (2)$$

*Com suporte financeiro da FAPESP e FINEP.

**Com suporte financeiro parcial do CNPq.

$$F = -\beta^{-1}\,\ln Z \quad \text{(energia livre de Helmoltz)} \tag{3}$$

$$\Gamma = -2\,\mathrm{Im}\,F \tag{4}$$

Usando.se (2-4) mais aproximação semiclássica e um gás diluido de instantons obtemos:

$$\frac{\Gamma}{V} = -2\,T\,\mathrm{Im}\left[\frac{S_E(\phi_C)}{2\pi}\right]^{\frac{Z}{2}}\left[\frac{\det'(-\Box_E + V''(\phi_C))}{\det(-\Box_E + V''(\phi_{VAC}))}\right]^{-\frac{1}{2}} \exp - S_E(\phi_C) \tag{5}$$

onde Z é o número de autovalores nulos de $-\Box_E + V''(\phi_C)$, a linha no determinante indica que os modos de frequência zero devem ser omitidos e ϕ_C é uma solução de $\Box_E\,\phi_C = V'(\phi_C)$ (6) sujeita a condição de contorno $\phi_C(0,\vec{x}) = \phi_C(\beta,\vec{x})$.

Argumentos eurísticos mostram que no limite de altas temperaturas, i.e. $\beta \to 0$, as configurações ϕ_C relevantes são as estáticas.

Para ϕ_C estática podemos escrever (5) como:

$$\frac{\Gamma}{V} = \frac{2\,T^{Z+1}}{\sin\left(\frac{\beta\omega}{2}\right)}\left(\frac{S_E(\phi_C)}{2\pi}\right)^{\frac{Z}{2}} \exp\left\{- S_E(\phi_C) + \frac{\beta}{2}\left[\sum_j \lambda_j^V - \sum_j{}'' \lambda_j^C\right] + \left[\sum_j \ln\left(1 - e^{-\beta\lambda_j^V}\right) - \sum_j{}'' \ln\left(1 - e^{-\beta\lambda_j^C}\right)\right]\right\} \tag{6}$$

onde λ_i^C são autovalores de

$$\left[-\Delta + V''\left(\phi_{C \text{ ou } VAC}\right)\right] \eta_j^{\binom{C}{V}} = \left(\lambda_j^{\binom{C}{V}}\right)^2 \eta_j^{C \text{ ou } V} \tag{7}$$

e supusemos a existência de apenas um autovalor negativo $(\lambda^C)^2$, que designamos $(\lambda^C)^2 = -\omega^2$.

II. EXPRESSÃO FORMAL PARA $\frac{\Gamma}{V}$ NO LIMITE DE ALTAS TEMPERATURAS

A razão R entre os determinantes, que aparecem em (5), pode ser formalmente expressa como:

$$R_+ = \exp -\frac{1}{2}\left\{ \mathrm{tr}\,\ell n\left[1 + \frac{1}{-\Box_E + V''(\phi_{VAC})}\left(V''(\phi_C) - V''(\phi_{VAC})\right)\right]\right\} \tag{8}$$

Aonde R_+ é a contribuição dos autovalores positivos.

Usando-se agora que $\ell n(1+x) \approx x + \ldots$, tiramos que:

$$R_+ \approx \exp -\frac{1}{2}\,\mathrm{tr}\left[\frac{1}{-\Box + V''(\phi_{VAC})}\left[V''(\phi_C) - V''(\phi_{VAC})\right]\right] \tag{9}$$

Pode-se provar que esta é a principal contribuição no limite de altas temperaturas.

Notamos, entretanto, que R dado por (9) é real! Logo perdemos no nosso desenvolvimento formal para obter (8) a influência do autovalor negativo. O efeito deste autovalor pode ser recuperado se assumirmos que R dado por (9) fornece a contribuição principal dos autovalores positivos para altas temperaturas e ao mesmo tempo tratarmos o autovalor negativo de maneira diferenciada. Desse modo obtemos

$$\mathrm{Im}\,R \approx \frac{T^2}{\sin\frac{\beta\omega}{2}}\ \exp -\frac{1}{2}\,\mathrm{tr}\left\{\frac{1}{-\Box_E + V''(\phi_{VAC})}\left[V''(\phi_C) - V''(\phi_{VAC})\right]\right\} \tag{10}$$

para $\beta \to 0$ (i.e., altas temperaturas).

Para o caso de termos apenas uma dimensão espacial[4] temos:

$$\mathrm{Im}\,R_1 = \frac{T}{\sin\frac{\beta\omega}{2}} \exp\left\{-\frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty} dx\left[V''(\phi_C) - V''(\phi_{VAC})\right]\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dk}{d\pi}\ \frac{\beta}{\sqrt{k^2+m^2}\,\left(e^{\beta\sqrt{k^2+m^2}} - 1\right)}\right\} \tag{11}$$

onde $m^2 = V''(\phi_{VAC})$.

Analogamente para três dimensões espaciais obtemos:

$$\mathrm{Im}\, R_3 = \frac{T^3}{\sin \frac{\beta\omega}{2}} \exp\left\{-\frac{1}{2} \int d^3x\, (V''(\phi_C) - m^2) \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} \frac{1}{k(\ell^k - 1)}\, T\right\} \cdot \qquad (12)$$

Procuraremos agora através de exemplos explícito verificar a validade da expressão formal a que chegamos.

III. EXEMPLOS EM UMA DIMENSÃO ESPACIAL

A) Consideremos $L_E(\phi) = \sum_{i=1}^{2} (\partial_i \phi)^2 + V(\phi)$ onde

$$V(\phi) = \frac{1}{2} m^2 \phi^2 - \frac{\lambda}{4} \phi^4 \qquad (13)$$

com $m^2 > 0$ e $\lambda > 0$.

A equação de movimento clássica para ϕ_C é:

$$\partial_{xx} \phi_C - m^2 \phi_C + \lambda \phi_C^3 = 0 \qquad (14)$$

donde temos que

$$\phi_C = \sqrt{\frac{2}{\lambda}}\, m\, \mathrm{sech}(mx) \qquad (15)$$

Os autovalores de $-\Box_E + V''(\phi_C)$ são dados por[5]:

$$\varepsilon = \left(\frac{2\pi n}{\beta}\right)^2 + \begin{cases} -3m^2 \\ 0 \\ k'^2 + m^2 \end{cases} \qquad (16)$$

Tomando-se $\phi_{VAC} = 0$ e usando (6 e 16) temos no limite de altas temperaturas que:

$$\text{Im } R = \frac{T}{\sin\left(\frac{\sqrt{3}\, m\beta}{2}\right)} \exp \frac{3m\beta}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} du \frac{1}{\sqrt{\mu^2+\beta^2 m^2}\,(\exp(\sqrt{\mu^2+\beta^2 m^2}\,) - 1)} \tag{17}$$

Caso tivéssemos empregado a expressão formal teríamos chegado no mesmo resultado.

B) Como segundo exemplo consideraremos um sistema com a Lagrangeana do exemplo anterior mas com a diferença de termos vácuos não degenerados. Isto é

$$V(\phi) = -\frac{m^2}{2}\phi^2 + \frac{\lambda}{4}\phi^4 + \varepsilon\phi \tag{18}$$

com m^2, λ e ε positivos.

Procuraremos calcular $\frac{\Gamma}{V}$ na aproximação de parede fina, i.e., no limite de ε tendendo a zero.

A equação de movimento clássica para as soluções estáticas é:

$$\partial_{xx}\phi_C = -\mu^2\phi_C + \lambda\phi_C^3 + \varepsilon \tag{19}$$

Se expandirmos ϕ_C numa série de potências de ε:

$$\phi_C = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n \phi_n \tag{20}$$

e substituirmos (20) em (19) obtemos que

$$\phi_0 = \frac{m}{\sqrt{\lambda}} \tanh\left(\frac{mx}{\sqrt{2}}\right) \tag{21}$$

Devemos agora resolver o seguinte problema de autovalores:

$$\left[-\partial^2 + V''(\phi_C)\right]\eta_j = \alpha_j \eta_j \tag{22}$$

Expandindo-se α_j e η_j com potências de ε:

$$\alpha_j = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n \alpha_{j,n} \tag{23}$$

e

$$\eta_j = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n \eta_{j,n} \tag{24}$$

obtemos na ordem mais baixa em ε que

$$\alpha_0 = \left(\frac{2\pi n}{\beta}\right)^2 + \begin{cases} 0 \\ \frac{3}{2} m^2 \\ k^2 + 2m^2 \end{cases} \tag{25}$$

Assumiremos que exista um único α_j negativo e este deve ser no mínimo de ordem ε. Denotaremos $\alpha_{negativo} = -\varepsilon\gamma^2$.

O resultado que obtemos para $\mathrm{Im}\,R$ no limite de $T \to 0$ é:

$$\mathrm{Im}\,R = \frac{T}{\sin\left(\frac{\sqrt{\varepsilon}\,\gamma}{2T}\right)} \exp\frac{3m\beta}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} du \frac{1}{\sqrt{\mu^2+\beta^2 m^2}\,\left(e^{\sqrt{\mu^2+\beta^2 m^2}} - 1\right)} \tag{26}$$

Novamente podemos ver que a expansão formal forneceu um bom resultado para $\mathrm{Im}\,R$ no limite de altas temperaturas.

IV. EXEMPLO EM TRÊS DIMENSÕES ESPACIAIS

O sistema que vamos considerar é descrito pela densidade Lagrangiana:

$$L_E = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{4} (\partial_i \phi)^2 + \varepsilon\phi - \frac{m^2}{2} \phi^2 + \frac{\lambda}{4} \phi^4 \tag{27}$$

onde m^2, λ e ε são positivos e $\varepsilon << 1$.

Procedemos de maneira análoga a do item III-B. A solução clássica de ordem zero com ε é dada por:

$$\phi_C = \frac{m}{\sqrt{\lambda}} \tanh \frac{mz}{\sqrt{2}} \tag{28}$$

Cabe aqui salientar que esta solução descreve uma "parede" em três dimensões.

Os autovalores das flutuações em ordem zero de ε são dados por:

$$\alpha^0 = \left(\frac{2\pi n}{\beta}\right)^2 + k_x^2 + k_y^2 + \begin{cases} 0 \\ \frac{3}{2} m^2 \\ k_z^2 + 2m^2 \end{cases} \tag{29}$$

Para este caso podemos provar a existência de um autovalor negativo[1] que será escrito como $-\varepsilon\gamma^2$.

Usando-se (28) e (29) obtemos no limite de altas temperaturas que:

$$\mathrm{Im}\, R = \frac{T^3}{\sin\left(\frac{\sqrt{\varepsilon}\,\gamma}{2T}\right)} \exp\left(T A \frac{m}{2\sqrt{2}}\right) \tag{30}$$

onde A é a área perpendicular ao eixo z da parede dada por (28).

Novamente (30) é exatamente o resultado previsto pela expansão formal.

V. CONCLUSÕES

Utilizando o método semi-clássico, procuramos determinar o comportamento da taxa de decaimento à altas temperaturas. A nossa preocupação maior foi a determinação do fator pre-exponencial e sua dependência com a temperatura.

Os nossos resultados indicam que o comportamento da taxa de decaimento exibe uma dependência não trivial com a temperatura e radicalmente diferente daquelas apontadas em várias referências na literatura[6].

Tendo em vista que a taxa de decaimento é um dos ingredientes básicos para a questão do Supercooling do Universo[7] cremos que esses resultados tem implicações muito interessantes para a Cosmologia.

REFERÊNCIAS E COMENTÁRIOS

1) C.G. Callan, S. Coleman; Phys. Rev., D16 (1977) 1762.

2) O nosso sistema de unidades é tal que: $h = c = k_{Bolt} = 1$ e restringimo-nos ao estudo de um campo escalar.

3) R.H. Brandenberger; "Quantum Field Theory Methods in Cosmology", Preprint Harvard University, HUTMP 82/B122.
A.F. Camargo Filho, R.C. Shellard, G.C. Marques; Preprint IFUSP/P-386, março 1983.

4) No processo de obtenção deste resultado necessitamos de renormalizar a expressão, o que é feito usando-se o contratermo de massa oriundo do gráfico à temperatura zero 

5) Vamos impor condições periódicas de contorno, i.e., $k'L+\delta(k')=2\pi$ inteiro onde $\delta(k')$ é o "phase shift" das soluções per-

tencentes ao contínuo.

6) A.D. Linde, Nucl. Phys. B216 (1983) 421.

A.D. Linde, Phys. Lett. 70B (1977) 306.

7) A. Guth, Phys. Rev. D23 (1981) 347.

APLICAÇÕES DO GRUPO DE RENORMALIZAÇÃO

J.A. MIGNACO e I. RODITI

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Muito interesse tem sido dirigido ao melhoramento dos resultados perturbativos na teoria quântica de campos. Grande parte do trabalho neste sentido se reporta ao Grupo de Renormalização [1] (GR) visto apenas dentro do âmbito das transformações de escala [2] (TE) e que levou a importantes informações sobre a dinâmica no regime de altas energias. Mais recentemente, tem sido enfatizada a importância de se entender corretamente as diferenças que surgem ao serem utilizadas escolhas de prescrição de renormalização [3,4,5] (EP) diversas.

Estas questões adquirem uma importância especial pelo simples fato de que nossa única via de acesso para obter resultados quantitativos, que possam ser comparados com a observação, passa pelo cálculo perturbativo aproximado.

Dito de outro modo, dada uma quantidade física F, que pode ser por exemplo uma razão de aniquilação, e que admita expansão perturbativa no acoplamento (α) da forma,

$$F = \alpha^M(1 + f_1\, \alpha + f_2\, \alpha^2 + \ldots) \quad , \tag{1}$$

não temos como calcular a expressão completa da série que nos daria o valor "exato" de F. Porém, é possível efetuar cálculos até uma determinada ordem perturbativa em α e obteremos um aproximante $F^{(I)}$ da quantidade física,

$$F^{(I)} = \alpha^M(1 + f_1\alpha + f_2\, \alpha^2 + \ldots + f_I\alpha^I) \tag{2}$$

O resultado exato F certamente independe de GR, o mesmo não ocorre com $F^{(I)}$ e isto conduz a ambigüidades pois em diferentes EP'S encontra remos valores distintos. A maneira que temos para solucionar este problema é procurar um esquema para o qual $F \approx F^{(i)}$, obviamente guardando aí um abuso de linguagem pois não conhecemos F, o que queremos de fato é que isto se dê frente a GR. Devemos pois num primeiro passo caracterizar as diferentes EP, sem nos referirmos a uma escolha particular (como MOM[3] na QCD). Stevenson[4] mostrou que em teorias com massa nula o conjunto de parâmetros $\{\tau, c_2, \ldots, c_i, \ldots\}$, onde $\tau = b_0 \ln \frac{\mu}{\Lambda}$ se refere ao ponto de subtração* e os $c_i (i \geq 2)$ são os coeficientes ** de $\hat{\beta}$,

$$\hat{\beta} = \frac{\partial \alpha}{\partial \tau} = (-\alpha^2)(1 + c\alpha + c_2 \alpha^2 + \ldots), \tag{3}$$

caracteriza as EP's. A invariância de F por GP se traduz então no seguinte sistema de equações

$$\begin{cases} \left\{ \left.\frac{\partial}{\partial \tau}\right|_{\alpha} + \hat{\beta} \frac{\partial}{\partial \alpha} \right\} F = 0 \\ \left\{ \left.\frac{\partial}{\partial c_i}\right|_{\alpha} + \beta_i \frac{\partial}{\partial \alpha} \right\} F = 0 \end{cases} \tag{4}$$

onde

$$\beta_i = \frac{\partial \alpha}{\partial c_i} = \frac{1}{i-1} \alpha^{i+1} (1 + W_1^i \alpha + W_2^i \alpha^2 + \ldots) \tag{5}$$

e os coeficientes W_k^i podem ser calculados (cf. refs. 4 e 5).

Simbolicamente pode-se escrever as eqs. (4) como

$$\frac{\partial F}{\partial (ER)} = 0 \tag{6}$$

Ao utilizarmos $F^{(i)}$ obtém-se

---

*Neste escolha de τ está embutida uma escolha específica da constante de integração Λ, $\tau = \int_0^{\infty} \frac{dx}{\hat{\beta}(x)} - \int_0^{\infty} \frac{dx}{x^2(1-cx)}$

**$c = \frac{b_1}{b_0}$ onde b_0 e b_1 são os dois primeiros coeficientes (independentes por GR) da função β usual.

$$\frac{\partial F^{(I)}}{\partial (ER)}\Bigg|_{\bar{\tau},\bar{c}_2,\ldots,\bar{c}_I} = (\alpha^{M+I}) \tag{7}$$

Ou seja, chega-se a expressões com termos $F_I\ \alpha^j$ e $c_I\ \alpha^j$ cujo termo dominante é $O\ (\alpha^{M+I})$.

O que queremos é que até uma determinada ordem em α, $\frac{\partial F^{(I)}}{\partial (ER)}$ não mude com GR, a isto chamamos de Princípios de Menor Sensitividade. Podemos ter

$$\frac{\partial F^{(I)}}{\partial (ER)}\Bigg|_{\bar{\tau},\bar{c}_2,\ldots,\bar{c}_I} = O\ (\alpha^{M+I+1}); \qquad \frac{\partial F^{(I)}}{\partial (ER)}\Bigg|_{\hat{\tau},\hat{c}_2,\ldots,\hat{c}_I} =$$

$$= O\ (\alpha^{M+I+2}) \quad ; \quad \ldots \quad ; \quad \frac{\partial F^{(I)}}{\partial (ER)}\Bigg|_{\tau',c_2',\ldots,c_I'} = 0 \tag{8}$$

O primeiro caso das relações acima, por nós analisado [5] (cf. ref. 6), leva a um sistema de equações algébricas e a uma única equação transcedente para τ cuja solução produz o esquema de menor sensitividade que desejamos obter e que chamamos de $\overline{\text{PMS}}$. Todos os outros casos, incluindo o de Stevenson (PMS) em que o resto se anula, levam a um sistema de equações transcedentes.

Resumindo, com o critério $\overline{\text{PMS}}$ podemos nos independizar de GR até uma ordem posterior à calculada no acoplamento obtendo assim um esquema no qual há um efetivo aprimoramento dos resultados [5,6].

Seguindo uma outra abordagem é possível um aprimoramento utilizando-se apenas os dois primeiros termos (independentes por GR) da função β a partir de uma aproximação racional[7] β_{RA} que numa ação semi-clássica sugere a existência de confinamento.

REFERÊNCIAS

1. Stueckelberg, E.C.G. e Petermann, A., Helv. Phys. Acta 26 (1953) 499

2. Coleman, S. e Jackiw, R., Annals of Phys. 67 (1971) 552, e referências aí contidas.

3. Celmaster, W. e Sivers, D.; Phys. Rev. D23 (1981) 227

4. Stevenson, P.M.; Phys. Rev. D23 (1981) 2916

5. Mignaco, J.A., Roditi, I.; Phys. Lett. 126B (1983) 481

6. Roditi, I. Tese de Doutorado, CBPF (1983)

7. Mignaco, J.A., Roditi, I., Phys. Lett. 128B (1983) 445

POTENCIAL EFETIVO PARA FÉRMIONS NA ELETRODINÂMICA BIDIMENSIONAL

Rogério Lopez Garcia
Instituto de Estudos Avançados
Centro Técnico Aeroespacial
12200 - S.J.Campos - SP

I. INTRODUÇÃO

Na Eletrodinâmica escalar o méson e o fóton adquirem massa em conseqüência de correções radiativas.[1] Este fenômeno é decorrente da chamada quebra espontânea de simetria, a qual em teorias quânticas de campo em espaços planos é melhor estudada com o auxílio da grandeza chamada potencial efetivo. São os seus pontos de mínimo, diferentes de zero, que determinam a existência de quebra espontânea de simetria. Neste artigo, analisando a Eletrodinâmica Bidimensional sem massa, mostramos que o potencial efetivo para férmions na aproximação de um loop. é nulo na regularização dimensional. Este resultado difere de um outro cálculo já realizado.[2]

II. O POTENCIAL EFETIVO

Consideremos a eletrodinâmica bidimensional descrita pela langrangiana

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\not{\partial}-\mu)\psi - e\bar{\psi}\not{A}\psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \bar{\eta}\psi + \bar{\psi}\eta +$$

$$+ J_\mu A^\mu + \frac{1}{2\xi} (\partial A)^2 \quad , \tag{1}$$

onde ψ é o spinor do elétron de carga e e massa μ, A_μ é o campo do fóton e

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\mu - \partial_\nu A_\mu \; . \tag{2}$$

Três termos de corrente $\bar{\eta}$, η e J_μ se acoplam aos campos ψ, $\bar{\psi}$ e A_μ, respectivamente. O termo em ξ é o fixador do gauge.

Vamos escolher a representação na qual $\gamma^0 = \sigma_1$, $\gamma^1 = i\sigma_2$, $g_{00} = 1$, $g_{11} = 1$, onde σ_i são as matrizes de Pauli.

A amplitude de vácuo a vácuo é dada em termo de integrais de caminho pela expressão:

$$<0^+|0^-> = \int d\psi d\bar{\psi} dA_\mu \exp\left[\frac{i}{h}\int d^2x\mathcal{L}\right] \tag{3}$$

O método da fase estacionária consiste no desenvolvimento de funcionais em torno dos pontos $\psi_0(\eta), \bar{\psi}_0(\bar{\eta})$ nos quais a ação é estacionária (a. quebra de simetria no campo fotônico não será considerada aqui):

$$i(\not{\partial}-\mu)\psi_0 + \eta = 0, \tag{4}$$

$$\bar{\psi}_0 \, (-i\overleftarrow{\not{\partial}}-\mu) + \bar{\eta} = 0. \tag{5}$$

Note-se que as equações (4) e (5) são descritas por variáveis de Grassmann[3] e que neste nível descrevem um sistema conhecido como pseudomecânica[4], na qual os campos clássicos anticomutam:

$$\{\psi_0,\bar{\psi}_0\}=\{\bar{\psi}_0,\bar{\psi}_0\}=\{\psi_0,\psi_0\}=\{\eta,\bar{\eta}\} = 0 \text{ , etc.} \tag{6}$$

O desenvolvimento é realizado escrevendo-se

$$\psi = \psi_0 + \tilde{\psi} \quad \text{e} \quad \bar{\psi} = \bar{\psi}_0 + \bar{\tilde{\psi}} \tag{7,8}$$

A lagrangiana (1) toma assim a forma

$$\mathcal{L} = L_0 + \bar{\tilde{\psi}}K\tilde{\psi} - e\tilde{\psi}\not{A}\tilde{\psi} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{2\xi}(\partial A)^2$$

$$- e\,\bar{\psi}_0 \not{A}\, \tilde{\psi} - e\,\bar{\tilde{\psi}} \not{A}\, \psi_0, \tag{9}$$

onde k é o operador

$$K = i\not{\partial}-\mu \tag{10}$$

Os propagadores mistos $\not{A}\tilde{\psi}$ e $\bar{\tilde{\psi}}\not{A}$ que aparecem na expressão (12) são eliminados pelo novo deslocamento dos campos[2]

$$\tilde{\psi} = \phi + \chi \quad \text{e} \quad \bar{\tilde{\psi}} = \bar{\phi} + \bar{\chi} \tag{11,12}$$

com

$$K\chi = e\not{A}\psi_0 \quad \text{e} \quad \bar{\chi}K = e\,\bar{\psi}_0\not{A} \,. \tag{13.14}$$

A partir deste ponto procede-se da maneira usual[5], obtendo-se para o potencial efetivo em um loop[2]

$$V_1 = -\frac{1}{2} \mathrm{Tr} \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} \ln([-k^2 g^{\mu\nu} + k^\mu k^\nu(1 + \frac{1}{\xi}) + e^2 \bar{\psi}_0\gamma^\mu \frac{(\not{k}+\mu)}{k^2-\mu^2} \gamma^\nu\psi_0].$$

$$\left[-\frac{g_{\nu\sigma}}{k^2} - \frac{k_\nu k_\sigma}{k^4} \xi \left(1 + \frac{1}{\xi}\right)\right] . \tag{15}$$

Se a massa do elétron for nula e $\xi = -1$ (gauge de Feynman) a expressão (18) se reduz a

$$V_1 = -\frac{1}{2(2\pi)^2} \operatorname{Tr}\int d^2k \ \ln\left[\delta^\mu_\sigma + M^\mu_\sigma\right] \tag{16}$$

onde

$$M^\mu_\sigma = \frac{2e^2}{k^4}\left(-Gk\,\delta^\mu_\sigma + G^\mu k_\sigma + k^\mu G_\sigma\right) , \tag{17}$$

$$G^0 = \frac{\psi_0^1\bar{\psi}_0^2 + \psi_0^2\bar{\psi}_0^1}{2} \tag{18}$$

e

$$G^1 = \frac{\psi_0^1\bar{\psi}_0^1 - \psi_0^2\bar{\psi}_0^2}{2i} \tag{19}$$

Vemos, usando as relações de anticomutação (9), que

$$(G^0)^i \ (G^1)^j = 0 \quad \text{se} \quad i + j \geq 3.$$

O logaritmo da expressão (19) toma então a forma simples

$$\ln\left[\delta^\mu_\sigma + M^\mu_\sigma\right] = M^\mu_\sigma - \frac{1}{2} M^\mu_\alpha M^\alpha_\sigma \tag{20}$$

É importante notar aqui que a expressão (20) é exata, não envolvendo qualquer aproximação, diferentemente do que ocorreria se M^μ_σ fosse um número complexo e não uma variável de Grassmann.

O traço pode agora ser calculado trivialmente, resultando

$$V_1 = \frac{+i}{2(2\pi)^2}\int d^2k \ \frac{4e^4}{k^8} \ k^2 \ G^2 . \tag{21}$$

Esta expressão é nula na regularização dimensional de Bollini-Giambiagi-'t Hooft-Veltman[6]:

$$V_1 = 0 .$$

Na integração da equação (19) se tivéssemos tratado a matriz M^μ_σ como um número complexo teríamos obtido o resultado incorreto[2]

$$V_1 = \frac{1}{16\sqrt{3}} (-4\, e^4 G^2)^{1/3} \tag{22}$$

III - CONCLUSÃO

Como cálculos que estamos realizando indicam que a nulidade do potencial efetivo obtida para o gauge de Feynman, pode ser estendida a outros gauges vemos que a massa do elétron não pode ser gerada por uma quebra espontânea de simetria até um loop. O potencial efetivo no caso do elétron com massa está sob investigação. Neste caso já sabemos que o potencial efetivo não se anula até um loop, mas a renormalização apresenta problemas devidos às divergências infravermelhas.

REFERÊNCIAS:

(1) S.Coleman and E.Weinberg, Phys. Rev. D 7 (1973) 1888

(2) M.J.Tuite, PhD Thesis, California, Irvine, 1976, não publicada. J.Phys. A 12 (1979) 135

(3) F.A.Berezin, "*The Method of Second Quantization*", Academic Press, New York and London, 1966.

(4) R.Casalbuoni, Nuovo Cimento 33 A (1976) 115

(5) J.Iliopolulos, C.Itzykson, A.Martin, Revs. Mod. Phys. 47 (1975) 165

(6) G.Leibbrandt, Revs. Mod. Phys. 47 (1975) 849.
C.G.Bollini, J.J. Giambiagi, Nuovo Cimento 12 B (1972) 20
G't Hooft, M.Veltman, Nucl. Phys. B 44 (1972) 189

UMA FORMULAÇÃO DE CAMPOS NO ESPAÇO DE FASE

A. Matos Neto†, J. A. Guedes†, J. D. M. Vianna

Departamento de Física, Instituto de Ciências Exatas
Universidade de Brasília, 70 910 - Brasília - DF
Brasília

Alguns anos atrás, Schemberg(1,2,3) introduziu campos $\Psi(x, p, t)$ chamados por ele super-clássicos. Uma das motivações para a introdução desses campos foi mostrar que os métodos de segunda quantização podiam ser aplicados à equação de Liouville. Na realidade, Schemberg também demonstrou que os métodos de segunda quantização podem ser aplicados, de forma geral, a sistemas descritos por equações diferenciais lineares no tempo.

A densidade Lagrangeana para esse campo $\Psi(x, p, t)$ é

$$\mathcal{L} = i\dot{\Psi}^*(\tau,t)\Psi(\tau,t) - \Psi^*(\tau,t)\, L_c(\tau)\Psi(\tau,t) - \int \Psi^*(\tau,t)\Psi^*(\tau',t) L_p(\tau,\tau')\Psi(\tau',t)\Psi(\tau,t)\, d\tau'$$

$$\text{com} \begin{cases} L_c(\tau) = -\dfrac{ip}{M}\dfrac{\partial}{\partial q}\,, \qquad \tau = (q,p) = (q_1,q_2,q_3,p_1,p_2,p_3) \\ L_p(\tau,\tau') = i\left\{ \dfrac{\partial}{\partial q}V(q,q')\cdot\dfrac{\partial}{\partial p} + \dfrac{\partial}{\partial q'}V(q,q')\cdot\dfrac{\partial}{\partial p'} \right\} \end{cases}$$

O princípio de ação fornece a equação do campo

$$i\frac{\partial}{\partial t}\Psi(\tau,t) = L_c(\tau)\Psi(\tau,t) + \int \Psi^*(\tau',t)\, L_p(\tau,\tau')\Psi(\tau',t)\Psi(\tau,t)\, d\tau'$$

O uso dos métodos da álgebra multilinear(4) (espaço de Fock) permite construir

$$\chi(t) = \theta_0\chi_0 + \sum_{N=1}^{\infty}\frac{1}{\sqrt{N!}}\int \theta_N(\tau_1,\ldots,\tau_N;t)\,\chi(\tau_1,\ldots,\tau_N)\,d\tau_1\ldots d\tau_N$$

$$\text{com} \begin{cases} \chi(\tau_1,\ldots,\tau_N) = \hat{\Psi}^*(\tau_1)\ldots\hat{\Psi}^*(\tau_N)\chi_0\,, \\ \hat{N}_{op} = \int \hat{\Psi}^*(\tau)\hat{\Psi}(\tau)\,d\tau \end{cases}$$

---

† Instituto de Física - Universidade Federal da Bahia
40 000 - Salvador - BA - Brasil

e obter-se a equação dinâmica

$$i\frac{\partial}{\partial t}\chi(t) = \hat{K}\,\chi(t)$$

com $$\hat{K} = \int \hat{\Psi}^*(\tau,t) L_c(\tau)\hat{\Psi}(\tau,t)\,d\tau + \frac{1}{2}\int \hat{\Psi}^*(\tau,t)\hat{\Psi}^*(\tau',t) L_p(\tau,\tau')\hat{\Psi}(\tau',t)\hat{\Psi}(\tau,t)\,d\tau\, d\tau'$$

Seguem então interpretações físicas conhecidas da formulação de campos usual. Por exemplo, as grandezas físicas são representadas por operadores hermitianos $\hat{F}_{op}$ atuando nos elementos do espaço de Fock construído

$$\hat{F}_{op} = \frac{1}{N!}\int \hat{\Psi}^*(\tau_1)\ldots\hat{\Psi}^*(\tau_N)\,F(\tau_1\ldots\tau_N)\,\hat{\Psi}(\tau_N)\ldots\hat{\Psi}(\tau_1)\,d\tau_1\ldots d\tau_N$$

e o valor esperado da grandeza física representada por $\hat{F}_{op}$ no instante t é:

$$\langle \hat{F}_{op} \rangle = \left(\chi(t), \hat{F}_{op}\chi(t)\right)$$

onde $F(\tau_1,\ldots,\tau_n)$ são funções definidas sobre o espaço de fase ou mesmo operadores envolvendo derivadas.

M. Schemberg utilizou esse campo em uma formulação da Mecânica Estatística Clássica. Com efeito, considernado sub-espaços do espaço de Fock caracterizados pelo auto-valor n de $\hat{N}_{op}$ encontra-se que

$$i\frac{\partial}{\partial t}\theta_N(\tau_1,\ldots,\tau_N;t) = L_N\theta_N(\tau_1,\ldots,\tau_N;t)$$

com $\hat{L}_n$ o operador de Liouville de um sistema de n-partículas interagindo via um potencial $V(q\ ,\ q')$, ou seja;

$$L_N = \sum_{i=1}^{N} L_c(\tau_i) + \frac{1}{2}\sum_{i,j=1}^{N}{}' L_p(\tau_i,\tau_j)$$

Isto permite considerar a formulação em termos dos vetores (t) como uma "segunda quantização" aplicada a equação de Liouville.

Com essa interpretação os $\chi(t)$ representam os possíveis estados de um Grand-Ensemble; a densidade de probabilidade de, numa extração aleatória no Grand-Ensemble, tirar-se, um sistema com N partículas no estado dinâmico $(\tau_1,\ldots,\tau_N)$ no instante t é dada por

$$\left|\theta_N(\tau_1,\ldots,\tau_N;t)\right|^2$$

Realmente há a possibilidade de se aplicar a teoria formulada por Schemberg a sistemas de muitas partículas e ao desenvolvimento de uma teoria geral para processos do não-equilíbrio[5]. Mas também podemos nos preocupar em explorar seus aspectos de uma teoria de campos.

No presente trabalho vamos apresentar algum dos aspectos desses dois enfoques. De um lado, utilizando o método do resolvente pretendemos obter o que o corresponde à teoria de Hugenholtz da formulação quântica de muitas partículas visando aplicações a gases, por exemplo; de outro, extendemos aos campos $\Psi(\tau, t)$ métodos conhecidos da teoria quântica de campos usual. Assim, mostramos que com a hipótese adiabática,

$$\hat{K}(\varepsilon) = \hat{K}_0 + \gamma e^{-\varepsilon|t|}\hat{K}_1 \qquad \begin{cases} \varepsilon > 0 \\ \gamma = \text{constante de acoplamento.} \end{cases}$$

os auto-estados de $\hat{K}, |\Phi\rangle$, com auto-valor zero podem ser encontrados a partir dos auto-estados de $\hat{K}_0, |\Phi_0\rangle$ através da relação

$$|\Phi\rangle = \lim_{\varepsilon \to 0} \hat{U}_I(0, -\infty; \varepsilon)|\Phi_0\rangle$$

com $$\hat{U}_I(t, t_0) = \mathbb{1} + \sum_{N=1}^{\infty} \frac{(-i)^N}{N!} \int_{t_0}^{t} dt_1 \dots \int_{t_0}^{t} dt_N \, T\left(\hat{K}_I(t_1) \dots K_I(t_N)\right)$$

sendo T o operador cronológico de Dyson.

Esse procedimento pode ser aplicado no estudo da resposta de sistemas à perturbação externa[6], quando se tem

$$\hat{K}_{TOTAL} = \hat{K}_{INT} + e^{-\varepsilon|t|}\hat{K}_{EXT}$$

levando a

$$\left(\Delta\hat{F}_{op}(t)\right)_N = (-1)^N \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \dots \int_{-\infty}^{+\infty} dt_N \, e^{-\varepsilon(|t_1| + \dots + |t_N|)} \hat{G}_{N+1}\left(\hat{F}_{op}(t), \hat{K}_{EXT}(t_1), \dots, \hat{K}_{EXT}(t_N)\right)$$

com $$\hat{G}_{N+1}\left(\hat{F}_{op}(t), \hat{K}_{EXT}(t_1), \dots \hat{K}_{EXT}(t_N)\right) = (i)^N \theta(t-t_1) \dots \theta(t_{N-1}-t_N)\left[\dots\left[\hat{F}_{op}(t), \hat{K}_{EXT}(t_1)\right]_- \dots \hat{K}_{EXT}(t_N)\right]_-$$

sendo, portanto, $\hat{G}_{N+1}$ o operador de Green retardado a (N+1) campos.

Atualmente estamos analisando produtos de operadores de campo ordenados no tempo

$$g_{2N}(1, 2, \dots, N | 1', 2', \dots, N') = \frac{(-i)^N \langle\Phi| T\left(\hat{\Psi}(1) \dots \hat{\Psi}(N) \hat{\Psi}^*(N') \dots \hat{\Psi}^*(1')\right)|\Phi\rangle}{\langle\Phi|\Phi\rangle},$$

$(1) \equiv (q_1, p_1, t_1)$, $(1') \equiv (q'_1, p'_1, t'_1)$, ...

Para isso, estamos utilizando dois desenvolvimentos principais:

I) Uso do teorema de Gell-Mann e Low[7] para encontrar a série perturbativa que deverá nos permitir - (ao desenvolver sua representação gráfica) - encontrar procedimentos de truncamento fácilmente interpretáveis do ponto de vista físico.

II) Uso da equação de movimento para o campo super-clássico $\hat{\Psi}(r,t)$, o que permite encontrar equações de movimento satisfeitas por $g_N(1,\ldots N/1',\ldots,N')$.

Esperamos mostrar que estas funções satisfazem a um sistema de equações que é uma generalização do sistema B.G.K.B.Y., (que é satisfeito pelas funções distribuição reduzidas da Mecânica Estatística Clássica), fato que pode ser compreendido ao considerarmos:

$$g_2(1|1^+) = \frac{(-i)^2\langle\Phi|\hat{\Psi}^*(q,p)\Psi(q,p)|\Phi\rangle}{\langle\Phi|\Phi\rangle} = (-i)^2 \lim_{t_1 \to t_1^+} \frac{\langle\Phi|\hat{\Psi}^*(1)\Psi(1')|\Phi\rangle}{\langle\Phi|\Phi\rangle}$$

o que dá $g_2(1|1') = f_1(q,p)$.

Um outro fato que se espera obter com essas funções são informações sobre estados do não-equilíbrio, tendo em vista seu caráter de propagador.

REFERÊNCIAS

1. Schemberg, M. - Il N. Cimento, IX (12), 1139 (1952).
2. ____________. - Il N. Cimento, X (4), 419 (1953).
3. ____________. - Il N. Cimento, X (6), 697 (1954)
4. VIANNA, J. D. M. - Notas do Curso "Eletrodinâmica Quântica - Dep. Fis.UnB
5. Trabalhos nessa direção estão sendo desenvolvidos em Brasília - Departamento de Física - UnB.
6. MATOS NETOS, A. - Tese de Mestrado - Instituto de Física - UFBa (1982).
7. MATOS NETO, A. e VIANNA, J. D. M. - Teorema de Gell-Mann e Low em Mec. Estatística - Separata - Departamento de Física - UnB.

SOLUÇÕES QUASE-ESFÉRICAS DE SZEKERES[1,2]

Manoelito Martins de Souza

Uma nuvem de pó, irrotacional, sem pressão, em colapso gravitacional

$ds^2 = dt^2 + X^2 dr^2 + Y^2(dx^2 + dy^2 = d\zeta d\bar{\zeta}) \quad \zeta = x + iy$

$G_{\mu\nu} = T_{\mu\nu} = \rho U_\mu U_\nu \; ; \; U_\mu = \delta_{\mu 0}$ (comoving coord.)

$G_{0i} = 0 \Rightarrow Y = \phi(r,t)/P(r,x,y); \; X = P\, Y'/W(r) \quad$ (restrição: $Y' \neq 0$) $\quad Y' \equiv \frac{dY}{dr}$

$g_{\mu\nu}$ seria esfericamente simétrica se P não dependesse de x e de y

$P = a(r)\zeta\bar{\zeta} + b(r)\zeta + \bar{b}(r)\bar{\zeta} + c(r) \; ; \; \zeta = x + iy$

com $ac - b\bar{b} = 1/4 = f^2 + g^2 + 1/4 \; ; \; b = f + ig$

$G_{ij} = 0 \quad \dot{\phi}^2 = W(r)^2 - 1 + S(r)/\phi(r,t)$

$$G_{00} = \rho \Rightarrow \rho = \frac{PS' - 3SP'}{\phi^2 (P\phi' - \phi P')}$$

NOTAS:

i) t é um tempo cosmológico ($\Leftarrow$ coord. comóveis);

ii) Toda assimetria está contida em $P = a\left[\left(\zeta + \frac{\bar{b}}{a}\right)\left(\bar{\zeta} + \frac{b}{a}\right) + \frac{1}{4a^2}\right] > 0 \;, a > 0$

iii) Para r=const. pode-se sempre escolher ($\zeta \to \zeta' = 2a + 2\bar{b}$, tal que) $a = c = 1/2, \; f = g = 0$

iv) As superfícies r=const., t= const., S_{rt} são esféricas.

$$ds^2_{rt} = Y^2 d\zeta d\bar{\zeta} = (\phi/P)^2 d\zeta d\bar{\zeta} = \phi(r,t)^2 (d\theta^2 + \operatorname{sen}^2\theta\, d\phi^2)$$

Mas a distribuição de massa em S_{rt} não é esférica, é dipolar:

v) Diferentes valores de r $\Rightarrow S_{rt}$ não concêntricas e diferentes orientações dipolares.

vi) Não tem vetores de Killing.[3]

vii) Não irradia ondas gravitacionais.[4,5]

MODELO NEWTONIANO (ESPAÇO CHATO)

(que nos servirá de idéia-guia)

Deve ter por construção as seguintes propriedades (comuns à métrica de Szekeres):

1) Não ter vetores de Killing;

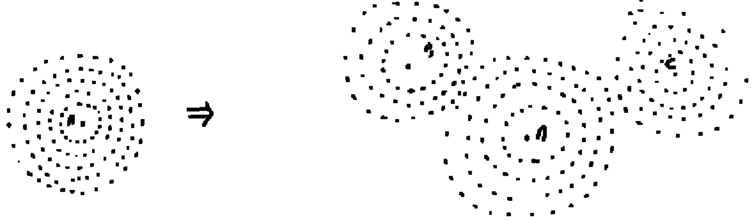
2) Corresponder a um fluido irrotacional;

3) Ter duas singularidades em ρ (como Szekeres, em $\phi = 0$ e $\phi_1 P = P_1 \phi$)

4) Não irradiar ondas gravitacionais. $\quad \phi' P = P' \phi$

Começamos com uma distribuição esférica de massas, centradas em um ponto

A. De um outro ponto B, tomamos uma sub-distribuição de massa, também esférica (com centro em B) e a carregamos para um terceiro ponto C.



Distribuição esférica

$\rho(\vec{r},t) = \rho_S(|\vec{r}-\vec{R}|,t)$

3 distribuições esféricas superpostas; uma de massa negativa com centro na B, formando um "dipolo" com a outra C.

$$\rho(\vec{r},t) = \rho_S(|\vec{r}-\vec{R}|,t) + \rho_A(|\vec{r}-\vec{C}|,t) - \rho_A(|\vec{r}-\vec{B}|,t)$$

Checando:

1) Não tem vetores de Killing, a não ser que A, B e C sejam colineares.

2) É um fluido irrotacional.

3) $\rho(\vec{r},t)$ tem duas singularidades: C e A, pontos de concentração crescente de massa. Em B, a densidade tende para zero.

4) Por ser $\rho(\vec{r},t) = \rho_{\text{"monopolo"}} + \rho_{\text{"dipolo"}}$, não ficaríamos surpresos se se demonstrasse que este sistema não irradia.

PROPRIEDADES DO MODELO NEWTONIANO

(compartilhadas também, como veremos, por Szekeres)

1) Existe um plano de simetria especular. S_M

É o plano definido pelos pontos A, B e C.

Adotaremos um sistema de coordenadas cartesianas com centro em A ($\vec{A}=0$) e tal que S_M é dado por $y=0$.

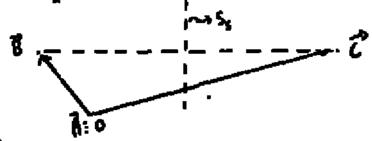
$$\rho(x,y,z,t) = \rho(x,-y,z,t)$$

2) Existe um plano (e somente um) de simetria esférica, S_S onde

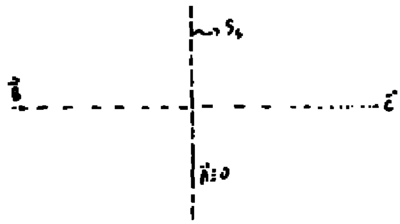
$$\rho(\vec{r},t) = \rho(|\vec{r}|,t)$$

É o plano dado por $\rho_A(|\vec{r} - \vec{B}|, t) = \rho_A(|\vec{r} - \vec{C}|, t)$

ou $(\vec{B} - \vec{C})\,(\vec{r} - \frac{\vec{B}+\vec{C}}{2}) = 0$, equação do plano bissector, perpendicular a $\vec{B} - \vec{C}$.



Fazendo $|\vec{B}| = |\vec{C}|$, S_S passa pela origem.



3) S_S é o plano de anti-simetria para $\Delta\rho_A(\vec{r},t) = \rho(\vec{r},t) - \rho_S(|\vec{r}|,t)$

S_S é perpendicular a S_H. Tomando-o como o plano x=0,

$$\Delta\rho(x,y,z,t) = -\Delta\rho(-x,y,z,t)$$

$$\Delta\rho(x=0,y,z,t) = 0$$

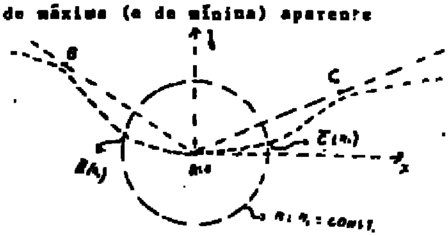
4) O sistema tem 3 grãus de liberdade associados às coordenadas:

As coordenadas dos 3 pontos A,B e C, correspondem a 9 grãus de liberdade.

$\vec{A}=0 \Rightarrow -3$ / A,B,C $\in S_H(y=0) \Rightarrow -2$ / $|\vec{B}| = |\vec{C}| \Rightarrow -1 \therefore 9-6=3$

Estes três grãus de liberdade correspondem às funções arbitrárias a(r), f(r), g(r) e C(r) com $ac = f^2+g^2+1/4$ e que para r=const. podem ser absorvidas na definição de novas coordenadas: $\zeta \to \zeta' = 2a\zeta + 2\bar{b} \Rightarrow a=c=1/2$ e $f=g=b=0$.

5) Pontos de máxima (e de mínima) aparente



Curva $O\bar{C}$: lugar geométrico dos pontos de máximo aparente $\bar{C}$.

Curva $O\bar{B}$: " " " " " mínimo " $\bar{B}$.

NOTA: $\theta_{\bar{C}} = \theta_{\bar{C}}(r)$ $\theta_{\bar{B}} = \theta_{\bar{B}}(r)$

PROPRIEDADES DAS SOLUÇÕES DE SZEKERES (QUASE-ESFÉRICAS)

1) Existe uma e somente uma superfície de simetria esférica, S_S.

Equação de S_S: $P_1 = F(r)P$, onde $F(r)$ é função a ser determinada.

$$\Rightarrow \quad (\Sigma_1 - \Sigma F)r + (D_1 - DF)z + 2(f - f_1 F)x - 2(g - g_1 F)y = 0 \qquad ; \; f_1 = \frac{\partial f}{\partial r} ; \; g_1 = \frac{\partial g}{\partial r} , \; \&$$

onde $\Sigma = a + c > 0$, $D = a - c$ e (x, y, z) são coordenadas quase cartesianas.

$\Sigma_1 - \Sigma F$ dá a intersecção de S_S com as linhas cordenadas.

Escolhendo (sem perda de generalidade) um sistema de coordenadas com origem em S_S, $\Rightarrow F = \Sigma_1 / \Sigma$.

Aplicando uma transformação de coordenadas (rotação)

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\mu \cos\nu & -\cos\mu \operatorname{sen}\nu & -\operatorname{sen}\mu \\ \operatorname{sen}\nu & \cos\nu & 0 \\ \operatorname{sen}\mu \cos\nu & -\operatorname{sen}\mu \operatorname{sen}\nu & \cos\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} \quad \text{com } \operatorname{tg}\mu = \frac{(D,\Sigma)}{2(f,\Sigma)} \; ; \; \operatorname{tg}\nu = \frac{-2(g,\Sigma)}{\sqrt{(D,\Sigma)^2 + 4(f,\Sigma)^2}} ,$$

$$\Rightarrow \quad S_S : \; mx' = 0 \qquad \text{com } m^2 = (D,\Sigma)^2 + 4(f,\Sigma)^2 + 4(g,\Sigma)^2 \quad \text{com } (D,\Sigma) = D_1\Sigma - D\Sigma_1$$

$m = 0 \Longleftrightarrow e_1/e = c_1/c = f_1/f = g_1/g$ (Restrição que reduz Szekeres a Schwarzschild, *evidentemente evitada*).

Única solução: $x = 0$.

2) $\Delta\rho_A = \rho(\vec{r}, t) - \rho_S(|\vec{r}|, t) = ?$

$$\phi^2 f'(\vec{r}, t) = \frac{S_1 P - 3SP_1}{\phi_1 P - \phi P_1} + \left(H(r) - H(r)\right) = H + \frac{P_1(S_1 - H\phi_1) - P_1(3S - H\phi)}{\phi_1 P - \phi P_1}$$

$$H = \frac{S_1 - 3SF}{\phi_1 - F\phi} = \frac{\Sigma S_1 - 3S\Sigma_1}{\Sigma\phi_1 - \phi\Sigma_1} \Rightarrow \quad \phi^2 \Delta\rho_A = -\varkappa \frac{m(3S - H\phi)}{2r(\phi_1 P - \phi P_1)\operatorname{sen}^2\frac{\theta}{2}}$$

$$\Uparrow$$

3) Hipersuperfície de Simetria Especular, S_M

$2r \operatorname{sen}^2\theta/2(\phi_1 P - \phi P_1) = xA(r,t) + (\Sigma\phi_1 - \Sigma_1\phi)(r + B(r)y + C(r)z)$

Nova mudança de coordenadas (sem alterar os resultados anteriores):

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ y\cos\eta - z\operatorname{sen}\eta \\ z\cos\eta - y\operatorname{sen}\eta \end{pmatrix} \Rightarrow 2r\operatorname{sen}^2\frac{\theta}{2}(\phi_1 P - \phi P_1) = A(r,t)x + (\Sigma_1\phi - \Sigma\phi_1)\left(r + \sqrt{B^2 + C^2}\, z\right)$$

$$\Rightarrow \quad \phi^2 \Delta\rho_M = -\varkappa \frac{m^2(3S - H\phi)}{x A(r,t) + (\Sigma,\phi)\left(J(r)z + K(r)\right)}$$

$\rho(r,t)$ é uma função par em y. $\Rightarrow$ $y = 0$ é uma hipersuperfície de simetria especular.

$S_M : y = 0$, $S_S : x = 0$

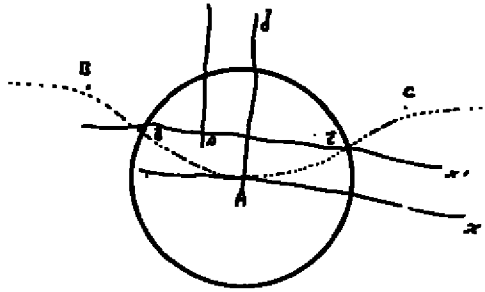
4) Máximos e Mínimos Aparentes

$$\left.\frac{\partial \rho}{\partial \phi}\right|_{m,n} = 0 \Rightarrow \qquad \phi_{\bar{B}} = 0 \qquad \phi_{\bar{C}} = \pi$$

$$\left.\frac{\partial \rho}{\partial \theta}\right|_{m,n} = 0 \Rightarrow \quad \theta_{\bar{B}} = \theta_{\bar{C}} = \cos^{-1}\left[\frac{J(r)}{K(r)}\right]$$

Os pontos B e C pertencem a S_M (definida por y=0 ou sinϕ=0) e os pontos $\bar{B}$ e $\bar{C}$ são funções de r, como no modelo newtoniano.

5) Podemos agora entender a transformação de coordenadas: $\big| \to \big\{ {}^{1} : zz \big\} + z\bar{b}$



Curva A-x: geodésica tipo espaço: linha das coordenadas x.

" A-z: " " " ; " " " z.

Ponto D: centro da Superfície esférica $r=r_1$=const.

Curva $\bar{B}D\bar{C}$: geodésica tipo espaço: linha das novas coordenadas x'.

" Dz': " " " ; " " " " z'.

A transformação de coordenadas em questão carrega o ponto A (origem do sistema de coordenadas e centro de ρ_S) para o ponto D, centro da hiperesfera $r=r_1$. Então, nas novas coordenadas, os pontos $\bar{B}$, D e $\bar{C}$ estão alinhados e portanto, a esfera $r=r_1$ tem simetria axial (ao longo de x'x').

Os cálculos confirmam:

$$\phi'_{\bar{B}} = 0 \qquad \phi'_{\bar{C}} = \pi \qquad\qquad \theta'_{\bar{B}} = \theta'_{\bar{C}} = \frac{\pi}{2}$$

$$\phi^2 \Delta \rho_A = - x \frac{M(r)}{x N(r,t) + Q(r,t)} , \qquad M, N \text{ e } Q \text{ são funções de } r$$

Outra hiperesfera $r=r_2$=const. $\neq r_1$ terá centro em D' $\neq$ D.

AS PROPRIEDADES PERMUTACIONAIS DOS ESTADOS DE ALTOS SPINS E SUAS APLICAÇÕES EM SIMETRIAS DAS EQUAÇÕES RELATIVÍSTICAS DE ALTOS SPINS

J. JAYARAMAN E MARIA ASSUNTA SILVA NOBRE
DEPARTAMENTO DE FÍSICA (CCEN), UNIVERSIDADE FEDERAL
DA PARAÍBA, JOÃO PESSOA (PB).

1. UM NOVO COMPORTAMENTO PERMUTACIONAL DOS ESTADOS DE SPIN $\frac{3}{2}$ $(\frac{5}{2})$

Deduzimos um novo comportamento permutacional exibido pelos estados constituintes de spin $\frac{3}{2}$(spin $\frac{5}{2}$)

spin $\frac{3}{2}$:

$$u = \begin{pmatrix} |\frac{3}{2}\ -\frac{3}{2}> \\ |\frac{3}{2}\ \frac{3}{2}> \end{pmatrix} , \quad v = \begin{pmatrix} |\frac{3}{2}\ \frac{1}{2}> \\ |\frac{3}{2}\ -\frac{1}{2}> \end{pmatrix} \qquad (1.1)$$

(spin $\frac{5}{2}$):

$$w = \begin{pmatrix} |\frac{5}{2}\ \frac{5}{2}> \\ |\frac{5}{2}\ -\frac{5}{2}> \end{pmatrix} , \quad u = \begin{pmatrix} |\frac{5}{2}\ -\frac{3}{2}> \\ |\frac{5}{2}\ \frac{3}{2}> \end{pmatrix} , \quad v = \begin{pmatrix} |\frac{5}{2}\ \frac{1}{2}> \\ |\frac{5}{2}\ -\frac{1}{2}> \end{pmatrix} \qquad (1.2)$$

sob o grupo simétrico $S_3(S_4)$ definido no espaço de spin $\frac{3}{2}$ (spin $\frac{5}{2}$), cujos elementos de transposição $P(ij) \otimes I(2\times2)$ são expressos sucintamente pelas seguintes relações:

spin $\frac{3}{2}$: $[P(jk) \in [21]$ de $S_3]$

$$P(jk) \otimes I(2\times2) = A_i = S_i^2 - \frac{5}{4} = \left[-\frac{1}{2}(s_i+1)\right] \otimes I(2\times2)$$

$$(i \neq j \neq k \neq i;\ i,j,k=1,2,3) \qquad (1.3)$$

(spin $\frac{5}{2}$) : $\left[P(jk) \in [21^2] \text{ de } S_4\right]$

$$P(13) \otimes I(2x2) = \frac{1}{(20-12\sqrt{5})}\left[(s_1+s_2)^2+(2\sqrt{5}-6)(s_1+s_2)-20\right] \otimes I(2x2) \quad (1.4a)$$

$$P(24) \otimes I(2x2) = \frac{1}{(20+12\sqrt{5})}\left[(s_1+s_2)^2-(6+2\sqrt{5})(s_1+s_2)-20\right] \otimes I(2x2) \quad (1.4b)$$

$$P(34) \otimes I(2x2) = \frac{1}{32}\left[(s_1-s_2)^2-4\sqrt{7}(s_1-s_2)-32\right] \otimes I(2x2) \quad (1.4c)$$

as quais envolvem quadrados(polinomiais) das matrizes S_i (i=1,2,3) de spin $\frac{3}{2}$ (spin $\frac{5}{2}$) realizadas na base (1.1)((1.2) numa forma de produto direto.

$$S_i = s_i \otimes \frac{\sigma_i}{2} \quad , \quad (i = 1,2,3) \; , \quad (1.5)$$

empregada anteriormente por F.E.A. dos Santos e J. Jayaraman (1,2), cujos os σ_i são as matrizes bidimensionais de Pauli

$$\sigma_i\sigma_j = \delta_{ij} + i\epsilon_{ijk}\sigma_k \qquad (i,j=1,2,3) \quad (1.6)$$

e as s_i satisfazendo as seguintes propriedades:

spin $\frac{3}{2}$:

$$[s_i,s_j]_+ = 2s_k, (i\neq j\neq k\neq i); \; s_i^2 = -2s_i+3, (i = 1,2,3); \; \sum_{i=1}^{3} s_i = -3$$

(1.7a,b,c)

(spin $\frac{5}{2}$):

$$[s_i,s_j]_+ = 2s_k \, , \quad (i\neq j\neq k\neq i); \; s_i^3 = 3s_i^2+13s_i-15, (i=1,2,3) \quad (1.8a,b)$$

(1.8c)

$$\sum_{i=1}^{3} s_i^2 = 35$$

Usando-se as equações (1.5,6,7,(8)) tem-se

$$\text{spin } \frac{3}{2}: \; I(2x2) \otimes \frac{1}{2}\sigma_i = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}\sigma_i & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}\sigma_i \end{pmatrix} = \frac{1}{6}(7S_i-4S_i^3), \; (i = 1,2,3) \quad (1.9)$$

(spin $\frac{5}{2}$):

$$I(3\times3)\otimes\frac{1}{2}\sigma_1=\begin{pmatrix}\frac{1}{2}\sigma_1 & & \\ & \frac{1}{2}\sigma_1 & \\ & & \frac{1}{2}\sigma_1\end{pmatrix}=\frac{1}{120}(149S_1-120S_1{}^3+16S_1{}^5) \qquad (1.10)$$

que definem as matrizes de spin de Pauli (1.6) independentemente nos pares de estados u e v de (1.1)(w, u e v de (1.2)), os quais comportam-se como dupletos sob as operações (1.9)((1.10)) do tipo spin $\frac{1}{2}$ de SU(2).

Segue-se, de maneira direta, das estruturas de produto direto envolvidas a comutatividade de P(IJ) $\otimes$ I(2x2) (eqs. (1.3,(4))) com a soma direta das matrizes de Pauli das equações (1.9,(10)), a qual estabelece que os pares de estados u e v de spin $\frac{3}{2}$ (w,u e v de spin $\frac{5}{2}$) constituem as funções básicas para a representação irredutível [21]([21^2]) de $S_3(S_4)$.

2. UMA ESTRUTURA DE PRODUTO DIRETO PARA AS MATRIZES DE SPIN SEMI-INTEIRO (S) E AS MATRIZES DE PAULI NO ESPAÇO DE SPIN S. UMA GENERALIZAÇÃO CONJETURADA DO COMPORTAMENTO PERMUTACIONAL DOS ESTADOS DE SPIN S.

As propriedades de simetria dos elementos matriciais de J_1 e J_2 (J_1 são as matrizes de spin S na convenção usual (Schiff[3]))

$$(J_1)_{M+1,M}=(J_1)_{M,M+1}=(J_1)_{-M,-M-1}=(J_1)_{-M-1,-M}=\frac{1}{2}A_{SM} \qquad (2.1a)$$

$$(J_2)_{M+1,M}=-(J_2)_{M,M+1}=(J_2)_{-M,-M-1}=-(J_2)_{-M-1,-M}=-\frac{i}{2}A_{SM} \qquad (2.1b)$$

$$A_{SM}=\sqrt{S(S+1)-M(M+1)} \qquad (2.1c)$$

nos sugerem uma nova representação para as matrizes $S_i\,(i=1,2,3)$ de spin realizada na base

$$|SS\rangle,\ |S\,-S\rangle,\ |S\,-S+1\rangle,\ |S\,S-1\rangle,\ldots,\ |S\tfrac{1}{2}\rangle,\ |S\,-\tfrac{1}{2}\rangle\quad (S=2n+\tfrac{1}{2}) \tag{2.2a}$$

$$|S\,-S\rangle,\ |SS\rangle,\ |S\,S-1\rangle,\ |S\,-S+1\rangle,\ldots,|S\tfrac{1}{2}\rangle,|S\,-\tfrac{1}{2}\rangle\quad (S=(2n+1)+\tfrac{1}{2}) \tag{2.2b}$$

$$(n=0,1,2\ldots)$$

na qual as matrizes S_i adquirem as seguintes formas de produto direto:

$S = 2n+\frac{1}{2}$ $(n = 0,1,2,\ldots)$:

$$S_1=\begin{bmatrix} 0 & A_{SS-1} & 0 & . & 0 \\ A_{SS-1} & 0 & A_{SS-2} & . & 0 \\ 0 & A_{SS-2} & 0 & . & 0 \\ . & . & . & . & . \\ 0 & 0 & 0 & . & A_{S-\frac{1}{2}} \end{bmatrix} \otimes \frac{\sigma_1}{2} = s_1 \otimes \frac{\sigma_1}{2} \tag{2.3a}$$

$$S_2=\begin{bmatrix} 0 & A_{SS-1} & 0 & . & 0 \\ A_{SS-1} & 0 & -A_{SS-2} & . & 0 \\ 0 & -A_{SS-2} & 0 & . & 0 \\ . & . & . & . & . \\ 0 & 0 & 0 & . & A_{S-\frac{1}{2}} \end{bmatrix} \otimes \frac{\sigma_2}{2} = s_2 \otimes \frac{\sigma_2}{2} \tag{2.3b}$$

$$S_3=\begin{bmatrix} S & 0 & 0 & . & 0 \\ 0 & -(S-1) & 0 & . & 0 \\ 0 & 0 & (S-2) & . & 0 \\ . & . & . & . & . \\ 0 & 0 & 0 & . & \frac{1}{2} \end{bmatrix} \otimes \frac{\sigma_3}{2} = s_3 \otimes \frac{\sigma_3}{2} \tag{2.3c}$$

$S = (2n+1) + \frac{1}{2}$ $(n = 0,1,2,\ldots)$:

$$S_1 = s_1' \otimes \frac{\sigma_1}{2}\ , \quad s_1' = -s_1\ , \quad \sigma_1' = -\sigma_1\ , \quad \sigma_2' = -\sigma_2\ , \quad \sigma_3' = \sigma_3 \tag{2.4}$$

Com o uso de operadores de projeção

$$\Lambda_\nu^1(S_1) = \prod_{\substack{\mu\neq\nu \\ \mu=-S}}^{S} \frac{(S_1-\mu)}{(\nu-\mu)}\ , \quad \Lambda_\nu^1\,\Lambda_\rho^1 = \Lambda_\nu^1\,\delta_{\nu\rho} \tag{2.5a}$$

e

$$\Lambda_\nu^1(\tfrac{1}{2}s_1) = \prod_{\mu\neq\nu}^{S} \frac{(\frac{1}{2}s_1-\mu)}{(\nu-\mu)} = \prod_{\substack{\mu\neq\nu \\ \mu=\frac{1}{2}}}^{S} \frac{(\frac{1}{2}s_1-(-1)^{(|\mu|-\frac{1}{2})}|\mu|)}{(\nu-(-1)^{(|\mu|-\frac{1}{2})}|\mu|)} \tag{2.5b}$$

e da estrutura de produto direto (2.3a-c) mostra-se, após alguns cálculos, que

$$I\left[(S+\tfrac{1}{2})\times(S+\tfrac{1}{2})\right]\otimes\frac{\sigma_1}{2} = \begin{pmatrix} \frac{1}{2}\sigma_1 & & & \\ & \frac{1}{2}\sigma_1 & & \\ & & \ddots & \\ & & & \frac{1}{2}\sigma_1 \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{2}\sum_{|\nu|=\frac{1}{2}}^{S}(-1)^{(|\nu|-\frac{1}{2})}\left(\Lambda_{|\nu|}^1(S_1)-\Lambda_{-|\nu|}^1(S_1)\right), \tag{2.6}$$

a qual fornece a soma direta de $(S+\frac{1}{2})$ matrizes de spin de Pauli bidimensionais no espaço de spin S.

Segue-se, também, de (2.3) e (2.6) a seguinte expressão para $s_1 \otimes I(2\times2)$:

$$s_1 \otimes I(2\times2) = 2\sum_{|\nu|=\frac{1}{2}}^{S}(-1)^{(|\nu|-\frac{1}{2})}|\nu|\left(\Lambda_{|\nu|}^1 - \Lambda_{-|\nu|}^1\right) \tag{2.7}$$

De (2.2,3,6) conclui-se que as matrizes $\frac{\sigma_I}{2}$ são definidas independentemente nos pares de estados:

$S = 2n+\frac{1}{2}$ (n = 0,1,2,...)

$$\begin{pmatrix} |SS> \\ |S-S> \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} |S\ -S+1> \\ |S\ \ S-1> \end{pmatrix} \ \ldots\ldots \ \begin{pmatrix} |S\ -\frac{3}{2}> \\ |S\ \ \frac{3}{2}> \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} |S\ \ \frac{1}{2}> \\ |S-\frac{1}{2}> \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

$S = (2n+1) + \frac{1}{2}$ (n = 0,1,2,...)

$$\begin{pmatrix} |S\ -S> \\ |S\ \ S> \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} |S\ S-1> \\ |S\ -S+1> \end{pmatrix} \ \ldots\ldots \ \begin{pmatrix} |S\ -\frac{3}{2}> \\ |S\ \ \frac{3}{2}> \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} |S\ \ \frac{1}{2}> \\ |S-\frac{1}{2}> \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Fizemos, também, uma interessante conexão da relação (2.6) com a equação de onda relativística de Fushchich[4] et al para qualquer spin semi-inteiro, utilizando a representação de helicidade.

Baseado nos padrões semelhantes de comportamento permutacional observado para os casos de spins $\frac{3}{2}$ e $\frac{5}{2}$, na dedução da estrutura de produto direto para as matrizes de spin S (semi-inteiro) e na soma direta das matrizes de Pauli no espaço de spin S fomos induzidos a conjeturar que os $(S+\frac{1}{2})$ dupletos de estados (2.8)((2.9)) constituem as funções básicas para a representação irredutível de $(S+\frac{1}{2})$ dimensões do grupo simétrico $S_{S+\frac{3}{2}}$ associada a partição $[\lambda] = [2\ 1^{N-2}]$, $N = S+\frac{3}{2}$.

3. INVARIÂNCIA PERMUTACIONAL DAS EQUAÇÕES DE ONDA RELATIVÍSTICAS PARA SPIN SEMI-INTEIRO

Fizemos aplicações das propriedades permutacionais dos estados de spin $\frac{3}{2}$ $(\frac{5}{2})$ para mostrar a invariância das equações de onda relativísticas de spin $\frac{3}{2}$ $(\frac{5}{2})$ sob o grupo simétrico $S_3(S_4)$. Realizando, em seguida, estudos de correspondência entre a invariância permutacional, que mostramos aqui, e a invariância sob o grupo unitário e unimodular dessas equações mostradas anteriormente por Jayaraman[2].

a) Estendemos as propriedades permutacionais dos estados de spin semi-inteiro na base de 2(2S+1) dimensões constituída pela soma direta das matrizes de spin S.

b) Deduzimos uma nova equação linear do tipo Dirac para qualquer spin semi-inteiro. Aqui, fizemos uma generalização da representação χ de Jayaraman[5] para spin $\frac{3}{2}$ e o seu resultado[2] para spin $\frac{5}{2}$ ao caso de spin semi-inteiro qualquer, deduzindo as seguintes expressões para os geradores do grupo de Poincaré nesta representação:

$$P_{o\chi} = p_o \equiv -i\frac{\partial}{\partial t} = -H_\chi = -I\left[(S+\tfrac{1}{2}) \times (S+\tfrac{1}{2})\right] \otimes H_D, \quad H_D = \underline{\alpha}.\underline{p} + \beta m \qquad (3.1a)$$

$$(\underline{P}_\chi)_i = p_i \equiv -i\nabla_i \quad , \quad (i = 1,2,3) \qquad (3.1b)$$

$$(\underline{J}_\chi)_i = (\underline{x}\times\underline{p})_i + I\left[(S+\tfrac{1}{2}) \times (S+\tfrac{1}{2})\right] \otimes \begin{pmatrix} \frac{1}{2}\sigma_i & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}\sigma_i \end{pmatrix}$$

$$+ (s_i - I\left[(S+\tfrac{1}{2}) \times (S+\tfrac{1}{2})\right]) \otimes \begin{pmatrix} \frac{1}{2}\Sigma_i^{\text{médio}} & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}\Sigma_i^{\text{médio}} \end{pmatrix} \quad (i = 1,2,3) \qquad (3.1c)$$

$$(\underline{K}_\chi)_i = tp_i - x_i H_\chi + iI\left[(S+\tfrac{1}{2}) \times (S+\tfrac{1}{2})\right] \otimes \{\rho_i(4\times4) \begin{pmatrix} \frac{1}{2}\sigma_i & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}\sigma_i \end{pmatrix}$$

$$+ \frac{i c_{ijk}}{(E+m)} (s_j - I\left[(S+\tfrac{1}{2}) \times (S+\tfrac{1}{2})\right]) \otimes (\frac{H_D}{E} \begin{pmatrix} \frac{1}{2}\Sigma_j^{\text{médio}} & 0 \\ 0 & \frac{1}{2}\Sigma_j^{\text{médio}} \end{pmatrix} \} p_k \qquad (3.1d)$$

onde $\underline{\Sigma}^{\text{médio}}$ é o operador de spin médio de Foldy dado pela expressão

$$\underline{\Sigma}^{\text{médio}} = \underline{\sigma} - i \frac{\beta(\underline{\alpha} \times \underline{p})}{E} - \frac{\underline{p} \times (\underline{\sigma} \times \underline{p})}{E(E+m)} , \qquad (3.2)$$

cujas componentes geram $[SU(2)]_{spin}$ que será mencionado abaixo.

c) Com o uso de (3.1a,c), (1.3)((1.4)) e (2.6,7) demonstramos a invariância das equações de onda relativísticas (3.1a) para spin $\frac{3}{2}(\frac{5}{2})$ sob o grupo simétrico $S_3(S_4)$ e fizemos uma generalização conjaturada acerca da invariância da equação de onda relativística (3.1a) para qualquer spin semi-inteiro sob o grupo simétrico $S_{S+\frac{3}{2}}$.

d) Correspondemos a invariância sob $S_3(S_4)$ da equação de onda (3.1a) para spin $\frac{3}{2}$ (spin $\frac{5}{2}$) com a invariância sob a parte SU(2) (SU(3)) de $SU(4) \supset SU(2) \otimes [SU(2)]_{spin}$ $(SU(6) \supset SU(3) \otimes [SU(2)]_{spin})$ deduzida anteriormente por Jayaraman[2] para estas equações de onda na representação χ, e apontamos as conexões com um trabalho anterior de Yamaguchi[6] e Schechter , Ueda e Okubo[7], no qual a invariância permutacional e a invariância do grupo unitário e unimodular (para hamiltonianas de interação) estão relacionadas.

REFERÊNCIAS

1. F. E. dos Santos e J. Jayaraman, J. Phys. A: Math. Gen. 14, 745 (1981)
2. J. Jayaraman - Seminário apresentado no "III Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos" (Setembro 18-21(1981) , Cambuquira-MG, Brasil) - Cambuquira Set.80 (SBF)
3. L. I. Schiff, Quantum Mechanics (McGraw-Hill, New York (1968))

4. V. I. Fushchich e A. G. Nikitin, Lettere al Nuovo Cimento, 21, 541 (1978). Veja também Ralph F. Guertin, Annals of Physics 88, 504 (1974)

5. J. Jayaraman, J. Phys. A: Math. Gen. 9, L131 (1976)

6. Y. Yamaguchi, Phys. Lett. 9, 281 (1964)

7. J. Schechter, Y. Ueda e S. Okubo, Annals of Physics 32, 424 (1965)

SOME REMARKS ABOUT THE DYNAMICS OF A GAUGE SYSTEM

by

M.E.V. da Costa and H.O.Girotti
Instituto de Física
Universidade Federal do Rio Grande do Sul
90000 Porto Alegre, RS, Brasil

The main feature of a gauge system whose dynamics is described by a singular Lagrangian is that the set of Lagrangian equations of motion do not possess a unique solution[1]. Therefore, the physical state of such a system in a certain instant of time is equally well specified by any point in configuration space belonging to some equivalence class. In other words, the dynamics of a gauge system in the Lagrangian description must be strictly understood as the motion in time of an entire class of points in configuration space; the Lagrange equations serving only to define the equivalence classes, one for each instant of time.

To define a trajectory for the system one must pick up one point from each equivalence class or, what amounts the same thing, to choose a gauge. It turns out that for a certain kind of gauge systems, such as the models of Christ-Lee[2,3] and of Castellani[4], some of the trajectories constructed in this way do not verify Lagrange equations. For this kind of systems the gauge symmetry is larger than the symmetry of the Lagrange equations.

The way out of this difficulty is found by replacing the original set of Lagrange equatioys by a new set of extended equations of motion whose solutions are all possible trajectories for the time evolution of the system (i.e. the more general set of equations of motion and the original one determine the same equivalence classes). Of course, the new set must be interpreted as describing the <u>complete dynamics</u> of the system. Indeed, when comparing the outcomes from this extended equations of motion with those emerging from the extended Hamiltonian[5,6] one finds compatible results for all known cases[7-11]. In this manner, Dirac's conjecture is reestablished not by imposing conditions one the Lagrange multipliers that appear in the extended Hamiltonian, but rather by a natural reinterpretation of the Lagrangian description of the gauge system.

REFERENCES

1) E.C.G.Sudarshan and N.Mukunda, "Classical Dynamics: A Modern Perspective" (Wiley, New York, 1974).
2) N.H.Christ and T.D.Lee, Phys.Rev. D <u>22</u>, 939 (1980).
3) M.E.V.Costa and H.O.Girotti, Phys.Rev. D <u>24</u>, 3323 (1981).
4) L.Castellani, Ann.Phys. <u>143</u>, 357 (1982).
5) P.A.M.Dirac, Can.J.Math. <u>2</u>, 129 (1950).
6) P.A.M.Dirac, "Letures on Quantum Mechanics" (Yeshiva University, New York, 1964).
7) G.R.Allcock, Philos-Trans.R.Soc. London <u>A279</u>, 487 (1974).
8) R.Cawley, Phys.Rev.Lett. <u>42</u>, 413 (1979); Phys.Rev. D <u>21</u>, 2988 (1980).
9) A.Frenkel, Phys.Rev. D <u>21</u>, 2986 (1980).
10) M.J.Gotay, J.Phys. A: Math.Gen. <u>16</u>, L141 (1983).
11) R.Di Stefano, Phys.Rev. D <u>27</u>, 1752 (1983).

TEOLIA QUÂNTICA DE CAMPOS DE KINKS: APLICAÇÃO À TEORIA ϕ^4_2 *

E. C. Marino

Departamento de Física

Universidade Federal de São Carlos

Cx.Postal 676, 13.560 São Carlos, SP, Brasil

1) Teoria Quântica de Campos de Kinks

Consideremos a teoria descrita pela densidade lagrangeana (em um espaço-tempo de 1+1 dimensões)

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - V(\phi, \phi^*) \tag{1.1}$$

em que ϕ é um campo escalar complexo. Supomos que L possui uma simetria global multiplicativa, que, para sermos explícitos, consideraremos como sendo Z(N), $\phi \to e^{i2\pi/N} \phi$.

A carga topológica $\tilde{Q} = \phi(+\infty) - \phi(-\infty)$, associada à corrente topológica $\tilde{j}^\mu = \epsilon^{\mu\nu} \partial_\nu \phi$, identicamente conservada é não nula para configurações clássicas com comportamento não trivial em $x^1 = \pm\infty$. Uma condição necessária para que tais configurações tenham energia finita é

$$V[\phi(\pm\infty), \phi^*(\pm\infty)] = 0 \tag{1.2}$$

Concluímos, pois, que só haverá soluções clássicas com carga topológica não nula e energia finita em teorias em que o potencial U possua mais de um mínimo. Chamamos estas soluções de kinks.

Desejamos descrever as excitações quânticas correspondentes a estes kinks clássicos, através de um campo local $\mu(x)$. Por analogia com a versão quântica de sistemas de mecânica estatística na

---

* Apresentado no IV Encontro Nacional de Física de Partículas e Campos - Itatiaia - RJ, 1983.

rede [1], introduzimos o campo de kink, $\mu(x)$, através da álgebra dual [3]

$$\mu(x,t)\,\phi(y,t) = \begin{cases} e^{i\frac{2\pi}{N}}\,\phi(y,t)\,\mu(x,t) & y>x \\ \phi(y,t)\,\mu(x,t) & y<x \end{cases}$$

A teoria quântica dos kinks é então estabelecida, através das funções de correlação com número arbitrário de pontos, envolvendo $\mu(x)$. A determinação destas funções de correlação é obtida, pela generalização [3] do método de mecânica estatística [2] para o cálculo de funções de correlação envolvendo variáveis desordem. O resultado obtido na região euclidiana é

$$\langle \mu(x)\,\mu^*(y)\rangle = Z^{-1}\int [D\phi][D\phi^*]\, e^{-S[\phi,\phi^*,D_\mu\phi,(D_\mu\phi)^*]} \tag{1.3a}$$

$$D_\mu = \partial_\mu + i\,\frac{2\pi}{N}\,A_\mu \tag{1.3b}$$

$$A_\mu(z,x,y) = \int_{x,C}^{y} \epsilon^{\mu\nu}\,\delta^{(2)}(z-\xi)\,d\xi_\nu \tag{1.3c}$$

onde S é a ação euclidiana, Z é o funcional do vácuo e C é uma curva arbitrária conectando x e y. Invariância de caminho é uma decorrência imediata da invariância de gauge. Funções de correlação arbitrárias são obtidas introduzindo-se campos externos adicionais $A\mu'$.

2). A Teoria ϕ^4_2 com Simetria Z(4)

Como desejamos efetuar uma expansão 1/N, consideremos a generalização de 1.1, com N campos.

$$\mathcal{L} = \sum_{a=1}^{N} \partial_\mu\phi_a^*\,\partial^\mu\phi_a - U(\phi_a,\phi_a^*) \tag{2.1}$$

Estudaremos aqui uma teoria do tipo ϕ^4, com simetria Z(4) [4], em que

$$U(\phi_a,\phi_a^*) = M^2R^2 + \frac{\lambda}{8}(X^2+Y^2) \tag{2.2a}$$

$$R^2 = \sum_{a=1}^{N} \phi_a^*\phi_a \tag{2.2b}$$

$$X = \sum_{a=1}^{N}\left[g_a\phi_a^2 + g_a^*\phi_a^{*2}\right] \quad , \quad Y = \sum_{a=1}^{N}\left[h_a\phi_a^2 + h_a^*\phi_a^{*2}\right] \tag{2.2c}$$

com as constantes de acoplamento g_a e h_a dadas por

$$g_a = e^{i\alpha_a} \; , \; h_a = e^{i\beta_a} \; ; \; \alpha_a = -\beta_a = \frac{2\pi}{N}a \; ; a=1,\dots,N \tag{2.3}$$

Introduzindo campos auxiliares τ e γ na maneira usual [4], podemos escrever

$$U(\phi_a,\phi_a^*,\tau,\gamma) = M^2R^2 + \tau X + \gamma Y - \frac{G}{2N}(\tau^2+\gamma^2) \tag{2.4}$$

onde $G \equiv \lambda N$. A simetria agora é

Calculamos agora o potencial efetivo quântico

$$V(\phi_a,\phi_a^*,\tau,\gamma) = U(\phi_a,\phi_a^*,\tau,\gamma) + \mathcal{V}(\tau,\gamma) \tag{2.5}$$

onde as correções quânticas $\mathcal{V}(\tau,\gamma)$, são dadas na ordem dominante em $1/N$, pela soma de todos os gráficos de um loop, com τ's e γ's nas pernas externas [4]. O resultado é [4]

$$\mathcal{V}(\tau,\gamma) = -\frac{NM^2}{8\pi}\ln\frac{M^4+\tau^2}{M^4} + \frac{N}{8}|\tau| - \frac{N}{4\pi}\tau\,\mathrm{arctg}\frac{M^2}{\tau} + (\tau\leftrightarrow\gamma) \tag{2.6}$$

Pelo estudo do comportamento do potencial efetivo V, podemos detectar a existência de três fases. Para $M^2 > \frac{G}{4\pi}$, temos uma fase sem quebra espontânea de simetria, em que $\langle\phi_a\rangle = 0$, $\langle\tau\rangle = 0$ e $\langle\gamma\rangle = 0$. Para $KG < M^2 < \frac{G}{4\pi}$ onde $K = \frac{1}{2\pi}\left[\frac{\pi}{2} - \mathrm{arctg}\,2\right]$, ocorre uma fase em que $Z(4)$ é parcialmente quebrado em $Z(2)$ e $\langle\phi_a\rangle = 0$, $\langle\tau\rangle \neq 0$ e $\langle\gamma\rangle \neq 0$. Para $\frac{G}{5\pi} < M^2 < KG$, temos uma fase em que $Z(4)$ é completamente quebrado, tal que $\langle\phi_a\rangle = 0$, $a = 1,\dots,N-1$,

$\langle\phi_N\rangle \neq 0$, $\langle\tau\rangle \neq 0$, $\langle\gamma\rangle \neq 0$. Para $M^2 < \frac{G}{\sqrt{\pi}}$, a teoria é instável nesta ordem de aproximação.

3) Funções de Correlação de Kinks e Espectro de Massa

Podemos aplicar agora a Eq. (1.3), em cada uma das fases da teoria [4]. A função de correlação de kinks é dada pela exponencial da soma de todos os gráficos com os campos $A\mu$ nas pernas externas. Na ordem dominante em 1/N, os gráficos de um loop contribuem.

Na fase I, temos

$$\langle \mu(x)\, \mu^*(y) \rangle \xrightarrow[|x-y|\to\infty]{} C \tag{3.1}$$

o que implica, pela propriedade de cluster, que $\langle\mu\rangle \neq 0$. As excitações consistem em mésons (ϕ_a) de massa M. τ e γ descrevem estados ligados.

Na fase II, temos que fazer $\tau \to \tau - \langle\tau\rangle$ e $\gamma \to \gamma - \langle\gamma\rangle$. Isto introduz uma separação na massa dos mésons ϕ_{1a} e ϕ_{2a}, $\phi_a = \frac{1}{\sqrt{2}}\left[\phi_{1a} + \phi_{2a}\right]$.

$$M^2_{\substack{1a\\2a}} = M^2 \pm \sqrt{2}\,\langle\tau\rangle \left[1 + \cos\frac{2\pi}{N} a\right]^{1/2}, \quad a=1,\dots,N \tag{3.2}$$

Agora,

$$\langle \mu(x)\, \mu^*(y) \rangle \xrightarrow[|x-y|\to\infty]{} |x-y|^{-B} \tag{3.3}$$

Isto nos mostra que $\langle\mu\rangle = 0$ e que os kinks quânticos são não massivos nesta fase. Este resultado está em acordo com um teorema geral, obtido recentemente, mostrando que sempre que $\langle\mu\rangle = \langle\phi\rangle = 0$, o "gap" de massa é necessariamente nulo [5].

O espectro da teoria, contém agora kinks com massa nula, além de mésons com massas dadas por (3.2). τ e γ, novamente descrevem estados ligados.

Na fase III, temos que fazer $\phi_N \to \phi_N - \langle\phi_N\rangle$ além de $\tau \to \tau - \langle\tau\rangle$ e $\gamma \to \gamma - \langle\gamma\rangle$.

Neste caso,

$$\langle\mu(x)\mu^{+}(y)\rangle \xrightarrow[|x-y|\to\infty]{} \frac{e^{-m|x-y|}}{|x-y|^{C}} \qquad (3.4)$$

com

$$m = \frac{\sqrt{2}\,\pi^2 M\,|\langle\phi_N\rangle|^2}{64} \qquad (3.5)$$

Este comportamento nos mostra que $\langle\mu\rangle = 0$, e que os kinks quânticos possuem agora uma massa m, dada por (3.5).

O espectro possui, além destes kinks massivos, mésons com massas M_{1a} e M_{2a}, $a \neq N$, dadas por (3.2), $M_{1N}^2 = 2M^2$. τ, γ e ϕ_{2N}, descrevem, nesta fase, estados ligados [4].

Referências

(1) J.B. Kogut, Rev. Mod. Phys. 51 (1979) 659.
E. Fradkin, L. Susskind, Phys. Rev. D17 (1978) 2637.

(2) L.P. Kadanoff, H. Ceva, Phys. Rev. B3 (1971) 3918.

(3) E.C. Marino, B. Schroer, J.A. Swieca, Nucl. Phys. B200 (FS4) (1982) 473.

(4) E.C. Marino, Nucl. Phys. B217 (1983) 413.
E.C. Marino, Harvard preprint HUTP-83/A033, a sair em Nuclear Physics B.

(5) R. Koberle, E.C. Marino, Phys. Lett. 126B (1983) 475.

Formulação de Dirac-Kähler na rede e o modelo de Wess-Zumino bidimensional com N=2

A.H.Zimerman
Instituto de Física Teórica, São Paulo - Brasil

Trata-se de trabalho desenvolvido em colaboração com H.Aratyn (DESY-Hamburgo). Temos por finalidade escrever um modêlo explícito de Dirac-Kähler para o modêlo de Wess-Zumino a duas dimensões com N=2.

Primeiramente o nosso modelo será formulado no espaço de Minkowski a duas dimensões com o "mapeamento"(1):

$$\gamma^\mu \longleftrightarrow dx^\mu \vee \qquad (1)$$

onde $\vee$ =produto de Clifford; escolhemos $\gamma^2 = \sigma_2$, $\gamma^1 = i\sigma_1$ (σ_1, σ_2 matrizes de Pauli; o índice temporal é indicado por 2).

Descreveremos os férmions pelas formas diferenciais:

$$\Psi = f_0 + f_{12}\, dx^{12}$$
$$\Psi^* = f_0^* + f_{12}^*\, dx^{12} \qquad (2)$$

onde $dx^{12} = dx^1 \wedge dx^2$, f_0 , f_{12} , f_0^*, f_{12}^* satisfazendo às relações de anti-comutação e tempos iguais:

$$\{f_0^*(x), f_0(y)\} = \{f_{12}^*(x), f_{12}(y)\} = \frac{1}{2}\,\delta(x-y)$$
$$\{f_0, f_0\} = \{f_0^*, f_{12}\} = \{f_0, f_{12}^*\} = \{f_0^*, f_{12}^*\} = 0 \qquad (3)$$

O campo bosônico sendo descrito pelas formas diferenciais:

$$\Phi = \varphi_\mu dx^\mu \quad , \quad \Phi^* = \varphi_\mu^* dx^\mu \qquad (4)$$

com $\varphi_\mu = \partial_\mu \varphi$ e $\varphi^*_\mu = \partial_\mu \varphi^*$ (5)

onde φ é um campo escalar.

Propomos a seguinte densidade de Lagrangeana:

$$\mathcal{L}_0 = \mathcal{S}_0 \{ \Phi^* \vee \Phi + 2i\, \Psi^* \vee (d-\delta) dx^2 \vee \Psi - W'^* W'$$
$$- i\, \Psi^* \vee dx^2 \vee \Psi \vee (dx^{12}+1) \vee dx^2\, W'' - i\, \Psi^* \vee dx^2 \vee \Psi \vee (dx^{12}-1) \vee dx^2 W''^* \}$$
$$(6)$$

onde W só depende do campo escalar φ e W^* só de φ^*.

$\mathcal{S}_0$ projete os produtos de Clifford na zero forma e $W' = \frac{dW}{d\varphi}$, $W'' = \frac{d^2W}{d\varphi^2}$, $W'^* = \frac{dW^*}{d\varphi^*}$, $W''^* = \frac{d^2W^*}{d\varphi^{*2}}$ etc.

É fácil de se ver que fazendo a identificação / $\chi_1 = f_0 + f_{12}$, $\chi_2 = f_0 - f_{12}$, que são componentes de um spinor a duas componentes, a nossa Lagrangeana (6) corresponde exatamente ao modêlo de Wess-Zumino a duas dimensões. Observe-se que estas duas componentes, na notação da Referência 1, possuem sabores diferentes. Da expressão (6) obtemos as seguintes equações de Dirac-Kähler:

$$(d-\delta)\Phi = -W''^* W' - i\, \mathcal{S}_0 \left(\Psi^* \vee dx^2 \vee \Psi \vee (dx^{12}-1) \vee dx^2 \right) W''^*$$
$$(d-\delta)\Psi' = \frac{1}{2} dx^2 \vee \Psi \vee (dx^{12}+1) W'' + \frac{1}{2} dx^2 \vee \Psi \vee (dx^{12}-1) W''^* \qquad (7)$$

onde $\Psi' = \mathcal{B}\,\Psi = f_0 - f_{12}\, dx^{12}$, $\mathcal{B}$ sendo o anti-automorfismo definido na Ref. 1.

No espaço euclideano e na rede, as equações (7) correspondem a:

$$\Delta_2^- f_0 - \Delta_1^- f_{12} = -\frac{1}{2}\left[(f_0 + i f_{12}) W'' + (f_0 - i f_{12}) W''^* \right]$$
$$\Delta_1^+ f_0 + \Delta_2^+ f_{12} = -\frac{i}{2}\left[(f_0 + i f_{12}) W'' - (f_0 - i f_{12}) W''^* \right] \qquad (8)$$

$$\Delta_\mu^- \Delta_\mu^+ \varphi^* = W'^* W'' + [\quad] W''' \qquad (9)$$

$$\Delta_\mu^- \Delta_\mu^+ \varphi = W''^* W' + [\quad] W'''^*$$

onde $[\quad] = [f_0^* f_0 - f_{12}^* f_{12} + i f_0^* f_{12} + i f_{12}^* f_0]$ quando multiplicado por W''' e $[\,] = [f_0^* f_0 - f_{12}^* f_{12} - i f_0^* f_{12} - i f_{12}^* f_0]$ quando multiplicado por W'''^*.

As equações (8) e (9) derivam da ação euclideana

$$S_E = \sum_{x_1, x_2} \Big\{ \Delta_\mu^+ \varphi^* \Delta_\mu^+ \varphi + W'^* W' + 2 f_0^* (-\Delta_1^- f_{12} + \Delta_2^- f_0)$$
$$+ 2 f_{12}^* (\Delta_1^+ f_0 + \Delta_2^+ f_{12}) + [f_0^* f_0 - f_{12}^* f_{12} + i f_0^* f_{12} + i f_{12}^* f_0] W''$$
$$+ [f_0^* f_0 - f_{12}^* f_{12} - i f_0^* f_{12} - i f_{12}^* f_0] W''^* \Big\} \qquad (10)$$

Para a ação

$$S_E + \sum_{x_1, x_2} \Big(i W'^* (-\Delta_1^A + i \Delta_2^A) + i W' (\Delta_1^A + i \Delta_2^A) \varphi^* \Big) \qquad (11)$$

com $\Delta_1^A = \frac{1}{2} (\Delta_1^+ - \Delta_1^-) = a \frac{1}{2} \Delta_1^+ \Delta_1^-$ (a = espaçamento da rede) temos a invariância pelas transformações supersimétricas:

$$\delta \varphi^* = i (f_0 - i f_{12}) \quad , \quad \delta f_0^* = \frac{1}{2} (\Delta_1^- - i \Delta_2^-) \varphi - \frac{i}{2} W'$$
$$\delta f_{12}^* = -\frac{i}{2} (\Delta_1^+ - i \Delta_2^+) \varphi + \frac{1}{2} W' \qquad (12')$$

$$\delta' \varphi = i (f_0 + i f_{12}) \quad , \quad \delta' f_0^* = -\frac{1}{2} (\Delta_1^- + i \Delta_2^-) \varphi^* - \frac{i}{2} W'^*$$
$$\delta' f_{12}^* = -\frac{i}{2} (\Delta_1^+ + i \Delta_2^+) \varphi^* - \frac{1}{2} W'^* \qquad (12'')$$

$$\delta^* \varphi = i (f_0^* + i f_{12}^*) \quad , \quad \delta^* f_0 = \frac{1}{2} (\Delta_1^- - i \Delta_2^+) \varphi^* + \frac{i}{2} W'^*$$
$$\delta^* f_{12} = \frac{i}{2} (\Delta_1^+ - i \Delta_2^-) \varphi^* + \frac{1}{2} W'^* \qquad (12''')$$

$$\delta'^{*}\varphi^{*} = i\left(f_0^{*} - i f_{12}^{*}\right) \quad , \quad \delta'^{*} f_0 = -\frac{1}{2}\left(\Delta_1^{-} + i\Delta_2^{+}\right)\varphi + \frac{i}{2}\omega'$$

$$\delta'^{*} f_{12} = \frac{i}{2}\left(\Delta_1^{+} + i\Delta_2^{-}\right)\varphi - \frac{1}{2}\omega' \qquad (12''')$$

onde só escrevemos os termos não nulos. No limite do contínuo, re obtemos as transformações supersimétricas usuais.

Evidentemente (11) no limite de $a \to 0$ reduz-se à ação correta no contínuo.

Referência:

1) P.Becher and H.Joos - Z.Phys. C15(1982)343.

COMPACTIFICAÇÃO ESPONTÂNEA EM TEORIA DE CAMPO E ALTAS DIMENSÕES*

M. D. Maia
Universidade de Brasília
Departamento de Matemática

1 - Introdução

A teoria de Kaluza-Klein não Abeliana assume a existência de uma variedade pseudo Riemanniana V_{4+n}, de dimensão $4+n$ que teria sua origem no início do universo e que de certo modo estaria presente até os dias atuais explicando assim os graus de liberdade internos. Uma das dificuldades da teoria é a caracterização de um procedimento que permita de modo consistente reduzir as $4+n$ dimensões para as atuais 4 dimensões diretamente observáveis do espaço-tempo V_4. A não observabilidade direta das n dimensões extras resultaria da deficiência energética dos atuais observadores. Estas n dimensões extras continuariam existindo mas de certo modo as coordenadas à elas associadas estariam limitadas à um domínio compacto cujo comprimento é da ordem do comprimento de Planck R. No que se segue apresentaremos um modelo de compactificação por decaimento gravitacional em uma teoria de Kaluza-Klein.

2 - O espaço-tempo como subspaço de M_{4+n}

Partindo da hipótese de que o espaço V_{4+n} é sempre presente então o espaço tempo quadrimensional V_4 é um subespaço imerso localmente e isometricamente em V_{4+n}. A situação matematicamente mais simples que podemos imaginar é aquela em que V_{4+n} *é um espaço plano* M_{4+n} *com assinatura* $3+n(+)+1(-)$. Usando o fato de que M_{4+n} é plano podemos usar coordenadas cartezianas $X^{\mu}(x^i)$ para descrever pontos de V_4 em M_{4+n} (aqui x^i são coordenadas arbitrárias de V_4 e os índices latinos pequenos variam de 1 à 4. Índices latinos maiúsculos variam de 5 à $4+n$ e índices gregos variam de 1 à $4+n$.). Denotemos por N_A os n campos vetoriais unitários ortogonais à V_4 (na região de imersão) e entre si. Isto é se $\eta_{\mu\nu}$ denota as componentes cartezianas do tensor métrico de M_{4+n}, valem as relações

* Apresentado no IV Encontro de Física de Partículas e Campos da Soc. Bras. Física, ITATIAIA, RJ, Set. 1983.

$$N^{\mu}_{A}X^{\nu}_{,i}\eta_{\mu\nu} = 0, \quad N^{\mu}_{A}N^{\nu}_{B}\eta_{\mu\nu} = \delta_{AB}, \quad \bar{g}_{ij} = X^{\mu}_{,i}X^{\nu}_{,j}\eta_{\mu\nu}. \tag{1}$$

Os pontos de M_{4+n} não necessariamente em V_4 podem ser descritos pelas coordenadas cartezianas

$$Z^{\mu}(x^{i},x^{A}) = X^{\mu}(x^{i})+x^{A}N^{\mu}_{A} \tag{2}$$

onde x^{A} são n parâmetros ou coordenadas internas. O conjunto $\{x^{\alpha}\} = \{x^{i},x^{A}\}$ descreve um sistema de coordenadas Gaussiano em M_{4+n} que se relaciona por (1) com o sistema cartezíano Z^{μ}. As componentes Gaussianas da métrica de M_{4+n} são, usando (1), (2):

$$\gamma_{\alpha\beta} = Z^{\mu}_{,\alpha}Z^{\nu}_{,\beta} = \left(\begin{array}{c|c} g_{ij} + \bar{g}^{mn}x^{A}x^{B}A_{imA}A_{jnB} & x^{A}A_{imA} \\ \hline x^{A}A_{imA} & \delta_{AB} \end{array}\right) \tag{3}$$

onde

$$g_{ij} = \bar{g}^{mn}(\bar{g}_{im} + x^{A}b_{imA})(\bar{g}_{jn} + x^{B}b_{jnB}) \tag{4}$$

e onde denotamos

$$b_{ijA} = -N^{\mu}_{A,i}X^{\nu}_{,j}\eta_{\mu\nu}, \quad A_{iAB} = -N^{\mu}_{A,i}N^{\nu}_{B}\eta_{\mu\nu}. \tag{5}$$

Notamos que (3) é semelhante à métrica de Kaluza-Klein. A diferença está no aparecimento de g_{ij} (definido por (4)) em lugar de $\bar{g}_{ij}$ (a métrica de V_4). As funções A_{iAB} definidas em (5) são as componentes do campo de Yang-Mills relativas ao grupo de rotações dos vetores N_A, SO(n) [1,2].

3 - Compactificação do espaço de coordenadas internas

Denotemos por B_n o espaço gerado pelas coordenadas internas x^{A}. As condições impostas às coordenadas x^{A} resultam da observação de que $\det g_{ij} = 0$ se $\det(g_{im} + x^{A}b_{imA}) = 0$. Esta equação tem como soluções em x^{A} os 4 raios de curvatura ρ^{A}_{m} m=1,...,4 de V_4, correspondente à direção N_A [3]. Usando os valores ρ^{A}_{m} podemos construir o raio de curvatura local

$$\rho^{2} = \bar{g}^{mn}\delta_{AB}\rho^{A}_{m}\rho^{B}_{n}$$

Portanto para que g_{ij} seja inversível os valores de x^A não podem atingir os valores $x^A = p_m^A$. Assim cada x^A deve estar restrito à um intervalo $[0, \alpha p_m^A]$ onde $\alpha < 1$. Isto significa que podemos tomar as coordenadas x^A restritas à uma esfera S^n de raio $a_n(\rho) = \alpha\rho$. Para determinar α usamos a condição de baixas energias: $a_n << \rho$ para valores grandes de ρ. Isto é $\lim_{\rho\to\infty} \alpha\rho \to R$. [4]. Esta condição assintótica sugere que α pode ser representada por uma série assintótica truncada:

$$\alpha = \frac{1}{\rho} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{C_j}{\rho^j}$$

onde $C_0 = R$. Assim por exemplo considerando apenas os dois primeiros termos e assumindo $C_1 = R^2$ obtemos

$$a_n = R + \frac{R^2}{\rho}.$$

No big bang $\rho \to 0$ e $a_n(0) \to \infty$. Assim na origem do universo o espaço interno é descompactificado mas à medida em que a gravitação enfraquece (i.e. quando ρ cresce) a_n decresce hiperbolicamente. A escolha de $C_1 = R^2$ situa a compactificação *próxima à R logo após o big bang* (digamos quando $\rho \sim R$). Esta dependência de $a_n(\rho)$ expressa portanto uma compactificação espontânea por decaimento gravitacional.

Referencias

1. M.D. Maia: A flat space ground state for Kaluza-Klein theory - Proceedings GR-10 conference (Pádua, Itália, Julho (1983)).

2. M.D. Maia: Geometrical Aspects of Kaluza-Klein Theory. I.C.T.P. preprint IC/83/97, Trieste (1983).

3. L.P. Eisenhart: Riemannian Geometry, Princeton U.P. (N.J.) (1966) 6th print.

4. J. Strathdee: Symmetry Aspects of Kaluza-Klein Theories. I.C.T.P. internal report IC/83/3, Trieste (1983).

N=1 SUPERGRAVIDADE "OFF-SHELL" EM SEIS DIMENSÕES

Alexander W. Smith

Supersimetria é uma simetria [1-3] que pode ser combinada com simetrias internas [4-6] numa maneira não trivial, evitando dessa forma os bem conhecidos teoremas "no-go" [7]. Desde a última década a supersimetria [8] tem sido um assunto que tem merecido muita atenção. Quando essa nova simetria é local nós temos a supergravidade [8-9] que une a supersimetria e a teoria da gravitação.

A unificação da gravidade com outras interações,via supergravidade, que é renormalizável [10] a nível de dois "loops", é um ponto importante. Também é assunto de pesquisa a renormalizabilidade [11] na ordem de três "loops". Um outro aspecto interessante é aquele que diz respeito à supergravidade quântica onde se tem marcantes cancelamentos de "infinitos" [10]. Propriedades quânticas como estas são consequências da supersimetria e se pode esperar este bom comportamento na supergravidade extendida [4,12-16].

A teoria N=1 da supergravidade em seis dimensões apresenta, além da simplicidade extra de teorias construidas em espaço-tempo com dimensão superior a quatro [17], as características úteis de se estudar a unificação de uma teoria de gauge comum com a supergravidade, via redução dimensional [18], fornecendo então uma interpretação geométrica para os números quânticos internos na teoria reduzida [19].

Também conforme mencionado na referência [20] podemos ter uma melhor compreensão das propriedades da divergência ultravioleta do que aquelas em quatro dimensões [19]. Esta teoria é construida aqui no superespaço correspondente

[21] cuja importância já foi mencionada [22], i.e., aquela de se ter um formalismo matemático bem definido: geometria diferencial no superespaço.

As variáveis dinâmicas básicas da supergravidade são a vielbein E^A (que define um referencial local) e a conexão $\phi_A{}^B$ (que nos permite definir a derivada covariante)

a) $E^{\underline{A}} = dz^{\underline{M}} E_{\underline{M}}{}^{\underline{A}}$ (1)

$E_M^A(z)$ são os campos vielbein

A - índice do espaço tangente

M - índice do superespaço (índice de Einstein ou índice mundo)

b) $\phi_A^B = dz^M \phi_{MA}{}^B$ ("Lie-algebra valued" em A,B) (2)

Esses supercampos contêm um grande número de campos componentes. Alguns serão eliminados através de condições de vínculos covariantes. Outros serão eliminados através da invariância de gauge com as transformações de coordenadas $z^{M'}=z^M+\xi^M(z)$. Com o objetivo de reduzir os campos independentes ao máximo, nós escolheremos o grupo de estrutura o mais simples: o grupo de Lorentz.

A derivada covariante de vielbein é chamada de torsão

$$T^{\underline{A}} = \frac{1}{2} E^{\underline{C}} \wedge E^{\underline{B}} T_{\underline{BC}}{}^{\underline{A}} = dE^{\underline{A}} + E^{\underline{B}} \wedge \phi_{\underline{B}}{}^{\underline{A}} \quad (3)$$

O tensor de curvatura é definido em termos da conexão:

$$R_{\underline{A}}{}^{\underline{B}} = \frac{1}{2} E^{\underline{C}} \wedge E^{\underline{D}} R_{\underline{DCA}}{}^{\underline{B}} = d\phi_{\underline{A}}{}^{\underline{B}} + \phi_{\underline{A}}{}^{\underline{C}} \wedge \phi_{\underline{C}}{}^{\underline{B}} \quad (4)$$

A partir das definições de T^{A} e $R_{A}{}^{B}$ e usando-se o lema de Poincaré (dd=0) para as formas diferenciais obtemos as identidades de Bianchi:

$$E^{\underline{C}}\wedge E^{\underline{D}}\wedge E^{\underline{E}}(\mathcal{D}_{\underline{E}}T_{\underline{DC}}{}^{\underline{A}} - R_{\underline{EDC}}{}^{\underline{A}} + T_{\underline{ED}}{}^{\underline{F}}T_{\underline{FC}}{}^{\underline{A}}) \equiv E^{\underline{C}}\wedge E^{\underline{D}}\wedge E^{\underline{E}} I_{\underline{EDC}}{}^{\underline{A}} = 0 \quad (5)$$

$$E^{\underline{C}}\wedge E^{\underline{D}}\wedge E^{\underline{E}}(\mathcal{D}_{\underline{E}}R_{\underline{DCA}}{}^{\underline{B}} + T_{\underline{ED}}{}^{\underline{F}}R_{\underline{FCA}}{}^{\underline{B}}) = 0 . \quad (6)$$

Vamos agora impor vínculos sobre as componentes da Torsão e apresentar uma solução completa para as identidades de Bianchi (eq.5). São os seguintes os vínculos a serem impostos:

$$T_{\underline{\alpha}\underline{\dot\beta}}{}^{\underline{a}} = 2i\,\Sigma^{\underline{a}}_{\underline{\alpha}\underline{\dot\beta}} \ , \ T_{\underline{ab}}{}^{\underline{c}} = 0$$

$$T_{\underline{\alpha a}}{}^{\underline{b}} = T_{\underline{\dot\alpha a}}{}^{\underline{b}} = T_{\underline{\alpha\dot\beta}}{}^{\underline{\gamma}} = T_{\underline{\dot\alpha\beta}}{}^{\underline{\dot\gamma}} = 0 .$$

$$T_{\underline{\alpha\beta}}{}^{\underline{\gamma}} = T_{\underline{\dot\alpha\dot\beta}}{}^{\underline{\dot\gamma}} = T_{\underline{\alpha\beta}}{}^{\underline{\dot\gamma}} = T_{\underline{\dot\alpha\dot\beta}}{}^{\underline{\gamma}} = T_{\underline{\alpha\beta}}{}^{\underline{a}} = T_{\underline{\dot\alpha\dot\beta}}{}^{\underline{a}} = 0 \quad (7)$$

onde

$$\Sigma^{\underline{a}}_{\underline{\alpha}\underline{\dot\beta}} = (\Sigma^{a}_{\underline{\alpha}\underline{\dot\beta}}, \Sigma^{4}_{\underline{\alpha}\underline{\dot\beta}}, \Sigma^{5}_{\underline{\alpha}\underline{\dot\beta}}) =$$

$$= \left(\begin{pmatrix} \sigma^{a}_{\alpha\dot\beta} & 0 \\ 0 & \bar\sigma^{a\dot\alpha\beta} \end{pmatrix} , \begin{pmatrix} 0 & -i\delta_{\alpha}^{\beta} \\ i\delta^{\dot\alpha}_{\dot\beta} & 0 \end{pmatrix} , \begin{pmatrix} 0 & -\delta_{\alpha}^{\beta} \\ -\delta^{\dot\alpha}_{\dot\beta} & 0 \end{pmatrix} \right) \quad (8)$$

$\underline{a} \in \{0,1,\ldots,5\}$; $\underline{\alpha}, \underline{\dot\beta} \in \{1,2,3,4\}$

$$\bar\Sigma^{\underline{a}\underline{\dot\alpha}\underline{\beta}} = (\Sigma^{a\underline{\dot\alpha}\underline{\beta}}, \Sigma^{4\underline{\dot\alpha}\underline{\beta}}, \Sigma^{5\underline{\dot\alpha}\underline{\beta}}) =$$

$$\left(\begin{pmatrix} \bar\sigma^{a\dot\alpha\beta} & 0 \\ 0 & \sigma^{a}_{\alpha\dot\beta} \end{pmatrix} , \begin{pmatrix} 0 & i\delta_{\alpha}^{\beta} \\ -i\delta^{\dot\alpha}_{\dot\beta} & 0 \end{pmatrix} , \begin{pmatrix} 0 & \delta_{\alpha}^{\beta} \\ \delta^{\dot\alpha}_{\dot\beta} & 0 \end{pmatrix} \right)$$

$a \in \{0,1,2,3\}$; $\alpha, \dot\beta \in \{1,2\}$ (9)

Sabemos que existe uma certa arbitrariedade ao se definir vínculos na torsão, pois algumas escolhas podem conduzir a uma mesma solução [23]. Portanto somente a análise das identidades de Bianchi (eq.5) nos dirá se os vínculos são muitos restritivos ou não, i.e., se eles implicam ou não equações de movimento. Pode-se verificar que no nosso trabalho a formulação é "off shell". O segundo conjunto de identidades de Bianchi não fornece nenhuma informação [24] que já não esteja contida no primeiro conjunto.

Como solução das identidades de Bianchi (eq.5) podemos expressar as componentes de torsão e curvatura como função dos supercampos $F_{\dot{\alpha}\beta}$, $G_{\dot{\alpha}\beta}$ e de suas derivadas covariantes. As componentes independentes desses supercampos são:

$$F_{\dot{\underline{\alpha}}\underline{\beta}}\Big|_{\theta=\bar{\theta}=0} \equiv A_{\dot{\underline{\alpha}}\underline{\beta}} \quad ; \quad G_{\dot{\underline{\alpha}}\underline{\beta}}\Big|_{\theta=\bar{\theta}=0} \equiv B_{\dot{\underline{\alpha}}\underline{\beta}}$$

$$\mathcal{D}_{\underline{\alpha}} F_{\dot{\underline{\beta}}\underline{\gamma}}\Big|_{\theta=\bar{\theta}=0} \equiv C_{\underline{\alpha}\dot{\underline{\beta}}\underline{\gamma}} \quad ; \quad \mathcal{D}_{\underline{\delta}}\mathcal{D}_{\underline{\alpha}} F_{\dot{\underline{\beta}}\underline{\gamma}}\Big|_{\theta=\bar{\theta}=0} \equiv D_{\underline{\delta}\underline{\alpha}\dot{\underline{\beta}}\underline{\gamma}} \tag{10}$$

As componentes independentes da vielbein e da conexão num gauge apropriado, são:

$$E_{\underline{M}}{}^{\underline{A}}(x,0,0) \sim \begin{pmatrix} e_{\underline{m}}{}^{\underline{a}} & \psi_{\underline{m}}{}^{\underline{\alpha}} & \psi_{\underline{m}}{}^{\dot{\underline{\alpha}}} \\ 0 & \delta_{\underline{\mu}}^{\underline{\alpha}} & 0 \\ 0 & 0 & \delta_{\dot{\underline{\mu}}}^{\dot{\underline{\alpha}}} \end{pmatrix} \tag{11}$$

$$\phi_{\underline{B}}{}^{\underline{A}}(x,0,0) \sim dx^{\underline{m}}\, \phi_{\underline{m}\underline{B}}{}^{\underline{A}} \tag{12}$$

O próximo passo é construir a Lagrangeana. Com es se objetivo vamos definir

$$\chi^{\underline{\alpha}} \equiv \frac{1}{\sqrt{k}} \mathcal{D}_{\underline{\dot\alpha}} F^{\underline{\alpha}\underline{\dot\alpha}}$$

$$C_{\underline{\alpha}\underline{\beta}[\underline{\gamma}\underline{\delta}]} \equiv \mathcal{D}_{\underline{\alpha}} \mathcal{D}_{\underline{\beta}} (X_{\underline{\gamma}}{}^{\lambda} F_{\underline{\lambda}\underline{\delta}}) \ ; \ X_{\underline{\alpha}}{}^{\underline{\beta}} \sim \begin{pmatrix} 0 & \varepsilon_{\alpha\beta} \\ -\varepsilon^{\dot\alpha\dot\beta} & 0 \end{pmatrix}$$

$$D \equiv \mathcal{D}_{\underline{\alpha}} \mathcal{D}_{\underline{\beta}} (X^{-1}_{\underline{\lambda}}{}^{\underline{\alpha}} F^{\underline{\lambda}\underline{\beta}}) + \text{c.c.} \qquad \varepsilon_{12} = -\varepsilon^{12} = -1 \quad (13)$$

onde K é a constante de Newton.

Fazendo-se a decomposição de Clebsh-Gordan do produto tensorial $4 \otimes 4 \otimes 4 \otimes 4$ pode-se ver que a representação $A_{[ab]}$ aparece como um termo irredutível do tensor $C_{\alpha\beta[\gamma\delta]}$. Esta representação pode ser identificada com

$$A_{mn} \ (\equiv e_m{}^a e^b{}_n A_{ab}) \text{ da ref. [25].}$$

Então nós temos o multiplete de gauge

$$\psi_{\underline{m}}{}^{\mu} = \psi_{\underline{m}}{}^{\underline{\alpha}} e_{\underline{\alpha}}{}^{\mu} \quad ; \quad A^{+}_{\underline{mn}} \quad ; \quad e_{\underline{m}}{}^{\underline{a}} e_{\underline{an}} = g_{\underline{mn}} \tag{14}$$

mais o multiplete de matéria

$$D \quad ; \quad \chi^{\mu} = \chi^{\underline{\alpha}} e_{\underline{\alpha}}{}^{\mu} \quad ; \quad A^{-}_{\underline{mn}} \tag{15}$$

onde $A^{+}_{\underline{m}\,\underline{n}}$ dá origem à parte auto-dual de $G_{\underline{m}\,\underline{n}\,\underline{r}}$ i.e.,

$$G_{\underline{mnr}} + \bar{G}_{\underline{mnr}} \tag{16}$$

com

$$\bar{G}_{\underline{mnr}} = \varepsilon_{\underline{mnrpqs}}\, G^{\underline{pqs}} \tag{17}$$

e A^{-}_{mn} dá origem à parte anti-auto dual de $G_{\underline{m}\,\underline{n}\,\underline{r}}$ i.e.,

$$G_{\underline{mnr}} - \tilde{G}_{\underline{mnr}} \tag{18}$$

onde $G_{\underline{m}\,\underline{n}\,\underline{r}} = e^{k\sqrt{2}\,D}\; 3\,\partial_{[\underline{m}}\, A_{\underline{n}\,\underline{r}]}$.
Então nós fitamos abaixo a Lagrangeana da ref. [25]

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = {} & \frac{e^2}{4k^2} R - \frac{e}{2}(\partial_{\underline{m}} D)^2 - \frac{e}{12} G^2_{\underline{mnr}} + \\ & -e(\chi \Sigma^{\underline{m}} \mathcal{D}_{\underline{m}} \bar{\chi}) - e\psi_{\underline{m}} \Sigma^{\underline{mnp}} \mathcal{D}_{\underline{n}} \bar{\psi}_{\underline{p}} + \\ & + \frac{e}{\sqrt{2}} \partial_{\underline{n}} D (\chi \Sigma^{\underline{m}} \Sigma^{\underline{n}} \bar{\psi}_{\underline{m}} + \psi_{\underline{m}} \Sigma^{\underline{n}} \Sigma^{\underline{m}} \bar{\chi})\, k + \\ & + \frac{e}{4}(G + \tilde{G})^{\underline{mnr}} (\psi_{\underline{m}} \Sigma_{\underline{nr}} \bar{\chi} - \chi \Sigma_{\underline{nr}} \bar{\psi}_{\underline{m}})\, k + \\ & - \frac{e}{12} G_{\underline{mnr}} \chi \Sigma^{\underline{mnr}} \bar{\chi}\, k + \\ & + \frac{e}{2} (G - \tilde{G})^{\underline{mnr}} \psi_{\underline{m}} \Sigma_{\underline{n}} \bar{\psi}_{\underline{r}}\, k + \\ & + \text{termos quárticos nos campos fermionicos.}\end{aligned} \tag{19}$$

Pode-se verificar que a redução dimensional dessa teoria conduz à teoria N=2, D=4 da supergravidade conforme [26, 27].

References

[1] J. Wess and B. Zumino, Nucl. Phys. B70 (1974) 39;

[2] J. Wess and B. Zumino, Phys. Lett. 49B (1974) 52;

[3] J. Wess and B. Zumino, Nucl. Phys. B78 (1974) 1;

[4] L. Brink, J. Scherk and J.H. Schwarz, Nucl. Phys. B121 (1977) 77;

[5] R. Grimm, M. Sohnius and J. Wess, Nucl. Phys. B133 (1978) 275;

[6] J. Scherk in Recent Developments in Gravitation, N.A.T.O. Advanced Study Series, Cargese, 1978;

[7] S. Coleman and J. Mandula, Phys. Rev. 159 (1967) 1251;

[8] J. Wess and J. Bagger, Supersymmetry and Supergravity, to be published by the Princeton University Press;

[9] P. van Nieuwenhuizen, Phys. Rep. 68, Nº 4 (1981) 189-398 and references therein;

[10] M.T. Grisaru, P. van Nieuwenhuizen and J.A.M. Vermaseren, Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1662;
M.T. Grisaru, Phys. Lett. 66B (1977) 75;

[11] S. Deser, J.H. Kay and K.S. Stelle, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 527;

[12] M. Sohnius, Nucl. Phys. B136 (1978) 461;
E. Cremmer and B. Julia, Phys. Lett. 80B (1978) 48;

[13] E. Cremmer and S. Ferrara, Phys. Lett. 91B (1980) 61;

[14] L. Brink and P. Howe, Phys. Lett. 91B (1980) 384;

[15] L. Brink and P. Howe, Phys. Lett. 88B (1979) 268;

[16] P. Howe, Phys. Lett. B100 (1981) 389, Nucl. Phys. B199 (1982) 309 and references therein;

[17] E. Cremmer, Lectures delivered at "Spring School on Supergravity" at Trieste (April 22-May 6, 1981) and references therein;
L.N. de Matos Pimentão, Diplomarbeite, Universität Karlsruhe, Intitut für Theoretische Physik (1980);
Alexander W. Smith, Ph. D. thesis, Universität Karlsruhe, Institut für Theoretische Physik (May 1982);

[18] E. Witten, Nucl. Phys. B186 (1981) 412;
A. Salam and J. Strathdee "On Kaluza-Klein theory" Trieste

preprint c/81/211 (1981);

[19] M.J. Duff and D.J. Toms "Divergences and Anomalies in Kaluza-Klein theories", CERN preprint TH. 3248, Feb. 1982;

[20] V.O. Rivelles and J.G. Taylor Off-shell "no-go" theorems for higher dimensional supersymmetries and supergravities, King's College preprint, May 1982;

[21] A. Salam and J. Strathdee, Phys. Rev. D11 (1975) 1521;

[22] R. Grimm, J. Wess and B. Zumino, Nucl. Phys. B152 (1979) 255;

[23] S.J. Gates and W. Siegel, Nucl. Phys. B163 (1980) 519;

[24] Alexander W. Smith, "Off-shell N=1 D=6 and Conformal N=2 D=4 supergravity theories (to appear in Nucl. Phys. B);

[25] Neil Marcus and J.H. Schwarz, Field theories that have no manifestly Lorentz-invariant formulation, CALT preprint-68-910 (April 16, 1982);

[26] W. Siegel, Nucl. Phys. B177 (1981) 325;

[27] E. Cremmer, "N=8 supergravity", Talk at the Europhysics Study Conference" Unification of the Fundamental Interactions", Erice - Italy, March 1980, see also reference [17];

GENERAL STATISTICS AND QUARKS

M. Cattani and N. C. Fernandes
Instituto de Física, Universidade de São Paulo
C. P. 20516, São Paulo, Brazil

Assuming that quarks obey general statistics, we propose a non-relativistic approach that can describe several properties of hadrons: quark confinement, baryonic number conservation and 3-quark saturation in baryons. In our formalism, which is different from parastatistics, the assumption of three triplets of quarks is not necessary.

About four decades ago, Gentile deduced within a thermodynamical context, a general quantum statistical distribution function for a system of N identical particles. He assumed that the quantum states of an individual particle can be occupied by a finite arbitrary number, $\underline{d}$, of particles. The Fermi and Bose statistics would correspond to $\underline{d} = 1$ and $\underline{d} = \infty$, respectively.

We have shown (1-3), using the irreducible representations of the symmetric group S_N in Hilbert space that, besides the usual one-dimensional boson (Y_S) and fermion (Y_A) states, also general intermediate states (Y), corresponding to subspaces with dimensions going from 2^2 up to $(N - 1)^2$, are compatible with the postulates of quantum mechanics. There was established a one-to-one correspondence between the Young shapes and the wavefunctions with well defined symmetries in Hilbert space.

Thus, there is a quantization of the system for each shape. For these subspaces there is a Geometric Superselection Rule (G S R) : "transitions between different irreducible subspaces are forbidden". Then, by adopting a somewhat new second quantization procedure, it was also established that:

1) Boson and fermion creation and annihilation operators obey the usual bilinear commutation relations.

2) For the general states, the commutation relations have a multilinear matricial form governed by matrices depending on the structure of the irreducible manifolds. These relations indicate that N particles described by Y states are strongly correlated.

3) The state vector Y does not have a pure fermionic or bosonic behaviour, but it is a fermion-boson hybrid. The occupation number <u>d</u> for Y states runs from 2 up to N - 1.

We have also verified that, from a symmetric group point of view, it would be hard to accept the paraboson and parafermion concepts in quantum mechanics.

At this point a natural question arises: the remaining shapes associated to the hybrid states Y correspond to what kind of particles (by particles we mean a particle or a quasi--particle) ?

In this note, particles represented by Y states, will be named gentileons. Although there is a wide collection of possible intermediate states, many internal quantum numbers such as spin, iso-spin and others arising from internal symmetries or dynamical arguments can be used to drastically reduce the available number of states. These selection rules would depend on the specific gentileons constituting the system. If we have $N = 3$ gentileons, there is only one intermediate four-dimensional state, which was carefully analysed in our previous work (1). For $N = 2$, there is no intermediate state and the *system is represented by* Y_A *or* Y_S.

Let us consider now the collision problem of two systems with gentilionic internal structures. System 1 is composed by N_1 gentileons with internal symmetries defined by the Young shape S_p (N_1) whereas the system 2, composed by N_2 gentileons, is characterized by the Young shape S_q (N_2). The gentileons are assumed to be identical and their total number $N = N_1 + N_2$ is conserved during the collision. By taking into account the Geometric Superselection Rule (G S R), we verify that the symmetries of the internal states are conserved:

$$S_p (N_1) + S_q (N_2) \qquad\qquad S_p (N_1) + S_q (N_2)$$

The ensuing consequences follow from this symmetry conservation law : two systems cannot coalesce and a free gentileon cannot be absorbed or emitted by a system. This suggests that, at least in a non-relativistic approach, gentileons cannot escape from a system. They could be, for instance, dynamical entities as quantum collective states or particles so strongly correlated that they would be unable to appear freely. Anyway, they could be understood as "confined entities" and it is with this spirit that we pursue this note. This would explain why only bosons and fermions have been observed in laboratories and why gentileons have never been detected as free elementary particles in the physical world. It is implied that, if we have a set of identical systems, each one consisting of N gentileons, and if we identify the evolution space with the group itself with respect to which the systems are elementary , only two descriptions are possible : bosonic or fermionic.

As an application of the geometric reasoning developd above, let us consider now the standard SU(3) model of strongly interacting particles in a non-relativistic approximation. for the internal dynamics . If we assume that the fundamental triplet (n p λ) associated with a baryon is constituted by spin-half gentileons described by a four-dimensional hybrid Y defined on SU(3) space, several interesting possibilities are suggested. Naturally, since Y is not necessarily symmetric or antisymmetric under permutations, no specific symmetrisation is required for its radial part. Also, by adopting a Y state for the description of (n p λ) in SU(3) space, it is easy to see (1 - 3) that we get the possibility of accomodating two identical particles in the same quantum state, without assuming parastatistics or the existence of three triplets of quarks.

It is worthwhile to note that according to GSR, this choice for Y could automatically account for :

(a) baryonic number conservation

(b) quark confinemet and

(c) 3-quark saturation in baryons.

Summarizing, we see that in a non-relativistic approach, several fundamental properties of baryons would thus be ascribed to the impossibility of transitions between equivalence classes defined by the action of the symmetric group on SU(3) components.

Next, we want to specialize the preceding discussion to mesons. To this effect, we point out that the set of accessible states of a system composed of 3 gentileons is completely inequivalent to the set which corresponds to a system composed by 2 gentileons. This extremely strong condition is the basis of the entire discussion on meson states. Structural differen ces between baryon and meson quark contents are expected to occur. The mesons could not be constructed with two flavours coming from the baryonic set (n p λ). Thus we would be compelled to construct a meson by introducing a new set of states. This new set is naturally generated by the $\bar{3}$ representation of SU(3). It is worthy to observe that quark confinement in mesons should also be a consequence of GSR.

As a final remark, it must be emphasized that our general results are not modified when the symmetry is extended to SU(6).

REFERENCES

(1) - M. Cattani and N. C. Fernandes, Rev. Bras. Fis., 12, 585 (1982)

(2) - M. Cattani and N. C. Fernandes, Preprint, IFUSP/P-415, Instituto de Física, USP, S. Paulo, Brazil (1983).

(3) - M. Cattani and N. C. Fernandes, Preprint, IFUSP/P-421 Instituto de Física, USP, S. Paulo, Brazil (1983).

A LINGUAGEM SIMBÓLICA REDUCE 3 E SUA APLICAÇÃO PARA A FÍSICA DE ALTAS ENERGIAS

Rubens de Melo Marinho Junior.
CTA/IEAv

O REDUCE é uma linguagem que tem a finalidade de realizar cálculos algébricos geralmente úteis para matemáticos, físicos e engenheiros. É uma linguagem que tem estrutura de ALGOL, é munida de veriaveis escalares, matrizes, matrizes gama (predefinidas), "arrays". Pelo fato dela ser interativa, realiza cada instrução antes de seguir para a próxima.

Esta linguagem versátil pode:

1 - Expandir e ordenar polinômios e funções racionais.
2 - Diferencia e integra analiticamente.
3 - Fazer larga variedade de substituições em expressões.
4 - Calcular máximo divisor comum de polinômios.
5 - Simplificar expressões automaticamente ou sob controle.
6 - Calcular com matrizes simbólicas.
7 - Calcular em física de altas energias (álgebras com spin 1/2 e 1).
8 - Fazer operações com tensores.
9 - Resolver sistemas de equações algébricas.
10- Tem a possibilidade de gerar arquivos compatíveis com o FORTRAN para processamento numérico.

O objetivo principal desse trabalho é divulgar para a comunidade científica Brasileira o uso desta linguagem.

INSTRUÇÕES MAIS IMPORTANTES DO SISTEMA REDUCE

Este resumo é apenas informativo, ele não capacita a pessoas não experientes na linguagem, a fazer programas. Para maiores esclarecimentos veja o manual do usuário do REDUCE.

DEFINIÇÃO DOS TERMOS

expr	qualquer expressão.
expr-list	uma lista de expressões, onde o primeiro elemento dela é indicado por e_1 e o último por e_n.
var-list	é uma lista de variaveis, onde o primeiro elemento dela é indicado por v_1 e o último por v_n.

LISTA DE COMANDOS

ALGEBRAIC expr;	Se não há "expr", muda o modo do sistema para o algébrico, de outra forma executa a expr no modo algébrico, logo após permanecendo no modo simbólico.
ARRAY v_1<tamanho$_1$>,...v_n <tamanho$_n$>;	Declara v_1 a v_n como sendo nome de "arrays", cujo tamanho máximo e <tamanho>.
CLEAR expr-list;	Remove qualquer substituição declarada anteriormente para as expressões e_1 a e_n.
COMMENT texto;	Inclui comentário no programa. "Texto" pode conter qualquer carácter exceto ";" e "$".
DEFINE e_1=e_2;	Permanentemente renomeia e_1 por e_2:
DF (expr,v_1,n_1,v_2,n_2... v_n,n_n);	diferencia com relação a v_1,n_1 vezes, etc.

PROFILE("msg", nomearc)$	Termina a execução do programa e guarda o trabalho no arquivo "nomearc". Se o trabalho foi reiniciado ele volta com a mensagem "msg".
END;	Termina o arquivo usado para a entrada no REDUCE. Também indica o fim de um comando composto.
FACTOR expr-list:	Declara expressões a serem fatoradas na saída.
FOR	Define uma variedade de instruções repetitivas.
FORALL var-list instrução:	Declara que as variaveis de v_1 a v_n sejam arbitrárias nas regras de substituição dadas pela instrução.
GOTO v;	Realiza uma transferência da próxima instrução a ser executada para a que tem o rótulo v.
IF	Define sentenças condicionais.
in "f_1"... "f_n";	Coloca em execução os arquivos externos de f_1 a f_n.
INFIX var-list;	Declara os operadores em var-list como operadores infixos.
INT(expr,v_1),	Integra expr com relação a v_1.
INTEGER var-list;	Declara as variaveis de v_1 a v_n como inteiras.
LET expr-list;	Declara substituições para o lado esquerdo das expressões de e_1 a e_n. Além do mais pode ser usado para introduzir regras de integração e diferenciação.
LINEAR var-list;	Declara os operadores em var-list como sendo lineares.
LISP expr;	Se não há expr muda o modo do sistema para o simbólico, logo após permanecendo no modo algébrico.
MATCH expr-list;	Declara substituições para o lado esquerdo das expressões de e_1 a e_n quando seus expoentes coincidem com os das expressões a serem substituidas.
MATRIX expr-list;	Declara variaveis matrizes para o sistema expr-list pode incluir além do nome das variaveis, informações sobre as suas dimensões.
ON var-list;	Liga as chaves de v_1 a v_n.
OPERADOR var-list;	Declara as variaveis de v_1 a v_n como operadores algébricos.
ORDER var-list;	Declara uma ordem na saída pera as variaveis de v_1 a v_n.
OUT "f_1" ;	Declara f_1 como arquivo de saída.
PROCEDURE	Define nome para um conjunto de comandos para uso repetitivo.
QUIT;	Termina a execução do REDUCE.
RETURN expr;	Transfere pera o próximo nível mais alto, o valor da expr de um comando composto.
SAVE ( );	Guarda o resultado presente do REDUCE num arquivo cujo nome será pedido.
SAVEAS expr;	Dá para a área de trabalho o nome expr.
SCALAR var-list;	Declara as variaveis de v_1 a v_n como escalares.
SHUT "f_1"	*Fecha o arquivo f_1.*
SUB (lista de substituições, expr);	Substitui na expr cada ocorrência das variáveis na lista, pelos seus valores.
SIMBOLIC expr;	O mesmo que LISP expr;
WRITE expr-list;	Causa os valores das expressões de e_1 a e_n serem escritos no arquivo de saída.
WTLEVEL V;	Inicia o nível de pesos assintóticos com v.

CHAVES

São argumentos das funções "on" ou "off" que permitem ao usuário mudar certas características do sistema REDUCE.

ALLFAC	Fatora produtos comuns na saída de expressões. Implícito ON.
DEFN	Retira em LISP a estrada REDUCE equivalente. Implícito OFF.
DIV	Ocasiona o REDUCE a tirar um denominador comum que estava fatorado, e colocar no numerador de cada termo do qual ele divide. Implícito OFF.
EXP	Expande as expressões durante o cálculo. Implícito ON.
FAILHARD	Se está ligado, o integrador termina com mensagem de erro se não conseguir resolver a integral numa forma fechada, senão, ele volta com a expressão formal da integral. Implícito ON.
FLOAT	Inibe a conversão de número real na razão de dois inteiros implícito OFF.
FORT	Declara que a saída terá notação compatível com o FORTRAN. Implícito OFF.
GCD	Cancela o máximo divisor comum de expressões racionais. Implícito OFF.
INT	Especifica o modo interativo de execução. Implícito ON.
LIST	Ocasiona o REDUCE a colocar cada termo de uma soma em uma linha. Implícito OFF.
MCD	Tira o mínimo múltiplo comum das expressões. Implícito ON.
NAT	Produz a saída no estilo "natural". Implícito ON.
NERO	Inibe a impressão de variaveis nulas. Implícito ON.
PERIOD	Coloca o ponto depois de dígitos isolados em expressões FORTRAN. Implícito ON.
RAT	Usado em conjunto com FACTOR. Ocasiona o denominador de uma expressão, ser impresso com cada subexpressão fatorada. Implícito OFF
RESUBS	Reexamina a expressão para que seja feita uma posterior substituição. Implícito ON.
SOLVEWRITE	Resolve e imprime a solução do sistema de equações se está ligado Implícito ON.

CÁLCULO EM FÍSICA DE ALTAS ENERGIAS

Pra cálculos em física de altas energias existem três outros operadores ".", "G", "EPS".

O operador "." indica produto escalar. Com a ajuda deste operador podemos definir a componente de um vetor "p" na direçao U como sendo (P.U).

Obs.: P e U devem ser declarados vetores.

Se desejarmos que os índices sejam contraídos devemos declara-los como índices.

```
Ex.: VECTOR P,Q;
     INDEX U; COMMENT ENTAO;
     P.U*Q.U;
     P.Q
```

A métrica $G_{\mu\nu}$ pode ser indicada por U.V.

Os operadores "G" são as matrizes gama, que já estão embutidas no sistema REDUCE, e cuja notacão e convenções são as do BJORKEN-DRELL. Tem estes operadores vários argumentos sendo que o primeiro deles serve para diferenciar entre os vários loops de férmions, e os outros são os momenta associados a cada linha deférmions.

Exemplo: $\gamma^{\mu}p_{\mu}$ é representado por G(L,U)*P.U=G(L,P)

$\gamma.P*\gamma.Q$ = G(L,P)*G(L,Q) = G(L,P,Q)

O vetor A é reservado como argumento de G para denotar a matriz γ^5.

No cálculo com matrises G está implícito que o traço será tirado (pelo algorítmo de Kahane, J.Journal Math. Phys.,9, 1732 (1968)); caso contrário devemos indicar em qual dos loops isto não deverá acontecer; sendo feito com a funçao NOSPUR.

Ex.:NOSPUR L;

O OPERADOR EPS

Este é um operador com quatro índices que é usado para denotar o tensor de quarta ordem totalmente antisimétrico e sua contraçao com quadrivetores.

$$EPS(I,J,K,L) = \begin{cases} 1 \text{ se } I,J,K,L \text{ for uma permutação par de } 0,1,2,3 \\ -1 \text{ se for permutação ímpar} \\ 0 \text{ de qualquer outro modo} \end{cases}$$

A contração com quadrivetores é indicada por

$E_{ij\mu\nu}P_{\mu}Q_{\nu}$= EPS(I,J,U,V)*P.U*Q.V = EPS(I,J,P,Q)

AS FUNÇÕES MASS e MASHELL

A função MASS serve para definir a massa associada a um quadrivetor e a função MASHELL informa ao REDUCE quais são os vetores que quando aparecerem contraídos consigo mesmo, deverão ser substituídos pela massa elevada ao quadrado.

Ex.: As instruções abaixo fazem parte de um programa em REDUCE

```
? MASS P=M1,Q=M2;
? MASHELL P;
? COMMENT SE COLOCARMOS COMO ENTRADA;
? P.P;
M1**2
? COMMENT E COMO NAO FOI DITO QUE Q DEVERIA ESTAR NA CONCHA DE MASSA, A INSTRU-
        ÇAO;
? Q.Q;
Q.Q
```

Maiores detalhes poderão ser vistos no manual do usuário do REDUCE por AntHony C. Hearn.