

CBPF-NF-036/89

REFLEXÕES SOBRE NOVAS PARTÍCULAS: POSSÍVEIS LEPTONS COM  
SPIN 3/2\*

por

José LEITE LOPES

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CBPF/CNPq  
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150  
22290 - Rio de Janeiro, RJ - Brasil

\*Homenagem à memória de CARLOS MARCIO DO AMARAL

## RESUMO

Fazemos uma análise das possíveis consequências experimentais se admitirmos a existência de leptons excitados com spin  $3/2$ . Os cálculos teóricos são reexaminados. Com as novas máquinas deve-se pesquisar a possível existência dessas partículas, pois só agora se estão produzindo as  $Z_0$ . É preciso buscar essas partículas que saem do modelo padrão.

Palavras-chave: Leptons; Quarks; Partículas com spin  $3/2$ ; Modelo padrão; Estrutura interna das partículas elementares.

-1-

Parece-me claro que se o modelo de Glashow-Salam-Weinberg e as tentativas da Grande Unificação constituem um grande passo no sentido da unificação das forças e da compreensão do mundo físico elas não poderiam de forma alguma ser a última palavra para a descrição das partículas se estamos seguindo a concepção atmística, como seguimos até agora. Pois cada vez que vamos em busca de unidade da matéria, da unidade das forças, esta unidade se torna ilusória, ela foge.

No início, tínhamos dois léptons com carga, o elétron e o muon (1948): (e um neutrino só):

$$\boxed{e \quad \mu, \quad \nu}$$

Hoje em dia, temos seis leptons (1988):

$$\boxed{\begin{array}{ccc} \nu_e & \nu_\mu & \nu_\tau \\ e & \mu & \tau \end{array}}$$

Quando Gell-Mann formulou a teoria do  $SU(3)$ , postulou três quarks:

u		
d	s	

Depois descobriram-se os quarks charmed ( $c$ ), bottom ( $b$ ), e top ( $t$ ) (este ainda não detectado em março 1989):

u	c	t
d	s	b

O quark  $b$  foi descoberto nas partículas de Lederman, upsilon  $\Upsilon$ , e o quark  $t$  ainda não foi descoberto experimentalmente. Sua massa deve ser maior do que 50 GeV. E cada um desses quarks tem três cores, existem três estados de cor. Então teríamos aqui já (6 quarks x 3 cores = 18) 18 quarks + 6 léptons = 24 partículas fundamentais fermiônicas. E por aí vemos que foge a unidade! Além disso, temos que admitir na teoria, os bósons de "gauge". Existem os três bósons intermediários das interações fracas, existe  $\gamma$ . Temos que considerar também os bósons de Higgs, porque até agora são necessários para gerar a massa, essencial nas teorias de "Gauge". E se admitirmos  $SU(3)$  da cor na Cromodinâmica, temos os oito gluons. E ainda se fizermos a teoria  $SU(5)$ , além dos gluons na  $SU(3)$  na Cromodinâmica, e passarmos à  $SU(5)$ , que é a grande unificação, fraca, eletrodinâmica e forte, temos ainda  $24 - 8 = 16$  mésons exóticos, que permitem a desintegração do próton.

O próton se transformaria num pósitron e um  $\pi^0$  (segundo

o SU(5), reação até agora não posta em evidencia):

$$P \rightarrow e^+ + \pi^0 \quad (1)$$

Então na escala das partículas clássicas, já estamos quase na tabela de Mendeleiev ... Logo, quando estamos perante um facto deste tipo, desconfiamos de que existe um nível inferior, se continuarmos com a concepção atomística. É possível que tenhamos um dia que abandonar Demócrito e fazer uma teoria completamente nova, com novas concepções - é o que se propõe talvez a teoria das supercordas. O que chocou a todos na época anterior ao panorama atual, quando só existiam o  $e^-$  e o  $\mu$ , era o mistério da massa do  $\mu$ , por ser 200 vezes maior que a do  $e^-$ , existindo a simetria ( $e^-, \mu$ ). Tudo que o  $e^-$  faz o  $\mu$  faz também, com a mesma intensidade, as interações eletromagnéticas e fracas são as mesmas. Um ensinou ao outro, mas um é a cópia do outro. A única diferença é a massa, que permite a um muon ir num  $e^-$ :

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \quad (2)$$

ou num  $e^-$  mais um foton

$$\mu \rightarrow e^- + \gamma \quad (3)$$

Com a violação do número muonico. Então o  $\mu$  poderia não existir, pois a matéria ordinária só tem necessidade do  $e^-$ . E se o  $\mu$  tem essa massa muito maior que a do  $e^-$ ; de onde provem esta massa? Pela concepção de Lorentz, a massa está ligada à "self-energy" no campo próprio da partícula, mas se as duas têm as mesmas interações, criam os mesmos campos, de onde provém esta massa do  $\mu$ ? Será que existe um campo que daria origem a isto? E este é um mistério que aumentou, porque recentemente, há cerca de sete anos no SLAC, se descobriu o  $\tau$ . Mas o  $e^-$  e o  $\mu$ , são léptons, no sentido de que não têm interações fortes. Aliás a palavra lépton, foi inventada por Rosenfeld, no sentido de leve, ligeiro. Ora

exatamente estas partículas não são mais leves, pois o  $\tau$ , é mais pesado do que o próton e o neutron. Então que léptons são esses que não têm interações fortes, mas cuja massa aumenta dessa maneira? E qual a razão dessa repetição de propriedades? Pois, até onde as experiências atuais permitem, existe uma verdadeira simetria elétron - muon - tau ( $e^- - \mu - \tau$ ), nas interações, e a constante universal das interações eletromagnéticas e fracas, são as mesmas. Então isto é um mistério.

Ora com a introdução dos quarks, para explicar os hadrons, que seriam deles compostos, tivemos um avanço. Porque isto permitiu unificar toda aquela variedade imensa de hadrons, que eram um caos na época anterior a Gell-Mann. E com relação aos léptons, pensei, é o caso de se supor que possuam uma estrutura como o  $P, N, \pi$ , os hadrons. Em 1934, quando se descobriu o neutron, ninguém pensaria que prótons e neutrons tivessem uma estrutura deste tipo. Deveriam ser puntiformes, como consideramos hoje o  $e^-$ , o  $\nu$ . Evidentemente, apareceram os problemas dos momentos magnéticos anômalos, da nuvem mesônica depois de 1937. Surge então a idéia: por que os léptons não têm uma estrutura? Em 1969, quando saí do Brasil, tive a idéia de tomar os quarks  $u, d$  e  $s$  - porque os outros não haviam sido descobertos - e junto com um lépton pesado tentar uma estrutura para  $e^-$  e  $\mu$ , que incluísse quarks e anti-quarks em seu interior. Pois a minha intenção era unificar as partículas, diminuir o número de partículas fundamentais. Por exemplo - isto só para efeito histórico - eu introduzia um lépton neutro  $l$ , num quadrupeto, que seria uma base sobre o qual atuaria o grupo  $SU(4)$ :

$$\begin{pmatrix} u \\ d \\ s \\ l \end{pmatrix}$$

E se fizermos o produto direto dele por ele e por um anti  $(\bar{l}, \bar{s}, \bar{d}, \bar{u})$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \\ s \\ l \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} u \\ d \\ s \\ l \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} \bar{l} \\ \bar{s} \\ \bar{d} \\ \bar{u} \end{pmatrix}$$

eu teria objetos do tipo:  $e^- \bar{u} d l$ , por exemplo, e com ele identificaria o elétron. O pion ligado a um  $l$ . E o  $\mu$ , e esta era a idéia, seria:

$$\mu \bar{u} s l \quad (4)$$

Como o  $s$  é mais pesado que o  $d$ , e o  $\mu$  mais pesado que o  $e^-$ , eu associaria de um certo modo, o  $\mu$  ao quark  $s$ . Isto evidentemente não funciona, porque introduzimos posteriormente uma Lagrangiana numa interação. E esta interação dá uma "hemorragia" do kaon, na desintegração

$$K^- \rightarrow \mu^- + e^+ + \pi^- \quad (5)$$

Pois temos o kaon, que pode dar um  $\mu$  pois nesta estrutura, os quarks são confinados, com soma sobre as cores. Mas nesta ligação, não há confinamento de  $K, \pi$ , etc, podemos ter uma desintegração dando  $\bar{u} s$ , e um  $\bar{l}$ , separando-os. Então isto daria um  $\bar{\mu}$  e um  $\bar{l}$ , e esse  $\bar{l}$  poderia dar um  $\pi^-$  e um  $e^+$ . Teríamos assim uma "hemorragia" do  $K$ , que experimentalmente é praticamente nula, logo é como se ela não existisse. Descobri assim, que o desejo de substituir dois léptons por um só lépton fundamental neutro admitindo os quarks tinha de ser realizado com dois léptons neutros  $l_1$  e  $l_2$ , fazendo uma combinação, uma rotação à la Cabbibo e introduzindo esta rotação:

$$L_1 = l_1 \cos \theta + l_2 \sin \theta \quad (6)$$

$$L_2 = l_2 \cos \theta - l_1 \sin \theta \quad (7)$$

e com este processo, e  $L_1$  e  $L_2$  na interação, é eliminada a hemorragia se esses dois  $l$  tiverem uma massa aproximadamente igual. É como o mecanismo de Glashow-Iliopoulos-Maiani no modelo standard.

Depois, e isto é história, nós desenvolvemos uma série de artigos, que inclusive se estendem ao caso dos vários léptons. O número de léptons neutros fundamentais que vou ter que introduzir, é o mesmo que os que já existem, logo não há unificação. E em vez de todos esses que vêm da rotação de Cabibbo, podemos introduzir a rotação proposta por Maskawa e Kobayashi. Há uma objeção, alguém poderia perguntar: se os quarks estão dentro do lépton, por que não pode haver interação forte? E isso é um problema. Mas nos trabalhos que fizemos, considerando os léptons neutros fundamentais com uma massa muito grande, podemos esperar suprimir estas interações fortes. De qualquer maneira, acho que é uma tentativa ingênua, e nesta época em 1969, não publiquei isso, porque colocar léptons num multiplete com  $u, d, s$ , implica violação dos números bariônico e leptônico. Só publiquei depois, porque saiu um trabalho de Pati-Salam, onde eles colocam os léptons como a 4a. cor, introduzindo num multiplete quark e lépton, quebrando a conservação do número bariônico. Mas nesta época, ninguém dava atenção para estrutura de léptons. Depois apareceram vários modelos - como ainda aparecem atualmente. Muitas pessoas trabalhando: t'Hooft, Amati, Gato, Harari, etc. É claro que se há uma estrutura leptônica, o modelo mais simples, seria três objetos fundamentais, digamos três leptinos, integrando um lepton. Eu chamo leptinos, mas eles poderiam estar nos quarks, e deveríamos admiti-los como coisas mais simples que o  $e^-$ , o  $\mu$ , e o  $\tau$ . E eventualmente os quarks seriam constituídos também de três férmions fundamentais. O fato de terem spin  $1/2$ , significaria que o spin de dois deles aponta para cima e o terceiro para baixo. E se isto é verdade, é possível que a altas energias, haja spin-flip os três spins desses objetos apontando para cima ou para baixo, e portanto o elétron apareceria neste caso com o spin  $3/2$ . Ocorre então - se formos estudar efeitos



onde apareça spin para esses léptons de spin 3/2, e calcular da maneira mais simples - que estamos fornecendo elementos aos experimentais para detectarem se isto ocorre ou não. Se ocorrer, será uma indicação direta da estrutura de um lépton com spin 3/2, que não vamos dizer que seja uma estrutura puntiforme - é um estado excitado de alguma coisa fundamental. É uma estrutura "atômica", por assim dizer. E este foi nosso trabalho ao longo desses últimos anos. Depois desse modelo, começamos a estudar léptons com spins 3/2, e ver quais os efeitos possíveis. Na época, nós que - ríamos saber como trabalhar com o spin 3/2, cuja teoria já existia. Em geral temos a teoria de Bargmann-Wigner, que descreve uma partícula com spin qualquer, campos livres. Analisamos o caso do spin 1 da teoria de Bargmann-Wigner a fim de calibrar nossos trabalhos, e então obtivemos até a formulação interessante da eletrodinâmica: podemos formular a teoria de Proca a partir dos spinores de Weyl. As equações de Weyl para partículas com spin 1 (com os espinores de Weyl de 2ª ordem,  $\phi^{\kappa t}, \omega_{\dot{s}}$ )

$$i(\sigma^{\alpha} \partial_{\alpha})_{\dot{s}\kappa} \phi^{\kappa t} = m \omega_{\dot{s}} t \quad (8)$$

$$\frac{1}{2} \left[ i(\sigma^{\alpha} \partial_{\alpha})^{\kappa\dot{s}} \omega_{\dot{s}} t + i(\sigma^{\alpha} \partial_{\alpha})^{\dot{s}\kappa} \phi^{\kappa t} \right] = m \phi^{\kappa t} \quad (9)$$

$$\boxed{t, \kappa, \dot{s}, \dot{\kappa}, \dot{s} = 1, 2} \quad (10)$$

$$\frac{1}{2} \left[ i(\sigma \cdot \partial)_{\dot{s}\kappa} \chi^{\kappa}_{\dot{t}} + i(\sigma \cdot \partial)_{\kappa\dot{t}} \chi^{\kappa}_{\dot{s}} \right] = m \eta_{\dot{s}\dot{t}} \quad (11)$$

$$i(\sigma \cdot \partial)^{\kappa\dot{s}} \eta_{\dot{s}\dot{t}} = m \chi^{\kappa}_{\dot{t}} \quad (12)$$

No espaço das matrizes 2 x 2, uma base é  $I, \vec{\sigma}$ , outra é

$$C, \vec{\sigma} C \quad (13)$$

onde (o índice  $t$  à esquerda quer dizer transposto):

$$t_c = -c; \quad c^t = c^{-1} \quad (14)$$

$$t_{(\sigma k) \lambda \delta} = - (c^{-1})_{\lambda \mu} (\sigma k)^{\mu t} \cdot c_{t \delta} \quad (15)$$

logo

$$t_{\sigma}^{\rightarrow} = -c^{-1} \rightarrow c \quad (16)$$

logo

$$t_{(\sigma C)}^{\rightarrow} = (\sigma C) \quad (17)$$

E podemos escrever:

$$\phi^{\lambda \delta} = \vec{F}(x) \cdot (\vec{\sigma} C)^{\lambda \delta} \quad (18)$$

$$\omega_{\delta}^{\rightarrow} \cdot t = \left[ \delta^0(x) C - \vec{f}(x) \cdot (\vec{\sigma} C) \right] \cdot t_{\delta} \quad (19)$$

Obtemos:

$$i \vec{\nabla} \cdot \vec{F} + m^2 \vec{f} = 0 \quad (20)$$

$$i \partial_0 \vec{F} - \vec{\nabla} \times \vec{F} - m^2 \vec{f} = 0 \quad (21)$$

$$\vec{F} = i (\partial^0 \vec{f} + \vec{\nabla} f^0) + \vec{\nabla} \times \vec{f} \quad (22)$$

Com  $\vec{F} = \vec{B} - iE$ ,  $\vec{B}$ ,  $\vec{E}$  reais, temos Proca-Maxwell:

$$\vec{E} = -\partial^0 \vec{f} - \vec{\nabla} f^0 \quad (23)$$

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{f} \quad (24)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} + m^2 f^0 = 0 \quad (25)$$

$$\partial_0 \vec{E} - \vec{\nabla} \times \vec{B} - m^2 \vec{f} = 0 \quad (26)$$

O outro par de Weyl dá o primeiro por reflexão espacial - o que quer dizer que podemos considerar formalmente:

$$\begin{aligned} \vec{E} \text{ vetor polar,} & & \vec{B} \text{ axial ou} \\ \vec{E} \text{ axial e} & & \vec{B} \text{ polar} \end{aligned} \quad (27)$$

E para o campo eletromagnético, consideramos o fóton como um neutrino de Weyl, com spin 1, obedecendo a uma equação do tipo Weyl:

$$\begin{aligned} i (\sigma \cdot \partial) \phi^{rt} &= 0 \\ \phi^{rt} &= \phi^{tr} \end{aligned} \quad (28)$$

$$\text{Fazendo } \phi^{rt} = \vec{F} \cdot (\vec{\sigma} C)^{rt} \quad (29)$$

e tomando traços da equação de Weyl obtemos:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{F} = 0; \quad i \partial_0 \vec{F} - \vec{\nabla} \times \vec{F} = 0 \quad (30)$$

Se

$$\vec{F} = \vec{B} - i\vec{E} \quad (31)$$

então:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (32)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (33)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} + \partial_0 \vec{B} = 0 \quad (34)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} - \partial_0 \vec{E} = 0 \quad (35)$$

Que é a eletrodinâmica como foi formulada pela primeira vez por Majorana. Não exatamente como fizemos, pois nesta formulação não aparecem os potenciais. Aparecem os campos  $\vec{E}$  e  $\vec{B}$ , e a teoria já é automaticamente "gauge invariant". A equação

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{F} = 0 \quad (36)$$

no espaço dos momentos é  $\vec{k} \cdot \vec{F}(k) = 0$  (37)

Logo  $\vec{F}(k)$  é transversal:

$$\begin{aligned} \vec{F}(k) &= \frac{1}{\sqrt{2}} (F_1 - iF_2) \vec{e}_+(k) + \frac{1}{\sqrt{2}} (F_1 + iF_2) \vec{e}_-(k); \\ e_{\pm}(k) &= \frac{1}{2} (\vec{e}_1(k) \pm i \vec{e}_2(k)) ; \\ \vec{k} \cdot e_{\pm}(k) &= 0 ; \quad e_j(k) \cdot e_k(k) = \delta_{jk}. \end{aligned} \quad (38)$$

Em geral  $\phi^{\mu t} = \vec{F} \cdot (\sigma C)^{\mu t}$  (39)

se decompõem em

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (F_1 - iF_2) (\sigma_+ C) + \frac{1}{\sqrt{2}} (F_1 + iF_2) (\sigma_- C). \quad (40)$$

Mas:

$$\sigma_3 (\sigma_1 \pm i\sigma_2) = \pm (\sigma_1 \pm i\sigma_2) \quad (41)$$

e como o spin do campo é

$$\vec{S} = \frac{1}{2} (\vec{\sigma} \otimes I + I \otimes \vec{\sigma}) \quad (42)$$

Obtemos então que o fóton polarizado à direita é representado

por:

$$\phi_R = f(k) (\sigma_+ C) \quad (43)$$

E o foton levógiro é:

$$\phi_L = g(k) (\sigma_- C) \quad (44)$$

Passamos então para spin 3/2, onde existem várias formulações:

Bargmann-Wigner, H.Weyl, do neutrino com spin 3/2 similar ao neu

trino usual, levógiro e dextrógiro. E depois temos a descrição mais popular e mais interessante para o cálculo: a de Rarita-Swinger. A teoria de Bargmann-Wigner, descreve uma partícula de spin por um spinor de Dirac de ordem  $2s$ , totalmente simétrico nos índices. Para spin  $3/2$ , temos um Dirac

$$\psi_{abc} = \delta_a^\mu (\gamma_\mu C)_{bc} - \frac{1}{2m} G_a^{\mu\nu} (\sigma_{\mu\nu} C)_{bc}, \quad a, b, c = 1, 2, 3, 4 - \text{Índices} \quad (45)$$

spinoriais totalmente simétricos. E como ele é simétrico, decomponos na base de todas as matrizes de Dirac simétricas;

$$\gamma^\mu C, \quad \sigma^{\mu\nu} C \quad (46)$$

Onde  $C$  é uma matriz que serve para passar de  $\gamma$  para  $\gamma^t$ . E quando introduzimos isto nas três equações de Dirac - que é o fundamento de Bargmann-Wigner para spin  $3/2$ , tomamos traços - obtemos que o  $G_a^{\mu\nu}$  que aparece não é independente, sendo um rotacional semelhante ao campo de Maxwell do caso  $3/2$ .

$$G_a^{\mu\nu} = \partial^\nu \delta_a^\mu - \partial_\mu \delta_a^\nu \quad (47)$$

E  $\psi$ , fundamental, obedecendo à equação:

$$(\not{\partial} \gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi^\alpha = 0 \quad (48)$$

com as condições suplementares:

$$\gamma_\alpha \psi^\alpha = 0 \quad (49)$$

$$\partial_\alpha \psi^\alpha = 0 \quad (50)$$

E podemos chamar o spinor  $\psi$  de Rarita-Swinger, porque eles estão dentre os primeiros a trabalhar uma formulação desta natureza.

Na teoria do spin  $3/2$ , podemos considerar esta equação de Dirac

aplicada a este spinor-vetor,  $\alpha$  é o índice vetorial, existindo um índice spinorial oculto:

$$\begin{aligned} \delta_a^\alpha, & \quad a = 1, 2, 3, 4 \\ & \quad \alpha = 0, 1, 2, 3 \end{aligned} \quad (51)$$

Este spinor vetor de Rarita-Swinger (RS), obedece à equação de Dirac, e existem essas condições subsidiárias importantes. De

$$\gamma_\alpha \delta^\alpha = 0 \quad (52)$$

temos um spinor ordinário que anulamos. O mesmo ocorrendo com a divergência de  $\delta^\alpha$ :

$$\partial_\alpha \delta^\alpha = 0 \quad (53)$$

E na teoria se não tomarmos estas duas condições acima iguais a zero, ele descreverá o spin 3/2, e duas partículas de spin 1/2. No caso das duas condições serem nulas, estaremos tomando apenas a descrição do spin 3/2. Estes são campos auxiliares importantes, pois Pauli e Fierz, ao estudarem este assunto, tiveram de lançar mão deles para obter a Lagrangiana. É interessante saber que Fronsdal e outros, estudaram uma equação deste tipo, onde há em princípio uma classe infinita de equações de RS:

$$(i \gamma \cdot \partial - m) \delta^\alpha - iA(\gamma^\alpha \partial^\beta + \gamma^\beta \partial^\alpha) \delta_\beta + \gamma^\alpha (i B \gamma \cdot \partial + mC) (\gamma_\beta \delta^\beta) = 0 \quad (54)$$

Se tomarmos esta combinação com  $A, B, C$ , constantes e quisermos a partir dela obter a equação de RS mais as condições subsidiárias, teremos as seguintes condições:

-13-

$$A \neq 1/2 \quad (55)$$

$$B = 3A^2/2 - A + 1/2 \quad (56)$$

$$C = 3A^2 - 3A + 1 \quad (57)$$

Ora, a condição para os valores de  $A$ , indica uma infinidade de equações possíveis, o que é uma coisa estranha. RS escolheram  $A=1/3$  - provavelmente porque é muito simples, resultando igual valor para  $B$  e  $C$  - no trabalho publicado na Physical Review 1941. Mas o que é interessante, e propusemos recentemente: podemos fazer um tipo de transformação de "gauge" similar à eletromagnética e obrigar que a equação com as constantes  $A, B, C$ , seja invariante sob a transformação de calibre:

$$\psi^\alpha \rightarrow \psi^\alpha + \partial^\alpha \chi \quad (58)$$

$\chi$  sendo um spinor arbitrário, e  $\partial^\alpha \chi$  correspondente ao  $\partial_A^\alpha$  na eletrodinâmica. Isto é uma transformação de gauge spinorial. E se exigirmos que a equação de Fronsdal com as constantes  $A, B, C$ , seja invariante em relação à transformação acima quando  $m = 0$ , obtemos:

$$A = B = C = 1 \quad (59)$$

Ora, isso parece um postulado simples, pois no caso de spin 1, uma partícula de massa  $m$  obedece à equação de Proca, não existindo do Gauge Invariance por causa da massa. Mas quando fazemos a massa ir a zero, caímos na teoria de Maxwell, e as equações são

"gauge invariant". Então as equações de RS constituem uma classe. E procuramos nesta classe quais as equações que são invariantes em relação a uma transformação de gauge. Obtemos  $A = B = C = 1$ , que indica uma única equação. Logo as equações para spin 3/2, que podemos chamar também de RS, serão aquelas que obedecem a este postulado de gauge invariance spinoral para  $m = 0$ :

$$\{ (i \gamma \cdot \partial - m) g^{\alpha\beta} - i (\gamma^\alpha \partial^\beta + \gamma^\beta \partial^\alpha) + \gamma^\alpha (i \gamma \cdot \partial + m) \gamma^\beta \} \psi_\beta = 0 \quad (60)$$

Por meio desta identidade, um  $\epsilon$  de T. Levi-Civita:

$$\epsilon_{\alpha\mu\nu\beta} \gamma^5 \gamma^\mu = \{ \gamma_\alpha \gamma_\nu \gamma_\beta + g_{\alpha\beta} \gamma_\nu - g_{\alpha\nu} \gamma_\beta - g_{\alpha\nu} \gamma_\alpha \} \quad (61)$$

Podemos escrever nossa equação de uma maneira muito simples, compacta:

$$\epsilon_{\alpha\mu\nu\beta} \gamma^5 \gamma^\mu \partial^\nu + \frac{i}{2} m \gamma^\nu \} \psi^\beta = 0 \quad (62)$$

Esta equação é utilizada na Supersimetria e na Supergravitação. E quando  $\psi$  é um spinor-vetor de Majorana, e  $m = 0$  esta é equação do chamado gravitino, uma partícula de massa nula (mas que pode também não ser nula) de spin 3/2, que é fundamental nesta última teoria ao lado do graviton. Mas aqui estamos trabalhando de uma maneira intuitiva e simples, partindo somente das coisas que nos dão as representações finitas do grupo de Lorentz próprio e ortocrono. Não invocamos a Supersimetria. O que é importante numa equação única, é que podemos encontrar a Lagrangiana. Quando temos um sistema de equações com condições subsidiárias, não podemos en-



- 15 -

contrar a Lagrangiana porque derivamos as equações, mas não podemos derivar as subsidiárias. No caso do spin 1, podemos definir uma equação de Klein-Gordon para o vetor, com a condição de que a divergência dele seja zero, para obtermos três componentes. Mas não obtemos a Lagrangiana a partir destas condições. Para obtela, precisamos passar para a equação de Proca, o que significa introduzir os campos auxiliares contidos nos  $G^{\mu\nu}$ . E a partir dela provamos que a divergência é zero, e logo se reduz à de Klein-Gordon. Finalmente desta equação de Proca, que é única, obtemos o Lagrangiana. Só no caso do spin 1 é que podemos construir o Lagrangiano a partir de Bargmann-Wigner, para os outros não. São problemas matemáticos. Esta é a Lagrangiana para uma partícula de spin 3/2, livre:

$$L = \epsilon_{\alpha\mu\nu\beta} \bar{\psi}^\alpha \gamma^5 \gamma^\mu | \partial^\nu + i \frac{m}{2} \gamma^\nu | \psi^\beta \quad (63)$$

Onde:

$$\bar{\psi}^\alpha = \psi^\alpha + \gamma^0 \quad (64)$$

Se quisermos as interações eletromagnéticas nesta teoria, utilizamos um princípio de gauge - substituímos o  $\partial_\mu$  pela derivada covariante  $\mathcal{D}_\mu$

$$\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu + ieA = \mathcal{D}_\mu \quad (65)$$

E obtemos

$$L = - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \epsilon_{\alpha\mu\nu\beta} \bar{\psi}^\alpha \gamma^5 \gamma^\mu \left[ \mathcal{D}^\nu + \frac{i}{2} m \gamma^\nu \right] \psi^\beta \quad (66)$$

que fornece a corrente eletromagnética do spin 3/2:

$$j_\nu(x) = -ie \epsilon_{\alpha\mu\nu\beta} \bar{\psi}^\alpha \gamma^5 \gamma^\mu \psi^\beta \quad (67)$$

A teoria é altamente não-renormalizável.

Se desta equação:

$$\epsilon_{\alpha\mu\nu\beta} \gamma^5 \gamma^\mu \left[ \mathcal{D}^\nu + \frac{i}{2} m \gamma^\nu \right] \psi^\beta = 0 \quad (68)$$

procurarmos as condições, a saber as expressões:

$$\text{a) } \gamma^\alpha \psi^\alpha \quad \text{b) } \mathcal{D}_\alpha \psi^\alpha$$

em presença do campo eletromagnético, encontraremos que estas formas não são mais nulas. Iremos no fundo ter aqui, uma série de potências do campo eletromagnético. Introduzindo:

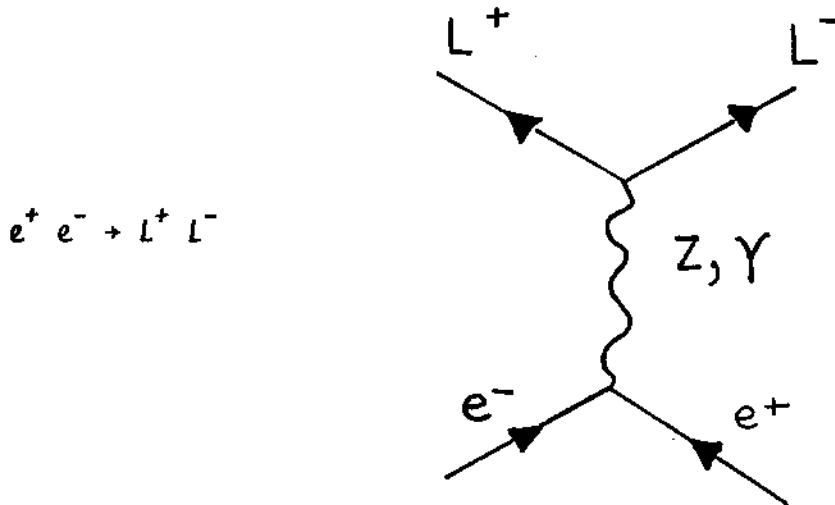
$$\left[ - \frac{e}{3m^2} \sigma^{\mu\alpha} F_{\mu\alpha} + 1 \right] (\gamma_\alpha \psi^\alpha) = \frac{2ie}{3m^2} F^{\lambda\nu} \gamma_\nu \psi_\lambda \quad (69)$$

na Lagrangiana, resultará uma teoria altamente não renormalizável. Eis aí a fórmula. Devemos então abandonar este caminho e construir correntes fenomenológicas. Quando não se sabia o que eram o próton e o nêutron, mas sabia-se que não podiam ser descritos por teorias de Dirac, fazia-se isto: tomavam-se elementos de matriz entre um estado e outro de uma corrente  $j^\lambda$ , e se construíam os invariantes de Dirac, com os famosos fatores de forma, eletromagnéticos, fracos, para o próton. Para spin 3/2 teremos:

- 17 -

$$\begin{aligned}
 \langle p' s' | j^\lambda(0) | p s \rangle = & \bar{u}^\alpha(p' s') \{ \gamma^\lambda F_1(q^2) + \frac{i}{2m} \sigma^{\lambda\nu} q_\nu F_2(q^2) \} u_\alpha(p s) + \\
 & + \frac{q_\nu}{2m} F_3(q^2) \{ u^\lambda(p' s') u^\nu(p s) - \bar{u}^\nu(p' s') u^\lambda(p s) \} + \\
 & + \bar{u}^\alpha(p' s') \frac{q_\alpha}{2m} \sigma^{\lambda\nu} \frac{q_\nu}{2m} \frac{q_\beta}{2m} u_\beta(p s) F_4(q^2)
 \end{aligned} \tag{70}$$

com quatro fatores de forma, impondo a conservação da corrente. Com isto podemos calcular processos. Exceto o fato de que temos quatro fatores de forma que não sabemos o que são, traduzindo nossa ignorância da estrutura interna da partícula. O cálculo mais simples, feito por Alles e Borelli, seria a aniquilação  $(e^- e^+)$ , criando um par de partículas  $L^+, L^-$  de spin 3/2:



Da relação entre as secções de choque temos:

$$R = \frac{\sigma(e^+ e^- \rightarrow L^+ L^-)}{\sigma(e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)} \tag{71}$$

Se  $\rho$  é a energia do  $L$  que sai, dividido por sua massa:

$$\rho = \frac{E}{m} \tag{72}$$

aparece um  $\rho^4$  de modo que ela viola a unitariedade de uma maneira "gloriosa":

$$R = \left| \frac{P}{E} \right|^2 = \left( \frac{16}{4} \rho^4 - \frac{8}{9} \rho^2 + \frac{1}{\rho^2} - \frac{2}{9} \right) \quad (73)$$

E esta fórmula simples, nós obtivemos fazendo todos os fatores de forma iguais a zero ( $F_i = 0$ ), com exceção do primeiro que é igual a um:

$$F_1(q^2) = 1 \quad (74)$$

o que quer dizer uma partícula puntiforme. Esta equação viola a unitariedade, de maneira que devemos ser cautelosos, e como Fermi fez com o  $\beta$  decay, utilizá-la um pouco acima do limiar, não extrapolando para altas energias. E como estamos no terreno fenomenológico, não existindo até agora uma teoria renormalizável para spin 3/2, mas dada a existência de partículas com este spin, prótons excitados, núcleos, átomos, etc., e de  $\mathfrak{g}^a$  como representação do grupo de Lorentz, precisamos trabalhar com alguma coisa. Então por que não pegar a teoria de Salam-Weinberg, que é aquela beleza, e a ela aplicarmos spin 3/2? O que não é mais renormalizável. Seria um trabalho heurístico. Nós fazemos isto de uma maneira que não oferece problema, e está no número de julho/84 da Revista Brasileira de Física, em homenagem a M.Schenberg. A situação é a mesma, e há uma pequena complicação devida à existência da Lagrangiana. Neste trabalho consideramos as derivadas usuais, as derivadas covariantes, e desenvolvemos um modelo que não é renormalizável, mas dá lugar às correntes. E a vantagem é que ele não dá só a corrente eletromagnética que obtivemos antes, mas também, as correntes de interação com as partículas W e Z. Assim passamos a usar estas correntes, sem ouvir o clamor de físicos ortodoxos sobre a renormalizabilidade da teoria. Inspi-

rados em Fermi, fizemos o cálculo, e através dele temos que fazer hipóteses para cair na física atual. Considerando a existência das três famílias de léptons ( $e^-$ ,  $\mu$ ,  $\tau$ ), a hipótese mais simples é dizer que existe um estado excitado, e sendo o  $\nu$  um objeto de massa nula, é muito complicado colocar nele três objetos massivos, fazer desaparecer esta massa e obter a velocidade  $c$ . Então deixamos de lado o  $\nu$  e dizemos que ele é o que é: fundamental. Consideramos a existência de léptons de spin  $3/2$ , uma para cada família e este  $\nu$  vai interagir não só com o  $e^-$ , mas também com o  $\epsilon$ .

$N^0$ Leptonico	Leptons com Spin $\frac{1}{2}$	Leptons com Spin $\frac{3}{2}$
$L_e = 1$	$\nu_e, e$	$\epsilon^- (\epsilon^+)$
$L_\mu = 1$	$\nu_\mu, \mu$	$m^- (m^+)$
$L_\tau = 1$	$\nu_\tau, \tau$ ↑ ↓ ↑	$\tau^- (\tau^+)$ ↑ ↑ ↑

E com isto construímos correntes, inclusive fenomenológicas. Esta parte já foi vista do Eletromagnetismo. Por exemplo, fenomenologia eu falei de Salam-Weinberg, mas podem-se fazer outras, mais simples. Fenomenológica pode ser uma corrente deste tipo:

$$j_1^\alpha = \bar{\mu}^\alpha (P) (1 + a \gamma^5) \mu_{\nu e} (K) \quad (75)$$

com o espinor-vetor  $\mu^\alpha (P)$  do lepton com spin  $3/2$  e o espinor  $\mu_{\nu e}$  (K) do neutrino; ou deste tipo:

$$q = k - P, \quad j_2^\alpha = \frac{\bar{\mu}^\lambda}{M} (P) q_\lambda \gamma^\alpha (1 + a \gamma^5) \mu_{\nu e} (k) \quad (76)$$

Podemos fazer uma tabela de correntes fenomenológicas fracas possíveis. Como a idéia era calcular processos, darei um exemplo: uma partícula de spin  $3/2$  dando  $\pi^-$  mais  $\nu_e$ :

$$L^- \rightarrow \pi^- + (\nu_e)_{L,R} \quad (77)$$

Aqui temos a fórmula que depende da massa que é um parâmetro arbitrário  $M$ :

$$\Gamma = \frac{(G m_\rho^2)}{192 \pi} \left(\frac{M}{m_\rho}\right)^2 \left(\frac{m_\pi}{m_\rho}\right)^2 M \left(1 - \frac{m_\pi^2}{M^2}\right)^4 \quad (78)$$

$\tau$ (s)	$M$ (GeV)
$1.19 \times 10^{-12}$	5
$1.86 \times 10^{-16}$	20
$3.54 \times 10^{-16}$	75
$1.49 \times 10^{-16}$	100

Depois calculamos uma desintegração  $\beta$ : o  $L_{3/2}$  decaindo num lépton ordinário, um neutrino, e um anti-neutrino:

$$L^- \rightarrow (\nu_\ell)_L + \ell^- + \overline{(\nu_\ell)} \quad (79)$$

onde

$$\frac{d\Gamma}{dx} = \frac{G m_\rho^2}{288 \pi^3} \left(\frac{M}{m_\rho}\right)^4 M \frac{x^2 \left(\frac{1}{4} x^2 - 3x + 3\right)}{\left(1 - \frac{1}{2} x \frac{M^2}{m_\rho^2} - \right)^2} \quad (80)$$

com

$$x = \frac{2E_\ell}{M}; \quad 0 \leq x < 1 \quad (81)$$

Já na reação:

$$L^+ \rightarrow (\nu_e^-)_L + e^+ + (\nu_\mu)_L \quad (82)$$

notamos pela primeira vez um processo em que podemos ter duas partículas finais idênticas: dois "neutrinos left handed". Então temos que anti-simetrizar a amplitude. Porque temos duas partículas iguais.

Depois em outros trabalhos, verificamos a possibilidade de termos não somente o  $\epsilon$ , as partículas carregadas com spin 3/2, mas também neutrinos com spin 3/2. Para fazer isto calculamos estas reações:

$$\nu_\mu + c \rightarrow \nu_m + e \quad (83)$$

$$M^- \rightarrow \mu^- + e^- + e^+ \quad (84)$$

$$L \rightarrow \nu_L + \pi \quad (85)$$

$$L \rightarrow \nu_L + e^- + \bar{\nu}_e \quad (86)$$

Esta reação:

$$M^- \rightarrow \mu^- + \mu^- + \mu^+ \quad (87)$$

é interessante, porque houve uma época, faz pouco tempo, em que se ouviu falar em "three-muon events", reações em que eram produzidos três muons. Existe para esta reação uma explicação com quarks. Se tivéssemos um  $M$  com spin 3/2 produzido, ele se desintegraria em três muons, com interação carregada e interação de corrente neutra.

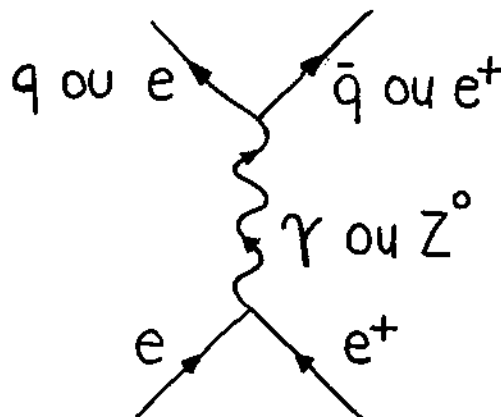
Agora, alguém poderá perguntar: por que estamos fazendo tudo isto, e não se encontrou nada disso? Ao que eu respondo: não se encontrou, porque só se encontra aquilo que se procura. Um detector, por exemplo, só vai responder a certas interações, para as quais ele foi projetado. No trabalho da Revista Brasileira de Física, tivemos a idéia de introduzir uma interação de Pauli eletromagnética, no fundo é isso: Introduzimos duas derivadas covariantes sobre o  $\psi$  :

$$\bar{\psi} \sigma^{\mu\nu} \mathcal{D}_\mu \mathcal{D}_\nu \psi \quad (88)$$

e como  $\sigma^{\mu\nu}$  é antissimétrico, o termo com as derivadas ordinárias se anula. O termo que resta será da forma:

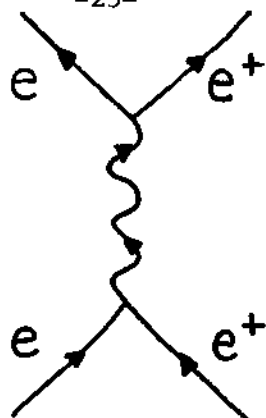
$$\bar{\psi} \sigma_{\mu\nu} \psi F^{\mu\nu} \quad (89)$$

A vantagem é que este termo é "gauge invariant", de maneira que podemos ter um fóton produzindo um par de léptons com massas diferentes. Um pósitron ordinário com um elétron ordinário com uma massa enorme. Esta idéia, foi tomada nestes últimos meses por Cabibbo, Maiani e Srivastava, num artigo em que eles analisaram a reação

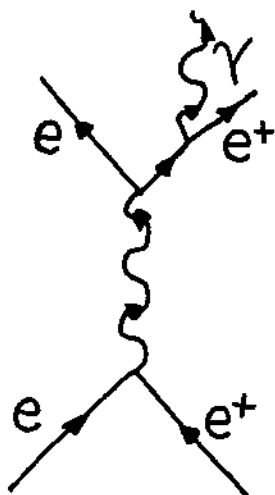




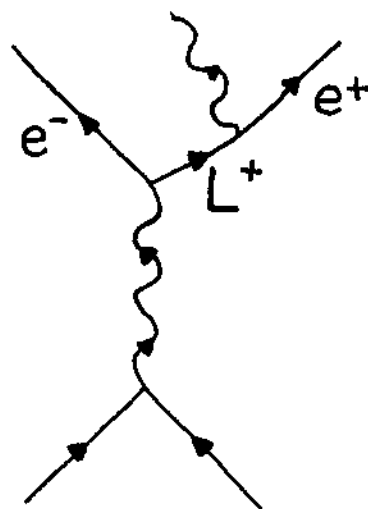
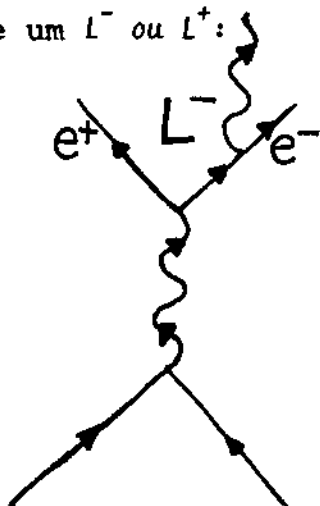
comparada com a produção  
de um par eletrôn-positrôn:



Se houver  $\gamma$ 's emitidos no estado final por bremsstrahlung, o processo seria este:

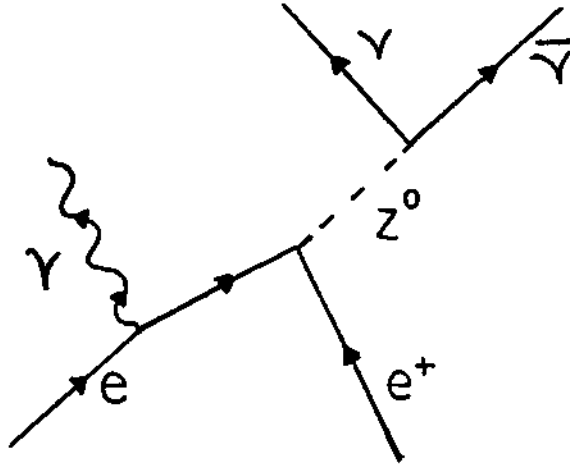


No caso em que o  $\gamma$  tem grande energia, e não obedece ao bremsstrahlung de Salam-Weinberg, Cabibbo et al supuzeram a formação de um  $L^-$  ou  $L^+$ :

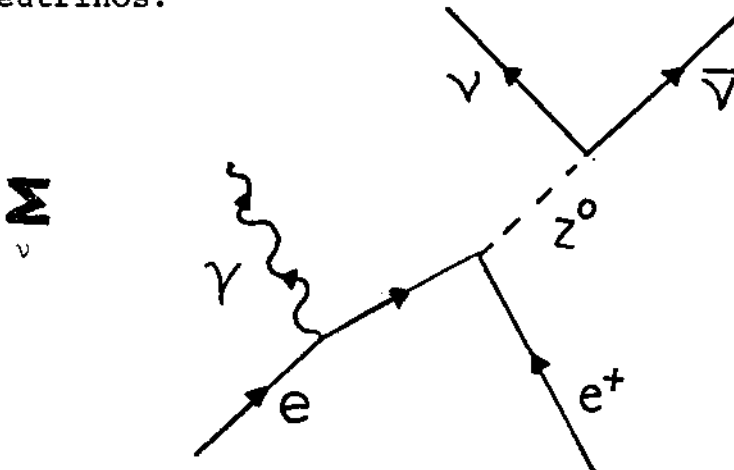


Quer dizer, um pósitron, mas com uma massa muito maior, que depois se desintegra, dando um  $\gamma$  maior que o de bremsstrahlung devido a esta massa. Cabibbo, Maiani e Srivastava, introduziram a interação de Pauli logo eles admitiram um modelo não renormalizável porque esta interação tem derivada do campo, e é sabidamente não renormalizável. E este trabalho deles para explicar uma

experiência no CERN indica que a massa deste eletron pesado, o lépton pesado, deveria ser de 50 GeV, o que não deixa de ser interessante. Teríamos agora um  $e^-$ , um  $\mu$ , e um  $\tau$ , então teríamos uma partícula com 50 GeV. Restaria saber, se não há neutrino associado  $\nu_L$ , e onde isso irá parar. Todos sabem que há não só em Cosmologia, como nessas reações simples  $e^- e^+$ , uma "missing energy" sempre que na experiência for observado apenas um  $\gamma$ . E essa "missing energy" pode ter sido um  $z^0$  que saiu resultando num  $\bar{\nu}$ :



E como não observamos isto nas secções de choque, somamos sobre os neutrinos:



E temos então a soma sobre os neutrinos possíveis e tanto pode ser  $\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$ , e  $\bar{\nu}_x$  onde  $x$  é qualquer. Então, se o número de

neutrinos fosse infinito, a secção de choque seria infinita. Logo, o limite superior de neutrinos que devem existir no Universo, algo da ordem de 7. E há argumentos cosmológicos também, das reações de formação dos elementos no Universo. E esta partícula seria o que chamaríamos Cabibbion. Ora, antes de sabermos disso, em nosso trabalho dedicado a M.Schenberg, tomamos o modelo de RS para spin 3/2, e introduzimos o seguinte:

$$\epsilon_{\alpha\mu\nu\beta} \bar{\psi}^{\alpha} \gamma^5 \gamma^{\mu} \gamma^{\nu} \psi^{\beta} \quad (90)$$

$\psi^{\alpha}$  é um spinor de RS, com:

$\gamma^5$  para quebrar a pseudo-escalaridade do tensor  $\epsilon$

$\gamma^{\mu}$  que junto a  $\gamma^{\nu} \psi^{\beta}$  torna -se termo de massa do Lagrangiano. Substituindo-se  $\gamma^{\nu} \rightarrow \mathcal{D}^{\nu}$  na equação acima:

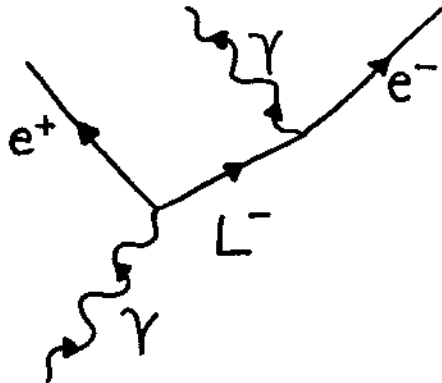
$$\epsilon_{\alpha\mu\nu\beta} \bar{\psi}^{\alpha} \gamma^5 \gamma^{\mu} \mathcal{D}^{\nu} \psi^{\beta} \quad (91)$$

obtemos uma interação normal de spin 3/2 com spin 3/2, o que dá as correntes de interação para o campo de mesons,  $\omega$  e  $Z$ . A nossa idéia foi substituir:

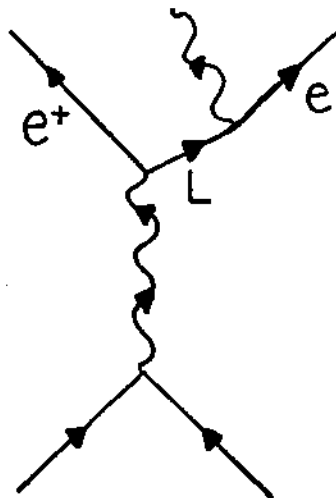
$$\psi^{\beta} \rightarrow \mathcal{D}^{\beta} \phi \quad (92)$$

Logo, se a interação de Pauli permite que formemos um par de léptons com massas diferentes, sem quebrar "gauge invariance", esta permite que formemos a partir de  $\gamma$ , um par de léptons, não só de massas diferentes mas também de spins diferentes, e aqui está tudo correto. Então neste  $\mathcal{D}^{\nu} \mathcal{D}^{\beta}$  temos o  $F^{\mu\nu}$  eletromagné-

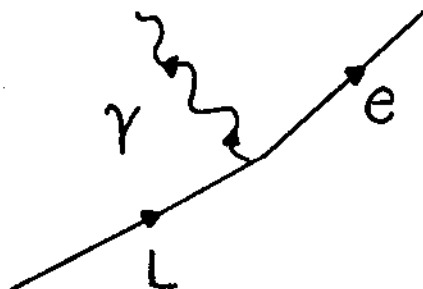
tico, como também o correspondente para  $W$  e  $Z$ . E nossa explicação é utilizar esta interação - ele foi feito agora em São Paulo com N.Fleury, de Strasbourg e Simões, do Rio de Janeiro - para calcular este processo do CERN - em que este  $L$ :



em vez de ser spin  $1/2$  com grande massa de Cabibbo, seria um spin  $3/2$  leptônico com alta massa também. E eis aqui o  $e^-$  ordinário que eles observam:



Então, temos um  $e^-$  ordinário, um lépton com spin  $3/2$  possível por essa interação, e pela interação ele depois decai dando  $\gamma$ :



Logo temos duas alternativas, e evidentemente o Cabibbo está com a vantagem de ser Cabibbo e ter spin  $1/2$ . Mas acho que se temos um outro, que eles chamam aqui lépton excitado, talvez uma exci-

tação orbital, passar do  $\tau$  para esse estado excitado, o "Cabibbon". Mas podemos pensar isto como uma excitação spin-flip também. E essa interação permite que este  $\gamma$  ou  $Z^0$  decaia dando um  $e^-$  e um lépton de spin 3/2 virtual com alta massa, que depois decai e se torna real. Logo, o que falta são dados experimentais em comparação com os dados numéricos. É claro que isto é interessante, pois até aqui a massa do lépton com spin 3/2 era arbitrária em nosso tratamento, e agora não. Ela tem um limite superior, que é a massa do  $Z^0$ . Porque ela é livre, e vai se desintegrar. E a relação que encontramos é:

$$M_{L\ 3/2} / M_{Z^0} \leq 1 \quad (93)$$

Então, é preciso verificar se isto é verdade, e sobretudo o que nós não calculamos: a distribuição angular do  $\gamma$ , se é que eles podem fazer isto no CERN: Pois com a distribuição angular, teremos uma idéia do momento angular existente, e portanto do spin desta partícula. Se spin 1/2 é "Cabibbon", se spin 3/2 é este aqui. No fundo é este o nosso trabalho: uma análise paciente de processos fenomenológicos, pondo em evidência léptons excitados de spin 3/2. Isto não seria nada, pois se não se encontrar ou se for bremsstrahlung, será interessante, pois assim provamos que esta teoria não existe, não havendo assim três leptinos dentro dum lépton. E a estrutura leptônica se existir, é mais profunda. A natureza talvez não esteja copiando aqui, o que fêz com o próton e o neutron que tem três quarks. Estaria no lépton a explicação desta diversidade de famílias, estas repetições de propriedade entre os léptons, e esse crescimento de massa. Não me interessam as massas explicadas por Higgs: substituímos as massas do  $\mu$  e  $e^-$  por duas constantes de interação de Yukawa entre o Higgs e estas partículas, e em vez de massas falamos em  $g_1$  e  $g_2$ . E portanto, temos essas possibilidades de que se a distri

buição angular mostrar que não é spin 3/2, e que nenhum destes processos indicados - uma vez buscados experimentalmente- for encontrado, então a teoria cai. E esta possibilidade ingênua mas simples de um lépton ser formado por três componentes fica afastada. Se for comprovada, será interessante, pois mostra que a Natureza está repetindo o quark em cima, com três formando um barião e três outras coisas. Também estudamos outros processos sobre quarks com spin 3/2, sobretudo em "scaling violation" nas reações do neutrino.

Em nossos trabalhos contamos com a colaboração valiosa de N. Fleury, J.A. Martins Simões e D. Spehler.