

A descoberta das correntes neutras das interações fracas

(The discovery of the weak interactions's neutral currents)

E.C.F.S. Fortes¹, M.C. Tijero², e V. Pleitez^{1,3}

¹Instituto de Física Teórica, Universidade Estadual Paulista, São Paulo, SP, Brasil

²Pontifícia Universidade Católica de São Paulo, São Paulo, SP, Brasil

Recebido em 13/4/2007; Aceito em 27/6/2007

Neste artigo fazemos uma crônica sobre a descoberta das correntes neutras fracas por dois grupos experimentais independentes. Consideramos também um pouco da história das correntes neutras para contextualizar melhor essa descoberta que foi decisiva para a posterior confirmação do modelo padrão eletrofraco. Esta descoberta deixa clara a dificuldade de considerar os resultados experimentais como sendo *completamente* independentes da teoria.

Palavras-chave: correntes neutras, bósons Z, modelo eletrofraco.

In this paper we narrate the discovery of the weak neutral currents by two independent experimental collaborations. We also give a brief review of the history of the neutral currents in order to give a clear description of the context of that discovery which was decisive for a later confirmation of the electroweak standard model. This discovery shows the difficulty for considering the experimental results as being completely independent of the theory.

Keywords: neutral currents, Z boson, electroweak model.

1. Introdução

Normalmente, acredita-se que exista uma maneira clara e livre de ambigüidades de diferenciar “fatos observacionais” (ou simplesmente “fatos”) por um lado, e hipóteses teóricas por outro. Estas últimas seriam “especulativas” e podem ser confirmadas ou refutadas, já os “fatos” experimentais são claros, sem ambigüidades e falam por si mesmos. No entanto, essa diferenciação entre hipóteses teóricas e experimentais nem sempre é trivial. Existem situações em que a teoria ajuda a definir o que seriam considerados “fatos”. Em outras palavras, fica difícil, às vezes, distinguir se uma hipótese é “factual” ou teórica. O historiador da ciência Peter Galison coloca a situação assim: nem sempre é fácil saber quando deve ser finalizado um experimento [1, 2]. Como exemplos, podemos colocar as observações da violação da paridade nas interações fracas [3, 4] e das correntes neutras fracas. No presente artigo vamos considerar em detalhe apenas o segundo caso.

O chamado *modelo padrão* (MP) das partículas fundamentais e suas interações (a nuclear forte, a nuclear fraca, e a eletromagnética) é a teoria que descreve os fenômenos subnucleares e tem sido amplamente confirmada pelos dados experimentais nas últimas décadas.

Esse modelo e a teoria da relatividade de Einstein constituem dois dos pilares fundamentais da nossa compreensão científica da Natureza. O modelo está baseado em simetrias de *gauge* ou de calibre locais não Abelianas.

O MP tem duas partes, a chamada *cromodinâmica quântica* (QCD pela sigla em inglês) e a parte *eletrofraca* que aqui chamamos MPE. Este último modelo inclui o chamado *mecanismo de Higgs* ou *quebra espontânea de simetria*, que tem como consequência a existência (ainda não confirmada) de um escalar elementar, o chamado *bóson de Higgs*. A primeira evidência de que o MPE estava correto foi dada pela observação, por duas equipes de físicos experimentais, das correntes neutras fracas que eram previstas por esse modelo. Essas experiências são um exemplo claro da *falsificação* de uma teoria. Caso esse tipo de correntes não tivesse sido confirmado, isso teria eliminado a maioria das teorias de calibre, incluindo, claro, o MPE. Porém, são poucos os modelos que não prevêm a existência desse tipo de correntes. Um exemplo de modelo sem correntes neutras adicionais é o de Georgi e Glashow [5], no qual a única corrente neutra que existe é a corrente eletromagnética.

Foram dezenas de físicos teóricos e centenas de

³E-mail: vicente@ift.unesp.br.

físicos experimentais que levaram adiante a tarefa de estudar a consistência matemática e as conseqüências fenomenológicas do modelo. Por isso, agora é melhor dar as referências por livros que tratam as diferentes áreas do modelo ao invés dos artigos originais. Para mais detalhes, ver Refs.[6-8] ou para um tratamento mais avançado e referências originais, ver Refs. [9, 10]. O estado atual do modelo pode ser melhor apreciado no Review of Particle Physics [11] ou na análise dos dados dos experimentos realizados até 2001 no LEP [12]. Um resumo dos artigos teóricos e experimentais mais importantes nos últimos cem anos na área de física de partículas elementares pode ser encontrada na Ref. [13]. Uma descrição em nível de divulgação pode ser encontrada, por exemplo, na Ref. [14].

A organização deste artigo é como segue. Na Sec. 2 colocamos um pouco da história da descoberta teórica da invariância de calibre local. Isso é devido ao fato de que foi no contexto desse tipo de teoria que apareceu a possibilidade de existirem correntes neutras diferentes da corrente eletromagnética. Um resumo do MPE aparece na Sec. 3. Na Sec. 4, apresentamos resumidamente o contexto no qual foram descobertas as correntes neutras fracas do modelo. Os experimentos que detectaram esse tipo de corrente são analisados em detalhe, o caso europeu na Sec. 5, e o caso americano na Sec. 6. A última seção é reservada para as nossas conclusões. Para a definição de termos técnicos recomendamos a Ref. [15] ou a Wikipedia [16].

2. Um pouco de história

A possibilidade da existência de correntes neutras nas interações fracas foi colocada pela primeira vez em 1938 pelo físico sueco Oskar Klein (1894-1977). Para apreciar melhor como isso aconteceu, ou seja, em que contexto se deu essa proposta, vamos considerar um pouco da história das teorias de calibre. O leitor pode encontrar mais detalhes consultando as Refs. [17-20].

O fato de que as equações de Maxwell são invariantes se transformamos os potenciais vetorial \mathbf{A} , e escalar Φ , da forma seguinte

$$\begin{aligned} \mathbf{A}'(t, \mathbf{x}) &= \mathbf{A}(t, \mathbf{x}) + \nabla\chi(t, \mathbf{x}), \\ \Phi'(t, \mathbf{x}) &= \Phi(t, \mathbf{x}) - \frac{1}{c} \frac{\partial\chi(t, \mathbf{x})}{\partial t}, \end{aligned} \quad (1)$$

onde $\chi(t, \mathbf{x})$ é uma função arbitrária das coordenadas espaciais e do tempo, já havia sido notado no século XIX por Maxwell e, principalmente, pelo físico dinamarquês Ludvig V. Lorenz [20]. No entanto, a descoberta do seu significado profundo ficaria para o final dos anos 30 do século passado. Não foi por acaso: para isso acontecer seria necessário conhecer as leis da mecânica quântica.

O primeiro passo para a descoberta da invariância de calibre foi dado em 1918 pelo matemático H. Weyl

(1885-1955). Nesse ano, ele propôs a primeira teoria unificada da gravitação e do eletromagnetismo [21]. Weyl acreditava que a teoria da relatividade geral (TRG) baseada numa geometria Riemanniana ainda tinha alguma lembrança de não localidade no transporte paralelo. Em 1917-1918, T. Levi-Civita (1873-1941), e o próprio Weyl haviam mostrado, independentemente, que o chamado *transporte paralelo infinitesimal* era um conceito básico na formulação da geometria Riemanniana [21]. O fato era que, usando a métrica usual, a magnitude de dois vetores pode ser comparada não apenas no mesmo ponto, mas em dois pontos arbitrariamente separados. Isto é, se dois vetores de igual magnitude encontram-se num mesmo ponto do espaço-tempo e logo, um deles faz uma viagem de ida e volta, ao voltar, a sua magnitude (e direção) seria diferente da do vetor que ficou. A mudança da orientação é predita pela teoria geral da relatividade, mas a igualdade de magnitudes ocorre apenas para vetores transportados ao longo de trajetórias geodésicas [22]. Mas, Weyl queria que a teoria permitisse que o mesmo acontecesse sempre com a magnitude dos vetores, ou seja, que ambas, direção e magnitude, dependessem da trajetória dos vetores ao fazermos neles um transporte paralelo. Nas palavras de Weyl [21] (os itálicos são dele):

A true infinitesimal geometry should, however, recognize only a principle for transferring the magnitude of a vector to an infinitesimally close point and then, on transfer to an arbitrary distant point, the integrability of the magnitude of a vector is no more to be expected than the integrability of its direction. [23]

Para resolver essa questão, Weyl introduziu um fator adicional na métrica: $g_{\mu\nu} \rightarrow \lambda g_{\mu\nu}$, onde λ é uma função contínua das coordenadas do espaço-tempo. O fator λ apareceria como fator de escala não-integrável $e^{(e/\gamma)\int dx^\mu A_\mu}$, onde γ é uma constante, e e a carga elétrica. Além de fazer que a geometria fosse *completamente local*, o esquema de Weyl unificava o eletromagnetismo com a TRG e explicaria porque nosso universo tem 4 dimensões. A idéia de Weyl era que, assim como na TRG a gravitação implica a dependência na trajetória da “direção” dos vetores induzida pela métrica $g_{\mu\nu}(x)$, a interação eletromagnética poderia ser entendida como a dependência da “magnitude” dos vetores induzida pelo campo $A_\mu(x)$.

O argumento de Weyl era mais ou menos o seguinte [9, 24]. Suponhamos que temos uma transformação de escala nas coordenadas do espaço-tempo: $x_\mu \rightarrow x_\mu + dx_\mu$ sob a qual uma função $f(x)$ tem uma variação do tipo $f(x + dx) = f(x) + \partial^\mu f(x) dx_\mu$ e também uma variação funcional $f \rightarrow (1 + S^\mu dx_\mu)f$,

nestas condições temos que a variação total é

$$\begin{aligned} f(x+dx) &= [f(x) + \partial^\mu f(x)dx_\mu][1 + S^\mu dx_\mu] \\ &\approx f(x) + [\partial^\mu + S^\mu]f(x)dx_\mu + O(dx)^2, \end{aligned} \quad (2)$$

ou seja

$$\Delta f(x) = (\partial^\mu + S^\mu)f(x)dx_\mu. \quad (3)$$

Weyl queria basear sua teoria, que unificava a interação eletromagnética com a gravitacional, no operador $\partial^\mu + S^\mu$, relacionando o 4-potencial eletromagnético A_μ , com o gerador da transformação de escala $S_\mu(x)$. Weyl introduziu não uma métrica definida por $g_{\mu\nu}$, como na TRG, mas uma classe de métricas $[g]$. Se para duas métricas $g, \bar{g} \in [g]$, tais que $\bar{g} = e^{2\lambda}g$, então $\bar{A}_\mu = A_\mu - \partial_\mu\lambda$. A ação tinha de ser invariante sob transformações de calibre [19].

O artigo foi criticado por Einstein que alegava, corretamente, que na teoria de Weyl os relógios também dependeriam da trajetória, e essa dependência já teria sido eliminada pelos dados da espectroscopia atômica: os espectros dos átomos dependem só da natureza dos mesmos e não da sua história [25]. De qualquer forma, o que interessa aqui é que a idéia de Weyl não vingou, ainda que motivasse novas tentativas, mesmo do próprio Einstein, de unificar o eletromagnetismo com a relatividade geral. Foi F.W. London (1900-1954) [26], e independentemente V.A. Fock (1898-1974) [27], que em 1927 observaram que na mecânica quântica, o 4-momento está relacionado com operadores $p^\mu = i\partial^\mu = i(\partial_0, -\nabla)$, e como o acoplamento mínimo da matéria com a radiação está dado por $p^\mu - eA^\mu = i(\partial^\mu + ieA^\mu)$, podemos assim relacionar $S^\mu = ieA^\mu$ e escrever

$$1 + ieA^\mu dx_\mu \approx e^{ieA^\mu dx_\mu}, \quad (4)$$

que é uma mudança de fase e não de escala. Mas, foi o próprio Weyl quem fechou esse ciclo sobre a importância de uma “simetria de calibre”. Em 1929, observou que a invariância sob o grupo $U(1)$ implicava na existência do fóton e a interação eletromagnética [24, 28]. Ficava assim estabelecida a importância de uma simetria de fase local: a existência de um bóson vetorial sem massa, o fóton, era uma consequência da invariância da teoria sob essa transformação. A característica principal é que essa fase depende do ponto do espaço-tempo em que é feita a transformação. Em outras palavras, se escolhermos que a fase de um campo em São Paulo tenha um valor determinado, um outro observador, digamos em Roma, pode escolher um outro valor para ela. A esse tipo de transformação chama-se *invariância de calibre*, às vezes, o adjetivo “local” é acrescentado mas, para nós “calibre” já indicaria que as transformações são locais.

Nesse contexto, um papel de destaque foi, como mencionamos acima, o de Klein da Universidade de Estocolmo. Este colocou pela primeira vez, uma teoria unificada eletrofraca [29-32]. Na época, já havia

sido descoberto o nêutron, e a hipótese da existência do neutrino também já tinha sido colocada por E. Fermi (1901-1954) em uma forma quase definitiva na sua teoria de 4-férmions [33]. Por outro lado, W. Heisenberg (1901-1976) já havia proposto a simetria de isospin para os núcleons e H. Yukawa (1907-1981) [34] já havia proposto sua teoria sobre as interações fortes e fracas em termos de bósons carregados, posteriormente identificados com os píons π^\pm . De fato, Yukawa propôs a existência de bósons carregados que se acoplam fortemente aos núcleons, mas, fracamente com o elétron e seu neutrino. Isto é, sua teoria unificava em certo sentido as interações fortes e fracas. Mas, ele não associava isso a uma simetria. Sua teoria não fechava a álgebra do $SU(2)$ porque não continha o bóson neutro, (foi N. Kemmer quem em 1938 previu, usando argumentos de simetria, a existência do bóson neutro que posteriormente seria identificado com π^0 [36, 38]). Se Yukawa tivesse usado a simetria $SU(2)$, teria previsto a existência de bóson neutros. Usando esses conhecimentos, Klein propôs num contexto de dimensões extras o que agora se conhece como *isospin fraco* tanto para núcleons como para o neutrino e o elétron. Essa teoria $SU(2)$ local (mas nas dimensões extras) incluía o fóton e dois bósons carregados de spin 1, denotados por Klein como B^\pm . Na mesma teoria, não havia bósons neutros, mas segundo Klein, poderiam ser acrescentados se fosse necessário. Sabemos agora que sem eles não é possível “fechar” a álgebra de $SU(2)$ (ou seja, a teoria não tinha essa simetria) e, para manter o fóton, a simetria completa, deveria ser $SU(2) \otimes U(1)$. Nessa época, como no caso de Yukawa, ainda se pensava que as interações fracas e fortes tinham uma origem comum, mas, é interessante que já na teoria de Klein encontramos ingredientes do modelo eletrofraco [39]: isospin fraco; universalidade hádrons-léptons; unificação eletrofraca; bósons vetoriais intermediários, dois carregados e um neutro; bósons vetoriais auto-interagentes.

O seguinte passo na direção às correntes neutras, foi dado por L.L. Foldy quem, em 1952, estudou uma possível interação entre o elétron e o nêutron [40], mas não chegou a propor um mecanismo para isso. Não é surpresa, porque em 1952 não estava claro ainda o caráter espaço-temporal das interações fracas. Apenas em 1958 após a descoberta da violação máxima da paridade em 1956, seria proposta a teoria $V-A$. Esta teoria implica que as interações fracas têm uma estrutura de vetor (V), e de vetor-axial (A) [41] com intensidades iguais. Em 1958, o físico brasileiro José Leite Lopes (1918-2006) propôs, do ponto de vista puramente fenomenológico (ou seja, não usava um modelo particular, mas baseava-se na análise de Foldy), a existência de um bóson vetorial neutro (que implicaria numa interação entre o elétron e o nêutron) o qual deveria ter uma massa acima de 60 GeV [42] (hoje sabemos que a massa é em torno de 91 GeV). Essa foi, possivelmente, a segunda vez que a existência de um bóson desse tipo

fora cogitada, sendo a primeira, aquela feita por Klein, discutida acima. Mas, devemos enfatizar que foi Leite Lopes quem calculou, pela primeira vez, um limite inferior do valor das massas dos bósons intermediários, W^\pm e Z .

Voltando à idéia de Weyl da invariância de calibre, esta passou despercebida pelos físicos até ser redescoberta no contexto da simetria de isospin forte $SU(2)$, por C.N. Yang (1922-) e R. Mills (1927-1999) em 1954 [43, 44] (Yang e Mills, no entanto, não citam o trabalho de Weyl). Agora, as transformações envolvem não apenas uma fase local, mas três fases locais [uma para cada gerador das transformações de $SU(2)$], o que implica que ao invés de um fóton, temos agora três. A teoria de Yang-Mills é um exemplo de teoria de calibre *não-Abeliana*, onde o produto de duas transformações não é comutativo ($AB \neq BA$), enquanto que a de Weyl, é *Abeliana*, onde o produto das transformações é comutativo ($AB = BA$).

Em 1967, S. Weinberg e, independentemente em 1968, A. Salam, usaram um modelo das interações fracas (que são as responsáveis pelo decaimento radiativo- β) baseado na teoria de Yang-Mills proposta em 1962 por S.L. Glashow, mas acrescentando à teoria o mecanismo de Higgs para gerar a massa dos bósons de calibre. O interessante desse modelo era que, como consequência do mecanismo de geração de massa, sobreviviam dois bósons: um escalar, chamado de bóson de Higgs, e um vetorial, neutro como o fóton, mas diferente deste, muito massivo. É este bóson vetorial, denotado por Z^0 , e que viria a ser descoberto em 1983, que media as correntes neutras fracas. Dessa forma, *a posteriori* a descoberta desse tipo de correntes, foi sem dúvida, a primeira evidência experimental do modelo padrão eletrofraco.

3. O modelo eletrofraco e as correntes neutras fracas

Desde 1934, a teoria de Fermi do decaimento β , que incluía pela primeira vez o neutrino [33], assumia que as interações fracas eram produzidas apenas por correntes carregadas, ou seja, induziam processos onde existia uma mudança na carga elétrica. Por exemplo, o decaimento- β é descrito nessa teoria como a transformação de um núcleo “pai” caracterizado pelos números de massa A e atômico Z , e um núcleo “filho” com o mesmo A mas com número atômico $Z+1$ e, ao mesmo tempo, havia a emissão espontânea de um elétron e um antineutrino do elétron. Ou seja, este processo implica uma mudança de carga elétrica no núcleo: $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + e^- + \bar{\nu}_e$. Essa mudança fica mais clara se descrevermos o processo como a transformação de um nêutron em um próton: $n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e$, ou mesmo em termos dos quarks constituintes dos núcleons $d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}$. Entre 1932 e 1973, dados experimentais indicaram que o decaimento β , e outros processos

fracos conhecidos até então, poderiam ser explicados se fosse usada uma versão modificada da teoria de Fermi que incorporava a violação da paridade. Essa teoria, proposta por vários autores, é conhecida como “teoria $V-A$ ” [41], e explicava todos os processos fracos conhecidos até 1973. As únicas exceções que consideravam correntes neutras fracas foram talvez os artigos de Klein, Foldy e Leite Lopes já mencionados [30, 40, 42].

Sabia-se também que a teoria de Fermi, ou mesmo a teoria $V-A$, tinha um inconveniente: o seu mau comportamento a altas energias. A teoria não seria válida para altas energias porque teria inconsistências físicas (perda da unitariedade) e matemáticas (infinitos nos cálculos de observáveis). Isso seria resolvido com a proposta das teorias de calibre que permitiram um tipo de unificação parcial das interações fracas com as eletromagnéticas. Mas, algumas destas propostas introduziam um problema adicional: o fato de que os bósons vetoriais W^\pm vinham acompanhados de um parceiro neutro Z^0 como o de Klein [30] e Leite Lopes [42]. Além disso, restava ainda o problema da geração de massa para estes mediadores massivos das interações fracas. Este último problema seria resolvido pelo mecanismo de Higgs e o primeiro pela confirmação de que correntes neutras fracas existem de fato na natureza.

Esse era o caso do chamado modelo eletrofraco de Glashow-Weinberg-Salam (GWS) [45]. Esse modelo, proposto por Glashow em 1961, postulava uma simetria geral de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ e requeria campos de calibre como um singleto B^0 , relacionado ao fator $U(1)_Y$ e um tripleto (W^1, W^2, W^3) relacionado ao fator $SU(2)_L$. Estes campos são vetoriais, B_μ^0, \dots , mas omitimos o índice de Lorentz. Mas, a simetria de calibre não permitia que fosse dada uma massa explícita para esses bósons. Para contornar essa dificuldade, Weinberg e, independentemente Salam, acrescentaram um dubleto de campos escalares à Lagrangiana. Escolheu-se o potencial dos campos escalares de forma que, mesmo que a Lagrangiana original fosse simétrica, existiriam soluções que não são simétricas, isto é, há o que se conhece como uma *quebra espontânea de simetria*. Esse mecanismo implica que três campos de calibre ganham massa. Atualmente, estes de campos de calibre são chamados W^\pm e Z^0 , e foram descobertos em 1983 no CERN [46]. A quarta partícula vetorial permanece sem massa e pode ser identificada com o fóton, A . Foi o modelo de Glashow-Weinberg-Salam que motivou duas equipes de físicos experimentais, após mudarem as prioridades dos experimentos, à busca das correntes neutras.

Matematicamente, o campo do fóton A e o do Z^0 são uma combinação ortogonal dos campos B_μ , relacionado ao fator $U(1)_Y$ e o campo W^3 relacionado com o fator $SU(2)_L$

$$\begin{aligned} Z^0 &= -B^0 \sin \theta_W + W^3 \cos \theta_W, \\ A &= B^0 \cos \theta_W + W^3 \sin \theta_W, \end{aligned} \quad (5)$$

onde θ_W é o chamado *ângulo de mistura eletrofraco* ou, às vezes e incorretamente, *ângulo de Weinberg*, porque na verdade foi Glashow quem o introduziu em 1961 (este usou a notação $\sin \theta'$, enquanto que Weinberg nem usou a notação de seno mas a definição em termos das constantes dos fatores $SU(2)_L$ e $U(1)_Y$, g e g' , respectivamente).

No setor de matéria, ou setor fermiônico, os campos de mão esquerda são colocados em dupletos de $SU(2)$ e os de mão direita em singletos. Colocamos como exemplo a primeira família de léptons que inclui o elétron e^- e o seu neutrino ν_e

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, e^-_R. \tag{6}$$

Observe que os neutrinos de mão direita não são incluídos nesta versão do modelo, mas podem ser acrescentados à vontade. Com os campos na Eq. (6) construímos uma Lagrangiana que seja invariante sob as transformações de calibre (locais) de $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Com essa Lagrangiana, podemos obter as interações com os bósons vetoriais W^\pm , Z^0 , e o fóton A . Assim sendo, temos dois tipos de processos fracos, um deles que troca a carga elétrica como no caso do decaimento beta, e por isso, são chamados processos de “corrente carregada” (ver Fig. 1(a)); e outro que não implica em troca de carga elétrica e por isso é chamada “de corrente neutra”, mostrado na Fig. 1(b). Exemplos de correntes neutras aparecem nas Figs. 2. Na Fig. 2.a mostra-se a corrente eletromagnética, e nas Figs. 2.b e 2.c mostra-se o caso de correntes neutras fracas no setor leptônico.

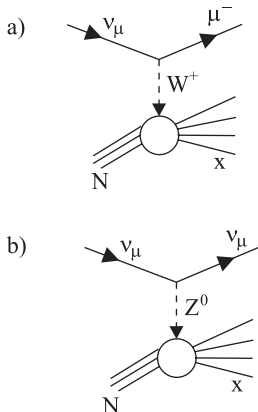


Figura 1 - Exemplos de processos induzidos por corrente carregada a) e por Corrente fraca neutra b). O tempo nesta figura, e na seguinte, vai de esquerda para a direita.

Por exemplo, para o elétron, o acoplamento com os bósons carregados (corrente carregada) é $g_{CC} = (G_F/\sqrt{2})^{1/2}/8M_W$ e o acoplamento com a corrente neutra $g_{CN} = g_{CC}(-1 + 4\sin^2 \theta_W)/\cos \theta_W \approx 0.81 g_{CC}$. Vemos que a intensidade das correntes neutras não é muito diferente da intensidade das carregadas, mas demorou 40 anos a partir da proposta de Fermi, que usava apenas correntes carregadas, para que esse novo tipo de

corrente fosse descoberta! O modelo de GWS incluía apenas os léptons das duas primeiras famílias, não incluía quarks. Estes foram introduzidos no modelo somente após 1970, quando ficou claro que, o que agora é conhecido como *mecanismo GIM* [48] era facilmente implementado no contexto desse modelo. Os artigos teóricos principais estão reproduzidos na Ref. [49].

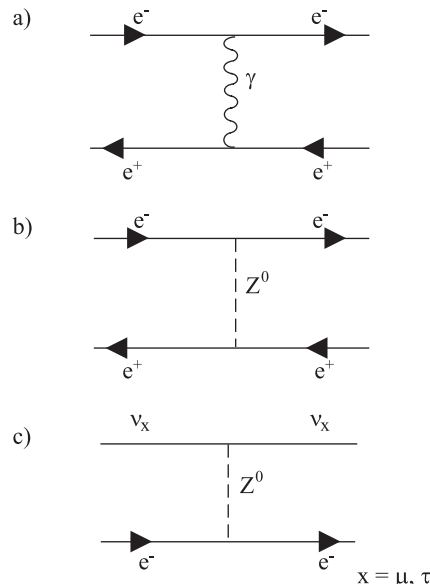


Figura 2 - O processo $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ tem contribuição de corrente eletromagnética a) e neutra b). O processo $e^- \nu_x \rightarrow e^- \nu_x$ ($x = \mu, \tau$) tem apenas contribuição de corrente neutra.

4. A descoberta das correntes neutras fracas: o contexto

A descoberta das correntes neutras tem sido considerada na literatura diversas vezes, por exemplo nas Refs. [50-52], e a análise do ponto de vista da sociologia da ciência pode ser encontrada no livro de Pickering [53] e no artigo e no livro de Galison [1, 2]. As primeiras revisões para especialistas são as Refs. [54-56]. Atualmente, somos referidos ao Review of Particle Physics [11] ou aos dados experimentais [12] para ver a situação experimental, não apenas dos parâmetros das correntes neutras mas, de todos os dados experimentais que indicam que o MP é a melhor teoria para a descrição das partículas elementares e três de suas interações: a forte, a fraca e a eletromagnética.

Aqui, vamos considerar o que poderíamos chamar uma “crônica” de como, e em que contexto, foi descoberto este tipo de corrente. Um leitor que deseje se aprofundar mais sobre o assunto deve procurar as referências originais, ou artigos de revisão como [1, 2, 50] e livros como o de Cahn e Goldhaber [47] onde alguns dos artigos dos experimentos são reproduzidos e comentados. Alguns detalhes aqui omitidos, podem ser consultados na bibliografia e na Ref. [57].

4.1. Antecedentes

A *estranheza* é um número quântico que foi introduzido na década de 50 para organizar certos processos hadrônicos observados e também para aqueles que não são observados, mas, que seriam permitidos por todas as leis de conservação conhecidas. Nas interações eletromagnéticas e fortes a estranheza é conservada, mas isso não acontece nas interações fracas onde podem ocorrer processos que a violam. Processos como $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ eram observados, mas não $K^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$.

Com relação às correntes neutras, os físicos experimentais procuravam processos como $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^- + e^+$, e $K_L^0 \rightarrow \mu^- \mu^+$. No entanto, os resultados negativos, obtidos ao longo dos anos 60 indicavam que, caso esse tipo de corrente existisse, esses processos teriam uma fração pequena dos processos induzidos pelas correntes carregadas. Por exemplo, em 1964 Camerini *et al.* procuraram o decaimento $K^+ \rightarrow \pi^+ + e^- + e^+$ usando 1,7 milhões de K^+ , e chegaram à conclusão que a fração de decaimento, definida como a razão $\Gamma(\pi ee)/\Gamma(\text{tudo})$, desse processo seria menor ou igual a $1,1 \times 10^{-6}$ [58]. Esse processo já foi observado e o valor dessa razão é de $(2,88 \pm 0,13) \times 10^{-7}$ [11]. No entanto, os experimentos eram limitados àqueles nos quais a estranheza não era conservada, ou seja, que envolviam apenas um káon como nos exemplos anteriores. Isso era razoável, porque processos fracos onde a estranheza é conservada (por exemplo processos que não incluem káons) ocorrem pela troca de um Z^0 (agora sabemos), mas também podem ser induzidos pela troca de um fóton. Assim, as interações eletromagnéticas dominam qualquer efeito das interações fracas e, para não haver o ruído das interações eletromagnéticas era que se procuravam processos que violassem a estranheza. Mas, como não havia nenhuma razão para que existisse uma diferença entre processos neutros com mudança de estranheza, e aqueles onde a estranheza era conservada, pensava-se que estes últimos seriam suprimidos também.

Podemos sentir o espírito da época nas palavras do físico experimental G. Bernardini (1906-1985), que afirmou em 1966 (citado na Ref. [1]):

Se correntes neutras leptônicas existem, elas são acopladas com correntes hadrônicas mais fracamente, por várias ordens de magnitude, em relação às correntes carregadas.

Mas realmente não era este o caso como veremos mais adiante.

Foram feitas propostas para procurar correntes neutras em processos de espalhamento, visando checar correções de ordens mais altas na teoria corrente-corrente que generalizava a teoria $V-A$. No entanto, estes programas ficaram excluídos inicialmente das prioridades dos experimentos planejados que descreveremos nas próximas seções. Porém, depois de confirmada a hipótese dos dois neutrinos pelo AGS em Brookhaven nos EUA [59], o CERN procurou focalizar sua principal meta na descoberta dos bósons vetoriais W_μ^\pm . O processo seria o mostrado na Fig. 3.

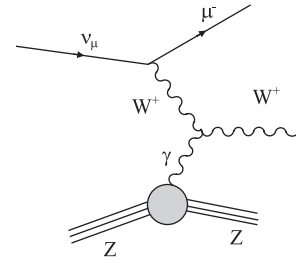


Figura 3 - Produção de W^+ através de neutrinos. O W^+ seria detectado pelo decaimento $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, o neutrino não seria detectado. Como nas figuras anteriores, o tempo vai da esquerda para a direita.

A possibilidade de usar neutrinos de altas energias para estudar as interações fracas foi observada em 1960, do ponto de vista experimental por Melvin Schwartz (1932–2006) [60] e do ponto de vista teórico por T.D. Lee (1926–) e C.N. Yang (1926–) [61, 62] e, um pouco antes, por Bruno Pontecorvo (1913–1993) [63]. Foram estes últimos que propuseram que esses experimentos poderiam servir para a busca dos bósons W_μ^\pm , como mencionado anteriormente, mas também de correntes neutras fracas.

4.2. A década de 70

Em 1970, foi publicado um artigo teórico que teria muita repercussão nos anos seguintes. Nele, S.L. Glashow, J. Iliopoulos e L. Maiani colocaram a idéia, no contexto da velha teoria $V-A$, de que um quarto quark (charm c) poderia explicar a supressão das correntes neutras que violam a estranheza [48]. Somente mais tarde ficaria clara a relação entre esse esquema, chamado *mecanismo GIM* pelos nomes dos autores, e o modelo de GWS [45].

Já se sabia que a teoria de Fermi, ou a $V-A$, não era renormalizável, ou seja, não era possível fazer com ela cálculos de ordens superiores. Portanto, ao contrário do caso da eletrodinâmica quântica (QED pela sigla em inglês), a teoria $V-A$ não era matematicamente consistente. E também a teoria perdia a unitariedade (a seção de choque dos processos envolvendo neutrinos crescia sem limite com a energia) em energias da ordem das centenas de GeVs, e mesmo que na época estava-se longe de atingir essas energias, isso era considerado uma deficiência da teoria. Já se sabia na época também, que uma das soluções possíveis para o problema da unitariedade, estava na introdução dos bósons vetoriais intermediários W^\pm propostos pela primeira vez, nesse contexto, por J. Schwinger (1918–1994) em 1957 [64] e em 1958 por R. Feynman (1918–1988) e M. Gell-Mann (1929–) [41]. Com isso, havia a possibilidade de formular uma teoria análoga à QED. Mas, a introdução de uma partícula intermediária massiva, como os W^\pm , permitiria que a seção de choque fosse proporcional ao quadrado da massa desse bóson ($\propto G_F M_W^2$) e pudesse assim, ser estabilizada. Desde que a massa do bóson fosse finita, a teoria teria chances de ser renormalizável. A demonstração disso estava longe de ser trivial.

Mas, ainda assim, isso motivava então a procura desses bósons intermediários, independentemente de qual seria a teoria que descreveria sua dinâmica. Ve-

mos também que os planos para a descoberta do bóson intermediário W^\pm são oriundos das experiências com neutrinos de alta energia. Ninguém poderia prever, na época, que essas experiências levariam antes à descoberta das correntes neutras. Os bósons W^\pm ficariam para depois, no início dos anos 80 [46], mas essa descoberta merece outra crônica. A experiência dos 2 neutrinos, provou de maneira definitiva, a existência do neutrino do múon, ν_μ , e deu relevância à descoberta dos bósons vetoriais intermediários, e como foi mencionado acima, Lee e Yang, Schwarz, e Pontecorvo, mostraram que as interações dos neutrinos podiam ser usadas para encontrar os bósons W_μ^\pm . Por exemplo em reações como (ver Fig. 3)

$$\nu + (Z,N) \rightarrow W^+ + l^- + (Z,N), \quad (7)$$

onde (Z,N) denota um núcleo de carga Z , N núcleons e l^- é um lépton carregado, o elétron ou, o múon. Isto tudo, se a massa dos W^\pm fosse menor que $8 \text{ GeV}/c^2$ o que, agora sabemos, não é o caso, e por isso, esse tipo de experimento não levaria à descoberta dos W^\pm . No entanto, devemos enfatizar que a procura dos W^\pm não estava relacionada a um modelo particular. De fato, no modelo de Weinberg e Salam esses bósons tinham uma massa quase dez vezes maior.

Como o decaimento dos káons em $W + \gamma$ não era visto, Lee e Yang concluíram que a massa dos W^\pm deveria ser maior que a massa do káon. A natureza das interações $V-A$ indicava que os W^\pm s deveriam ter spin 1, ou seja, que eram partículas vetoriais. Com esse pouco conhecimento sobre esses bósons, Lee e Yang afirmaram que estes deveriam ter a massa aproximadamente igual à massa da mais massiva partícula conhecida na época: o núcleon. Por conseguinte, foram feitos cálculos para a seção de choque envolvendo as reações a serem estudadas e para a taxa de produção de produtos de decaimento no processo $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Acreditava-se então que, se os bósons W^\pm fossem encontrados experimentalmente, seria possível medir a sua massa.

Esse foi o contexto no qual foram planejadas as quatro experiências realizadas por duas colaborações de físicos experimentais que vamos considerar neste artigo, e que acabariam evidenciando, independentemente uma da outra, a existência das correntes neutras fracas. São elas: colaboração GARGAMELLE no CERN [65, 66]; E1A no FERMI National Accelerator Laboratory (FERMILAB) [67, 68].

Ambas equipes contavam com a participação de pesquisadores (14 na primeira e 56 na segunda) oriundos de instituições renomadas de todo o mundo. Nas próximas seções vamos considerar esses experimentos. Foram dois experimentos em cada colaboração, mas no caso de Gargamelle isso não implicou em uma mudança muito grande do arranjo experimental. Assim consideramos como se fosse o mesmo experimento dando resultados de um canal puramente leptônico e outro hadrônico. Não é o caso do FERMILAB, onde as duas experiências tiveram suficientes diferenças que, mesmo sem entrar em maiores detalhes, vamos analisá-las como sendo dois experimentos diferentes.

É interessante notar que as prioridades em ambas colaborações eram: busca do bóson W ; estudo da seção

de choque de $\nu_\mu + \text{Núcleon} \rightarrow \nu_\mu + \mu^+ + \mu^- + \text{Núcleon}$; teste do modelo de pártons pelo estudo da seção de choque diferencial e total para o espalhamento $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + X$.

Mas, fatos externos iriam fazer com que ambas equipes mudassem as suas prioridades e passassem à procura das correntes neutras fracas.

5. Os experimentos da colaboração GARGAMELLE

Em 1964, motivados pela busca dos W^\pm , A. Lagarrigue, A. Rousset, e P. Musset elaboraram um projeto para a construção, no CERN, de uma grande *câmara de bolhas* que foi chamada GARGAMELLE. Sua construção foi finalizada em 1971. Esta câmara era um cilindro com um comprimento de 4,8 m, um diâmetro de 1,9 m e um volume de 12 m^3 e continha aproximadamente 20 toneladas de freón com uma densidade de $1.5 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$. Basicamente, uma câmara de bolhas contém um líquido, aquecido e mantido sob certa pressão, que revela o trajeto de partículas eletricamente carregadas que a atravessam. Quando as partículas entram na câmara, a pressão do líquido se reduz e imediatamente se forma uma bolha evidenciando a existência da partícula. Na Fig. 4, mostra-se um esquema simplificado de uma câmara de bolhas. Na Fig. 5, aparece a fotografia obtida pela GARGAMELLE no evento com elétron (primeiro experimento [65], ver mais adiante). As câmaras de bolhas foram instrumentos muito úteis na física de altas energias, por exemplo, foi com uma delas usando hidrogênio líquido, que a partícula Ω^- , predita pelo esquema do octeto, foi descoberta em 1964 [69]. Para mais detalhes das suas contribuições à física de partículas elementares ver as Refs. [70-72].

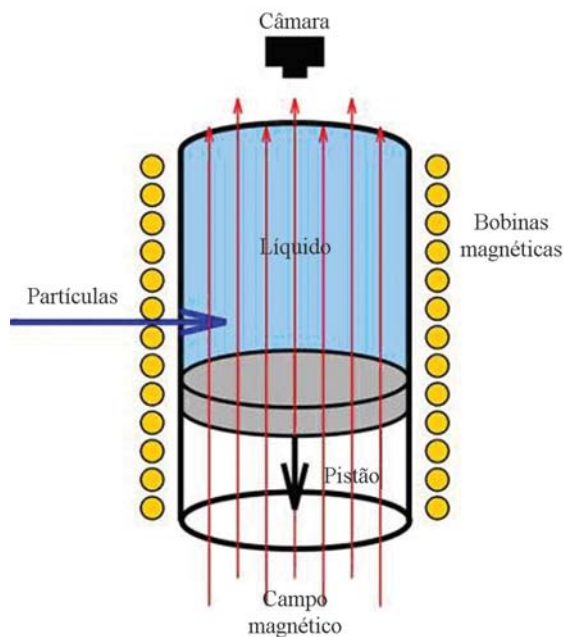


Figura 4 - Esquema geral de uma câmara de bolhas. Fonte: http://en.wikipedia.org/wiki/Bubble_chamber.

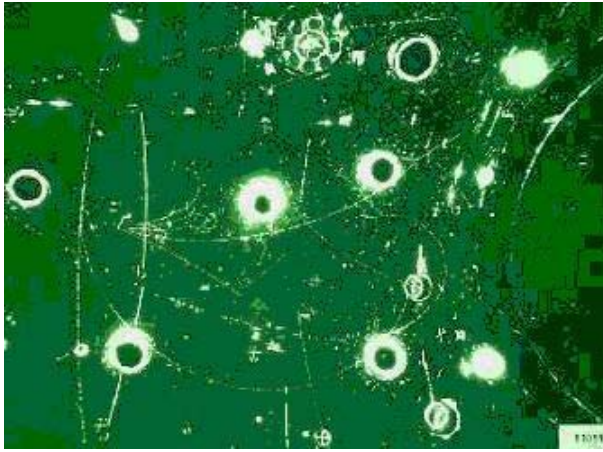


Figura 5 - Fotografia do evento de um elétron na GARGAMELLE.

Com o término da construção da GARGAMELLE, a prioridade principal continuava sendo a busca dos bósons W^\pm . Mas, em 1969 no SLAC foi feita uma descoberta inesperada. Estudos de processos de espalhamento inelástico profundo (grande momento transferido) como e^-p , e^- -deuteron (que é o núcleo do deutério, ou hidrogênio pesado, e está formado por um próton e um nêutron) e múons em prótons e deuteron, foi observado um comportamento diferente do esperado, nas seções de choque chamado de *scaling* [73-75] (usaremos aqui a palavra em inglês). O que era esperado é que essas seções de choque, longe da região das ressonâncias de baixas energias, fossem muito pequenas. Mas, o que se observou foi que permaneciam constantes e quase iguais à seção de choque elástica de partículas pontuais. De fato, a seção de choque era proporcional à seção de choque de Mott [N.F. Mott (1905–1977)], que nada mais é que a versão relativística do espalhamento de Rutherford. Esses resultados foram interpretados por Feynman como sendo evidência da existência de *pártons* [76], constituintes pontuais, dentro dos núcleons. Estes *pártons* seriam em um número arbitrariamente grande segundo Feynman. Ou seja, o modelo dos núcleons que estava emergindo dessa interpretação lembra mais o modelo atômico de “pudim” de J.J. Thomson (1846–1940), que o modelo do átomo nuclear de E. Rutherford (1871–1837). Posteriormente, alguns desses *pártons* seriam identificados como sendo quarks, seguindo a estratégia proposta por J. Bjorken e E. Paschos [77]. Mas, para explicar os dados do *scaling* era preciso que os *pártons* se comportassem como partículas livres. Assim, não era óbvio que eles teriam algo a ver com os quarks do modelo de quarks constituintes proposto por Gell-Mann e, independentemente, G. Zweig no início dos anos 60. Além disso, o modelo de quarks era aplicado para baixas energias enquanto os *pártons* apareciam em espalhamentos de alta energia.

Apenas para completar, devemos dizer que, para se ter um acordo melhor com os dados experimentais, posteriormente, foi preciso estender o conceito de *pártons*.

Estes seriam principalmente: os *quarks de valência* do modelo de quarks constituintes (por ex. o próton é formado por uud , o nêutron por ddu , etc), os *quarks do mar de Dirac*, que são formados pelos pares de quark-antiquark induzidos pelas flutuações quânticas do vácuo e, finalmente, os *glúons* que são partículas vetoriais neutras e que na época ainda não tinham sua dinâmica formulada (que agora sabemos é a QCD).

Mas, na época, era preciso confirmar melhor a proposta dos *pártons* e o *scaling*. Por exemplo, seria esta propriedade violada em energias mais altas? Para responder a essa questão, seria necessário usar como projétil um tipo de partícula que não carregasse carga elétrica e, por isso, que não sinta a interação eletromagnética. Os candidatos naturais eram fótons [77, 78], e os neutrinos (antineutrinos) do elétron e do múon. Neste último caso, um exemplo dos processos a serem estudados era $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + X$. Essa idéia de usar neutrinos como projéteis foi possível porque desde o início dos anos 60 em Brookhaven e no CERN foram usadas câmaras de bolhas para estudar reações induzidas por neutrinos. Por isso, foi possível descobrir o neutrino do múon em 1962 [59] e, em 1974, a colaboração GARGAMELLE confirmou a existência do *scaling* usando feixes de neutrinos ao invés de feixes de léptons carregados. De fato, no contexto da QCD era esperada a violação do *scaling* e posteriormente isto foi confirmado experimentalmente. Dessa forma, o modelo de *pártons* era uma aproximação de ordem zero da QCD. Mas, não se conhecia sobre isso no início dos anos setenta.

A situação anterior incentivou ainda mais o estudo do comportamento de interações de neutrinos de alta energia. Assim, a busca dos W_μ^\pm foi acompanhada pelo estudo do modelo dos *pártons*. Resumindo, nesse contexto, a procura por correntes neutras permanecia em segundo plano principalmente devido as seguintes causas: 1) Havia temas mais relevantes a serem estudados como os bósons W^\pm , léptons pesados e violações do *scaling*. 2) As evidências previas com câmaras de bolhas pareciam indicar que correntes neutras de fato não existiam ou eram muito suprimidas pois os limites para esse tipo de processos impostos pelos primeiros experimentos eram muito baixos.

Os processos que conservam estranheza envolvendo léptons carregados são dominados, como já dissemos, pelos decaimentos eletromagnéticos. Mas, processos como $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$, onde há mudança de estranheza, não podem ocorrer em termos eletromagnéticos, uma vez que a interação eletromagnética conserva a estranheza. De modo similar, outros limites inferiores foram colocados para mudança de estranheza em correntes neutras (o valor atual para a fração de decaimento desse processo é da ordem de 10^{-10} [11]). Já mencionamos que em 1970 foi proposto o mecanismo GIM [48]. Isso explicaria a pequena diferença de massa (aproximadamente uma parte em um milhão) entre os káons K^0 e sua antipartícula o \bar{K}^0 . Anos mais tarde, descobriu-se

que o mecanismo GIM se encaixava no modelo eletrofraco GWS, permitindo correntes neutras com $\Delta S = 0$ e suprimindo as correntes neutras onde $\Delta S \neq 0$. Porém, nessa época, isso ainda não era amplamente reconhecido por todos.

No entanto, em 1971 as correntes neutras tornaram-se alvo repentino de interesse dos teóricos. Isso justificava-se porque G. 't Hooft provou que o modelo eletrofraco de GWS era renormalizável. Iniciaram-se então os cálculos das conseqüências experimentais desse modelo. Do ponto de vista teórico, temos entre os primeiros trabalhos estudando os efeitos de correntes fracas neutras os de Weinberg [79], Pais e Primack [80] e, Paschos e Wolfenstein [81]. Mas, mesmo nesse contexto apareceram pistas falsas como a de W.B. Lee [82] mostrando que o modelo de Weinberg [83] era inconsistente com os dados de correntes neutras analisados na Ref. [84]. Posteriormente, ficaria claro que B.W. Lee não havia considerado apropriadamente a estrutura do núcleo que, naquela época, apenas começava a ser compreendida.

O espalhamento do neutrino do múon por um elétron, $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$ (o preferido pelos teóricos porque seria mais limpo que os processos hadrônicos que teriam um ruído maior pelos processos de interação forte) tem uma seção de choque muito pequena (ver mais adiante), assim seria melhor usar feixes de neutrinos do múon (ν_μ) e de seu antineutrino ($\bar{\nu}_\mu$) em colisões com núcleons. Por exemplo, o grupo do CERN procurava os processos

$$\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + \text{núcleons} \rightarrow \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + \text{hádrons}, \quad (8)$$

os quais só podiam ocorrer se correntes neutras fracas (NC) existissem. O processo ao qual seria comparado é aquele induzido pelas correntes carregadas (CC)

$$\nu_\mu/\bar{\nu}_\mu + \text{núcleons} \rightarrow \mu^-/\mu^+ + \text{hádrons}. \quad (9)$$

O problema era que, obter dados que evidenciassem as correntes neutras hadrônicas seria muito difícil pelo ruído (*background*) que imitaria eventos que poderiam ser conseqüência de verdadeiras correntes neutras. Por exemplo, um dos problemas envolvendo processos hadrônicos era que os neutrinos do feixe, interagindo com o material do detector, com a terra e os magnetos ao redor da câmara, inevitavelmente geravam um número desconhecido de nêutrons dentro da câmara. Logo, se um desses nêutrons secundários se chocasse com um núcleon na câmara, como resultado teríamos um chuva de hádrons, que poderia ser confundido com um evento de corrente neutra. Essa situação é mostrada, esquematicamente, na Fig. 6. Por outro lado, existiam os chamados "eventos associados" de origem semelhante aos eventos do ruído, mas, agora o processo ocorre dentro do detector, e o múon é identificado, ou seja, são processos claramente induzidos pelas correntes carregadas porque o múon respectivo é detectado. O estudo desse tipo de eventos mostraria-se importante para a determinação do ruído. Na Fig. 7, é mostrado o esquema dos eventos associados. Os nêutrons

são absorvidos mais rapidamente e eventos provocados por eles são localizados na primeira parte da câmara de bolhas. Logo, se a câmara de bolhas for pequena os dois eventos não poderão ser completamente diferenciados. Assim era possível estudar a trajetória do nêutron examinando-se os eventos associados. Essas considerações foram muito importantes para a demonstração da existência de correntes neutras. Em eventos onde não havia múons, uma grande parte da energia era levada pelo neutrino. Esse mesmo valor era levado pelo múon em correntes carregadas. O processo do controle do ruído foi especialmente crucial no experimento, por isso merece uma descrição mais detalhada [1, 2].

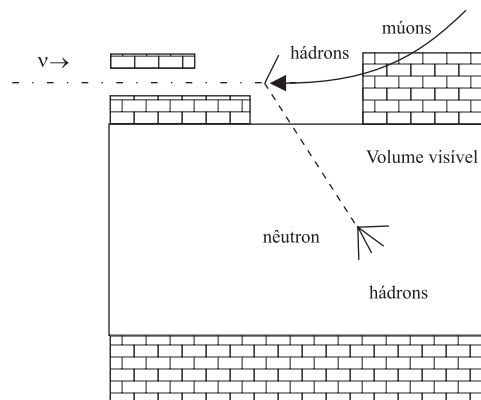


Figura 6 - Ruído de nêutrons na GARGAMELLE. Aqui e na Fig. 7, as áreas riscadas representam o material do detector, a terra e os magnetos ao redor da câmara.

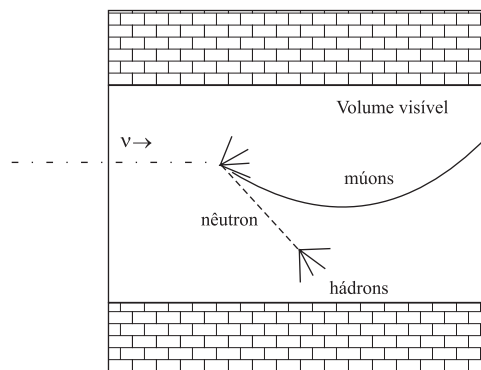


Figura 7 - Diagrama de um evento associado na GARGAMELLE.

5.1. O ruído na GARGAMELLE

Em abril de 1972, finalmente a busca por correntes neutras estava entre os três principais objetivos do programa de neutrinos do CERN. Musset, Pullia, e outros, apresentaram um relatório onde sugeriam como o problema envolvendo o nêutron poderia ser solucionado. No entanto, não estava claro se o nível de correntes neutras iria permanecer o mesmo quando o ruído fosse removido. Em novembro de 1971, Musset e B. Zumino fizeram a predição que a proporção de NC/CC seria em torno de 18%.

Os problemas relacionados ao ruído no GARGAMELLE eram descritos como sendo: raios cósmicos; múons μ^- lentos o suficiente para se fixarem no líquido; partículas que entravam na câmara com o feixe e que interagiam com a câmara; nêutrons e káons vindos de fora da câmara, gerados por neutrinos; káons (K_L^0) gerados por efeitos regeneradores na matéria.

Como o detector é blindado dos raios cósmicos por baixo pela Terra, o ruído originado pelos raios cósmicos foi estudado medindo-se a assimetria acima-abaxo na posição e momento verticais, o resultado foi de $3 \pm 8\%$ e $-8 \pm 8\%$, respectivamente. Esse tipo de assimetria não pode ser originada pelos processos usuais, assim podem ser considerados testes diretos dos efeitos dos raios cósmicos. Além disso, 15 000 fotografias foram expostas aos raios cósmicos, ou seja sem feixe de neutrinos, e não foi observado nenhum evento tipo CN . Assim, essa fonte de ruído mostrou-se desprezível. Os múons de baixa energia < 100 MeV capturados em repouso no experimento com neutrinos, também poderiam ser confundidos com prótons. Para estimar esse ruído foi estudado o espectro dos múons gerados em eventos de CC e uma estimativa teórica da parte de baixa energia desse espectro. O resultado foi $0 \pm 5\%$. Interações de prótons indo para cima produziram um ruído, mas, esse seria igual para neutrinos e antineutrinos. Como o detector era blindado por baixo pela terra esperava-se também uma assimetria acima-abaxo. Esta não foi observada. Alguns grupos da colaboração focaram sua atenção no problema de káons neutros e outros, na atenuação de nêutrons no líquido. Mas, o ruído mais importante que iria decidir “quando a experiência deveria ser finalizada” era o de nêutrons.

Esses tipos de eventos já foram discutidos acima e são mostrados na Fig. 6. Definimos o ruído por meio dos eventos produzidos por um neutrino via corrente carregada fora do volume visível o que produz um nêutron que entra no volume e “imita” um evento legítimo de corrente neutra (o múon que acompanha o nêutron se perde). O número desses eventos “ruído” será denotado por R ; e o número de eventos associados será denotado por E_A . Estes últimos eventos acontecem principalmente na parte inicial da câmara porque os nêutrons interagem fortemente com a matéria. Uma característica dos eventos de correntes neutras verdadeiras é que eles, diferentemente dos eventos associados, ocorrem de igual forma ao longo de toda a câmara. Por esse motivo é que a GARGAMELLE era muito grande.

Em um último estágio, Rousset fez uma análise baseada na termodinâmica que tratava nêutrons assumindo que estavam em equilíbrio com o feixe de neutrinos. Esse estudo era similar a outro, feito anos antes por E. Young, visando analisar o ruído do nêutron em uma câmara de bolhas menor. Todos os estudos, de certa forma, levaram os membros do grupo não convictos da existência de correntes neutras, a passar a acreditar nessa possibilidade.

O estudo de Young pode ser resumido em duas

equações

$$\begin{aligned} N &= R + E_A, \\ E_A &= N \langle p \rangle, \end{aligned} \quad (10)$$

onde N é o número total de nêutrons e tem contribuições de: R o número (desconhecido) de nêutrons induzidos, ou seja o ruído; E_A é o número de eventos associados, $\langle p \rangle$ é a probabilidade de detectar uma interação de nêutron quando a origem do nêutron é dentro do volume do líquido. Delas é obtido que

$$\frac{R}{E_A} = \frac{1}{\langle p \rangle} - 1. \quad (11)$$

Para estimar $\langle p \rangle$ suponhamos que um nêutron é criado no volume do líquido por um neutrino (a uma distância L em relação ao fim do líquido), a probabilidade desse nêutron gerar uma corrente neutra (dentro do volume do líquido) será

$$p = 1 - e^{-L/\lambda}, \quad (12)$$

onde λ é uma medida característica da extensão da interação do nêutron dentro da câmara de bolhas. Essa fórmula dá a razão de contribuição do ruído para correntes neutras. Vemos que, se conhecemos o número de eventos associados, E_A , e a probabilidade média $\langle p \rangle$ podemos calcular o ruído de nêutrons, R .

Ao se adicionar outros fatores como distribuição radial do nêutron, fluxo, densidade de matéria que circula na câmara de bolhas, características de cascatas de nêutrons e espectro de energia dos nêutrons, o resultado R/E_A sofre variação. No entanto, essas variações foram estudadas em simulações computacionais e ficou provado que o ruído era responsável por no máximo 20% do excesso de eventos de correntes neutras. Em 1973, um resumo do trabalho foi preparado para a Physics Letters B e neste foram incluídos valores de R/E_A gerados pelo programa Monte Carlo [66]. Muitos valores de energia do nêutron e distribuições angulares foram incluídos. Todos os dados demonstraram que os eventos do tipo NC , causados pelos nêutrons do ruído, eram muito inferiores aos eventos de correntes neutras verdadeiras.

5.2. A descoberta das correntes neutras no CERN

Por outro lado, é interessante que a primeira evidência da existência de correntes neutras veio de um processo leptônico $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$ [65]. De fato, em 1973, foi descoberto esse único evento que satisfazia todos os critérios estabelecidos por uma subdivisão da colaboração que estudava elétrons [65]. Essa descoberta deu-se em uma rotina de investigação de algumas fotografias em Aachen. Um dos estudantes de pesquisa, Franz Hasert, percebeu um sinal não usual nas fotografias e reconheceu a partícula que descrevia uma espiral como sendo o elétron. Uma pesquisadora já havia percebido este evento não usual, mas classificou-o erroneamente como $\mu + \gamma$. Mas, o elétron observado satisfazia

todos os critérios que o subgrupo que estudava elétrons tinha imposto; possuía energia muito alta, orientava-se na direção do neutrino e não havia eventos próximos a ele. Esse evento foi considerado interessante e tornou-se candidato ao espalhamento do neutrino do múon e elétron $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$. Na experiência havia um fluxo de ν_e menor de 1%, o ruído para este processo é o processo $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$, quando o ângulo do elétron é menor que 5° e o próton tem uma energia muito baixa para ser detectado, ou é capturado no núcleo e por isso, não é observado. A fotografia envolvia um e^- e portanto a contribuição do ruído seria pequena. De fato, a probabilidade desse evento ser devido a outro efeito que não fosse corrente neutra era menor que 3%. O efeito das análises sobre o elétron de Aachen teve importante papel na priorização da busca por correntes neutras. Como resultado, a partir do início de 1973, as correntes neutras tornaram-se um dos objetivos principais do grupo envolvido na colaboração, dominando sobre todos os demais trabalhos sobre neutrinos. É interessante notar que esse primeiro resultado com evidência de correntes neutras no espalhamento do neutrino do elétron-elétron foi feito sob forte inspiração teórica. Suas três únicas referências são os artigos de Weinberg [83], Salam e Ward [85] e 't Hooft [86]. De fato, os teóricos tinham insistido nesse tipo de processo puramente leptônico por ser livre, na ordem mais baixa, dos efeitos das interações fortes, mas os experimentais sabiam bem da dificuldade do mesmo ser observado. Por isso, eles insistiram na procura de correntes neutras fracas em processos envolvendo hádrons. Esse evento leptônico foi a primeira evidência das correntes neutras fracas.

No começo do mês de julho de 1973, a decisão de publicar os resultados envolvendo núcleons foi tomada. A crença na existência das correntes neutras não era geral, mas havia um consenso de que o ruído já não era mais o problema, pois estava sob controle. O artigo foi publicado na Physics Letters B e havia duas argumentações básicas: 1) A distribuição espacial e a distribuição de energia eram as mesmas para correntes neutras e correntes carregadas. 2) O modelo de Monte Carlo previa um ruído de nêutrons significativamente abaixo do nível de correntes neutras encontradas.

Foram 83 000 fotografias de interações de neutrinos e 207 000 de antineutrinos com os hádrons sendo identificados sem ambigüidades pela distância percorrida, o momento e a ionização. O corte na energia total, para os eventos CN legítimos e de CC foi de 1 GeV e um volume de 3 m^3 . Nessas condições, foram observados 102 eventos de CN , 428 eventos de CC e 15 de E_A , no experimento com neutrinos; 64 eventos de CN , 148 de CC e 12 de E_A , no experimento com antineutrinos.

Os gráficos na Fig. 8 mostram a apresentação dos dados. Observa-se que a distribuição de eventos carregados e neutros são similares, ou seja estão distribuídos uniformemente ao longo do feixe. Já os eventos associados e o ruído decrescem exponencialmente.

A colaboração GARGAMELLE [66] resumiu seus

dados em termos da razão entre eventos de correntes neutras (CN), segundo a Eq. (8), e correntes carregadas (CC), segundo a Eq. (9), para neutrinos e antineutrinos:

$$\left(\frac{CN}{CC}\right)_\nu = 0,21 \pm 0,03, \quad \left(\frac{CN}{CC}\right)_{\bar{\nu}} = 0,45 \pm 0,09, \quad (13)$$

onde os erros são apenas estatísticos. Essas taxas foram comparadas às previstas pelo modelo de Weinberg-Salam e concluiu-se que a análise feita era compatível com a teoria. A comparação dessas descobertas, com o modelo de Weinberg-Salam, possibilitou chegar em um valor de $\sin^2 \theta_W$ entre 0,3 e 0,4 (ver mais adiante o valor atual e sua evolução ao longo dos anos).

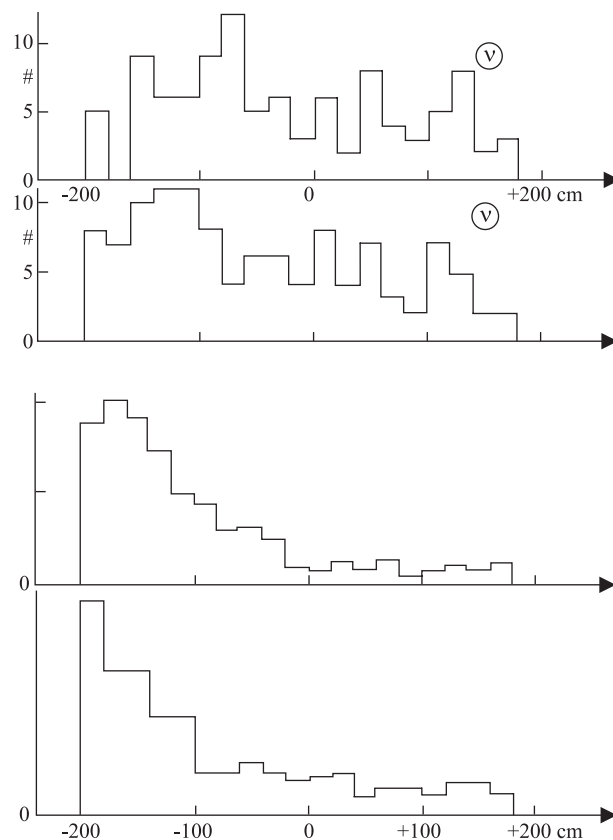


Figura 8 - Primeiros resultados de correntes neutras hadrônicas (processo νN) pela colaboração GARGAMELLE.

6. Os experimentos do FERMILAB

A outra colaboração que evidenciou, em duas experiências, a existência de correntes neutras fracas foi a do National Accelerator Laboratory (NAL) que, em 1974 passou a ser chamado de Fermi National Accelerator Laboratory (FERMILAB). Os experimentos foram realizados por um grupo que incluía membros das universidades de Harvard, Wisconsin e Pennsylvania (HWP) e do próprio NAL (HWPF quando o NAL passou a se chamar FERMILAB). Assim como ocorreu no

CERN, a busca do bóson W^\pm foi tida como prioridade também para este grupo. De fato, diferente do caso europeu, o dispositivo experimental original não seria capaz de detectar as correntes neutras porque os circuitos lógicos gravariam um evento somente se um múon penetrasse no espectrômetro do múon, ou seja, que detectariam apenas eventos de corrente carregada. A motivação para a mudança de prioridade, como no caso da GARGAMELLE, foi a publicação dos cálculos para seções de choque envolvendo correntes neutras por Weinberg e outros (ver Sec. 5). A partir de então a colaboração 1A decidiu realizar a busca de correntes neutras. Mas, para isso, deveriam ocorrer mais mudanças no dispositivo já utilizado para experimentos com neutrinos.

Em 1969, A.K. Mann apresentou a proposta de tentar produzir o bóson W^\pm através de feixes de neutrinos altamente energéticos incidindo em um material com número atômico (Z) grande. O projeto dos neutrinos foi então elaborado sob a liderança de Mann e contou ainda com o apoio de D. Cline e, posteriormente, de C. Rubbia. Cline possuía grande interesse na busca de correntes fracas neutras e na física das interações fracas e, por isso, tinha estudado processos que envolviam mudança de estranheza [58]. Mann também tinha experiência com processos fracos raros [87]. Posteriormente, ficou claro que para esse projeto ser bem sucedido era preciso um detector mais sofisticado e por isso C. Rubbia foi contactado, visto que ele tinha muita experiência com experimentos de grande estatística. Cline havia trabalhado com mais afinco procurando *golden events*, ou seja, eventos que mesmo em número reduzido (um por exemplo) colocassem em evidência algum fato novo, como um decaimento raro envolvendo o evento com elétron visto pela GARGAMELLE.

Nas próximas subsecções vamos considerar as duas experiências que levaram à confirmação dos resultados obtidos no CERN pelo grupo do FERMI LAB.

6.1. O primeiro experimento 1A [67]

A proposta do HWPF procurava a mesma física que o experimento do CERN, mas as técnicas experimentais eram diferentes. O detector, cujo esquema se apresenta na Fig. 9, consistia de um calorímetro de ionização (o alvo era também o detector como no caso do experimento do CERN) e um espectrômetro de múons. O calorímetro era formado por 16 segmentos com um líquido cintilante (havia dezesseis desses segmentos denotados $1 \dots 16$ na Fig. 9) e blocos de ferro alternados. Quando os hádrons batem no ferro geram partículas carregadas que no líquido emitem luz que é coletada e medida por fototubos. O espectrômetro de múons consiste em blocos de ferro e *spark chambers* (câmaras de faísca) alternados, colocados em um campo magnético para determinar o sinal da carga e o momento do múon. As *spark chambers*, consistem em placas metálicas numa caixa fechada cheia de hélio, néon, ou ambos. Quando partículas carregadas passam, ionizam o gás. A aplicação de uma alta voltagem faz que sejam produzidas faíscas com as quais pode-se reconstruir a trajetória das partículas. Dessa forma, pode-se medir a energia dos hádrons e do múon e, por isso, a energia dos neutrinos incidentes, dado que essa energia é a soma da energia dos hádrons mais a energia dos múons. Assim, pode-se medir a seção de choque em função da energia dos neutrinos. As *spark chambers* determinam as trajetórias dos hádrons e múons. Os contadores A, B, C, e D na Fig. 9, são usados para “disparar” as *spark chambers* denotadas por $SC1, \dots, SC8$ na figura. Por exemplo, o conjunto todo pode ser preparado para funcionar apenas quando nenhuma partícula passar pelo contador A, e simultaneamente um chuveiro de hádrons aparece no calorímetro. Isso impede que qualquer evento causado por partículas carregadas entre junto com neutrinos.

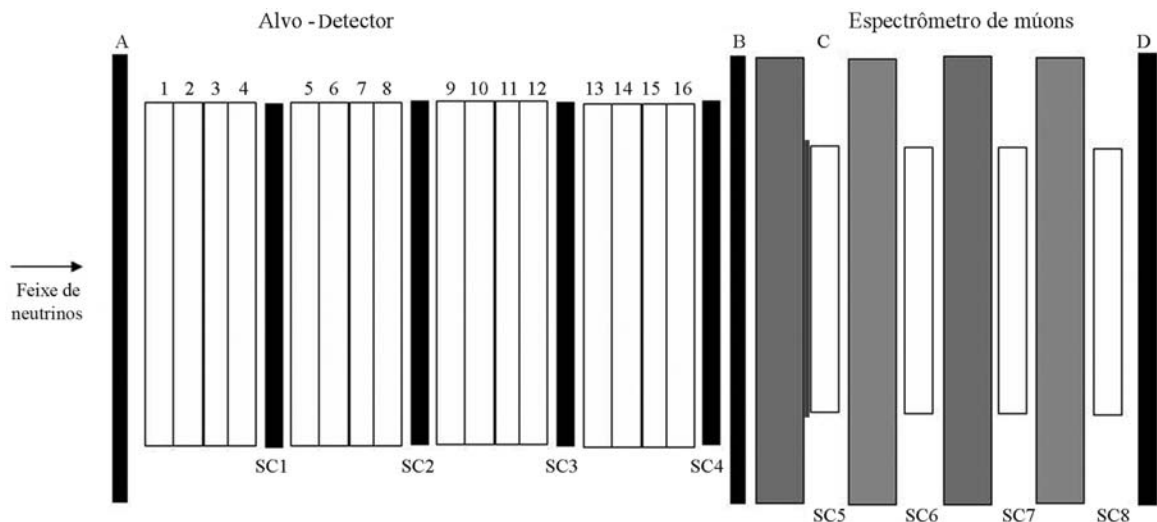


Figura 9 - Detectores do primeiro experimento E1A.

Esse experimento ainda apresentava falhas na detecção de múons que saíam a grandes ângulos. Logo, foi desenvolvido um melhoramento para o mesmo.

6.2. O segundo experimento 1A [68]

No primeiro experimento a colaboração HWPF usou principalmente os dados dos prótons de 300 GeV. No segundo experimento, pensavam em usar também os dados obtidos com os prótons de 400 GeV e melhorar o controle dos múons não detectados. O novo arranjo experimental é mostrado na Fig. 10.

A primeira modificação foi colocar entre o segmento 16 do calorímetro e a *spark chamber* SC4 um bloco de ferro de 13 polegadas. Este bloco é marcado com X

na Fig. 10. Para isso, era necessário parar os hádrons de tal forma que não atingissem SC4 de maneira que agora sejam apenas múons a atingirem SC4 e o contador B. Na primeira experiência, essa função era de SC5 e do contador C. Vemos que no segundo experimento o detector de múons estava mais próximo do calorímetro e assim era mais eficiente na detecção de múons com grandes ângulos. A segunda modificação foi a troca das *spark chambers* SC4, ..., SC8, por câmaras maiores, o que também melhorou a aceitação angular do espectrômetro do múon (compare o tamanho destas nas Figs. 9 e 10). Houve outras modificações no segundo experimento, mas são mais técnicas e não serão consideradas aqui. Para mais detalhes ver Ref. [2].

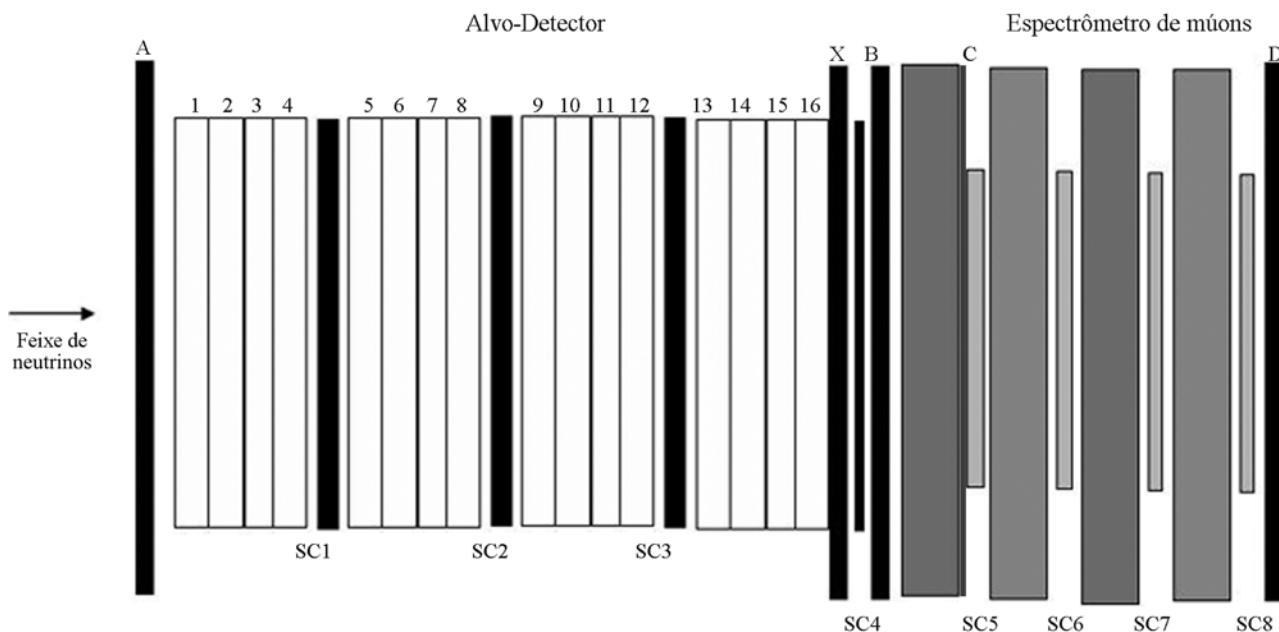


Figura 10 - Detectores do segundo experimento E1A.

6.3. O ruído no experimento HWPF

No primeiro experimento, o ruído principal da experiência era atribuído aos múons produzidos com grandes ângulos e que por isso escapavam antes de atingir o espectrômetro, ou seja, esse múon não seria detectado. Isso é mostrado esquematicamente na Fig. 11. Um evento desse tipo apareceria como um evento de corrente neutra sendo, na verdade, um evento de corrente carregada (ver Fig. 11). Para isso, foi necessário simular múons com grandes ângulos de saída. Dois programas foram empregados na simulação, baseados na distribuição angular dada pelo modelo de pártons.

No segundo experimento, algo inesperado aconteceu. A colocação do bloco X para deter os hádrons não era suficientemente espessa para frear todos os hádrons. Alguns deles (píons, por exemplo) passavam e apare-

ciam no espectrômetro e, por isso, eram contados como múons (ver Fig. 12). Assim, eventos que eram legítimos de corrente neutra eram contados como sendo de corrente carregada e, dessa forma, a razão NC/CC diminuía. O valor da razão entre eventos NC e CC era agora de $0,06 \pm 0,16$ que é compatível ($\frac{1}{2}\sigma$) com zero. Era por isso que os valores obtidos para a razão eram incompatíveis com os da experiência previa e com os do CERN. Devemos lembrar que a GARGAMELLE e o E1A foram os primeiros experimentos a usar neutrinos de energia alta, 2 e 20 GeV respectivamente, e ainda não era conhecido muito bem o processo de perda de energia de hádrons energéticos na matéria. Assim, antes de se ter o ruído sob controle, esse fenômeno teve de ser bem estudado em ambos experimentos. Foi necessário então, assim como no caso da GARGAMELLE, fazer um estudo da perda de energia de hádrons energéticos

na matéria.

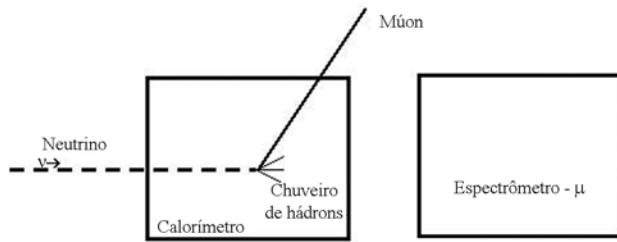


Figura 11 - Múons a grandes ângulos não detectados no espectrômetro do E1A.

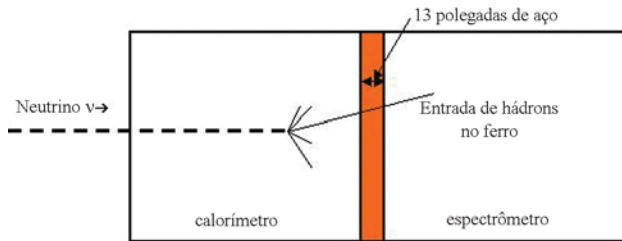


Figura 12 - Hádrons penetrantes no espectrômetro de múons fazem um evento de corrente carregada parecer um evento de corrente neutra.

6.4. A descoberta das correntes neutras no FERMILAB

Combinando calorímetro e o espectrômetro do múons, os experimentos da colaboração 1A poderiam registrar mais informações que a câmara de bolhas do CERN. Por exemplo, algumas das vantagens sobre aquela eram: tamanho maior, 100 toneladas contra 10 da GARGAMELLE; operavam com neutrinos de energia 10 vezes maior, 20 GeV, enquanto o experimento do CERN operava com neutrinos de 2 GeV. Isso implica um número maior de interações de neutrinos; podiam incluir um evento no qual um nêutron invisível interage com o núcleo, criando um chuveiro de partículas.

Em compensação, seu feixe não distinguia neutrinos (2/3) de antineutrinos (1/3).

A relação encontrada entre correntes neutras e correntes carregadas, no primeiro experimento, foi

$$\frac{CN}{CC} = 0,29 \pm 0,09, \quad (14)$$

que é uma média entre neutrinos e antineutrinos. Compare-se este valor com o resultado do CERN na Eq. (13). No mesmo artigo, numa nota *added in proof* eles dão o valor $0,23 \pm 0,09$ para esta razão. No segundo experimento eles obtêm $0,20 \pm 0,005$. O valor predito no modelo de Weinberg-Salam estaria entre 0,22 e 0,55. Assim, parecia que estariam descartando o modelo. No primeiro artigo, eles citam esse modelo e outros trabalhos teóricos. No segundo não citam mais nenhum deles.

Foi então preparado um artigo a ser submetido à *Physical Review Letters* anunciando esta relação existente entre esses eventos [67]. Paralelamente, sabia-se que o CERN tinha acumulado provas a favor da existência das correntes neutras. É interessante que o artigo do experimento 1A submetido à *Physical Review Letters* foi rejeitado por dois árbitros. A crítica mais importante era contra a análise estatística dos dados e a confiabilidade da contagem certa do ruído dos múons de grandes ângulos [2].

De fato, alguns pesquisadores teóricos e experimentais questionaram a distribuição angular dos múons usada para gerar os eventos do programa. Como consequência, essa distribuição, na qual o artigo baseava-se, foi trocada por uma distribuição mais empírica, baseada na distribuição do múon nas últimas câmaras do calorímetro. Assim, chegou-se a um valor para $CN/CC = 0,06 \pm 0,16$. Posteriormente, os valores médios e a razão CN/CC de todos os dados (300 e 400 GeV) foram revisados e houve mais uma modificação do valor dessa razão de $0,42 \pm 0,08$ para $0,20 \pm 0,09$. Ficou evidente que havia um conflito sobre o valor verdadeiro da razão CN/CC . Qual deveria ser o valor de CN/CC , assumindo que a teoria de Weinberg era válida?

De certa forma, a própria comunidade científica requeria mais provas sobre a existência de correntes neutras, afirmando que conclusões sobre a existência destas eram um tanto prematuras. Parecia ainda haver algum certo *background* que contaminava ambos os experimentos. No entanto, havia evidências que o modelo $SU(2) \otimes U(1)$ com $\sin^2 \theta_W$ da ordem de 0,3 não estava longe de ser verdadeiro.

A colaboração HPWF usou feixes de prótons de 300 GeV e 400 GeV para produzir neutrinos. O primeiro experimento usou principalmente os dados de 300 GeV para afirmar que seus resultados eram consistentes com os do CERN. Mesmo antes de terminar a discussão com os árbitros desse artigo, a colaboração obteve novos dados usando os prótons de 400 GeV. Estes contradiziam os próprios dados do primeiro experimento e os do CERN. Chegou-se a escrever um artigo mostrando essa refutação mas, nunca foi submetida para publicação [2]. De fato, depois de ser enviado o primeiro artigo [67], a colaboração tinha decidido fazer melhorias no experimento (na prática seria um outro experimento) e era este que estava dando dados conflitantes com os anteriores da mesma colaboração e com a do CERN.

Após muitos testes envolvendo Monte Carlo ou sem ele, os membros da colaboração deram por terminada a segunda experiência. Em 13 de dezembro, Cline distribuiu um memorando que continha a seguinte afirmação sobre os números dos eventos de corrente neutra [2]:

Três tipos de evidências indicam a possibilidade de um sinal [sem múons] de 10% aparecer nos dados. No presente momento

não sei como fazer essas evidências desaparecerem.

Em março de 1974 um segundo artigo mais completo foi mandado para a *Physical Review Letters*. Nesse artigo apresentara-se o seguinte resultado [68]

$$\frac{CN}{CC} = 0,20 \pm 0,05. \quad (15)$$

Em junho de 1974, durante uma conferência realizada em Londres, foi finalmente concluído que fenômenos de correntes neutras realmente existiam, tanto em interações de neutrinos como em interações de antineutrinos. Mais experiências foram realizadas em laboratórios em todo mundo para determinar a distribuição espaço-tempo e estrutura de spin isotópico das correntes neutras. A existência das correntes neutras estava confirmada.

7. Conclusões

Como vimos, foram quatro as primeiras experiências, duas no CERN [65, 66] e duas no FERMILAB [67, 68], que mostraram as primeiras evidências sobre a existência de correntes neutras nas interações fracas. A teoria de Fermi, proposta em 1933, e sua versão *V-A*, proposta em 1958, não podiam mais explicar todos os processos das interações fracas.

Vimos que ambas colaborações não tinham no começo a busca desse efeito como prioridade. Em primeiro lugar, porque a busca por esse tipo de correntes nos anos 60 havia mostrado que elas, caso existissem, teriam uma intensidade muito menor do que aquela das correntes carregadas da teoria *V-A*. Por outro lado, não havia uma motivação teórica que sugerisse que correntes neutras que conservassem a estranheza poderiam ter uma intensidade da ordem daquela das correntes carregadas. Isso mudou com a nova situação do modelo de Weinberg-Salam (ver mais embaixo).

Em geral, as experiências não podem ser concebidas sem o apoio de algum tipo de teoria [88] e isso ficou claro com as experiências discutidas neste artigo. Mas, por outro lado, a procura por correntes neutras pelos físicos experimentais foi independente de um “modelo” particular. Isso é mais evidente quando vemos como eles procuraram esses processos quando havia mudança de estranheza. Por exemplo, a análise de Foldy [40] e, principalmente, a busca experimental de processos como $K^+ \rightarrow \pi^+ e^- e^+$ (visto como $K^+ \rightarrow \pi^+ B^0$, $B^0 \rightarrow e^- e^+$, onde B^0 é uma partícula neutra que agora seria o Z^0), eram realmente independentes do modelo, mas eram influenciados pela idéia teórica da existência de bósons intermediários, W^\pm e B^0 . Campos bosônicos intermediadores das interações fracas foram propostos por vários físicos teóricos, inclusive por Yukawa em 1935 [34, 89]. No fim dos anos sessenta foram propostos de novo para tentar resolver o

problema da perda de unitariedade da teoria efetiva de 4-férmions a energias da ordem de 100 GeV. Assim, não é estranho que inicialmente a busca de correntes neutras não fosse uma prioridade das duas equipes de físicos experimentais. De fato, no próprio CERN já haviam sido procuradas usando uma câmara de bolhas (de hidrogênio) antes da GARGAMELLE e encontraram um limite superior de 3% para essas correntes comparadas com as respectivas correntes carregadas [90]. Mas, a câmara de bolhas era pequena demais para mostrar efeitos de correntes neutras.

Porém, a mudança da situação do modelo de Weinberg-Salam [83, 85, 91], devido à prova da sua renormalizabilidade, convenceu os teóricos a fazer os cálculos e as duas equipes de experimentalistas, a mudar a prioridade dos experimentos, e buscar as correntes neutras com intensidade da ordem das correntes carregadas, como era previsto por esse modelo. A partir de um determinado momento, pôde-se observar a influência da teoria sob o experimento. Em carta enviada a R.R. Wilson, diretor do FERMILAB, para que o E1A fosse escolhido antes que outras propostas [2, p. 214] os proponentes do E1A, diziam:

We might now stand in a position analogous to that of Oersted, Ampère, and Faraday 150 years ago as they attempted to elicit the connection between electricity and magnetism. [92]

Neste caso, a conexão a que eles estavam se referindo era entre as interações fracas e as eletromagnéticas. Foi depois da mudança de prioridade, *i.e.*, para a procura de correntes neutras, que a colaboração EA1 trocou as características do detector para que fosse ativado quando a energia dos hádrons no calorímetro tivesse um valor acima de certo mínimo, ou um múon passasse pelo espectrômetro; e que a GARGAMELLE passasse a estudar com maior cuidado o ruído dos nêutrons. Segundo Galison [2, p. 222],

...experimentalist use theory, but not the full array of theoretical ideas that one might wrongly ascribe to them in retrospect. [93]

Para os físicos teóricos e experimentais, saber quais modos de decaimento não existem é tão importante quanto conhecer aqueles que existem realmente. Isso, visto *a posteriori* seria crucial para a formulação correta do MPE. Por outro lado, os experimentos que finalmente procuraram a existência das correntes neutras foram realizados apenas porque já se conheciam as predições desse modelo, e a demonstração da sua renormalizabilidade foi um incentivo para teóricos e experimentais.

Alguns físicos teóricos se perguntavam: Como era possível compatibilizar os resultados do CERN e FERMILAB com os bem estabelecidos limites para as correntes neutras que violavam a estranheza? A resposta

dos experimentais era: esse é um problema para os modelos como o de Weinberg-Salam. A resposta a essa questão está no mecanismo GIM, mas vemos que mesmo em 1974, ainda não era reconhecido como implementar esse mecanismo (proposto no contexto da álgebra de correntes) no modelo de Weinberg-Salam. De fato, os experimentais ainda tinham dúvidas sobre a possibilidade de seus dados serem interpretados como evidência de correntes neutras. Segundo Rubbia,

what both groups really have observed is an excess of non-muon events. This does not have to be interpreted as a formal proof of neutral currents. The effect could be explained by other new phenomena... [94]

Mas, outras possibilidades, como a produção de um lépton pesado carregado M^+ produzido no estado final, foram logo descartadas, caso existissem esses “múons pesados” que poderiam ser produzidos numa reação como $\nu_\mu + N \rightarrow M^+ + \text{hádrons}$, e teriam uma massa maior ou da ordem de $8.4 \text{ GeV}/c^2$ [95].

Os mesmos físicos teóricos também foram cautelosos com relação aos resultados da GARGAMELLE e do E1A. Para Weinberg [2, p. 222],

It is perhaps premature to conclude from all this that neutral currents have really at last been observed. There may be some mysterious source of background contaminating all these experiments... [96]

É interessante lembrar que os físicos experimentais acreditavam que os W^\pm seriam leves (com massa da ordem do 5 GeV) mas no MPE deviam ser muito massivos, com massa acima dos 40 GeV para o W^\pm , e 80 GeV para o Z^0 [83]. Por outro lado, a procura experimental dos W^\pm usando a reação (7) dava um limite inferior de 2 GeV [97-100]. O curioso é que Leite Lopes já havia dado argumentos independentemente do modelo de que, caso existessem, os W^\pm deveriam ter uma massa acima dos 35 GeV e o Z^0 uma massa acima de 60 GeV [42].

Ainda que o modelo padrão eletrofraco (na época chamado apenas de “modelo de Weinberg-Salam”) serviu a partir de um determinado momento como motivação para a procura das correntes neutras, não estava claro que as medidas da intensidade dessas correntes eram compatíveis com aquele modelo. Isso fica claro nas palavras de Ross e Veltman que, em 1975 escreveram [101]:

...to what extent the observed reaction rates coincide with the prediction of the Weinberg model is not yet clear, and as a matter of fact the situation is not entirely comfortable in this respect. [102]

Nesse modelo, as correntes neutras dependem na ordem mais baixa de apenas um parâmetro: o ângulo

de mistura eletrofraco, $\sin^2 \theta_W$. Nas primeiras experiências o valor estava entre 0,3 e 0,4. Na Fig. 13 mostra-se a evolução no tempo desse parâmetro [52]. Atualmente, o seu valor no pico do M_Z obtido pelo LEP é $\sin^2 \theta_W(M_Z) = 0,23122(15)$ [11]. Assim, parece que esse valor está abaixo de 1/4. Se essa não for uma coincidência, indica a existência de uma simetria eletrofraca $SU(3)$, por exemplo, como a proposta no IFT/UNESP alguns anos atrás [103].

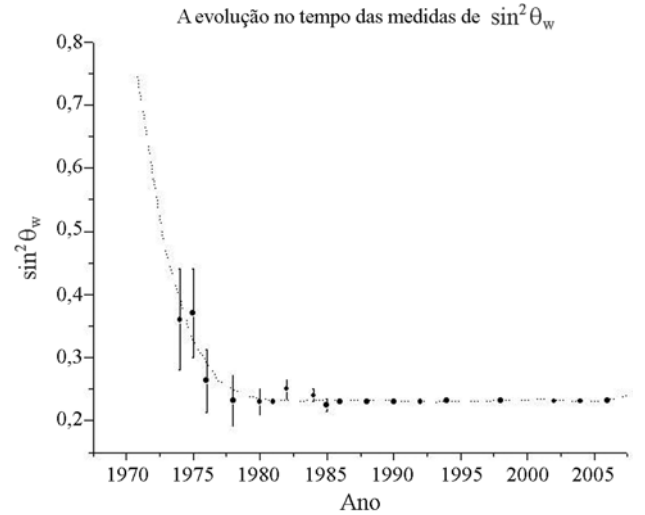


Figura 13 - Evolução histórica do valor medido experimentalmente de $\sin^2 \theta_W$, inspirada na Ref. [52] e utilizando dados recentes dos PDGs. As barras de erros são qualitativas mas indicativas que os erros nos dados recentes são imperceptíveis.

Experimentos posteriores confirmaram a existência das correntes neutras fracas em reações como a da Eq. (8) [104], ou em reações puramente leptônicas como $\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^-$ [105, 106], e também $\bar{\nu}_\mu + e^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^-$ [107], ou mesmo $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$ [108]. Ainda mais, em 1974, no FERMILAB, além de serem observadas as reações da Eq. (8), foi medida a energia perdida (os neutrinos do lado direito dessas reações não são detectados) e foi encontrada compatível com a existência de um neutrino no estado final [104]. Mas, até 1979, a existência de mais de um neutrino no estado final não podia ser refutada [50, p. 53].

A própria colaboração GARGAMELLE continuou fazendo medidas, por exemplo em 1977 eles publicaram os resultados seguintes (compare com os da Eq. (13)) [109]

$$\begin{aligned} \left(\frac{CN}{CC}\right)_\nu &= 0,260 \pm 0,040, \\ \left(\frac{CN}{CC}\right)_{\bar{\nu}} &= 0,390 \pm 0,060. \end{aligned} \quad (16)$$

Tudo isso culminou de maneira brilhante com a fábrica de Z^0 chamada LEP no CERN na qual foram produzidos bilhões de eventos de corrente neutra, permitindo assim medidas de precisão dos parâmetros do

MP [12]. É curioso que, retrospectivamente, eventos do tipo $\nu_\mu + N \rightarrow \nu_\mu + X$, já haviam sido observados, no CERN, na década de 60 mas, o ruído de nêutrons e píons, não permitia confirmar a existência desses processos [50, p. 46].

O que leva o físico experimental a acreditar nos seus resultados? Eles escrevem seus artigos como se o efeito observado fosse uma conseqüência lógica do arranjo experimental. Segundo Galison [2, p. 244],

Only the experimentalist knows the real strengths and weaknesses of any particular orchestration of machines, materials, collaborators, interpretation, and judgments. [110]

Logo após os dois grupos apresentarem seus resultados em pelo menos três conferências internacionais, as dúvidas ainda persistiam. Uma das dificuldades era aceitar o uso de Monte Carlo. Lubkin diz que [111]

Some experimenters are still worried, however, because the CERN group had employ a Monte Carlo calculation to obtain this results. [112]

Posteriormente, foram feitas observações sobre os *input* do cálculo de Monte Carlo [113].

Seriam as conclusões resumidas nas Eqs. (13) e (14) resultado do procedimento de eliminação do ruído? Inicialmente, ambas equipes interpretaram erroneamente os eventos. No CERN pensou-se que todos eram devido a nêutrons e no FERMILAB eram interpretados como uma reação de corrente carregada induzida, por um neutrino, na qual o múon não era detectado porque saía num ângulo muito grande para ser detectado no espectrômetro. Posteriormente, ambos grupos reconheceram que alguns desses eventos eram induzidos por correntes neutras.

Em geral, é a teoria que diz que tipo de experimentos realizar. Cientistas do século XVII consideravam a atração e a geração de eletricidade por fricção como fenômenos elétricos fundamentais e a repulsão e a condução elétrica como efeitos secundários. Para outros, a atração e repulsão eram manifestações elementares da eletricidade, e modificavam suas teorias e experimentos de acordo com essa visão [88, p. 34]. Algumas experiências das quais resultaram leis (como a lei de Boyle, de Coulomb, etc.) foram realizadas só porque já existia uma teoria no contexto da qual fazia sentido realizá-las. Diz-se frequentemente que essas leis foram descobertas por meio do exames de medições empreendidas sem outro objetivo que a própria medida e sem compromissos teóricos. Esse ponto de vista puramente baconiano não se sustenta. Por exemplo, as experiências de Boyle não eram concebíveis (ou se o fossem teriam tido outra interpretação ou nenhuma) até o momento em que o ar foi reconhecido como sendo um fluido [88, p. 49]. Mais recentemente, os índices máximos

de dispersão de elétrons que mais tarde seriam vistos como índices de comprimento de onda dos elétrons não possuíam nenhum significado aparente quando foram observados e registrados pela primeira vez. Antes de se tornarem medida de alguma coisa, foi necessário relacioná-los a uma teoria que predissesse o comportamento ondulatório da matéria [88, p. 62].

Também deve-se reconhecer que novas técnicas não são aprovadas automaticamente pela comunidade científica. Este problema é colocado claramente por Lakatos no exemplo das observações de Galileu [114, p. 17]:

Galileu afirmava poder “observar” montanhas na Lua e manchas no Sol e que estas “observações” refutavam a teoria, por muito tempo respeitada, segundo a qual os corpos celestes são esferas de cristais perfeitas. Mas, as suas “observações” não eram “observacionais” no sentido de serem simplesmente efetuadas pelos sentidos; a confiança nessas observações dependia da confiança no seu telescópio – e na teoria óptica do telescópio – que foi violentamente questionada pelos seus contemporâneos. Não foram *observações* puras, não teóricas de Galileu, que defrontaram a *teoria* aristotélica, mas antes “observações” de Galileu à luz da sua teoria óptica que defrontaram as “observações” dos aristotélicos, baseada na sua teoria dos céus.

O mesmo vale para a observação de Galileu dos satélites de Júpiter, ainda segundo Lakatos [114, p. 27],

...como alguns dos contemporâneos de Galileu acertadamente salientaram, ele confiou em uma teoria óptica, praticamente inexistente – que se encontrava na altura menos corroborada e até menos estruturada que a rádio-óptica dos nossos dias. Por outro lado, chamar “observacionais” às informações provenientes dos nossos olhos indica apenas que “confiamos” em alguma teoria fisiológica da visão humana.

Vemos que não podemos afirmar que o que Galileu observou foram “fatos”.

Outro exemplo disso aconteceu no estudo dos raios cósmicos. Até o início dos anos trinta não se sabia se os raios cósmicos primários eram fótons, como acreditava Millikan e seus colaboradores, ou partículas, como acreditavam, Arthur Holly Compton (1892–1962), Walter Wilhelm Georg Bothe (1911–1997), Werner Kolhóster, e Bruno Benedetto Rossi (1905–1993). A equipe americana trabalhava, como era tradição nas pesquisas de raios cósmicos até então, com câmaras de Wilson. Com estas, era possível observar as trajetórias das partículas. Fazendo uso das mesmas, Anderson descobriu o pósitron em 1932. Os europeus, por outro lado,

tinham começado a usar detectores eletrônicos. Rossi tinha construído esse tipo de detectores com tubos de vácuo, que eram “circuitos de coincidência”, no sentido que só emitiam um pulso se dois ou mais pulsos eram emitidos. Rossi adaptou três contadores Geiger-Müller de maneira que somente uma partícula com uma trajetória vertical poderia descarregar os três tubos. Com isso, ele confirmou os resultados de Kolhöster: algumas partículas dos raios cósmicos penetravam até um metro de chumbo. Mas, Millikan não acreditava nas técnicas dos europeus. Com relação aos contadores de coincidência, ele afirmou em 1933 [115] (os itálicos são nossos):

... I have been pointed for two years in Pasadena seminars, in the Rome congress of nuclear physics in October, 1931, in New Orleans last Christmas at the A.A.A.S meeting, and in the report for the Paris Electrically Congress, that *these counter experiments in my judgment actually measure the absorption coefficients of anything*. [116]

Essa posição seria enfatizada no ano seguinte quando segundo eles mostraram que [117]:

...(3) the two counters show simultaneous response when no single particle can pass through both of them... [118]

Logo, as coisas mudariam e a teoria de Millikan seria descartada. Os contadores de coincidência funcionavam bem e teriam, nos anos seguintes, um papel importante na física de partículas elementares. Para mais detalhes sobre essa fascinante história [2, cap. 3, em particular as pp. 95, e 112]. Um detalhe, Bothe ganhou o Prêmio Nobel de Física em 1957 pelo “método de coincidência e as descobertas feitas com ele”.

Por outro lado, às vezes as coisas não funcionaram como pareciam no começo. Por exemplo nos anos 50 foram propostas leis de seleção nos processos fracos que envolviam a carga elétrica Q , a estranheza S , e o isospin forte I . Segundo essas regras de seleção apenas eram permitidos processos fracos envolvendo hádrons nos quais $\Delta Q = \Delta S$ e $\Delta I = 1/2$. Posteriormente a teoria $V-A$ explicou de maneira natural a validade dessas regras [41].

Mas, no início dos anos 60, foram feitas várias experiências no Lawrence Radiation Laboratory, em Berkeley, que afirmavam ter evidências de violações das regras [119]. Se isso tivesse sido confirmado a teoria $V-A$ [41] teria sido falsificada e, qualquer que tivesse sido a teoria que a substituisse, certamente não teria levado ao modelo padrão eletrofraco [120]. Nos anos que se seguiram, esses resultados não foram confirmados e a compreensão dos processos fracos continuou até atingir um alto grau de sofisticação no MPE. Normalmente, quando os experimentos não são confirmados não é explicado porque eles deram resultados errados,

simplesmente são esquecidos. Gell-Mann foi apressado quando afirmou, bem antes desses experimentos serem rejeitados, que se os experimentos não confirmavam a teoria $V-A$, então deviam estar errados [121]. De fato estavam, mas quantos experimentos acreditava-se que estavam certos, mas posteriormente ficou claro que na época não havia boas razões para acreditar nos seus resultados, mesmo que eles de fato estivessem corretos?

O importante para nós aqui, é que não era óbvio, na época, por exemplo, que as novas técnicas eletrônicas usadas na pesquisa dos raios cósmicos, assim como a óptica no caso de Galileu, realmente funcionassem. Posteriormente, verificou-se que era esse o caso mas, não podemos generalizar. Às vezes, o contrário também ocorreu. Algumas “técnicas novas” eram na verdade uma ilusão, mas esse tipo de fatos não são muito comentados na história de ciência. O exemplo melhor talvez seja o dos Raios N, “descobertos” por René Blondlot em 1903 [122].

A descoberta das correntes neutras foi tão importante, para o estabelecimento do modelo padrão eletrofraco, quanto a descoberta do quark charmoso (*charm*). Ela eliminou muitos modelos que ou não previam correntes neutras [5], ou tinham mas não envolviam os neutrinos [123]. Com o conhecimento que esse tipo de corrente e o quark c , existem, o mecanismo GIM podia ser implementado no modelo de Weinberg-Salam, o modelo podia incorporar quarks, até então o modelo apenas considerava léptons. No entanto, na literatura apenas a descoberta do *charm* é considerada a *revolução de novembro* (de 1974). Esta implicou numa reviravolta na maneira de fazer teoria e experimentos na física de partículas elementares. Não podemos deixar passar despercebido o fato de que a descoberta do *charm* deu um prêmio Nobel [124], mas ninguém ganhou esse prêmio pela descoberta das correntes neutras.

8. Agradecimentos

Agradecemos o apoio financeiro total da FAPESP (ECFSF) e parcial (VP) do CNPq.

Referências

- [1] P. Galison, *Review of Modern Physics* **55**, 477 (1983).
- [2] P. Galison, *How Experiments End* (The University of Chicago Press, Chicago, 1987).
- [3] A. Franklin, *The Neglect of Experiment* (Cambridge University Press, Cambridge, 1986).
- [4] V. Pleitez, *Revista Brasileira de Ensino de Física* **21**, 255 (1999).
- [5] G. Georgi and S.L. Glashow, *Physical Review Letters* **28**, 1494 (1972).
- [6] D. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles* (John-Wiley, Nova Iorque, 1987).

- [7] I.S. Hughes, *Elementary Particles* (Cambridge University Press, Cambridge, 1996), 3^a ed.; D.H. Perkins, *Introduction to High Energy Physics* (Cambridge University Press, Cambridge, 2000), 4^a ed.
- [8] F. Halzen and A.D. Martin, *Quarks and Leptons* (John-Wiley, Nova Iorque, 1984).
- [9] C. Quigg, *Gauge Theories of the Strong, Weak and the Electromagnetic Interactions* (Westview Press, Nova Iorque, 1983).
- [10] J.F. Donoghue, E. Golowich and B.R. Holstein, *Dynamics of the Standard Model* (Cambridge University Press, Cambridge, 1994).
- [11] W.-M. Yao, *et al.* (Particle Data Group), *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **33**, 1 (2006).
- [12] LEP Collaboration, hep-ex/0511027. Ver também <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
- [13] V.V. Ezhela, *et al.* (eds), *Particle Physics: One Hundred Years of Discoveries* (American Institute of Physics, Woudbury, 1996).
- [14] G. 't Hooft, *In Search of the Ultimate Building Block* (Cambridge University Press, Cambridge, 1997).
- [15] M.K. Sundaesan, *Handbook of Particle Physics* (CRC Press, Boca Raton, Florida, 2001).
- [16] Wikipedia, http://en.wikipedia.org/wiki/Main_Page.
- [17] L. O’Raifeartaigh, *The Dawning of Gauge Theory* (Princeton University Press, Princeton, 1977).
- [18] N. Straumann, hep-ph/9609230.
- [19] L. O’Raifeartaigh and N. Straumann, *Review of Modern Physics* **72**, 1 (2000).
- [20] J.D. Jackson and L.B. Okun, *Review of Modern Physics* **73**, 663 (2001).
- [21] H. Weyl, *Sitzunger. Preuss. Akad. Berlin*, 465 (1918); reproduzido na Ref. [17], p. 25-34.
- [22] Um de nós (VP), agradece a G. Matsas as discussões a respeito deste assunto.
- [23] Tradução livre: “Uma verdadeira geometria infinitesimal deve, no entanto, reconhecer um princípio para um transporte da magnitude de um vetor, apenas para um ponto infinitesimal próximo e então, transferindo-o para um ponto arbitrariamente distante, a integrabilidade da magnitude de um vetor não é diferente da integrabilidade de sua direção.”
- [24] H. Weyl, *Space-Time-Matter* (Dover, Mineola, 1952).
- [25] O argumento de Einstein e a resposta de Weyl estão reproduzidos na Ref. [17], p. 34 e 35, respectivamente.
- [26] F. London, *Zeit. f. Phys.* (1927), reproduzido na Ref. [17].
- [27] V. Fock, *Zeit f. Physik* **39**, 226 (1927), reproduzido na Ref. [17], p. 70-76.
- [28] H. Weyl, *Zeit. f. Physik*, **56**, 330 (1929), reproduzido na Ref. [17], p. 121-144.
- [29] O. Klein, *On the Theory of Charged Fields*, apresentado na Conferência sobre Novas Teorias Físicas, em Kazimierz, Polônia, 1939, reproduzido na Ref. [17], p. 152.
- [30] O. Klein, *Nature* **161**, 897 (1948).
- [31] H. Kragh, *American Journal of Physics* **52**, 1024 (1984).
- [32] M. J. Duff, hep-th/0111237.
- [33] E. Fermi, *Z. Physik* **88**, 161 (1934), traduzido para o inglês por F.D.L. Wilson, *American Journal of Physics* **36**, 1150 (1968). De fato, ao usar a analogia com as interações eletromagnéticas, Fermi estava sendo, sem o saber, o pioneiro da unificação eletrofraca.
- [34] H. Yukawa, *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan* **3**, 48 (1935), reproduzida na Ref. [35].
- [35] R.T. Beyer (ed), *Selected Papers in Foundations of Nuclear Physics* (Dover, Nova Iorque, 1949).
- [36] N. Kemmer, *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* **34**, 354 (1938). Apesar de usar o termo “heavy electron” Kemmer usava um campo bosônico. Essa terminologia era o resultado da recém descoberta partícula pesada nos raios cósmicos por Neddermeyer e Anderson [37] que agora sabemos é o múon que tem spin igual ao do elétron, ou seja, é um férmion.
- [37] S.H. Neddermeyer and C.D. Anderson, *Physical Review* **51**, 884 (1937).
- [38] J. Leite Lopes, *Anais da Academia Brasileira de Ciências*, Rio de Janeiro, **17**, 273 (1945). Acessível em www4.prosiga.br/Lopes/prodcien/notasobreenergia/notasobreenergia.html.
- [39] C. Jarlskog, *Physica Scripta* **24**, 867 (1981).
- [40] L.L. Foldy, *Physical Review D* **87**, 693 (1952).
- [41] R.P. Feynman and M. Gell-Mann, *Physical Review* **109**, 193 (1958); F.C.G. Sudarshan and R.E. Marshak, *Physical Review* **109**, 1860 (1958).
- [42] J. Leite Lopes, *Nuclear Physics* **8**, 234 (1958).
- [43] C.N. Yang and R. Mills, *Physical Review* **96**, 191 (1954).
- [44] R. Mills, *American Journal of Physics* **57**, 493 (1989).
- [45] S.L. Glashow, *Review of Modern Physics* **52**, 539 (1980); S. Weinberg, *ibid*, **52**, 515 (1980); A. Salam, *ibid*, **52**, (1980).
- [46] Ver os artigos originais na Ref. [47].
- [47] R.N. Cahn and G. Goldhaber, *The Experimental Foundations of Particle Physics* (Cambridge University Press, Cambridge, 1989).
- [48] S.L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, *Physical Review D* **2**, 1285 (1970).
- [49] C.H. Lai (ed.), *Gauge Theory of Weak and Electromagnetic Interactions* (World Scientific, Singapore, 1981).
- [50] F. Sciulli, *Progress on Particle and Nuclear Physics* **2**, 41 (1979).
- [51] D.B. Cline, UCLA-PPH0043-8/92.
- [52] D.B. Cline, *Comments on Nuclear and Particle Physics* **21**, 193 (1994).
- [53] A. Pickering, *Constructing Quarks* (The University of Chicago Press, Oxford, 1984).

- [54] P.Q. Hung and J.J. Sakurai, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **31**, 371 (1981).
- [55] J.E. Kim, P. Langacker, M. Levie and H.H. Williams, *Review of Modern Physics* **53**, 211 (1981).
- [56] G. Myatt, *Report on Progress of Physics* **45**, 1 (1982).
- [57] E.C.F.S. Fortes, *Fundamentos Teóricos e Experimentais das Correntes Neutras* (Projeto de Conclusão de Curso, PUC-SP, 2005).
- [58] U. Camerini, D. Cline, W.F. Fry and W.M. Powell, *Physical Review Letters* **13**, 318 (1964).
- [59] G. Danby, J.-M. Gaillard, K. Goulianos, L.M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz and J. Steinberger, *Physical Review Letters* **9**, 36 (1962).
- [60] M. Schwartz, *Physical Review Letters* **4**, 306 (1960).
- [61] T.D. Lee and C.N. Yang, *Physics Review Letters* **4**, 307 (1960).
- [62] T.D. Lee and C.N. Yang, *Physical Review* **119**, 14140 (1960).
- [63] B. Pontecorvo, *Soviet Physics JETP*, **10**, 1236 (1959).
- [64] J. Schwinger, *Annals of Physics* **2**, 407 (1957).
- [65] F.J. Hasert, *et al.*, *Physics Letters* **B46**, 121 (1973).
- [66] F.J. Hasert, *et al.*, *Physics Letters* **B46**, 138 (1973).
- [67] A. Benvenuti, *et al.*, *Physical Review Letters* **32**, 800 (1974).
- [68] B. Aubert, *et al.*, *Physical Review Letters* **32**, 1454 (1974).
- [69] V.E. Barnes, *et al.*, *Physical Review Letters* **12**, 204 (1964).
- [70] F. Fabri, CERN Courier www.cerncourier.com/main/article/43/6/14.
- [71] G. Giacomelli, physics/0604152.
- [72] H. Wenninger, www.cerncourier.com/main/article/44/6/18.
- [73] E.D. Bloom, D.H. Coward, H. DeStaabler, J. Drees, G. Miller, L.W. Mo, and R.E. Taylor, *Physical Review Letters* **23**, 930 (1969).
- [74] M. Briedenbach, J.I. Friedman and H.W. Kendall, *Physical Review Letters* **23**, 935 (1969).
- [75] Usualmente estas experiências são comparadas às de Rutherford de 1911, ver por exemplo Kendall e Panofsky, *Scientific American* (1971). Isso no entanto não é exatamente certo. As observações no SLAC implicavam num modelo do núcleon formado por uma nuvem de pártons. Assim, lembra mais o modelo de Thomson do átomo tipo “pudim”. Há diferenças também nas técnicas de observação que não são triviais de se comparar.
- [76] R.P. Feynman, *Physical Review Letters* **23**, 1415 (1969).
- [77] J.D. Bjorken and E.A. Paschos, *Physical Review* **185**, 1975 (1969). Na verdade, esses autores propuseram experimentos os quais seriam feitos nos anos seguintes e levariam à confirmação dos quarks como sendo os pártons principais (mas, o papel dos glúons tornaria-se mais importante nos anos posteriores, aqui não consideramos esse tema por estar fora do objetivo principal: as correntes neutras).
- [78] J.D. Bjorken and E.A. Paschos, *Physical Review D* **1**, 3151 (1970).
- [79] S. Weinberg, *Physical Review D* **5**, 1412 (1972).
- [80] A. Pais and S.B. Treiman, *Physical Review D* **6**, 2700 (1972).
- [81] E.A. Paschos and L. Wolfenstein, *Physical Review D* **7**, 91 (1973).
- [82] B.W. Lee, *Physics Letters* **B40**, 420 (1972).
- [83] S. Weinberg, *Physical Review Letters* **19**, 1264 (1967).
- [84] W. Lee, *Physics Letters* **B40**, 423 (1972).
- [85] A. Salam and J.C. Ward, *Physics Letters* **13**, 168 (1964).
- [86] G. 't Hooft, *Physics Letters* **B37**, 195 (1971).
- [87] E. Beier, D.A. Buschholz, A.K. Mann and S.H. Parker, *Physical Review Letters* **29**, 678 (1972).
- [88] T.S. Kuhn, *A Estrutura das Revoluções Científicas* (Editora Perspectiva, São Paulo, 1978).
- [89] De fato, Yukawa propôs a troca entre, prótons e nêutrons, de um bóson pesado dando um potencial proporcional $(1/r)e^{-mr}$, onde m é a massa do bóson. Ele considera apenas a parte escalar de um campo vetorial. Despreza o spin porque, na época ainda não se conhecia a equação de um bóson vetorial pesado. Seria proposto apenas em 1936 (um ano após Yukawa) por Proca.
- [90] M.M. Block, *et al.*, *Physics Letters* **12**, 281 (1964).
- [91] A. Salam, in *Elementary Particle Theory*, edited by N. Svartholm (Almqvist & Wiksell, Stockholm, 1968), reproduzido na Ref. [49], p. 188.
- [92] Tradução livre “Podemos estar hoje em uma posição análoga a de Oersted, Ampère e Faraday faz 150 anos dado que eles tentaram elucidar a relação entre eletricidade e magnetismo.”
- [93] Tradução livre: “os experimentais usam a teoria, mas não o conjunto completo de idéias teóricas que a gente imagina, erroneamente, em retrospecto.”
- [94] Tradução livre: “o que ambos os grupos realmente observaram é um excesso de eventos sem múons. Isso não tem que ser interpretado como uma prova formal das correntes neutras. O efeito poderia ser explicado por outro fenômeno...”
- [95] S.J. Barish, *et al.*, *Physical Review Letters* **32**, 1387 (1974).
- [96] Tradução livre: “Talvez seja prematuro concluir de tudo isso que as correntes neutras tem sido finalmente observadas. Pode existir algum tipo misterioso de ruído contaminando todos estes experimentos...”
- [97] G. Bernardini, *et al.*, *Phys. Lett.* **13**, 86 (1964); *Nuovo Cimento* **38**, 608 (1965).
- [98] R. Burns, *et al.*, *Physics Letters* **15**, 42 (1965).
- [99] P.J. Wanderer, R.J. Stefanski, R.K. Adair C.M. Ankenbrandt, H. Kasha, R.C. Larsen, L.B. Leipuner and L.W. Smith, *Physical Review Letters* **23**, 729 (1969).

- [100] D.B. Cline, A.K. Mann and C. Rubbia, *Physical Review Letters* **25**, 1309 (1970).
- [101] D.A. Ross and M. Veltman, *Nuclear Physics* **B95**, 135 (1975).
- [102] Tradução livre: “Até que ponto as reações observadas coincidem com as previsões do modelo de Weinberg não está claro e, por isso, a situação não é confortável a este respeito.”
- [103] F. Pisano and V. Pleitez, *Physical Review D* **46**, 4170 (1992).
- [104] B.C. Barish, *et al.*, *Physical Review Letters* **34**, 538 (1975).
- [105] A.M. Cnops, *et al.*, *Physical Review Letters* **41**, 357 (1978).
- [106] R.H. Heisterberg, *et al.*, *Physical Review Letters* **44**, 635 (1980).
- [107] A. Faessler, *Physical Review Letters* **41**, 213 (1978).
- [108] H.S. Gurr, F. Reines and H.W. Sobrel, *Physical Review Letters* **37**, 315 (1976).
- [109] J. Blietschau, *Nuclear Physics* **B118**, 218 (1977).
- [110] Tradução livre: “somente os próprios experimentais conhecem a fortaleza e a fraqueza de um conjunto particular de máquinas, materiais, colaboradores, interpretações, e julgamentos.”
- [111] G.B. Lubkin, *Physics Today* **26**, 17 (1973).
- [112] Tradução livre: “Alguns experimentais estão preocupados, porque o grupo do CERN usou cálculo de Monte Carlo para obter seus resultados.”
- [113] A. Pickering, *Studies in History and Philosophy of Science* **15**, 85 (1984).
- [114] I. Lakatos, *Falsificação e Metodologia dos Programas de Investigação Científica* (Edições 70, Lisboa, 1999).
- [115] R.A. Millikan, *Physical Review* **43**, 661 (1933).
- [116] Tradução livre: “...Tenho assinalado por dois anos, no congresso de Roma de física nuclear em outubro, 1931, em Nova Orleans, no Natal passado no encontro da A.A.A.S, e num relatório no Congresso Elétrico de Paris, que *estes experimentos com contadores a meu juízo realmente medem os coeficientes de absorção de coisa nenhuma.*”
- [117] C.D. Anderson, R.A. Millikan, S. Neddermeyer and W. Pickering, *Physical Review* **45** 342 (1934).
- [118] Tradução livre: “... (3) os dois contadores mostram respostas simultâneas quando nenhuma partícula passa através deles.”
- [119] R.P. Ely, *Physical Review Letters*, **8**, 132 (1962); A. Barbaro-Galtieri, *et al.*, *ibid.* **9**, 26 (1962); G. Alexander, S.P. Almeida and F.S. Crawford Jr., *ibid.* **9**, 69 (1962).
- [120] R.E. Behrends and A. Sirlin, *Physical Review* **121**, 476 (1960).
- [121] D.H. White and D. Sullivan, *Physics Today* **32**, 40 (1979).
- [122] I.M. Klotz, *Scientific American*, **242**, 168 (1980). R.A. Martins, *Os “raios N” de René Blondlot: uma anomalia na história da física* (Booklink, Rio de Janeiro; FAPESP, São Paulo e GHTC, Campinas, 2007).
- [123] J. Prentki and B. Zumino, *Nuclear Physics* **B47**, 99 (1972).
- [124] Ver Refs. em nobelprize.org/nobel_prizes/physics.