

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
FACULDADE DE FILOSOFIA, LETRAS E CIÊNCIAS HUMANAS
DEPARTAMENTO DE FILOSOFIA

A TEORIA UNIVERSAL DE FERMI:
DA SUA FORMULAÇÃO INICIAL ATÉ
A REFORMULAÇÃO V-A

Irinéa de Lourdes Batista

Tese apresentada à FFLCH –
Departamento de Filosofia como
exigência parcial à obtenção do
título de doutor em Filosofia, na
área de concentração: Filosofia da
Ciência, sob a orientação do Prof.
Dr. Newton C. A. da Costa.

SÃO PAULO
Julho/99

À MINHA FAMÍLIA

AGRADECIMENTOS

- Ao professor Newton C. A. da Costa, pela orientação, pelas conversas e, principalmente, pela amizade, proporcionando-nos uma oportunidade de crescimento intelectual.
- Ao professor Michel Paty, por nos sugerir um tema de trabalho com tantas possibilidades de desenvolvimento, nos orientar, por nos acolher tão bem em sua equipe de pesquisa REHSEIS/ UNIVERSIDADE PARIS VII, como também em sua casa, em Paris. Agradecemos, ainda, por nos proporcionar a inspiração para o nosso contínuo trabalho em história e epistemologia da Física e a inesquecível experiência de vivenciar o cotidiano francês durante um ano.
- Ao Prof. Pablo R. Mariconda, que nos recebeu amistosamente no Departamento de Filosofia da USP, nos orientou durante três anos e nos facilitou toda ordem de burocracia no encaminhamento da bolsa CAPES/COFECUB, para o estágio na França.
- Aos amigos da França, que nos acolheram e ajudaram em inúmeras situações, especialmente, Lia, Martha, Ali, Joseph, Claude, Eric, Cassiano e Vanda.
- A Edécio, pelas várias ajudas nas questões acadêmicas e pela amizade, e a todos os colegas do grupo de pesquisa dirigido pelo Prof. Newton.
- Aos amigos Osvaldo e Eduardo pelas leituras críticas das primeiras versões de nosso trabalho.
- À CAPES/PICDT e à Universidade Estadual de Londrina/ Departamento de Física pelo apoio financeiro e pela liberação para a nossa capacitação.
- Às Secretarias do Departamento de Filosofia e da Pós-graduação do FFLCH pela boa vontade na assessoria burocrática.
- À toda a minha família, especialmente minha mãe, por todo o carinho que nos sustenta.
- À minha grande amiga Rosana, por toda a ajuda pessoal na minha ausência do país e pela amizade incondicional.

Errata

Folha de citação:

2^a linha: onde se lê "unifatication", leia-se "unification".

Resume:

11^a linha: onde se lê "que un neutron" e "un électron e un neutrino", leia-se, respectivamente "qu'un neutron" e "un électron et un neutrino".

23/24^a linha: onde se lê "la identification", leia-se "l'identification".

Introdução:

p. 4:

11^a linha: onde se lê "com indicativo", leia-se "como indicativo".

Capítulo 1:

p. 15:

14^a linha: onde se lê "dos seus papéis", leia-se "dos seus trabalhos publicados".

p. 20:

Nota de rodapé 9: onde se lê "Quântcia", leia-se "Quântica".

p. 30:

18^a linha: onde se lê "conveniente por", leia-se "conveniente para".

Capítulo 2:

p. 36:

3^a linha: onde se lê "evolução de Teoria", leia-se "evolução da Teoria".

p. 39:

26^a linha: onde se lê "em de 1937", leia-se "em 1937".

Capítulo 3:

p. 61:

12^a linha da tabela: valor $\frac{1}{2}$ para a 2^a coluna e valor -1 para a 3^a coluna.

p. 73:

25/26^a linha: onde se lê "Dado momento", leia-se "Dado o momento".

p. 79:

3^a linha: onde se lê "até que fosse", leia-se "até que fossem".

Nota de rodapé: onde se lê "ver nota de rodapé 10", leia-se "ver nota de rodapé 11".

p. 80:

11^a linha: onde se lê "fragmentado de idéia", leia-se "fragmentado de idéias".

Capítulo 4:

p. 91:

10^a linha: onde se lê "são consistentes", leia-se "é consistente".

p. 94:

5^a linha: onde se lê "decaimento fracos", leia-se "decaimentos fracos".

11^a linha: onde se lê "spin de elétron", leia-se "spin do elétron".

Considerações finais:

p. 104:

7^a linha: onde se lê "ser avaliada", leia-se "ser avaliado".

Referências Bibliográficas:

A primeira referência correta é a "AMERICAN JOURNAL....", que está classificada como última referência.

p. 111:

1^a linha: O título do artigo de J. L. Lopes é "A model of the universal Fermi interaction".

"L'avancée de la connaissance en physique se marque souvent par la réalisation d'une unification entre des lois ou l'extension d'un domaine. Une théorie nouvelle a, par rapport à une théorie ancienne, un domaine de validité élargi et un pouvoir prédictif plus grand. Le passage d'une théorie à une autre pose de nombreux problèmes: on a parlé de reformulation, de refonte. Dans quelle mesure y a-t-il rupture entre des théories qui se succèdent? Quels sont les critères de choix entre des théories par ailleurs équivalentes?: l'opérativité plus ou moins discrète, plus ou moins large, la simplicité, la structure logique? Mais comment comparer la logique de deux théories sans se placer du point de vue de l'une d'elles, c'est-à-dire en la privilégiant? Y a-t-il un point de vue neutre? (...) D'une manière générale, des théories, pour être comparées, doivent être considérées non pas seulement dans leur formulation «axiomatique», mais dans leur histoire: seule la considération du processus réel de leur production ainsi que celle de leur mise en relation avec les faits – la prédictivité, l'ampleur de leur domaine de pertinence – apporte la possibilité de les éprouver l'une à l'autre, de les comparer. Sans leur histoire, des théories différentes sont incommensurables puisqu'elles n'ont pas les mêmes référents."

M. Paty (L'Analyse Critique des Sciences, pp. 147-8.)

RESUMO

A desintegração β , originada a partir do núcleo atômico, não era explicada pelos estudos teóricos, até 1930, e colocava em questionamento as leis de conservação de energia, de momento angular e momento linear. Os problemas colocados eram: por que o espectro de energia da radiação β era contínuo e o que provocava essa radiação.

Para explicar a radioatividade β , W. Pauli lançou a hipótese, em 12/1930, de uma partícula neutra, spin $\frac{1}{2}$, o neutrino (nome dado por Fermi); no entanto, ele só apresentou essa hipótese oficialmente na Conferência de Solvay, em 1933. E. Fermi, após essa conferência, apresenta sua teoria de campo para a desintegração β , que obedece todas as leis de conservação conhecidas. Ele propõe, em sua interação básica, que um nêutron se transforma em um próton, mais um elétron e um neutrino (atualmente, anti-neutrino), adotando, então, a hipótese de Pauli.

Analisando o trabalho de Fermi, o nosso estudo procurará mostrar, e explicitar, as origens de suas interpretações físicas, as estruturas matemáticas que ele emprega, as conseqüências empíricas e o poder heurístico de sua elaboração. Um resultado obtido dessa análise é a nossa concepção de proto-teoria, elaborada para interpretar a proposta de Fermi, e um outro é a apresentação da capacidade desse pesquisador, tanto no domínio teórico como no experimental, o que faz com que suas proposições tenham muita qualidade e confiabilidade. Podemos avaliar a importância da sua elaboração analisando o papel que ela desempenhou, com o estabelecimento de sua universalidade, no começo e no subsequente desenvolvimento da nova área de física de partículas.

Essa universalidade será estabelecida, em 1947, após a descoberta e a identificação das novas partículas: os píons, os múons e as partículas estranhas, uma vez que a teoria de Fermi explica as suas características (por ex., filiação, tempo de vida, etc.): é a origem da noção de interações fracas. Finalmente, veremos que a teoria de Fermi vai sofrer modificações – a reformulação (V – A), em 1957, proposta por Sudarshan & Marshak, Feynman & Gell-Mann e Sakurai –, a partir da compreensão que as interações fracas não conservam a paridade (um tipo de simetria).

RESUME

La désintégration β , originaire du noyau atomique, n'était pas expliquée par les études théoriques, jusqu'à 1930, et pouvait mettre en cause les lois de conservation de l'énergie, de moment angulaire et moment linéaire. Les questions posées étaient: pourquoi le spectre β était continu (énergie) et qui provoquait cette transformation.

Pour expliquer la radioactivité β , W. Pauli émit, en 12/1930, l'hypothèse d'une particule neutre, spin $\frac{1}{2}$, le neutrino (baptisé par E. Fermi); cependant il l'a exposée officiellement à la Conférence de Solvay, en 1933. E. Fermi, après cette conférence, présente sa théorie de champ de la désintégration β , qui obéit toutes les lois de conservations connues. Il soutient, dans son interaction basique, que un neutron devient un proton, plus un électron e et un neutrino (antineutrino d'aujourd'hui); il a adopté, donc, l'hypothèse de Pauli.

En se dédiant à l'analyse du travail de Fermi, notre étude veut montrer, et expliciter, les origines de ses interprétations physiques, les structures mathématiques qu'il y utilise, les conséquences empiriques et la puissance (portée) d'explication de cette élaboration. Un résultat de cette analyse est notre conception de proto-théorie, élaborée pour bien interpréter la proposition de Fermi, et un autre est celui de montrer la capacité de ce physicien dans le domaine expérimental et théorique, ce qui procure à ses propositions d'une énorme qualité et une très grande fiabilité à ses conclusions. On peut mesurer l'importance, de son travail, par le rôle qu'il eut au début et dans le développement subséquent de la nouvelle physique des particules élémentaires, avec l'établissement de son universalité.

Cette universalité sera établie, en 1947, après la découverte et la identification des nouvelles particules: les pions, les muons et les particules étranges, une fois que la théorie de Fermi les explique (par ex., filiation, durée de vie, etc.): c'est l'origine de la notion des interactions faibles. Finalement, on verra que la théorie de Fermi souffrira des modifications – la forme $(V - A)$, proposée, en 1957, par Sudarshan & Marshak, Feynman & Gell-Mann et Sakurai –, à partir de l'aperçu de la non-conservation de la parité (une brisure de symétrie), qu'il existe uniquement dans ces interactions.

ÍNDICE

Introdução	1
1. CRIAÇÃO DE UMA TEORIA PARA O DECAIMENTO β	6
1.1 A identificação da radiação β e as primeiras tentativas de explicação	6
1.2 Fermi e sua tentativa de uma teoria para a radiação β	15
1.3 A interpretação da tentativa de Fermi como Proto-teoria	25
2. IMPLICAÇÕES E DESDOBRAMENTOS DA TEORIA DE FERMI	36
2.1 Recepção e pesquisas com a Teoria de Fermi	36
2.2 As críticas de Pauli e as tentativas de modificações na Teoria de Fermi	38
2.3 A Teoria de Yukawa	43
2.4 A Diferenciação entre π e μ	46
3. DETECÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DAS CHAMADAS PARTÍCULAS ESTRANHAS	55
3.1 As partículas Estranhas	55
3.2 Sobre a criação das partículas Estranhas	63
3.3 Um rápido olhar no desenvolvimento histórico do conceito de Simetria	67
3.4 A caminho da quebra de uma lei de conservação	73
4. A TEORIA DE FERMI NA FORMA V - A	81
4.1 Contextualização das propostas de reformulação da Teoria de Fermi	81
4.2 As três novas formulações para a Teoria de Fermi	85
4.2.1 A invariância da quiralidade	85
4.2.2 A formulação de spinors de dois componentes dos spinors de Dirac	88
4.2.3 Invariância da massa reversa	89
4.2.4 Conexão com a interação V-A	90

4.3 As propostas analisadas a partir dos artigos originais	91
4.3.1 "The Nature of the Four-Fermion Interaction" (Sudarsham & Marshak)	91
4.3.2 "Theory of the Fermi Interactions" (Feynmann & Gell-Mann)	93
4.3.3 "Mass Reversal and Weak Interactions" (Sakurai)	97
4.4 Uma primeira tentativa de unificação eletrofraca	100
4.5 Uma reformulação na forma V-A: o ângulo de Cabibbo	102
Considerações finais	103
Referências Bibliográficas	106
Glossário	115

INTRODUÇÃO

A idéia inicial para o tema de trabalho de nossa tese era a investigação do conceito de elementaridade na Física de Partículas. Tal tema teve origem a partir de nossa dissertação de mestrado, onde trabalhamos com a história do conceito de espaço na Física. Em dado momento, quando discutíamos conceitos correlatos como o de inércia e o de referencial, estudando-os na Física de Partículas, vimos que o próprio conceito de partícula é condicionado por várias grandezas e características, como por exemplo, o sistema referencial usado, o que remetia à discussão sobre a elementaridade.

Assim, começamos nosso projeto de pesquisa de doutorado que, ao longo do seu desenvolvimento e delimitação, juntamente com a co-orientação do Prof. Michel Paty, sofreu modificações. Tais modificações ocorreram na medida em que percebemos que a discussão sobre o conceito de elementaridade já estava bastante explorada na literatura. Com a sugestão do Prof. Michel Paty de investigarmos a interação **V-A**, recomeçamos o levantamento bibliográfico sobre esse tema que, até aquele momento nos era novo, e percebemos o quanto ele era interessante. Foi necessário, também, um estudo sobre as áreas de física nuclear e de partículas para compreendermos com clareza as questões conceituais inerentes ao tema. Apesar de nossa graduação em Física, esse estudo demandou uma boa dedicação pois tais áreas são apenas introduzidas nessa etapa de formação.

Na atual etapa de nosso amadurecimento intelectual, já identificamos uma certa característica em nosso trabalho, que é o interesse sobre conceitos fundamentais da Física. O reconhecimento do tema como tendo essa característica, bem como a riqueza conceitual inerente a um assunto que, como veremos, trata da criação de um novo eixo na Física do século vinte, nos seduziu intelectualmente de imediato.

O outro aspecto dessa análise inicial para a mudança de tema era a sua capacidade de gerar um programa de pesquisa pessoal a longo prazo. Ao analisarmos o período histórico que poderia ser desenvolvido (de 1933 até os dias de hoje), concluímos que era o objetivo a perseguir.

Essa fase do trabalho descrita acima se deu em Paris e, através de nossas discussões com o Prof. Michel Paty, delimitamos o tema "A Teoria Universal de Fermi: da sua formulação inicial até a reformulação **V-A**". Assim, o período histórico foi delimitado entre os anos de 1930 a 1960, como mostramos a seguir, juntamente com os problemas epistemológicos que foram ali identificados.

Periodização histórica:

1. O problema do decaimento β (1914 a 1933) e a proposição de uma nova partícula: o neutrino (1929 a 1933);
2. A teoria elaborada por Fermi para o decaimento β (1933/34);
3. Implicações e desdobramentos iniciais dessa teoria (1934 a 1941);
4. Teorias concorrentes (1935 a 1946);
5. Diferenciação entre as partículas π (píon) e μ (múon); identificações e a física dos átomos μ mesônicos, (1947);
6. Início da universalização da Teoria de Fermi (1947 a 1951);
7. Detecção e caracterização das chamadas partículas estranhas (1946 a 1956);
8. Quebra da lei de conservação da paridade (1956 a 1958);
9. Reformulação da Teoria Universal de Fermi e a proposição da interação **V-A** (1957);
10. Efetiva comprovação da existência do neutrino (detecção e identificação) (1956).

Problemas de interesse epistemológico:

1. Interação entre correntes

- . Interação de Fermi: corrente x corrente

2. Universalidade

- . elétron, múon, neutrino
- . constantes de acoplamento
- . partículas estranhas
- . estrutura de interação (SPTVA)

3. Paridade

- . 1927: Wigner
- . 1957: Lee-Yang

4. Isospin

- . Física Nuclear → Física de Partículas → interações (correntes)

5. Estranheza

- . Produção associada de partículas e número quântico de estranheza
- . Diferença de comportamento na produção (interação forte) e no decaimento (interação fraca) das partículas estranhas
- . Leis de conservação dos números quânticos internos - números bariônicos e leptônicos

Em nossa análise bibliográfica sobre o tema de pesquisa, encontramos trabalhos bastante desenvolvidos sobre os vários aspectos experimentais. Uma vez que nosso trabalho desenvolverá discussões internas sobre os aspectos teóricos da teoria, citaremos os trabalhos sobre os experimentos no momento adequado, nos abstendo dos aspectos técnicos, já presentes na literatura.

Procuraremos, então, fazer uma discussão histórica sobre o tema, que siga de perto as etapas de desenvolvimento da Teoria de Fermi e que possua uma crítica epistemológica sobre os conceitos, os métodos, e as idéias subjacentes às suposições para a aceitação ou abandono de uma nova elaboração proposta por pesquisadores ligados ao tema.

Assim, à medida que expusermos a investigação histórica sobre as etapas do desenvolvimento da Teoria de Fermi, faremos a discussão crítica sobre os problemas epistemológicos ali encontrados.

No primeiro capítulo, procuramos mostrar o problema do decaimento β e qual foi a solução proposta por Fermi. Nessa solução encontramos vários aspectos a discutir como, por exemplo, qual foi a base para a sua teoria e o que ela propôs. Nessa proposição, que veremos que se adequou muito bem aos dados experimentais iniciais, encontramos alguns pontos a analisar sobre a consistência lógica da teoria.

Permitimo-nos, aqui, abrir um parênteses e contar sobre uma ensolarada tarde no *Jardin des Tuileries*, em 1996, onde fazíamos uma caminhada junto com o professor Newton da Costa¹. Nós começamos a conversar sobre a Física e o nosso trabalho de pesquisa. Entre outras coisas, ficamos sabendo da existência da lógica paraconsistente e que conversávamos com o próprio autor. Mas, o mais importante, foram as questões instigantes, levantadas pelo professor Newton, sobre quais eram as nossas concepções a respeito de teorias, modelos, etc...

Assim, após algum tempo, ainda em Paris, criamos a concepção de proto-teoria. A fundamentação dessa concepção foi realizada já no Brasil, mas a inspiração era a lembrança daquela tarde.

Propomos a concepção de proto-teoria na parte final do primeiro capítulo. Somente com indicativo, resumimos tal concepção como uma elaboração que nasce de modelos heurísticos, que possuem instâncias fenomenológicas e tipo-essências, e que deve evoluir para uma teoria.

A seguir, no segundo capítulo, mostramos os desdobramentos e influências causados pela Teoria de Fermi, até o momento que essa teoria surpreende por seu poder explicativo, estendendo o seu campo de aplicação.

A nossa discussão histórica prossegue, no terceiro capítulo, com a apresentação de uma nova família de partículas, as partículas estranhas, e dos vários aspectos conceituais que o seu estudo vai proporcionar, notadamente

¹ Nessa época o nosso orientador era o Prof. Dr. Pablo R. Mariconda.

questões sobre simetrias, novos números quânticos e relacionamento com a Teoria de Fermi.

Por fim, o quarto capítulo trata da adequação da Teoria de Fermi à questão da quebra de simetria da paridade, discutida no capítulo anterior. Essa reformulação é chamada Forma V-A e é ainda usada na Física atual em situações de baixa energia.

O primeiro e o quarto capítulos são caracterizados por uma análise enfocando detalhadamente as propostas dos autores, enquanto o segundo e o terceiro capítulos têm um enfoque mais histórico, possuindo, no entanto, análises conceituais.

Tendo introduzido essas idéias, achamos que é tempo de remetermos ao texto propriamente dito.

CAPÍTULO 1

CRIAÇÃO DE UMA TEORIA PARA O DECAIMENTO β

Vamos iniciar a nossa discussão nesse primeiro capítulo com um breve resumo sobre a identificação da radiação β e algumas das primeiras tentativas em explicá-la. A seguir, faremos uma exposição crítica sobre a proposta de Enrico Fermi para a explicação de como se dá a produção dessa radiação. Por fim, apresentaremos uma proposta de entendimento da elaboração de Fermi, mediante o que denominamos *proto-teoria*.

1.1 A identificação da radiação β e as primeiras tentativas de explicação

A descoberta do fenômeno da radioatividade, com a identificação das distinções dos tipos de radiações nas duas últimas décadas do século XIX, criou um novo e frutífero campo de pesquisa na Física. Através dos estudos relacionados com essas radiações, a comunidade científica teve acesso a um conhecimento sobre a constituição e as propriedades fundamentais da matéria em nível nuclear, subatômico.

No entanto, tal conhecimento não foi obtido sem que várias áreas da Física sofressem bruscas mudanças conceituais e experimentais, principalmente na área técnica. Essas mudanças tomaram um certo tempo para serem percebidas, mas foram ocorrendo de maneira inexorável.

A radiação β , objeto de nosso interesse, foi distinguida da radiação α em 1898, por Rutherford e, em 1900, já estava estabelecido que se tratava de elétrons, conhecidos como os constituintes dos raios catódicos. No entanto, a observação do seu espectro (por sinal contínuo, o que não se encaixava nos padrões da época) só se deu em 1914, por Chadwick. Uma explicação consistente para tal emissão espectral levaria mais vinte anos (Pauli-Fermi).

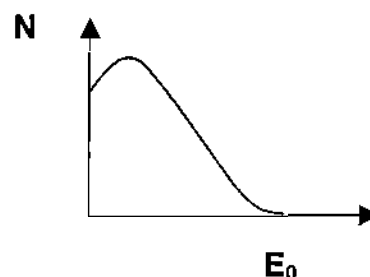
Rutherford iniciou a discussão sobre tal radiação, em 19 de março de 1914, na *Royal Society*, onde ele disse que as partículas β primárias nascem a partir de distúrbios no núcleo. Essa afirmação originou-se em evidências

experimentais gerais, que também fundamentariam a hipótese de constituição de um núcleo para o átomo, ressaltando-se um certo ceticismo da parte de Rutherford quanto a esta hipótese. Nessa época ainda não havia o modelo de núcleo atômico como conhecemos.

As discussões sobre a constituição do núcleo levavam à hipótese de constituição a partir da soma de uma partícula positiva (chamada partícula **H**, e mais tarde próton) mais elétrons. Não era um modelo abrangente, uma vez que, para determinados elementos, o número de massa ficava quatro vezes menor que o necessário, e o elétron contribuiria principalmente para compensar o valor da carga. A suplantação desse modelo só se deu em 1932, quando Chadwick descobriu o nêutron, ficando logo claro que o núcleo é composto de prótons e nêutrons. Assim, com tal idéia simplificada sobre o núcleo, ainda que errada, estabeleceu-se uma concepção “confortável” para o átomo e, com esta, a base para os estudos da radiação β , pelo menos até 1925.

Os estudos desenvolvidos sobre a radiação β confirmaram um comportamento anômalo dos elétrons nucleares. Enquanto os espectros de energia das radiações α e γ eram discretos, estando de acordo com uma natural analogia com os espectros atômicos, a radiação β sempre produzia um espectro contínuo.

Esse espectro pode ser visto no gráfico a seguir:



Espectro de energia dos elétrons emitidos no decaimento β .

Neste gráfico, temos que o número de elétrons **N** por intervalo unitário de energia é colocado como uma função de energia. A não-apresentação da mesma energia máxima [E_0] em todos os elétrons sugeriu, dentro do referencial da Física Quântica da época, que deveria existir outros efeitos que produzissem o espectro contínuo.

Em 1927, Ellis e Wooster forneceram uma prova experimental definitiva mostrando que a idéia inicial – a de que tal espectro era produto de efeitos secundários – não poderia ser sustentada.

Eles obtiveram, como resultado do seu experimento, a medida do calor produzido por um emissor exclusivo de radiação β (RaE, aliás ${}_{83}\text{Bi}^{210}$), quando isolado em uma cavidade absorvente. Essa medida era precisamente igual à energia cinética dos raios β . Tal experimento, que foi discutido por outros pesquisadores, como por exemplo Lise Meitner, em 1929, e G. P. Thomson, em 1928, tornou-se marco de referência.

Nessa mesma década, a partir de 1926, começou uma nova fase da Física Nuclear (e Atômica), que até então havia se desenvolvido baseando-se quase totalmente em trabalhos experimentais. Nessa nova fase, os físicos teóricos começam a desempenhar um importante papel introduzindo a Mecânica Quântica. Falamos aqui de Bohr, Schrödinger, Heisenberg, Born, Wigner, Einstein, Fermi, Dirac e outros.

Um breve panorama da Física teórica dessa época pode ser dado com o que os físicos conheciam, ou seja, dois campos, o gravitacional e o eletromagnético; três forças, a gravitacional, a eletromagnética e aquela que mantém o núcleo, a nuclear (que de fato era apenas intuída e ainda não formalizada); e três partículas, o próton, o elétron e o fóton.

A sistematização da Mecânica Quântica presente nos trabalhos dos pesquisadores, quando aplicada ao modelo de núcleo da época, mostrava problemas de natureza estatística, de spin nuclear e momento magnético, já em 1929. Nasce aí a conhecida controvérsia entre Bohr e Pauli sobre a origem do espectro contínuo de energia do decaimento β , originada também a partir das análises físicas tendo a Mecânica Quântica como ferramenta teórica. Durante o ano de 1929, Bohr e Pauli fizeram uma intensa e *amusante*, graças ao espírito lúdico de Pauli, troca de correspondência².

Bohr e Pauli procuravam uma solução para esse problema e também para as inconsistências do modelo de núcleo. Bohr, entre outras idéias,

² Trechos dessas cartas podem ser encontradas em PAIS (1986, pp. 311-12.).

propôs e defendeu a violação do princípio de conservação de energia a partir de 1929, mantendo tal proposta até 1936. Pauli, por sua vez, propôs uma nova partícula, agora conhecida como o neutrino, não detectada na época, que portaria, ao sair do núcleo, a quantidade de energia necessária para a conservação da energia. Essa hipótese de Pauli seria desenvolvida por Fermi, em 1933. No entanto, como veremos a seguir, a solução para tais dúvidas viria com duas distintas partículas: o nêutron e o neutrino.

No que diz respeito à proposta de Bohr, que hoje poderia ser interpretada como um contra-senso, é importante contextualizá-la com as discussões de sua época. No início do século, quando do estudo da dualidade onda-partícula da radiação eletromagnética, foram feitas propostas sobre uma não-conservação de energia em processos individuais na tentativa de uma melhor interpretação quântica da matéria. Em 1910, Einstein propôs e logo abandonou tal hipótese; em 1916, Nernst sugeriu que a conservação da energia seria válida somente no sentido estatístico; Sommerfeld, em 1922, diria que a solução para a reconciliação entre a teoria ondulatória da luz e os fenômenos quânticos da matéria seria renunciar à conservação de energia; esses são alguns exemplos. É interessante lembrar que até 1925 não existia prova experimental sobre conservação de energia e de momento nos processos físicos individuais envolvendo partículas elementares e, portanto, como disse Pauli, não havia prova lógica ou dados experimentais suficientes para decidirmos a favor ou contra esse outro ponto de vista. (apud PAIS, 1986, p. 311)

Uma outra proposição feita por Bohr, pensada já em 1929 e exposta durante o ano de 1930 em várias conferências científicas na Inglaterra, mas realmente estruturada por escrito ao final de 1931 e publicada em 1932 como *Faraday Lecture* e *Rome Lecture*, segundo J. Bromberg (BROMBERG, 1971, p. 318), foi sobre os elétrons no núcleo. Uma vez que a existência dos elétrons no núcleo do átomo criava problemas de coerência nos estudos sobre os spins e estatísticas nucleares, Bohr propõe que a idéia de spin não deveria ser aplicável para elétrons intra-nucleares.

Como Bohr explicaria a radiação β , uma vez que os elétrons aí identificados possuem as características normais? A formulação de Bohr, na *Faraday Lecture* de 1930 (publicada em 1932), é a seguinte:

"Esta notável 'passividade' dos elétrons intra-nucleares na determinação das estatísticas é um indicação muito direta, de fato, da limitação essencial da idéia de entidades dinâmicas distintas quando aplicada ao elétron. Estritamente falando, nós ainda não podemos dizer que um núcleo contém um número definido de elétrons, mas somente que sua eletrificação negativa é igual a um conjunto de unidades elementares, e, neste sentido, a expulsão de um raio β a partir de um núcleo pode ser considerada como a criação de um elétron como uma entidade mecânica." (BOHR, 1932, p. 380)

No Congresso Internacional de Física Nuclear, realizado em Roma, em outubro de 1931, Bohr faz uma exposição em que diz que podemos considerar a captura ou expulsão de um elétron pelo núcleo claramente como uma extinção ou criação, respectivamente, do elétron como entidade mecânica.

Aqui encontramos pela primeira vez a idéia de criação de partícula em Bohr. No entanto, Iwanenko e Ambarzumian já haviam proposto tal idéia, em março de 1930, nas *Comptes Rendus* da Academia de Ciências de Paris, dizendo que a emissão da radiação β mostra uma certa analogia com a emissão de quanta de luz feita pelos átomos. Naturalmente, essa especulação não teve o mesmo impacto que a de Bohr, principalmente quando sabemos que o artigo sobre sua conferência em Roma foi enviado para inclusão nos *proceedings* através de Fermi.

Por outro lado, a proposta de Pauli, que hoje poderia ser vista como somente mais uma partícula, foi considerada por muitos um arrojado e por outros algo sem sentido, uma vez que era a proposta de uma nova partícula vinda do nada, de difícil detecção, para salvar uma lei.

A primeira exposição da hipótese do neutrino foi feita por Pauli de uma maneira extra-oficial, através de carta enviada a uma reunião de especialistas em radioatividade, realizada em 4/12/1930, em Tübingen.

Nessa carta, Pauli propõe que, para salvar a lei de alternância de estatística e a lei de energia, existiriam partículas eletricamente neutras no núcleo – pois não se detectou qualquer ionização correspondente –, que ele chamou de

nêutrons, com spin $\frac{1}{2}$, que satisfazem o seu próprio princípio de exclusão e são distintas do quantum de luz, uma vez que não se moveriam à velocidade da luz.

A lei de alternância estatística pode ser enunciada da seguinte forma:

– se do lado esquerdo de uma desintegração temos um férmion (spin múltiplo de $\frac{1}{2}$), então depois da desintegração, mediante a soma dos spins de todos elementos criados, deveremos ter também um férmion “total” resultante dessa soma. Para esse tipo de desintegração, será aplicada a estatística de Fermi-Dirac. Se obtivermos, na soma citada, um bóson “total” (spin inteiro), tal desintegração não conserva tal lei estatística e provavelmente falta um elemento para corrigi-la.

Então, analisando um exemplo conhecido na época, temos um sistema composto por



onde o momento angular total de H^3 tem valor $\frac{1}{2}$ e o momento angular total do lado direito tem um valor inteiro. Assim, H^3 é um férmion e o sistema $He^3 + e^-$ é um bóson. Para satisfazer a lei estatística, deveria existir no sistema do lado direito mais um componente, uma nova partícula, que seria necessariamente um férmion.

A massa dessa nova partícula seria de ordem de grandeza igual à do elétron ou não maior do que 0.01 vezes a massa do próton. Assim, o espectro contínuo β torna-se compreensível a partir da suposição de que no decaimento β , um “nêutron” é emitido junto com o elétron, de tal maneira que a soma das energias do “nêutron” e do elétron é constante. É importante salientar que em nenhum momento Pauli fala de criação de partículas no momento da emissão.

Pauli enviou essa carta uma vez que não poderia estar presente à reunião e disse que não se atrevia, no momento, a publicar sua idéia; pediu, aos participantes, no entanto, uma reflexão de como seria possível uma prova experimental de detecção para tal partícula uma vez que “ela possuiria um poder de penetração igual ou dez vezes maior que a de uma radiação γ ” (*in* ENZ, C. P. & MEYENN, K. V. (eds.), 1994, p. 198)

Assim, em 1931, estava posta a questão: uma nova lei ou uma nova partícula? Em outubro desse ano, Pauli e Fermi se encontram em Roma, onde

acontecia o Congresso Internacional de Física Nuclear, e mantêm conversas particulares sobre o assunto, já que Fermi, como afirmou Pauli em um artigo de 1957 (*in* ENZ, C. P. & MEYENN, K. V. (eds.), 1994, p. 199), mostrou um grande interesse e uma atitude muito positiva a respeito das novas partículas neutras.

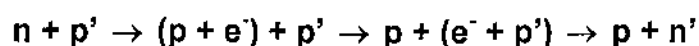
Em janeiro de 1932, Chadwick descobre, experimentalmente, uma partícula oriunda do núcleo, de massa da ordem de grandeza igual à do próton e eletricamente neutra, chamando-a de nêutron. Para diferenciar esta última do nêutron de Pauli, Fermi, utilizando o diminutivo do italiano, atribui à partícula de Pauli o nome *neutrino*. Com essas duas novas partículas, as discussões sobre os problemas nucleares tomariam novos e surpreendentes rumos.

Heisenberg, em 1932, elabora uma teoria de estrutura nuclear, já considerando a existência do nêutron, do próton e também do elétron, dentro do núcleo. Ele publicou sua teoria em três partes, submetidas em junho, julho e dezembro de 1932, à revista *Zeitschrift für Physik*. Nessa teoria, o nêutron poderia ser considerado como partícula elementar ou ser um composto de elétrons e prótons. A presença de elétrons no núcleo era necessária para servir como portadores da força de troca de carga entre prótons e nêutrons (em analogia com o modelo molecular), e para explicar o decaimento β do núcleo radioativo.

Para o nêutron, considerado como partícula elementar, Heisenberg fez uso de um operador de energia (hamiltoniana) que continha as coordenadas do espaço, do spin e da carga dos nêutrons e dos prótons, mas sem as dos elétrons. E para enfatizar a simetria n-p e descrever a transformação de um nucleon (termo atual originado do grego para os componentes do núcleo atômico) em outro, ele introduziu uma quinta coordenada, que ele chamou ρ -spin (um formalismo agora chamado de **isospin** - símbolo I)³, atribuindo os valores +1 ao nêutron e -1 ao próton com a finalidade de distingui-los. Tal coordenada representa o nêutron e o próton no sentido formal como dois diferentes estados do mesmo sistema, mostrando assim nêutron e próton simétricos.

³ O operador isospin usado por Heisenberg (e depois por Fermi), era composto de matrizes 2x2 da mesma forma que as matrizes de spin de Pauli. Elas foram usadas para criar operadores de projeção que selecionavam nêutron ou próton para cada estado do nucleon, e para gerar operadores de criação e destruição que mudam um tipo de nucleon em outro.

Com o nêutron concebido como um composto de prótons e elétrons, as interações de Heisenberg, chamadas *interações por troca de carga*, poderiam servir para descrever o decaimento β , ou seja, esquematicamente:



(n = nêutron, e^- = elétron, p = próton)

onde $n \rightarrow p + e^-$ representa o decaimento β e $e^- + p' \rightarrow n'$ representa o inverso desse decaimento (também chamado captura de elétrons), que conserva a carga elétrica, mas viola outras leis de conservação, inclusive a do momento angular.⁴ Conduziremos a nossa discussão buscando mostrar os reflexos de tal teoria na solução das questões sobre a radiação β .

No Sétimo Congresso de Solvay, em outubro de 1933, Heisenberg apresentou a sua teoria para o decaimento β ; essa teoria foi aceita por Bohr e outros da sua equipe e rejeitada por Pauli e Fermi, uma vez que os últimos não consideravam a quebra das leis de conservação como uma boa alternativa. Já Bohr não fugia à sua postura arrojada ao aceitar essa proposta. Também foi nesse congresso, e depois nos seus *proceedings*, que a hipótese do neutrino de Pauli aparece oficialmente (Pauli, 1934, p. 324.).

Pauli deixa em aberto a questão da massa do neutrino, ou seja, se ele teria ou não massa de repouso finita, mas define o seu valor de spin igual a $\frac{1}{2}$, com estatística de Fermi, de maneira que haja conservação de spin e de estatística, supondo também a conservação da energia e momento. É interessante explorar as próprias palavras de Pauli sobre alguns aspectos em que estamos interessados. Vejamos o que podemos encontrar sobre a sua proposta, sobre a idéia de criação de partículas, sobre os problemas experimentais e o comportamento da nova partícula neutrino.

Sua proposta de interpretação:

“...as leis de conservação continuam válidas, a expulsão das partículas β sendo acompanhada de uma radiação muito penetrante de partículas neutras, que não foram observadas até o momento. A soma das energias da partícula β e da partícula neutra (ou de partículas neutras, uma vez que não se sabe se existe uma

⁴ As outras aplicações dessa teoria de Heisenberg estão longamente discutidas no artigo de Joan Bromberg, “The Impact of the Neutron: Bohr and Heisenberg” (1971).

ou várias) emitidas pelo núcleo em um único processo, será igual à energia que corresponde ao limite superior do espectro β . Isso sem dizer que nós admitimos não somente a conservação de energia como também a do momento, do momento angular e da estatística em todos os processos elementares.” (PAULI, 1934, p. 324)

Nessa passagem podemos ver que Pauli diz “expulsão das partículas β ”, portanto ele não pensava numa criação no momento da emissão de tal radiação e sim um elétron saindo do núcleo. E quanto às partículas neutras?

“Quanto às propriedades das partículas neutras, os pesos atômicos dos elementos radioativos nos ensinam primeiramente que a massa de tais partículas não pode exceder muito aquela do elétron...É possível que a massa própria [de repouso] dos neutrinos seja igual a zero, de maneira que elas deveriam se propagar com a velocidade da luz, como os fótons. No entanto, seu poder penetrante excederia de muito aquele dos fótons de mesma energia. Parece-me admissível que os neutrinos possuam um spin $\frac{1}{2}$ e que eles obedeçam à estatística de Fermi, ainda que as experiências não nos forneçam qualquer prova direta dessa hipótese.” (Ibidem)

Essa passagem nos mostra que a prova experimental seria decisiva, para Pauli, no julgamento da hipótese do neutrino. No entanto, veremos que tal prova só seria obtida depois de mais de vinte anos e que o que manteve tal hipótese foi a formalização, feita por Fermi, dos conceitos propostos por Pauli, juntamente com Heisenberg e outros. Mas Pauli parecia consciente do problema experimental, como vemos na passagem seguinte:

“...o estudo experimental do balanço do momento nas desintegrações β constitui um problema de mais alta importância; pode-se prever que as dificuldades serão bastante grande em função da pequenez da energia de recuo do núcleo.” (Ibidem)

Fermi, que também participava de tal conferência, procurou desenvolver uma teoria de campo para o decaimento β que obedecesse a todas as leis de conservação conhecidas e que respondesse aos aspectos experimentais.

1.2 Fermi e sua tentativa de uma teoria para a radiação β

Para contextualizar esse trabalho de Fermi, é interessante conhecermos os trabalhos e estudos anteriores desenvolvidos por ele, bem como um pouco (no que nos é possível conhecer) da sua postura científica.

Nascido em 1901, Enrico Fermi em 1925, já trabalhava muito à vontade com a nova Mecânica Quântica, cujos resultados mais conhecidos são seus estudos em Física Estatística (hoje referidos como “estatística de Fermi-Dirac”), que ajudaram na classificação de partículas conforme seu comportamento quanto ao spin. Ao contrário de uma tradição da época, Fermi era tão bom físico teórico quanto experimental⁵. Quanto à sua publicação em geral, pode-se ter a verdadeira noção de sua capacidade produtiva, analisando os dois volumes de coletânea de seus artigos.

Além disso, uma característica muito lembrada quanto a Fermi era a sua qualidade de bom professor e expositor de suas concepções, qualidade esta também encontrada na clareza, síntese e organização dos seus papéis. Um exemplo disso, que é muito conveniente para a nossa pesquisa, é seu artigo “Quantum Theory of Radiation” (*Rev. Mod. Phys.*, 4, 87-132, 1932), resultado de cursos realizados por ele em Paris (Instituto Poincaré, em abril de 1929) e em *Ann Arbor* (Michigan, verão de 1930) sobre Física Teórica, no qual ele buscava soluções para as divergências encontradas na Eletrodinâmica Quântica (QED) de Dirac, tentando obter uma hamiltoniana satisfatória mediante seus próprios métodos matemáticos, diferentes dos de Dirac. Apesar de não obter os resultados que esperava, encontramos, no artigo citado, o amadurecimento e compreensão de Fermi sobre a QED e suas dificuldades. Veremos, a seguir, que isso foi de grande importância para a elaboração da nova teoria que ele propôs.

Uma outra característica de seu trabalho é um raciocínio marcado por analogias conceituais e formais, método esse também encontrado em Heisenberg, Bohr, de Broglie, e, poderíamos dizer, em quase todos os autores da

⁵ Somente como ilustração, queremos citar a anedota criada na época sobre o chamado efeito Pauli, ou seja, o fato de um físico teórico se aproximar de um aparato experimental provocava um dano ou mesmo quebrava-o!

Nova Física⁶. Podemos encontrar tal característica em vários momentos de seus trabalhos, seja comentando as analogias do comportamento corpuscular ou ondulatório da luz, seja realmente raciocinando sobre novas concepções formalmente matematizadas.

Sobre os critérios de construções das novas leis da Física Moderna (a Física do século XX), Fermi diz, em 1930, que “na Física de hoje considera-se que se tem um significado preciso contanto que a grandeza seja suscetível de uma determinação experimental...”(FERMI, 1962, p. 375), mas completa que às vezes tal determinação é até mesmo impossível em virtude dos recursos técnicos da época, sendo necessário anos ou décadas para essa determinação. Separando o desenvolvimento da ciência pura daquele da técnica, Fermi mostra independência do pensamento utilitarista, mesmo que depois de alguns anos, como ele mesmo diz, as elaborações científicas venham a produzir resultados técnicos. No entanto, deixa claro também que uma vez coerente com os dados empíricos, uma nova lei tem a força necessária para ser desenvolvida, consolidada e difundida.

Aqui fazemos o retorno à elaboração teórica de Fermi para o decaimento β , com novos elementos para analisar a sua proposta.

A primeira tentativa de Fermi para a publicação dos seus resultados foi em forma de carta para a *Nature*, que no entanto foi recusada, pois o editor dessa revista considerou-a como “contendo especulações abstratas muito remotas da realidade física para serem do interesse dos leitores” (RASSETI, *apud* FERMI, 1962, p.540). Então, Fermi enviou uma nova versão mais longa para a *Ricerca Scientifica* intitulada “Tentativo di una teoria dell’emissione dei raggi ‘beta’”, que foi aceita e publicada em dezembro de 1933. O artigo completo, com todo o formalismo, os dados e as análises experimentais e de certa maneira melhor organizado, foi enviado para as revistas *Nuovo Cimento* e *Zeitschrift für Physik*, intitulado “Tentativo di una teoria dei raggi β ”, sendo publicado em ambas no começo de 1934.

É interessante notar alguns elementos encontrados na versão mais curta que não aparecem no artigo completo. Nessa primeira versão, Fermi explicita,

⁶ É conhecido o problema que nasceu pela aplicação de analogias na Física Quântica, ou seja, comparações de conceitos clássicos com os novos conceitos quânticos criando um complexo emaranhado de figuras de linguagem. Iremos discutir o papel da analogia em Fermi posteriormente.

uma vez que ele adota a hipótese de uma nova partícula, sua preocupação com as dificuldades da época na detecção do neutrino, creditando às próprias características dessa partícula tais dificuldades, quais sejam, neutralidade de carga, ínfima massa e, portanto, alto poder de penetração na matéria. Outra dificuldade seria a teoria sobre elétrons como constituintes do núcleo, que Fermi não considera satisfatória e que, por isso, acha mais simples considerar a hipótese de inexistência anterior de elétrons no núcleo, sendo criados no exato momento da emissão da radiação β , valendo o mesmo para os neutrinos, tal como o processo de emissão do quantum de luz feita por um átomo em um salto quântico⁷.

Fermi deixa claro em outra passagem, novamente levado pela busca da simplicidade, que a escolha do seu formalismo é baseada na “boa concordância com os fatos experimentais”, mas também indica que isso deve ser um pouco melhor trabalhado em um artigo mais extenso, o que de fato ele fez no seu segundo artigo, desenvolvendo o formalismo e construindo um gráfico da relação da massa do neutrino com o espectro de energia da radiação β .

A estrutura do segundo artigo é completamente diferente. Nesse artigo, Fermi organiza elegantemente suas proposições em tópicos, o que dá um aspecto quase didático à exposição de sua teoria. Os tópicos são intitulados nesta seqüência:

“HIPÓTESES FUNDAMENTAIS DA TEORIA”,

“OS OPERADORES DA TEORIA”,

“A FUNÇÃO HAMILTONIANA”,

“A MATRIZ DE PERTURBAÇÃO”,

“TEORIA DA DESINTEGRAÇÃO β ”,

“ELEMENTOS DETERMINANTES DA PROBABILIDADE DE TRANSIÇÃO”,

⁷ Ao fazer essa suposição, Fermi usa da analogia com a criação e aniquilação de partículas, presente na Eletrodinâmica Quântica. Tal analogia já havia sido suposta por Iwanenko, em março de 1930, “A expulsão de um elétron [no decaimento β] é similar ao nascimento de uma nova partícula”, e por Perrin, em dezembro de 1933, “O neutrino... não preexiste no núcleo atômico [mas] é criado quando emitido, como o fóton”(in PAIS, 1986, p.418). No entanto, somente Fermi elaborou uma teoria formalizada e operacional utilizando tal idéia, juntamente com o operador isospin de transformação dos nucleons.

“A MASSA DO NEUTRINO”,

“VIDA MÉDIA E FORMA DA CURVA DE DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA PARA AS TRANSIÇÕES PERMITIDAS”,

“A TRANSIÇÃO PROIBIDA”,

“CONFRONTO COM A EXPERIÊNCIA”.

Em cada tópico, Fermi desenvolve extensamente seu raciocínio, deixando expostas as facilidades e dificuldades de sua teoria proposta. Explicitaremos, nesse momento, as suas hipóteses fundamentais e em seguida apresentaremos a teoria propriamente dita.

A primeira hipótese da teoria é aquela baseada explicitamente na analogia com a teoria de emissão de um quantum de luz por um átomo excitado no processo comum de irradiação:

“O número total de elétrons e de neutrinos não é necessariamente constante. Elétrons (ou neutrinos) podem ser criados ou destruídos” (FERMI, 1962, p.560).

Fermi ainda enfatiza que não há nenhuma analogia com a produção (ou destruição) do par elétron-pósitron e assume a existência do neutrino na terceira hipótese.

A segunda hipótese é sobre as partículas pesadas, nucleares:

“As partículas pesadas, nêutron e próton, podem ser consideradas, segundo a idéia de Heisenberg, como dois estados quânticos internos diferentes de uma mesma partículas pesada.” (Ibidem)

A terceira hipótese é sobre o formalismo a ser desenvolvido para operacionalizar as hipóteses anteriores:

“A função Hamiltoniana do sistema completo, constituído das partículas pesadas e leves, deve ser de tal modo que uma transição de um nêutron a um próton seja acompanhada da criação de um elétron e de um neutrino; e o processo oposto, transformação de um próton em um nêutron, seja acompanhada do desaparecimento de um elétron e de um neutrino.”(Ibidem)

Assim, podemos agora analisar a teoria propriamente dita. Na interação básica de Fermi, um nêutron torna-se um próton, mais um elétron e um neutrino (atualmente, antineutrino: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$). Com a introdução da produção da nova partícula neutrino, sua teoria mantém as leis de conservação de energia, momento, momento angular e carga.

O número total de partículas pesadas ($p + n$) não muda; p e n são descritos por funções não relativísticas de Schrödinger. Por outro lado, as partículas leves (e^- e $\bar{\nu}$) são tratadas pela teoria relativista de Dirac. Uma vez que um elétron e um neutrino são produzidos no decaimento, o número de partículas leves muda, portanto, é necessário uma teoria quântica de campo, utilizando operadores de criação e aniquilação de partículas, para descrever tal processo. Tal método é chamado, freqüentemente, de segunda quantização ou ondas de matéria quantificadas de Dirac-Jordan-Klein, quando ele é aplicado nas funções de onda de campo de Schrödinger ou de Dirac.

A corrente com troca de carga n - p é idêntica à encontrada no modelo de força nuclear de Heisenberg, e Fermi, seguindo-a, formula essa corrente como os operadores isospins. Como dissemos acima, as partículas pesadas são tratadas com uma aproximação não-relativística e isso é feito uma vez que suas energias cinéticas são pequenas em relação às suas massas (energias) de repouso (as velocidades do nêutron e do próton no núcleo são geralmente pequenas em comparação com a velocidade da luz), e, como Fermi também destacou, porque "...não é conhecida uma equação de onda relativística para as partículas pesadas" (FERMI, 1962, p. 563).

A corrente de partículas leves, por outro lado, precisa ser tratada relativisticamente. Os quatro componentes de campo de Dirac, um grupo para o elétron e outro para o neutrino, combinados linear e independentemente, formam dezesseis. Quando o sistema referencial sofre uma transformação de Lorentz, os dezesseis sofrem uma substituição linear, que forma uma representação do grupo de Lorentz. Fermi explorou unicamente o quadri-vetor corrente dentre as possíveis formas de operadores.⁸ No caso da corrente e^- - $\bar{\nu}$, ela se comporta formalmente

⁸ Atualmente, tal teoria de decaimento é chamada *Teoria de Fermi a duas correntes com trocas de carga (n - p e e^- - $\bar{\nu}$) sobre um ponto dado - interação local de contato entre quatro fêrmions (spin $1/2$).*

como o quadri-vetor potencial de campo eletromagnético, isto é, como um tipo de fóton.⁹

É aqui que encontramos o aspecto analógico na construção da teoria de Fermi. Na eletrodinâmica quântica (QED), o salto de um elétron (de estado estacionário) é acompanhado pela emissão de um fóton, proporcional à corrente elétrica. No decaimento β , $n \rightarrow p$ é acompanhado da emissão de um par $e^- \bar{\nu}$, proporcional à corrente leptônica.

O formalismo matemático (usando uma notação mais atual) de tal analogia é como se segue:

$$\bar{\Psi}_e \gamma_\mu \Psi_\nu \quad \text{para } A_\mu \text{ (quadri-vetor do caso } \beta)$$

e

$$\rho \phi \quad \text{para } j_\mu A_\mu \text{ (quadri-vetor do caso e.m.).}$$

Lembremos que

$$\rho = e\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0)$$

para o modo e.m., onde \mathbf{x}_0 = posição da partícula; então, a correspondente, para Fermi, é

$$\rho = g_\nu \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_0),$$

onde Fermi escreve g para g_ν .

E, ainda, com os operadores de isospin de Heisenberg τ_\pm , integrados em \mathbf{x} , e lembrando que $\bar{\Psi}_e \gamma_\mu \Psi_\nu = \Psi_e^\dagger \Psi_\nu$, temos a Hamiltoniana de interação

$$H = g_\nu [\tau_+ \psi_e^\dagger(\mathbf{x}_0, t) \psi_\nu(\mathbf{x}_0, t) + \tau_- \psi_\nu^\dagger(\mathbf{x}_0, t) \psi_e(\mathbf{x}_0, t)],$$

com os operadores de isospin definidos como

⁹ Portanto, é nesta etapa do desenvolvimento do formalismo que Fermi utiliza a sua familiaridade com a Eletrodinâmica Quântica (QED) de Dirac para operacionalizar essa nova forma de interação da matéria. Usaremos eventualmente a abreviação QED de agora em diante.

$$\tau_1 = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{vmatrix} \quad \tau_2 = \begin{vmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{vmatrix} \quad \tau_3 = \begin{vmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{vmatrix}$$

e

$$\tau_{\pm} = \frac{\tau_1 \pm i\tau_2}{2},$$

sendo o estado $\begin{vmatrix} 1 \\ 0 \end{vmatrix}$ correspondente ao próton e o estado $\begin{vmatrix} 0 \\ 1 \end{vmatrix}$ ao nêutron. Assim, τ_+ converte nêutrons à prótons, e o operador τ_- converte prótons à nêutrons.

A dimensão de g_v é

$$\dim(g_v) = L^5MT^{-2},$$

com dimensão, portanto, de energia por volume, cujo valor atual é de aproximadamente $1,4 \times 10^{-49} \text{ erg.cm}^3$, sendo o valor encontrado por Fermi igual a $4 \times 10^{-50} \text{ erg.cm}^3$.

Para se ter uma idéia da ordem de grandeza de tal constante, dividimos g pelo volume correspondente ao raio nuclear e o resultado é aproximadamente 1 eV, enquanto o potencial nuclear entre o nêutron e o próton para o mesmo raio é de aproximadamente 10^7 vezes maior.

A hamiltoniana na forma original de Fermi é

$$H = g(Q\tilde{\psi}^* \delta\varphi + Q^*\tilde{\psi} \delta\varphi^*)$$

sendo ψ e φ matrizes de uma só coluna – com o símbolo \sim indicando a matriz conjugada transposta –; Q é o operador de transformação de próton para nêutron, e seu conjugado Q^* de transição de nêutron para próton, com

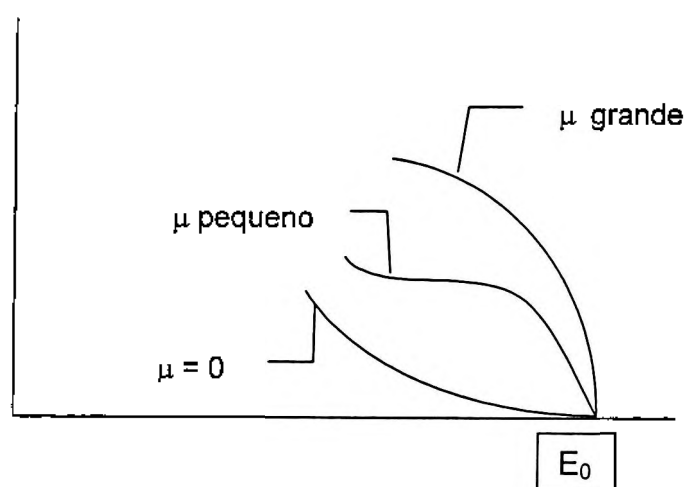
$$\delta = \begin{vmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{vmatrix}.$$

Com esse formalismo, Fermi passa à comparação com os dados experimentais e às conclusões desta decorrentes. Ele introduz a análise da probabilidade de ocorrência do processo de desintegração β , através do estudo da

meia-vida do nêutron e da probabilidade, por unidade de tempo, de sua transição em um decaimento β .

Nessa análise, Fermi considera que as funções de onda das quatro partículas aparecem linearmente na hamiltoniana da interação e busca obter o elemento de fator estatístico ρ_f de densidade de probabilidade – posteriormente indicado somente por meio do símbolo “ f ” – a fim de usá-lo como uma função da energia do elétron.

Utilizando esse fator, que contém como parâmetro o valor máximo E_0 da energia e a massa μ do neutrino, Fermi obtém uma das conclusões experimentais mais importantes do seu trabalho: a determinação da massa de repouso do neutrino a partir da comparação da curva experimental do espectro do decaimento β com a variação dessa massa. A melhor semelhança, entre os espectros, foi obtida para a massa do neutrino correspondente a zero, o que significa em último caso, que ela é, pelo menos, muito pequena em relação à do elétron, como podemos ver no gráfico a seguir, publicado por Fermi (FERMI, 1962, p. 568).¹⁰



¹⁰ Nesse ponto do artigo, Fermi menciona que F. Perrin chegou às mesmas conclusões com argumentos qualitativos.

Outro resultado importante foi a obtenção do valor da constante g mencionada acima. A partir das transições permitidas¹¹, em que o termo relacionado com os nucleons e a densidade da hamiltoniana são conhecidos, Fermi obtém os valores da constante g . Uma vez que g é conhecida, o termo dos nucleons pode ser deduzido para qualquer emissor β específico.

Para todas as suas conclusões, Fermi se baseou nos dados experimentais conhecidos dos elementos UX₂, RaB, ThB, ThC", AcC", RaC, RaE, ThC e MsTh₂¹² e comparou os seus valores com aqueles obtidos por B. W. Sargent, alguns meses antes ("The Maximum Energy of the β -rays from Uranium e other bodies", *Proc. Roy. Soc.*, A 139, p. 659-673, 1933), quando este último chegou a uma classificação puramente empírica de emissores β . Como os resultados dos dois estudos foram semelhantes, Fermi considerou-os como um bom suporte às suas propostas.

Na sua discussão teórica, Fermi não expõe desconforto por estar unindo numa mesma expressão termos logicamente incompatíveis (operadores relativísticos para as partículas leves e não-relativísticos para os nucleons) para compor sua teoria. Se buscamos elementos em sua elaboração para entendermos qual a sua concepção de teoria, encontramos explicitamente a definição de que seu trabalho é uma teoria quantitativa. Ele explicita as suas três hipóteses, o formalismo matemático usado (método da segunda quantização de Dirac-Jordan-Klein), despreza a correção relativística para a descrição do núcleo, utilizando aproximações por consideração de ordem de grandeza e, por fim, faz a confrontação experimental, tirando dela valores para as suas constantes (por exemplo, a constante g de acoplamento da interação e a massa de repouso do neutrino como sendo nula).

Seu desenvolvimento de raciocínio começa por analogias, portanto utiliza fatos teóricos, fatos empíricos e aproximações. Com esse procedimento, Fermi consegue preservar princípios mais gerais, como dissemos antes, de conservação de energia, momento e carga. No entanto, sua teoria não segue a

¹¹ As transições ditas proibidas significam, antes, um alto grau de supressão da sua ocorrência do que exatamente proibição.

¹² Atualmente esses elementos são conhecidos, respectivamente, como ${}_{91}\text{Pa}^{234}$, ${}_{82}\text{Pb}^{214}$, ${}_{82}\text{Pb}^{212}$, ${}_{81}\text{Tl}^{208}$, ${}_{81}\text{Tl}^{207}$, ${}_{83}\text{Bi}^{214}$, ${}_{83}\text{Bi}^{210}$, ${}_{83}\text{Bi}^{212}$ e ${}_{89}\text{Ac}^{228}$.

lógica clássica¹³, uma vez que não se consegue, aparentemente, axiomatizá-la nessa lógica. Por outro lado, ela dá uma resposta experimental positiva, coerente para o conhecimento da época. Como Fermi disse

“Se ainda, de resto, em um posterior confronto da teoria com a experiência, chegar-se a contradições, parece sempre possível modificar a teoria sem alterar essencialmente os fundamentos conceituais.”(FERMI, 1962, p.574)

Portanto, o autor supõe que haverá novos desdobramentos de sua teoria quando do aumento das precisões dos dados experimentais.

Mesmo parecendo evidente, é interessante salientar que Fermi esteve em contato com todos os físicos que levantaram hipóteses significativas sobre o decaimento β , estando a par das mais importantes informações sobre o problema. Juntando-se a isso a sua própria formação e seu próprio estilo, o ato de elaborar tal teoria parece até natural hoje em dia. No entanto, no contexto da época, lembremo-nos da quase constante mudança de conceitos e evidências experimentais a todo momento, e a discussão permanente sobre a coerência da Mecânica Quântica, o que nos mostra que, ao final das contas, essa elaboração teórica de Fermi não foi nada trivial. Como veremos a seguir, sua teoria permanecerá do modo original por mais vinte anos, sofrendo modificações importantes somente em 1957, mas também nesse período será utilizada para novos fenômenos, estendendo seu campo de aplicação.

Poderíamos rotular sua teoria de fenomenológica, uma vez que alguns de seus parâmetros constantes são determinados experimentalmente, mas gostaríamos também de discutir a elaboração da Teoria de Fermi através das etapas de elaboração de uma teoria por meio da construção de modelos e de uma nova concepção, elaborada por nós, chamada proto-teoria que introduziremos após a discussão sobre modelos.

¹³ Agradecemos as interessantes discussões que tivemos como o prof. Newton da Costa sobre o conceito de teoria na lógica clássica.

1.3 A interpretação da tentativa de Fermi como Proto-Teoria

Para a nossa exposição crítica sobre a construção de modelos na Física de Partículas, faremos uma reconstrução com base no texto de I. B. Novik (*in* KUZNETSOV, I. V. e OMEL'YANOVSKII, M. E., 1965, p.381.), do qual retiramos alguns conceitos, mas realizamos uma conceituação e uma sistematização diversas das propostas por esse autor, principalmente no conceito de construção-de-modelos e na introdução de uma nova formulação, a *proto-teoria*.

Para Novik, o conceito de modelo deve ser generalizado a fim de que a compreensão de um modelo não seja confinada à interpretação no espírito da Física Clássica como um sistema pictórico (isto é, mecânico); o modelo deve ser considerado, no espírito do estágio moderno de investigação, como uma estrutura lógico-matemática.

Essa abordagem ao modelo-construído é justificada pela importante regularidade do processo cognitivo moderno, que é associado com um importante incremento no papel da categoria de relação. Nós podemos compreender a natureza de microentidades na forma de modelos, mas os modelos neles mesmos não são pictóricos, ou, de alguma forma, o conceito exato de ilustração precisa sofrer uma generalização radical.

Assim, se a primeira característica principal de construção de modelo é a redução nele de elementos de ilustração, então a segunda peculiaridade em nossa definição é o papel realçado (na cognição) de modelos consistindo de elementos lógicos.

Dotando os elementos lógicos de um modelo com uma relativa independência e considerando esses elementos como objetos de investigação, os cientistas têm estendido drasticamente as possibilidades cognitivas de fazer modelos.

A construção de modelos lógicos é um potente acelerador do conhecimento físico dos dias atuais. Hoje, a compreensão física não presume uma representação mecânica, pictórica, do processo físico. Nós vemos que não só o

conceito de modelo, mas ainda a idéia de compreensão física é generalizada na teoria do conhecimento.

Assim, formulamos um conceito generalizado de construção-de-modelos: é um método de aquisição mediada do conhecimento em que a entidade sob estudo é investigada via outro objeto, que está em certa correspondência com o primeiro e é capaz de substituí-lo durante certos estágios do processo investigativo (cognitivo).

De acordo com essa definição, um modelo é uma entidade natural ou artificial, relacionada de alguma forma à entidade sob estudo ou a alguns dos seus aspectos. Esse modelo é capaz de substituir o objeto (entidade) em estudo (isto é, de servir como uma “quasi-entidade” relativamente independente), e de produzir (sobre essa investigação) certos conhecimentos mediados concernentes à entidade sob estudo.

A importância do conceito generalizado de modelo na Física Moderna é particularmente evidente quando se propõe a considerar a função epistemológica da construção de modelo. Se do ponto de vista ontológico, construção de modelo é uma correlação de uma nova entidade com algo já relativamente estudado, então do ponto de vista epistemológico, sua construção é uma forma de relacionamento entre uma teoria emergente e uma teoria já estabelecida; isto nos permite raciocinar sobre o desconhecido com base no conhecido.

Os modelos mecanicistas (pictóricos) servem como uma ligação conectora entre novos fenômenos físicos e teorias físicas antigas. Um exemplo de modelo pictórico nesses termos seria o modelo planetário do átomo baseado na analogia entre o átomo e o sistema solar – totalmente de acordo com o espírito da Física do século XIX. É um exemplo clássico de um modelo construído via analogia, raciocinando sobre o desconhecido por meio do conhecido, mas sem preocupações com peculiaridades ontológicas.

Entretanto, no desenvolvimento da cognição, um “modelo” é empregado em conexão com um diferente tipo de problema: não está em questão relacionar novos fatos a velhas teorias, mas em passar de velhas para novas teorias.

Quando um novo fato está estabelecido no conhecimento físico, primeiro uma tentativa é feita para interpretá-lo nas bases das idéias teóricas existentes, por meio de uma ligeira modificação sem qualquer suposição radicalmente nova. Se não há sucesso, tem-se que recorrer a novas suposições. Aqui, o modelo de analogia é substituído por um modelo de hipótese, que é uma forma preliminar de explicar novos fenômenos que não são explicados pela teoria antiga. Esse tipo de construção de modelo é particularmente de grande valor prático. Ele é principalmente importante no desenvolvimento da Física de Partículas Elementares, visto que nós estamos discutindo precisamente o vir-a-ser de uma nova teoria.

Nesse tipo de construção-de-modelo, a sua elaboração não é o resultado mas só o ponto de partida do conhecimento lógico. A ênfase é desviada para o segundo estágio: a investigação do modelo construído, cujo resultado é a transição para a formulação de uma teoria consistente, fechada, de uma entidade física definida.

Para resumir, então, um modelo não é só uma forma de relacionamento entre uma teoria antiga e uma nova, é também uma forma de transição para uma nova teoria, uma forma de interpretação preliminar dos fenômenos físicos novos e também não-familiares que não são abrangidos pela teoria existente.

Essa visão geral da construção-de-modelo indica que no processo cognitivo, o ato de modelar é tão inerente quanto a divisão entre conhecido e desconhecido. A função epistemológica da construção-de-modelo está intimamente ligada à natureza preliminar do conhecimento na forma de modelo.

O modelo é a primeira forma de compreensão teórica de novas entidades, que gera freqüentemente contradições aparentes em nossa compreensão dessas novas entidades à luz da antiga teoria. Por essa razão, ele é, como era, uma exigência para uma teoria consistente, não-contraditória, que estimule o desenvolvimento de uma compreensão teórica sobre o assunto.

Podemos eleger os principais fatores associados a uma interpretação generalizada do método de construção-de-modelo:

- 1) a correspondência objetiva entre o modelo e o que está sendo modelado;
- 2) um modelo pode figurar como um substituto para o objeto sob estudo (modelo como *quasi*-objeto);
- 3) a natureza da imagem e a natureza do objeto no processo de construção-de-modelo formam uma unidade, como aspectos de dois estágios inseparáveis desse processo;
- 4) a função heurística: uma explicação preliminar do fenômeno que não tem qualquer outra explicação na antiga teoria.

Para discutirmos o papel dos modelos no processo de formação e desenvolvimento das teorias das partículas elementares, podemos dividir os modelos usados no processo cognitivo em dois tipos:

- modelos ilustrativo-metodológicos (mais clássicos);
- modelos heurísticos (preliminares, incompletos, pontos de partida para uma explicação).

Dependendo do grau de expressão da natureza da entidade a ser modelada, julgamos aconselhável dividir os modelos heurísticos em fenomenológicos (descrevem certos aspectos que caracterizam o modo como um processo físico se desenvolve mas não explica por que ele ocorre precisamente daquela maneira) e tipo-essência (fornece certas interpretações preliminares das essências e causas do processo físico).

Os modelos fenomenológicos incluiriam modelos classificatórios que percebem regularidades específicas nas relações das entidades físicas, mas não são capazes de explicar suas essências. Eles têm seu papel, têm largo uso (por exemplo, a teoria de Dirac do elétron faz uso de um modelo representando o elétron na forma de um ponto, enquanto que em teorias não-locais, o elétron é visto como uma nuvem difusa), mas têm valor limitado na elaboração da teoria das partículas elementares, pois não são tão heurísticos como os modelos de sistematização.

Para caracterizar os elementos que servem como objeto de construção-de-modelo, modelos são convenientemente divididos em lógico-matemáticos e em ontológicos.

Os modelos lógico-matemáticos são sistemas de elementos lógico-matemáticos, cuja estrutura é análoga à estrutura das entidades físicas; se eles possuem tal estrutura em um grau inferior, chamamo-los de modelos lógico-matemáticos fenomenológicos e, se eles a possuem em um grau superior, chamamo-los de modelos lógico-matemáticos tipo-essência.

Os modelos ontológicos servem como suposições iniciais concernentes às peculiaridades essenciais de certas esferas da realidade física. O reconhecimento destas peculiaridades de existência real permite obter resultados teóricos importantes.

Em qual sentido e em quais condições os elementos do aparato matemático podem ser considerados um modelo na investigação física?

- O aparato matemático deve expressar uma condição de conteúdo básico: analogia com os respectivos aspectos do processo físico. Tal analogia é de natureza específica, que não se reduz a uma correspondência elemento-a-elemento entre o modelo e o objeto sendo modelado.

- Um isomorfismo de um tipo especial: a alguns aspectos do processo físico corresponde uma expressão matemática tomada com uma certa integralidade que não pode ser decomposta em quaisquer elementos.

Por exemplo, a estrutura da equação de Dirac como um conjunto é uma analogia de certos aspectos significantes no comportamento do elétron e , por esta razão, quando investigando a equação, obtemos informação sobre o elétron de forma mediada.

Empregamos o termo modelo lógico-matemático para assinalar a diferença essencial entre modelos matemáticos e modelos de símbolos. A linguagem matemática tem sua própria lógica, que é relativamente independente da lógica de um processo físico e, por essa razão, reproduz o conteúdo físico indiretamente. Em contraste, modelos de símbolos gravam diretamente a estrutura do objeto a ser modelado e não têm sentido fora da estrutura criada.

A tarefa essencial de um modelo consiste em dar uma interpretação preliminar para um novo fenômeno. Assim, o formalismo matemático pode ser um desenvolvimento prévio para a elaboração de uma teoria física consistente e para

experimentações decisivas. Nesse caso, o modelo matemático é construído a partir de um fenômeno cuja natureza física ainda não foi revelada; tal construção não é feita por analogia mas por uma extrapolação matemática chamada de método de hipóteses matemáticas.

O formalismo matemático, desse modo, é capaz de dar não somente um esquema de cálculo para estudos quantitativos de um fenômeno de natureza qualitativa desconhecida, como também de descrever essa própria natureza qualitativa para a qual nenhum método consistente de solução quantitativa da equação apropriada ainda existe. Tal é o caso na Física Moderna com respeito à não-linearidade das equações que é considerada como uma expressão de um aspecto qualitativo fundamental das micropartículas: suas capacidades de auto-ação e auto-influência.

Aqui o formalismo matemático compreende um aspecto essencial de relação das micropartículas, mas os métodos quantitativos de solução de tais equações são ainda insatisfatórios.

Os modelos lógico-matemáticos fenomenológicos podem incluir modelos gráficos, que não objetivam explicar um processo físico, mas produzem um esquema pictórico conveniente por realizar cálculos. Exemplo disso são os diagramas de Feynman, que dão uma representação esquemática do mecanismo de interação de micropartículas.

O segundo tipo de modelo matemático produz uma interpretação do processo como um conjunto, não somente incorporando suas relações quantitativas, mas também descrevendo qualitativamente certas relações essenciais de um dado processo ou fenômeno, e é o mais importante para o desenvolvimento do conhecimento físico.

Este segundo tipo de modelo matemático dá uma descrição mediada da natureza qualitativa do processo físico. Estes são os modelos matemáticos tipo-essência.

Algumas posições intermediárias podem existir entre os dois tipos: de um lado, o modelo elabora um padrão fenomenológico de cálculo que não pressupõe qualquer nova propriedade do processo físico, mas, por outro lado, de

suas relações matemáticas surgem idéias tipo-essência fundamentais (por exemplo, as relações de dispersão e a invariância relativística)

Assim, a natureza racional da construção de modelos consiste, primeiramente, no fato de que ela será consistentemente substanciada no desenvolvimento subsequente da teoria; posteriormente, ela avança não em uma estatística simples e arbitrária, do tipo máquina de checar hipóteses, mas sim pela adição de certas condições objetivas.

Consideramos quatro condições do tipo ontológico para o seu avanço:

1) Um modelo (ontológico) precisa responder às necessidades existentes racionalmente definidas.

Na Física Moderna, as necessidades matemáticas assumem o papel de um importante fator teórico que produz um efeito sobre a lógica da pesquisa física, pois um aspecto característico de um modelo ontológico físico é seu relacionamento orgânico com um modelo matemático apropriado.

2) As novas idéias que embasam um modelo precisam ser necessárias e suficientes para suplantar as dificuldades da teoria.

3) Em modelos novos, a quantidade de informação obtida tem de ser maior que aquelas perdidas pela substituição do modelo aceito.

4) Não introduzir fatores tão exóticos que estejam fundamentalmente além do escopo da inteligência humana.

Por modelo matemático, relacionando-o com a primeira condição, compreendemos como novas ferramentas matemáticas com novas peculiaridades estruturais que freqüentemente envolvem uma rejeição de axiomas matemáticos "ordinários".

Desse modo, para classificar e analisar a Teoria de Fermi para o decaimento β , de maneira a não usar a profusão de concepção de modelos encontrados na literatura, a despeito de nossa discussão e diferenciação apresentada, criamos a concepção de proto-teoria, etapa intermediária entre o modelo e a teoria.

Definimos proto-teoria como a concepção que nasce de modelos heurísticos que têm primeiro uma instância fenomenológica e depois uma instância tipo-essência, e que deve amadurecer para se tornar uma teoria.

Na instância fenomenológica, tem-se a participação de modelos classificatórios já sistematizados. Na instância tipo-essência, participam modelos lógico-matemáticos superiores, cujas estruturas matemáticas estão em analogia com a estrutura de entidades físicas e que já produzem uma ontologia das entidades em estudo.

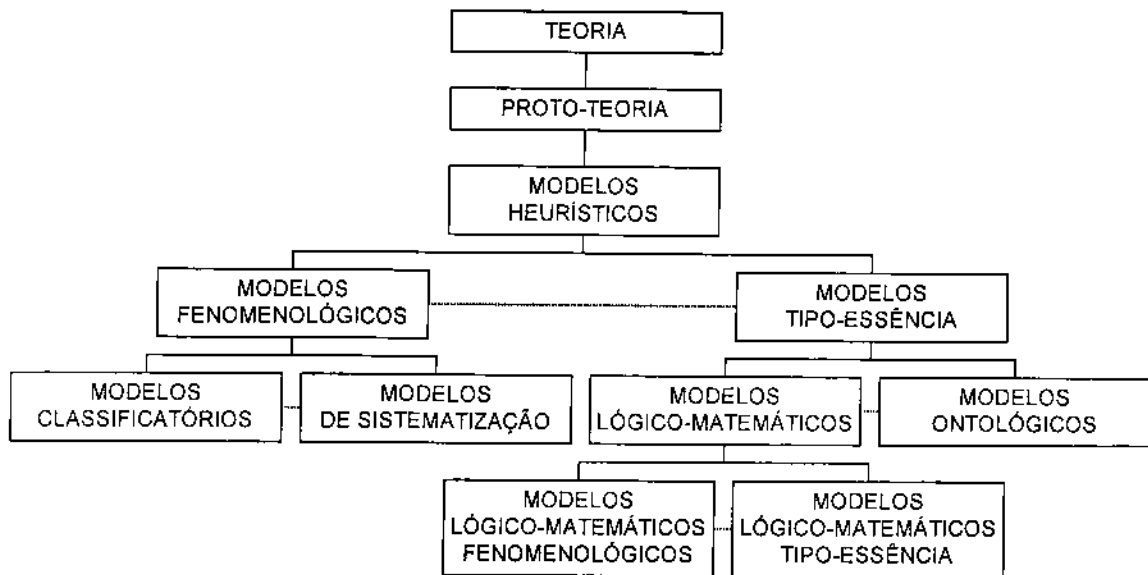
A proto-teoria possui, assim, força heurística suficiente para ser testada racionalmente e pode ser reconstruída historicamente, a partir de uma análise retrospectiva em que identificamos quais as bases conceituais que levaram a uma teoria bem-sucedida.

Entendemos uma teoria física como uma elaboração que seja coerente com os aspectos empíricos com os quais ela se relaciona, com o maior grau de abrangência – no sentido de explicar os dados experimentais já conhecidos e quaisquer outros novos que vierem a existir – e que seja coerente segundo uma lógica escolhida, seja ela clássica ou heterodoxa, na sua estrutura matemática, no seu domínio de aplicabilidade e em um conjunto de regras que permitam conectar a teoria com a estrutura matemática e com o domínio estabelecido como refere DA COSTA (1997, p.107). Com tal concepção, procuramos não cair em algum erro epistemológico com uma conceituação excessivamente rigorosa do que seja uma teoria física.

A diferenciação entre a proto-teoria e modelos heurísticos tipo-essência é que diferentemente destes últimos, que são uma aquisição intelectual mediada do desconhecido em termos do conhecido, a proto-teoria propõe elementos conceituais novos que deverão ser confirmados, tendo como consequência uma nova teoria propriamente dita.

Assim podemos sistematizar nossas idéias em um quadro de hierarquia ascendente onde expomos as relações discutidas:

QUADRO DE SISTEMATIZAÇÃO



A Teoria de Fermi para o decaimento β poderia, então, ser identificada como uma proto-teoria, um estágio intermediário do desenvolvimento da compreensão do que se chamará de Teoria das Interações Fracas, onde já encontramos elementos fundamentais, porém ainda sem uma estrutura teórica totalmente coerente e uma abrangência empírica de maior grau.

Assim, tal proto-teoria tem na sua instância fenomenológica alguns parâmetros constantes que são determinados experimentalmente, usando modelos classificatórios do decaimento β já conhecidos, mas que não o explicam. Nessa instância, ela também utiliza a analogia da criação/aniquiação do par $e^- \nu$ com a criação/aniquiação do fóton na QED e o modelo $n-p$ de força nuclear de Heisenberg.

Na sua instância tipo-essência, tem-se a participação, como modelo lógico-matemático, do número quântico isospin, da QED de Dirac e do método da

segunda quantização, originando a proposição da interação local entre duas correntes: a nuclear e a de partículas leves. Tal modelo responde a uma ontologia sobre os princípios de conservação de energia, de momentos e de carga.

Por fim, essa proto-teoria propõe como elementos conceituais novos a necessidade de uma nova partícula, cuja existência é inexplicável em outro contexto teórico, uma nova constante (g) na natureza que mostra a existência de um novo tipo de interação na matéria e uma forma nova de correntes de interação, que relaciona outras partículas da matéria além do elétron.

Como tal proto-teoria, a elaboração de Fermi mostrou sua originalidade, força e eficácia e, também, mostrou suas deficiências e limitações que levaram a reelaborações conseqüentes do próprio desenvolvimento teórico da Física.

Concluindo, a proto-teoria de Fermi contém inconsistências segundo a lógica clássica, uma vez que une tratamentos relativísticos e não-relativísticos. Dentro de seu próprio arcabouço teórico, encontramos problemas físicos uma vez que sua constante de acoplamento não é renormalizável. No entanto, apesar de suas limitações, ela responde bem aos resultados experimentais em baixa energia (por volta de 300 MeV).

Com a evolução constante da investigação na área das partículas, trabalhando com altas energias, foi natural a insatisfação e a busca de melhoramento dessa proto-teoria. Concomitante a isso, o desenvolvimento contínuo e profícuo do formalismo na Física Quântica de Campos e Mecânica Quântica instrumentalizou os físicos para reelaborações menos problemáticas.

Mas, apesar dos problemas e limites, a idéia emergente e básica das interações fracas entre correntes – uma idéia nova e importante para a descrição do comportamento quântico da matéria – está nas concepções de Fermi.

Assim, consideramos a proto-teoria de Fermi revolucionária não enquanto produto subsequente do desenvolvimento normal dos trabalhos da quântica vigente, mas enquanto capaz de criar um nova área de pesquisa na Física. Uma elaboração teórica que buscava contrapor-se às idéias de violação de princípios gerais, acabou por realizar não o sonho de Einstein, da procura de uma teoria unificadora e diferente da Mecânica Quântica vigente, que explicasse os

fenômenos quânticos, mas sim o que poderíamos chamar de sonho de Bohr, de propostas de idéias arrojadas, criadoras de novos campos de pesquisa e novas teorias na Física.

Gostaríamos, ainda, de esclarecer que nos próximos capítulos iremos usar a expressão corrente "a Teoria de Fermi" apesar da análise que nos levou a entendê-la como proto-teoria. Isso se deve ao fato de que em todos os manuais de Física e em discussões epistemológicas, nos quais tal elaboração é citada, ela é assim referida e assim manteremos essa expressão por conveniência para as possíveis citações.

CAPÍTULO 2

IMPLICAÇÕES E DESDOBRAMENTOS DA TEORIA DE FERMI

Para continuarmos a analisar a evolução de Teoria de Fermi para as interações fracas, é preciso contextualizar os desenvolvimentos posteriores que ela provocou, depois de criada para explicar o decaimento β , passando a ser aplicável a outros fenômenos decorrentes justamente de interações da mesma natureza desse decaimento e, por isso, passando a ser chamada de *Teoria Universal de Fermi*. Essa teoria também foi proposta como a explicação das interações exclusivamente nucleares, incluindo a coesão forte do núcleo, mas, como veremos, essa extensão não estava correta. Junto a isso, a família das partículas continuou a crescer. Faremos agora uma discussão sobre a recepção e os desdobramentos da Teoria de Fermi e sobre algumas novas partículas que, como veremos, estarão inseridas no âmbito de explicação dessa teoria.

2.1 Recepção e pesquisas com a Teoria de Fermi

A recepção da Teoria de Fermi se deu de duas maneiras básicas: a positiva, que procurava aprofundá-la no estudo próprio da radiação β e expandi-la para utilizá-la na explicação das interações entre nucleons e outros fenômenos originados pelos raios cósmicos; e a negativa, que salientava as dúvidas sobre a nova partícula e sobre a abordagem teórica, baseada na Eletrodinâmica Quântica (QED), que trazia consigo os vários problemas da teoria de base.

Em relação à recepção negativa, que não era a atitude em geral, veremos que a comprovação da nova partícula neutrino demorará mais vinte anos em função essencialmente de dificuldades tecnológicas. No entanto, a descoberta logo em seguida de radiação artificial envolvendo o decaimento de pósitrons, por I. Curie e F. Joliot, em janeiro de 1934, corroborou a hipótese de antimatéria de Dirac, ou das energias negativas, presente na sua elaboração da QED, fortalecendo a Teoria de Fermi. Outra sustentação viria dos resultados experimentais obtidos sobre os estudos com o decaimento β , como mostraremos a seguir.

No lado da recepção positiva, encontramos tentativas de desenvolvimentos teóricos, feitas por Bethe, Peierls, Heisenberg e Heitler. Heisenberg, que havia trabalhado sobre o modelo do núcleo, como já vimos, foi um dos que receberam mais positivamente a Teoria de Fermi. Em fevereiro de 1935, Heisenberg enviou uma contribuição para uma homenagem ao físico Pieter Zeeman (HEISENBERG, 1935, p.108-116)¹, na qual ele traçou uma analogia entre a descrição do modelo atômico de camadas e o núcleo, como vemos no quadro a seguir:

Constituintes elementares	Camadas atômicas: Núcleos, elétrons	Núcleo atômico: Prótons, nêutrons	
		Partículas emitidas na transição	Quanta de luz
Campo correspondente	Campo de Maxwell	Campo de Fermi	Campo de Maxwell
Primeira aproximação para a interação	Forças de Coulomb	Forças de Troca	Forças de Coulomb

Quadro 1 (HEISENBERG, 1935, p. 109)

Heisenberg enfatiza que a Teoria de Fermi, como a de Maxwell, é uma teoria de campo local e que ela permitiria, em princípio, a execução matemática da idéia da existência de forças de troca (de carga) a partir da possibilidade do decaimento β .

Esse estudo de Heisenberg, do início de 1934, originou-se na sua idéia de que o par e^-v seria o portador da interação entre os nucleons. Fermi e Heisenberg calcularam este processo, mas não publicaram seu resultado, pois a força resultante encontrada era menor do que a necessária e Fermi não via como a constante de acoplamento poderia ser de maior valor.

Iwanenko (1934) e Tamm (1934), independentemente, publicaram tal cálculo e encontraram uma energia de troca que diminui com o inverso da quinta potência da distância r , o que resultava, com as medidas realizadas, em uma distância cem vezes menor do que o alcance das forças entre nucleons.

¹ Heisenberg já havia enviado um diagrama parecido para Bohr em 17 abril de 1934, por correspondência (Archives for history of quantum physics).

Propuseram, então, que novas suposições seriam necessárias para “reparar” a teoria do decaimento β de modo a servir para a interação entre nucleons.

No entanto, Heisenberg continuou a investigar a possibilidade da Teoria de Fermi ser usada como uma teoria fundamental das forças nucleares fortes. Outros pesquisadores também se envolveram com esse problema. Bethe e Peierls (1935, p.66), em outubro de 1934, na *International Conference on Physics – Nuclear Physics*, em Londres, expuseram uma consideração sobre uma forma alternativa da interação de Fermi, propondo a introdução de derivadas que provocariam um aumento do valor da constante de Fermi, ajustando-a aos resultados dos experimentos, e obtiveram forças variando entre r^{-7} e r^{-9} . Esse cálculo agradou a Heisenberg, que comunicou o resultado a Pauli.

2.2. As Críticas de Pauli e as tentativas de modificações na Teoria de Fermi

Uma notável postura crítica à Teoria de Fermi veio de Pauli, quem primeiro propôs a nova partícula neutrino, que oscilou entre diferentes opiniões sobre a nova teoria. Em um primeiro momento, Pauli entendeu como positiva a nova teoria, mas no decorrer das exposições dos problemas que ela apresentava, Pauli começou a questioná-la fortemente. No entanto, ressaltamos que, apesar da correta crítica quanto aos problemas advindos da QED, as fortes objeções de Pauli se centraram sobretudo nas limitações das tentativas de extensão da aplicabilidade da Teoria de Fermi.

Quando Heisenberg estabelece correspondência com Pauli (in VON MEYNENN, K. (ed.), 1985) sobre a proposta de Bethe e Peierls, a reação de Pauli é nitidamente negativa. Ele aponta as arbitrariedades dessa proposição, ou seja, o conjunto dos coeficientes das derivadas e a falta de um princípio teórico geral. Assim, Pauli norteia suas críticas para a necessidade de remover as arbitrariedades da teoria, o que só seria obtido, segundo ele, com a solução das dificuldades fundamentais da teoria quântica de campo.

Heisenberg, conhecedor das críticas de Pauli, faz, então, uma abordagem mais cautelosa na exposição do seu quadro de analogia (quadro 1), referindo-se aos trabalhos de Tamm, Iwanenko, Bethe e Peierls.

Interessa-nos refletir um momento sobre a proposta de Heisenberg. Surge-nos a questão principal dessa breve análise: por que Heisenberg insistia na utilização da Teoria de Fermi, não obstante os sérios problemas que ela possuía?

Temos alguns detalhes que podem nos guiar para tentar compreender tal posição. Heisenberg já havia usado analogias conceituais e formais na sua elaboração sobre o núcleo atômico; a despeito das críticas de Pauli, ele manteve um espírito independente na procura de respostas; intuía que se poderia estabelecer uma unificação entre as forças nucleares e a radioatividade, e por último, apreciava o aspecto qualitativo da Teoria de Fermi e sua concordância experimental.

É de causar curiosidade a sua insistência em reformular a Teoria de Fermi, a despeito dos resultados experimentais que demonstravam a limitação da aplicabilidade dessa teoria. No entanto, o que consideramos o maior mérito do que podemos chamar de programa de pesquisa de Heisenberg é o fato de ele ter feito e suscitado discussões que, se não tiveram sucesso sobre a questão da força entre nucleons, explicitaram e delimitaram o poder explicativo da Teoria de Fermi. Talvez tenha sido esse árduo trabalho, mesmo sem sucesso, que fez aprofundar os conhecimentos sobre essa teoria, preparando-os para os seus futuros desdobramentos.

Uma nova teoria, que iria competir com as proposições de Heisenberg para as forças nucleares, foi proposta por Yukawa, um físico japonês, em 1935, chamada Teoria do Méson. No entanto, essa teoria só recebeu reconhecimento internacional em de 1937, como veremos.

A partir de 1935, a forma de interação original da Teoria de Fermi se tornou alvo de vários ataques em função de prever poucos elétrons de baixa energia do decaimento β . Assim, houve um incremento dos estudos experimentais sobre o assunto.

Konopinski e Uhlenbeck² (1935) indicaram que exames mais detalhados do espectro do decaimento β mostravam que a Teoria de Fermi predizia poucos elétrons de baixa energia e uma energia média dos elétrons muito alta. Eles propuseram um modelo que modificava a Teoria de Fermi, usando a derivada da função de onda do neutrino ao invés da função mesma.

A função do espectro de energia de Fermi que era

$$P(W)dW = G^2 |M|^2 f(Z,W)(W_0-W)^2(W^2-1)^{1/2} WdW$$

onde

- W é a energia do elétron (unidades em $m_e c^2$);
- W_0 é a energia máxima permitida;
- $P(W)$ é a probabilidade da emissão de um elétron com energia W ;
- G é a constante de Fermi;
- e $f(Z,W)$ é uma função que dá o efeito do campo de Coulomb do núcleo sobre a emissão de elétrons,

torna-se

$$P(W)dW = G^2 |M|^2 f(Z,W)(W_0-W)^4(W^2-1)^{1/2} WdW$$

que difere da de Fermi por um fator extra de $(W_0-W)^2$.

Com essa equação eles obtiveram a predição de mais elétrons de baixa energia e uma energia média mais baixa, fazendo a curva teórica da energia se aproximar melhor da curva experimental.

No entanto, K-U ressaltam que essa alteração não muda o valor da constante G e que, portanto, continuam as dificuldades pendentes na aplicação da Teoria de Fermi para o núcleo atômico, que foram apontadas por Nordsieck (1934) e Tamm (1934), originadas pela pequenez da constante, que torna a interação

² Iremos utilizar a abreviação K-U (como encontramos na literatura), de agora em diante, para nos referir a esses autores.

entre nucleons muito fraca, através do campo elétron-neutrino, não estando em acordo com os resultados experimentais do espalhamento nêutron-próton.

O modelo K-U apresentava discrepâncias entre a medida da energia máxima do elétron e a extrapolada da teoria, e outros problemas que são discutidos em detalhe no artigo de Franklin (1986). O que se ressaltava é que com tais problemas, juntamente com o aperfeiçoamento da tecnologia experimental, como, por exemplo, a comprovação de que a produção dos elétrons de baixa energia era causada pela auto-absorção da fonte emissora de radiação β , e com novos dados, o modelo K-U foi suplantado pela Teoria de Fermi.

Mesmo na análise da forma do espectro para os vários tipos de transições proibidas realizadas por K-U (1941), foi notado que não havia razão *a priori* para intervir nas previsões teóricas das transições permitidas. Assim, em 1943, Konopinski publica uma revisão detalhada da Teoria de Fermi, na qual ele resume os argumentos mostrando que a teoria original sobrepuja-se à modificação K-U.

Outra modificação da Teoria de Fermi foi proposta por Gamow e Teller (1936). Eles incluíram os efeitos do spin nuclear na interação e obtiveram regras de seleção para a variação do momento angular total³ $\Delta i = 0, \pm 1$, para transições permitidas, e sem transições do tipo $0 \rightarrow 0$. Tal proposta requereu uma forma de vetor axial para a interação (foi percebido mais tarde que a forma tensorial também funciona). Gamow e Teller sustentaram sua modificação com uma análise detalhada do esquema de decaimento $\text{ThB} \rightarrow \text{ThD}$, mostrando que as novas regras de seleção removiam as dificuldades criadas na discussão dos spins nucleares.

As discussões levantadas pelo modelo K-U são interessantes uma vez que foi a partir delas, e do trabalho de Gamow e Teller, que se originaram as questões sobre a classe dos operadores apropriados, no caso, tensorial ou vetorial, para decaimentos proibidos.

³ O momento angular total é dado por $\mathbf{i} = \mathbf{l} + \mathbf{s}$, onde \mathbf{l} é o momento angular orbital e \mathbf{s} é o momento angular do spin total. Por convenção, quando os núcleos possuírem mais de uma partícula, deve-se escrever essa expressão em letras maiúsculas.

Møller, em 1937, sugeriu, por exemplo, que se poderia obter mais informações sobre as diferentes formas de interação através de um estudo sobre a captura K do elétron pelo núcleo⁴.

Fierz, também em 1937, mostrou que se os tipos de interação S e V estão presentes no decaimento β , ou os tipos T e A⁵, então deve haver um termo de interferência no espectro β permitido que desaparece na ausência de tais combinações. Segundo Franklin, a "ausência da observação de tais interferências de Fierz foi citada pelos pesquisadores posteriores como um dos passos principais para a decisão da forma da interação β "(FRANKLIN, 1986, p.173).

Um outro aspecto sobre a validade da Teoria de Fermi se dava nas tentativas de comprovação da existência do neutrino. Os estudos se desenvolveram sobre o recuo do núcleo ocorrido durante o decaimento β . Leipunski (1936), Crane e Halpern (1939) realizaram experimentos cujos resultados confirmavam a não conservação do momento, sustentando, assim, a existência do neutrino ou outra partícula neutra emitida durante o decaimento β .

Crane e Halpern, com o mesmo experimento, fizeram estudos preliminares sobre o ângulo formado entre o elétron e o neutrino durante o decaimento, mas sem resultados conclusivos. Talvez esse seja o mais antigo experimento para o estudo da correlação angular $e^- \nu$. Veremos posteriormente que tal estudo servirá para a determinação da forma da interação fraca.

⁴ Este é um processo em que um elétron orbital é capturado pelo núcleo, mudando um próton em um nêutron, com a emissão de um neutrino.

⁵ Nas expressões matemáticas das interações, chamadas Hamiltonianas e Lagrangeanas, podemos encontrar cinco tipos de operadores de estado: S (escalar), P (pseudo-escalar), T (tensorial), V (vetorial) e A (axial).

2.3. A Teoria de Yukawa

Como já dissemos, uma nova teoria apareceu para concorrer com a de Heisenberg. Esse desenvolvimento teórico para o estudo das interações nucleares, feito por Yukawa, propõe uma nova partícula, de massa intermediária entre a do elétron e a do próton, que seria a portadora, o quantum, da força nuclear. Essa teoria só foi conhecida pelo Ocidente após dois anos de sua publicação no Japão. Faremos aqui um breve resumo da teoria de Yukawa. Estudos históricos detalhados sobre essa teoria podem ser encontrados em MUKHERJI (1974) e DARRIGOL (1988).

A teoria de Yukawa (1935) foi conhecida e aplicada pelos físicos ocidentais quando do anúncio da detecção de uma nova partícula obtida através de experimentos com os raios cósmicos. Esses experimentos foram desenvolvidos por ANDERSON & NEDDERMEYER (1936) e STREET & STEVENSON (1937). A apropriação da teoria do méson facilitou a aceitação dessa nova partícula, que foi chamada méson, por Yukawa, em função do valor de massa intermediário.

Tal apropriação teórica foi feita livremente, isto é, sem muito rigor. Exemplo disso é que em nenhuma das publicações foi apresentado um valor de massa obtido estatisticamente e sim um valor estimado. Havia, no entanto, uma idéia de intervalo de valor de massa, ou seja, maior que a do elétron e menor que a do próton, e também dados sobre o tempo de decaimento e carga (elementos que ajudaram na apropriação).

Aqui nos deparamos com o conceito de descoberta e de como analisarmos retrospectivamente essa descoberta. GALISON (1983), preocupado com essa questão, inicia seu artigo justamente sobre a discussão da autoria da descoberta do múon e nos indica que talvez o mais interessante seja discutir quais são as evidências da época em estudo, que convenceram os experimentalistas de que eles observavam algo real e que eles podiam tomar seus experimentos como expressão dessa realidade.

Justamente nessa linha de análise, veremos que o chamado méson, detectado e classificado inicialmente como méson μ , recebe

posteriormente uma identificação detalhada, sendo, então, classificado como elemento de uma nova família (a dos léptons); todas essas mudanças foram frutos de muito estudo experimental e algum estudo teórico no período de 1937 a 1947.

Retornando à questão do relacionamento da detecção dessa nova partícula méson e a nova teoria de Yukawa, queremos ressaltar mais alguns elementos que ajudarão a formar um certo “enigma” sobre essa nova detecção.

A teoria de Yukawa pretendia explicar todas as interações nucleares, ou seja, aquela que mantém as partículas pesadas (nucleons) juntas e aquela que provoca o decaimento β . Tal teoria não diferia essencialmente da Teoria de Fermi na sua concepção, ou seja, inspirada pela QED. Assim, ela propunha um novo campo, sendo o quantum desse campo uma partícula de massa intermediária ($\sim 200m_e$), que tem a função de mediadora, ou portadora, da força entre nucleons. O *quantum* emitido quando um nucleon muda de um estado nêutron para um estado próton também teria, segundo Yukawa, a característica de ser absorvido por uma partícula leve que surgiria em consequência da absorção de energia por um estado neutrino de energia negativa e por um estado elétron de energia positiva. Desse modo, o núcleo atômico emitiria, nesse processo, um antineutrino e um elétron.

Yukawa utiliza, como Fermi, quadrvetores para seu campo mesônico e restringe suas considerações para interações entre nucleons em baixa velocidade, tratando-os, portanto, com aproximação clássica.

O que sobreviveu da teoria de Yukawa foi sua concepção de mediadores entre nucleons (pelo menos até os anos 70); a parte que tratava das partículas leves foi abandonada (foi mostrado por Bethe (1940) e por Bethe & Nordheim (1940) que não se poderia ajustar quantitativamente todos os fatos conhecidos sobre os mésons, forças nucleares e decaimento β em uma única teoria).

Com a familiaridade que os físicos experimentais tinham com o Teoria de Fermi, parece natural, pois, que eles adotassem a teoria de Yukawa para justificar seus dados.

Durante os anos de 1937 a 1939, novos experimentos na observação de fluxos de mésons em diferentes altitudes, que decaíam em vôos

aproximadamente iguais aos daqueles preditos por Yukawa, forneceram dados que pareciam corroborar tal apropriação.

No entanto, fatos externos ao desenvolvimento mesmo da teoria interferiram na até aqui rápida evolução da pesquisa em raios cósmicos: em 1939, eclodia a Segunda Guerra Mundial!

As pesquisas que não eram prioritárias ficaram menos intensas, ainda que encontremos notáveis casos de pesquisadores que superaram as adversidades, como é o exemplo do chamado Grupo de Roma (Conversi, Pancini e Piccioni, entre outros), que trabalhou refugiado no subsolo de uma escola mesmo durante a invasão nazista.

A interferência da guerra deteve, portanto, o avanço dessa área de pesquisa, e somente após 1945, com término da guerra e quando novos métodos de detecção de partículas foram desenvolvidos, é que os fenômenos relacionados com os raios cósmicos puderam ser elucidados, e de forma mesmo surpreendente.

Alguns dos resultados obtidos de estudos teóricos e experimentais até 1946 nos fornecem dados para formar um quadro conceitual dos problemas a serem resolvidos no que poderíamos chamar “Física dos Mésons”:

- das interações entre nucleons, foi observado que um valor de massa para o méson maior que $200m_e$ se ajustaria melhor aos dados obtidos por espalhamento;

- a partir da procura de qual (ou quais) combinação dos quatro tipos de mésons (vetorial, escalar, pseudovetorial ou pseudo-escalar) com suas respectivas constantes, feita por Yukawa e Sakata (1937) e Kemmer (1938), tinha-se que o efetivo acoplamento de Fermi é proporcional a gg' , onde g' é a constante de acoplamento méson-lépton e g é a constante de Fermi. Assim, os valores de g' e das forças entre nucleons podiam ser estimados dos dados do decaimento β ; da mesma forma o valor da meia vida do méson, dependendo só de g' , podia ser deduzido, sendo obtido um valor de meia vida cem vezes menor do que o esperado.

Para a solução desses problemas, esperava-se que seria suficiente um ajuste teórico de parâmetros que, por exemplo, alterassem o valor de g' . No entanto, as medidas da absorção dos mésons pela matéria provocaram uma crise que mudou as expectativas.

No período em questão, final dos anos quarenta, o referencial teórico dos mésons era dado, portanto, pela teoria de Yukawa. Para os mésons positivos lentos, essa teoria previa uma maior preferência ao decaimento do que à absorção pela matéria, sendo o contrário válido para os mésons negativos.

2.4 A Diferenciação entre π e μ

Em uma experiência realizada por Pancini, Conversi e Piccioni, em 1947, sobre a medida da duração de vida média de partículas por técnica de coincidências, eles detectaram que os mésons negativos eram absorvidos por núcleos pesados, mas não absorvidos por núcleos leves. Os positivos não eram absorvidos por nenhum dos dois.

Fermi, Teller e Weisskopf calcularam que o efeito de desintegração observado era 10^{12} vezes menor que o previsto pela teoria dos mésons, de Yukawa. Bruno Pontecorvo, analisando os resultados, faz uma analogia entre o comportamento do méson e de β :

“Notamos que a probabilidade ($\sim 10^6 \text{ sec}^{-1}$) de captura de méson negativo é da ordem de probabilidade de um processo simples de captura K, levando em conta as diferenças de energia de desintegração e as diferenças de volume da camada K e da órbita do méson. Supomos que isso é significativo e desejamos discutir a possibilidade de uma analogia fundamental entre os processos β e os processos de emissão ou de absorção dos mésons carregados.” (PONTECORVO, 1947, p.226)

É interessante ressaltar que Pontecorvo não conhecia os resultados de uma outra experiência realizada pelo chamado grupo de Bristol, que comentaremos a seguir, e nem estava na reunião de Shelter Island, realizada de 2 a 4 de junho de 1947, organizada por Oppenheimer, com o objetivo de discutir não só física teórica mas também para compreender duas experiências que contradiziam a teoria de Yukawa: a experiência sobre o “Lamb Shift” e a experiência de CONVERSI *et alii* (1945), sendo esta última a de nosso interesse.

A discussão feita nessa reunião sobre o comportamento do méson deu novos elementos que permitiram elucidar o problema dos mésons.

Houve proposições de Oppenheimer, de Weisskopf e de Marshak, sendo esta última recebida com grande entusiasmo por Feynman:

"Existiria, na natureza, dois tipos de mésons de massas diferentes. O méson pesado, produzido abundantemente (com uma grande "seção eficaz"), é responsável pelas forças nucleares. O méson leve vem da desintegração do méson pesado e é aquele que se observa ao nível do mar, interagindo fracamente com a matéria." (MARSHAK & BETHE, 1947, p.506)

Após essa reunião, Marshak fica sabendo, em uma outra reunião em Wisconsin, na Federação Científica dos Atomistas, que, no último número da *Nature*, de 24/05/47, o grupo de Bristol (César M. G. Lattes, H. Muirhead, G.P.S. Occhialini e Cecil F. Powell) tinha publicado um artigo sobre os "Processes involving charged mesons", onde era assinalado um caso e meio de desintegração, ou seja, é encontrado um evento de um méson que pára na placa de emulsão fotográfica e, no fim do seu percurso, um novo méson é emitido, que pára, por sua vez, ao fim de 600 microns, e um outro evento onde falta somente o fim do percurso do segundo méson, podendo-se calcular este último por extrapolação.

Marshak, junto com Bethe, calcula a duração de vida do méson pesado (10^{-8} s) e supõe que este tem um spin $\frac{1}{2}$ e que o méson leve tem um spin 0.⁶ Após conhecer a proposta de Pontecorvo, ele faz uma inversão dos valores de spin, uma vez que o méson leve se comporta de modo muito análogo ao elétron.

Os cálculos da vida média do méson mais pesado realizados por Sakata e Inoue, com a teoria de Yukawa, encontraram um valor de 10^{-21} s, e os cálculos realizados por Bethe e Marshak encontraram um valor de 10^{-8} s. Se tomarmos a diferença entre esses valores, encontramos aproximadamente o desvio calculado por Fermi, Teller e Weisskopf.

Os estudos dos raios cósmicos tornaram-se mais acurados com o ajuste de uma nova emulsão fotográfica, descoberta por Leo Myzowki em 1925 e aperfeiçoada por Powell e Occhialini em 1946. Lattes, o primeiro físico brasileiro a ter notoriedade nessa área, conta em seu artigo "Meu trabalho na Física de méson

⁶ Sakata e Inoue fizeram um estudo, em 1943, no qual já propunham também a existência de dois mésons, sendo que eles forneceram o correto valor de spin. No entanto, a publicação desse estudo foi retardada em função da Segunda Guerra Mundial, ocorrendo somente em 1946.

com emulsões nucleares”, no livro **The birth of particles physics**, sobre a detecção dos mésons, que ele e Occhialini decidiram expor, durante um mês, algumas placas fotográficas com a nova emulsão no chamado *Pic-du-Midi*, que fica no sul da França, na cordilheira dos Pirineus.

Quando as emulsões foram processadas, tornou-se claro que a nova emulsão apresentava mais eventos, com maiores detalhes. Lattes conta da sorte de terem uma assistente atenciosa, Marietta Kurz, que observando as placas, encontrou um evento diferente dos outros. Assim, com a interpretação desse evento e de um segundo encontrado, o grupo fez sua interpretação que foi publicada conforme citamos acima.

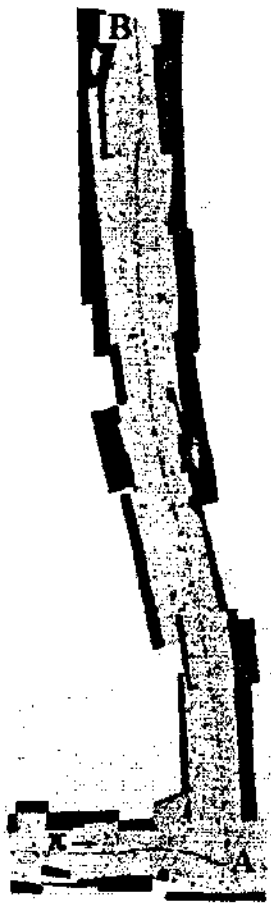
No entanto, era necessário mais eventos para chegar a uma conclusão. Lattes foi ao Departamento de Geografia de Bristol e descobriu que existia uma estação meteorológica, no Monte Chacaltaya, na Bolívia, com 5.600 metros de altitude (quanto maior a altitude, melhor é para a detecção de raios cósmicos, pois a camada atmosférica é menor e eles têm menor possibilidade de sofrerem interações com as moléculas dos gases atmosféricos). Ele se propõe a ir nessa estação se Occhialini e Powell conseguissem o financiamento. A despeito das dificuldades econômicas advindas do pós-guerra, eles o obtêm. Lattes⁷ traz as placas para a América do Sul, faz a exposição, volta a Bristol e trinta eventos de duplos mésons são encontrados: eles identificaram o méson pesado com a partícula de Yukawa e sua secundária com o méson detectado em 1937, então chamado mésontron. As conclusões desse grupo, que não tinha ligação estreita com nenhum teórico, apareceram na *Nature* em 04/10/47:

Existem dois mésons: o π e o μ .

- O méson π se desintegra dando origem ao méson μ e uma partícula neutra única, uma vez que o μ emitido na desintegração tem sempre o mesmo percurso.
- a melhor interpretação dos resultados de *Conversi et alii* é supor que os π têm um interação forte e são produzidos nas interações nucleares (em particular, naquelas dos raios cósmicos na alta atmosfera).

⁷ Lattes faz um comentário bem humorado do seu terceiro fator de sorte: ao invés de viajar pelo avião britânico como o recomendado, ele preferiu o brasileiro, o que foi uma sorte, já que o avião britânico caiu!

- Os π se desintegram rapidamente dando origem aos μ que têm uma fraca interação com os núcleos. Os μ constituem a maior fração da composição dos raios cósmicos ao nível do mar: isto é, eles são os mésostrons.
- Os mésons π , que param na emulsão formando uma “estrela”, originados a partir de uma reação nuclear, são os π^- , cujo comportamento está em acordo com as predições de Tomonaga e Araki.
- Os μ^\pm param na emulsão sem produzirem “estrela”.



+ **Foto:** da esquerda para a direita, em baixo, se vê a trajetória de um méson π que, no ponto indicado A, se desintegra em um outro méson, mais leve, o mésostron (de Anderson e Neddermeyer), hoje conhecido como múon. No ponto B, o múon desintegra-se, emitindo um elétron que não é visível nesse tipo de emulsão por sua falta de sensibilidade.

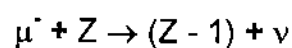
Voltemos à analogia de Pontecorvo. Ele ignorava, então, que o μ^- era o produto da desintegração do méson de Yukawa e como o μ^- se desintegrava.

O que ele fez foi uma analogia entre o μ^- e o e^- (Pontecorvo conhecia bem a radioatividade β , pois havia feito estudos sobre radioatividade artificial induzida por nêutrons e sobre isomeria nuclear) e, ainda, ele supunha que outros processos de interação fraca poderiam existir.

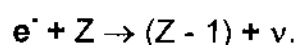
Pontecorvo, no Segundo Simpósio Internacional sobre a História da Física de Partículas (PONTECORVO, 1989, p. 232), afirmou que não havia, em 1947, razão imperativa para acreditar que o múon possuía as propriedades postuladas para a dita partícula de Yukawa e que, por isso, analisando a experiência do grupo de Roma, ele propôs as seguintes questões que estavam, para ele, inteiramente abertas (observamos que Pontecorvo usa o termo méson significando méson):

- 1) Já que o comportamento previsto por Yukawa para o processo β perde a sua validade por predizer uma vida média muito longa para β , por que o spin do méson negativo deveria ser inteiro?
- 2) Por que o méson deve se desintegrar como $\mu \rightarrow e + \nu$, e não em $\mu \rightarrow e + 2\nu$, ou $\mu \rightarrow e + \gamma$, ou outro processo?
- 3) A partícula emitida na desintegração do méson é um elétron?
- 4) Existem outras partículas emitidas nessa desintegração?
- 5) A energia de captura nuclear do méson negativo é liberada sob qual forma?

Sobre a quinta questão, Pontecorvo pensava que a energia devia ser emitida principalmente sob a forma de neutrinos. A reação correspondente, então, é



muito parecida ao processo de captura nuclear K



Também eram fatos conhecidos que as taxas de capturas de elétrons e mésons são muito próximas (o mesmo vale para a precisão dos efeitos de espaço de fase e os diferentes volumes de órbitas dos elétrons e dos mésons-múons).

Desses questionamentos surgiram suas propostas:

- a) a captura de um méson múon deve ser um processo de uma certa forma idêntico ao processo β , ou seja, $\mu^- + p \rightarrow n + \nu$ (levou quinze anos para a observação de $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$ e $\mu^- + \text{He}^3 \rightarrow \text{H}^3 + \nu_\mu$, precisando-se também o tipo de neutrino associado, como conhecemos hoje em dia);
- b) a energia liberada é “invisível” (em forma de neutrinos);
- c) o spin do méson múon deve ser $\frac{1}{2}$.

Dessas propostas, ele obteve a compreensão de que a captura do múon e a desintegração β são processos devidos a uma interação fraca definida na natureza, e que uma simetria méson múon-elétron toma lugar sob um tipo de interação fraca (uma conclusão obtida graças ao pequeno valor das constantes das interações). Esse mesmo ponto de vista foi adotado por outros pesquisadores⁸. No entanto, no momento da identificação do pión e do múon, a sugestão de Pontecorvo não estava exatamente estabelecida e aceita, já que ele não aprofundou sua discussão sobre as características de decaimento dos mésons, somente ressaltando os problemas com a teoria de Yukawa.

Um outro trabalho interessante foi o realizado por G. PUPPI (1948) que, a partir do tempo de vida do múon, inferiu uma igualdade aproximada das constantes de acoplamento entre o decaimento do μ e o decaimento β , e assim ele chega a uma universalidade aproximada da interação fraca com as constantes

$$G_\mu = (1,16632 \pm 0,00002) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^2,$$

$$G_\beta = (1,14730 \pm 0,00064) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^2$$

e a razão $G_\beta/G_\mu \approx 0,98$.

Essa análise deu origem a uma forma gráfica, de representação dessa universalidade, chamada “triângulo de Puppi”, onde os pares (n,p) , (e, ν) e (μ, ν) estão em cada vértice.

É surpreendente a proximidade desses valores pois o múon é uma partícula pontual e o nêutron é um hadron com uma estrutura interna e extensão de

⁸ O. Klein (1948), G. Puppi (1948), T.D. Lee et alii (1949) e J. Tiomno e J. A. Wheeler (1949).

aproximadamente 10^{-13} cm. Mas essa situação não é tão inusitada, porque o elétron e o próton, que também é um hadron, têm a mesma carga apesar de distribuições internas completamente diferentes. Essa situação de analogia levou à idéia de que o vetor corrente hadrônico, no decaimento β , tem as propriedades similares à corrente eletromagnética, isto é, à hipótese de conservação do vetor corrente, por Gershtein, em 1956.

Desse modo, o quadro teórico e experimental é que o méson pión responde à teoria de Yukawa, mas não completamente: uma vez que ele emite um méson múon e não um elétron, ele não pode ser o mediador do decaimento β .

Por outro lado, como explicar o méson múon? Sua existência era inesperada, no sentido de sua filiação (origem). Ele era o méson de Anderson, mas é verdade também que ele tem características e propriedades, observadas posteriormente, ainda não previstas! As pesquisas sobre os dois mésons tornam-se intensivas, ressaltando-se que, ao fim dos anos 40, a participação dos aceleradores de partículas é efetiva.

A relutância à aceitação de novas partículas, tão presente no início dos anos 30, se tornou bastante fraca diante dos fatos experimentais incontestáveis. Mesmo que no artigo de Pontecorvo, por exemplo, encontremos seu cuidado em salientar que sua hipótese não requeria novas partículas, encontramos na seqüência natural dos trabalhos experimentais, a detecção de dois mésons diferentes que irão estabelecer uma nova etapa na organização do conhecimento sobre as interações nucleares.

Na verdade, como veremos, essa nova detecção e diferenciação de duas novas partículas com características tão próprias, cada uma se inserindo em quadros teóricos diferentes, foi o singelo início do que se tornaria, com a liberdade da expressão, a odisséia da Física de Partículas.

Temos também, a partir da Teoria de Fermi, toda uma confluência de conhecimentos teóricos e experimentais das áreas mais avançadas da Física, que influenciaram os pesquisadores a manterem suas mentes críticas e abertas, para todas as possíveis hipóteses na interpretação dos novos fenômenos, cuja existência não se encaixava nos quadros conceituais da época.

Em nossa opinião, a teoria que mais estimulou e norteou todas essas discussões foi a de Fermi. No momento da concepção dessa teoria, não havia, evidentemente, a noção do poder explicativo que ela guardava em sua elaboração. Mas a sua sobrevivência aos vários ataques e às tentativas de reformulações, mantendo-se ao final com a mesma essência, foi evidenciando algo que talvez Heizenberg tenha intuído, mas para a direção errada: que se tratava de um conhecimento fundamental, uma descrição de algo básico na natureza.

Se podemos falar da credibilidade da Teoria de Fermi é porque tal teoria manteve inabalado seu poder explicativo inicial, a despeito dos problemas formais que ela apresentava, e, com o que acabamos de apresentar, conseguiu estender tal poder para um novo fato, a captura muônica pelo núcleo. Essa extensão foi o primeiro passo para a chamada Teoria Universal de Fermi.

Diante da necessidade de explicar as características do múon, encontrou-se mais uma aplicação para a Teoria de Fermi. O tipo de decaimento do múon não poderia ser explicado pela teoria de Yukawa; aliás, não havia predição teórica para a existência do múon. Essa partícula, que começou como o méson, que responderia ao quadro conceitual de Yukawa, agora incomoda por não corresponder a nenhuma expectativa. E esse elemento inesperado só pode ser descrito pela Teoria de Fermi.

Assim, no começo de 1950, os seguintes fatos estão estabelecidos:

- o méson pión interage fortemente com nucleons e com sua massa ($270m_e$), ele é um bom méson de Yukawa, que serve para explicar as forças nucleares, mas seu decaimento o exclui de ser uma partícula intermediária no decaimento β ;
- o méson múon decai em um elétron e duas outras partículas de massa muito pequena, provavelmente neutrinos;
- na captura do múon, nenhuma energia fica no núcleo e isto é provavelmente devido à emissão de uma partícula neutra e leve (neutrino);
- esses dois fatos sustentam a idéia que o spin do múon é $\frac{1}{2}$ e, também, a hipótese da interação de Fermi para caracterizar a interação entre quatro

férmions (spin $\frac{1}{2}$): nucleons, elétrons, múons e neutrinos, com uma única constante de acoplamento;

- dados técnicos conhecidos: méson píon, com spin nulo, estados de carga positiva, negativa e neutra, isospin um inteiro, paridade negativa.

As três interações conhecidas, na época, entre quatro férmions – lembrando-se que ainda não se diferenciavam neutrinos de antineutrinos – são

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu} \quad \mu \rightarrow e^{-} + \nu + \bar{\nu} \quad \mu^{-} + p \rightarrow \nu + n$$

e têm intensidades comparáveis (g_1, g_2, g_3 , constantes de acoplamento, com valores vizinhos da ordem de 10^{-49} ergs.cm³).

As partículas elétron, múon e neutrino, por sua leveza, formaram uma nova família, os léptons (leve, em grego; termo sugerido por Moether e Pais, em 1946/47).

No entanto, a descoberta de novas partículas, as chamadas partículas estranhas, e de suas desintegrações, ampliou ainda mais a noção do que veio a ser chamada de *interação fraca*, originada na universalidade da teoria de Fermi, mas que ainda não estava bem estabelecida como podemos ver nessa passagem de E. Fermi, em um curso dado na Universidade de Yale (1950):

“A similaridade entre essas três constantes de acoplamento [decaimento e captura do múon e decaimento beta] não é um acidente, mas há algo de significado profundo, que, entretanto, não está compreendido no presente.” (FERMI *apud* WU, C.S. *in* CHANG, N. P. (ed.), 1977, p.43)

CAPÍTULO 3

DETECÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DAS CHAMADAS PARTÍCULAS ESTRANHAS

Vimos, no final no capítulo anterior, uma primeira síntese para a compreensão das interações que produzem as partículas β , π , μ e ν . Essa síntese procurou justificar a existência dessas novas partículas, após aproximadamente quinze anos, apenas, da intensa discussão quanto a aceitação de uma nova partícula, o neutrino. Como veremos nesse capítulo, as partículas recém-descobertas, pión e múon, se tornaram apenas os primeiros indícios de um novo horizonte no campo de observação de novas famílias de partículas, que começaram a ser detectadas também em 1947.

3.1 *As partículas Estranhas*

Em dezembro de 1947, aparece na *Nature* um artigo de G. D. Rochester e C. C. Butler, intitulado "Evidence for the Existence of New Unstable Elementary Particles". Nesse artigo, os autores discutem dois eventos incomuns detectados por uma câmara de nuvens:

- 1) o primeiro foi detectado em 15/10/46 – um traço bifurcado interpretado como um decaimento espontâneo a partir de uma partícula neutra, produzindo um par de partículas carregadas;
- 2) o segundo em 23/05/47 – um traço com uma marca estranha, provavelmente o decaimento de uma partícula carregada em uma outra carregada e uma ou mais neutras.

Nos dois eventos, a massa da partícula-mãe era entre 770 e 1600 m_e (massa do elétron). Dois anos se passaram até que as chamadas, na época, partículas V fossem detectadas de novo por R. Brown e equipe, e mais outro ano por J.B. Harding. O período seguinte foi, então, de pesquisas intensas e o resultado nos podemos ver na tabela exposta por Pais, em 1951.

TABELA 1: TENTATIVA* DE LISTA PARA AS PARTÍCULAS V

Partícula	Símbolo	Decaimento	Observações
V ₂ neutra	V ⁰ ₂	V ⁰ ₂ → π ⁺ + π ⁻	Modo de decaimento em discussão
Méson τ	τ [±]	τ [±] → π [±] + π ⁺ + π ⁻	
Méson χ	χ	χ → π + ? ⁰	
V carregada	V [±]	V [±] → ? [±] + ? [±]	Talvez idêntica à K ⁰ ou à χ
S carregada	S	S → méson (π, μ) + ? ⁰ + (? ⁰)	Provavelmente idêntica à V [±]
Méson K	K ⁺	K ⁺ → μ ⁰ + ? ⁰ + ? ⁰	
V ₁ neutra	V ⁰ ₁	V ⁰ ₁ → p ⁺ + π ⁻	Modo de decaimento em discussão

(*Tabela de PAIS, A., exposta em uma *Rochester Conference* – 1951, reproduzida in MARSHAK, 1983, pp. 376-401).

Em junho/julho de 1953, no congresso de *Bagnères-de-Bigorre*, os físicos ali reunidos fizeram uma primeira tentativa para classificar as novas partículas com a adoção dos seguintes nomes:

- *L mésons*: para o pión e o múon;
- *K mésons*: para partículas de massas intermediárias entre aquelas dos pions e dos prótons;
- *Hyperons*: para as novas partículas de massas intermediárias entre aquelas dos nêutrons e dos dêuterons;
- *Baryons*: nucleons e hiperons.

Com a tabela feita por C. Peyrou em um trabalho de recordação do período, nós podemos comparar as mudanças:

TABELA 2: DISCUSSÃO EM BAGNÈRE DE BIGORRE*

Antes de Bagnère	Depois de Bagnère
V_1^0	Λ_0
$V_2^0 \rightarrow \theta_0$	$K_1^0 \rightarrow K_2^0$
V_2^0 anômalo	$K_2^0 \rightarrow K_L^0$
SUPER PRÓTON	Σ^+ ou Σ^-
Partícula cascata	Ξ^-
τ	$K\pi_3$
K	$K\mu_3$
χ	$K\pi_2$
$K\mu$	$K\mu_2$
$K\beta$	Ke_3

*PEYROU, C., 1982, p. 28.

Nós não iremos descrever aqui os experimentos que levaram a estas conclusões. Há vários artigos que tratam sobre isso, como por exemplo nos livros "Pions to Quarks" e "Colloque International sur l'Histoire de la Physique de Particules". Para o nosso desenvolvimento de idéias, focalizaremos sobre as questões conceituais que as observações empíricas não responderam.

Observou-se a partir das pesquisas experimentais, que as novas partículas chamadas partículas estranhas tinham maior massa que os píons; elas eram produzidas abundantemente e acontecia freqüentemente o seu aparecimento em pares. Elas tinham também um decaimento lento, em que os produtos deste decaimento pareciam ser píons, múons, e mesmo prótons, o que levou a se pensar que havia várias espécies de partículas. A produção abundante poderia ser explicada por interações fortes, mas não o inesperado decaimento lento; este poderia ser explicado por decaimento fraco. Assim, a próxima etapa nas pesquisas foi a utilização das características quânticas já conhecidas de partículas para sistematizar os novos conhecimentos. O conceito de Isospin, elaborado para partículas pesadas – os nucleons –, foi um dos escolhidos que proporcionaram conclusões proveitosas.

Como já vimos no primeiro capítulo, a idéia de spin isotópico apareceu nos estudos de Heisenberg sobre as interações entre as partículas nucleares. Ela ocorreu em analogia com o comportamento de uma partícula com spin $\frac{1}{2}$ relativo ao campo magnético. Investigações sobre a estrutura do núcleo levaram à descoberta da independência de carga, pois foi encontrado que a magnitude da interação entre prótons e nêutrons nucleares é independente da carga elétrica. As forças de interação entre eles, seja próton-próton, nêutron-nêutron, ou próton-nêutron são sempre iguais. A independência da carga nas forças nucleares permitiu a elaboração de tal analogia por Heisenberg. Ele sugeriu considerar o próton e o nêutron como dois estados diferentes de uma mesma partícula, o nucleon. Assim como os elétrons formam um doubleto de spin devido aos efeitos de um campo magnético, também um nêutron e um próton formam um doubleto de carga, com os componentes diferindo unicamente na presença, ou ausência, de carga elétrica.

Se não considerássemos a carga elétrica, prótons e nêutrons seriam nucleons indistinguíveis, tal como o são os elétrons na ausência de um campo magnético externo. Como vimos anteriormente, Heisenberg investiu nessa idéia e a desenvolveu na forma matemática. É interessante observar que o termo isotópico marca a analogia com os isótopos de elementos químicos, pois tal como eles, prótons e nêutrons têm uma pequena diferença de massa, mas aí termina tal analogia. Assim, essa propriedade em comum entre prótons e nêutrons colocou-os em uma mesma classe de partículas.

O isospin de nucleon é $\frac{1}{2}$ como o spin do elétron. A analogia com o spin também se dá na similaridade do aparato matemático. Tal como um doubleto de partículas com o spin comum, o número de membros em uma família como isospin $\frac{1}{2}$ também é dois. Desse modo, representando o isospin por I , nós temos o número de membros na família $2I + 1 = 2$.

O isospin caracteriza um grupo inteiro de partículas ou, dito de outro modo, uma família completa de carga. No caso dos nucleons, a família consiste de duas partículas: o próton e o nêutron. Tal grandeza é uma propriedade específica de partículas, e embora se diferencie da carga elétrica, está relacionado com ela. Essa relação nos permite caracterizar cada partícula separadamente. Para a família de

carga, ela é chamada projeção do isospin I_z . Para uma dada partícula, I_z é igual à diferença entre a carga daquela partícula e a carga média da família completa:

$$I_z = e - e_m$$

onde e é a carga da partícula dada e e_m é a carga média.

Desse modo, conhecemos o isospin do nêutron $I_z = -\frac{1}{2}$ e do próton $I_z = \frac{1}{2}$, e obtemos que, se uma transformação ocorre e ela é causada por interações independentes da carga, o isospin total das partículas se conserva. Ou seja, esse princípio de conservação é operativo.

Como vimos, a partir de 1947, quando os traços das chamadas partículas V foram descobertos, a lista das partículas elementares expandiu-se rapidamente. Estudos subsequentes das propriedades dessas partículas mostraram que elas formavam grupos diversificados de partículas de propriedades estranhas, desconhecidas até então.

As características incomuns eram:

- enquanto sua produção (geração) possuía um intervalo de tempo (aproximadamente 10^{-23} segundos) correspondente ao intervalo das interações fortes, seu tempo de decaimento correspondia ao tempo das recém-universalizadas interações fracas (aproximadamente 10^{-8} segundos);
- tais partículas eram observadas somente sendo criadas aos pares, embora todas as leis de conservação até então conhecidas permitisse a produção independente.

Esse último aspecto levou A. Pais, em 1952, a sugerir uma regra específica de seleção de decaimentos estranhos em função da conservação de isospin, cuja consequência é a exclusão da produção simples de partículas estranhas e que, como veremos, será relacionada com o conceito de estranheza. A introdução desse novo conceito foi feita para a classificação das novas partículas.

Na tentativa de encontrar propriedades comuns entre elas, foi natural tentar aplicar-lhes a idéia da independência de cargas e foi encontrado que essa independência permitia a organização das partículas estranhas em famílias de

cargas (multipletos), na mesma maneira como foi feita para os nucleons (e também para os mésons π). Isso significa que elas possuíam isospin.¹

Desse modo, o conceito de Isospin e sua lei de conservação tornou possível detectar uma unidade entre as novas partículas com as já conhecidas, mas com algumas dificuldades.

Analisando a partir dos nucleons, foi pensado que os hiperons, por serem partículas pesadas, formariam doubletos como os nucleons. No entanto, pela observação, achou-se que as famílias dos Λ e dos Σ (e suas antipartículas) não se organizavam dessa forma e sim como tripletos; já a família das Ξ formava um doubleto. Pelo número de partículas, achou-se o valor de isospin correspondente.

Mas o sucesso e o valor científico de qualquer sistema de classificação são determinados pela possibilidade de predição de novas entidades.

Assim, a classificação pelo isospin requereu a existência do hiperon Σ^0 que estava faltando na lista de partículas conhecidas (logo encontrado experimentalmente), do Ξ^0 e do anti-sigma menos ($\bar{\Sigma}^-$).

Em todos esses casos, o isospin (e a sua conservação) teve um papel heurístico, desempenhando um princípio metodológico guia na tentativa de classificação de novas partículas e na predição de outras com base nessa classificação. Ele serviu como base para a combinação das novas partículas formando famílias de carga (mesmo que essas partículas fossem estranhamente diferentes dos píons e dos nucleons) e encontrou-se um valor apropriado de isospin para cada família.

Assim, podemos analisar antecipadamente os resultados dessa classificação, construindo com as partículas conhecidas e previstas na época, a seguinte tabela:

¹ Lembrando que o número de partículas em uma família de carga é dado por: $N^{\circ}_{\text{de partículas}} = 2I + 1$.

TABELA 3: CLASSIFICAÇÃO SEGUNDO O ISOSPIN

Partícula	Isospin	Estranheza	Cargas				
			-1	½	0	½	1
Nucleon	½	0			n°	★	p ⁺
Anti nucleon	½	0	p ⁻	★	n̄°		
Lambda	0	-1			Λ°	⇐ ★	
Anti lambda	0	1		★ ⇐	Λ̄°		
Sigma	1	-1	Σ ⁻		Σ°	⇐ ★	Σ ⁺
Anti-sigma	1	1	Σ̄ ⁻	★ ⇐	Σ̄°		Σ ⁺
Xi	½	-2	Ξ ⁻	★	Ξ°	⇐ ★	
Anti-Xi	½	2		★ ⇐	Ξ̄°	★	Ξ̄ ⁺
Píon	1	0	π ⁻		π°		π ⁺
Kaon	½	1			K°	★ ⇐	K ⁺
Anti Kaon			K ⁻	★	K̄°	⇐ ★	

★ = carga média.

☆ = carga média esperada.

Análise da tabela:

Para as partículas pesadas

- 1) olha-se a carga média dos nucleons e de suas antipartículas ($e_m = \frac{1}{2}$; $-\frac{1}{2}$, respectivamente);
- 2) olha-se a carga média de cada família de hiperons e de suas antipartículas;
- 3) olha-se o deslocamento da carga média dos hiperons relativamente à dos nucleons.

* para o propósito de conveniência matemática esse deslocamento é multiplicado por dois.

Para as partículas leves

- 1) olha-se a carga média dos píons;

2) olha-se a carga média dos kaons;

3) olha-se o deslocamento da carga média dos kaons relativamente à dos píons.

* esse deslocamento também é duplicado.

Apesar dessa análise parecer primeiramente formal, a magnitude desse deslocamento provou ser essencialmente uma nova característica das partículas, que é conservada nas suas transformações. Ou seja, esse deslocamento observado mostrou ter uma natureza regular que obedece a uma lei particular de conservação.

M. Gell-Mann, em 1953, e, no mesmo ano, T. Nakano e K. Nishijima, foram os primeiros que propuseram tal esquema, porém não tão completo como a nossa tabela. Em 1955, Gell-Mann e Nishijima concluíram que esse deslocamento permite-nos descrever e prever os comportamentos estranhos das novas partículas. O valor duplicado do deslocamento da carga elétrica média de cada família foi nomeado “Estranheza”, e a lei apropriada correspondente foi chamada “Lei de Conservação de Estranheza”.

O Princípio de Conservação de Estranheza habilita-nos a explicar a exclusão da produção de uma única partícula estranha desacompanhada, pois só assim há a sua conservação. Por outro lado, o fato do decaimento lento das partículas estranhas aponta para a existência de um tipo de quebra da lei de conservação, porque desse modo é possível a transformação de uma partícula estranha em outras partículas comuns, o que acontece na esfera das interações fracas, que são lentas, onde tal princípio é quebrado.

Assim, em agosto de 1953, Gell-Mann propôs valores inteiros de spins isotópicos (isospins) para hiperons e valores semi-inteiros para as partículas K.

As partículas estranhas teriam, assim, valores de isospin conforme a seguinte classificação:

- os Σ terão $I = 1$, $I_z = 1, 0, -1$ (para Σ^+ , Σ^0 , Σ^- respectivamente);
- os Λ terão $I = 0$;
- os (K^+, K^0) e (\bar{K}^0, K^-) terão $I = \frac{1}{2}$ e $I_z = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$ (respectivamente);
- os (p, n) terão $I = \frac{1}{2}$ e $I_z = \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}$ (respectivamente).

Como exemplo, considere o decaimento

$$\Lambda \rightarrow \mathbf{p} + \pi^-$$

(I_z antes $\rightarrow I_z$ total depois)

$$I_z = 0 \rightarrow I_z = \frac{1}{2} - 1 = -\frac{1}{2}$$

o lado direito com interações forte e eletromagnética e o lado esquerdo com interações fracas, o que indica que Λ sobrevive porque as interações fortes e eletromagnéticas conservam I_z , mas decai porque as interações fracas não o conservam.

Assim, o processo de produção pode ou não existir, via interações fortes, se I ou I_z são, ou não, conservados respectivamente. Por exemplo, a conservação na reação

$$\pi^- + \mathbf{n} \rightarrow \Lambda + \mathbf{K}^0 \text{ ou } \Sigma^- + \mathbf{K}^+ \text{ fica}$$

(I_z antes $\rightarrow I_z$ total depois)

$$(-1) + (\frac{1}{2}) = -\frac{1}{2} \rightarrow (0) + (-\frac{1}{2}) \text{ ou } (-1) + (\frac{1}{2}) = -\frac{1}{2}$$

e a não-conservação nas reações

$$\mathbf{n} + \mathbf{n} \rightarrow \Lambda + \Lambda \quad \text{e}$$

$$\pi^- + \mathbf{p} \rightarrow \Sigma^+ + \mathbf{K}^-.$$

3.2 Sobre a criação das partículas Estranhas

Como vimos, a idéia inicial da discussão era a independência de carga. A criação das partículas estranhas se dava abundantemente, portanto por interações fortes. Como todos os hadrons², as partículas \mathbf{V} deviam conservar o isospin. Os hiperons e os kaons deviam se classificar em multipletos de isospin, como os mésons π e os nucleons.

E a idéia-chave era que um novo número quântico caracterizava esses diferentes multipletos: na criação das partículas estranhas, a estranheza é conservada, na sua desintegração ela é violada. Isso explicava a abundância, os pares e a longevidade de tais partículas.

A estranheza, que provém do isospin, tem relação também com a variação da carga elétrica, qual seja, a variação de uma unidade na componente z

² Hadron é um termo genérico para todas as partículas, tais como pions e nucleons, que estão sujeitas às interações fortes.

do isospin $\Delta I_z = 1$, corresponde a uma variação de uma unidade de carga elétrica $\Delta Q = 1$.

Sabia-se que no doubleto de nucleons, a terceira componente do isospin $I_z = -1/2$ corresponde ao nêutron de carga $Q = 0$; a $I_z = +1/2$ corresponde ao próton de carga elétrica $Q = +1$, assim à variação $\Delta I_z = 1$ corresponde a $\Delta Q = 1$.

A partir da igualdade das diferenças das grandezas $\Delta I_z = \Delta Q$, voltamos às grandezas mesmas e obtemos $Q = (I_z + Y/2)$, onde Y é uma constante. Y é chamado de hipercarga e é característica de um multipleteo dado, ou seja, é o número de passos (variação) pelo qual a carga média de um multipleteo difere de zero. Já que cada passo vale $1/2e$, o número quântico Y é definido por $2\langle Q \rangle/e$, onde $\langle Q \rangle$ é a carga média. Em certos casos, em que as partículas são bárions, a hipercarga é expressa por

$$Y = B + S$$

onde B é o número bariônico e S , número de estranheza.

Assim, a estranheza, conservada na criação das novas partículas acima mencionadas, implica a criação por pares de V , por exemplo. Não conservada nas suas desintegrações, ela explica as suas longevidades.

Com tal estudo em mãos, Gell-Mann e Nishijima, em 1955, propõem o novo número quântico estranheza para substituir a regra inicial de Pais e fazem a classificação das partículas, estranhas ou não, atribuindo-lhes valores de estranheza:

PARTÍCULAS	VALOR DE S
(p,n)	0
$\Lambda, \Sigma, \bar{K}^0, K^-$	-1
Ξ	-2
K^+, K^0	+1

- elas são agrupadas em multipletos de isospin, separadas umas das outras;
- a carga média de um multipleteo é igual à metade da hipercarga;

- as interações fracas seguem a regra de violação $\Delta S = 1$;
- e as partículas Σ^0 e Ξ^0 devem existir para completar as suas famílias.

A estranheza S mostrava (e mostra) a implicação de diferentes interdições, verificadas por meio de experiências com grandes aceleradores:

- em Brookhaven (1954), através de câmara à difusão (própria para a acumulação rápida de dados) e acelerador cosmotron, W.B. Fowler e R.P. Shutt observam a criação associada de Σ^- e K^+ ;
- em Dubna (1955), com acelerador sincrotron, Pontecorvo mostra que os Λ^0 (estranheza $S = -1$) são criados apenas em associação com os K^0 (estranheza $S = -1$) e que a reação $n + n \rightarrow \Lambda^0 + \Lambda^0$, proibida pelas regras de seleção de Gell-Mann, não é observada.

Os grandes aceleradores confirmam a hipótese do número quântico de estranheza, nos anos de 1953-55, através de dados sobre a existência e modos de desintegração. Menos de oito anos depois da primeira observação de Rochester e Buttlar, em um congresso na cidade de Pisa, em 1955, E. Amaldi relatou mais de cem modos de desintegração. Nesse congresso, torna-se conhecido que, apesar de suas desintegrações, as partículas estranhas primárias têm freqüentemente a mesma massa e a mesma ordem de duração de vida; a regularidade $\Delta I_z = \pm \frac{1}{2}$ para tais partículas leva à extensão de aplicação da idéia de *generalização das interações fracas* para as mesmas.

Ao mesmo tempo que acontecia essa sistematização dos conhecimentos sobre essas partículas peculiares, outro “quebra-cabeça” se apresentava simultaneamente. A partir da organização que podemos ver pela tabela 2, proposta em 1953, as partículas θ^0 e τ^+ seriam “facetas” da mesma partícula K . Chegou-se a essa conclusão através do conhecimento do valor das massas e duração de vida, praticamente iguais, por meio de dados experimentais bem estabelecidos. No entanto, se observado o valor do estado de paridade³ para o decaimento dessas partículas

³ Vamos definir rapidamente aqui o conceito de paridade, mas voltaremos a ele logo em seguida com uma discussão pormenorizada. Paridade: número quântico que caracteriza o comportamento das partículas. Dada uma função de onda, cujo quadrado da amplitude exprime as grandezas físicas observáveis, e invertendo as coordenadas x em $-x$, y em $-y$ e z em $-z$, então temos

$$\psi(x, y, z) \rightarrow \psi(-x, -y, -z) = \pm \psi(x, y, z)$$

A função de onda pode ou não guardar seu sinal original; se ela mantém esse sinal original, ela possui uma paridade $P = +1$, se o sinal se modifica, ela possui uma paridade $P = -1$.

$\theta^0 \rightarrow 2 \pi$, paridade $P = +1$,

$\tau^+ \rightarrow 3 \pi$, paridade $P = -1$,

poderia ser afirmado que se trata da mesma partícula? (Lembrando-se que se existe uma simetria, existe um lei de conservação correspondente, ou, caso contrário, algo não se conserva).

R. H. Dalitz, no final de 1953, concluiu que o spin e a paridade mais prováveis para o estado final dos 3π , produto do decaimento de τ , eram incompatíveis com os 2π do decaimento de θ .

Poderia-se, então, dizer que θ^0 e τ^+ são partículas diferentes, não fazendo parte do mesmo doubleto de isospin (K^0, K^+), do qual Gell-Mann tinha suposto a existência na sua classificação em octetos⁴. Haveria, talvez, dois doubletos de isospin: um doubleto θ e um doubleto τ de massas e durações de vida bastante vizinhas.

No entanto, tais hipóteses estariam em contradição com a conclusão teórica, que parecia estar bem fundamentada, que diz que as partículas que interagem fortemente e que cujo spin e paridade são diferentes, não podem ter a mesma massa e a mesma duração de vida.

A discussão desse problema (que foi chamado " $\theta - \tau$ puzzle") continuou até 1956. Para utilizar as conclusões que levaram à classificação de Gell-Mann, era necessário acreditar em um único doubleto K , o que implicava o abandono de qualquer representação de significado convencional para salvar a situação.

De fato, tal crença levou a constatar que uma mesma partícula, desintegrando-se em duas vias diferentes, possuem estados finais de paridades diferentes: $P = +1$ e $P = -1$, ou seja a paridade não era conservada. Assim, chegava-se à desconfortável situação de uma lei de conservação quebrada. No entanto, tal constatação, que não se considerava como demonstração, era a interpretação mais plausível do comportamento complexo do méson K .

⁴ Gell-Mann classificou os hadrons e ressaltou que eles se agrupam em octetos. Conheciam-se oito mésons, oito baryons e oito antibaryons. Tais grupos de oito, chamados de "eight foldway", iriam abrir à introdução da hipótese dos quarks, desenvolvida independentemente por Gell-Mann e G. Zweig. Isso explicaria porque partículas de mesma natureza, de massa vizinha, de mesmo spin, se agrupam de tal forma.

Para entendermos melhor as importantes implicações dessa quebra de conservação, vejamos o conceito de paridade em conexão com o conceito de simetria.

3.3 *Um rápido olhar no desenvolvimento histórico do conceito de Simetria*

A descoberta da simetria, como um tipo específico de regularidade na natureza, data dos primórdios do conhecimento científico. As doutrinas dos antigos pensadores sobre a harmonia do Universo, os elementos primordiais regulares geometricamente, as razões numéricas subjacentes à essência das coisas, são elementos exemplares de um profundo poder de discernir objetos, não presentes nos sentidos, nos estudos da simetria na natureza. O início desse conhecimento pode ser encontrado nos estudos matemáticos e nas artes.

Na matemática, a simetria é considerada como um tipo especial de regularidade geométrica. O conceito primário para a caracterização de uma regularidade geométrica é o de igualdade entre objetos geométricos. O conceito de igualdade geométrica é um conceito básico da geometria e encontramos sua justificação em um domínio além daquele da geometria, ou seja, na matemática e na filosofia. Na história da Filosofia, encontramos tal justificação no problema de identidade que foi originalmente colocado por Parmênides e Platão.

O problema de identidade foi elucidado em conexão com uma análise do problema de união da variação e da conservação. A análise de um objeto, ou de objetos, está sujeita ao estabelecimento das diferenças e das identidades desse objeto com ele mesmo no tempo (quando ele sofre transformações) e no espaço (quando ele sofre deslocamentos). Assim, a descoberta e a investigação detalhada de invariantes estruturais no processo de compreensão da natureza constituem um problema cardinal do conhecimento científico.

Um fato empírico observado diretamente é que os objetos geralmente diferem, particularmente no espaço. Desse modo, as diferenças espaciais já faziam parte das investigações sobre a natureza desde o início do estabelecimento do conhecimento científico e isso levou à descoberta de leis em

que elementos persistentes, idênticos, foram revelados em meio as diferenças. A geometria foi o primeiro domínio onde isso foi alcançado.

A simetria de um corpo é geralmente definida como a totalidade de mudanças que tal corpo sofre, levando-o a coincidir com ele mesmo. Essas mudanças (ou movimentos) são chamadas transformações de simetria.

Para entendermos o conceito de simetria como um tipo específico de regularidade descrevendo uma dada entidade (cuja simetria está sob estudo), nós precisamos abordar estruturalmente tal entidade. Generalizando, todo objeto tem estrutura, mas somente um objeto simétrico tem um atributo especialmente regular da estrutura estudada. Para revelar a simetria de uma figura geométrica, é necessário dividi-la em partes e encontrar um tipo de movimento dessas partes sob o qual a figura permanece idêntica a ela mesma.

Pode-se dizer que as partes de uma figura simétrica, correspondendo a um tipo definido de movimento ou de transformação simétrica, são elementos da figura dada. Neste caso, o conceito de parte e de elemento caminham juntamente, e isso é a base para considerar as regularidades de simetria como um método de reconhecimento de regularidades estruturais.

Se procedermos a partir de um processo específico de identificação, chegaremos a um tipo definido de simetria. O fato de, por exemplo, reconhecermos diferenças entre figuras de um lado esquerdo e de um lado direito, em relação a um plano, significa somente um certo estágio na formação do conceito de um apropriado tipo de simetria e não do conceito de simetria propriamente dito.

Para podermos identificar um novo tipo de simetria, é necessário que se encontre movimentos cujos resultados levem a uma completa coincidência, tanto no sentido de identidades internas (das figuras) como também na identidade das relações externas. Ou seja, certas identidades e diferenças podem se tornar um tipo de simetria se ela for um tipo específico de união entre conservação e modificação que surge de identidades externas e internas especiais entre os objetos.

O conceito de orientação (direita ou esquerda) dos objetos ou o enantiomorfismo estão associados com o conceito de Dessimetria. Essa noção foi, até onde sabemos, primeiramente introduzida por Louis Pasteur, nas suas *Recherches sur la dissymétrie moléculaire des produits organique naturels*, em 1861.

Dessimetria, segundo Pasteur, significa a propriedade das figuras geométricas em não coincidir, por simples superposição, com a sua imagem do espelho. Dessimetria, no sentido original da palavra, significa uma certa interrupção ou violação de simetria. Consideramos, assim, dessimetria como uma propriedade específica de figuras, que não é idêntica com a assimetria ou a ausência total de elementos de simetria, estando mais relacionada com a falta de sobreposição simétrica de duas formas ou figuras em relação a um plano, como por exemplo, um objeto e sua imagem refletida no espelho, ou seja, o enantiomorfismo.

Pierre Curie, em seus estudos “*Sur la symetrie dans le phenomènes physiques, symetrie d’un champ électrique et d’un champ magnétique*” (**Journ. Phys. Theor. Appl.**, Series 3, 1894, p. 393), faz a mesma abordagem quando trata sobre a necessidade de investigação da ausência de certos elementos de simetria usual que levam à dessimetria.

Interessa-nos, nesse momento, evidenciar qual o papel que o conceito de simetria desempenha na Física Quântica, ou mais especificamente, nos estudos sobre a estrutura das partículas fundamentais da matéria. O caráter de oposição entre as orientações direita e esquerda dos objetos é ilustrado pelo fato de que o que temos que fazer é mudar a direção de um (ou de todos os três) eixo de coordenadas para a direção antiparalela. Ao mesmo tempo, as formas de orientações direita e esquerda são idênticas intrinsecamente. Tal identidade de formas opostas tem um tratamento específico na Física Quântica. Nela, o enantiomorfismo envolve o conceito de paridade, que tem o significado de um princípio teórico.

O conceito de simetria é aplicado não somente às figuras geométricas finitas como também às funções matemáticas. Nós podemos falar da presença, ou ausência, da simetria em relação a um plano, ou simetria por reflexão, em uma função matemática, caracterizadas pelas chamadas funções par e ímpar, respectivamente. Nelas, a presença de simetria é determinada pela conservação do sinal (função par), e a violação da simetria, pela variação do sinal (função ímpar), quando realizamos transformações de reflexão em relação a um dos eixos do sistema de coordenadas.

Mas isso não significa que uma função ímpar não possua algum tipo de simetria. Elas podem possuir simetrias que são encontradas por dupla reflexão em eixos diferentes, simetrias translacionais, ou combinações desse dois últimos tipos de simetria.

Podemos dizer, também, que em outros casos possíveis de estudos, nem sempre é uma tarefa simples detectar formas de simetria que compensem uma violação de simetria usual. Como uma lei universal, o conceito de simetria opera na forma de uma complexa combinação de transformações de simetria. Na Física de partículas elementares, nós temos a idéia conhecida de paridade combinada.

Se, por exemplo, temos dois objetos que não têm simetria por reflexão, tal violação pode ser compensada por outros tipos de simetria, sob certas condições. Vejamos, sob o referencial da simetria combinada, uma função de onda $\psi(x, y, z)$ que participa da equação de Schrödinger da Mecânica Quântica, a equação que define o movimento de uma partícula elementar. Ao investigarmos se essa função é par ou ímpar, encontramos que as funções de onda que descrevem o movimento da partícula podem ser de ambos os tipos. E ainda uma característica especial de conservação ou violação de paridade, para a partícula apropriada, pode ser introduzida.

Tomamos a função ψ e realizamos uma transformação por reflexão, o que significa que invertemos os sinais das coordenadas. Isso gera uma nova função $\psi' = \psi(-x, -y, -z)$. Se a simetria por reflexão é operativa, então a partícula descrita pela função de onda ψ não diferirá da partícula descrita por ψ' .

Em todas as transformações, a paridade de uma partícula não muda em função do tempo. Se a paridade é +1, ou seja, se a função ψ não muda de sinal em uma reflexão, então a propriedade de não-mudança de sinal é conservada. Isso significa que o estado de paridade de um sistema de partículas é o mesmo antes e depois de uma reação. Aqui, precisamos ter em mente que a paridade de um grupo de partículas, diferente de outras quantidades que obedecem a lei de conservação, é igual ao produto das paridades e não à soma das paridades das partículas individuais.

Esse princípio de conservação tornou-se parte da Mecânica Quântica na etapa de formação desta última. A descoberta da lei de conservação da

paridade e o processo de criação da Mecânica Quântica são inseparáveis. E nisso está o significado metodológico desse princípio. De fato, a Mecânica Quântica tomou forma durante o período entre 1924 e 1925. A descoberta do princípio de paridade aparece primeiramente com as investigações de O. Laporte, que já em 1924 introduziu o conceito de níveis principal e secundário no átomo. Em linguagem moderna, esses níveis são pares e ímpares. A regra de Laporte da espectroscopia pode ser formulada assim: em processos atômicos envolvendo a emissão de fótons, a paridade do estado inicial coincide com a paridade total do estado final. Ou, dizendo de outra forma, quando um átomo faz uma transição de um estado para outro, a paridade não desaparece, ela é conservada. Este é o princípio de conservação de paridade. Em 1927, E. Wigner analisou teoricamente a regra de Laporte, relacionando-a ao princípio de invariância de simetria por reflexão.

É essencial salientar o fato de que uma identidade específica é a base da simetria da função de onda ψ , assim como é a base de todos os tipos de simetria. A simetria da função de onda é um reflexo matemático do princípio de indistinguibilidade das partículas⁵.

Como em um sistema quântico as partículas são totalmente intercambiáveis (idênticas), a função de onda $\psi(x_1, x_2)$, de um sistema de duas partículas idênticas com coordenadas generalizadas (x_1, x_2) permanece sempre a mesma. A função $\psi(x_2, x_1)$ descreve o mesmo estado físico como uma função inicial, embora as coordenadas tenham sido invertidas. As formações bilineares para cada função (a densidade de probabilidade $\psi^*\psi$) são idênticas nos estados inicial e final. Qualquer análise, nesse caso, sobre simetria e conservação de paridade, a respeito da função de onda, tem que levar em conta a simetria em um sistema de pelo menos duas partículas. Aqui, o conceito de paridade de uma partícula é sem sentido. Podemos dizer que tratamos da simetria de relações estruturais e não com a simetria de entidades elementares.

A função de onda de duas partículas idênticas pode ser simétrica e anti-simétrica com relação a mudanças de coordenadas das partículas constituintes do sistema. As partículas cujo movimento é descrito por funções anti-simétricas (isto

⁵ Pelo menos até o atual estágio nas pesquisas da Mecânica Quântica.

é, funções cujo sinal muda sob reflexão) são chamadas férmions; as partículas cujo movimento é descrito por funções simétricas são chamadas bósons.

Como vimos no primeiro capítulo, os férmions obedecem a estatística de Fermi-Dirac, e os bósons, a estatística de Bose-Einstein. Vê-se disso que a simetria das funções de onda está profundamente ligada com o tratamento estatístico e com o princípio de exclusão de Pauli. Deste último princípio, sabe-se que férmions de um mesmo tipo, por exemplo nucleons, não são completamente independentes um do outro, mesmo se interações simples não estejam operando entre eles. A energia de um estado é dependente do spin total do sistema em virtude da simetria diferente da porção coordenada da função de onda em estados de diferentes spins.

No caso da conservação de paridade, podemos ver que se pode realmente falar de um princípio de conservação de simetria. Se a paridade da função de onda é positiva, a função tem simetria por reflexão, e esta simetria é conservada em transformações de partículas elementares. Mas, se essa paridade for negativa, a função dada é não-simétrica por reflexão, e essa não-simetria é conservada. Um ponto essencial é que a conservação de outros tipos de simetria está oculta nesta falta de simetria por reflexão. Assim, a lei de conservação de paridade pode ser interpretada como um princípio da conservação de simetria. A forma matemática abstrata da conservação de paridade obscurece seu conteúdo, e freqüentemente aparece como a lei de conservação do parâmetro de paridade. O significado físico da violação da paridade, relacionado com as interações, pode ser compreendido através da função hamiltoniana de interação que não pode ser invariante sob reflexão, com escolha de uma fase qualquer.

Por longo tempo, considerou-se que essa lei era válida para as interações fracas e fortes. Entretanto, vimos que em 1956, surgiu uma situação onde a quebra da conservação da paridade nas interações fracas começou a ser cogitada.

3.4 A caminho da quebra de uma lei de conservação

Evidentemente, não é todo dia que se quebra uma lei de conservação e assim a pergunta estava posta: por que a invariância por reflexão não é conservada no decaimento das partículas K?

Em outubro de 1956, Tsung Dao Lee e Chin Ning Yang publicam o artigo "Question of Parity Conservation in Weak Interactions", cujo título original deveria ter sido, segundo os autores, "A Paridade é conservada nas Interações Fracas?", mas que não foi aceito pelo editor por estar em forma de pergunta.

Os autores já trabalhavam sobre o " $\theta - \tau$ puzzle" desde maio de 1956 e, segundo YANG (1982, p. 441), em um certo momento resolveram usar a idéia de não-conservação de paridade somente nas interações fracas, trabalhando intensivamente, especialmente com o decaimento β . Eles perceberam que, nos diferentes espectros de β e em todas as características dos isótopos radioativos, a conservação da paridade é unicamente uma hipótese extrapolada a partir das interações fortes e eletromagnéticas, mas não comprovada por evidências experimentais. Portanto, para uma decisão inequívoca sobre a questão da paridade nas interações fracas (ou, como também definem, nas interações de decaimento para mésons e hiperons, e as várias interações de Fermi), Lee e Yang impuseram a obtenção de uma prova experimental que determinasse se tais interações diferenciavam a direção esquerda da direita e ressaltaram que a observação de uma quantidade pseudoescalar seria necessária e suficiente para demonstrar a violação da paridade em tais interações.

Para entendermos o que significa fisicamente a observação de um pseudoescalar, vejamos como obtemos teoricamente tal grandeza através de uma discussão sobre vetores, analisando o conceito de momento angular. Dado momento angular, definido por

$$\mathbf{L} = \mathbf{r} \times \mathbf{p},$$

temos tal produto vetorial dado por $L_x = y p_z - z p_y$ e similarmente para L_y e L_z , para um sistema de referencial S. Para um sistema S', com coordenadas invertidas (-x, -y, -z), os vetores \mathbf{r} e \mathbf{p} mudam de sinal. Assim, as componentes de \mathbf{L} nos sistemas S e

S' são as mesmas. Esse resultado deriva da definição geométrica do produto vetorial, que envolve a convenção da regra de orientação da "mão direita", ou equivalente.

Um vetor tal como o L é chamado pseudovetor ou vetor axial. Torque, momento angular, spin, campo magnético e momento magnético são exemplos de pseudovetores. Vetores e pseudovetores comportam-se da mesma maneira na translação e rotação do sistema de coordenadas. Somente na inversão é que eles diferem.

O produto escalar de dois vetores polares ou de dois vetores axiais é um número, invariante sob reflexão do sistema de coordenadas, e é chamado escalar genuíno, ou simplesmente escalar. O produto escalar de um vetor polar e um vetor axial é um número que muda de sinal sob inversão do sistema de coordenadas. Tais números são chamados pseudo-escalares.

O resultado de uma medida física é sempre um número que, entretanto, pode se comportar como um escalar ou um pseudo-escalar. A reflexão (sob um plano) não muda o sinal de escalares, mas muda o dos pseudo-escalares. Assim, se a imagem e o objeto precisam ser indistinguíveis, todos os pseudo-escalares precisam desaparecer.

A observação de pseudo-escalares com valores diferentes de zero implica na quebra da conservação da paridade. Por outro lado, até que um pseudo-escalar tenha sido observado, nenhuma informação sobre paridade é avaliável. Lee e Yang apontaram justamente que os experimentos conhecidos sobre as interações fracas não eram preparados para a observação de quantidades pseudo-escalares.

Assim, os autores propõem quatro novos experimentos, decisivos para a questão:

- 1) medida da distribuição angular dos elétrons originados por decaimentos β , a partir de núcleos orientados;
- 2) a mesma medida no decaimento de múons polarizados;
- 3) análise da polarização (longitudinal) de múons produzidos pelo decaimento de píons;
- 4) análise da polarização (circular) de raios γ em experimentos de correlação β - γ .

Todos esses experimentos estão relacionados à procura de uma correlação entre a direção (e sentido) do spin de uma partícula com a direção do momento linear \mathbf{p} dessa mesma partícula ou de outra partícula do decaimento estudado. Em 1956/57, o primeiro e o terceiro experimentos só poderiam ser realizados em alguns poucos laboratórios altamente especializados, enquanto que o quarto era considerado impraticável pelos autores.

Havia uma outra quantidade, \mathcal{H} , a polarização longitudinal ou helicidade⁶, de elétrons do decaimento β , que era mais acessível experimentalmente, mas que não foi enfatizada por Lee e Yang, fato considerado curioso por TELEGDI, V. L. (in DONCEL, M. G. et alii (eds.), 1987, p.437), já que no terceiro experimento tal efeito é citado. Essa última omissão é particularmente irônica quando analisamos algumas pesquisas experimentais sobre a polarização intrínseca de elétrons do decaimento β já realizadas (e com resultados positivos) em 1928 e 1930⁷, embora sem chegar à conclusão de que tais resultados implicavam em uma violação de simetria por reflexão. Esses experimentos, que tinham sido aparentemente esquecidos por todos, foram redescobertos por Grodzins, em 1959, porém somente depois que a violação da paridade já estava estabelecida.

Comentando sobre essa questão em um debate no *International Colloquium on the History of Particle Physics*, de 1982 (p. 447), E. Wigner relata que recebeu o artigo de Cox por volta de 1932-33, onde ele percebeu a falta de simetria espacial e escreveu comentando tal fato a Cox, dizendo que isso merecia um exame cuidadoso. Cox, então, retirou o artigo de publicação; Wigner, como vimos foi o introdutor do conceito de paridade na Mecânica Quântica, mas não percebeu a

⁶ Helicidade é o produto escalar do spin e do momento linear, dividido pelo produto do módulo dessas grandezas:

$$\mathcal{H} = \frac{\mathbf{p} \cdot \boldsymbol{\sigma}}{|\mathbf{p}| \cdot |\boldsymbol{\sigma}|}$$

$\mathcal{H}_v = -1$, o que significa que o vetor spin é antiparalelo à direção do seu momento linear, com orientação rotacional no sentido anti-horário. $\mathcal{H}_v = 1$, o que significa que o vetor spin é paralelo à direção do seu momento linear, com orientação rotacional no sentido horário.

⁷ COX, R. T. et alii, "Apparent evidence of polarization in a beam of β -rays", Proc. Nat. Acad. Sci. (USA), 14 (1928), pp.544-549. CASE, C. T., "The Scattering of Fast Electrons by Metals II. Polarization by Double Scattering at Right Angle", Phys. Rev., 36 (1930), pp.1060-1065. A descrição de tais experimentos pode ser encontrada em TELEGDI (in DONCEL, M. G. et alii (eds.), 1987, pp. 431-449).

importância da pesquisa de Cox, o que ele lamenta "... isso me embaraça pois eu acho que o artigo estava correto. Mas essas coisas acontecem."

Voltando à questão dos testes experimentais, ressaltamos que a técnica (ou, como dizem alguns, a "arte") de orientar núcleos eficientemente tinha sido desenvolvida em *Oxford* e *Leyden* (1951), nos laboratórios pioneiros de baixa temperatura e isso foi parte do motivo da "importação" de jovens físicos desses laboratórios para os Estados Unidos. E. Amber e D. D. Hoppes foram dois desses jovens que foram para o "National Bureau of Standar (N.B.S.)", em *Columbia*, pouco antes da realização do famoso "Experimento WU" utilizando o cobalto 60, o primeiro experimento que confirmou a violação da paridade. Suas contribuições para tal realização não são freqüentemente ressaltadas.

O "Experimento WU", realizado por C.S. Wu e equipe foi publicado como carta na *Physics Review*, em 15/01/57. A verificação foi feita através de fontes radioativas, cujos spins podem ser orientados (polarizados), e de detecção, por diferentes direções, da intensidade das partículas emitidas. Os pesquisadores observaram uma assimetria na intensidade de emissão de elétrons da desintegração em relação à direção do spin do Co^{60} , conforme as previsões de Lee e Yang.

Poderíamos perguntar por que esse primeiro experimento não foi realizado em *Leyden* ou *Oxford*. O que se pode aventar é que a realização (e publicação) tardia (em 1958) dos experimentos desses laboratórios aconteceu pela falta da percepção dos resultados potencialmente positivos, muito diferente da expectativa criada no "NBS", que tinha estreita ligação, via C.S. Wu, à Lee e Yang.

Em relação aos experimentos com o decaimento do múon, a situação era diferente. Embora somente seis laboratórios (*Berkeley, Carnegie Tech, Chicago, Dubna, Liverpool e Rochester*) estivessem produzindo feixes de múons, as emulsões da cadeia de decaimento $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ eram livremente analisáveis por qualquer interessado. De fato, vários grupos usaram exposições antigas para procura pela assimetria – em geral em vão, uma vez que essas exposições tinham sido obtidas com emulsões que sofreram altos campos magnéticos (suficientemente altos para eliminar a assimetria do múon e a precessão muônica).

É interessante notar que dos vários laboratórios citados acima, somente um, o de *Columbia*, empreendeu um experimento eletrônico sobre a

assimetria no decaimento do múon, e ainda somente depois que seus autores tiveram o conhecimento confidencial dos resultados do "NBS". Isso se deve em parte ao ceticismo geral (ou até mesmo, rejeição) com o qual a proposta de Lee e Yang foi recebida pela maioria dos laboratórios, e em parte pelo desconhecimento, pela maioria dos pesquisadores, da intensa polarização que os múons sofriam a partir dos campos magnéticos fortes sob os quais eles eram produzidos.

Cabe mencionar também que, ao mesmo tempo que trabalhavam com a quebra da lei de conservação de paridade, Lee e Yang publicavam, quinze dias após o aparecimento do seu importante artigo, em 09/07/1956 um estudo onde a partícula K é considerada um doubleto degenerado, a paridade é conservada e as partículas estranhas formam um doubleto de paridade: "Nesta nota a paridade é assumida ser absolutamente conservada" (LEE & YANG, 1956).

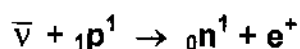
Isso mostraria talvez, que mesmo os autores não estariam tão convictos da quebra da lei de conservação de paridade, ou ainda, estariam se protegendo das críticas dos ortodoxos. Yang (1982, p.441) comenta, em suas reminiscências, três razões pelas quais a solução desses dilemas não foi óbvia. Para ele, a primeira era que as simetrias geométricas eram pensadas, automaticamente, como absolutas, e isso obteve reforço pela precisão das simetrias espaço-temporais nas físicas nuclear, molecular e atômica. A segunda era que as regras de seleção por paridade funcionavam muito bem nas físicas atômica e nuclear, corroboradas por centenas de experimentos. E a terceira era a novidade da idéia da paridade não ser conservada unicamente nas interações fracas.

O que podemos observar são os dados históricos e interpretá-los à luz de uma análise imparcial que nos leva a pensar que os autores, conhecedores das proposições anteriores, de Bohr e simpatizantes, de quebra de leis de conservação, procuraram tomar certas precauções com o *status quo* do mundo científico. No entanto, o que se viu, após a publicação dos primeiros experimentos confirmando a quebra de simetria por reflexão no decaimento β , foi uma efervescente seqüência de artigos experimentais corroborando-os.

Um dos importantes desdobramentos da proposta da quebra da paridade nas interações fracas foi mostrado nas análise teóricas de R. OEHME (1957), em que se obteve que não só a paridade (P) deveria ser não-conservada

como também a conjugação de carga (C)⁸. Deveria haver uma simetria combinada CP, ou uma invariância CP, ou ainda, invariância de inversão combinada. Isso significa que para restaurar a simetria passando de uma partícula para uma antipartícula, precisamos também fazer uma inversão por transformação de paridade. Uma primeira confirmação experimental que veio a confirmar, pelo menos qualitativamente, essa idéia foi obtida por CULLIGAN, G. et alii (1959).

Uma outra realização experimental veio adicionar mais uma parte a esse quadro de amadurecimento da Física de Partículas. Em junho de 1956, Frederick Reines, Clyde L. Cowan Jr. e equipe, realizaram a verificação experimental da existência dos neutrinos, observando a reação de decaimento β inverso



provocada por antineutrinos provenientes de um reator de fissão, em *Savannah River Plant* (USA). A observação desse decaimento, longe de qualquer emissor de elétrons (ou pósitrons), foi a evidência final – embora indireta – da existência do antineutrino e, de certo modo, do neutrino.

Nessa época, já existia um novo número quântico, o número leptônico, relacionado ao princípio de conservação de léptons. Ele foi proposto em 1953, por Konopinski e Mahmoud, tendo como valores **+1** para as partículas e^- , μ^- e ν ; **-1** para as partículas e^+ , μ^+ e $\bar{\nu}$; e **0** para todas as outras partículas. Assim, somente depois da formulação desse novo número, e da sua conservação, é que ficou evidente a necessidade do uso do antineutrino como a antipartícula⁹ necessária para conservação de léptons nas reações em que eles participam.

A demora da obtenção da confirmação da existência dos neutrinos, quase vinte cinco anos depois da previsão da sua existência, se deu em função das

⁸ Existe o teorema CPT, que colocamos de uma forma bem simples, onde a simetria combinada: partícula \Leftrightarrow antipartícula; direita \Leftrightarrow esquerda; passado \Leftrightarrow futuro; precisa ser conservada. Antes da descoberta da quebra da paridade pensava-se que as simetrias C, P e T se conservavam também separadamente.

⁹ A distinção entre o ν e o $\bar{\nu}$ é feita através de experimentos que analisam os spins do neutrino – que é sempre antiparalelo ao seu movimento – e do antineutrino – que é sempre paralelo ao seu movimento. Tal propriedade confere ao neutrino uma orientação do tipo rotacional, que pode ser descrita pelo conceito, já visto, de helicidade, introduzindo uma assimetria fundamental no seu comportamento.

dificuldades¹⁰ que já eram conhecidas a partir dos cálculos originais, em que se obteve que tais partículas penetrariam, em média, 3500 anos-luz de chumbo sólido até que fosse capaz de interagir com a matéria. A questão experimental, então, era como se detectar algo assim em alguns poucos centímetros de um detector de radiação.

A resposta foi pensar o poder penetrante do neutrino – ou, no caso, o antineutrino – como um valor médio, ou seja, como uma ocorrência de probabilidade: algumas partículas penetrariam mais do que o valor acima e outras não penetrariam toda essa distância prevista. Assim, em um intervalo de tempo suficientemente longo, um neutrino poderia interagir com a matéria de um detector apropriado. A próxima questão era conseguir colocar tal detector próximo de uma fonte abundante de neutrinos. Sabia-se que as estrelas obtêm parte de sua energia por reações nucleares que emitem neutrinos, no entanto, não era possível a colocação de detectores juntos a nossa estrela mais próxima, o Sol.

Em função disso, foi necessário esperar a criação de reatores de fissão nuclear que produzissem feixes intensos de, como já vimos, antineutrinos. Se o feixe fosse de um milhão de $\bar{\nu}$ a atravessarem o detector a cada segundo, a estimativa era de que apenas um deles seria detectado em um milhão de anos. O reator usado por Cowan Jr., Reines e equipe, felizmente, produzia um milhão de $\bar{\nu}$ a cada bilionésimo de segundo e, com enormes tanques detectores, eles finalmente detectaram os $\bar{\nu}$.¹¹

Todas essas novas elaborações e conclusões envolvendo os neutrinos foram frutos de uma intensa atividade experimental buscando medidas, por exemplo, da massa e correlação angular do neutrino com outras partículas, e principalmente da comprovação experimental de sua existência, que se concentraram na década de quarenta até 1956. A partir daí, todo esse esforço gerou uma subárea chamada Física de Neutrinos de Altas Energias. A Física de Neutrinos

¹⁰ Para se ter uma idéia, essa pesquisa tinha como título "Poltergeist Project", em 1953, conforme F. Reines (ver nota de rodapé 10).

¹¹ Uma descrição detalhada, inclusive com várias fotos, desse experimento e dos anteriores (de 1953) é feita por Reines no artigo "Neutrinos to 1960 – Personal Recollections" (in INTERNATIONAL COLLOQUIUM ON THE HISTORY OF PARTICLE PHYSICS: SOME DISCOVERIES, CONCEPTS, INSTITUTIONS FROM THE THIRTIES TO FIFTIES, *Journal de Physique* (Colloque)43, C8 (Dec. 1982), pp. 237-255.

se tornou madura nos anos sessenta e incrementou-se soberbamente a partir dos grandes aceleradores de partículas e dos reatores de fissão nuclear. Apesar de estar fora do nosso período histórico de análise, gostaríamos de ressaltar que ainda não foram completamente finalizadas as medidas da massa de repouso dos neutrinos, até o ano atual, 1999. Temos uma medida importante indicando uma massa pequena, diferente de zero, mas que ainda precisa ser confirmada por outros experimentos.

Voltando a 1957, temos que, nesse momento da Física, a nova área de "Altas Energias" está em um processo de síntese de todas essas mudanças conceituais, criando novos conhecimentos que, no entanto, formam um quadro fragmentado de idéia. Começou-se pela teoria da desintegração β , teoria de Fermi, depois a descoberta da partícula π e a correta identificação da partícula μ , em que a explicação da produção, da captura nuclear e da desintegração desta última veio também da aplicação da teoria de Fermi. Em seguida, as desintegrações das partículas estranhas, novamente, implicam essa teoria, estendendo a sua universalidade. E mais ainda, mostrou-se que tais fenômenos violam a paridade e a estranheza. Veremos no próximo capítulo, que a solução para união dessas novas questões será obtida ainda dentro do escopo da Teoria de Fermi.

CAPÍTULO 4

A TEORIA DE FERMI NA FORMA V-A

Com o intenso desenvolvimento das pesquisas com as partículas estranhas, como vimos, atingiu-se um estágio de conhecimento sobre a nova interação presente na matéria, a interação fraca, não se pondo mais em dúvida, de maneira séria, a sua existência. Mesmo a proposta da quebra da conservação da paridade, idéia muito questionada por alguns da comunidade dos físicos, não abalou a confiança na universalidade da Teoria de Fermi. Muito pelo contrário, junto com a confirmação experimental da quebra da paridade (P) e da posterior não-conservação da inversão de carga (C), o que apresentaremos no atual capítulo é uma reformulação da proposta de Fermi – a forma V-A –, adequando-a às questões da paridade e da carga.

Veremos, também, que a idéia de um bóson intermediário com carga, portador da interação fraca, antiga proposta de Yukawa, será resgatada com certas modificações. Sobre essa idéia, juntamente com a proposta de um bóson intermediário neutro, analisaremos o trabalho pioneiro, assim reconhecido somente a partir dos anos 80, do físico brasileiro José Leite Lopes.

Ficará evidente, também, nesse capítulo, que o amadurecimento do formalismo integrante na estruturação das novas propostas que envolvem um tratamento quântico, além de ser uma linguagem teórica, se torna parte da própria idéia quando tentamos entendê-la. Assim, apresentaremos esse formalismo, explicando-o, mas tomando o cuidado em não transformar uma linguagem sofisticada em linguagem comum, nem deslizar em categorias não apropriadas.

4.1 Contextualização das propostas de reformulação da Teoria de Fermi

E. C. George Sudarshan era um “estudante da elite” junto a Robert Marshak, no Departamento de Física na Universidade de *Rochester*, quando a discussão da quebra da paridade ocorreu, e, como conta Marshak, “eu julguei que ele poderia fazer um melhor trabalho sobre o problema que eu tinha indicado a respeito da estrutura universal de Lorentz e a possibilidade de sua aplicação para todas as interações fracas conhecidas (incluindo o decaimento das partículas

estranhas), incluindo [sic] os novos resultados de violação de paridade. Sudarsham e eu discutíamos o problema da Interação Fraca sempre que necessário, seja por suas questões ou quando eu pensava um novo ponto. Sudarsham era um pesquisador independente, com pouca necessidade de atendimento; além disso, eu estava bem familiarizado com a fenomenologia crescente em interações fracas, o que levava a discussões freqüentes entre mim e Sudarsham.”(apud MEHRA, J., 1994, p. 467) Assim, o problema que Sudarsham trabalhava para o obter seu Ph.D. requereu uma análise de todos os resultados experimentais ligados às interações fracas.

Pela época da Sétima Conferência de *Rochester*, em abril de 1957, Sudarsham já tinha completado a análise sobre os dados experimentais e concluído: “Embora esteja claro que uma mistura de vetor [V] e vetor axial [A]¹ seja a única interação universal possível entre quatro férmions e com as características muito elegantes, parece que experimentos publicados e vários não publicados não podem ser reconciliados com esta hipótese. Esses experimentos são:

- (A) a correção angular do elétron-nêutron no He⁶ (Rustad e Ruby);
- (B) o sinal da polarização do elétron originado do decaimento do múon (Lederman et al.);
- (C) a freqüência do modo do elétron no decaimento do píon (Anderson e Lattes);
- (D) a assimetria do decaimento do nêutron polarizado (Telegdi et al.).

Todos esses experimentos deveriam ser refeitos, particularmente alguns deles que contradizem os resultados experimentais recentes sobre a interação fraca. Se qualquer dos quatro experimentos acima se mantiver, será necessário abandonar a hipótese V-A da interação entre quatro férmions ou as suposições de um neutrino de dois componentes e/ou conservação de léptons.” (SUDARSHAM, E.C.G. & MARSHAK, R. E., in KABIR, P. K. (ed.), 1963, p. 126)

Os principais resultados desse trabalho já haviam sido discutidos, com a obtenção de uma teoria universal V-A, através do princípio de invariância de

¹ Usaremos novamente neste capítulo as abreviações S, P, V, T e A, quando estivermos nos referindo, respectivamente, aos escalares, pseudo-escalares, vetores, tensores e vetores axiais.

quirialidade², por Sudarsham e Marshak já em abril de 1957 (SUDARSHAM, E. C. G., in BROWN, L. M. et alii (eds.), 1989, p. 487) mas não foram apresentados como trabalho na Sétima Conferência de *Rochester* que foi realizada nessa época, nem como comentários na sessão onde Feynman apresentou suas conjecturas sobre a forma V, A da interação no decaimento β e nas discussões “abertas para todos” ao final da conferência realizada após as exposições de T. D. Lee ou C. S. Wu.

Marshak deveria comentá-lo, mas não o fez em função do espectro exposto por Wu, de uma interação de tipo V,T para o decaimento β (requerendo helicidades opostas para o neutrino), defendida por ela. Marshak estava relutante em propor uma interação do tipo V-A para a interação universal de Fermi, pois queria aspectos mais consistentes a partir dos experimentos com violação de paridade nas interações fracas. Sudarsham, como era estudante, não podia fazer exposições nem comentários, pois essas eram as regras da Conferência de *Rochester*. Assim, ele pediu para P.T. Matthews, professor visitante na Universidade de *Rochester*, que reportasse a sua teoria mas, segundo MEHRA (1994, p.480), em função das indicações de Wu, onde o tipo de interação no decaimento β aparecia com uma combinação de tipo V, T, ele decidiu não mencioná-la.

Embora Marshak e Sudarsham fossem ambos consultores na *Rand Corporation*, em Santa Mônica, no verão de 1957, Sudarsham visitou a Califórnia nas férias e, a pedido de Marshak, um encontro foi marcado com Gell-Mann no princípio de julho para se discutir o *status* da teoria de interação fraca. Neste encontro, além dos três citados, estavam presentes Felix Boehm e Berthold Stech. Marshak e Sudarsham mencionaram suas conclusões sobre o tipo V-A como a lei do

² Esse termo foi adotado no sentido que apresentaremos, segundo PAIS (1986, p. 535), por S. Watanabe, em 1957. Vejamos agora a definição de *quirialidade*. Dadas as matrizes de Dirac

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \gamma^1 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_1 \\ -\sigma_1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma^2 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_2 \\ -\sigma_2 & 0 \end{pmatrix} \quad \text{e} \quad \gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_3 \\ -\sigma_3 & 0 \end{pmatrix},$$

onde I é uma matriz unitária e

σ_i são as usuais matrizes de Pauli

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \text{e} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Na formulação de Dirac, temos $\gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$, se

tornando

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Essa matriz, que reverte seu sinal sob uma reflexão no espaço e se comporta como

uma quantidade pseudo – escalar, é chamada operador quirial ou quirialidade.

decaimento β que eles tinham obtido e pediram para F. Bohem, experimentalista, uma atualização para se confirmar se a combinação V,T era inconsistente com os experimentos de violação de paridade no decaimento β , comentando que estavam escrevendo um trabalho sobre o problema.

Durante a primavera e o verão de 1957, Gell-Mann escreveu um artigo de revisão sobre as interações fracas junto com Arthur Rosenfeld: "Eu cheguei à conclusão que a Interação Universal de Fermi pode ainda estar correta e ter a forma V-A, contanto que ignoremos vários resultados experimentais. Nós incluímos a idéia no artigo de revisão, chamando-a de 'a última posição' da Interação Universal de Fermi." (GELL-MANN, M. & ROSENFELD, A.H., 1957, p. 433)

Segundo Gell-Mann, ele tirou férias depois de mencionar a "última posição" a F. Bohem que a descreveu para Feynmann. Este último ficou muito entusiasmado com a idéia, expandindo-a e escrevendo um longo artigo sobre o tema. Quando Gell-Mann voltou de férias, eles decidiram modificar juntos algumas partes e assiná-lo em conjunto.³

O artigo de Sudarsham & Marshak, intitulado "A natureza da interação de quatro férmions", foi completado na primeira metade de julho de 1957 (enquanto ambos estavam no sul da Califórnia), e um resumo foi enviado imediatamente para N. Dallaporta, coordenador da Conferência Internacional de Pádua-Veneza (23-28 de setembro), onde Marshak apresentou o artigo em questão. *Preprints* desse artigo foram enviados para *Rochester* em 16 de setembro de 1957; por coincidência, o artigo de Feynmann & Gell-Mann foi recebido no mesmo dia pela revista *Physical Review*.

Uma outra formulação da interação V-A foi criada por J.J. Sakurai. Esse autor soube a respeito do trabalho de Sudarsham e Marshak a partir de uma cópia do artigo publicado por eles enviada para Hans Bethe que estava em Cornell, onde Sakurai também estava. No começo de outubro, Sakurai foi discutir a teoria V-A com Marshak, em *Rochester*, de quem recebeu cópias do trabalho dele com Sudarsham, como também o artigo de Feynmann & Gell-Mann (pelo qual ele agradeceu a Marshak em uma carta datada de dez de outubro de 1957). Sakurai

³ Uma descrição detalhada e com entrevistas sobre essa etapa da vida de Feynman pode ser encontrada em MEHRA (1994, pp. 462-467).

adotou a linguagem de Tiommo-Stech-Jensen da “invariância da massa-reversa” - que é completamente equivalente à invariância de quiralidade de Sudarsham & Marshak - e então fez uso do tratamento de Feynmann & Gell-Mann com a equação de duas componentes de Klein-Gordon como a base da sua formulação da interação V-A.

Usando o artigo de C.S. Wu (1964), faremos uma exposição resumida das três formulações, na ordem histórica, respectivamente Sudarsham & Marshak, Feynmann & Gell-Mann, e Sakurai.

4.2 As três novas formulações para a Teoria de Fermi

Como veremos, a forma V-A da Interação Universal de Fermi foi obtida através de três abordagens teóricas diferentes. Todas elas foram baseadas na representação do spinor de quatro componentes ψ em termos dos spinores de dois componentes ϕ_- e ϕ_+ . Para permitir que somente um dos spinores ϕ apareça na interação, hipóteses diferentes foram propostas para justificar tal restrição. Essas três hipóteses foram:

- (1) a invariância da quiralidade;
- (2) a formulação dos spinores de dois componentes de Dirac;
- (3) a invariância da massa-reversa.

4.2.1 A invariância da quiralidade

A palavra ‘quiralidade’ vem da palavra grega *kheir* (mão), e refere-se ao estado direcional, ou seja, suscetível de ser orientado, de uma partícula. A transformação de quiralidade é definida como $\psi \rightarrow \gamma_5\psi$. Para uma partícula com um dado valor de momento, a equação de Dirac tem quatro soluções, cada uma delas com um spinor⁴ de quatro componentes. Assim, para uma partícula de massa

⁴ Um spinor de Dirac é um vetor na forma de uma matriz de uma coluna, com quatro componentes.

zero, por exemplo, um neutrino, dessas quatro soluções, duas têm quiralidade positiva, $\gamma_5\psi = \psi$ e duas têm quiralidade negativa $\gamma_5\psi = -\psi$.

No caso de $m \neq 0$, o spinor geral de Dirac não é um auto-estado do operador γ_5 . Entretanto, ele pode ser expandido em termos desses auto-estados. Nós podemos escrever

$$\psi = \psi_+ + \psi_-$$

onde

$$\psi_{\pm} = \frac{1}{2} (1 \pm \gamma_5).$$

Em termos dos spinores de dois componentes I, ϕ, ξ , nós temos

$$\gamma_5 = \begin{bmatrix} 0 & -I \\ -I & 0 \end{bmatrix}$$

e

$$\psi = \begin{bmatrix} \phi \\ \xi \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \phi - \xi \\ -(\phi - \xi) \end{bmatrix} + \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \phi + \xi \\ \phi - \xi \end{bmatrix}.$$

Assim

$$\psi_+ = \begin{bmatrix} \phi_- \\ \phi_- \end{bmatrix} \quad \text{e} \quad \psi_- = \begin{bmatrix} \phi_+ \\ \phi_- \end{bmatrix},$$

onde $\phi_{\pm} = \frac{1}{2} (\phi \pm \xi)$.

Expressando isso em palavras, significa que se projetamos com o operador de quiralidade positivo, obtemos o spinor de duas componentes ϕ_- ; usando o operador de quiralidade negativo, produz-se o spinor de duas componentes ϕ_+ .

Sudarsham e Marshak propuseram, com essas condições acima, que a interação total entre quatro férmions deveria ser invariante sob uma transformação γ_5 aplicada em qualquer das funções ψ 's, $\psi_i \rightarrow \gamma_5\psi_i$.

Assim, consideramos a interação entre quatro férmions

$$g(\bar{\psi}_2 O \psi_1)(\bar{\psi}_4 O \psi_3)$$

e fazemos as transformações

$$\psi_i \rightarrow \gamma_5 \psi_i \quad \text{e} \quad \bar{\psi}_j \rightarrow -\bar{\psi}_j \gamma_5.$$

Então, a invariância da quiralidade implica

$$\bar{\psi}_j O \psi_i \equiv -\bar{\psi}_j \gamma_5 O \gamma_5 \psi_i$$

onde O é um operador qualquer. Temos

$$O \gamma_5 = O \quad \text{e} \quad -O \gamma_5 = O$$

ou

$$[O, \gamma_5]_{\pm} = 0.$$

Isso significa que O e γ_5 anticomutam⁵.

Dos cinco operadores (S, V, T, A, P)⁶ somente V e A anticomutam com γ_5 ; S, T, e P comutam com γ_5 . Desse modo, o operador O deve ser uma combinação linear de V e A,

$$O = a \gamma_{\mu} + b \gamma_{\mu} \gamma_5.$$

Da condição $O \gamma_5 = O$,

$$O = b \gamma_{\mu} + a \gamma_{\mu} \gamma_5 = a \gamma_{\mu} + b \gamma_{\mu} \gamma_5.$$

Assim,

$$a = b \quad \text{ou} \quad O = a \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5).$$

A expressão da interação será

$$g \left[\bar{\psi}_2 \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \psi_1 \right] \left[\bar{\psi}_4 \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) \psi_3 \right].$$

⁵ Comutação significa que dadas duas grandezas a e b , dizemos que elas comutam se $a.b = b.a$; se $a.b \neq b.a$ dizemos que essas relações são não-comutativas. As grandezas a e b podem ser matrizes. Temos várias relações de comutação (e anticomutação) na Mecânica Quântica que podem ser encontradas no manuais de Física.

⁶ Os operadores S, P, V, T e A podem ser definidos como as matrizes:

1 : escalar;

γ^{μ} : quadrivetor;

$\sigma^{\mu\nu} = \frac{1}{2} [\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}]$: tensor anti-simétrico;

$\gamma^{\mu} \gamma_5$: pseudoquadrivetor;

$i\gamma_5$: pseudo-escalar, onde os índices μ e $\nu = 0, 1, 2, 3$.

Como um exemplo na QED, o quadrivetor $\bar{\psi}(x) \gamma^{\mu} \psi(x)$ é proporcional à densidade de corrente eletromagnética do campo de elétron.

Naturalmente, nós poderíamos ter escolhido $(1 - \gamma_5)\psi$ ao invés de $(1 + \gamma_5)\psi$; então teríamos $\psi \rightarrow -\gamma_5\psi$, e obteríamos $a = -b$, que outra vez leva a uma interação do tipo V,A. Teoricamente, essas duas possibilidades são igualmente boas.

4.2.2 A formulação de spinores de dois componentes dos spinores de Dirac

Como foi percebido, para $m \neq 0$, ψ_+ e ψ_- não podem ser escritos na forma de equações de Dirac, e ainda era um tanto estranho escrever a expressão das interações apenas em função ψ_+ e ψ_- para toda e qualquer partícula. A grande contribuição de Feynman e Gell-Mann a este respeito foi explicar a situação mostrando que a equação de Dirac pode ser expressa em termos da função de onda de dois componentes. Entretanto, a função de onda precisa satisfazer a equação de segunda ordem de Klein-Gordon. Uma vez que se aceita esse ponto de vista, então os princípios propostos para restringir a interação em termos de (V, A) parecem ser mais razoáveis.

A equação de Dirac de primeira ordem para a função ψ de quatro componentes pode ser escrita em termos das matrizes de Dirac como

$$H\psi = \alpha \cdot p\psi + \beta m\psi.$$

Tal função de onda pode ser também expressa em termos dos spinores de dois componentes ϕ e ξ . Então

$$H\phi = \sigma \cdot p\xi + m\phi, \quad H\xi = \sigma \cdot p\phi - m\xi.$$

Adicionando e subtraindo essas equações, nós obtemos

$$H\phi_+ = \sigma \cdot p\phi_+ + m\phi_-, \quad H\phi_- = -\sigma \cdot p\phi_- + m\phi_+,$$

onde ϕ_+ e ϕ_- são definidos como antes.

Se $m = 0$, essas equações são separáveis, e assim as funções ψ_+ e ψ_- , que são auto-estados do operador de quiralidade γ_5 , são autofunções da equação de Dirac. Para $m \neq 0$, as duas equações são inseparáveis. Entretanto, ϕ_+ e ϕ_- satisfazem a equação de Klein-Gordon desde que com

$$\phi_+ = (1/m)(H + \sigma \cdot p)\phi_-,$$

nós tenhamos

$$\begin{aligned} m^2\phi_- &= m(H - \sigma \cdot p)\phi_+ = (H - \sigma \cdot p)(H + \sigma \cdot p)\phi_- = \\ &= [H^2 - (\sigma \cdot p)^2]\phi_- = (H^2 - p^2)\phi_-, \end{aligned}$$

ou

$$[(\partial^2/\partial t^2) - \nabla^2 + m^2]\phi_- = 0.$$

Esta é a bem conhecida equação de Klein-Gordon. Embora a função ϕ_+ não apareça explicitamente na teoria, ela aparece expressa em termos de ϕ_- e de suas derivadas. Isso implica que a teoria completa pode ser expressa em termos de uma função de onda de dois componentes, seja ϕ_+ ou ϕ_- , mas que precisa satisfazer a equação de Klein-Gordon.

A partir dos conhecimentos experimentais, sabe-se que a interação entre quatro férmions em termos dos ψ 's é linear nos campos e não contém derivadas. Mas, em uma forma de interação arbitrária, mesmo se ela é linear em ψ , em geral, ela envolve os termos ψ_+ e ψ_- , ou em termos das funções de dois componentes, ϕ_+ e ϕ_- . Se ela é expressa somente em termos de ϕ_- , a interação deve conter termos proporcionais a ϕ_- e também a $\phi_- \sim \partial\phi/\partial x$. Se, entretanto, insistirmos que termos derivativos não devem aparecer, então a interação, formulada em termos de ψ , deve conter somente ψ_+ , ou seja, sem termos ψ_- , isto é, somente ϕ_- , sem termos ϕ_+ (ou vice-versa). Tal exigência é idêntica com os resultados a partir da invariância da quiralidade.

4.2.3 Invariância da massa reversa

Considere o comportamento da equação de Dirac

$$\gamma_\mu p_\mu \psi = im\psi$$

sob a transformação $\psi \rightarrow \gamma_5 \psi$. Uma vez que γ_5 anticomuta com cada γ_μ , nós temos

$$\gamma_\mu p_\mu (\gamma_5 \psi) = -im(\gamma_5 \psi).$$

Assim, $\gamma_5\psi$ não é uma autofunção da equação de Dirac a menos que também façamos uma transformação $m \rightarrow -m$. A equação de Dirac é, então, invariante sob a transformação da "massa-reversa" combinada:

$$\psi \rightarrow \gamma_5\psi, \quad m \rightarrow -m$$

Quando aplicamos simultaneamente essa transformação para cada um dos quatro férmions da interação e exigimos que tal interação seja invariante, isso equivale à invariância de γ_5 .

4.2.4 Conexão com a interação V-A

As três hipóteses discutidas acima são equivalentes à suposição que a interação do decaimento β ocorre somente em estados de quiralidade positiva, isto é, de helicidade negativa. A exigência de helicidade negativa, isto é, polarização *left-handed* para elétrons e neutrinos (em estados de energia positiva), implica a existência de uma combinação (V, A) no decaimento β , mesmo considerando os coeficientes arbitrários. Se exigirmos que os nucleons envolvidos são também polarizados com *left-handed* (se suas massas de repouso forem negligenciadas), então a interação é unicamente definida como V-A.

Usando as relações $\gamma_5(1 + \gamma_5) = (1 + \gamma_5)\gamma_5$, essa interação pode ser escrita como

$$g[\bar{\psi}_2\gamma_\mu(1+\gamma_5)\psi_1][\bar{\psi}_4\gamma_\mu(1+\gamma_5)\psi_3] = g\left\{\left(\bar{\psi}_2\gamma_\mu\gamma_5\psi_1\right)\left[\bar{\psi}_4\gamma_\mu\psi_3(1+\gamma_5)\right]\right\}.$$

Desde que γ_μ e $i\gamma_\mu\gamma_5$ são normalmente operadores do tipo vetor e vetor-axial, respectivamente, nós temos, então, a combinação (V-A). Essa interação universal (V-A) entre quatro férmions produz neutrinos de duas componentes de helicidade negativa, leva à conservação de léptons e é invariante sob uma inversão combinada de carga e paridade (CP).

A interação universal (V-A) difere, da interação vetorial originalmente proposta por Fermi

$$\left(\bar{\psi}_2\gamma_\mu\psi_1\bar{\psi}_4\gamma_\mu\psi_3\right),$$

somente pelo fator extra $1 + \gamma_5$. Ressalta-se quão próximo Fermi chegou da forma correta da interação no decaimento β , antecipando uma compreensão que somente se firmou depois da metade dos anos 50.⁷

4.3 As propostas analisadas a partir dos artigos originais

4.3.1 "The Nature of the Four-Fermion Interaction" (Sudarsham & Marshak)

Os autores introduzem o artigo ressaltando que a igualdade entre as constantes de acoplamento, nos processos de decaimento β e de decaimento e captura do μ , levou à postulação de uma Interação Universal de Fermi entre os pares de spinores de campos n_p , $\mu\nu$, $e\nu$. Comentam, também, que o decaimento fraco das partículas estranhas são consistentes com uma constante de acoplamento da mesma ordem de grandeza, e assim incluem o par $\Lambda^0 p$ nos pares de spinores acima.

Em seguida, ressaltam a necessidade de se reexaminar essa universalidade sob o enfoque dos recentes experimentos de não-conservação de paridade e de conjugação de carga nas interações fracas. Assim, propõem, a partir da análise dessas interações, a hipótese de neutrinos com uma função de onda com dois componentes ao invés das usuais quatro componentes, e da lei de conservação de léptons, eles concluem que a única interação de quatro férmions possível é aquela resultante da composição equânime de grandezas vetoriais e vetoriais axiais.

Sudarsham-Marshak tratam, no segundo tópico, as evidências experimentais a partir do decaimento β , que levam à conclusão que as interações podem ser do tipo escalar-tensorial (S-T) ou vetorial-axial (V-A), dependendo da aceitação dos experimentos conhecidos do He^6 e do A^{35} , pois sua aceitação

⁷ Na descrição moderna, encontramos a função hamiltoniana de Fermi na seguinte forma

$$H = \frac{G}{\sqrt{2}} [J_\lambda^\dagger(j_\lambda(e) + j_\lambda(\mu)) + j_\lambda^\dagger(\mu)j_\lambda(e)] + \text{herm. conj.}$$

$$\text{Com } \begin{aligned} J_\lambda &= \bar{n}(1 + a\gamma_5)p & e \quad \ell = e, \mu. \\ j_\lambda(\ell) &= \bar{\ell}\gamma_\lambda(1 + \gamma_5)\nu \end{aligned}$$

$$(G \cong 10^{-49} \text{ erg.cm}^3 = 6.25 \times 10^{-44} \text{ MeV.cm}^3 \text{ e } a = g_A/g_B = 1.2539 \pm 0.063)$$

implicaria no tipo escalar-tensorial. Os autores consideram, no entanto, que esses experimentos deveriam ser refeitos, e então seria confirmado o outro tipo, ou seja, o vetorial-axial.

Segundo Marshak e Sudarsham,

“A escolha entre S-T e V-A implica essencialmente na correlação angular entre elétron-neutrino ou, o que é equivalente, na determinação da espiralidade da partícula neutra emitida no decaimento β . (...) A determinação da espiralidade do neutrino diretamente é impossível, mas a consideração da interação Universal de Fermi sugere que ela deveria ser orientada para a direita.” (SUDARSHAM, E. C. G. & MARSHAK, R. E., *in* KABIR, P.K. (ed), 1963, p.122)

No segundo tópico, encontramos o estudo das evidências experimentais a partir dos múons, que não são conclusivas, pois levam a considerar que combinações dos tipos V-A, V-T ou A-T são admissíveis. A seguir, são feitos estudos sobre os mésons **K** e os píons, que indicam o tipo V-A, mas também não são conclusivos.

Assim, no terceiro tópico, os autores apresentam “um esquema das interações universais de Fermi”, onde indicam que a conclusão em comum entre decaimento β , múons, píons e kaons que mantém a universalidade de Fermi é o acoplamento do tipo V-A entre os pares de campos $\mu\nu$, $e\nu$, np , Λ^0p .

“Esse esquema provê um mecanismo natural para a violação de paridade no pares np , Λ^0p levando aos modos τ e θ do méson K. Como mérito adicional, podemos mencionar que a combinação AV comporta-se da mesma forma para o decaimento de mésons escalares e pseudo-escalares. Isso é importante se as presentes indicações de que o kaon é escalar mostrarem-se corretas.” (SUDARSHAM, E. C. G. & MARSHAK, R. E., *in* KABIR, P.K. (ed), 1963, p.124)

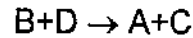
No contexto da sua proposta, a interação β é definida unicamente pelo sinal da assimetria do elétron no decaimento do Co^{60} orientado. Essa única forma é

$$g\bar{P}\gamma_{\mu}(1+\gamma_5)N\bar{e}\gamma_{\mu}(1+\gamma_5)\nu$$

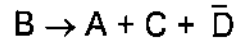
A hipótese da Interação Universal generaliza esse acoplamento β ao acoplamento de quatro campos de Dirac A, B, C, D, na forma

$$g\bar{A}\gamma_{\mu}(1+\gamma_5)B\bar{C}\gamma_{\mu}(1+\gamma_5)D$$

estipulando que a reação



ou de maneira equivalente, a reação



satisfaçam as leis de conservação da carga elétrica, do número leptônico e número bariônico. Usando as propriedades de combinação⁸ de γ_5 e γ_μ , nós podemos reescrever essa interação na forma

$$\begin{aligned} g\bar{A}\gamma_\mu(1+\gamma_5)B\bar{C}\gamma_\mu(1+\gamma_5)D &= \\ &= \frac{1}{4}g\bar{A}(1-\gamma_5)\gamma_\mu(1+\gamma_5)B\bar{C}(1-\gamma_5)\gamma_\mu(1+\gamma_5)D = \\ &= g\bar{A}'\gamma_\mu B'\bar{C}'\gamma_\mu D' \end{aligned}$$

onde A' , B' , C' , D' são campos de duas componentes, como por exemplo

$$A' = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)(1+\gamma_5)A \quad \bar{A}' = A'^*B = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)\bar{A}(1-\gamma_5).$$

Então, o campo de duas componentes

$$\left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right)(1+\gamma_5)A$$

é um auto-estado do operador de quiralidade com autovalores iguais a ± 1 .

A Interação Universal de Fermi, assim, enquanto não preserva a paridade, preserva a quiralidade e a máxima violação da paridade é originada pela condição de invariância da quiralidade. Segundo Sudarsham e Marshak,

“Esse é um princípio formal elegante, que agora substitui a condição de Lee-Yang de acoplamento de um campo de neutrinos de duas componentes...”
(SUDARSHAM, E. C. G. & MARSHAK, R. E., *in* KABIR, P.K. (ed), 1963, p.126).

4.3.2 “Theory of the Fermi Interactions” (Feynmann & Gell-Mann)

Os autores iniciam seu artigo, ressaltando a simplicidade de uma proposta de descrição do neutrino por uma função de onda de dois componentes, como resposta à quebra da lei de simetria por reflexão em decaimentos por interação fraca. Ressaltam que, como uma das conseqüências dessa proposta, os

⁸ Essas grandezas anticomutam.

neutrinos emitidos no decaimento β são inteiramente polarizados ao longo de sua direção de movimento, havendo consideráveis evidências experimentais neste sentido.

No entanto, os autores propõem uma outra maneira de introduzir a violação da paridade no que eles chamam de “decaimento fracos”. Essa maneira é relacionada com o número de componentes usados para descrever o elétron na equação de Dirac

$$(i\nabla - \mathbf{A})\psi = m\psi ,$$

e colocam a seguinte questão: por que a função de onda precisa ter quatro componentes? Eles explicam que normalmente é afirmado que, para descrever o spin de elétron, nós precisamos ter dois componentes, e como precisamos representar os estados negativos ou os pósitrons, precisamos de mais dois. Eles consideram que tal argumento é insatisfatório. Assim, eles tomam para estudo uma partícula de spin zero, com uma função de onda de um único componente.

O sinal da energia é determinado através da variação da função no espaço e no tempo; para a equação de Klein-Gordon, que é de segunda ordem, nós precisamos da função e de sua derivada em função do tempo para “predizer o futuro”. Assim, eles propõem, para o caso de spin $\frac{1}{2}$, usar um spinor de dois componentes para a função de onda, mas que satisfaça uma equação diferencial de segunda ordem.

Os autores desenvolvem o formalismo dessa proposta e obtêm uma expressão matemática condizente com essas condições (chegando a um operador de campo que tem somente dois componentes independentes, como queriam) e comentam que é indiferente utilizar essa última expressão ou a expressão original citada acima para qualquer problema da eletrodinâmica, em que elétrons não são criados nem destruídos (exceto com pósitrons).

No entanto, eles perguntam: Mas o que nós faríamos se estivéssemos tentando descrever um decaimento β , onde um elétron é criado? Nós usaríamos um operador de campo de quatro componentes na função Hamiltoniana para representar a aniquilação de um elétron, ou usaríamos um operador de dois componentes?

Eles observam que a utilização de

$$\varphi = \frac{1}{2}(1 + i\gamma_5)\psi$$

que é a expressão encontrada para o operador de campo de dois componentes sem o envolvimento de gradientes, leva à não-conservação da paridade. No entanto, isso não se configura como problema, já que era de conhecimento recente que tal dessimetria é coerente com os experimentos.

Assim, por essa razão, um dos autores, Feynman, sugere como regra, que o elétron, no decaimento β , é diretamente acoplado por φ , ou, o que significa a mesma coisa, no acoplamento usual de quatro partículas

$$\sum C_i (\bar{\psi}_n O_i \psi_p) (\bar{\psi}_v O_i \psi_e),$$

substitui-se sempre ψ_e por $\frac{1}{2}(1 + i\gamma_5)\psi_e$.

Uma das conseqüências diretas dessa regra é que o elétron emitido nesse decaimento será sempre polarizado antiparalelamente (e o pósitron paralelamente), com a polarização chegando a 100% com $v_e \rightarrow c$, independentemente do tipo de acoplamento. Isso é uma conseqüência direta do operador de projeção

$$a = \frac{1}{2}(1 + i\gamma_5)$$

Os autores passam então a discutir a generalização dessa regra, aplicando-a a todas as funções de onda de todas as partículas envolvidas na interação. Com isso, eles estão a procura de qual é o tipo ideal de acoplamento: S (escalar), T (tensorial), P (pseudo-escalar), V (vetorial) ou A (axial). Por regras de comutação, eles demonstram que somente os tipos V e A sobrevivem, levando ao mesmo acoplamento e obtêm a forma mais geral possível para a interação β , segundo sua hipótese:

$$\frac{1}{2} G (\bar{\psi}_n \gamma_\mu a \psi_p) (\bar{\psi}_v \gamma_\mu a \psi_e),$$

por eles assumida como interação universal. Assim, por exemplo para a partícula múon em seu decaimento, teremos

$$\frac{1}{2}G(\bar{\psi}_\mu \gamma_\mu a \psi_\nu)(\bar{\psi}_\nu \gamma_\mu a \psi_e).$$

Feynmann e Gel-Mann ressaltam que uma vez que a função de onda do neutrino aparece sempre na forma $a\psi_\nu$, somente neutrinos com spin antiparalelo – spin com orientação contrária à do momento - podem existir. Ou seja, a teoria de dois componentes do neutrino com conservação de léptons é válida. Assim, eles exemplificam:

“... uma partícula β é um lépton com spin antiparalelo; com ela é emitido um antineutrino que é um antilépton com um spin paralelo. Em uma transição com $\Delta J = 0$, eles tendem a ir em paralelo para cancelar o momento angular. Essa é a correlação angular típica do vetor de acoplamento.” (FEYNMANN, R. P. & GELL-MANN, M., 1958, p. 195)

Em seguida, eles aplicam sua teoria para a captura do múon e para as partículas estranhas. Para essas últimas, ressaltam que uma teoria como a elaborada por eles, na qual somente o neutrino porta o operador a , não pode explicar a quebra da paridade em decaimentos onde neutrinos não estejam envolvidos. Assim, a explicação da não-conservação da paridade para as partículas estranhas vem em consequência da mesma constante universal de acoplamento e da aplicação de a na função de onda dos nucleons.

Prosseguindo com a apresentação das especificidades da teoria, os autores mostram a não-renormalização como resultado esperado a partir de uma analogia com a eletrodinâmica e com o conceito de interação entre correntes presente nela. Em certo ponto, eles indicam que o ponto de vista por eles adotado é aquele onde “...todas as interações fracas surgem da interação de uma corrente J_μ com ela mesma, possivelmente via um méson vetor carregado intermediário, com grande massa.” (FEYNMANN, R. P. & GELL-MANN, M., 1958, p. 197)

Esse ponto é interessante, pois já indica a busca de um bóson intermediário para as interações fracas. Os autores dizem explicitamente que ignoram a possibilidade de uma corrente neutra que estaria possivelmente acoplada a um campo neutro intermediário. E dizem “Nenhum acoplamento fraco é conhecido que requeira a existência de tal tipo de interação.”(Ibidem, p. 197).

Finalizando, encontramos as seguintes conclusões dos autores sobre as características das interações segundo a sua teoria:

“É engraçado que essa interação [fraca] satisfaça simultaneamente quase todos os princípios que foram propostos nos fundamentos teóricos para determinar os acoplamentos β possíveis. Ela é universal, simétrica, produz neutrinos com duas componentes, conserva léptons, preserva invariância sob as simetrias CP e T, e é a possibilidade mais simples sob um certo ponto de vista (aquele da função de onda de duas componentes enfatizado neste artigo).” (FEYNMANN, R. P. & GELL-MANN, M., 1958, p. 198)

Sob tais argumentos teóricos, os autores sugerem que os experimentos discrepantes com as suas conclusões devem estar errados e precisam ser refeitos. Sugerem, também, que tais estudos abrem várias possibilidades de pesquisa. Uma delas é sobre a re-análise de todas as teorias, como a teoria do méson, escrevendo-as na forma de funções de ondas de dois componentes para verificar se novas possibilidades de acoplamentos são sugeridas. Outras questões são sugeridas, mas não acrescentam novidades para a nossa análise.

4.3.3 “*Mass Reversal and Weak Interactions*” (Sakurai)

Sakurai inicia seu artigo, recebido pelo editor da revista **Nuovo Cimento** em 31/10/57, comentando as tentativas de explicações sobre a quebra da paridade nas interações fracas. Tal não-conservação sugere uma propriedade peculiar de reflexão ao campo de neutrino livre e se satisfaz com a existência do neutrino de dois componentes, o que garante a quebra do princípio de reflexão com uma compreensão “natural” da quebra da paridade. No entanto, o autor ressalta que tal explicação não é extensível ao problema “ $\theta - \tau$ ”, pois neste o neutrino não está presente. Ele relata que as investigações indicam que a quebra da paridade advém de uma função Hamiltoniana de interação perpendicular.

Em uma passagem inicial, Sakurai indica como o problema de paridade estremeceu a sua confiança nos princípios invariantes:

“Todas essas considerações indicam que uma profunda apreensão é necessária para compreender a natureza da não-conservação [da paridade] nas interações fracas. Ainda que nós não acreditemos que as leis fundamentais da Física possam ser derivadas de considerações *a priori*, os princípios invariantes orientaram-nos, no passado, a corretas formulações de leis físicas quase tanto quanto têm nos levado a erros. O propósito desse artigo é fazer uma tentativa em compreender, a partir de um único princípio invariante, o processo no qual

princípios invariantes bem estabelecidos mostraram-se falhos.” (SAKURAI, 1958, p. 650)

O princípio invariante que ele usará é aquele da massa reversa, ou seja, a função Hamiltoniana da interação, como também a Hamiltoniana de Campo Livre, deve ser invariante sob uma transformação onde a massa troca de sinal.

Podemos ver em seu trabalho que, fazendo uma analogia com a invariância da equação de Dirac sob uma transformação com matrizes hermitianas γ , ele chega a uma interação entre quatro férmions sob uma única forma que é invariante com a reversão da massa – com iguais quantidades de operadores A e V –, invariante sob a reversão temporal, mas que viola a paridade, independentemente de campos de neutrinos estarem envolvidos, ou não, na interação. Ele ressalta, ainda, que a sua hamiltoniana pode ser reduzida à teoria de dois componentes do neutrino quando ψ_3 , por exemplo, é ψ_ν .

Assim, sua interação é escrita na forma

$$H = \left[(\bar{\psi}_2 \gamma_\mu (1 \pm \gamma_5) \psi_1) (\bar{\psi}_4 \gamma_\mu (1 \pm \gamma_5) \psi_3) \right] + \text{h.c.}$$

onde $\psi_1 \neq \psi_2$ e $\psi_3 \neq \psi_4$.

Ele prossegue indicando que os seus resultados são idênticos aos do trabalho de Feynman e Gell-Mann, que na época ainda não tinha sido publicado, mas foram obtidos por uma maneira diferente.

Introduzindo uma discussão sobre a definição de campo de férmions e a questão da paridade, Sakurai no diz que, dado um mundo e seu antimundo, é arbitrário decidirmos qual é o verdadeiro mundo. Mas uma vez feita essa escolha, os sentidos esquerda e direita só podem ser definidos unicamente a partir de experimentos de paridade, sem necessidade de recorrer a qualquer convenção. Inversamente, se fixamos os sentidos direita e esquerda por convenção, o senso de “verdadeiro” e “anti” pode ser definido a partir de comportamentos assimétricos da partículas interagindo fracamente.

Sakurai evidencia que o ponto essencial é que o princípio de invariância da massa reversa não pode ser satisfeito em interações fortes (ou seja, interações méson-bárion que conservam a estranheza), enquanto nas interações eletromagnéticas e fracas os sinais relativos de massas dos férmions são deixados à

escolha arbitrária, e é precisamente a partir dessa arbitrariedade que ele assinala a origem de tal princípio. Assim, o autor indica que a invariância da massa reversa segue uma concepção aceita da época, segundo a qual quanto mais fracas são as interações, mais simetrias são violadas.

Sobre a possível correspondência de sua proposta teórica com o mundo físico real, ele cita o trabalho de Sudarshan e Marshak, que trataram da invariância da quiralidade – que é equivalente a sua invariância de massa reversa – sob a luz dos aspectos experimentais conhecidos da época e chegaram à conclusão que se a forma mais geral da Hamiltoniana para o decaimento β é a que eles propuseram (portanto, qualitativamente igual a de Sakurai), então o experimento com o elemento He^6 está errado.

Com essa consideração, Sakurai estabelece como critério de escolha os experimentos que “salvam” a teoria de dois componentes do neutrino e conservam a universalidade das interações fracas (analisando a seqüência $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$). Nesse ponto do trabalho, Sakurai ressalva que a idéia de ajustar os experimentos existentes com os operadores V e A lhe ocorreu várias semanas antes dele conhecer o que ele chamou de “teoria de Feynman-Gell-Mann-Sudarshan-Marshak”. Porém, tal idéia foi rejeitada por seu professor C. N. Yang que considerava o experimento do He^6 um dos mais fidedignos.

Em seguida, ele aplica a sua teoria a um processo com partículas estranhas ($\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$) para testar se ela mantém a capacidade de predição sem a presença de neutrinos, no que ele é bem sucedido.

Um outro ponto importante levantado por ele é aquele sobre o tipo de composição na Hamiltoniana: V-A ou V+A (na linguagem convencional). Ele nos explica que isso está relacionado com o fato dos nucleons (ou, os bárions) serem férmions ou antiférmions, respectivamente.

Sakurai, ao final, explicita que seu artigo é uma tentativa de compreender todas as interações fracas a partir de um único princípio de invariância e que se futuros experimentos com transições puras de Gamow-Teller indicarem a ausência de interações do tipo tensorial (T), poderia se afirmar que sua invariância de massa reversa é tão fundamental quanto a invariância de gauge na eletrodinâmica.

4.4 Uma primeira tentativa de unificação eletrofraca

Como vimos no capítulo dois, Yukawa queria que sua teoria fosse capaz de explicar as forças nucleares responsáveis pela confinamento de prótons e neutrons no núcleo e pelo decaimento β . Assim, para o que conhecemos agora como as interações fracas, o bóson negativo proposto por Yukawa, emitido por um nêutron, deveria se desintegrar em um elétron e um neutrino. Essa concepção unificada não foi bem-sucedida, pois Yukawa não diferenciava, na sua proposta da época, as interações fortes das fracas.

A falta do conhecimento da forma geométrica precisa das interações fracas impediu por longo tempo a consideração de bósons intermediários como os veículos dessas interações.

Após a descoberta da forma V-A, vimos anteriormente que Feynman e Gell-Mann, em seu artigo, adotam o ponto de vista segundo o qual todas as interações fracas resultam da interação de uma corrente J_m com ela mesma, possivelmente por intermédio de mésons vetoriais *carregados* e de grande massa.

Assim, a idéia de bósons vetoriais nas interações de Fermi reaparece, apesar das dificuldades em implementá-la, já que em 1957 não havia diferenciação entre os neutrinos produzidos em cada tipo de decaimento por interação fraca.

O físico brasileiro José Leite Lopes, após a leitura do artigo de Feynman e Gell-Mann, faz uma proposição de unificação das interações eletrofracas com as eletromagnéticas, em 1958. A partir do fato da possível existência de bósons vetoriais nas interações fracas, tais bósons deveriam estar relacionados, de alguma maneira, com as interações eletromagnéticas, que são transmitidas por fótons, que são eles mesmos partículas vetoriais. Tal idéia foi proposta admitindo que as intensidades das interações eletromagnéticas (e) com as correntes carregadas é igual àquelas das interações fracas com as correntes correspondentes (g), considerando a mesma natureza geométrica para os fótons e os bósons intermediários.

Assim, no trabalho de Lopes, encontramos pela primeira vez uma estimativa da ordem de grandeza do valor da massa desse bóson intermediário, quando ele propõe a substituição de (g) por (e) na relação entre a constante de

Fermi G e a massa desses bósons. Obtém-se assim um valor dessa massa da ordem de sessenta vezes a massa do próton.

O valor da massa dos bósons vetoriais intermediários (símbolo W) punha o seguinte problema: como considerar os fótons e os bósons W como membros de um multiplete se há tão grande diferença de massa entre eles?

Dois anos mais tarde, T. D. Lee e C. N. Yang (1960, p. 310) propuseram que a existência de W^\pm , com possíveis decaimentos $e^+ \nu$ e $\mu^+ \nu$, implicaria na natureza dos neutrinos emitidos, sendo um diferente do outro. Avaliaram, também, que a massa m_w deveria ser superior à massa do kaon, a fim de justificar a ausência da desintegração $K^\pm \rightarrow W^\pm + \gamma$. Segundo PONTECORVO (1982, p. 234), em 1959, “era suposto que o bóson intermediário (sem sérias razões) teria uma massa de poucos GeV”. O valor correto dessa massa só foi corretamente estimado e medido experimentalmente nos anos setenta, após a apresentação da teoria unificada, chamada *standard*, das interações eletromagnética e eletrofraca nuclear.

No entanto, mediante a aceitação da existência desse mediador, outra questão se punha: não haveria, também, interações fracas devidas à troca de bósons vetoriais neutros? Segundo Lopes, uma vez que se sabia, na teoria de campos mesônicos de forças nucleares fortes, da existência de píons neutros e que esses últimos realizavam a sua interação com a forma e a intensidade iguais à interação dos píons carregados, foi natural, para ele, pensar de maneira análoga para as interações fracas.

Assim, Lopes propõe um modelo postulando a existência de bósons vetoriais intermediários, neutros e carregados.⁹ Para eliminar desintegrações não observadas, ele postulou que a corrente vetorial neutra deveria ser conservada, sendo então a teoria dependente da carga. Para verificar experimentalmente a possível existência dos bósons vetoriais neutros, já que não se tinha ainda feixes de neutrinos, Lopes sugeriu que o estudo da difusão de nêutrons por elétrons poderia dar uma indicação da existência de uma interação fraca de correntes neutras.

Os trabalhos que finalmente estabeleceram as bases da proposta de unificação das interações eletromagnéticas e eletrofracas foram de Weiberg (em

⁹ S. Bludman também discutiu as interações fracas supondo a existência de correntes neutras fracas. (BLUDMAN, S., *Nuovo Cimento*, 9 (1958), p.433).

1967), Salam (em 1968) e Glashow (em 1961). No entanto, o trabalho de J. L. Lopes é um exemplo, o primeiro aliás, que certas tentativas precedentes contribuíram para o esclarecimento das idéias fundamentais dessa unificação.

4.5 Uma reformulação na forma V-A: o ângulo de Cabibbo

Como vimos, uma interação fraca universal requer a mesma forma de interação para as partículas estranhas, os múons e os elétrons, daí a importância da forma geométrica universal V-A. Porém, havia a questão da discrepância de 20 a 40% que ocorria na ordem de magnitude da razão de decaimentos de partículas estranhas, quando se aplicava a forma V-A, e da diferença de 2% no decaimento do múon em relação a decaimento β .

Esses desvios foram corrigidos através das propostas de GELL-MANN&LEVY (1960) e também de CABIBBO (1963). Nessas propostas as correntes das partículas envolvidas são relacionadas com os coeficientes a , para as partículas não-estranhas, e b , para as partículas estranhas, sendo

$$a^2 + b^2 = 1.$$

Cabibbo estabeleceu que $a = \cos \theta$, sendo θ chamado de ângulo de Cabibbo¹⁰. Esse foi o que poderíamos classificar como o último elemento teórico novo a ser introduzido na chamada "Teoria Universal de Fermi". A partir do começo dos anos sessenta, a busca por uma teoria para as interações fracas, que superasse as restrições impostas pela Teoria de Fermi, foi se intensificando.

A Teoria de Fermi ainda apresentava problemas com partículas possuidora de energia cinética alta; possuía na sua constante de acoplamento a dimensão da massa com expoente negativo, impedindo-a de ser renormalizável, e, entre algumas outras questões, precisava ser modificada para poder conter bósons intermediários – a idéia da existência desses últimos se tornou presente em todas as discussões. Assim, na década de sessenta tivemos o fim de uma fase e o começo de outra, que culminou na teoria de unificação das interações eletromagnéticas com as interações fracas nucleares. Encerramos, desse modo, o período histórico de nossos estudos.

¹⁰ Para uma apresentação matematizada completa, ver PAIS (1986, p. 563)

CONSIDERAÇÕES FINAIS

No decorrer do nosso trabalho esperamos ter evidenciado a importância da Teoria Universal de Fermi para a compreensão da nova área da Física de Partículas. Partimos do final dos anos 30, quando o problema do decaimento β estava em evidência e prosseguimos até o início dos anos 60. Percebemos, principalmente na etapa final da elaboração dessa pesquisa, como é significativa a questão da seleção de idéias e eventos a evidenciar. Não podemos deixar de comentar que, apesar de procurarmos sempre a disciplina e a exatidão em nossa reconstrução histórica, tivemos que selecionar algumas etapas do processo científico, em detrimento de outras, não reconstruindo, portanto, a história inteira.

Outra questão a evidenciar é a influência provocada pelos sucessos e fracassos das propostas, das idéias e dos experimentos. Há sempre um lado pessoal na maneira como interpretamos as informações, o que as torna, de certo modo, incompletas. No entanto, aí reside, também, a originalidade de um trabalho acadêmico, se ele consegue, junto a essa reconstrução, evidenciar alguns aspectos que não são encontrados na literatura.

Assim, buscamos reconstruir historicamente, do ponto de vista internalista, as circunstâncias que levaram, prioritariamente, às propostas teóricas relacionadas ao nosso tema de trabalho. Buscamos a clarificação dos conceitos por meio de uma linguagem acessível e de explicações de certas obscuridades dos conceitos, sem esquecermos do cuidado com as especificidades e as categorias estudadas.

Nessa análise histórico-epistemológica da criação, propriamente dita, da física de partículas, procuramos observar as relações correspondentes entre as teorias, investigando como teorias sucessivas são interligadas formal e experimentalmente, bem como por quais razões, no processo heurístico, uma teoria foi proposta. Desse modo, foi natural o desenvolvimento da concepção de proto-teoria como resposta às nossas inquietações sobre a Teoria de Fermi e sua função no surgimento dessa nova área da Física, e sobre as concepções de modelo, que não nos satisfazia, e de teorias físicas.

Como vimos, quase todos os estudos, a partir de 1950, sobre as interações fracas são baseados no trabalho original de Fermi. Esse trabalho não só foi a primeira aplicação da teoria quântica de campo para partículas materiais reais como também foi a inspiração direta da teoria de Yukawa para a interação forte entre os nucleons, outra importante elaboração da física teórica.

O poder explicativo da elaboração de Fermi, e a capacidade intuitiva desse pesquisador, pôde ser avaliada quando observamos que a forma original da sua proposta sobreviveu, praticamente sem modificações, durante quase vinte cinco anos. A modificação mais significativa – a forma V-A –, como vimos, ocorreu em 1957, após a descoberta da quebra de conservação da paridade. Assim, a teoria de interação entre correntes de Fermi foi modificada, de modo que a corrente de nucleons se tornou uma grandeza do tipo vetor-polar, cuja estrutura era a mesma da corrente eletromagnética, exceto pela operação que muda a identidade do nucleon. Uma corrente fraca de nucleons análoga, mas na forma axial, foi necessária para permitir a não-conservação da paridade. E, por último, uma corrente de léptons que inclui a orientação preferencial do neutrino. Essa forma de interação se estabeleceu em 1958 e dá uma descrição satisfatória para processos de baixa energia.

No entanto, entre a elaboração de Fermi e essa última reformulação, como vimos no segundo e no terceiro capítulo, ocorreu todo um processo de discussão, aceitação e extensão da proposta de Fermi, mostrando que a resistência inicial dos anos 30, em relação às propostas de novas partículas, eram completamente infundadas. O que se viu em seguida foi o estabelecimento dessa proposta e a sua aplicação nas questões com as novas partículas estranhas. Para a solução dessas questões, incluiu-se, também, alguns novos números quânticos, discussões sobre simetrias e a criação do teorema TCP na teoria quântica de campos. Houve, ainda, o aperfeiçoamento e a realização de novos experimentos com aceleradores de partículas.

A explicação teórica sobre as interações fracas sofreu sérias modificações, a partir da introdução de bósons intermediários, até atingir a sua unificação com as interações eletromagnéticas. As atividades de pesquisa nos anos 60 ajudam a corroborar a nossa concepção de proto-teoria de Fermi, pois é a partir dos conhecimentos providos por ela, que os pesquisadores procuraram uma interação universal capaz de, por exemplo, explicar em detalhes todos os fenômenos

de interação fraca e de reconhecer todas as simetrias das interações fortes que são relevantes para as interações fracas. No entanto, a década de sessenta será objeto de pesquisa em um outro trabalho que pretendemos realizar.

Terminamos o nosso trabalho com a expectativa que ele venha a contribuir para a compreensão das elaborações da Física, mais especificamente dos domínios atômico e subatômicos, juntamente com as interações fundamentais da matéria. Até onde sabemos, esse é o único trabalho no Brasil que versa sobre as origens das interações fracas. Assim, esperamos que ele inspire outras pessoas a desenvolver pesquisas epistemológicas nesse campo do conhecimento. Finalmente, gostaríamos de expressar a satisfação proporcionada pela temática escolhida, cujo estudo possibilitou ainda mais o nosso amadurecimento na epistemologia da Física e nos proporcionou um programa de pesquisa a desenvolver.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AMALDI, E., "Beta decay opens the way to weak interactions", in INTERNATIONAL COLLOQUIUM ON THE HISTORY OF PARTICLE PHYSICS: SOME DISCOVERIES, CONCEPTS, INSTITUTIONS FROM THE THIRTIES TO FIFTIES, *Journal de Physique* (Colloque)43, C8 (Dec. 1982), pp. 261-300.
- ANDERSON, C.D. e NEDDERMEYER, S.H., "Cloud Chamber Observations of Cosmic Rays at 4300 Meters Elevation and Near Sea-Level", *Phys. Rev.*, 50 (1936), pp. 263-271.
- BACHELARD, G., *L'Activité Rationaliste de Physique Contemporaine*, P.U.F., Paris, 1965.
- BACHELARD, G., *Les Intuitions atomistiques, essai de classifications* (1935), Ed. Vrin, Paris, 1975.
- BETHE, H.A., "Conference", *International Conference on Physics, London (1934), Papers and Discussions, Nuclear Physics*, vol.1, Cambridge, 1935, p. 66
- BETHE, H.A., "The Meson Theory of Nuclear Forces", *Phys. Rev.*, 57 (1940), pp. 260-272.
- BETHE, H.A., e NORDHEIM, L.W., "On the Theory of Meson Decay", *Phys. Rev.*, 57 (1940), pp. 998-1006.
- BIRREL, N.D. e DAVIES, P.C.W., *Quantum Field Theory in Curved Space*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1982.
- BOHM, D., *Wholeness and the implicate order*, Ed. Ark Paperbacks, London, 1983.
- BOHR, N., "Chemistry and Quantum Theory of Atomic Constitution", (Faraday Lectures 08/05/1930), *Journ. Chem. Soc.*, Parte 1 (1932), pp. 349-384.
- BOHR, N., *Essays 1958-1962 on atomic physics and human knowledge*, Ed. Interscience, New York, 1963.
- BOHR, N., *Física atômica e conhecimento humano: Ensaios 1932-1957*, Ed. Contraponto, Rio de Janeiro, 1995.
- BORN, M. et alii, *Problemas da Física Moderna*, Ed. Perspectiva, São Paulo, 1969.
- BROMBERG, J., "The Concept of Particle Creation before and after Quantum Mechanics", *Hist. Stud. Phys. Sci.*, 7 (1976), pp. 161-191.
- BROMBERG, J., "The Impact of the Neutron: Bohr and Heisenberg", *Hist. Stud. Phys. Sci.*, 3 (1971), pp. 309-323.
- BROWN, L. M., HODDESON, L. e DRESDEN, M. (eds.), *Pions to Quarks - particles physics in the 1950s*, Cambridge Univ. Press, New York, 1989.
- BROWN, L.M. e HODDESON, L. (eds.), *The birth of particle physics*, Cambridge Univ. Press, New York, 1983.
- BROWN, L.M. E RECHENBERG, H., "Field theories of nuclear forces in the 1930s: The Fermi-Field Theory", *Hist. Stud. Phys. Sci.*, 25 (1994), pp. 1-24.

- BROWN, S. (ed.), **Physics 50 years later**, National Academy of Science, Washington, 1973.
- BRUNSCHVIG, L., **Écrits Philosophiques**, P.U.F., Paris, 1951.
- BUSTAMANTE, M.C., **Le "Mésotron" sa découverte et sa nature (1929-1947)**, tese de doutorado, Université Paris VII, 1990.
- CABIBBO, N., "Unitary Symmetry and Leptonic Decays", **Phys. Rev. Lett.**, 10 (1963), pp. 531-533.
- CAPEK, M., **The philosophical impact of contemporary physics**, D. Van Nostrand Co., London, 1962.
- CARSON, C., "The Peculiar Notion of Exchange Forces – II: From Nuclear Forces to QED, 1929-1950", **Stud. Hist. Phil. Mod. Phys.** 27, no. 2 (1996), pp. 99-131.
- CASSIDY, D.C., "Cosmics ray showers, high energy physics, and quantum fields theories: Programmatic interactions in the 1930s", **Hist. Stud. Phys. Sci.**, 12 (1981), pp. 1-39.
- CHAMBADAL, P., **La physique moderne et son interpretation**, Armand Colin, Paris, 1956.
- CHANG, N. P. (ed.), "Five decades of weak interactions", **Annals of New York Academy of Science**, no. 294, 1977, pp. 1-102.
- CONVERSI, M., PANCINI, E. e PICCIONI, O., "On the Disintegration of Negative Mesons", **Phys. Rev.** 71 (1947), pp. 209-210.
- COWAN JR., C. L. et alii, "Detection of the Free Neutrino: A Confirmation", **Science**, 123 (1956) pp. 103-104.
- COWAN, C. L., "Anatomy of an experiment: an account of the discovery of the neutrino", **Rep. Smithsonian Instn.**, 1964, pp. 409-430.
- CRANE, H.R. e HALPERN, J., "Further Experiments on the Recoil of the Nucleus in Beta-Decay", **Phys. Rev.** 49 (1939), pp. 232-237.
- DA COSTA, N. C. A., **O Conhecimento Científico**, Ed. Discurso Editorial, São Paulo, 1997.
- DALITZ, R. H., "On the Analysis of τ -Meson Data and the Nature of the τ -Meson", **Phil. Mag.**, 44 (1953), pp. 1068-1080.
- DARRIGOL, O., "La genèse du concept de champ quantique", **Ann. Phys. Fr.** 9 (1984), pp. 433-501.
- DARRIGOL, O., "The quantum electrodynamical analogy in early nuclear theory or the roots of Yukawa's theory", **Rev. Hist. Sci.**, XLI/3-4 (1988), pp. 225-297.
- DE BROGLIE, L., "L'activité du Centre de Théories physiques de l'Institut Henri Poincaré pendant les dernières années", **Experientia**, 2 (1946), pp. 33-36.
- DE BROGLIE, L., "Treize remarques sur divers sujets de physique théorique", **Annales Fondation Louis de Broglie**, I (1976), pp. 116-128.
- DE BROGLIE, L., **Nouvelles perspectives en microphysique**, Ed. Albin Michel, Paris, 1956.

- DE BROGLIE, L., **Tentative d'Interpretation Causale e Non-linéaire de la Mécanique Ondulatoire**, Ed. Gauthier-Villars, Paris, 1956.
- DIRAC, P. A. M., "The evolution of the physicist's picture of nature", **Sci. Amer.**, 208, 5 (1963), pp. 45-53.
- DIRAC, P. A. M., "The Quantum theory of the electron", **Proc. Roy. Soc. (London)** A117 (1928), pp. 610-620; A118 (1928), pp. 351-361.
- DIU, B., "Les Théories de jauge: d'où viennent-elles et où vont-elles?" **Série des cours et conférences sur la physique des hautes énergies**, no. 17, Centre de Recherches Nucléaires, Strasbourg, 1980, pp. 1-26.
- DONCEL, M. G. et alii (eds.), **Simmetries in Physics (1600-1980)**, ed. Bellaterra, Barcelona, 1987.
- DRELL, S.D. e BJORKEN, J.D., **Relativistic Quantum Fields**, Ed. McGraw-Hill, New York, 1965.
- Enrico Fermi Collected Papers. Note and memory**, Univ. of Chicago Press/Acad. Naz. dei Lincei, Roma: (a) vol. 1: Italia 1921-1938 (1962); (b) vol. 2: USA 1939-1954 (1965).
- ENZ, C.P. e VON MEYENN, K. (eds.), **Wolfgang Pauli (1900-1958) – Writings on Physics and Philosophy**, Ed. Springer-Verlag, Berlin, 1994.
- FERMI, E., "Tentativo di una teoria dei raggi β ", **Nuovo Cimento**, 11 (1934), pp.1-19.
- FERMI, E., **Collected Papers. Note and memory**, Univ. of Chicago Press/Acad. dei Lincei, Roma, 1962, vols. I e II.
- FERMI, E., **Particelle elementari**, Ed. Scientifiche Einaudi, Torino, 1952.
- FEYNMAN, R.P., **Elementary Particles and the Laws of Physics**, Cambridge University Press, Cambridge, 1988.
- FEYNMAN, R.P., **QED: the strange theory of light and matter**, ed. Penguin books, London, 1990.
- FEYNMANN, R. P. e GELL-MANN, M., "Theory of the Fermi Interactions", **Phys. Rev.**, 109 (1958), pp. 193-198.
- FIERZ, M., "Zur Fermischen Theorie des β -Zerfalls", **Zeitsc. Phys.** 104 (1937), pp. 553-565.
- FOCK, V., "Critique épistemologique de théories récentes", **La Pensée**, 91 (mai-juin 1960), pp. 8-15.
- FOCK, V., "La physique quantique et les idéalizations classique", **Dialectica**, 19 (1965), pp. 246-258.
- FRANKLIN, A., "Experiment and the Development of the Theory of Weak Interactions: Fermi's Theory", **Phil. Sci. Assoc.** 2 (1987), pp. 163-179.
- FRANKLIN, A., **Experiment, Right or Wrong**, Canbridge Univ. Press, New York, 1990.
- FRANKLIN, A., **The neglect of experiment**, Cambridge Univ. press, New York, 1986.

- GALISON, P., "The discovery of the muon and the failed revolution against quantum electrodynamics", *Centaurus*, 26 (1983), pp. 262-316.
- GALISON, P., **How Experiments End**; Univ. of Chicago Press, Chicago, 1987.
- GAMOW, G. e TELLER, E., "Selection Rules for the β -Disintegration", *Phys. Rev.* 49 (1936), pp. 895-899.
- GAMOW, G., **Thirty years that shook Physics: the story of quantum theory**, Ed. Dover Publications, New York, 1985.
- GELL-MANN, M. e LEVY, M., "The Axial Vector Current in Beta Decay", *Nuovo Cimento*, 16 (1960), pp. 705-726.
- GELL-MANN, M. e ROSENFELD, A. H., "Hyperons and heavy mesons", *Ann. Ver. Nucl. Sci.*, 1957, p.433.
- GELL-MANN, M., "Isotopic Spin and New Unstable Particles", *Phys. Rev.*, 92 (1953), pp. 833-834.
- GELL-MANN, M., *Nuovo Cimento*, 4 (1956), Suppl., p.848.
- GULLIGAN, G. et alii, "Longitudinal Polarization of the Electrons from the Decay of Unpolarized Positive and Negative Muons", *Proc. Phys. Soc. London*, 73 (1959), p. 169-177.
- HEISENBERG, W., "Development of concepts in the history of quantum theory", Conferência na Universidade de Harvard, mai 1973; *Am. Journ. of Phys.*, 43 (1975), p. 392.
- HEISENBERG, W., "The nature of elementary particles", *Phys. Today*, 19 (1976), pp. 32-39.
- HEISENBERG, W., "Bemerkunge zur Theorie des Atomkerns", in **Pieter Zeeman: 1865-1935**, The Hague, Mouton, 1935, pp. 108-116.
- HEISENBERG, W., **A Parte e o Todo: encontros e conversas sobre Física, Filosofia, Religião e Política**, Ed. Contraponto, Rio de Janeiro, 1996.
- HEISENBERG, W., **Física e Filosofia**, Ed. Univ. de Brasília, Brasília, 1981.
- HEISENBERG, W., **Philosophic problems of nuclear science**, Ed. Pantheon, New York, 1952.
- HESSE, M. B., "Models in physics", *Brit. Jour. Philos. Sci.*, 4 (1953), pp. 198-214.
- HOFFMANN, B. e PATY, M., **L'étrange histoire des quanta**, Ed. Seuil, Paris, 1981.
- HUJER, K., "Problems in the philosophy of moderns physics", *Physis*, 6 (1964), pp. 5-14.
- INTERNATIONAL COLLOQUIUM ON THE HISTORY OF PARTICLE PHYSICS: SOME DISCOVERIES, CONCEPTS, INSTITUTIONS FROM THE THIRTIES TO FIFTIES, *Journal de Physique (Colloque)*43, C8 (Dec. 1982).
- IWANENKO, D., "Interactions of neutrons and protons", *Nature*, 133 (1934), pp. 981-982.
- JAMMER, M., **The Philosophy of Quantum Mechanics**, Ed. Wiley-Interscience, New York, 1974.

- KABIR, P. K. (ed.), **The Development of Weak Interaction Theory**, Ed. Gordon and Breach, New York, 1963.
- KEMMER, N., "Nature of the nuclear field", **Nature**, 141 (1938), pp. 116-117.
- KONOPINSKI, E.J. e UHLENBECK, G.E., "On the Fermi Theory of Radioactivity", **Phys. Rev.**, 48 (1935), pp. 7-12.
- KONOPINSKI, E.J. e UHLENBECK, G.E., "On the Fermi Theory of β -Radioactivity", **Phys. Rev.**, 60 (1941), pp. 308-320.
- KONOPINSKI, E.J. e UHLENBECK, G.E., "The Universal Fermi Interactions", **Phys. Rev.**, 92 (1953), p. 1045-1049.
- KRONIG, R. e WEISSKOPF, V.F. (eds.), **WOLFGANG PAULI, Collected scientific papers**, 2 vol., Interscience, Wiley and Sons, New York, 1964.
- KUHN, T. et al., **Sources for history of quantum physics, an inventory and report**, Ed. The American Physical Society, Philadelphia, 1967.
- KUHN, T.S., **A Estrutura das Revoluções Científicas**, Ed. Perspectiva, São Paulo, 1978.
- KUHN, T.S., **A Tensão Essencial**, Edições 70, Lisboa, 1989.
- KUZNETSOV, I. V. e OMELYANOVSKY, M. E. (eds.), **Philosophical Problems of elementary particle physics**, Ed. Daniel Davey & Co., New York, 1965.
- LABERRIGUE-FROLOW, J., **La physique des particules élémentaires**, Ed. Masson, Paris, 1990.
- LANGEVIN, P., **La Notion de corpuscules et d'atomes**, Réunion internationale de Chimie-Physique, 1933, XVI, Herman, Paris, 1934.
- LATTES, C.M.G., "My work in meson physics with nuclear emulsions", in BROWN, L.M. e HODDESON, L. (eds.), **The birth of particle physics**, Cambridge Univ. Press, New York, 1983, pp. 307-310.
- LATTES, C.M.G., MUIRHEAD, H., OCCHIALINI, G.P.S. e POWELL, C.F., "Processes involving charged mesons", **Nature**, 159 (1947), pp.694-697.
- LATTES, C.M.G., OCCHIALINI, G.P.S. e POWELL, C.F., "Observations on the tracks of slow mesons in photographic emulsions", **Nature**, 160 (1947), pp. 453-456.
- LAUDAN, L., "Relativism, Naturalism and Reticulation", **Synthese**, 71 (1987), pp. 221-234.
- LAUDAN, L., **Progress and Its Problems: Toward a Theory of Scientific Growth**, University of California Press, Los Angeles, 1977.
- LEE, T. D. e YANG, C. N., "Question of Parity Conservation in Weak Interactions", **Phys. Rev.**, 104 (1956), pp. 254-258.
- LEE, T. D. e YANG, C. N., "Theoretical discussions on possible high-energy neutrino experiments", **Phys. Rev. Lett.**, 4 (1960), pp. 307-311.
- LEIPUNSKI, A.I., "Determination of the Energy Spectrum of Recoil Atoms During β -Decay and the Existence of the Neutrino", **Proc. Of the Camb. Phylos. Soc.** 32 (1936), pp. 301-303.

- LOPES, J. L., **Nucl. Phys.**, 8 (1958), p. 234.
- LOPES, J. L. e ESCOUBÈS, B., **Sources et évolution de la physique quantique - textes fondateurs**, Ed. Masson, Paris, 1995.
- LOPES, J. L., "Forty Years of the First Attempt at the Electroweak Unification and of the Prediction of the Weak Neutral Boson Z_0 ", preprint, **CBPF – NF – 022**, 1998.
- LOSEE, J., "The use of philosophical arguments in quantum physics", **Philos. Sci.**, 31 (1964), p. 10-17.
- MARGENAU, H., "Critical points in modern physical theory", **Philos. Sci.**, 4 (1937), pp. 337-370.
- MARGENAU, H., "The exclusion principle and its philosophical importance", **Philos. Sci.**, 11, 1944, pp. 187-208.
- MARGENAU, H., **Open Vistas: Philosophical perspectives of modern science**, Yale Univ. Press, New Haven, Conn., 1964.
- MARGENAU, H., **Physics and Philosophy: selected essays**, Ed. Reidel, Dordrecht, 1978.
- MARGENAU, H., **The Nature of physical reality**, Ed. McGraw Hill, New York, 1950.
- MARSHAK, R.E. e BETHE, H.A., "On the Two-Mesons Hypthesis" **Phys. Rev.**, 72 (1947), pp. 506-509.
- MARSHAK, R.E., "Particle physics in rapid transition: 1947-1952), in BROWN, L.M. e HODDESON, L. (eds.), **The birth of particle physics**, Cambridge Univ. Press, New York, 1983, pp. 376-401.
- MEHRA, J. (ed.), **The Physicist's Conception of Nature**, Ed. Reidel, Boston, 1973.
- MEHRA, J., **The Beat of a Different Drum – The Life and Science of Richard Feynmann**, Oxford Univ. Press, New York, 1994.
- MØLLER, C., "Einige Bemerkung zur Fermischen Theorie des Positronenzerfalls", **Phys. Zeitsc. Der Sowjetunion** 11 (1937), pp. 9-17.
- MUKHERJI, V., "A History of the Meson Theory of Nuclear Forces from 1935 to 1952", **Arch. Hist. Ex. Sc.** 13 (1974), pp. 27-102.
- MÜLLER, M. S. e CORNELSEN, J. M., **Normas e Padrões para Tese, Dissertações e Monografias**, Ed. UEL, Londrina, 1995.
- NAKAN, T. e NISHIJIMA, K., "Charge Independence of V Particles", **Prog. Theor. Phys.**, 10 (1953), pp. 581-582.
- NISHIJIMA, K., "Charge Independence Theory of V Particles", **Prog. Theor. Phys.**, 13 (1955), pp. 285-304.
- NORDSIECK, A., "Neutron Collisions and the Beta Ray Theory of Fermi", **Phys. Rev.** 46 (1934), pp. 234-235.
- NOUV. THÉOR. PHYS., **Les Nouvelles théories de la physique**, Réunion de l'Institut de coopération intellectuelle, Varsovie, 30 mai-3 juin, 1938, Coll. Scientifique. Inst. Int. Coop. Intell., Paris, 1939.

- OEHME, R., LEE, T. D. e YANG, C. N., "Remarks on Possible Noninvariance under Time Reversal and Charge Conjugation", *Phys. Rev.*, 106 (1957), pp. 340-345.
- OMNÈS, R., *Filosofia da Ciência Contemporânea*, Ed. Unesp, São Paulo, 1996.
- PAIS, A., "Some Remarks on the V Particles", *Phys. Rev.*, 86 (1952), pp. 663-672.
- PAIS, A., *Inward Bound*; Oxford Univ. Press, Oxford, 1986.
- PATY, M., *L'Analyse critique des sciences*, Ed. L'Harmattan, Paris, 1990.
- PATY, M., "A la recherche de l'identité des neutrinos", *La Recherche*, 10 (1979), pp. 1126-1127.
- PATY, M., "Voir les quarks", *La Recherche*, 8 (1977), pp. 673-676.
- PATY, M., *La matière dérobée*, Ed. Archives Contemporaines, Paris, 1988.
- PAULI, W., "Remarks on the History of the exclusion principle", *Science*, 103 (1946), pp. 213-215.
- PAULI, W., "Structure et Propriétés de Noyaux Atomiques", *Septième Conseil de Physique Solvay*, Ed. Gauthier-Villars, Paris, 1934, p. 324.
- PEIERLS, R. E. "Fundamental particles", *Nature*, 158 (1946), pp. 773-75.
- PERRIN, F., "Possibilité d'émission de particules neutres de masse intrinsèque nulle dans les radioactivités β ", *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, 197 (1933), pp. 1625-1627.
- PEYROU, C., "The role of cosmic rays in the development of Particle Physics", in INTERNATIONAL COLLOQUIUM ON THE HISTORY OF PARTICLE PHYSICS: SOME DISCOVERIES, CONCEPTS, INSTITUTIONS FROM THE THIRTIES TO FIFTIES, *Journal de Physique (Colloque)*43, C8 (Dec. 1982), pp. 7-68.
- PONTECORVO, B., "The Infancy and youth of neutrino physics: some recollections", in INTERNATIONAL COLLOQUIUM ON THE HISTORY OF PARTICLE PHYSICS: SOME DISCOVERIES, CONCEPTS, INSTITUTIONS FROM THE THIRTIES TO FIFTIES, *Journal de Physique (Colloque)* 43, C8 (Dec. 1982), pp. 221-236.
- PONTECORVO, B., "Nuclear Capture of Mesons and the Meson Decay", *Phys. Rev.* 72 (1947), pp. 246-247.
- PUPPI, G., "Mesons of Cosmic Rays", *Nuovo Cimento*, 5 (1948), p.587.
- REDHEAD, M., *Incompleteness, Nonlocality, and Realism*, Clarendon Press, New York, 1989.
- REINES, F. E COWAN JR., C. L., "Detection of the Free Neutrino", *Phys. Rev.*, 101 (1953), pp. 830-831.
- ROCHESTER, G. D. e BUTLER, C. C., "Evidence for the existence of new instable elementary particles", *Nature*, 160 (1947), pp.855-857.
- ROSENFELD, L., "Niels Bohr's contribution to epistemology", *Phys. Today*, 16 (1963), p. 47.
- ROSENTHAL-SCNEIDER, I., "Limits in modern physics and their epistemological implications", *Aust. Journ. Sci.*, 15 (1952), pp. 77-81.

- SAKURAI, J. J., "Mass Reversal and Weak Interactions", **Nuovo Cimento**, 7 (1958), pp. 649-660.
- SALAM, A. e Wigner, E.P. (eds.), **Aspects of Quantum Theory**, Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1972.
- SCHWINGER, J. (ed.), **Selected Papers on Quantum Electrodynamics**, Ed. Dover, New York, 1958.
- SEGRÉ, E., **From X-rays to quarks. Modern physicists and their discoveries**, Ed. Freeman, San Francisco, 1980. (Transl. from italian: **Personaggi e scoperte nella fisica contemporanea**, Ed. Mundadori, Milano, 1976).
- SHEA, W. R. (ed.), **Otto Hahn and the Rise of Nuclear Physics**, Ed. Reidel, Boston, 1983.
- STREET, J.C. e STEVENSON, E.C., "New Evidence for the Existence of a Particle of Mass Intermediate Between the Proton and Electron", **Phys. Rev.**, 52 (1937), pp. 1003-1004.
- STUEWER, R. H. (ed.), **Nuclear Physics in Retrospect: A symposium on the 1930s**, Univ. of Minnesota, Minneapolis, 1979.
- SUDARSHAM, E. C. G. e MARSHAK, R. E., "Chirality Invariance and the Universal Fermi Interaction", **Phys. Rev.**, 109 (1958), pp. 1860-1862.
- SUDARSHAM, E. C. G. e MARSHAK, R. E., "The Nature of the Four-Fermion Interaction" in **Proceedings of the Padua-Venice Conference on Mesons and Newly Discovered Particles**, editado por N. Zanichelli (Bologna, 1958); reimpresso em **The Development of Weak Interactions**, editado por P. K. Kabir (New York: Gordon & Breach, 1963), pp. 118-128.
- TAMM, I., "Exchange forces between neutrons and protons and Fermi's theory", **Nature**, 133 (1934), p. 981.
- VON MEYNEN, K. (ed.), **Wolfgang Pauli – Scientific Correspondence**, vol.2, Berlin, 1985.
- WEART, R. e PHILLIPS, M. (eds.), **History of Physics**, American Institute of Physics, New York, 1985.
- WEINER, C. e ELSPETH, H. (eds.), **Exploring the history of nuclear physics**, Proc. Am. Inst. Phys.-Acad., Arts and Sciences Conf. on the Hist. of Nuc. Phys. 1967 and 1969, American Institute of Physics, New York, 1972.
- WEISSKOPF, V. F., "The development of field theory in the last 50 years", **Phys. Today**, november 1981, pp. 69-85.
- WHYTE, L. L., "Abstract of address: The growth and implications of modern physics - a philosophical view", **Bull. Brit. Soc. Hist. Sci.**, 2 (1955), pp. 13-14.
- WICK, G. C. et al., "The intrinsic parity of elementary particles", **Phys. Rev.**, 88 (1952), pp. 101-105.
- WIGNER, E. P., "On the development of the compound nucleus model", **Amer. J. Phys.**, 23 (1955), pp. 371-380.
- YANG, C. N., "The Discrete Symmetries P, T and C", in **INTERNATIONAL COLLOQUIUM ON THE HISTORY OF PARTICLE PHYSICS: SOME**

- DISCOVERIES, CONCEPTS, INSTITUTIONS FROM THE THIRTIES TO FIFTIES, *Journal de Physique (Colloque)*43, C8 (Dec. 1982), pp. 439-446.
- YUKAWA, H. e SAKATA, S., "On the Interaction of Elementary Particles II", *Proc. Math. Phys. Soc. Japan*, 19 (1937), pp. 1084-1093.
- YUKAWA, H., "On the Interaction of Elementary Particles I", *Proc. Math. Phys. Soc. Japan*, 17 (1935), pp. 48-57.
- AMERICAN JOURNAL OF PHYSICS, *Cumulative Index*, volumes 1-21, pp. 1033-1952, vol.21, 9, 2 partes, parte 2.

GLOSSÁRIO DE TERMOS¹

Aceleradores de partículas: Quando submetidas a campos elétricos intensos, as partículas carregadas são aceleradas e podem portar grande energia. Os aceleradores, mediante dispositivos eletromagnéticos apropriados, produzem feixes de partículas de diferentes tipos, carregadas e neutras, que são enviadas para alvos contornados por detectores, para o estudo de suas interações.

Acoplamento: É o fato de partículas ou campos estarem em interação entre eles. Por extensão, designa a força dessa interação (acoplamento fraco, forte, eletromagnético, gravitacional), que é caracterizada pela constante de acoplamento e pela estrutura dinâmica (dada pela forma da Hamiltoniana). Essa constante determina a intensidade global, uma quantidade escalar, que é a mesma para cada tipo de interação, em um domínio de energia dado.

Constante de acoplamento: essas constantes são características da intensidade dos diversos tipos de interação, independente dos detalhes dinâmicos dos sistemas, podendo variar com a energia.

Alcance (de uma interação): Distância máxima onde se pode encontrar o efeito de uma interação. Ela é infinita para as interações eletromagnéticas e gravitacionais, e é muito pequena para as forças nucleares fortes (em torno de 10^{-13} cm) e fracas (em torno de 10^{-15} cm)

Antipartícula: Partícula possuidora de propriedades conjugadas da partícula correspondente (mesma massa, carga elétrica oposta, números bariônico e leptônicos opostos). Por exemplo, o antipróton possui carga negativa e o pósitron (ou antielétron) carga positiva. Partículas e antipartículas podem ser produzidas em pares nas interações obtidas a partir dos aceleradores ou dos raios cósmicos. Quando juntas, elas se aniquilam, produzindo energia sob forma de radiação.

Bárion: Categoria de partículas elementares de número bariônico não nulo, por oposição aos mésons e léptons. Os bárions são férmions e hadrons. O estado bariônico de menor massa é o próton, que é estável. Os bárions compreendem os nucleons, e suas ressonâncias, e as partículas estranhas hiperons.

Bóson: Partícula com valor de spin nulo ou inteiro, que obedece à estatística de Bose-Einstein, ou seja, o estado quântico, de um sistema de tais partículas idênticas e indiscerníveis, não muda se permutamos duas das partículas. Os bósons se dividem em mésons e bósons "de troca". Estes últimos representam um quantum de campo nas interações entre as partículas fundamentais que são os léptons e os quarks. Os bósons "de troca" são o fóton, os bósons intermediários, os glúons e o gráviton (ainda não observado).

Bóson intermediário: Bóson de troca do campo de interações fracas, existindo sob a forma de três estados de carga elétrica: positiva (W^+), negativa (W^-) e neutra (Z^0). Esse três bósons foram observados experimentalmente em 1981, no CERN, o que constituiu uma confirmação da teoria unificada de campo eletrofraco, que os previa, vindo após a observação das correntes neutras fracas. Eles possuem massa de aproximadamente oitenta prótons e são as partículas elementares mais pesadas conhecidas atualmente.

¹ Baseado no "Dicionário elementar de noções", realizado por Michel Paty (PATY, M. *in* ANDOUZE, J. et alii, *Les particules et l'univers – La rencontre de la physique des particules, de l'astrophysique et de la cosmologia*, Presses Univ. de France, Paris, 1990, pp. 335-389).

Campo: Grandeza física que caracteriza um sistema dinâmico; função de diversos parâmetros que descrevem a constituição de um sistema. As equações de campo fornecem as propriedades dos sistemas. Na Física Clássica (campos eletromagnéticos e gravitacionais), o campo é uma função definida, a cada instante, em cada ponto do espaço físico e varia de forma contínua. Na Física Quântica, o campo é representado por um operador definido em cada ponto do contínuo espaço-tempo; desse operador se deriva as quantidades físicas observáveis: ele fornece, por meio de suas equações de campo, as probabilidades associadas aos fenômenos.

Campos escalar, tensorial, vetorial: Um campo é representado matematicamente por uma grandeza apropriada às suas propriedades de variação ou de transformação. A variação da temperatura (quantidade escalar, ou número), em um local, é um exemplo de campo escalar. A variação da velocidade (quantidade vetorial, com três dimensões espaciais), nos diferentes pontos de um fluido, é um exemplo de campo vetorial. O campo de gravitação é um campo tensorial.

Campos fundamentais de interação: Campos eletromagnético, nuclear fraco, nuclear forte e gravitacional. Teorias recentes unificam esses campos entre eles.

Carga: Designa-se, de maneira simples, a carga elétrica, que existe sob duas formas, positiva e negativa, da seguinte forma: o elétron possui uma unidade de carga elétrica elementar negativa, o próton uma unidade de carga elétrica elementar positiva. A carga elétrica elementar vale $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb.

Comutador: Dados dois operadores A e B, seu comutador é definido por: $[A, B] = (A \cdot B) - (B \cdot A)$. Se $[A, B] = 0$, os operadores comutam entre si.

Conjugação de carga: Operação (representada por C) mediante a qual substituímos as partículas por suas antipartículas ou inversamente.

Constante: Número fixo característico relacionado a propriedades gerais de sistemas físicos.

Coordenadas internas: Grandezas físicas características das partículas elementares, que contribuem para a identificação dessas partículas, além das coordenadas de espaço, de tempo e de spin. São exemplos dessas coordenadas os números quânticos de conjugação de carga, de isospin, de estranheza, etc.

Corrente: Na Física de Partículas e de Campos, esse termo designa uma grandeza, representante da transformação de uma partícula em outra ou do transporte de uma carga através de um campo, que intervém na construção da Lagrangeana da interação.

– *eletromagnética:* Ela é dada, na sua forma quadridimensional, por $j_\mu = ieA_\mu$ ($\mu = 1$ a 4), e = carga elétrica e A_μ é o campo eletromagnético.

– *de partículas na teoria quântica:* Quantidade construída a partir de operadores de campo representando as partículas (por exemplo, uma corrente vetorial exprimindo a transição entre um nêutron e um próton, indicados, respectivamente, por seus campos $u(n)$ e $u(p)$, será representada pela quantidade $[u(n)\gamma_\mu u(p)]$, onde γ_μ é uma matriz de Dirac. A Hamiltoniana de uma interação é obtida a partir de tais correntes. Exemplos de correntes: as correntes carregadas e neutras da interação eletrofraca.

– *carregadas:* fenômeno pelo qual uma interação de partículas produz uma troca de carga elétrica entre essas partículas. Nas interações fracas, as correntes carregadas são acopladas entre elas por meio de bósons intermediários carregados (W^\pm).

– *neutras:* fenômeno presentes nas interações fracas das partículas elementares. Trata-se de uma interação, entre partículas, sem troca de carga elétrica: a transformação, por meio de um campo fraco, de um elétron em um elétron, de um neutrino em um neutrino, de um próton em um próton e de um nêutron em um

nêutron. Por exemplo, um neutrino, interagindo sobre um próton, produz um neutrino e um próton como partículas resultantes. As correntes neutras são acopladas entre elas por meio do bóson intermediário (Z^0). Elas foram observadas experimentalmente em 1973.

CP (operação -): Operação combinada da paridade (P) e da conjugação de carga (C). Um teorema da teoria quântica de campos indica que seu produto pelo inverso do tempo (CPT) é sempre conservado. Nesse caso a operação CP é diretamente ligada à operação T: se CP é violada, também o é T.

Desintegração (ou decaimento): Transformação espontânea, provocada ou induzida (do tipo $A \rightarrow C + D$) de uma estrutura material A (núcleo ou partícula elementar) em outras estruturas C, D, etc. (núcleos ou partículas), de natureza diferente. Os núcleos radioativos e as partículas elementares instáveis se desintegram espontaneamente. As reações responsáveis pelas desintegrações são regidas pelos campos de interações fundamentais da matéria. A estabilidade, ou o tipo de desintegração, são fixadas pelas regras de seleção dos números quânticos, que caracterizam os estados considerados, relativos aos tipos de interações às quais são submetidas as partículas. Essas regras proíbem ou permitem as transições em vários estados finais possíveis.

– *de núcleos:* Espontaneamente, ela ocorre mais freqüentemente por radioatividade α (interação forte), β (interação fraca) e α (interação eletromagnética). Existe igualmente casos de fissão espontânea, se bem que a fissão seja geralmente provocada.

– *de partículas elementares:* as únicas partículas elementares estáveis são o próton, o elétron e os neutrinos. As ordens de grandeza do tempo de vida das partículas instáveis são determinadas pelo tipo de desintegração às quais elas estão submetidas (fraca: de alguns minutos à 10^{-13} s; eletromagnética: da ordem de 10^{-16} s; forte: da ordem de 10^{-22} s)

Detetor de partículas: Dispositivo experimental para o estudo de partículas elementares, onde se obtém as trajetórias dessas partículas pela materialização de um traço que elas deixam em um meio que atravessam. As partículas carregadas determinam, por ionização, efeitos macroscópicos, cuja natureza caracterizam o tipo de detetor: efeito químico sobre uma placa fotográfica sensível (emulsão nuclear), descarga elétrica entre dois eletrodos (contadores, detecção eletrônica), condensação de um gás sob pressão (câmara de Wilson), ebulição de um líquido aquecido (câmara de bolhas). A reconstituição das trajetórias permite a determinação de diferentes parâmetros (impulso, energia). As partículas neutras são detectadas por meio de efeitos indiretos (interações) que conduzem a partículas carregadas.

Dirac, Paul Adrian Maurice: Físico britânico (1902-1984), um dos fundadores da Mecânica Quântica e da teoria Quântica de Campos. Criador do conceito de antipartícula, consequência da sua equação relativista para os elétrons.

Eletrodinâmica Quântica: Na Física Clássica, a eletrodinâmica é a parte da Física que estuda as cargas elétricas em movimento. A eletrodinâmica quântica (QED) trata a eletrodinâmica no quadro conceitual da Mecânica Quântica e, mais precisamente, da teoria quântica de campos: ela torna o campo eletromagnético quantizado e, portanto, as equações de Maxwell do eletromagnetismo. O conceito fundamental é esse campo quantizado, que tem a forma de um operador, que age sobre os campos e que representam as partículas elementares carregadas. A interação é representada em termos de trocas de fótons entre as partículas carregadas: ela é calculada por meio de séries de perturbações, em função das potências da constante de acoplamento eletromagnético (que representa uma medida da carga elétrica). Essa série converge e pode ser calculada de forma aproximada. A massa nula do

quantum de campo, o fóton, permite a renormalização das grandezas físicas (massa, carga, etc.), resultando na obtenção de quantidades finitas, que constituem as previsões (extremamente precisas) da eletrodinâmica quântica. Essas previsões concordam de maneira surpreendente com as observações, que são, igualmente, muito precisas.

Eletrofraca (Interação –, teoria –, campo –): Dois dos quatro campos fundamentais de interação entre partículas materiais, o campo eletromagnético e o campo fraco, foram unificados em uma única teoria, a teoria do campo unificado eletrofraco. Segundo essa teoria, as partículas elementares, e seus campos de interação, estão submetidos a uma lei de invariância sob uma operação de simetria de um tipo particular, relativa aos números quânticos característicos das partículas submetidas a esses campo de força. O princípio de simetria de gauge (ou *jaugé*, em francês), do isospin fraco, acarreta consequências para a dinâmica das interações: o campo eletromagnético e o campo fraco aparecem, nas condições dessa simetria (que se aplica a uma energia relativamente elevada), como dois aspectos de um único campo de força, o campo eletrofraco. A baixas energias, a simetria de gauge é quebrada, os campos tornam-se distintos, assim como seus bósons de troca. Essa teoria prediz fenômenos como as correntes neutras e os bósons intermediários (existência e propriedades), que foram efetivamente observados.

Elétron: Partícula elementar de carga elétrica negativa e unitária, com massa de repouso de aproximadamente 0,5 elétron-volt (eV), de spin $\frac{1}{2} h/2\pi$ e, portanto, um férmion. Ele é o lépton carregado de menor massa e é estável. Na classificação dos léptons, ele está associado ao neutrino eletrônico (eles formam o doubleto (multiplete de dois componentes) de léptons de “primeira geração”). Os elétrons se combinam com os núcleos para formar os átomos. Essa partícula fundamental, de dimensão inferior a 10^{-16} cm (pontual, sem estrutura interna), submete-se aos campos de interação eletromagnético, fraco e gravitacional.

Estado (de um sistema físico): Conjunto de valores assumidos por grandezas físicas, que caracterizam uma das possíveis configurações de um sistema. A grandeza representativa de um estado físico é seu vetor de estado, ou função de onda. Na Física Quântica, o estado de um sistema, representado pela função de onda, é definido pela atribuição de um valor a cada um de seus números quânticos.

Estranheza: Número quântico, característico da classe das partículas estranhas. Sua conservação nas interações fortes e eletromagnéticas explica a produção associada, pelas partículas estranhas, das partículas ordinárias (próton, elétron, mésons π). Ela não é conservada nas interações fracas.

eV, keV, MeV, GeV: Unidades de energia, múltiplos de um elétron-volt (eV). Um elétron-volt é a energia transferida para um elétron quando ele é submetido a um potencial de um volt. $1 \text{ eV} = 1,602 \cdot 10^{-19}$ joule, $1 \text{ keV} = 10^3 \text{ eV}$, $1 \text{ MeV} = 10^6 \text{ eV}$ e $1 \text{ GeV} = 10^9 \text{ eV}$.

Exclusão (Princípio de – de Pauli): Princípio, proposto por Pauli, em 1925, segundo o qual duas partículas, que obedecem a estatística de Fermi-Dirac (férmions, de spin semi-inteiro), não podem ocupar o mesmo estado em um sistema quântico.

Fermi, Enrico: Físico italiano (1901-1954), autor de importantes trabalhos em física nuclear e em astrofísica. Deve-se a ele, em particular, a teoria estatística de Fermi-Dirac, a primeira teoria de campo de interação fraca e a realização, pela primeira vez, da fissão de um núcleo de Urânio. Ele dirigiu, em Chicago (1942), a construção da primeira pilha atômica de urânio. Constante de –: constante de acoplamento de interação fraca à baixa energias ($G_f = 10^{-5}/(M_p)^2$, onde M_p é a massa do próton).

Interação de –: Teoria Universal de Fermi para interações fracas (1933), modificada, em 1958, pela descoberta da não-conservação da paridade nessas interações.

Férmion: Classe de partículas de spin semi-inteiro (em unidades de $h/2\pi$). Elas obedecem a estatística de Fermi-Dirac para partículas quânticas, que estipula que a função de onda, de um sistema constituído por férmions, deve ser anti-simétrica pela permutação de dois férmions [$\Psi(a,b) = -\Psi(b,a)$]. O princípio de exclusão de Pauli é uma consequência imediata.

Fissão nuclear: Desintegração de um núcleo atômico em dois ou mais núcleos, nos quais as massas são da mesma ordem de grandeza, acompanhada da emissão de nêutrons e da liberação de energia. A fissão é, geralmente, provocada pela absorção de um nêutron pelo núcleo alvo. A emissão de nêutrons pode provocar uma reação em cadeia controlada (nos reatores nucleares) ou descontrolada (uma bomba atômica). A energia liberada é resultante da perda de uma parte da massa inicial do núcleo.

Forte (Interação nuclear –, campo de interação –): uma das quatro interações fundamentais da matéria. Sua constante de acoplamento é a de maior valor entre as quatro conhecidas; seu alcance é da ordem das dimensões nucleares. Ela é responsável pela ligação entre prótons e neutrons nos núcleos atômicos, por interações nucleares em partículas e núcleos (fissão, fusão) e, ao nível fundamental, pelas interações entre quarks. Sua estrutura dinâmica, à mínimas distâncias, é descrita pela cromodinâmica quântica. Em distâncias um pouco maiores, ela é objeto de abordagens mais fenomenológicas, não sendo aplicável a abordagem perturbativa da teoria quântica de campos.

Fraca (Interação nuclear –, campo –): Uma das quatro interações fundamentais da matéria. Ela afeta todas as partículas elementares e é, em particular, responsável pela radiatividade β . Ela é caracterizada por uma constante de acoplamento (G_f), por um alcance bem pequeno e uma estrutura dinâmica que é representada, fundamentalmente, pela troca de bósons intermediários entre correntes de quarks e (ou) de léptons. Ela é a única interação que não conserva a paridade.

Função de onda (ou vetor de estado): grandeza por meio da qual se representa um sistema em Física Quântica, em função dos parâmetros característicos do sistema estudado (espaço, tempo, energia, números quânticos). É uma grandeza matemática, cuja determinação é dada pela equação da evolução do sistema (equação de onda): as soluções dessa última são chamadas funções próprias. Cada uma caracteriza um estado possível de um sistema, com uma probabilidade dada pelo seu módulo ao quadrado. A função geral de onda, do sistema, é uma superposição linear dessas funções próprias, nas quais os coeficientes são as probabilidades respectivas de cada uma. Pode-se, conseqüentemente, determinar as probabilidades respectivas dos diversos valores das variáveis dinâmicas do sistema, que correspondem a grandezas observáveis.

Gauge (Invariância de –, teoria de –, jauge): Invariância sob uma transformação de gauge, isto é, de uma propriedade de simetria em relação a uma das cargas ou a um número quântico das partículas elementares. A transformação pode ser global (independente do ponto do espaço-tempo onde ela é aplicada) ou local (ela é determinada para cada ponto).

Glúon: Bóson responsável, no campo forte, pela propagação da interação entre os quarks. Possui massa nula, spin 1 (em unidades de $h/2\pi$) e é uma partícula vetorial.

Hadron: Partícula elementar que se submete ao campo de interação forte. Os hadrons se dividem em duas classes: os mésons, que são bósons, e os bárions, que são férmions. Os hadrons possuem estrutura interna, sendo constituídos de quarks que são ligados entre eles por glúons.

Hamiltoniana: Em Mecânica Clássica, ela é uma função de diversos parâmetros do sistema, representando sua energia total. Dela se obtêm as leis dinâmicas ou as equações do sistema. Na Física Quântica, ela é um operador, que tem o mesmo papel.

Heisenberg, Werner: Físico alemão (1901-1976), um dos principais fundadores da Mecânica Quântica.

Hiperon: Partícula elementar do tipo do nucleon, porém mais pesada e portadora de estranheza (da qual uma denominação relacionada é a hipercarga e disso vem esse nome). Os hiperons são instáveis e se agrupam, em famílias ou múltiplos de carga e hipercarga, com os nucleons e ressonâncias bariônicas, constituindo com eles um grupo de simetria. Os núcleos, nos quais um hiperon substitui um nucleon, são chamados hipernúcleos e são instáveis.

Interação: Ação mútua, entre partículas ou objetos físicos, local ou à distância. Ela se dá pela propagação, com velocidade finita, de um campo, cuja fonte são as partículas. Há quatro tipos de interações fundamentais, muito diferentes em suas intensidades e em suas estruturas. Macroscopicamente, somente os campos gravitacionais e eletromagnéticos são perceptíveis: suas intensidades decrescem com a distância, mas seu alcance é infinito. Os outros dois campos são de alcance bem menor: na dimensão nuclear, para o campo forte, e menor ainda para o campo fraco. Essas duas últimas interações existem no quadro teórico da Mecânica Quântica. As outras interações devem ser também quantizadas desde que elas intervenham a nível atômico.

Ionização: Fenômeno pelo qual os átomos perdem sua neutralidade elétrica (e tornam-se íons) pela retirada de um ou vários elétrons periféricos. Nas partículas elementares, ela é provocada pela passagem de uma partícula carregada na vizinhança dos átomos de um meio dado. É nela que estão baseados os métodos de detecção de partículas.

Isospin: Coordenada interna de partículas elementares, associada à carga elétrica, que permite exprimir a invariância (ou as regularidades) de comportamento de certas leis físicas, em relação às diferenças de carga. A representação do isospin é isomorfa à do spin e envolve a invariância da interação forte sob transformações, que mudam um componente em outro, de um mesmo múltiplo de isospin (por exemplo, próton para nêutron, etc.).

Isótopos: Nuclídeos tendo o mesmo número atômico (e, portanto, correspondendo a um mesmo elemento químico), mas com número de massa diferente (seus núcleos têm um mesmo número de prótons, porém o número de nêutrons é diferente).

Lagrangeana: Em Mecânica Clássica, é uma função de variáveis cinemáticas e dinâmicas de um sistema, que exprime a diferença entre a energia cinética e a energia potencial, a partir da qual obtêm-se as equações dinâmicas do sistema. Na teoria quântica relativista, é um operador que contém todas as características do sistema e que pode ser obtido a partir de considerações sobre as propriedades de simetria desse último.

Lépton: Partícula elementar, insensível à interações fortes, que pertence a uma família da qual os protótipos são o elétron e o neutrino. São conhecidos seis léptons, três carregado e três neutros. Os léptons carregados são os elétrons, os múons e os tauons; os neutros são três tipos de neutrinos, cada um associado à três partículas anteriores.

Matriz: Entidade matemática, que permite representar sistemas de equações lineares, possuindo a propriedade de não-comutação. Os operadores empregados na Mecânica Quântica têm as propriedades de matrizes.

Modelo Standard: Usa-se essa expressão para designar a (ou as) teoria(s), ou os modelos teóricos, aceitos pelos físicos, pelos astrofísicos e pelos cosmólogos, realizados sobre bases observacionais ou experimentais, e de fecundidade teórica. São elaborações bem recentes, dos anos 60 e 70, podendo ser provisórias. Na Física de Partículas, essa expressão é usada para as teorias que formam a interação eletrofraca e a cromodinâmica quântica.

Multiplete: Família de estados que se diferenciam um do outro por uma certa grandeza. Por exemplo, em espectroscopia, se diferenciam pelo momento magnético; na família dos nucleons, o próton e o nêutron pertencem a um mesmo multiplete de isospin.

Nucleon: Partícula elementar que constitui os núcleos, isto é, próton ou nêutron, que se comportam como dois estados diferentes de carga. O formalismo do isospin permite tratar o nucleon com uma única partícula.

Número (ou carga) bariônico: Número quântico de valores inteiros, de valor unitário para as partículas elementares, caracterizando os bárions.

Número quântico: grandeza física pertencente ao formalismo da teoria quântica, que permite caracterizar o estado de um sistema físico. Os diversos estados ou níveis de energia de um átomo, ou de um núcleo, são descritos por números quânticos de valores definidos. Da mesma forma, as partículas são descritas por um conjunto de números quânticos, ditos internos, tais como: massa própria, spin, carga elétrica, números bariônicos e leptônicos, etc.

Operador: Entidade matemática que serve para representar grandezas físicas em Mecânica Quântica: aplicado sobre a função de onda, ou vetor de estado, ele fornece, por intermédio da equação de onda, os valores efetivos dessas quantidades.

Paridade: Operação (designada por operador P) mediante a qual se inverte o sentido das coordenadas espaciais. É uma simetria por reflexão.

Partícula elementar: Estado da matéria, que pode ser considerada como uma estrutura simples e pelas quais os corpos são constituídos. Os átomos e os núcleos são constituídos pelas seguintes partículas elementares: elétrons, prótons e nêutrons; as duas primeiras são estáveis e a terceira está apenas ligada nos núcleos. Há muitas outras partículas mais (ou menos) instáveis na natureza, computando-se várias centenas. As partículas mais elementares são os quarks, os léptons e os bósons propagadores dos campos de interação. Todas as outras partículas são compostas por eles.

Partícula escalar, vetorial, spinorial, tensorial: caracter das propriedades de transformação no espaço da função de onda de uma partícula, determinado pelo seu spin (respectivamente, 0, 1, $\frac{1}{2}$, 2).

Perturbativa (Aproximação -): Método de cálculo de grandezas físicas, relativas a uma interação, que utiliza o desenvolvimento das amplitudes de transição, em séries de potência da constante de acoplamento. Se a constante de acoplamento é pequena em comparação à unidade, os primeiros termos do desenvolvimento fornecem uma boa aproximação das grandezas físicas. É nesse método que estão baseadas as aplicações da teoria quântica de campos.

Quarks: Partícula elementar constitutiva de todos os hadrons, de spin $\frac{1}{2}$ (em unidades de $\hbar/2\pi$), de carga elétrica semi-inteira ($-1/3$, $+2/3$ da unidade da carga elétrica). Existem seis tipos de quarks: u (*up*), d (*down*), s (*strange*), c (*charme*), t (*top*), b (*bottom*). Os quarks são, juntamente com os léptons, as partículas de base da matéria e têm dimensões praticamente pontuais de 10^{-16} cm.

Radioatividade: Transformação de um núcleo atômico em um outro núcleo, com a emissão de radiações α , β , ou γ . A lei de desintegração radioativa é de natureza probabilista.

- Raios cósmicos (partículas -):** Partículas elementares eletricamente carregadas, possuidoras de velocidade e de energia cinética (às vezes, com valores altíssimos), com origem exterior à da Terra. A radiação cósmica primária comporta núcleos e, sobretudo, prótons. A secundária é produzida pela interação da primária sobre os átomos da atmosfera e comporta, principalmente, múons, prótons e radiação eletromagnética. A fonte da radiação cósmica primária é constituída por corpos celestes onde existem intensas reações nucleares (Estrelas, regiões ativas de Galáxias, etc.)
- Reator nuclear:** Dispositivo produtor de energia a partir de reações, em cadeia controladas, de fissão nuclear. O combustível é, geralmente, o urânio 235 (presente no urânio natural que contém sobretudo o urânio 238).
- Renormalização:** Redefinição de certas constantes relativas à processos físicos, com o objetivo de eliminar quantidades arbitrárias (que podem ser infinitas), que aparecem nos cálculos realizados. Essa redefinição é legitimada por propriedades de invariância, que autorizam a escolha de uma transformação apropriada.
- Ressonância:** Designa-se com esse termo, na Física de Partículas, estados de partículas de duração de vida muito curta, que se desintegram por via forte.
- Spin:** Número quântico abstrato, que caracteriza sistemas quânticos (partículas, núcleos atômicos), interpretado como momento cinético intrínseco. Seu valor é expresso em múltiplos $h/2\pi$, sendo um valor inteiro para os bósons e semi-inteiro para os férmions. Nos sistemas físicos, os spins se compõem entre eles e com os outros momentos cinéticos (por ex., orbital), seguindo regras de quantização que permitem somente alguns valores (inteiros ou semi-inteiros).
- Spinor, spinorial:** Entidade de duas dimensões. Na Física, usa-se em uma grandeza cujas propriedades de transformação são aquelas de um spinor. Por exemplo, um campo spinorial é aquele de uma partícula quântica de spin $\frac{1}{2}$: ele tem dois componentes.
- Tempo (Inversão do -):** Operação pela qual se inverte o sentido do tempo. As reações reversíveis mantêm a mesma forma sob essa operação.
- Tempo de Vida:** Grandeza física, chamada também de período e designada por T, característica de um tipo de desintegração de uma partícula ou de um núcleo dado.
- Tensor:** Objeto matemático de vários componentes, que obedece a um certo tipo de transformação (diz-se covariante ou contravariante) por mudança do sistema de coordenadas (cada componente é representada por um índice superior (contravariante) ou inferior (covariante), que representam os valores de diversas coordenadas). O número de componentes é a ordem do tensor. Por exemplo, um tensor (de ordem 1) de uma componente, A_μ , é um vetor. O tensor a^ν_μ é um tensor de segunda ordem, covariante segundo ν e contravariante segundo μ .
- Vetor, vetorial:** Um vetor de espaço ordinário é uma grandeza caracterizada por três componentes desse espaço. Uma grandeza é dita vetorial quando ela se transforma como um vetor, por mudança de referencial (propriedade de covariância). Uma partícula vetorial é uma partícula de spin 1 (caracterizada por três componentes de spin), cuja função de onda se transforma como um vetor.
- Vida média:** Intervalo de tempo, que ao seu final, a metade de um lote de núcleos radioativos ou de partículas instáveis de um tipo dado, se desintegram.