

**PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA DE SÃO PAULO
PUC-SP**

Mauro Sebastião Martins

História das Partículas: de elétrons aos quarks

DOUTORADO EM HISTÓRIA DA CIÊNCIA

**São Paulo
2008**

**PONTIFÍCIA UNIVERSIDADE CATÓLICA DE SÃO PAULO
PUC-SP**

Mauro Sebastião Martins

História das Partículas: de elétrons aos quarks

DOUTORADO EM HISTÓRIA DA CIÊNCIA

**Tese Apresentada à Banca Examinadora
como exigência parcial para a obtenção
do título de Doutor em História da
Ciência, pelo Programa de Pós-
Graduação em História da Ciência da
Pontifícia Universidade Católica de São
Paulo, sob a orientação da Professora e
Doutora Ana Haddad Baptista.**

**São Paulo
2008**

Banca Examinadora

Agradecimentos

Este tese de doutoramento é o corolário de três anos de pesquisas e de redação nas bibliotecas e institutos de pesquisas da Pontifícia Universidade Católica de São Paulo e da Universidade de São Paulo. Ele não teria sido possível sem a gentileza e o atendimento dispensado pelas bibliotecárias destas instituições, da secretaria do Programa de Pós Graduação em História da Ciência da PUC-SP, dos professores doutores que lecionaram, com rara competência, as disciplinas componentes do currículo, sem o atendimento fidalgo dos estagiários do Centro Simão Matias de Estudos e Pesquisas em História da Ciência, sem a nossa querida professora doutora e orientadora Ana Haddad Baptista, sem o carinho e o amor dos meus familiares. A todos eles, quero expressar a minha eterna gratidão e reconhecimento. A todos eles, que fazem parte das minhas lembranças, e os que aqueles não me povoaram mais amiúde à memória, dedico este singelo trabalho, fruto de muito denodo e de muito amor.

Apresentação

Mauro Sebastião Martins é licenciado em física pela Universidade de São Paulo, e em Administração Pública pela Escola de Administração de Empresas de São Paulo, da Fundação Getúlio Vargas. Fez curso de pós-graduação lato senso em Educação, Tecnologias Interativas Aplicadas à Educação Titulou-se mestre em História da Ciência pelo Programa de Pós-Graduação em História da Ciência, sendo doutorando pelo mesmo programa de pós-graduação da Pontifícia Universidade Católica de São Paulo. É mestrando de Economia pela Faculdade de Filosofia Ciências e Letras de Araraquara da Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”, UNESP. Atua profissionalmente como professor de física e professor universitário de economia.

Resumo

Este trabalho, uma tese em história das partículas subatômicas, é um estudo da evolução histórica e epistemológica das teorias e experimentos em partículas e antipartículas, desde o advento da teoria quântica do elétron de Dirac, no ano de 1928, até as publicações das teorias sobre os quarks da década de sessenta, incluindo, nestas, a teoria dos quarks de Gell – Mann. Os estudos foram embasados nos levantamentos de bibliografias primárias e secundárias: manuais didáticos, artigos de revistas e jornais científicos, obras em história e filosofia da ciência e em história das partículas. Ele demonstra que o período delimitado para o estudo revela que as teorias e experimentos paradigmáticos surgem após um período de ciência normal, seguido de crise e concorrência entre as teorias e modelos experimentais, como compreendido pela análise histórica de Thomas Khun. As teorias e experimentos paradigmáticos, em partículas, surgem de rupturas com o velho conhecimento estabelecido, como entendido pela análise epistemológica de Bachelard, do desenvolvimento do conhecimento científico. No período atual a candidata à teoria paradigmática em partículas, segundo a manifestação da comunidade científica dos pesquisadores em física de partículas, é a teoria das supercordas. Entretanto, os estudos são conclusivos, quanto à existência de ciclos periódicos, nos quais, as teorias e modelos paradigmáticos aparecem e são superados por outras teorias e modelos paradigmáticos emergentes.

Palavras chaves: partícula, antipartícula, elétron, pósitron, bósons, férmions, léptons, mésons, neutrinos, quarks, paradigma, ruptura.

Abstract

This Work, a thesis in history of subatomic particles, is an historic and epistemological development study of the theoretical and experimental subatomic particles and antiparticles from the early Dirac's quantum theory of the electron, published in a year of 1928, until the publications of the theories of the quarks in a decade of the sixths, the Gell – Mann theory of quarks include. That research studies was made in primaries and secondary bibliographies, didactic manuals, articles of scientific journals and scientific magazines, history and philosophy of science books and history of particles books. This studies show that in the delimited period of study, the paradigmatic theories and experiments appear in the period call of common science, in suite the scientific period is the crisis, so, have a concurrency theories and experimental models period, finally appear a paradigmatic theory and experimental model, like the Khun historical analyses. The paradigmatic particles theories and experimental models, appear a manner of broke up whit of old scientific know, like understood of Bachelard analysis. In the daily period the candidate of paradigmatic theory of particles is the supercordas theory. However, ours studies are conclusive that it have a periodic cycle, into theirs, appear the paradigmatic theoretical and experimental models and had surpassed in the suite period by others paradigmatic theoretical and experimental models, and other periodic cycle occur when of paradigmatic theories and experimental models appear, and so on.

Keys words: particles, antiparticles, electron, positron, bosons, fermions, leptons, mesons, neutrinos, quarks, paradigmatic, broke up.

Sumário

Assunto	Página
Introdução	002
Capítulo I	009
1.1 Aceleradores de partículas	010
1.2 Evolução histórica das teorias em partículas	012
1.3 A descoberta do nêutron	014
1.4 Evolução histórica dos aceleradores de partículas	026
1.5 Aceleradores do céu: não aceleradores	031
1.6 Os primeiros aceleradores de partículas	032
1.7 Estudo de colisões de partículas: feixes de elétrons e pósitrons	036
1.8 Pesquisa em partículas: mésons	046
1.9 César Lattes: a contribuição à física de partículas	047
1.9.1 Lattes e a fundação do CBPF e do CNPq	049
1.9.2 Lattes e a descoberta do méson pi	049
1.9.3 Lattes, a contribuição vinda do exterior.	051
1.10 As pesquisas e experimentais dos mésons	054
Capítulo II	056
2.1 Raios cósmicos, cosmologia e astrofísica.	057
2.2 Neutrinos: as partículas fantasmas do universo	063
Capítulo III	065
3.1 História das partículas: modelos, teorias e experimentos.	066
3.2 Paul Dirac: a análise da teoria do elétron, partes I e II.	084
3.3 Neutrinos: teorias e desenvolvimento histórico: As equações de decaimento beta e beta inverso de Fermi e Majorana	107
3.4 Teoria para as radiações beta segundo Fermi	108
3.5 A aplicação da teoria de Fermi à desintegração beta	118
3.6 Cálculo da massa do neutrino	122
3.7 Quarks: teorias e desenvolvimento histórico	125
3.8 O modelo ressonante de quarks de Feynmann	131
3.9 O modelo de quatro quarks de Sakharov para os bárions	133
3.10 Bárions: o modelo de três quarks e a fórmula da massa	141
3.11 O modelo teórico de George Zweig: aces, linhas gerais.	142
3.12 O modelo teórico de Zweig	148
Capítulo IV	154
4.1 Filosofia e História da Ciência e História das Partículas	155
4.2 Bachelar, Canguilhem, Khun, Prigogine e Bohm: o que há de comum em história da ciência e epistemologia, na análise destes autores?	170
4.3 Partículas: a análise histórica e epistemológica do período enfocado	171
Bibliografia	192

Introdução

A preocupação com a explicação da matéria como constituída de elementos básicos, é encontrada em estudos e pesquisas dos historiadores da ciência, especializados em história antiga. E não é somente dentro da escola positivista, ou, dos historiadores que seguiram as determinações de Sarton.

Por uma questão de coerência metodológica, a filosofia natural grega antiga, será à base de exposição e desenvolvimento da história das partículas até as teorias da física moderna que tratam das partículas atômicas, culminando com as teorias e pesquisas sobre os quarks.

Do campo vasto da pesquisa histórica sobre a filosofia natural nas civilizações antigas, entre os gregos, uma escola, que não é proeminente, a Escola Materialista, preocupou-se com a procura do elemento primordial na constituição da matéria, os átomos. Demócrito, Leucipo e Lucrécio são os três filósofos mais importantes desta escola. De que era constituída a matéria segundo esta escola grega? Entendiam os integrantes da Escola Materialista que a matéria era formada de partículas às quais denominaram átomos. Ainda, segundo esta escola, os átomos seriam partículas indivisíveis.

O legado da Escola Materialista é praticamente esquecido até o século XVIII d.C. sendo restaurado com a teoria de Dalton. No intervalo de tempo histórico que se inicia por volta do século IV a.C., na Grécia Antiga, e que tem limite superior já nas transformações científicas iniciadas por Copérnico e consolidada por Newton, Descartes e Libniz, duas escolas proeminentes: a Academia de Platão, cuja existência prolonga-se até o século IX d.C. e a Escola Peripatética fundada por Aristóteles, darão núcleos importantes ao conhecimento da civilização ocidental. Se pensarmos em termos da estrutura da matéria, a doutrina dos quatro elementos: terra, água, ar e fogo, à qual, é acrescentado um quinto elemento, o éter, é o que se tem de mais refinado e que é adotado pela escola alquimista até o advento da química moderna, no final do século XVIII d.C. Encontramos alguns conceitos importantes, senão curiosos, produtos da Escola Órfica, em Platão, no Timeu, na geometria dos quatro elementos. Platão relaciona poliedros regulares à geometria dos elementos, deduzindo uma fórmula aritmética da composição destes na constituição daqueles.

Embora, para a física moderna, a teoria atômica tivesse sido a base sobre a qual se edificou a estrutura da matéria, a teoria dos quatro elementos

consolidada em Platão, e fruto do desenvolvimento da teoria dos elementos desde a escola de Mileto, é a teoria paradigmática que atravessa um longo período histórico que se inicia na Idade Antiga e perdura durante a Idade Média até a teoria atômica de Dalton.

O que se pode encontrar, historicamente, sobre o elétron entre as teorias dos filósofos gregos? Por volta do século VI. a.C., Tales da Escola de Mileto, realiza uma série de experiências com o atrito de uma resina, o âmbar, em grego elétron, com pedaços de pele de carneiro, relatando que os materiais atritados possuíam a propriedade de atrair pequenos pedaços de papiro.

Embora Tales tivesse descoberto os processos de eletrização estática de determinados materiais, é certo que o conhecimento “científico” do período histórico não pudesse conduzi-lo a definir o conceito de carga elétrica, menos ainda, saber que a eletrização dos materiais por ele utilizados na experiência, era o resultado da perda ou ganho de elétrons pelos materiais atritados.

A história da eletricidade e do magnetismo está intimamente ligada ao desenvolvimento histórico das teorias e experiências sobre o elétron. No início do século XVII D. C. é publicada em 1600 uma obra síntese dos conhecimentos sobre o magnetismo por Sir William Gilbert, médico de Sua Majestade a Rainha Elizabeth da Inglaterra, o *De Magnete*. Nesta obra encontra-se um estudo sobre as propriedades físicas e medicinais dos ímãs e uma teoria que antecipa as teorias modernas sobre os campos magnéticos dos corpos celestes, qual seja, à de que a Terra se comportava como um ímã. Embora o movimento de spin do elétron fosse a causa dos campos magnéticos dos ímãs estudados por Gilbert, não há qualquer menção ao elétron, no *De Magnete*. Gilbert estava interessado nas propriedades terapêuticas dos ímãs e os estudava dentro da tradição experimental proposta por Roger Bacon.

Há dados históricos que nos chegam até a era contemporânea desde o *De Magnete* de Gilbert Questionam a origem elétrica da matéria como fluidos continentes em corpos. Tais fluidos teriam duas naturezas: animal e vítrea, se o material eletrizado é de origem animal, ou, de origem resinosa. Estes conceitos e teorias só são questionados e modificados com Benjamim Franklin e Jan Baptiste du Fay, que entendem a eletrização dos materiais em

termos de cargas elétricas positivas e negativas. Entretanto, a eletrização dos corpos não abandona o conceito da troca de fluidos entre os corpos que se eletrizam. A teoria de que, na eletrização dos corpos, as cargas dos corpos são definidas pela falta ou ausência de elétrons, só surge com o advento da teoria atômica clássica, em termos experimentais, com as experiências de Thomson, o que quer dizer em termos cronológicos, no princípio do século XX. E se considerarmos que a teoria clássica do átomo se completa com a descoberta do nêutron, cuja comprovação experimental ocorre com as experiências de Chadwick, os fenômenos: elétricos, magnéticos e ópticos, que são explicados em termos das teorias clássicas e depois quânticas do elétron, só se consolidam a partir do ano de 1932.

A história da tecnologia e da técnica caminha interativamente com a história teórica e experimental. As experiências das medidas da carga e da massa do elétron não teriam sido possíveis sem o aprimoramento das bombas a vácuo, do aprimoramento dos magnetos, das pesquisas em gases rarefeitos, do desenvolvimento de dispositivos que acelerassem cargas elétricas, do conhecimento do efeito termiônico da corrente elétrica aplicado a filamentos de lâmpadas e transpostos para os tubos de raios catódicos nos quais Crookes descobre os raios canais, na verdade prótons. Depois das experiências de Rutherford, o bombardeamento de finas folhas de ouro com partículas alfa (núcleos de gás hélio), recolhidas em um anteparo fotoluminescente, a estrutura dos átomos é revelada. Rutherford constata, experimentalmente, que o átomo, assim como toda a matéria da qual é parte constituinte, é vazio. A massa dos átomos estava concentrada no seu núcleo.

O desenvolvimento da teoria atômica, e com ela a teoria do elétron será modificado drasticamente pelas teorias quânticas a partir de 1900 por Planck, com a teoria do espectro do corpo negro; por Einstein, em 1905, com a publicação da teoria da relatividade e com a teoria quântica da luz, por Bohr, em 1913, pela teoria quântica clássica do átomo de hidrogênio; por Sommerfeld com uma teoria atômica quântica relativística, a Teoria da Estrutura Fina, em 1916, por Louis de Broglie com a teoria dualista do comportamento de onda e de partícula do elétron, publicada em 1924, depois pelas teorias quânticas de Schrödinger, em 1926, pela teoria quântica e relativística de Dirac em 1928 (Dirac e Pauli concluem as suas teorias para o

elétron de forma independente). Com a teoria relativística de Dirac surge um novo conceito de vácuo (um espaço populado em níveis negativos de energia), e a possibilidade teórica da existência de uma partícula positiva com massa igual a do elétron. Essa nova partícula foi descoberta por Anderson, em 1933, trabalhando com física dos raios cósmicos, em experiências com câmaras de neblina de Wilson. As possibilidades da existência de pares de partículas e antipartículas começaram a ser exploradas teórica e experimentalmente desde a descoberta experimental do pósitron por Anderson. Já não se questionava o modelo clássico, mas, também, o modelo quântico, e não só do átomo, mas, o do elétron. Teorizava-se o elétron como partícula, como onda, como onda e partícula, Sua geometria poderia ser descrita como um ponto, uma singularidade no interior de uma onda estacionária e em fase com ele, uma nuvem carregada que ocupa todo o espaço, concêntrica com o núcleo atômico. O núcleo atômico começa a ser devassado à procura da compreensão da natureza das forças nucleares de interação forte e fraca que ligavam os núcleons e estes aos elétrons. A técnica e a tecnologia de investigação transformam-se dos canhões radioativos de Rutherford para chuveiros cósmicos e aceleradores de partículas, de algumas centenas de eletronsvolts para teraeletronsvolts. Começa neste instante a mais espetacular das pesquisas em física de partículas e cosmologia. Uma interação constante entre pesquisas no macro e no microcosmo. Os modelos quânticos e relativísticos voltam a dar à tônica das pesquisas exemplificadas na eletrodinâmica quântica e na teoria quântica de campos. Procuram-se simetrias e quebras de simetrias nos grupos de partículas. Desenvolve-se a teoria de grupos. Os dupletos, tripletos, octetos, multipletos, já não se referem aos dados da espectroscopia do início do século XX, e que eram devidos ao comportamento óptico dos elétrons segundo as teorias de Sommerfeld, Landé e Dirac, também, as experiências magistrais com espectrômetros de grade feitas por Anderson, Pasken ou Black, a linguagem da espectroscopia é adaptada ao comportamento quântico dos hádrons e léptons. Procura-se não mais a partícula fundamental, mas, os objetos fundamentais da matéria, os quarks. A tese da unidade elementar de carga se esfarela com a teoria dos quarks de Murray Gell - Mann publicada no ano de 1964 (George Zweig desenvolve sua teoria independentemente).

Os quarks teriam cargas elétricas de mais dois terços e menos de um terço da carga elementar.

Durante mais de cinco décadas desde as pesquisas químicas dos elementos, que culmina com a tabela periódica de Mendeleev, alguns elementos com instabilidade no núcleo foram encontrados durante os anos de pesquisa. É o caso da descoberta do rádio por Becquerel e do polônio pelos casais de cientistas: Juliot Curie e Marie Curie. A balística de partículas tem seu começo com o uso dos materiais ejetados pelos núcleos dos átomos do material radiativo, confinados em uma cavidade de bloco de chumbo. Os materiais ejetados, o que eram, senão partículas alfa e beta, núcleos de hélio carregados positivamente e elétrons? E qual era a origem desses elétrons ejetados? Descobriu-se por pesquisas experimentais que os elétrons provinham do núcleo atômico instável do elemento radioativo. E qual a partícula do núcleo que se desintegrava? O nêutron era esta partícula. E sua desintegração produzia um próton e um elétron mais energia. Faltava, entretanto, uma parcela no balanceamento de spin, energético e de massa na reação, muito embora houvesse a conservação da carga elétrica total. Pesquisas posteriores em fissão nuclear e de raios cósmicos indicaram que essa parcela de energia e de massa calculada pela teoria relativística, residia em uma nova partícula, o neutrino.

Desde a previsão teórica dos mésons por Yukawa, que recebeu uma importante colaboração de Enrico Fermi foram previstas novas partículas e antipartículas antevistas na teoria quântica de Dirac, o marco do desenvolvimento das teorias sobre partículas e antipartículas. A expectativa da descoberta de novas subpartículas previstas pelas teorias quânticas relativistas induziu a procura do desenvolvimento de novas técnicas e tecnologias em experimentação. A procura das novas subpartículas nos laboratórios propiciou o desenvolvimento de projetos de construção de grandes aceleradores de partículas. As pesquisas em astrofísica e cosmologia, com os novos radiotelescópios, fotometria e o telescópio espacial, propiciaram as descobertas da radiação de fundo, da matéria escura. Hoje, segundo a teoria das supercordas e experimentos em aceleradores de altas energias, supõem-se que a matéria escura seja composta com neutrinos, estas partículas fantasmagóricas e sem massa que

povoam o universo. Novamente, como em tantas etapas ao longo da história da ciência, assistimos a interação entre o micro e o macrocosmo, com as teorias quânticas encontrando comprovação de suas previsões nos dois domínios de pesquisa.

O que se procura na atualidade? O que os filósofos gregos procuravam em suas especulações sobre o elemento primordial da matéria. Em física de altas energias, física atômica e física nuclear tais elementos são objetos, objetos fundamentais da matéria universal. As teorias quânticas modernas nos dizem que as partículas fundamentais da matéria são léptons, um conjunto de seis partículas e quarks, estes últimos compõem a estrutura dos bárions, que na atualidade, atingem o número de centenas de partículas. Seriam estes dois conjuntos de partículas os objetos fundamentais da matéria? A cromodinâmica quântica diz que sim quanto à composição da estrutura de bárions e mésons, que os quarks, partículas com carga fracionária, menos dois terços e um terço da carga do elétron são os objetos fundamentais, e que os quarks no interior dos hádrons, e só assim são observáveis, são mediados por outras partículas de força de interação forte, os glúons, que são bósons coloridos, forças de cor em vermelho, azul e verde. A fusão da teoria das forças de interação forte com a eletrodinâmica quântica prevê que nesta cornucópia, de objetos fundamentais, e à espera da teoria síntese a completam quatro bósons: $W^{\pm}, Z^0, \gamma$. Completando a equação de onda para o balanceamento energético ainda se espera encontrar o bóson pesado de Higgs por estes dias correntes do ano de 2005 da nossa era. O bóson de Higgs tem massa menor do que 200 Mev, que depende de uma nova configuração do acelerador do CERN, ou um novo projeto de um superacelerador de colisão de partículas, já em fase de implantação. Um dos projetos ambiciosos, *joint-ventures*, entre vários países europeus e não europeus, prevê a construção de um superacelerador de partículas na Sicília, Itália, com capacidade de energia de colisão correspondente a 200.000 massas do próton.

Quais são as teorias mais aceitas em física de partículas? Estamos assistindo a uma verdadeira crise na eleição da teoria paradigmática, com teorias concorrentes que são desenvolvimentos das teorias quânticas

relativistas, da teoria quântica matricial e da eletrodinâmica quântica, modelada por álgebras de *Lie*, teorias estatísticas para grandes *ensembles*, teoria dos grupos de simetria, cálculo de tensores e termodinâmica quântica. As teorias de fusão de outras teorias, entre elas as teorias de fusão da força de interação nuclear fraca com as força eletromagnética de *Weimberg-Salam-Glashow*, teoria da fusão da força nuclear de interação forte com a força eletromagnética, a cromodinâmica quântica, teorias que foram o sonho de boa parte da vida de Einstein, trabalhando em uma teoria da unificação da força eletromagnética com a força gravitacional sem encontrar ao final da sua vida, o objetivo procurado; as teorias de calibre (de *gauge*) e hodiernamente, a teoria das supercordas, que é uma candidata mais provável à teoria paradigmática, não dão as respostas para a totalidade dos fenômenos experimentais emergentes. Teorias de supergravidade quântica pesquisadas, também, em cosmologia, e teorias da origem do universo, a dez dimensões, devem indicar o caminho revolucionário da nova teoria. Estariam as respostas escondidas em uma teoria de ruptura, com pouco ou nenhum contato com as teorias vigentes, como as teorias quânticas em relação às teorias clássicas no início do século XX? A resolução dos *ensembles*, na procura dos quarks e na procura dos bósons de Higgs, estaria de fato, na melhoria da potência dos aceleradores, ou no poder de resolução dos detectores? No passado as resoluções do efeito Zeeman anômalo, foram realizadas com o aumento da potência dos magnetos e na capacidade de resolução dos espectrômetros, entre o final do século XIX e início do século XX. As teorias empíricas em espectroscopia, como as teorias do efeito *Zeeman* de *Lorentz* e *Runge*, não eram satisfatórias. As respostas teóricas para o efeito *Zeemann* foram encontradas em teorias quânticas relativísticas, destas, a teoria para o efeito Zeeman mais completa é a de Sommerfeld, ampliada por Landé. Mas, a teoria quântica paradigmática para o efeito *Zeemann* surgiria somente em 1928 a teoria quântica e relativística para o elétron, de Dirac.

1º Capítulo

1.1. Aceleradores de partículas

As teorias para as partículas foram determinantes na construção dos aceleradores? A resposta é afirmativa. Teorias como as da cromodinâmica quântica, a teoria da unificação das interações eletromagnéticas com as interações fracas, as teorias de calibre, determinaram a construção de aceleradores que pudessem atingir energias de choque de algumas centenas de GeV, exigindo detectores e calorímetros, capacidade de processamento e armazenamento de dados, bem como velocidades de processamento compatíveis com os supercomputadores. Sabe-se que a cromodinâmica quântica, a teoria para os quarks, nos dias atuais espera a confirmação da previsão do quark top. A teoria da unificação de *Weimberg-Salam-Glashow*, prevê a existência dos bósons: W mais e menos, e do bóson Z neutro. Foram descobertos experimentalmente nas décadas de oitenta e noventa. As teorias de Higgs previram os bósons pesados, e que na atualidade é objeto da grande procura pela comprovação experimental. Se na década de cinquenta do século XX, já não se esperava um conjunto finito das partículas e subpartículas, na atualidade, já se tem certeza de que se trata de um conjunto infinito de partículas. Não se conjectura mais em geometrias esféricas, ou elípticas, nas quais estão confinadas as partículas, mas em cordas e supercordas em permanente vibração. Neste contexto teórico estão compreendidas: teorias de grupos supersimétricos, supercordas, gravidade quântica. À procura da grande unificação, os teóricos de partículas e da astrofísica se encontram em campos comuns. Se na cosmologia se procura a origem do universo material, na astrofísica, se procura a explicação para a matéria escura, na física de partículas e altas energias se está trabalhando com os mesmos objetos: bósons e férmions. Quando surgiu o próton logo após o *BIG BANG*, e quando adquiriu spin? Qual é a composição da matéria escura: neutrinos, léptons, as partículas que surgem das teorias de gravidade quântica? A resposta experimental pode vir dos grandes aceleradores projetados e existentes, como os: do *CERN*, *Brook Haven*, *Harvard*, do *Siracuse* projetado para energias de colisão da ordem de 200.000 massas do próton? Autores afirmam que por conta da limitação: custos, geometrias,

detectores, os aceleradores projetados para a superfície terrestre, encontrariam sérios competidores, nos fluxos de matéria cósmica que atingem a energia da ordem da potência de dez, elevada ao expoente dezoito, em elétrons volts. Em terra, os próximos aceleradores já atingirão energias da ordem de algumas dezenas de TeV. Pela análise dos dados históricos, em pesquisas teóricas e experimentais, tanto em astrofísica como em física de partículas, é de se esperar que seja intensificada a colaboração entre estes dois campos da pesquisa científica, o do macrocosmo e do microcosmo, na área comum da procura pelos objetos primordiais constituintes da matéria. Os textos científicos revelam pesquisas com grandes aceleradores de partículas e sem aceleradores. Os estudos das partículas, com grandes aceleradores exigem cada vez mais o desenvolvimento de alta tecnologia. As pesquisas, sem os aceleradores de terra contam com os chuveiros cósmicos de partículas e com as teorias e experiências em raios cósmicos e, astrofísica, e um desenvolvimento de alta tecnologia em detectores de partículas em um espectro energético que varia de alguns milhões de eletronsvolts a energias da ordem de 10^{20} eV. O mais sofisticado deles é o Observatório Pierre Auger¹. Sendo uma ferramenta indispensável, a evolução histórica dos aceleradores de partículas, no levantamento da sua história é de fundamental importância, como instrumento primordial para a pesquisa experimental destas.

Esta pesquisa acadêmica pretende levantar a história das partículas de acordo com duas linhas principais da formação da física: a primeira, a da física teórica e a segunda da física experimental, sendo a pesquisa centrada nos campos: da física de altas energias, dos raios cósmicos, da astrofísica e da cosmologia. Ao final, após o levantamento dos dados, analisá-los, concluir, procurando detectar as teorias e experimentações paradigmáticas, as seqüências e tendências nas linhas de pesquisa e o possível surgimento de uma grande transformação do conhecimento científico.

¹Paul Sommers, "Highest Energy Cosmic Rays and the Auger Project", in J. C. A. Barata, A. P. C. Malbouisson e S. F. Novaes, eds, *Particle and Fields: Proceedings of the IXth Jorge André Swieca Summer School*, pp. 493-512.

1.2. Teorias de partículas

As descobertas experimentais das partículas atuais resultaram da interação entre as teorias e as experimentações, no tempo histórico. Hoje as partículas previstas pelas teorias da gravidade quântica não foram descobertas experimentalmente; uma série de dados de partículas pesquisadas pela cosmologia, raios cósmicos e da astrofísica, não se enquadram nas teorias vigentes, e são explicadas provisoriamente por modelos empíricos aguardando uma teoria da grande síntese. Os teóricos proeminentes acreditam que a teoria síntese², tem sua séria candidata na teoria das supercordas³. As teorias de grupos⁴, e de supersimetrias⁵ conseguem explicar os multipletos dos hádrons e léptons, porém o prêmio Nobel do ano de 2004, em física, agraciou os pesquisadores experimentais e teóricos em física de partículas do CERN⁶, com um trabalho, que no conjunto, encontra a chave para a física de partículas: na cromodinâmica quântica e na liberdade assintótica. A cromodinâmica⁷⁸ quântica foi desenvolvida nos princípios da década de 60 do século XX, por dois eminentes pesquisadores e teóricos em física de partículas: *Murray Gell - Mann* e *George Zweig*, elas explicavam as estruturas de bárions e mésons como constituídas por objetos fundamentais, os quarks segundo Gell - Mann, *aces* segundo *Zweig*, partons segundo *Richard Feynman*, que trabalhou por longos anos com Gell-Mann.

As quebras de simetria de massa, carga e paridade, com a descoberta das novas partículas, foram adequando teorias quânticas à medida que na descrição teórica exigia operadores hamiltonianos cada vez mais complexos.

² A.Salam, *A Unificação das Forças Fundamentais: O Grande Desafio da Física Contemporânea*, pp. 13-14.

³ Pierre Fayet, "N=1 and N=2 Supersymmetric Theories of Particles", in, B. de Wit, P. Fayet & M. Grisaru, eds., *Supersymmetry Supergravity Superstrings, 86: Proceedings of the Trieste Spring School 7-15 April 1986* pp. 1-36.

⁴ V. Heine, *Group Theory in Quantum Mechanics: An Introduction to its Present Usage*, pp. 1-47.

⁵ P West, *Introduction to Supersymmetry and Supergravity*, pp. 5-31.

⁶ The Royal Swedish Academy of Sciences, "The 2004 Nobel Prize in Physics: Asymptotic Freedom and Quantum Chromodynamics-the Key to the Understanding of the Nuclear Forces", *A.A.P.P.S Bulletin*, pp. 2-10.

⁷ M. Gel-Mann, "A Schematic Model of Baryons and Mesons", *Physics Letters*, pp. 214-215.

⁸ M. Gel-Mann, "A Vector-Spinor Bootstrap as an Identity", *Physics Letters*, pp. 129-130.

As soluções das equações exigiram um maior número de termos, novas álgebras: C-álgebra de Dirac, álgebra de Lee e modelos físico-matemáticos adequados ao tipo de partícula. Modelos escalares, pseudo-escalares, vetoriais, vetoriais axiais, spinoriais, tensoriais⁹. Os modelos quânticos relativísticos deram início à busca de antipartículas com a teoria quântica do elétron de Dirac e a sua monumental obra, Eletrodinâmica Quântica, a teoria relativística do elétron de Dirac é de 1928. Dirac introduz cálculos matriciais e a C-álgebra e as regras de comutação de variáveis quânticas introduzidas por Heisenberg. Ao resolver a equação de onda para o elétron em um campo elétrico e magnético em um modelo relativista, partindo da crítica da equação de Klein - Gordon, e das matrizes de Pauli, encontra soluções para energias negativas e a carga positiva para o elétron. Sua teoria previa uma antipartícula para o elétron com a mesma massa deste e carga oposta em sinal¹⁰. Anderson descobriria experimentalmente a antipartícula prevista pela teoria do elétron de Dirac, no ano de 1933.

Para construir, segundo o caminho histórico correto, e explicitar os caminhos, cronologicamente, encadeados, deveremos estabelecer o marco histórico, a partir do qual poderemos partir e, definir a direção e o sentido da seta do tempo, e a delimitação em um período histórico de análise. Poderíamos estabelecer o ano de 1950 para o marco inicial, e examinar os dados de meio século de pesquisas, teorização e experimentos, ou o ano de 1964, ano da publicação da cromodinâmica quântica de Gell - Mann que previa os quarks como objetos fundamentais constituintes dos hádrons, ou em 1928, com a publicação da teoria relativística para o elétron de Paul Dirac, que previu a existência da antipartícula do elétron, o pósitron, que foi o marco inicial para o desenvolvimento da física de partículas, ou, para remontar aos primeiros modelos atômicos clássicos, ao modelo de Bohr, publicado em 1913, no qual o átomo de hidrogênio, era um sistema de partículas, composto de dois subsistemas, um núcleo com uma partícula carregada positivamente, o próton, e circundando o núcleo em órbita circular concêntrica, uma outra partícula carregada negativamente, o elétron; ambos

⁹ J. L. Lopes, *A Estrutura Quântica da Matéria: do Átomo Pré-Socrático às Partículas Elementares*, pp. 647-686.

¹⁰ P. A. M Dirac, "The Quantum Theory of the Electron, part II", *Proceedings of the Royal Society (London) A*, pp. 610-624.

com carga igual, em módulo, de $1,6 \cdot 10^{-19} C$, sendo massa do próton $\frac{1}{1837}$ vezes a massa do elétron. As órbitas, ou níveis de energia, nas quais se situava o elétron eram quantizadas, sendo a energia em um nível quântico principal igual a um múltiplo inteiro de $h\nu$, h é a constante de Planck e ν é a frequência de emissão do elétron, neste nível quântico. No modelo de Bohr as partículas fundamentais da matéria são duas: prótons e elétrons. Estabelecendo uma regressão histórica, percebemos que poderíamos estabelecer uma série infinita de eventos que remontariam aos pré-socráticos. Para que não percamos a objetividade da pesquisa, estabeleceremos o marco inicial nas teorias que previram os quarks, procurando nos modelos e teorias da estrutura da matéria, anteriores, a seqüência que os leva aos modelos e teorias para os quarks, e destas para as teorias e modelos que confluíam para a teoria da grande síntese. Com este intuito iniciaremos a nossa abordagem pelas teorias e comprovações experimentais para o elétron, destas para as teorias e comprovações experimentais do próton, destas para as teorias e comprovações experimentais para o nêutron, finalmente para as teorias e experiências que comprovam a existência dos objetos mais fundamentais da matéria na atualidade, estabelecendo este horizonte na atualidade histórica.

1.3. A descoberta do nêutron

Após a descoberta experimental do elétron, e do próton, o modelo atômico clássico em voga, nas primeiras décadas do século que se inicia em 1901, era o modelo de Bohr-Rutherford. O modelo do átomo de hidrogênio, teorizado, inicialmente por Bohr. Sir Ernest Rutherford, em um trabalho publicado em 1920¹¹, previa a existência de uma partícula com a mesma massa que o próton e que possuiria uma carga neutra, na verdade Rutherford aventava a hipótese de uma partícula no núcleo atômico do hidrogênio com carga zero, e na combinação deste, para constituir outros elementos atômicos

¹¹ Ernest Rutherford, "Nuclear Constitution of Atoms", *Proceedings of the Royal Society of London A*, pp. 374-400.

e seus isótopos¹². Rutherford, entretanto, ao descrever a constituição do núcleo atômico menciona o fato deste ser constituído de elétrons positivos e negativos, e que a carga positiva nuclear seria igual ao saldo da diferença entre as cargas elétricas positivas e negativas¹³.

Foi J. Chadwick, com pesquisas com partículas alfa, emitidas por uma fonte de polônio radiativo, usando anteparos metálicos e depois de parafina no caminho do feixe de partículas alfa, o descobridor do nêutron. A primeira notícia sobre a descoberta do nêutron aparece em uma publicação de 27 de fevereiro de 1932, no *Nature*¹⁴.

O experimento de Chadwick foi um aperfeiçoamento das experiências de Bothe, Marie e Juliot Curie, que já haviam detectado a presença de uma partícula neutra, resultante do bombardeamento de folhas delgadas de berílio por um feixe de partículas alfa, oriundas de uma fonte radioativa de polônio. O feixe destas partículas incidentes em anteparos de materiais, e que possuíam hidrogênio na sua composição, ao colidirem com estes provocavam a emissão de prótons, núcleos de hidrogênio com velocidades que atingiam o máximo de $3 \cdot 10^9$ cm/s. A explicação para o fenômeno, dada por estes experimentadores a respeito da transferência de energia para os prótons no feixe, devia-se a efeito similar ao efeito Compton, estimando que a radiação, emitida pelo berílio, corresponderia a um quantum de $50 \cdot 10^6$ elétrons volts. Em nenhuma destas experiências existe a menção da definição precisa desta partícula ejetada dos átomos de berílio na estrutura do material alvo, mas, a menção da radiação penetrante emitida por este, correspondente a um coeficiente de absorção de $0,3 \text{ cm}^{-1}$, e do quantum de radiação descrito nas linhas anteriores¹⁵. Chadwick questiona que a hipótese do quantum da radiação emitida pelo berílio e o efeito similar ao efeito Compton, não estavam de acordo com o balanço energético, a pressão do gás resultante da reação. Efetuando experiências com hidrogênio, hélio, lítio, berílio, carbono, constatou que a radiação ejetava partículas que pareciam prótons. Recolhendo amostras dos gases resultantes da irradiação, encontra

¹² *Ibid.*, p. 396, o trecho traduzido para o português diz, [...] Em outro caso, envolve a idéia da possibilidade da existência de um átomo de massa 1 e que tem carga nuclear zero. [...].

¹³ *Ibid.*, p. 377.

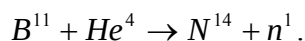
¹⁴ J. Chadwick, "Possible Existence of a Neutron", *Nature*, p. 312.

¹⁵ *Ibid.*, p. 312.

quantidades diferentes de íons, que em condições normais de pressão e temperatura, correspondiam a pressões diferentes do mesmo gás, para uma mesma quantidade de radiação.

A discrepância maior estava na aceitação da hipótese do quantum de energia emitido pelo berílio alvo ao ser bombardeado pelas partículas alfa, assumindo a hipótese da conservação da energia e do momento. A explicação encontrada por J. Chadwick exigia uma nova hipótese, a de que a radiação emitida pelo berílio se tratava de uma partícula com massa próxima a massa do próton e carga elétrica nula, na notação de Chadwick, ${}_0n^1$. A captura de uma partícula alfa pelo átomo de berílio, Be^9 , o transformaria, por reação nuclear, no isótopo 13 do carbono, C^{13} , que decairia para o isótopo 12 do carbono, C^{12} , com a emissão de um nêutron. A reação nuclear proposta por Chadwick incluía o cálculo para o balanço energético que possibilitaria determinar a velocidade de ejeção do nêutron do alvo de berílio e, conseqüentemente, o cálculo da sua massa relativa à massa do próton¹⁶.

$\text{Be}^9 + \text{He}^4 + \text{energia...cinética...da...}\alpha = \text{C}^{12} + n^1 + \text{energia...cinética...do...}n^1$. Como é mencionado no próprio trabalho de Chadwick de 1932, este realizou uma série de experimentos com reações nucleares que confirmavam a hipótese da existência do nêutron. Particularmente determinante, pela precisão das medidas das massas dos isótopos por Aston, é a reação nuclear com a captura de uma partícula alfa por isótopos de boro de massa 11 unidades da massa atômica, transmutando-se em isótopo do nitrogênio de massa atômica 14, com a emissão de um nêutron, que segundo Chadwick se tratava de uma partícula de massa próxima do nêutron e carga nula. A reação nuclear escrita por ele neste artigo, em notação dos elementos químicos é como a que se encontra a seguir,



A massa do nêutron, como evidenciada, só poderia ser deduzida por experiência¹⁷.

O balanço energético da equação nuclear para o berílio considerava que se as partículas alfa emitidas por uma fonte de polônio possuíam energia

¹⁶ J. Chadwick, "The Existence of a Neutron", *Proceedings of The Royal Society of London A*, Vol. CXXXVI, pp. 698-699.

¹⁷ *Ibid.*, pp. 699-701.

máxima, medida experimentalmente, de $5,25 \cdot 10^6$ eV, a energia cinética de emissão do nêutron teria um máximo em $8 \cdot 10^6$ eV. Com esta energia a velocidade do nêutron não ultrapassaria $3,9 \cdot 10^9 \frac{cm}{s}$. Com as melhores medidas experimentais, a velocidade de emissão do nêutron correspondia a $3,3 \cdot 10^9 \frac{cm}{s}$, um valor próximo do calculado¹⁸.

Onde estaria o embasamento inicial de que o nêutron teria a massa igual à do próton? J. Chadwick o encontra, pela vez primeira, em uma preleção de Ernest Rutherford, *Bakerian Lecture of 1920*, e na qual se encontra a primeira hipótese não explícita sobre a existência do nêutron, e da qual extrai este fragmento,

[...] É evidente que nós podemos abandonar a aplicação da conservação da energia e momento nestas colisões, ou adotar uma outra hipótese a respeito da natureza da radiação. Supondo que esta radiação não é um quantum de radiação, mas consiste de partículas de massa aproximadamente igual à do próton, todas as dificuldades com respeito às colisões, desaparecem, tanto com respeito as suas frequências quanto a energia transferida para diferentes massas. Com a intenção de descrever o grande poder de penetração da radiação, poderemos assumir que a partícula não tem uma carga líquida. Poderemos supor que esta consiste de um próton e um elétron, combinados, o nêutron, discutido por Rutherford em sua *Bakerian Lecture of 1920*. [...] ¹⁹

Esta hipótese, a de que o nêutron seria composto de um próton e um elétron, seria retomada na física de partículas, em busca dos objetos fundamentais da matéria pelo início do ano de 1950. Em meados da década de 60, em 1964²⁰, a cromodinâmica quântica previa a existência de partículas com cargas fracionárias em relação à carga fundamental, os quarks. Segundo a teoria da cromodinâmica quântica, o nêutron seria composto por dois quarks up e um quark down, pensando na conservação do número bariônico igual a 1, e da carga elétrica nula, desta forma o $n = (uud)$. Esta hipótese aceita na atualidade é amplamente comprovada por

¹⁸ *Ibid.*, p. 699.

¹⁹ *Ibid.*, p. 697.

²⁰ M. Gel-Mann, "A Schematic Model of Baryons and Mesons", *Physics Letters*, pp. 214-215.

experiências em aceleradores de partículas, e será amplamente explorada no capítulo sobre as teorias modernas em partículas.

Mas, o cálculo da massa do nêutron efetuado por Chadwick, baseia-se em dados experimentais, e no contexto da física clássica. Na montagem experimental, o livre percurso médio dos nêutrons até serem capturados pelos átomos, em uma atmosfera de nitrogênio à pressão de 760 mmHg e 15°C, em 100 traços, correspondia à 3,5 mm. Para este deslocamento a velocidade correspondente seria de $4,7 \cdot 10^8 \frac{cm}{s}$. A velocidade de um próton nas mesmas condições experimentais, deslocando-se de 3.3 mm, corresponde a $3,3 \cdot 10^9 \frac{cm}{s}$. Neste caso, se M é a massa do nêutron e V a sua velocidade, a máxima velocidade atribuída ao próton u_p , um núcleo de hidrogênio, é igual a:

$$u_p = \frac{2M}{M+1} \cdot V.$$

Tendo-se, que a máxima velocidade para o átomo de nitrogênio, é igual a:

$$u_n = \frac{2M}{M+14} \cdot V.$$

Dividindo-se a velocidade máxima do nitrogênio pela velocidade máxima do hidrogênio, tem-se,

$$\frac{\frac{2M}{M+1} \cdot V}{\frac{2M}{M+14} \cdot V} = \frac{M+14}{M+1} = \frac{u_p}{u_n} = \frac{3,3 \cdot 10^9}{4,7 \cdot 10^8} \Rightarrow M = 1,15.$$

Como o erro no cálculo experimental da pressão do gás nitrogênio, resultante da reação nuclear, devido ao choque com as partículas alfa, era de 10%, Chadwick conclui que a massa do nêutron era aproximadamente igual à massa do próton²¹.

No sumário do artigo, Chadwick afirmava que haveria evidência de que a massa do nêutron seria da ordem de 1,005 a 1,008 da massa do próton, e que, provavelmente, trata-se de um próton ligado a um elétron, sendo a energia de ligação de 1 a 2 milhões de eletronsvolts. As análises das radiações emitidas pelo berílio e pelo boro confirmaram que não se trata de

²¹J. Chadwick, "The Existence of a Neutron", *Proceedings of The Royal Society of London A*, Vol. CXXXVI, pp. 698-699.

radiação segundo a teoria quântica, mas, de uma partícula com carga nula e massa igual a do próton, o nêutron²².

Em uma outra experiência de bombardeando com partículas alfa em alvos constituídos por átomos de boro de isótopo 11, fazendo o balanceamento energético da reação nuclear²³, o cálculo das massas de reagentes e produtos conduz a massa calculada para o nêutron de 1,0067 da massa do próton. Se os erros das medidas e cálculos são computados, a massa calculada por Chadwick, para o nêutron, situa-se entre 1,005 e 1,008 da massa do próton²⁴.

As experiências com partículas em câmaras de neblina a alto vácuo, permitem medir e comparar os deslocamentos das partículas. Tomando este parâmetro em conta, é possível distinguir prótons emitidos do núcleo de substâncias hidrogenadas de nêutrons emitidos pelo núcleo de átomos com número atômico pequeno, como é o caso do isótopo 9, do berílio e 11, do boro, bombardeados com partículas alfa, capturando-as, transmutando-se em isótopos instáveis: 13 do carbono e 15, do nitrogênio, que decaem em isótopos estáveis: 12 do carbono e 14 do nitrogênio, e um nêutron, segundo as reações nucleares propostas por Chadwick. A interação entre um próton e um elétron supostos ligados, segundo o modelo por ele proposto, envolveria uma energia de ligação da ordem de 1 a 2 GeV, presumindo-se, por cálculo, uma distância de interação de 10^{-13} cm, em outras palavras, o raio do nêutron, calculado, teria esta ordem de grandeza. Ainda, segundo o modelo construído a partir dos dados experimentais, o nêutron poderia ser comparado a um pequeno dipolo. A hipótese, de carga nula, explica a distância de interação calculada. E, também, a facilidade com que o nêutron penetra os núcleos, leves e pesados dos átomos²⁵. E atravessamento com da barreira de potencial eletrostático do núcleo atômico. Experimentalmente, esta capacidade de penetração do nêutron fica evidenciada pelo deslocamento e pela velocidade de deslocamento nas câmaras de neblina²⁶.

²²J. Chadwick, "The Existence of a Neutron", *Proceedings of The Royal Society of London A*, Vol. CXXXVI, p. 708.

²³*Ibid.*, p. 701.

²⁴*Ibid.*, p. 702.

²⁵*Ibid.*, pp. 702-703.

²⁶*Ibid.*, p. 703.

No artigo de 1933, *The Nêutron*, de J. Chadwick, há uma menção as partículas fundamentais do modelo atômico, que até então, segundo Bohr, no artigo publicado em 1913, sobre o modelo atômico para o átomo de hidrogênio, um modelo clássico, e que é melhorado por Sommerfeld, no artigo de 1916, a teoria sobre as linhas espectrais, uma teoria quântica de partículas em um modelo relativista, modificando as órbitas circulares por órbitas elípticas, a partícula fundamental que compunha o núcleo tinha carga elétrica positiva, um elétron positivo, segundo Rutherford. Após as experiências de Rutherford, bombardeamento de folhas finas de ouro com partículas alfa: as dimensões atômicas, a relação entre a massa do elétron e a massa do núcleo ficou determinada. Rutherford constata que: a matéria é um vazio, a massa do elétron era da ordem de grandeza de 1837 vezes, menor do que a massa do próton, descrito por ele, como um elétron positivo. No mesmo artigo de 1920, há também a menção de uma partícula de carga líquida neutra, que poderia ser um próton ligado a um elétron²⁷, mencionado por Chadwick no seu artigo de 1932, sobre a existência do nêutron. Sobre as partículas atômicas fundamentais escreve,

[...] A natureza e as propriedades do nêutron são de interesse, não apenas pela sua novidade, mas, por que o nêutron é, provavelmente, a mais importante unidade da estrutura da matéria. É agora, geralmente, assumido, que o núcleo atômico é constituído de: prótons e de nêutrons; isto explica por que a massa do núcleo é, sempre, maior ou igual ao dobro da sua carga, por que existem muito mais nêutrons, na matéria, do que prótons.

[...] ²⁸

Portanto, a partir do ano de 1933, as partículas atômicas fundamentais conhecidas se restringiam a três: o elétron, o próton e o nêutron. Uma tabela de partículas, que sofreria um acréscimo, o do pósitron, previsto pela teoria relativística do elétron de Dirac, e descoberto, experimentalmente, por Anderson em 1932. Estendendo o conceito de partícula para a radiação eletromagnética, segundo a teoria quântica da radiação eletromagnética de

²⁷ Ernest Rutherford, "Nuclear Constitutions of Atoms", *Proceedings of The Royal Society of London, A*, pp. 374-395.

²⁸ J. Chadwick, "The Neutron", *Proceedings of The Royal Society, A*, p. 2.

Einstein, entre partículas distinguíveis e não distinguíveis, teríamos, já por este período: os bósons dos raios-X e dos raios gama, o da luz. O total de partículas fundamentais conhecidas, entre férmions e bósons, já atingia sete. A previsão do elétron positivo, pela teoria do elétron de Dirac, desencadearia a pesquisa teórica e experimental por partículas e antipartículas, determinando dois campos de pesquisa: a física de altas energias em laboratório, com os aceleradores, e a física de raios cósmicos. A balística de partículas, incluía o nêutron na investigação do núcleo atômico, além das partículas: beta e alfa, (elétrons e núcleos do átomo de hélio), e o próton, com energias cinéticas da ordem de 10^6 eV, propiciando velocidades de colisão da ordem de 10^9 cm/s, e cujas fontes de emissão se encontravam nos núcleos radioativos dos átomos do polônio e do rádio, e núcleos instáveis bombardeados por partículas alfa²⁹.

As experiências realizadas por J. Chadwick, entre os anos de 1932 e 1933, formula a hipótese de existência do nêutron como uma partícula fundamental. Elas provam a existência do nêutron e refutam os modelos que tomavam a hipótese do quantum de radiação e do próton intimamente ligado com um elétron, uma partícula complexa, no núcleo. Sua principal argumentação contra o modelo do próton ligado ao elétron, como hipótese para explicar o nêutron, como uma partícula complexa, estava em duas asserções que se alicerçavam em respostas experimentais: 1) se o nêutron é um próton ligado a um elétron, com energia de ligação da ordem de 1 milhão de elétrons volts, é semelhante a um átomo de hidrogênio, deveria se esperar que um nêutron se transformasse, por reação interna, em um átomo de hidrogênio, entretanto, tal reação, à época, era muito difícil de reproduzir, muito raro de acontecer; 2) se o nêutron é um próton ligado a um elétron, o spin do elétron teria que ser zero, uma vez que as medidas dos spins, do próton e do nêutron, concordavam com os valores teóricos de $\frac{1}{2} \frac{h}{2\pi} = \frac{1}{2} \hbar$, e os dados experimentais, a respeito do elétron, não concordavam com a asserção de um elétron com spin zero; portanto, as respostas teóricas e

²⁹ *Ibid.*, pp. 1-25.

experimentais reforçavam a hipótese do nêutron como uma partícula fundamental³⁰.

As reações nucleares estudadas, experimentalmente, por Chadwick, se estribavam no bombardeamento, com partículas alfa e nêutrons, de núcleos atômicos alvos: em rarefeitas atmosferas gasosas: argônio, nitrogênio, hidrogênio, boro; finíssimas folhas de metais: berílio, alumínio, freqüentemente; finas placas de parafina (substância abundante em prótons), amostras de grafite (fonte do isótopo 12 do carbono). Os parâmetros experimentais, de cujos dados, procurava o modelo correto para o nêutron, ancoravam-se em medidas dos traços, no deslocamento das partículas em câmaras de ionização, os traços eram fotografados em um determinado intervalo de tempo, 30 a 40 segundos, com um oscilógrafo de deflexão, medidas de pressão do gás ionizado. Estes dados medidos possibilitavam o cálculo das velocidades das partículas, das energias cinéticas de: prótons e nêutrons, determinando as diferenças entre as duas partículas. Com o balanço energético, das reações nucleares hipotéticas, era possível calcular a massa do nêutron e a reação nuclear mais provável. A carga elétrica nula do nêutron foi deduzida dos dados experimentais das massas dos núcleos atômicos e da lei da conservação da carga elétrica em um átomo neutro, e das medidas experimentais de spin³¹. A tabela Síntese dos Dados Experimentais do Nêutron de J. Chadwick, dá um quadro geral do seu trabalho sobre o nêutron.

³⁰ *Ibid.*, pp. 14-15.

³¹ J. Chadwick, "The Neutron", *Proceedings of The Royal Society, A*, pp. 13-15.

Tabela: Síntese dos Dados Experimentais sobre o Nêutron de J. Chadwick³²

massa...do...nêutron = 1,0067...da...massa...do...próton

<i>reação...nuclear</i>	<i>velocidade(cm/ s)</i>	<i>energia(eV)</i>	<i>radiação...γ(eV)</i>
$Be_4^9 + He_2^4 \rightarrow C_6^{12} + n_0^1$	$1,00 \cdot 10^9$	$0,50 \cdot 10^6$	$7,00 \cdot 10^6$
$Be_4^9 + He_2^4 \rightarrow C_6^{12} + n_0^1$	$1,68 \cdot 10^9$	$1,47 \cdot 10^6$	—
$Be_4^9 + He_2^4 \rightarrow C_6^{12} + n_0^1$	$2,16 \cdot 10^9$	$2,50 \cdot 10^6$	—
$Be_4^9 + He_2^4 \rightarrow C_6^{12} + n_0^1$	$2,80 \cdot 10^9$	$4,10 \cdot 10^6$	<i>.....radiação...γ(eV)</i>
$Be_4^9 + He_2^4 \rightarrow C_6^{12} + n_0^1$	$3,92 \cdot 10^9$	$8,00 \cdot 10^6$	—
$Be_4^9 + He_2^4 \rightarrow C_6^{12} + n_0^1$	$4,18 \cdot 10^9$	$9,10 \cdot 10^6$	—
$Be_4^9 + He_2^4 \rightarrow C_6^{12} + n_0^1$	$4,40 \cdot 10^9$	$10,10 \cdot 10^6$	—
$Be_4^9 + He_2^4 \rightarrow C_6^{12} + n_0^1$	$4,77 \cdot 10^9$	$11,90 \cdot 10^6$	

a...radiação...gama...tem...valores...entre : $5 \cdot 10^6$, $6,5 \cdot 10^6$, e $7 \cdot 10^6$ eV

Da análise da tabela nota-se que a reação nuclear da partícula alfa com o berílio é acompanhada da emissão de raios gama. A energia associada ao nêutron, aumenta com o aumento da sua velocidade de deslocamento.

A determinação da massa do nêutron é baseada em reações distintas: da desintegração nuclear do isótopo 11 do boro, bombardeado por partículas alfa; da reação nuclear do isótopo 7 do lítio com partículas alfa, com uma reação secundária de desintegração do isótopo 7 do lítio e com a captura de um próton; pela diferença entre a massa do isótopo 2 do hidrogênio, o deutério e a massa do próton, supondo-se que a massa do núcleo de deutério fosse igual à soma das massas do próton e do nêutron. Segundo as reações propostas por Chadwick, a massa do nêutron estaria entre os valores de 1,0058 e 1,0070 da massa do próton. O valor mais provável calculado para a massa do nêutron é de 1,0067 da massa do próton, segundo os cálculos de Chadwick para nêutrons ejetados de núcleos do isótopo 11 do boro, em feixes com velocidade máxima, colidindo com blocos de parafina, da qual, são emitidos prótons, detectados segundo máximos de intensidade de emissão. Tomando as medidas de Aston dos núcleos, Chadwick determina a massa do nêutron³³.

³² *Ibid.*, pp. 10-11.

³³ J. Chadwick, "The Neutron", *Proceedings of The Royal Society, A*, pp. 12-14.

Outra medida importante, das dimensões atômicas, é a medida do raio máximo do nêutron, obtido por cálculo das experiências de colisão, deste, com núcleos atômicos. Os raios das superfícies mínimas de colisão calculadas por Chadwick, variavam entre $3,5 \cdot 10^{-13}$ cm e $7,0 \cdot 10^{-13}$ cm³⁴. Comentando as discrepâncias entre os valores calculados, para as diferentes substâncias atômicas: carbono, argônio, concluiu que uma medida mais refinada estaria na medida da área alvo de colisão entre nêutrons e prótons. O que é comum, aos dados experimentais obtidos, é a ordem de grandeza da distância mínima de interação, ou seja, 10^{-13} cm. À página 17 do artigo, *The Nêutron*, de 1933, Chadwick menciona uma função potencial tomando o primeiro raio de Bohr, a_0 , para o hidrogênio, deduzida por Massey. Segundo essa função, do potencial elétrico criado pelo núcleo atômico, para a carga efetiva nuclear $Z = 25,000$, o raio, r , do nêutron corresponderia a, aproximadamente, $2 \cdot 10^{-13}$ cm. A função potencial de Massey, como escrita no texto de Chadwick é a seguinte,

$$V(r) = e^2 \left(\frac{1}{r} + \frac{Z}{a_0} \right) e^{-2Z \cdot r / a_0}.$$

O quadrado de e , é o valor da carga elementar³⁵.

O cálculo do raio do nêutron em colisões entre prótons e nêutrons, segundo o potencial de Massey, tem valor próximo a $1,4 \cdot 10^{-14}$ cm. Este valor torna-se, mais e mais, discrepante, para feixes de nêutrons, com velocidade acima de $2,7 \cdot 10^9$ cm/s³⁶. Não há menção de tratamento relativístico da dinâmica das partículas em colisão, até este ponto do trabalho de Chadwick. Não há consideração, nos cálculos, do campo magnético criado pelos prótons, na colisão com os nêutrons. Os instrumentos de medidas utilizados por Chadwick, eram inadequados e morosos, para um refinamento, mantendo o mesmo modelo experimental. O trabalho de Chadwick, que prova a existência do nêutron, determina, também, o parâmetro que resultaria no cálculo da força de interação forte, ao calcular a secção eficaz de choque para o nêutron e encontrando uma distância mínima de interação

³⁴J. Chadwick, “The Existence of a Neutron”, *Proceedings of The Royal Society of London A*, p. 703.

³⁵J. Chadwick, “The Neutron”, *Proceedings of The Royal Society, A*, pp. 15-16.

³⁶*Ibid.*, p. 16.

da ordem de 10^{-13} cm^3 ³⁷. Outra descoberta importante se encontra no tratamento do nêutron como uma partícula complexa³⁸, e que já constava do trabalho de Rutherford de 1920³⁹. A hipótese de que o nêutron seria uma partícula composta de um próton e um elétron, intimamente ligados, e cuja energia de ligação seria da ordem de um milhão de elétrons volts. Hipótese que foi descartada por Chadwick, com um cálculo do balanceamento: energético e de massas, tanto do elétron quanto do próton, e da analogia com o átomo de hidrogênio, ou do porque o nêutron, enquanto uma partícula complexa, não se transformava em um átomo de hidrogênio, hipótese que só poderia ser comprovada em reações de colisões nêutron-nêutron, capazes de quebrá-los em seus constituintes elementares: um próton e um elétron e um neutrino. Sendo rara a possibilidade que tal acontecesse, e pelo confronto crucial e definitivo com o cálculo dos spins: de prótons, nêutrons e elétrons e da partícula complexa, define o nêutron como uma partícula elementar. Raciocínio, por analogia, é estendido ao próton, tomando-o como uma partícula complexa, constituída de um nêutron, de um elétron positivo e de um neutrino, e cuja confirmação dependeria de uma reação na colisão entre próton-próton, reduzindo-os a suas partículas elementares. Modelo também rejeitado por não encontrar uma comprovação experimental no período histórico, no qual as pesquisas foram realizadas, entre 1930 e 1933⁴⁰. Entretanto, a técnica experimental desenvolvida por Chadwick, o da colisão de partículas com um núcleo atômico alvo, e a produção de nêutrons, prótons, raios gama, elétrons e pósitrons, encontraria aplicação nos aceleradores de partículas que procurariam, nas últimas oito décadas, a comprovação experimental para os objetos fundamentais da matéria, através, dos hodiernos, sofisticados: detectores e calorímetros, secundados de computadores de última geração para o processamento dos dados.

³⁷J. Chadwick, "The Neutron", *Proceedings of The Royal Society, A*, p. 17.

³⁸*Ibid.*, p. 14.

³⁹ Ernest Rutherford, "Nuclear Constitution of Atoms", *Proceedings of The Royal Society of London, A*, p. 396.

⁴⁰ J Chadwick, "The Neutron", *Proceedings of The Royal Society, A*, pp. 14-15.

1.4. Aceleradores de partículas

No ano de 1956, passados longos anos do projeto e construção dos aceleradores Linacs, os avôs dos aceleradores atuais, dos betatrons, hoje conhecidos como aceleradores angulares de partículas, obra de Lawrence, tanto os bétatrons quanto os síncrotrons aplicavam a técnica do campo crescente com o tempo. Estas condições técnicas e tecnológicas em meados da década de cinquenta, possibilitavam manter a partícula em estudo em uma órbita de maior energia, para a colisão.

Por volta deste mesmo ano, um grupo do meio oeste americano, o MURA, preocupou-se com um projeto que alterava os parâmetros dos aceleradores de partículas. A primeira, consistia na procura da técnica de manutenção do campo magnético constante, a par desta vantagem sobre os aceleradores antigos, procurava-se melhorar o foco, com a focalização alternada e modulação da frequência, para manter o feixe de partículas em melhor confinamento no interior do acelerador. O resultado do trabalho deste grupo redundou na construção de um protótipo, FFAG, um acelerador com um campo fixo alternado, para um feixe de elétrons de 400 Kev, concluído no ano de 1956. As características técnicas, deste acelerador, permitiam obter um feixe de 10^{14} prótons por segundo, cerca de 1000 vezes a capacidade de um acelerador clássico. Estruturalmente o FFAG se compunha de 16 setores irradiantes, oito no interior e oito no exterior. O raio mais externo de energia máxima do feixe se situava entre 34 e 50 centímetros, 16 vezes maior que um síncrotron equivalente. Sua focalização foi melhorada com a introdução de ranhuras em substituição aos setores radiais, sua bobina tinha a forma de uma espiral, e estava localizada no entorno do acelerador.

A principal função de um acelerador de partículas é o de proporcionar a energia suficiente para provocar o choque inelástico entre partículas, capaz de rompê-las e estudar-lhes a estrutura interna, em busca dos objetos fundamentais constituintes da matéria. Portanto, trata-se de um instrumento que pode atuar em um espectro de energias de interações fracas, como também de interações fortes, o que quer dizer, que pode possibilitar o estudo das estruturas de léptons, núcleons e também hádrons. Então, estas possantes máquinas que podem acelerar partículas a energias e velocidades

relativísticas, têm as suas arquiteturas construídas segundo as teorias de partículas, tais como, a teoria da cromodinâmica quântica, as teorias de unificação, as teorias de gauge, a eletrodinâmica quântica e de glúons. Incluem-se neste rol, os possantes aceleradores projetados para a teoria das supercordas, que agregam o campo gravitacional e cálculos de gravidade quântica, na teoria de partículas, e cujo dimensionamento é fantástico, quando o objeto experimental se trata de partículas que se deslocam com energias de 10^{18} eV, como as partículas cósmicas impulsionadas por campos elétricos e magnéticos de estruturas galáticas, de quasares, de pulsares, de buracos negros, de supernovas, de anãs brancas; partículas que possuindo a ordem de grandeza mencionada, para que fossem produzidas em aceleradores terrestres exigiriam dimensões inapropriadas às dimensões do planeta Terra. Falando-se na linguagem dos astrofísicos, são partículas, para as quais, exigem-se não aceleradores, ou os aceleradores cósmicos. O método de investigação dos objetos fundamentais é o da investigação por fragmentação por colisão, portanto, experimentalmente procura-se a energia mínima de fragmentação das partículas. Ora, a energia de fragmentação está relacionada com as forças de interação entre as partículas, a força nuclear de interação forte, e a de interação fraca. Uma das teorias de gauge mais testadas é a cromodinâmica quântica, e, também, a teoria da unificação das interações fortes com forças eletromagnéticas, a teoria de Weimberg-Salam-Glashow.

Desta forma, as pesquisas pelos quarks, pelos bósons $W^{\pm}, Z^0, X, Y$, os bósons de Higgs, induziram a construção de aceleradores, detectores, calorímetros, campos elétricos e magnéticos de aceleração e focalização, de acordo com as teorias, procurando adequar as energias de colisão às energias previstas para a detecção destas partículas. Há que se ter como parâmetro importante, nas colisões, também, a conservação dos momentos, além das energias de colisão. E segundo a identificação inequívoca das partículas, a quebra ou não de simetrias, a quebra, ou não, da paridade e da carga elétrica, quiralidades, e a determinação de outros números quânticos que tornam as partículas distinguíveis, poder distinguir entre bósons e férmions através dos velhos e novos números quânticos: de hipercargas, número bariônico,

isospins. O sentido do feixe, e a natureza das partículas, que se quer colidir, têm extrema importância para os resultados positivos das experiências. Com base nestes dois parâmetros foram desenvolvidos aceleradores com feixes de partículas e antipartículas em sentidos opostos para colisão frontal, com pré-aceleradores angulares de estocagem de partículas e posterior colisão. Conforme a natureza do par de partículas, podemos ter: aceleradores de colisão elétron – pósitron (e^+e^-), aceleradores de colisão próton – antipróton ($p\bar{p}$). Para aumentar a intensidade das correntes de partículas, a arquitetura de aceleradores acrescentou anéis de estocagem e aceleração. Os cíclotrons com órbitas separadas (S.O.C.) foram desenvolvidos segundo esta concepção. Em linhas gerais, combina campos elétricos e magnéticos fixos com gradiente alternado; o tubo de vidro que confina o feixe de partículas é espiralado e helicoidal. O sistema todo está imerso em um campo magnético alternado. Com esta configuração o feixe de prótons atinge a intensidade máxima de um miliampère ($6 \cdot 10^{13}$ prótons/segundo), podendo atingir a energia máxima de 10 GeV.

Havia problemas relacionados com o aumento da potência do feixe de partículas localizados na estocagem. Uma das mais brilhantes resoluções tecnológicas foi proporcionada pela estocagem em um compartimento anular a vácuo, circundado pelo campo de focalização e aceleração. Um síncrotron a gradiente alternado injeta partículas com energia máxima no circuito a vácuo imerso no campo eletromagnético. Nesta arquitetura, a colisão, pode se dar de duas maneiras: a) na primeira, dois anéis diferentes são tangentes no ponto de colisão e na segunda, dois anéis concêntricos se interceptam em vários pontos. No projeto desenvolvido pelo CERN, esta prevista a construção de um acelerador deste segundo tipo, por volta do ano de 1971. O acelerador de partículas do CERN⁴¹ terá oito pontos de intersecção entre os anéis concêntricos. Um feixe de prótons estocado em um síncrotron a gradiente alternado é injetado no sistema e guiado pelo campo que circunda os anéis. A energia transportada pelo feixe de prótons injetado será da ordem de 28 GeV. Como se exige uma atmosfera a vácuo perfeito, no intuito de evitar o resfriamento antecipado do feixe para a

⁴¹ R. Gouiran, *Particules et Accélérateurs*, p. 231.

colisão, as câmaras internas, dos anéis, devem permitir vácuo da ordem de 10^{-11} mm de mercúrio, correspondendo a um livre caminho médio de 1500 km, mantendo o feixe angular de 10^{15} prótons por segundo, por longo tempo sem perda apreciável de energia⁴².

A relação entre a construção de aceleradores de partículas e suas potências, melhor dizendo, das suas energias, tem crescido geometricamente, como assinala Gourian⁴³. Em um gráfico, cujos dados provêm de uma série histórica de 40 anos, mostra que: a energia, em média, dos aceleradores, evolui de 0,1 GeV em 1930 para as energias projetadas dos futuros aceleradores de 1000 GeV, em 1970. Este desenvolvimento das arquiteturas e potências dos feixes, das partículas em colisão, está diretamente relacionado com as teorias e as previsões com relação às partículas e as energias previstas, como ficará demonstrado ao longo da pesquisa.

Nas interações entre a tradição artesanal e a erudita, era reduzida a poucos artesãos e sábios, na construção dos potentes aceleradores de partículas, já por volta do ano de 1970, exigiram os esforços de muitas nações, em projetos conjuntos, e uma população em recursos humanos, altamente treinados e sofisticados, em número de, aproximadamente, 1000 homens. Uma das maiores realizações, neste campo, foi o projeto e a construção do sincrocíclotron de 600 MeV e de um síncrotron de 28 GeV do CERN, (Centro Europeu de Pesquisas Nucleares). Foi o resultado do trabalho conjunto de 13 nações, com um cronograma que demarcava o término das obras no ano de 1970⁴⁴.

Uma pequena resenha dos projetos futuros para aceleradores de partículas, feita por Gouiran, inclui o projeto do CERN: um síncrotron a gradiente alternado de 300 GeV, com um feixe de partículas de 10^{13} partículas por segundo. Sua planta arquitetônica prevê um diâmetro de 2,4 km e um peso de 25.000 toneladas; o acelerador do CERN em atividade, de 28 GeV; o síncrotron com feixe de prótons de Brookhaven, de 33 GeV, um projeto russo de um síncrotron a feixe de prótons de 70 GeV, de Serpukov,

⁴² *Ibid.*, p. 231.

⁴³ *Ibid.*, p. 233.

⁴⁴ R. Gouiran, *Particules et Accélérateurs*, p. 234.

previsto para entrar em operação no ano de 1966; o acelerador linear para um feixe de elétrons de 20 GeV (ampliado para 40 GeV), de Stanford, U.S.A, também, previsto para entrar em operação no ano de 1966⁴⁵.

Dos aceleradores de partículas, segundo Gouiran, no período examinado apenas um diferia em emprego de técnica e tecnologia na direção, aceleração e colisão do feixe de partículas, o proposto por Veksler em 1959: um acelerador por choques sucessivos entre um plasma de íons e elétrons⁴⁶.

Em busca da descoberta das partículas, aumenta-se a potência dos aceleradores a níveis que passam a requerer bom isolamento: para a radiação induzida nos materiais, para as energias que escapam pelas cavidades, para a radio frequência emitida pelos enrolamentos das bobinas que geram intensos campos elétricos e magnéticos, e mesmo, para os feixes de partículas altamente energéticos, capazes de fundirem os materiais que os contém, escapando para o ambiente. Gouiran faz um cálculo estimado dos possíveis danos advindos da operação de um grande acelerador à página 232. Em tradução do texto para o português, ele se expressa nos seguintes termos,

[...] Os aceleradores do futuro terão que resolver o grave problema da radioatividade induzida nos materiais, e que não permitem mais, circular em torno dos aparelhos, mesmo de longe. De outra parte, a energia de aceleração, vinda das cavidades, não pode ser negligenciada. Um projeto de um ciclotron A. V. F., para um feixe de 20 miliampère e 850 MeV, envolve o cálculo de uma potência de 17 megawatts , que é enorme não só quanto à alimentação rádio-elétrica, mas, também, pelo feixe, que pode fundir tudo a sua passagem. É o caso do acelerador de Stanford, que terá no estágio final, após 240 klystrons, uma potência de ponta de 5 milhões de kilowatts, o feixe, entretanto, transportará 2.000 kilowatts. [...] ⁴⁷

⁴⁵ *Ibid.*, p. 232.

⁴⁶ *Ibid.*, p. 232.

⁴⁷ R. Gouiran, *Particules et Accélérateurs*, p. 232.

1.5. Aceleradores do céu: os não aceleradores

Concorrente, às pesquisas, nos aceleradores de terra, cada vez mais dispendiosos, uma linha de pesquisa em física de partículas, relacionada aos raios cósmicos, era desenvolvida, utilizando equipamentos de detecção, a princípio em câmaras de neblinas inventadas por Wilson, no início da década que se inicia em 1930. Os primeiros detectores, utilizando partículas ionizadas por partículas provenientes dos chuveiros cósmicos, foram construídos por Geiger e Müller, que receberam o nome de seus inventores, os denominados contadores de Geiger - Müller. Em 1932 Anderson descobre experimentalmente a antipartícula do elétron, o pósitron, previstos na teoria relativística do elétron de Paul Andrien Maurice Dirac, publicada em 1928. Com uma linha experimental própria, Ochiellini, Blackett e Chadwick, não deixam mais dúvidas sobre a existência do pósitron⁴⁸. Em experiências para comprovar a existência do nêutron, Chadwick constata que, para os elementos, berílio é o seu protótipo, que emitiam, além de nêutrons, após bombardeamento com partículas alfa, raios gama, estes elementos produziam traços na câmara de neblina submetida a um campo magnético de 800 Gauss. Cerca de 70 para cada 200 traços de elétrons, desviavam-se em sentido contrário. Calculando as energias cinéticas associadas a tais partículas, Chadwick chegou à conclusão de que se tratava dos elétrons positivos, com a mesma massa dos elétrons negativos, descobertos por Anderson no ano de 1932. Infere que os elétrons positivos tinham origem nos raios gama, provenientes do núcleo do berílio, após a emissão de um nêutron. Na leitura de Chadwick para a Real Sociedade, no período histórico, *Bakerian Lecture – The Neutron*, esta suposição é confirmada, por suas experiências e nos relatos das experiências realizadas por Meitner e Philipp, Curie e Joliot. E no mesmo trabalho, ao final, afirma que a produção: de elétrons e pósitrons, ocorria nas reações de decaimento com emissão de raios gamas pelo núcleo atômico, após a emissão do nêutron. Os cálculos da energia dos raios gama emitidos, e da energia para a criação do

⁴⁸ J. Chadwick, “The Neutron”, *Proceedings of The Royal Society*, pp. 23.

par elétron - pósitron redundavam em valores muito próximos, reforçando a hipótese de que havia criação de pósitrons por raios gama⁴⁹.

1.6. Os primeiros aceleradores de partículas

Os ancestrais, se assim podemos denominar, dos aceleradores de partículas atuais: ciclotrons, síncrotrons, sinsíncrotrons, aceleradores lineares, são anteriores aos canhões radioativos de Rutherford, localizados no período inicial da pesquisa da estrutura atômica da matéria, no canhão radioativo montado por uma amostra de: rádio, ou polônio, encerrado em uma cavidade de um bloco de chumbo, que ejetava um feixe de partículas alfa, utilizado para o bombardeamento de finas lâminas de metal ouro. Com essa técnica experimental, Rutherford prova que a matéria é um vazio, e comprova as dimensões do átomo clássico, no ano de 1920⁵⁰. J. Chadwick, descobre o nêutron, e melhora o modelo atômico de Rutherford e Bohr, em 1932, com um arranjo experimental semelhante àquele de Rutherford, bombardeando finas folhas de berílio, parafina, e amostras de boro e argônio, com partículas alfa^{51 52}. Robert Gouiran relata na sua obra: *Particules e Accélérateurs*, que o primeiro acelerador de partículas foi utilizado por Crookes, e inventado por este pesquisador, em 1895. Crookes adaptou o aparelho inventado por John Thomson em 1895, para o estudo do sinal da carga e da relação carga e massa do elétron. No aparelho de Crookes um ânodo perfurado era acrescentado, através, do qual, os elétrons do feixe, após terem sido acelerados pela diferença de potencial entre cátodo aquecido, uma fonte de emissão termiônica, e o próprio ânodo perfurado, e uma placa de metal no final da trajetória do feixe de elétrons. No choque dos elétrons com a placa metálica no final do tubo há emissão de raios X⁵³. Tecnicamente, entretanto, os aceleradores aceleram feixes de partículas provenientes de uma fonte de emissão, dispendo ao longo da trajetória destes, campos elétricos e magnéticos, e registrando a energia de colisão das

⁴⁹J. Chadwick, "The Neutron", *Proceedings of The Royal Society*, pp. 24-25.

⁵⁰Ernest Rutherford, "Nuclear Constitution of Atoms", *Proceedings of The Royal Society of London, A*, pp. 379-385.

⁵¹J. Chadwick, "The Neutron", *Proceedings of The Royal Society*, pp. 1-25.

⁵²J. Chadwick, "Existence of a Neutron", *Proceedings of The Royal Society*, pp. 692-708.

⁵³ Robert Gouiran, *Particules et Accélérateurs*, pp.185-186.

partículas, com aparelhos de medição, hoje muito mais sofisticados do que os aparelhos de medição utilizados por Rutherford e Chadwick⁵⁴.

Como se depreende, nestes ancestrais dos modernos aceleradores, utilizava-se de fontes naturais de partículas. O primeiro acelerador artificial de partículas, capaz de quebrar os núcleos atômicos possibilitando o estudo destes, foi construído, em 1928, por C. C. Lauritsen e R. D. Bennett, no Instituto Tecnológico da Califórnia. Este acelerador empregava raios X para acelerar elétrons e íons positivos à energia de 750.000 elétrons volts. No ano de 1932, Lauritsen comunica a Sociedade de Física Americana que havia introduzido modificações que propiciariam acelerações fazendo com que as partículas atingissem energias cinéticas da ordem de um milhão e duzentos mil elétrons volts. No mesmo período histórico, Lawrence, Livingstone e Lewis, em 1933, desenvolvem um acelerador, em Berkeley, capaz de atingir a energia de dois milhões de elétrons volts, nos feixes iônicos. São contemporâneos, dos aceleradores de Lawrence e Lauritsen, os aceleradores de Tuve e Van der Graff, este último, um acelerador eletrostático. As energias projetadas de alguns milhões de elétrons volts, pelos aceleradores, baseavam-se em uma mecânica pré-ondulatória, e segundo os cálculos clássicos de alguns milhões de elétrons volts, para que um próton pudesse vencer a barreira de potencial eletrostático criado pelas três cargas do núcleo de um átomo de lítio. Com a interpretação de Oppenheimer, da mecânica quântica, previa-se que o próton poderia infiltrar-se pela barreira de potencial do núcleo, de forma semelhante àquela com que o elétron escapa de uma superfície de um metal. Pensando assim, era possível prever uma colisão, ou emissão, a frio, com energias da ordem de cem mil elétrons volts, para determinadas desintegrações atômicas. Este princípio foi utilizado por Cockroft e Walton, de Cambridge, no projeto do acelerador que leva os seus nomes. Conforme a mecânica ondulatória de Oppenheimer, aplicando o princípio de penetração da barreira de potencial, nas equações de onda para as partículas, Cockroft e Walton descobrem que potenciais de cerca de 30.000 elétrons volts, eram suficientes para que prótons e íons de hidrogênio pudessem penetrar em um núcleo de átomo de lítio. Com possibilidade de

⁵⁴ Robert Gouiran, *Particules et Accélérateurs*, pp. 227-234.

obter colisões a frio, inicia-se uma série de experiências de desintegração e fusão atômicas, com balística de isótopos do hidrogênio: hidrogênio e deutério, tendo átomos de elementos leves como alvo. As colisões a baixas energias, entre íons de hélio e deutério propiciaram o estudo da emissão de nêutrons⁵⁵.

O caminho histórico, no aperfeiçoamento tecnológico dos aceleradores, que conflui para os aceleradores atuais, reuniu recursos humanos especializados em diversos campos da física e da engenharia, intimamente ligados com a pesquisa e o desenvolvimento de equipamentos das indústrias. Em 2005, as pesquisas: pura e aplicada, em física de partículas, possibilitou uma íntima interação entre a geração de conhecimento científico e a sua utilização imediata na indústria de ponta. Aceleradores de partículas como os instalados em Stanford, o SLAC, ou o LHC do CERN, no seu projeto de construção já previam encomendas às indústrias de emprego de alta tecnologia: computadores de última geração, indústrias metalúrgicas, as indústrias de materiais elétricos e eletrônicos, entre outras, que tornaram viáveis, este campo da pesquisa em física⁵⁶.

Pesquisando os objetos fundamentais da matéria, os pesquisadores em física de partículas, voltaram - se para o interior do núcleo, e nele encontraram as partículas básicas para as pesquisas. Emissão de radiação gama, pela captura de uma partícula alfa, e emissão de um nêutron, emissão de prótons e elétrons. Os feixes de prótons e de elétrons poderiam ser colimados e acelerados a altas energias, que no início da década de trinta, já superavam os milhões de elétrons volts, e que em meados da década que se inicia em 2001, atinge a ordem de alguns bilhões de elétrons volts⁵⁷. Ao quebrar os núcleons: prótons e nêutrons, em busca da constituição destas partículas, os pesquisadores partiram de conceitos de dinâmica relativística, em colisão de partículas: a) a conservação do momento e b) a conservação da energia relativística. Dentro deste arcabouço teórico cabem os conceitos: de ângulo de colisão, e de espalhamento, elasticidade de colisão e centro de massa. Como são partículas subatômicas em velocidades relativísticas, o tratamento

⁵⁵R. A. Millikan, *Electrones (+ y -), Protones, Fotones, Neutrones Y Rayos Cósmicos*, pp. 324-331.

⁵⁶ Michel Ernst, Andreas Gellrich & Rainer Mankel, "D.E.S.Y.S. becomes hub for Grid-based HERA events", *C.E.R.N. Courier*, pp. 19-20.

⁵⁷ Robert Gouiran, *Particules et Accélérateurs*, p. 223.

quântico e relativístico é o requerido. Há uma intensa procura pela confirmação das teorias em: eletrodinâmica quântica, cromodinâmica quântica, as denominadas teorias de calibre, as teorias de unificação, gravitação quântica e teoria das supercordas. Os aceleradores foram desenvolvidos segundo os feixes de partículas em colisão. Um acelerador que tem como fonte de partículas, prótons, é denominado acelerador de colisão próton-próton. São estudados os produtos desta colisão, as subpartículas resultantes. Tanto o próton, como, o nêutron, são explicados segundo a teoria da cromodinâmica quântica como constituídos de quarks. As partículas que mantêm os quarks unidos, no interior de um próton, são glúons. São seis os sabores para os quarks, significando seis subpartículas diferentes: up, down, strange, charm, bottom e top, este último ainda não descoberto experimentalmente; e três cores para os glúons: red, blue e green. A teoria da unificação da força de interação forte com a eletromagnética, teoria de Weimberg-Sallan-Glashow, prevê a existência dos bósons: $Z^0, W^\pm, \gamma$, aos quais, devem-se, acrescentar, pela teoria de Higgs, os bósons que tomam o seu nome, os bósons pesados de Higgs, que ainda não encontraram as respostas experimentais para a suas existências. As pesquisas dos objetos fundamentais constituintes dos hádrons foram durante estas últimas cinco décadas, efetuadas com aceleradores de colisão próton-próton⁵⁸. Um outro campo de especialização, no estudo da estrutura da matéria, com os aceleradores de partículas, concentrou-se nos resultados da colisão de elétrons. Os aceleradores desta área de pesquisa são denominados aceleradores de colisão de: elétron - elétron, elétron - pósitron⁵⁹. As outras possibilidades são aceleradores de colisão: pósitron - pósitron, elétron-próton, pósitron - próton, e futuros aceleradores: nêutron - nêutron, nêutron - próton, nêutron - elétron e nêutron - pósitron.

⁵⁸ C. Jarlskog, "What can we learn from experiments whit accelerators and storage rings?", in Herwig Schopper, ed., *Advances of Accelerator Physics and Technologies*, pp. 3-27.

⁵⁹ D. W. Dupen, "History and Development", in *The Stanford Two-Mile Accelerator*, R. B. Neal, general editor, pp. 29-38.

1.7. Estudo de colisões de partículas: feixes de elétrons e pósitrons

As pesquisas pelos: léptons, elétrons, múons, mésons e neutrinos, possuem grande desenvolvimento, a partir das descobertas experimentais: dos mésons e dos múons. A existência experimental do múon: a massa, o tempo de vida, as possíveis cargas; pode ser considerada definitiva na metade da década que se inicia em 1941. As medidas mais refinadas: da massa e do tempo de vida média, cujas publicações datam do ano de 1946, e 1943, respectivamente, definem para a massa do múon, $u = (202,5 \pm 5)$ massas do elétron, e para o tempo de vida média o valor de $\tau = (2,15 \pm 0,07)\mu s$ ⁶⁰. A descoberta experimental do múon se insere na física de raios cósmicos, sendo o resultado de um trabalho iniciado na segunda guerra mundial, por Marcello Conversi e Oreste Piccioni, em detecção de partículas da radiação penetrante, em uma experiência conhecida como o experimento de Roma. Realizado em câmaras de neblina de Wilson, com contadores geiger, de partículas, colimadores magnéticos e atenuadores em matéria condensada, para compensar diferenças de altitude é um experimento crucial na determinação de partículas e contemporâneo das pesquisas experimentais do grupo de Princeton, do qual, foi integrante o físico brasileiro César Lattes, e que descobre os mésons previstos pela teoria de Yukawa, também, estes, resultado de pesquisas em raios cósmicos. No contexto dos aceleradores de partículas, as descobertas experimentais: de múons e píons se inserem na física de altas energias com não aceleradores, ou dos “aceleradores cósmicos”⁶¹.

Da metade do século XX em diante, as pesquisas em física de altas energias ganha um importante aliado na pesquisa experimental, os aceleradores de partículas. Os projetos, arquiteturas e construção dos grandes aceleradores de partículas que se transformam nos grandes aceleradores, precursores dos atuais, estavam funcionando em regime operacional, no início dos anos sessenta. Em 1970, os grandes aceleradores de partículas, tecnologicamente aperfeiçoados, operavam sob potências de

⁶⁰ Marcello Conversi, “From the Discovery of the mesotron to that of its leptonic nature”, in P. H. Fowler and alli, orgs., *Conference to Celebrate the 40th Anniversary of the Discovery of the Pi and V Particles*, pp. 7-9.

⁶¹ *Ibid.*, pp. 3-6.

alguns milhões de watts, produzindo feixes colimados de partículas de alguns milhões de elétrons volts. Combinando geometrias esféricas com lineares; físicos e engenheiros, secundados de técnicos de alto nível, projetam e constroem possantes aceleradores de partículas, desenvolvendo um conjunto sofisticado de equipamentos detectores, calorímetros, contadores Cerenkov, tubos fotomultiplicadores, monitorados por supercomputadores, possibilitando, inclusive o ensaio do surgimento do universo material. Os aceleradores de feixes elétron – pósitron já eram utilizados na pesquisa experimental dos léptons, desde início da década de 70. O exemplo histórico característico, desta evolução, da técnica e da tecnologia, da física de aceleradores, é o da pesquisa experimental do lépton táu, partícula descoberta experimentalmente por Martin L. Perl e colaboradores, e publicada no ano de 1975⁶².

A descoberta, do lépton táu, é narrada pelo próprio Martin L. Perl⁶³, em um percurso histórico de 20 anos. O levantamento dos dados históricos, recuados de quatro anos da descoberta experimental, inicia-se no ano de 1970, com uma pré-história, no intervalo entre 1970 e 1974. Neste conjunto de dados históricos, cujas fontes são os artigos de jornais e revistas científicas, bem como um conjunto de dados pessoais, e do próprio envolvimento, do historiador, nas pesquisas, Perl é um dos mais importantes físicos em partículas contemporâneos, flui uma preocupação com a interação entre o experimental e o teórico. Na parte experimental, é perceptível a relação direta entre o aperfeiçoamento da tecnologia e da técnica: de aceleradores e detectores; uma interação intensa entre equipes de pesquisas, envolvendo várias instituições de pesquisas e universidades, em equipamentos e aceleradores diferentes. Perl, não se preocupa com uma linha, ou uma escola de historiadores da ciência, inserindo-se no núcleo dos cientistas e historiadores que remontam aos primórdios da denominada ciência moderna, como constatamos, por exemplo, em Hund e Louis de Broglie. Como os relatos históricos, que se preocupam com o enfoque da evolução experimental, neste trabalho metódico e de planejamento

⁶² Martin L. Perl, “The Discovery of the Tau and its Major Properties: 1970- 1985”, in P. H. Fowler and alli, orgs., *Tau Lepton Physics*, pp. 3-27.

⁶³ *Ibid.*, p. 4.

cuidadoso, são transparentes os cursos dos sucessos e insucessos, na procura pelo objetivo principal das pesquisas. Em uma tradução do texto, na língua inglesa, do início do artigo, assim se expressa Perl,

[...] A história da descoberta do táu, e suas principais propriedades, começou vinte anos atrás. Em recriando esta história, descrevo as idéias que inspiraram e guiaram os dados iniciais que possibilitaram, e a nova tecnologia em aceleradores e detectores, utilizada na descoberta. Contarei, a vocês, todos os sucessos e insucessos da pesquisa, as incertezas e prazeres. E aproveitarei a oportunidade, para refletir sobre as mudanças: no estilo e no clima, da pesquisa em física de partículas. [...] ⁶⁴.

Como verificado, o artigo de Marcello Conversi⁶⁵, sobre a experiência de Roma, iniciada durante a segunda grande guerra mundial, e que redundou na descoberta experimental do múon, um lépton, que a princípio, era interpretado como sendo idêntico à partícula de Yukawa, o méson, teve comprovação experimental diversa. As medidas: de tempo de vida média e massa, comprovaram, que se tratava de um outro lépton. A descoberta do múon ocorre na linha de pesquisa em física de partículas de não aceleradores, a dos raios cósmicos; o táu, uma descoberta experimental posterior, no interior dos aceleradores de partículas.

Entre os anos de 1970 e 1974, as pesquisas experimentais, indicavam que havia três gerações de pares de léptons, com os respectivos neutrinos, de pequenas massas. Mais ainda, que não existiriam léptons com massa superiores a $45,5 \text{ GeV}/c^2$. No período que se inicia nos anos quarenta e se estende por cerca de uma década, o quadro teórico e experimental, sobre o conhecimento dos léptons, de esboço pictórico, a princípio, vai, aos poucos, tornando-se definido, possibilitando identificar a direção e o sentido dos traços, e em 1942, já é possível distinguir os elétrons dos múons, no final da década, os múons dos mésons. O quadro teórico e experimental, dos léptons, torna-se mais nítido, com as pesquisas e a descoberta do lépton táu em 1975. Os dados históricos, levantados por Martin Perl, mostram que, considerando

⁶⁴Martin L. Perl, “The Discovery of the Tau and its Major Properties: 1970- 1985”, in P. H. Fowler and alli, orgs., *Tau Lepton Physics*, p. 4.

⁶⁵Marcello Conversi, “From the Discovery of the mesotron to that of its leptonic nature”, in P. H. Fowler & B. Foster, orgs., *40th Anniversary of the Discoveries of the Pi- and V-Particles*, pp. 4-11.

a dificuldade de identificação entre os elétrons e os múons, as diferenças entre as massas destas duas partículas e o que ele denomina uma outra propriedade; era possível identificar, no ano de 1971, uma seqüência para os léptons e seus neutrinos. Em uma notação própria, Perl, assim descreve a seqüência,

$$\begin{array}{l} e, \mu, \mu', \mu'' \dots \\ \nu_e, \nu_\mu, \nu_{\mu'}, \nu_{\mu''} \dots \end{array} \quad 66$$

As dificuldades interpostas por esta seqüência, seriam superadas, se fosse possível identificar experimentalmente, os membros previstos a partir do múon, incluindo os neutrinos de massa muito diminuta, difíceis de serem detectados. A série de dados provenientes das colisões inelásticas, entre feixes: múon - próton e elétron - próton, no acelerador SLAC, e outras fontes, em medidas de secção eficaz de choque, diferiam muito pouco. Martin Perl esperava que a seqüência pudesse ser construída com a ajuda de um outro parâmetro de identificação, o alto valor de q^2 , e a redução do erro sistemático nas medidas. Porém, não conseguiu o intento. Entretanto, a seqüência dos léptons era o caminho a ser percorrido pelo raciocínio lógico, a partir do estudo dos dados experimentais. O próximo lépton na seqüência e o seu neutrino necessitavam da comprovação experimental, que deveria estar na adequação de: equipamentos, técnicas, tecnologias, ou, em uma nova concepção experimental que surgisse, da colisão entre feixes de partículas. Neste mesmo período inicia-se a construção de um novo acelerador de partículas, tendo como objetivo, o estudo dos resultados da colisão de feixes de elétrons e pósitrons, e cuja motivação teórica decorria da criação e aniquilação de pares. Este projeto foi materializado por B Richter e colaboradores no SLAC, o acelerador segundo a técnica de aniquilação de pares, tomou o nome de SPEAR. Os dados históricos analisados por Martin Perl, eram provenientes de um outro superacelerador de feixes de elétron - pósitron, o ADONE, construído em Frascati. A equação geral da reação de

⁶⁶Martin L. Perl, "The Discovery of the Tau and its Major Properties: 1970- 1985", in P. H. Fowler and alli, orgs., *Tau Lepton Physics*, pp. 4-5.

aniquilação entre feixes de elétrons e pósitrons, que permite a previsão da seqüência dos léptons resultantes da colisão, pode ser escrita como,

$$\begin{aligned}
 e^+ + e^- &\rightarrow l^+ + l^-; \\
 e^+ &= \text{pósitron}, \\
 e^- &= \text{elétron}, \\
 l^+ &= \text{lépton...com...c arg a...positiva}, \\
 l^- &= \text{lépton...com...c arg a...negativa}.
 \end{aligned}$$

No ano de 1990, aceleradores equipados com sofisticados detectores, utilizando a técnica de aniquilação de pares de elétron - pósitron era consenso na pesquisa dos léptons. Consensual, não era a escolha de um método de pesquisa para o estudo do espectro dos possíveis léptons: léptons seqüenciais, ortoleptons, paraléptons, léptons com spin zero. Complementando as pesquisas dos léptons com a técnica de aniquilação de pares de elétron - pósitron, incluem os métodos: colisões entre: neutrino - núcleon, léptons carregados e núcleons; produção de léptons por fótons de radiação, aniquilação de feixes de elétrons, aniquilação de feixes de prótons⁶⁸.

A pesquisa experimental, pela descoberta do lépton táu, envolveu 12 equipes de cientistas lotados no SLAC em Stanford, e 9 equipes no LEL na Universidade da Califórnia-Berkeley, todas trabalhando com aceleradores de feixes elétron - pósitron, e técnica segundo a teoria da aniquilação de pares. Os parâmetros que definem a existência inequívoca de uma nova partícula, e de todas as partículas de forma geral, são: a medida de massa, o tempo de vida média, a secção eficaz de choque; guiados por equações teóricas de decaimento. Os primeiros resultados que indicavam o caminho correto para a descoberta, ocorreram entre os anos de 1974 e 1976.

Três equipes de cientistas em partículas, trabalhavam em um mesmo período, a partir do ano de 1971. As colisões ente elétrons e pósitrons acumulavam dados que demonstravam que as equações de decaimento, na

⁶⁷ *Ibid.*, p. 5.

⁶⁸ Martin L. Perl, "The Discovery of the Tau and its Major Properties: 1970- 1985", in P. H. Fowler and alli, orgs., *Tau Lepton Physics*, p. 5.

colisão, resultavam em léptons, que por sua vez decaíam em elétrons ou pósitrons, e neutrinos de elétrons ou neutrinos de múons. Não havia dados sobre a detecção de neutrinos. A pesquisa experimental na procura por léptons pesados, com a técnica de aniquilação, na colisão elétron - pósitron, em publicação de 1974, já delimitava a região de pesquisa em valores de $1\text{GeV}/c^2$. Os dados provinham das experiências no ADONE (um toro de estocagem de elétrons - pósitrons), e segundo, dois grupos de pesquisa chefiados: por M. Bernardini, A. Zichichi e por S. Orioto e Marcelo Conversi (o descobridor do múon). As primeiras evidências do táu surgem entre 1974 e 1976, com a entrada em operação do detector de partículas MARK I, no ano de 1973. Este detector de partículas tinha grande ângulo sólido de detecção para identificação de partículas. O MARK I foi refinado, com a adição de um detector de múon, devido ao insucesso na detecção desta partícula, pela configuração original do equipamento. No artigo original de Martin Perl, há um croqui do detector MARK I, com a adição do detector de múons, que evidencia as partes fundamentais do equipamento experimental⁶⁹.

Com este equipamento, os primeiros eventos elétrons - múons surgem. No início do ano de 1975, doze pares de elétrons múons foram detectados no MARK I, pelo grupo de Perl. Os dados corroboravam com a teoria, com as equações de decaimento, mas, ainda não havia plena certeza de que as partículas detectadas no decaimento em múons e neutrinos fossem novas partículas, léptons pesados. Os cálculos das massas situavam-nas entre 1,6 e 2,0 GeV/c^2 . No artigo de 1975, publicado após o encontro na Universidade McGill, em Montreal, Perl denomina a nova partícula de U, desconhecida, em inglês (*Unknown*)⁷⁰. Restavam, as medições que conduzissem: ao cálculo do tempo de vida média e da secção eficaz de choque.

Entre os anos de 1975 e 1977, uma série de dúvidas permanecia não sendo possível definir de forma irrefutável, que a partícula encontrada, nas pesquisas, correspondia ao terceiro lépton descoberto. Os múons foram detectados no início da década de quarenta por Conversi, Piccioni e Pancini,

⁶⁹Martin L. Perl, “The Discovery of the Tau and its Major Properties: 1970- 1985”, in P. H. Fowler and alli, orgs., *Tau Lepton Physics*, pp. 6-8, pp. 18-19.

⁷⁰Martin L. Perl, “The Discovery of the Tau and its Major Properties: 1970- 1985”, in P. H. Fowler and alli, orgs., *Tau Lepton Physics*, pp. 7-8.

e os mésons, pelo grupo de Bristol: Muirhead, Powel, Occhialini e Lattes, em 1947. O terceiro lépton foi denominado, por sugestão de Rapidis a Martin Perl, de táu, τ . O intervalo de energia, no qual se situavam os táons, era da mesma ordem de grandeza do que os intervalos de energia, dos bósons Z^0 , correspondendo a cerca de 20% dos dados experimentais, e o sabor do novo quark procurado experimentalmente, o charm. A interação entre teoria e experiência, não possibilitava a descoberta, por esgotamento no limite das condições experimentais.

A solução surgiria com o aprimoramento dos detectores construídos no meio da década que se inicia no ano de 1970. Certamente, a definição definitiva viria das medidas da secção eficaz de choque e da medida do tempo de vida média da partícula. Estas últimas grandezas físicas só seriam possíveis de serem medidas a partir de diferentes aceleradores, com diferentes equipes, por comparação dos dados experimentais. O catálogo das possíveis equações de decaimento determinaria a seqüência de experiências, os dados destas experiências determinariam, de forma inequívoca, a existência do táu, após um tratamento estatístico rigoroso dos dados⁷¹. Faltavam algumas peças no quebra - cabeças que seriam encontradas até o ano de 1977. Algumas das equações de decaimento seriam descartadas. Porém, as equações de decaimentos, indicavam, inclusive, a presença de hádrons. As possíveis equações, direcionadas pela pesquisa experimental, a partir da colisão elétron - pósitron implicavam nas seguintes equações de decaimento:

$$\begin{aligned} e^+ + e^- &\rightarrow \tau^+ + \tau^- \\ \tau^+ &\rightarrow \bar{\nu}_\tau + \mu^+ + \nu_\mu \quad ^{72} \\ \tau^- &\rightarrow \nu_\tau + \text{hadrons}. \end{aligned}$$

Após obtenção dos dados em 1976, em 3 de junho, provenientes do detector do Mark I, G. Feldman, analisando os dados, conclui que as equações de decaimento, nas quais, comparecem do lado dos produtos, os múons, correspondiam às equações de decaimento de um lépton pesado, os dados correspondiam a 5,8 GeV,

⁷¹*Ibid.*, pp. 8-9.

⁷²Martin L. Perl, “The Discovery of the Tau and its Major Properties: 1970- 1985”, in P. H. Fowler and alli, orgs., *Tau Lepton Physics*, p. 9.

[...] Corrigindo a confusão, quanto à partícula, esta amostragem de dados contém 8 eventos μ -e, e 17 eventos μ -hádron. Então, se é verdadeira para os hádrons, também, o é, para os elétrons; e estes dois sinais anômalos, provêm da mesma fonte, embora, com grande tolerância nos erros de medidas, a razão entre o ramo observado dos hádrons carregados, é duas vezes maior, do que aquela, para o ramo do elétron. Esta razão é, exatamente, a que se esperaria para o decaimento do lépton pesado [...] ⁷³

Tal confirmação, da existência dos táons, viria de outros grupos de pesquisas, trabalhando em diferentes experimentos: SPEAR, DORIS, ADONIS, contando com diferentes aceleradores e detectores: SPEAR, MARK I e II, PLUTO, DASP, DELCO. A confirmação final se deu em 1977, no Simpósio Internacional para Interações de Fótons e Léptons a Altas Energias em Hamburgo, através de três artigos, sendo um deles, o de Martin Perl, *Review of Heavy Lepton Production in e^+e^- Annihilation*, e no qual conclui que:

- [...] a. Todos os dados das anomalias nos eventos: $e\mu, ex, ee...e... \mu\mu$, produzidos na aniquilação e^+e^- são consistentes da massa de $1,9 \pm 0,1 \text{Gev}/c^2$, do lépton com carga elétrica, τ ;
- b. Estes dados não dizem nada sobre decaimento em partículas charm com carga.
- c. Todos os modos de decaimento, esperados, do τ , foram examinados. Um problema, de suma importância, é a existência do modo de decaimento $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-$. [...] ⁷⁴

A confirmação, do modo de decaimento, do táon negativo: em pión e neutrino do táon, aconteceria entre os anos de 1977 e 1978, com o concurso do detector MARK I.

As últimas peças, no quebra cabeça, do terceiro lépton, seriam colocadas entre os anos de 1976 e 1978, as determinações experimentais: da massa e do tempo de vida média, do táon. O melhor cálculo da massa do

⁷³*Ibid.*, pp. 9-10.

⁷⁴Martin L. Perl, "The Discovery of the Tau and its Major Properties: 1970- 1985", in P. H. Fowler and alli, orgs., *Tau Lepton Physics*, pp. 9-10.

táon ocorre no ano de 1978, com dados provenientes do experimento DELCO em SPEAR. Ele determina, para a massa do táon, $1,782^{+2}_{-7} \text{ GeV}/c^2$. O cálculo da massa do táon corresponde à penúltima peça, do quebra-cabeças. A última, encaixar-se-ia a partir do ano de 1980. As medidas dos dados experimentais, que tornariam possível o cálculo da vida média do táon, exigiriam operação experimental em altas energias. No início da década de oitenta, experimentos que operavam em altas energias: PETRA e PEP (com a adição de um secundo detector) tornaram possíveis, as medidas do tempo de vida média. Três cálculos fundamentais, do tempo de vida média, do táon são registrados. Em 1982, com o detector secundário, adicionado ao MARK II, os dados coletados, indicavam um tempo de vida média de $\tau_\tau = (4,6 \pm 1,9) \cdot 10^{-13} \text{ segundos}$. No mesmo ano, no experimento CELLO no PETRA, o cálculo, desta mesma vida média, resultava no valor de $\tau_\tau = (4,9 \pm 2,0) \cdot 10^{-13} \text{ segundos}$. A média atualmente aceita, a referência última de Martin Perl é do ano de 1985, foi de $\tau_\tau = (3,03 \pm 0,08) \cdot 10^{-13} \text{ segundos}$, para o tempo de vida média do táon⁷⁵.

Na história das pesquisas experimentais com os léptons, precisamente com os táons, foram necessários aperfeiçoamentos em novas tecnologias: de aceleradores, detectores, calorímetros, na técnica experimental, para comprovar as previsões teóricas. Esta interação, entre o teórico e o experimental, que a partir do século dezanove, é uma constante na física, tem sua origem na própria história da ciência. Vindas do passado, com várias interações no renascimento, duas correntes científicas têm histórias paralelas: a da tradição artesanal e a da tradição erudita. No século dezesete, Roger Bacon, e a Real Sociedade Inglesa propõem que a ciência teórica não deveria existir, sem a sua correspondente experimental. Durante os séculos, que se iniciam na Academia Grega Platônica, que se estende até o século IX, da era cristã, e na Escola Peripatética, cuja filosofia natural aristotélica influenciaria as vertentes científicas da civilização greco-romana ocidental, até o advento da mecânica newtoniana, há uma interação, ou um espaço e tempo de confluência histórica, entre estas duas tradições: a

⁷⁵*Ibid.*, pp. 10-14.

artesanal e a erudita. Esses encontros são muito evidentes, na Dióptrica de René Descartes, com os trabalhos de artesãos holandeses, na confecção das lentes, nos trabalhos de Galileu Galilei, em astronomia, com o desenvolvimento das lunetas, em Newton, na construção dos telescópios, por refração e reflexão, na correção das aberrações da luz, nestes aparelhos. Esta interação chega ao clímax com a mecânica quântica. Como afirma, Sir Karl Popper, as teorias quânticas só seriam válidas, se suas hipóteses pudessem ser testadas, experimentalmente. Os experimentos que confirmam a existência das partículas previstas pelas teorias, exigiriam o desenvolvimento de sofisticados aparelhos de detecção e medidas, sofisticadas técnicas de aceleração, potências crescentes dos aceleradores, novas teorias para explicar novos fenômenos, revelados pela experimentação, e até, a refutação de velhas teorias e equivocadas hipóteses. Na história da ciência fenômenos escaparam à previsão teórica das teorias e experimentos da ciência normal, a tal ponto que, os dados históricos, revelados pelo pensamento científico, denotam um período de crise, seguido de transição, no qual, várias teorias, competem entre si, para explicar os novos fenômenos, surgindo uma teoria paradigmática; e na interação, uma série de experimentos, que revelam metodologias, técnicas, tecnologias, com pouca semelhança com os procedimentos do período científico anterior. Quer por análise de rupturas, como analisa estes períodos históricos da ciência, Gaston Bachelard, quer pela análise do surgimento das teorias e experimentações paradigmáticas, como entende Thomas Khun, estes períodos da história da ciência, ou, ainda, como abordados, por Alexander Koyré, A Revolução Copernicana, revelam períodos de verdadeiras revoluções científicas. Demonstrarei que o período, no qual vivemos, em pleno início do século XXI, com várias teorias de partículas, em competição, para explicar os crescentes e novos fenômenos, a procura da teoria da grande síntese, o desenvolvimento de novos equipamentos de pesquisa revela um novo período revolucionário na história da ciência. Como a prova da tese, se torna mais consistente à medida que aumenta o conjunto de dados, e estes dados vão demonstrando uma correlação maior, entre o que se pesquisa e o que se quer provar, prosseguirei analisando, na seqüência histórica, os textos

científicos publicados, e os dados experimentais e teóricos, destes, procurando identificar as tendências que objetivam demonstrar a tese.

As pesquisas experimentais, que provaram a existência dos léptons, desenvolveram-se em duas áreas de pesquisa em física: a física de raios cósmicos, e a física de altas energias, no interior dos aceleradores de partículas. A física de raios cósmicos não exige aceleradores, tais pesquisas, são entendidas como física de altas energias, de não aceleradores. Os léptons, descobertos por técnicas experimentais de raios cósmicos, ajudaram a definir a diferença entre os múons e os mésons. Os táons exigiram um aprimoramento dos equipamentos experimentais. Foram descobertos e confirmados, pela pesquisa em aceleradores de partículas. As pesquisas sobre elétrons e os múons, anteriores a 1950, indicaram a direção de pesquisa para os táons. Entretanto, os aceleradores projetados, para operar com fluxo de prótons, não deram as respostas satisfatórias, nos produtos da colisão, e nas reações de decaimento, das partículas, após a colisão. Após a construção dos aceleradores, e dos anéis de estocagem de fluxos contrários, de elétrons e de pósitrons, utilizando a técnica de aniquilação de pares, no produto das colisões, as equações de decaimento das partículas revelaram ao físico Martin Perl, em 1975, a prova experimental da existência dos táons. A definição inequívoca, da existência deste lépton, estendeu-se até o ano de 1985, dirimindo cálculos de massa, sinal da carga elétrica, e tempo de vida média. O elétron, um lépton, intensamente pesquisado, desde as experiências de Thonson, Millikan, e que haviam indicado o caminho correto da pesquisa, para Marcello Conversi, Panccini e Piccioni, através da contra prova experimental à teoria dos mésons de Yukawa, também, indicaria o caminho correto da pesquisa, para o terceiro lépton. Dois problemas preocupavam os pesquisadores, em física de partículas, no início da década, que se inicia em 1940: a detecção dos neutrinos, a prova experimental da existência dos mésons.

1.8. Pesquisa em partículas: mésons

Antes da introdução ao estudo histórico das pesquisas dos mésons, devemos fazer uma referência a um dos principais físicos e pesquisadores

em partículas, da área de raios cósmicos, responsável, em boa medida, pela projeção da física brasileira no exterior, e pelo desenvolvimento desta, no Brasil. Sabemos que o nosso recorte é muito pequeno em relação à ordem de grandeza, na constelação dos físicos, do homenageado. Entretanto, neste trabalho, devemos reconhecer o mérito da sua realização e registrá-la. Estamos nos referindo a sua participação na descoberta do méson pi no laboratório de raios cósmicos da Universidade de Bristol.

1.9. César Lattes: a contribuição à física de partículas

O cenário anterior, contido no capítulo 1, descreve o panorama histórico em que a física de partículas mundial se encontra. É neste período histórico que se insere o trabalho do físico Cesare Masueto Giulio Lattes, em raios cósmicos, que lhe dá proeminência. A década de quarenta é decisiva para este físico brasileiro, que formava com Schemberg, Pompéia e Damy, a quadra de ases de físicos brasileiros, com dois coringas, Jaime Tiomno e Leite Lopes, formados pela Faculdade de Filosofia da Universidade de São Paulo. César Lattes, foi físico brasileiro proeminente, participou do grupo de físicos, junto com Occhialini e o chefe da equipe Cecil Powell, na descoberta dos mésons pi, no ano de 1947, na universidade de Bristol. Contava, então, com apenas 22 anos de idade. Foi, também, um homem chave de extrema importância para o desenvolvimento da ciência brasileira, tendo sido fundador, e um de seus diretores, do Centro Brasileiro de Pesquisas em Física em 1949, e do Conselho Nacional de Pesquisa em 1951.

Vamos neste trecho do trabalho, seguir de perto, a entrevista concedida por César Lattes ao sociólogo e jornalista Jesus de Paula Assis⁷⁶, publicada sob o formato de livro depoimento no ano de 2000, extraído do seu depoimento histórico, parte da sua biografia e contribuição ao campo da física e das políticas de desenvolvimento científico.

César Lattes nasceu em Curitiba, estado do Paraná, em 11 de julho de 1924, filho de pais italianos emigrados. O pai era descendente de banqueiros na

⁷⁶ Jesus de Paula Assis, César Lattes: descobrindo a estrutura do universo, 108 p.

Itália. Emigrou para o Brasil no ano de 1912. Retorna à Itália para participar da primeira guerra mundial, voltando ao Brasil no ano de 1921. Foi fundador e tornou-se diretor do Banco Brasul; sendo proprietário, também, de uma pequena construtora. Sua mãe era de formação católica. Os pais tiveram mais um filho, Davide, que se formou em engenharia. A família de César Lattes sai de Curitiba e reside no Rio Grande do Sul até o advento da revolução de 1930, quando retornam para Curitiba, onde permanece até o ano de 1933. Com nove anos, muda-se para São Paulo, matriculando-se no Colégio Dante Alighieri. Casou-se e teve quatro filhas e nove netos⁷⁷.

Em pinceladas rápidas os quadros que compõem o cenário da sua trajetória acadêmica pode ser composto com a seqüência da sua cronologia⁷⁸. Vamos seguir este procedimento, detendo-nos, nos detalhes à posteriori.

Depois da mudança para São Paulo, César Lattes se matricula no Colégio Dante Alighieri em 1934. Em 1939 ingressa no Departamento de Física da Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras da Universidade de São Paulo. Bacharela-se em Física no ano de 1943. Em 1947, participa do grupo de pesquisa da Universidade de Bristol, culminando com a descoberta do méson pi. Em 1948 detecta mésons pi produzidos artificialmente, com Eugene Gardner, na Universidade da Califórnia, em Berkeley, nos Estados Unidos. Em 1949 participa da criação do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, CBPF, no Rio de Janeiro. Em 1955 torna-se professor associado da Universidade de Chicago, Estados Unidos. Em 1960 é nomeado professor catedrático da Universidade de São Paulo. Funda com Occhialini, Fujimoto e Taketani, o grupo de pesquisa em raios cósmicos, colaboração Brasil – Japão, no ano de 1962. Em 1964, inicia pesquisa sobre valores das constantes universais na Universidade de Pisa, na Itália. Depois de retorno ao Brasil, torna-se professor da Universidade Estadual de Campinas. No ano de 1986 se aposenta pela Unicamp, sem abandonar o campo do ensino e da pesquisa em física de raios cósmicos.

Deste cenário panorâmico da vida de César Lattes, vamos escolher dois quadros que retratam a sua vida, segundo a dinâmica impressa na pesquisa e ensino de física, e a sua atuação como cientista engajado nas

⁷⁷ Jesus de Paula Assis, César Lattes: descobrindo a estrutura do universo, pp. 23-25.

⁷⁸ *Ibid.*, pp. 91-92.

questões do desenvolvimento científico nacional, a agudeza com que previa os acontecimentos políticos e institucionais, e a ocorrência do acaso, que muitas vezes o levou para outros cenários científicos e geográficos, afastando-o das glórias, da boa sorte, e do reconhecimento do seu trabalho.

Dois fantasmas o perseguiram durante a sua vida, um deles, a depressão que não o abandonava, o outro, a sua retirada para os Andes, deixando a glória com Cecil Powell, em Bristol, em 1947. O prêmio Nobel de Física, nas suas entrevistas, era uma presença contínua.

1.9.1 Lattes e a fundação do CBPF e do CNPq

Em 1949, César Lattes retorna ao Brasil, demite-se da USP, é contratado pela Universidade do Brasil. Antes do retorno aos Estados Unidos como professor da Universidade da Califórnia, participa da fundação do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, e é eleito diretor científico, permanecendo no cargo até o ano de 1955⁷⁹.

César Lattes conta que o Ministro João Alberto foi uma peça política chave na fundação do CBPF. A primeira subvenção para compra do prédio veio do dono do Banco do Comércio, Mário de Almeida. Alcançando, o CBPF, tranquilidade financeira com Getúlio Vargas.

Dois anos depois, em 1951, é fundado o Conselho Nacional de Pesquisa, CNPq, sob a iniciativa do Almirante Álvaro Alberto, que foi o seu primeiro presidente, e de cuja fundação participa.

1.9.2 Lattes e a descoberta do méson π ⁸⁰

Depois do final da segunda guerra, Lattes envia uma série de imagens obtidas do seu trabalho com Ugo Camerini e André Wataglin, sobre mésons lentos em uma câmara de nuvens de Wilson na Universidade de São Paulo, para Giuseppe P. S. Occhialini, reunido a Cecil Powel, no grupo de Bristol, na Inglaterra. Lattes recebe, de volta, positivos de micrografias de traços de prótons e de partículas alfas, obtidos com uma nova emulsão concentrada da

⁷⁹ Jesus de Paula Assis, César Lattes: descobrindo a estrutura do universo, pp. 58-59.

⁸⁰ *Ibid.*, pp. 9-15.

Ilford. Em seguida parte para Bristol, com uma bolsa de estudos da Universidade de Bristol, no ano de 1946. Trabalha com o fator de encolhimento da nova emulsão, conseguindo com sucesso, adequando o tempo de alocação do acelerador Crockroft – Walton de Cambridge, ao fator de encolhimento da emulsão para a obtenção dos traços em energias da ordem de 10 MeV.

A outra inovação veio das chapas de emulsão carregadas de bórax, preparadas pela Ilford, e que permitiam detectar nêutrons com pico de energia de 13 MeV. Caixas com dois tipos de emulsão, contendo o bórax, e não contendo, foram levadas para serem expostas no Pic-du-Midi e cercanias, por Occhialini. No retorno, ficou patente que as emulsões contendo bórax exibiam um número maior de eventos do que as emulsões das chapas que não continham bórax, (pelo método de contagem por granulometria). O problema da fixação da imagem encontrara solução, nas chapas fotográficas carregadas com bórax, na emulsão. O resultado deslocou o efetivo do laboratório na detecção de eventos normais em raios cósmicos de baixa energia. Depois de análises minuciosas do material exposto no Pic-du-Midi, Marietta Kurz, encontrou um evento incomum, um méson que parava e emergia de sua extremidade um novo méson de alcance de 600 microns. Alguns dias depois foi encontrado um outro par de mésons, sendo o méson secundário de alcance, também, 600 microns. Os resultados foram publicados no Nature. Entretanto, o número de eventos era insuficiente para poder concluir certamente. Lattes viaja para os Andes, para a estação em La Paz, Bolívia, monte Chacaltaya, para expor as chapas a uma altitude de 18,6 a 20 mil pés de altura, procurando a detecção de um maior número de eventos, em atmosfera mais rarefeita e a menor pressão. Parte de Bristol com as chapas carregadas com bórax, e algum tempo depois de revelada, a primeira chapa, evidencia um méson duplo completo, sendo o alcance do méson secundário de 600 microns. Levadas para o Rio de Janeiro em 1947, as chapas revelaram 30 mésons duplos. O cálculo da razão entre as massas dos mésons primário e secundário pelo método de contagem de grãos e trilhas, revelou um processo fundamental. O méson mais pesado foi identificado à partícula de Yukawa, e o méson mais leve ao méson de Carl Anderson. Porém uma partícula neutra e de pouca massa era exigida

para balancear os momentos. Em 1947, Lattes se dirige para a Universidade da Califórnia em Berkeley. A sequência nas suas pesquisas estaria na obtenção de píons artificiais produzidos por um acelerador de partículas de 184 polegadas. Consegue detectar os píons positivos e negativos, com um feixe de partículas alfas de 380 MeV. As massas destas partículas eram de cerca de 300 massas eletrônicas. Em princípios de 1949 inicia o exame de chapas que haviam sido expostas aos feixes de raios gama, em um elétron – síncrotron operado por Edwin McMillan, de 300 MeV de energia no feixe. As chapas revelaram uma dúzia de píons positivos e negativos.

A atuação, de César Lattes como ser humano e como homem de ciência foi sempre inquietante e construtiva. Possuía uma capacidade de decisão contundente, capazes de deslocar para o sucesso os resultados determinantes da pesquisa. A sua passagem pelos grupos de pesquisa nas universidades inglesas e americanas, deixaram um saldo altamente positivo em relação à capacidade do cientista brasileiro, abrindo vários espaços importantes para o pesquisador e professor nacional. Não era menor a sua capacidade de articulação política, como ficou patenteada pela sua atuação, na fundação do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas e do Conselho Nacional de Pesquisa. Com o seu desaparecimento fecha-se o ciclo dos grandes homens de ciência do Brasil, deixando um espaço muito difícil de ser preenchido com o mesmo brilhantismo e capacidade.

1.9.3 Lattes, a contribuição vinda do exterior.

Segundo entrevista ao sociólogo e jornalista Jesus de Paula Assis⁸¹, entre 1944 e 1945, Lattes envia fotografias tiradas para detecção de partículas em uma câmara de Wilson, no departamento de física da Universidade de São Paulo, para G. P. S. Occhialini, que fora professor e pesquisador, na mesma universidade, tendo sido convidado para o grupo de raios cósmicos chefiado por Cecil Powell, na Universidade de Bristol, na Inglaterra. Recebe de volta de Occhialini, uma série de micrografias da série revelada em Bristol. Com uma bolsa concedida por Bristol, e passagens

⁸¹ César Lattes, Descobrindo a Estrutura do Universo, pp. 18 - 79.

pagas pela Fundação Getúlio Vargas, parte e se integra ao grupo de pesquisas em raios cósmicos de Bristol, com a missão de melhorar a emulsão que possibilitaria maior fixação e permanência dos traços dos prótons e outras partículas, e que possibilitariam medidas de deslocamento, massas, energia cinética e tempo de vida média.

Quando já estava em Bristol é comissionado pela Universidade de São Paulo, comissionamento obtido por Gleb Wataglin, o chefe do departamento de física da USP, nesse período. Resolve o problema da fixação das imagens das partículas, acrescentado bórax à emulsão, com a produção das fotografias, sob encomenda, à fábrica Ilford. São descobertos os mésons pi, com o concurso destas chapas fotográficas. Lattes se retira para a Bolívia, procurando obter fotografias que revelassem um maior número de pares de mésons, em Chacaltaya, cordilheira dos Andes, em atmosfera mais rarefeita e à menor pressão atmosférica. Encontra trinta pares de mésons, na verdade, um méson e um múon. Nesta digressão para o Clube Andino, nucleia com Pablo Escobar, o departamento de raios cósmicos associado à Universidade de La Paz e ao governo brasileiro, em 1951. O Brasil construiu o Laboratório de Física Cósmica de Chacaltaya. Trabalha, com residência permanente, na Bolívia, entre 1952 e 1953. Desde 1947 é permanente a colaboração entre o Brasil e a Bolívia, na pesquisa em raios cósmicos. O Laboratório de Física Cósmica de Chacaltaya tem sido o espaço de pesquisa predominante. Durante a estada em Bristol recebe convite de Niels Bohr para uma série de conferência na Suécia. Se entrevista com Bohr, profere duas palestras em Lund e retorna a Bristol.

Após um ano e meio de Bristol, Lattes se encaminha para a Califórnia, queria produzir píons artificialmente. Na Universidade da Califórnia, em Berkeley, a equipe de Gardner pesquisava, desde 1946, a produção de mésons artificiais, com um acelerador de partículas, portando um magneto de quatro mil toneladas, projetado por Lawrence. Em 1948 as detecções, com a utilização das emulsões fotográficas inventadas por Lattes, começaram a aparecer os píons e os múons. A chave das descobertas experimentais, não estava, só, nas emulsões fotográficas carregadas com bórax, mas, também, nas equações de decaimentos do píons em múons, já, reveladas pelas trajetórias das partículas nas experiências de Bristol, Pic-du-

Midi e Chacaltaya, e a energia necessária por núcleon, no choque entre as partículas alfa do feixe e o alvo de carbono grafite, para produzir o pión, podendo ser capturado pela camada eletrônica K, dos átomos de carbono, descobertas da década de quarenta, e utilizadas por Lattes. Estas descobertas experimentais, em Berkeley, lhe trouxeram notoriedade, no Brasil e nos Estados Unidos. Na América do Norte proferiu quinze conferências, costa a costa, sobre as descobertas em Berkeley, com a produção artificial de píons e com o cálculo das massas de píons e múons. Os artigos resultantes das experiências foram publicados por Gardner e Lattes, com a detecção dos mésons negativos, por Gardner, Burfening e Lattes, pela detecção dos mésons positivos. Em 1949, com a entrada em operação do acelerador de elétrons, síncrotron de MacMillan, de 300 MeV de energia no feixe de elétrons, foi possível a detecção de mésons, pelo processo de combinação e aniquilação de pares, resultando na produção de feixes de raios gama, de energia de 300 MeV.

Após recusar um convite da Universidade de Harvard, em 1955, é convidado por H. Anderson, para trabalhar na Universidade de Chicago, no grupo de Enrico Fermi. Assume a chefia do grupo de pesquisa com a morte de Fermi. Orienta Jerome Isaac Friedman, que ganha o prêmio Nobel de física de 1990.

Após conferências, no Japão, sobre a detecção de raios cósmicos, em balões a 30 quilômetros de altura, funda com Occhialini, Fujimoto e Taketani a colaboração Brasil-Japão em raios cósmicos.

De 1964 a 1965, permanece na Universidade de Pisa, na Itália, pesquisando a relação entre as constantes universais e datação por fissão espontânea de urânio.

Este largo espectro na atuação como professor e pesquisador, fundador de centros de pesquisas, sociedades de física, fundador de grupos de pesquisa, identifica César Lattes como um cientista de projeção mundial. Suas realizações, no Brasil e no exterior, abriram espaços para a atuação da ciência brasileira e dos cientistas brasileiros, tornando-o, também, responsável pelo desenvolvimento histórico da ciência nacional.

1.10 As pesquisas teóricas e experimentais dos mésons

As pesquisas que provam a existência experimental dos mésons elucidam a dúvida que ocupou o centro das discussões sobre os múons confundidos com os mésons, no início das pesquisas experimentais, em 1940. As provas experimentais da existência dos mésons ocorrerão, assim como aos múons, em física de raios cósmicos. As experiências, do grupo de pesquisa de Bristol, provaram que os mésons π , decaíam em múons e neutrinos. Os píons, em experiências posteriores, revelar-se-iam partículas com massas da ordem de grandeza de cem massas do elétron, cargas elétricas: positivas, negativas e nulas, spin 0, um bóson⁸²; os múons, revelaram-se, no experimento de Roma⁸³, partículas com cargas elétricas: positiva e negativa, massas da ordem de duzentas massas do elétron, e spin $\frac{1}{2}$, um férmion, portanto múons e mésons são partículas distintas.

A história da descoberta dos mésons ocorre após intensas pesquisas, também, em física de raios cósmicos. Ela é o triunfo do refinamento de uma técnica experimental, que já produzira as descobertas experimentais de pósitrons e múons. Os trabalhos que foram publicados em 1947, no *Nature*, pela equipe de pesquisadores de Bristol: Lattes, Muirhead, Occhialini e Powell⁸⁴ e Lattes, Occhialini⁸⁵, é o final, e o começo, de uma série de experiências em física de mésons, com não aceleradores e aceleradores de partículas.

Os mésons pesquisados, na década de quarenta, resultaram das pesquisas em raios cósmicos. No final da década, as pesquisas com aceleradores de partículas, produziram um conjunto de dados, em múons e píons, produtos de reações de decaimento de outras partículas. As pesquisas dos léptons tau, que ocorrem desde a década de sessenta, e completam o ciclo, com a descoberta do tau, em 1975, se estendendo até o início da década de oitenta, é um exemplo, no qual, os produtos secundários da

⁸² José Leite Lopes, *A Estrutura Quântica da Matéria: do Átomo Pré-Socrático às Partículas Elementares*, p. 690.

⁸³ Marcello Conversi, “From the Discovery of the mesotron to that of its leptonic nature”, in P. H. Fowler & B. Foster, orgs., *40th Anniversary of the Discoveries of the Pi- and V-Particles*, p. 17.

⁸⁴ C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini, C. F. Powell, “Processes Involving Charged Mesons”, *Nature*, pp. 694-697.

⁸⁵ C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini, “Determination of the Energy and Momentum of Fast Neutrons in Cosmic Rays”, *Nature*, pp. 331-332.

pesquisa, se traduzem, entre outros dados, em múons e píons. A descoberta, dos léptons táu: suas medidas de momentos, energias, massa, carga e spin, incluindo as reações possíveis de decaimento, ocorrem, em física experimental, com o uso de aceleradores, exigindo aperfeiçoamentos destes e dos instrumentos de detecção e medição⁸⁶. Esta constante interação entre estas duas linhas de pesquisa em partículas, a da física dos raios cósmicos e a da física de altas energias com o concurso dos aceleradores de partículas, é levada ao extremo, com a simulação das condições iniciais do universo material, previstas pelas teorias do Big - Bang e da Nucleosíntese, no interior dos modernos e potentes aceleradores de partículas. As pesquisas experimentais se intensificam, a profusão de partículas que vão surgindo, são produtos da colisão entre elétrons e pósitrons, entre prótons e antiprótons. Estes dois tipos de aceleradores foram determinantes da pesquisa em física de partículas.

⁸⁶Martin L. Perl, “The Discovery of the Tau and Its Major Properties: 1970-1985”, in M. Davier & B. Jean-Marie, eds., *Tau Lepton Physic*, pp. 3-37.

2º Capítulo

2.1 Raios cósmicos, cosmologia e astrofísica.

A física de raios cósmicos, em partículas, torna-se de extrema importância na pesquisa e determinação das partículas cósmicas que entravam pela atmosfera, provindas de fontes extraterrestres. A princípio pensava-se que a fonte das partículas cósmicas seria o Sol⁸⁷, porém, medidas das velocidades, energias, e massas, destas, indicavam fontes que estavam além do sistema solar. No ano de 2005, a instrumentação em astrofísica e raios cósmicos está apta a procurar as fontes exteriores à Via Láctea. Procuram-se as relíquias do universo, as primeiras partículas que deram origem à matéria. Procura-se a origem do universo material⁸⁸. Esta história, do nascimento do universo, é contada segundo modelos de universos diferentes: estáticos, universos em expansão, universos inflacionários, universos em contração. Aliada a pesquisa astronômica e astrofísica, a cosmologia encontrou na teoria do *Big - Bang*, a teoria paradigmática⁸⁹.

A concepção de universo está relacionada à constante cosmológica, a constante de Hubble, hoje, há que considerar no cálculo da constante cosmológica a matéria escura⁹⁰. A física de altas energias, a física de partículas, na história da ciência contemporânea, está às voltas com as pesquisas em astrofísica, sobre a constituição da matéria escura. As partículas candidatas, ou são hádrons, bárions, mésons, bósons, léptons, ou novas partículas previstas pela teoria da gravitação quântica, pela teoria de supercordas⁹¹. Na procura pelas partículas altamente energéticas, que viajam pelas imensidões do cosmos, cuja origem quer-se determinar e identificar, possantes radiotelescópios, observatórios astronômicos: em terra e no espaço, detectores de neutrinos foram construídos, ou tiveram os seus projetos elaborados nas últimas décadas, o telescópio espacial Hubble e o

⁸⁷ Max Morand, *Les Rayons cosmique*, pp. 6-36.

⁸⁸ Keith A. Olive, “A Survey of the Standard Big Bang Model”, in A. de Rújula, D. V. Nanopoulos & P. A. Shaver, eds., *A Unified View of the Macro and the Micro-Cosmos*, pp. 148-192.

⁸⁹ J. C. Pecker, Joseph Silk & Jayant V. Narlikar, “Un débat majeur: la cosmologie du << Big Bang >>”, *Comptes Rendus de la Academie de Sciences de Paris*, pp. 825-863.

⁹⁰ Joseph Silk, “Strategies for Dark Matter Detection”, in J. Audouze & J. Tran Thanh Van, *Dark Matter, Proceedings of the XXIIIrd Rencontre de Morionde*, pp. 3-21.

⁹¹ Lawrence M. Krauss, “Desperately Sercking Dark Matter”, in J. Audouze & J. Tran Thanh Van, *Dark Matter, Proceedings of the XXIIIrd Rencontre de Morionde*, pp. 23-32.

Observatório Pierre Auger⁹² são exemplos desses grandes projetos de observação do universo, de detecção das partículas cósmicas, da procura pelas partículas que deram origem ao universo material, pela procura das relíquias materiais do universo. Há que se acrescentar à pesquisa cosmológica, a pesquisa da radiação de fundo, vinda do epicentro do *Big - Bang*, descoberta por Wilson e Arnold Penzias, na segunda metade do século XX D. C. Tendo a pesquisa de partículas em comum, a física de altas energias, a física de partículas, a física de raios cósmicos, a astrofísica, a cosmologia e a pesquisa pela origem do universo, convergem quanto às teorias que explicam os fenômenos. Os pesquisadores destas áreas procuram pela teoria síntese, que explique o macrocosmo e o microcosmo^{93 94}.

Em um *Workshop* sobre astrofísica, cosmologia e física de partículas, ocorrido no período de 28 de setembro na data de 1 de outubro do ano de 2005, na cidade alemã de Hamburgo, as principais mesas de debates discutiam os últimos progressos em pesquisas sobre: matéria escura, energia escura, universo inflacionário, partículas cósmicas e a relação entre o micro e o macro-cosmo⁹⁵. A teoria mais aceita em cosmologia, a teoria do *Big - Bang* é central nos debates científicos sobre a origem do universo. Após preleções sobre: a história térmica do universo, com ênfase na evolução de pequenas flutuações no início, a relação entre este momento singular na evolução e a radiação cósmica de fundo; distribuição da matéria em larga escala; a relação entre as flutuações singulares e a emergência do universo inflacionário; e sobre radiações de alta energia em física de raios cósmicos, o evento desenvolveu-se dentro do que havia sido programado: leituras e debates sobre temas que relacionavam o micro e o macro-cosmos.

Quais as conclusões que podem ser tiradas deste importante evento de Hamburgo?

⁹² Mariluce Moura, “Cerco no ar, captura na terra”, *Pesquisa Fapesp*, pp. 30-37.

⁹³ Abdus Sallam, Werner Heisenberg & Paul A. M. Dirac, *A Unificação das Forças Fundamentais: O Grande Desafio da Física Contemporânea*, pp. 9-61.

⁹⁴ Keith A. Olive, “A Survey of the Standard Big Bang Model”, in A. de Rújula, D. V. Nanopoulos & P. A. Shaver, eds., *A Unified View of the Macro and the Micro-Cosmos*, pp. 148-192.

⁹⁵ Andreas Ringwald, “Exploiting the Synergy between great and small”, *CERN Courier*, pp. 27-29.

Que o universo é composto de energia escura em setenta por cento, sendo os outros trinta por cento, constituído de matéria escura. E por quais critérios, por quais teorias, estimaram-se estes percentuais de energia e matéria escura na composição do universo? O autor do artigo do *Cern Courier*, Ringwald, faz uma síntese dos dados de observações cosmológicas, colhidos em várias mesas plenárias. Observações de gravidade, em larga escala; observações de campo em profundidade, de grupos de galáxias e, supernovas do tipo Ia, favorecem os índices percentuais de energia e matéria escura na composição do universo. Uma outra preocupação das teorias sobre o universo é o da sua geometria. Segundo este mesmo artigo, sobre o mesmo colóquio, o autor relata que recentes leituras dos dados que levantam os dados do primeiro pico do efeito Doppler na radiação cósmica de fundo, provenientes de um satélite, *Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*, reforça, fortemente, a concepção de um universo plano.

Este trabalho, entre outras coisas, procura estabelecer a história das partículas, e nesta, as teorias que as explicam e prevê as experiências que as descobrem, a interação entre o teórico e o experimental, a procura pela teoria síntese, ou a teoria paradigmática, os momentos em que a ciência avança de forma revolucionária, rompendo com estruturas científicas pré-estabelecidas. Na história das partículas as pesquisas teóricas procuram a teoria da grande síntese, já antevista por Abdus Sallam, e que os pesquisadores hodiernos entendem que a candidata mais séria é a teoria das supercordas. Percorrendo os últimos desenvolvimentos em gravitação quântica, em cromodinâmica quântica, nas teorias de calibre, tanto em física de altas energias em laboratório, quanto em partículas cósmicas, em astrofísica e cosmologia, a teoria que unifica as outras teorias, torna comum, em partículas, o estudo do macro e do micro-cosmo. No interior dos possantes aceleradores, procura-se, reproduzir as condições cósmicas do início do universo material. Os físicos teóricos em partículas, hoje, estudam os dados colhidos na área de cosmologia, astrofísica e raios cósmicos, procurando estabelecer as teorias que as expliquem. Como relata, Ringwald, referindo-se aos dados sobre matéria e energia escura,

[...] Agora é a vez, dos físicos teóricos em partículas explicarem estes achados cosmológicos, em particular, aquele referente a quanto, na densidade de energia, no presente universo, é de energia escura e o que pode ser feito microscopicamente. [...]

Para os físicos de partículas, interessados em pesquisar os objetos fundamentais que constituem a matéria, tanto quanto, para os teóricos em: cosmologia, astrofísica e raios cósmicos, a constituição: da matéria escura e da energia escura, é a área de estudo em comum. Segundo o modelo do *Big - Bang*, a síntese de núcleos atômicos, a nucleossíntese, prevê que 5%, da energia contida no universo têm constituição de matéria bariônica. Para os 25% restantes, em energia, existem alguns candidatos, não contemplados no modelo padrão. Um único candidato, segundo o modelo padrão, conforme o modelo de Dirac, ou de Majorana, a partícula constituinte da matéria escura, é o neutrino. Entretanto o neutrino, no período de recombinação, tem tratamento relativístico, não explicando a estrutura e formação das pequenas galáxias. Nas medições últimas da radiação cósmica de fundo, estima-se que 2%, da energia radiante seria constituída de neutrinos massivos, (a soma das massas dos neutrinos correspondia a 1 eV) ⁹⁶.

As primeiras pesquisas em partículas, com não aceleradores, ocorreram na área de raios cósmicos. Sua grande descoberta foi o elétron com carga positiva. Batizado, por Anderson, seu descobridor experimental, de pósitron, no ano de 1933⁹⁷, em um intervalo de tempo histórico, do embate entre teorias quânticas: relativistas e não relativistas, deterministas e probabilísticas. A teoria quântica que previu a existência do pósitron, e as subseqüentes partículas e antipartículas, foi obra de Paul Dirac, a teoria do elétron, parte II, publicada no ano de 1928⁹⁸. No ano de 1935, Yukawa publica uma teoria sobre a interação entre núcleons, a teoria das interações fortes, na qual previa uma partícula oriunda das interações fortes, o méson. A teoria de Yukawa para os mésons motivou as pesquisas posteriores sobre a partícula constituinte das radiações cósmicas penetrantes, constatada

⁹⁶ *Ibid.*, pp. 27-28.

⁹⁷ J. Chadwick, “The Neutron”, *Proceedings of The Royal Society A*, p. 23.

⁹⁸ Paul A. M. Dirac, “The Quantum Theory of the Electron, part II”, pp. 351-361.

experimentalmente, tratar-se de uma partícula que se comportava como o elétron, e sua antipartícula, o pósitron. No início da década que se inicia em 1940, esta partícula, denominada de méson, era pouco conhecida, não havendo dados experimentais sobre a sua massa, tempo de vida média, ou secção eficaz de choque. O mistério sobre o méson, só foi desvendado, no quinquênio seguinte. Com uma série de experiências que se iniciam em 1942 com Marcello Conversi, fornecendo a prova cabal da existência desta partícula, naquele que ficou conhecido, como o experimento de Roma. Conversi obtém, experimentalmente, a massa do méson em cerca de 200 massas do elétron, e o seu tempo de vida média, da ordem de dois micros segundos. Realizando as experiências com câmaras de neblina, anteparos de ferro, carbono (placas de poucos centímetros de grafite), contadores de partículas, e lentes magnéticas, consegue detectar partículas positivas e negativas de mésons.

Em 1944, com experiências mais refinadas, dispondo contadores de partículas que permitiam medidas por comparação, Rossi e Nereson estabelecem os valores mais aceitos: de massa, e tempo de vida média para o méson, que passa a ser denominado de múon: múon positivo e múon negativo, μ_+ , μ_- ⁹⁹. As dúvidas sobre a desintegração dos píons, componentes do fluxo de partículas da radiação primária, altamente energética, na alta atmosfera, em múons, a componente de maior volume, dos raios cósmicos penetrantes, ao nível do mar, foi resolvida pelas descobertas de Bristol, pela equipe de pesquisas composta por Lattes, Muirhead, Occhialini e Powell, o resultado destas pesquisas foram publicadas em 1947. A equação de decaimento dos píons, do lado dos produtos, do lado esquerdo da equação de decaimento, continha múons e neutrinos. As experiências de Bristol demonstraram que os mésons eram explicados por teorias de interações fortes, enquanto, os múons, por teorias de interação fraca. O múon se encaixava na montagem, do quebra cabeças, dos léptons. Era o segundo de três léptons, a segunda peça, a primeira a ser descoberta, experimentalmente, foi o elétron, do mesmo quebra - cabeças,

⁹⁹ Marcello Conversi, "From Discovery of the mesotron to that of its leptonic nature", *40th years of particle physics*, pp. 1-15.

que seria completado, com a descoberta do táon, em 1975, por Martin Perl, e confirmado, por uma centena de experimentos, que induziria a construção, nas décadas de 60 e 70, de novos aceleradores, novos detectores, anéis de estocagem de partículas: elétron - pósitron e prótons, o primeiro, desenvolvido sobre teorias de criação e aniquilação de pares de partículas, e que possibilitariam o conjunto de dados, que conduziriam à descoberta dos táons, carregados eletricamente. Como a soma das partes não redundou no todo. Neste brinquedo científico metafórico de partículas, outras peças seriam encaixadas, com algumas partículas que apareciam nas equações de decaimento dos léptons, os neutrinos. E as partículas, como previstas nas equações de Dirac , em 1928, ou segundo o formalismo quântico: de Ettore Majorana, ou do brasileiro, José Leite Lopes, no universo material, aparecem aos pares: partícula e antipartícula; a cada lépton, corresponde um antilépton, a cada neutrino corresponde um antineutrino.

A composição de léptons, neutrinos, antiléptons e antineutrinos, nos produtos das equações de decaimentos, dependem da: conservação do número leptônico, da conservação da carga, entre outros números quânticos. Como em algumas desintegrações, dos léptons, restam energias não computadas, são detectados experimentalmente, os dados da detecção indicam que são bósons, frequentemente raios gama. Este seria o quadro pictórico dos léptons, completado pelos bósons, no início do ano de 2005. Tanto os raios gama, como os neutrinos, segundo as teorias cosmológicas, e da astrofísica, são componentes da radiação cósmica que chega ao planeta Terra. A pesquisa sobre a composição do universo, acrescenta, nas últimas décadas, a matéria escura e energia escura. De que partículas são compostas? A matéria do universo, no início, é leptônica, ou bariônica, ou se compõem de ambas? O que responder sobre as massas dos neutrinos? Neutrinos têm massa, ou não têm? Estas últimas e intrigantes perguntas foram respondidas por três grandes físicos, entre a década de trinta e a década de sessenta. No tópico seguindo desenvolvemos uma análise e síntese do estudo sobre os neutrinos nestas três décadas.

2.2 Neutrinos: as partículas fantasmas do universo

O que nos dias atuais, em partículas, se conhece como neutrino, teve, pela primeira vez, cogitada, a sua existência, por Wolfgang Pauli, no ano de 1930. Estudando as reações de decaimento beta, Pauli, notou que o balanceamento da equação exigia uma partícula sem massa, com carga elétrica zero, e spin meio. Pauli, por este período já granjeara sólida reputação como um físico teórico competente. A princípio, não acreditou na possibilidade de uma partícula com as propriedades quânticas, que se apresentara. Comentou alguns anos mais tarde que tal partícula não seria encontrada experimentalmente. Não publicou nada, sobre o assunto, confiando a sua descoberta teórica à Lisa Meitner, por correspondência. No Congresso Solvay de 1933, Lisa relata, em sua preleção, a descoberta feita por Pauli. O próprio Pauli, logo após, se incumbiu de divulgar a sua teoria sobre o neutrino, que por ter definições semelhantes às do nêutron, e ser muito diminuto em relação às suas dimensões, recebeu esta denominação de Fermi, em um trabalho sobre partículas, publicado no ano de 1934¹⁰⁰.

Duas Teorias sobre os neutrinos são contemporâneas: a de Fermi e a de Majorana, e reportam-se a mesma teoria quântica e relativística do elétron de Dirac. A de Fermi foi publicada em 1934, a de Ettore Majorana, em 1937. Segundo a teoria de Dirac, o neutrino, tem uma antipartícula, o antineutrino. O antineutrino tem propriedades simétricas em relação ao neutrino, e ambos têm praticamente massa zero. Pela teoria de Majorana, o neutrino tem massa, mas, não tem sua antipartícula. Nas teorias de simetria, as partículas com carga nula, são simétricas de si mesmas. A teoria de Majorana, não só traz uma discordância, importante, em relação às teorias de Fermi e de Dirac, em relação à massa, e prevê uma quebra de simetria para os neutrinos massivos¹⁰¹. No estudo, nos anos próximos a 1920, com radiação beta, fora comum entre os pesquisadores, em partículas, escrever as equações de decaimento, cujos resultados eram elétrons, acrescentar-lhes, os neutrinos correspondentes. E para as equações de decaimento beta, cujos resultados eram pósitrons, acrescentar-lhes, os antineutrinos, correspondentes, seguindo

¹⁰⁰G. M. Lewis, *Neutrinos*, pp. 24-26.

¹⁰¹ Christine Sutton, , *Spaceship Neutrino*, pp. 33-45.

o resultado da aplicação das equações de Dirac. Nas décadas de trinta e quarenta, duas partículas importantes, foram descobertas: o múon e o méson pi. Foram descobertos, neutrinos que diferiam dos neutrinos calculados para os elétrons, os neutrinos e antineutrinos do múon¹⁰². Tanto, o elétron, como, o múon, e suas antipartículas, foram classificados, em um grupo de partículas de spin meio, portanto, férmions, no grupo dos léptons. O estudo do comportamento dos léptons, segundo a suas equações de decaimento, ou desintegração, importavam em seus produtos, o neutrino, ou, o antineutrino. Esta previsão foi confirmada na descoberta experimental, do lépton táu, no ano de 1975¹⁰³. Por sua semelhança com os léptons, nas propriedades quânticas, o neutrino foi classificado como um deles, integrando o grupo dos léptons.

A existência do neutrino, quanto à previsão de Pauli, em 1930, a de que não poderia ser detectado, experimentalmente, não se confirmou. Em 1956 dois jovens pesquisadores, dos laboratórios de física nuclear, de Los Alamos, Reines e Cowan¹⁰⁴, descobrem, experimentalmente, o neutrino. Construindo detectores, tendo tubos fotomultiplicadores imersos em recipientes com líquido fluorescente, e dispondo-os à distância segura do epicentro das explosões nucleares. Conseguiram detectar os neutrinos, resultantes das desintegrações dos núcleos do isótopo 235 do urânio.

¹⁰² Marcello Conversi, “From the Discovery of the mesotron to that of its leptonic nature”, in B Foster & P H. Fowler, orgs, *40th years of particle physics*, p. 17.

¹⁰³ Martin L Perl, “The Discovery of the Tau and Its Major Properties: 1970-1985”, in M. Davier & B. Jean-Marie, *Tau Lepton Physics*, pp. 6-9.

¹⁰⁴ Christine Sutton, , *Spaceship Neutrino*, pp. 44-45.

3º Capítulo

3.1 História das partículas: modelos, teorias e experimentos.

As primeiras teorias de partículas foram desenvolvidas para elétrons: elétrons livres, elétrons ligados a um núcleo atômico. No âmbito das teorias Quânticas, a primeira de grande repercussão foi publicada em 1913, de autoria de um jovem físico dinamarquês, Niels Bohr. A teoria quântica de Bohr, para o hidrogênio, um átomo mono eletrônico. É escrita, no contexto das velhas teorias quânticas. Desenvolvida após o advento da teoria quântica de Erwin Schrödinger, contemporânea das teorias relativísticas: de Louis de Broglie, do modelo kepleriano de Wilson-Sommerfeld, publicada em 1916, insere-se a teoria quântica de Paul Dirac, a famosa teoria relativística para o elétron, publicada em 1928, publicação quase que simultânea à publicação da teoria de Wolfgang Pauli. Estas teorias quânticas são anteriores a formulação da teoria quântica matricial em modelo probabilístico, desenvolvida pelo grupo de Copenhagem, do qual os três maiores expoentes são Born, Heisenberg e Jordan. Essas teorias envolviam a solução de equações de onda, para um determinado hamiltoniano, sob as condições de quantização do momento, e segundo níveis discretos de energia, associados aos estados quânticos, ocupados pelos elétrons no sistema atômico: núcleo e eletrosfera. São equações de movimento, que procuravam determinar não só a geometria, também, o modelo apropriado para o elétron: partícula, onda, onda e partícula. Segundo estas teorias, o elétron é uma partícula fundamental, seja como uma singularidade no interior de uma onda plana em fase, como na teoria de Louis de Broglie, ou, como uma partícula relativística, como na teoria de Wilson - Sommerfeld, ou, onda e partícula como nas teorias de Schrödinger e Dirac. Conforme estas teorias surgidas entre os anos de 1910 e 1930, o elétron é um objeto singular, uma partícula fundamental.

O mesmo não se pode dizer dos prótons e dos nêutrons. Rutherford em 1920, nas suas célebres experiências, com o bombardeio de partículas alfa em alvos de finas folhas de ouro, e que comprovam que a matéria é um grande vazio; que a massa dos átomos constituintes, concentrava-se no núcleo atômico; já previa que haveria uma partícula neutra complexa, provavelmente, constituída de elétrons positivos e negativos. J. Chadwick,

em suas pesquisas sobre a existência do nêutron, retoma a discussão sobre a complexidade das partículas constituintes do núcleo atômico, propondo experiências que pudessem fragmentar: prótons e nêutrons, testando as suas estruturas. Nos artigos de 1932 e 1933, “A existência do nêutron”, e, “O nêutron”, nas *Bakerian Lectures*, Chadwick propõe que o nêutron, uma partícula complexa, resultaria, da reação de desintegração, em um próton e um elétron. Argumento que embora encontrasse respaldo na conservação da carga, esbarrava, na conservação do número quântico de spin, conduzindo Chadwick a admitir, que o nêutron, era uma partícula elementar. Chadwick e Rutherford anteciparam, embora não de forma conclusiva, a pesquisa atual pelos objetos fundamentais que constituem a matéria. Segundo as teorias quânticas de partículas, contemporâneas, o próton e o nêutron são de fato partículas complexas, formadas por outras subpartículas: os quarks, que são mantidos unidos, nos interiores: de prótons e de nêutrons por bósons especiais, os glúons. O elétron, assim como, as demais partículas, possuem antipartículas, previstas pela teoria relativística do elétron proposta por Dirac.

Na primeira metade do século XIX, em um trabalho publicado em 1935, um físico japonês pouco conhecido, Hideki Yukawa, propôs a existência de uma partícula que mediava a interação entre núcleons, o méson. Yukawa define a interação como uma troca de um quantum de radiação, entre partículas do núcleo atômico. A desintegração de um núcleon, era sempre acompanhada de um pequeno saldo em energia, que correspondia, em termos modernos a uma massa intermediária entre a massa do próton e a massa do elétron. Este saldo de energia, correspondente a massa de uma partícula intermediária, possibilitaria a estabilidade do núcleo atômico. A interação entre os núcleons e esta partícula intermediária exigia uma distância de interação, correspondente a uma distância de 10^{-13} cm , e a uma massa correspondente a 100 MeV em energia, portanto, difícil, para as condições experimentais da época, de ser detectada. Os mésons pi, ou píons, com carga elétrica, foram descobertos experimentalmente, em física de raios cósmicos, doze anos depois, pela equipe de pesquisadores da Universidade de Bristol. Por este mesmo período, as pesquisas em raios cósmicos, demonstravam que havia duas componentes: uma penetrante e uma

componente fraca, pouco penetrante, facilmente absorvida pela atmosfera, composta de elétrons e radiação de alta energia, produzindo chuvenhos cósmicos. A componente penetrante segundo Pierre Auger, no início do ano de 1935, não era bem definida. Em 1937 duas teorias explicavam-na, a teoria do efeito cascata de Bhabha e Heitler e a de Carlson e Oppenheimer, ambas derivadas da eletrodinâmica quântica desenvolvida por Hans Bethe e Heitler em 1934. Esta forte componente dos raios cósmicos penetrantes revelou conter uma partícula nova. No período histórico em que esta partícula foi detectada, dada a relação com a teoria de Yukawa, os pesquisadores em partículas confundiam-na com os mésons. Denominada de mesotron por Anderson e Neddermeyer, por revelar ter uma massa intermediária entre o elétron e o próton, esta partícula é catalogada, na teoria moderna de partículas, como um dos léptons, o múon, uma partícula carregada, cuja massa estava compreendida, segundo os dados experimentais de Anderson e Neddermeyer levantados entre 1936 e 1937, com experiências em raios cósmicos, entre 100 e 300 massas do elétron, e cujas medidas efetuadas em 1949, revelavam uma massa de (202 ± 5) massas do elétron. As medidas de massa e meia vida demonstraram que o mesotron não era um méson, mas uma nova partícula, o múon¹⁰⁵. O modelo teórico, com o qual, é inspirada a busca pela existência do múon se encontra na constante de acoplamento de Fermi. Esta constante de acoplamento, trás no desenvolvimento teórico, aproximações, a igualdade entre a velocidade da luz no vácuo c , a constante de Planck h , e a unidade; relaciona o tempo de vida média e a massa da múon. Matematicamente a constante de Fermi é o produto de 192 pela razão entre o cubo do número π e o produto da meia vida τ , pelo quádruplo da massa do múon,

$$G^2 = 192 \frac{\pi^3}{\tau \mu^5}, \text{ para : } (c = h = 1).$$

Com aproximações de ordem cinemática, e com as técnicas experimentais atuais, esta constante é estimada em $G = (1,16634 \pm 0,00003) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$. O cálculo proposto por Fermi, é

¹⁰⁵ Marcello Conversi, “ From discovery of the mesotron to that of its leptonic nature”, in P.H. Fowler, B Foster, orgs, *International Conference to Celebrate the 40th Anniversary of the Pi and V-Particles*, pp. 1-7.

posterior a descoberta do múon. No período, sem o cálculo da constante de Fermi, os múons e os mésons, aos pesquisadores em partículas deste período histórico, pareciam partículas idênticas¹⁰⁶. Segundo Conversi, não havia dados conclusivos, então, sobre o valor estimado da massa do múon. Cita a análise dos dados de espalhamento em câmaras de neblina de gás, e conclui que se fossem tomadas apenas os espalhamentos, os dados seriam insuficientes para confirmar o cálculo teórico para a massa do múon. Medidas do momento do múon com a técnica de considerar o cálculo do momento em um espectro, elaborada por Street em 1939, foi utilizada por Fretter em 1946, obtendo para a massa do múon, (202 ± 5) massas do elétron¹⁰⁷.

Duas grandezas físicas, entre outras, são determinantes, em física de raios cósmicos, para identificar uma partícula: a primeira é a massa da partícula, inferida do cálculo da energia e do momento desta, a outra, é o cálculo da vida média, ou o tempo de decaimento. A medida, do tempo de vida média do múon, obedece a uma seqüência de experiências, técnicas e métodos até o refinamento. Em 1937, dois artigos publicados, um por Ehmert, o outro por Pierre Auger, sob medidas da componente penetrante dos raios cósmicos, observando o que diziam ser, “uma anômala absorção da componente penetrante na espessa camada atmosférica” - as medidas efetuadas por comparação, distribuíam-se entre duas diferentes geografias: a primeira, em altas montanhas e a segunda, ao nível do mar comprovaram que espessas camadas de ar atmosférico poderiam ser substituídas por finas camadas de matéria condensada: líquidos, ou, sólidos. Esta componente penetrante, dos raios cósmicos, continha os mésotrons.

A descoberta, de Auger e Ehmert, possibilitou a diminuição do equipamento utilizado, adaptando a técnica, nas câmaras de neblina, por interposição de finas placas de material sólido ou líquido, na trajetória das partículas. Outro dado importante, na construção histórica da resposta experimental, nasce de uma observação teórica, a de que a absorção anômala da componente penetrante pudesse ser explicada em termos de um efeito

¹⁰⁶ Marcello Conversi, “From discovery of the mesotron to that of its leptonic nature”, in P.H. Fowler, B Foster, orgs, *International Conference to Celebrate the 40th Anniversary of the Pi and V-Particles*, p. 6.

¹⁰⁷ *Idem*, p. 7.

relativístico, pelo decaimento, nas altas camadas atmosféricas, de mésontrons, dos raios cósmicos primários. Considerando a massa do mésontron em 200 massas do elétron, as medidas do tempo médio evoluem de 2 microssegundos em 1940, obtido por Rossi. Pouco depois, com um experimento tecnicamente refinado, admitindo o fator exponencial de atenuação do tempo de decaimento, o dado experimental sobre o tempo de decaimento do múon se aproxima do cálculo teórico, $(1,5 \pm 0,3)\mu s$ em 1941. A medida, mais refinada, utilizando vários materiais, como atenuadores, e tomando por tempo de vida média, o decaimento de um mésontron com a emissão de um elétron, foi obtida por Nereson e Rossi, no ano de 1943, em uma técnica, que ficou conhecida como de conversão de amplitude em tempo. O tempo calculado, por estes pesquisadores, a partir dos dados experimentais para a vida média do mésontron é de $(2,15 \pm 0,07)\mu s$ ¹⁰⁸.

Da observação feita por: Kulenkampffe e Heisemberg em 1938, sobre o efeito relativístico experimentado pela absorção anômala, da componente penetrante dos raios cósmicos, o formalismo teórico que possibilitou as montagens experimentais e que resultaram nos cálculos do tempo de vida média dos mésontrons, derivou do seguinte raciocínio lógico indutivo e dedutivo:

[...] o mésontron desloca-se com velocidade relativística $v = \beta c$ e momento $p = \beta c \mu \gamma$, onde μ é a massa de repouso do mésontron, γ é o fator da dilatação de tempo de Lorentz, sendo o livre caminho médio de decaimento, igual a $\lambda = \beta \gamma c \tau = p \left(\frac{\tau}{\mu} \right)$, onde τ é o tempo de vida média. Então, a intensidade dos mésontrons com momento p , deslocando de h , é atenuada por um fator $e^{-\frac{h}{\lambda}} = e^{-\frac{h}{\lambda} \left(\frac{\mu}{\tau} \right)}$. Este é um importante fator de atenuação para uma grande fração do espectro de momentos dos mésontrons, dos raios cósmicos, se h representa uma grande distância (tipicamente da ordem de um quilômetro), entre duas estações de medida, por

¹⁰⁸Marcello Conversi, “From discovery of the mesotron to that of its leptonic nature”, in P.H. Fowler, B Foster, orgs, *International Conference to Celebrate the 40th Anniversary of the Pi and V-Particles*, pp. 7-9.

exemplo, uma ao nível do mar e, outra em uma altitude de montanha. O fator de atenuação pode ser ignorado, interpondo, no fluxo de partículas, um material de pequena espessura de matéria condensada, (algo em torno de 10 cm), instalado, na estação de medida da montanha, para compensar a absorção devida à coluna de ar entre as duas estações. [...] ¹⁰⁹.

Uma resenha da descoberta do múon é contada pelo próprio protagonista, o físico de partículas Marcello Conversi. As pesquisas começaram, logo após a sua graduação em física, em 1943. Em 1940, Conversi publica com Bernardini, um artigo, resultado das pesquisas sobre o campo magnético, no interior de barras de ferro. Neste artigo relatam o resultado do desenvolvimento dos estudos com lentes magnéticas produzidas por duas barras paralelas de ferro, com sentidos opostos de magnetização, imersas em um campo magnético. Estas lentes magnéticas funcionavam como lentes convergentes para partículas de um dado sinal, e como lentes divergentes para partículas de sinal contrário. No ano de 1941, após resolução de delicados problemas técnicos, estas lentes magnéticas puderam ser utilizadas no estudo dos raios cósmicos. Um ano depois, com Piccioni, Conversi, inicia as pesquisas sobre o múon¹¹⁰. Algumas inovações foram introduzidas, no conjunto experimental, com a introdução de material sólido, sob a forma de anteparos de pequena espessura, para substituir grandes extensões, no deslocamento dos mésostrons, em camadas atmosféricas. Na experiência, conhecida, historicamente, como a Experiência de Roma, Conversi consegue detectar múons de sinais de cargas: positivos e negativos, utilizando a câmara de neblina; lentes magnéticas, por ele, projetadas e construídas, que determinavam o sinal da partícula; anteparos (absorvedores), com alguns centímetros de espessura, de ferro e carbono sob a forma alotrópica de grafite, e a combinação dos dois materiais; completavam o conjunto experimental, contadores Geiger - Muller. Os resultados da quarta experiência de Roma evidenciam: o sinal da partícula

¹⁰⁹ *Ibid.*, pp. 6-7.

¹¹⁰ Marcello Conversi, “From discovery of the mesotron to that of its leptonic nature”, in P.H. Fowler, B Foster, orgs, *International Conference to Celebrate the 40th Anniversary of the Pi and V-Particles*, pp. 10-11.

detectada, o tipo de absorvedor e a taxa de decaimento em uma hora, (vide tabela em seguida).

Mésotron capturado	Absorvedor	Taxa de decaimento (eventos/10horas)
Positivo	5 cm Fé	$6,7 \pm 0,65$
Negativo	5 cm Fé	$0,3 \pm 0,25$
Negativo	Sem	-0,1
Positivo	4 cm C	$3,6 \pm 0,45$
Negativo	4 cm C + 5 cm Fé	$2,7 \pm 0,35$
Negativo	6,2 cm Fé	0

Determinada a massa, as cargas e o tempo de decaimento dos mésotrons, restava a solução do problema da diferença entre as secções eficazes de choque, dos mésons produzidos e dos mésotrons absorvidos; segundo os cálculos, da ordem de 10^{12} . A solução proposta por Fermi em 1947, após analisar os dados da quarta experiência de Roma, põem em confronto, o tempo de captura de um mésotron pela camada K dos átomos do absorvedor, e o tempo do seu decaimento espontâneo, 2 μ s. Este tempo de captura pela camada K dos átomos do material absorvedor, era muito pequeno, em relação ao tempo de decaimento espontâneo do mésotron. Em um trabalho de 1946, Sakata e Inoue, comprovam que o mésotron teria uma pequena secção eficaz de choque, e concluem, com o suporte teórico das interações fracas, que o mésotron teria spin $\frac{1}{2}$. Estes dados são coerentes com a conclusão da experiência de Roma, a de que os mésotrons eram partículas diferentes dos mésons de Yukawa. Alguma tertúlia teórica sobre a explicação dos mésotrons segundo interações fortes, ou interações fracas, decaimento de mésons em mésotrons, perduraram até a descoberta do grupo de Bristol, cujos dados, claramente, distinguem os mésotrons, rebatizados de múons, dos mésons¹¹¹.

Dos embates, entre os teóricos, que propunham a explicação dos múons, no contexto das interações fracas, ou das interações fortes, com

¹¹¹Marcelo Conversi, "From the Discovery of the mesotron to that of its leptonic nature", *40th Years of Particle Physics*, pp. 14-16.

tratamento histórico de Conversi, insere-se a teoria de Wheeler, a conhecida lei da quarta potência do número atômico. Traduzindo, do texto de Marcelo Conversi, o conteúdo deste trabalho teórico de Wheeler, explica a captura do múon negativo pelos átomos do material absorvedor,

[...] Imediatamente após, concluída, a experiência de Roma, Wheeler fez uma notável contribuição que derivava da lei Z^4 para a captura do μ^- , com um argumento simples. O μ^- , diminui a velocidade lentamente e é capturado por um material, cujos átomos constituintes, têm número atômico Z , em uma órbita de Bohr de raio $R = \hbar / Z\mu e^2 \cong 250/Z$ fermi, onde μ é a massa do μ^- , e a carga elementar é igual a e . Para elementos leves, o raio R é muito maior que o raio nuclear, aproximadamente igual a $1,75 \cdot \sqrt[3]{Z}$ fermi. A função de onda do núcleo é igual a $\psi(0)$, proporcional a $Z^{\frac{3}{2}}$. Desta forma a probabilidade por unidade de tempo de captura é proporcional a $|\psi|^2$ vezes o volume nuclear, podendo-se descartar a proporção com Z^4 , escrevendo-se $\Lambda_c \equiv \frac{1}{\tau_c} = \left(\frac{1}{\tau_c}\right) \cdot \left(\frac{Z}{Z_0}\right)^4$, onde τ_c é o tempo de vida média para a captura do μ^- , τ é o seu tempo de vida média livre, Z_0 uma constante de normalização, determinada empiricamente como sendo igual a 11. [...] ¹¹²

O cálculo do tempo da vida média do múon negativo, segundo a interpretação teórica de Wheeler, estava de acordo com os dados experimentais, se no cálculo efetuado, com os dados experimentais, na quarta experiência de Roma, resultasse em um tempo de vida média, aparente, cujo recíproco, seria a soma dos recíprocos: do tempo de vida média de captura e do tempo de vida média livre. Neste caso ter-se-ia,

$$\frac{1}{\tau_-} = \frac{1}{\tau_c} + \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau} \left[1 + \left(\frac{Z}{Z_0} \right)^4 \right] \Rightarrow f = \frac{\tau_-}{\tau} = \left[1 + \left(\frac{Z}{Z_0} \right)^4 \right]^{-1}.$$

¹¹² *Ibid.*, p. 16.

Para os átomos de carbono e de ferro, com números atômicos: 6 e 26, respectivamente, os valores calculados, da taxa de decaimento espontâneo Γ , segundo a teoria de Wheeler, correspondiam aos valores de 0,92 para os átomos do ferro e de 0,03 para os átomos do carbono, com boa aproximação com os dados experimentais, obtidos por Conversi, na quarta experiência.

As experiências de Roma, que conduziram à descoberta do múon, como uma partícula diferente do méson, têm, ainda, duas consequências importantes ao classificá-lo como resultado de interações fracas, o desenvolvimento das denominadas, no período histórico, Interações Universais de Fermi, em 1950, também, de Interações de Yang e Tiomno, e que estão, intimamente, relacionadas com o conceito de lépton. É, também, resultado das experiências de Roma, o conceito de átomo exótico. A determinação do spin do múon como um múltiplo inteiro de $\frac{\hbar}{2}$, o classifica como um férmion.

As equações de decaimento são importantes na determinação inequívoca, de uma partícula. Até a definição experimental, pelo grupo de Bristol, são propostas algumas equações de decaimento, para os múons, envolvendo, como produtos da reação, neutrinos e raios gama¹¹³.

O desenvolvimento da história experimental, em cujo período ocorre o descobrimento dos mésons, encontra o ápice em 1947. Porém, teoricamente, os mésons foram previstos por Yukawa em 1935. Segundo José Leite Lopes, no entorno do ano de 1935, no estudo da estabilidade dos núcleos atômicos, cogitava-se da existência de uma força que contrabalançasse a força de repulsão eletrostática, entre os núcleons (prótons e nêutrons). Tais forças teriam curto alcance, sendo sentidas pelos núcleons, quando a distância entre estes era da ordem de um fermi (10^{-13} cm). Hideki Yukawa postula que os elétrons, como partículas carregadas, geram no seu entorno, campos magnéticos; a interação entre estes, dá-se pela mediação de ondas eletromagnéticas. Também, os núcleons, criam no seu entorno, campos nucleares, de curto alcance, cuja interação é mediada por ondas de campo de Yukawa, ou de seus quanta. As interações quânticas, dos núcleons, previstos na teoria de Yukawa, revelaram, experimentalmente, como bósons, mésons,

¹¹³Marcelo Conversi, "From the Discovery of the mesotron to that of its leptonic nature", *40th Years of Particle Physics*, pp. 16-17.

mésons π . O desenvolvimento teórico proposto por Yukawa determinava para a massa dos píons, duzentas vezes a massa do elétron. No texto do físico José Leite Lopes, há uma resolução da função de onda para o campo escalar de Yukawa, na qual, se encontra o potencial do mesmo nome e a massa teórica prevista para o pión¹¹⁴. Como desenvolvido por Leite Lopes,

[...] Se designarmos com $Y(x)$ o campo de Yukawa, que poderá, por maior simplicidade, ser um escalar $\phi(x)$, ou um pseudo - escalar, $\eta(x)$, esta é a hipótese verificada, a equação,

$$(\square + \mu^2)Y(x) = \rho(x), \dots \mu(x) = \frac{m_\pi c}{\hbar},$$

admitirá como função de Green para um campo estático:

$$\partial_0 Y(x) = 0,$$

a função $G(x, x')$ tal que:

$$(-\bar{\nabla}^2 + \mu^2) G(x, x') = \delta^3(x - x').$$

Fazendo:

$$G(x, x') = \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} G(k) e^{ik \cdot (x - x')},$$

Obtemos:

$$(k^2 + \mu^2) G(k) = 1,$$

pois que:

$$\delta^3(x - x') = \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} e^{ik \cdot (x - x')}.$$

Portanto:

$$\begin{aligned} G(x, x') &= \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \frac{1}{k^2 + \mu^2} e^{ik \cdot (x - x')} \\ &= \frac{2\pi}{(2\pi)^3} \int_0^\infty \frac{k^2 dk}{k^2 + \mu^2} \int_0^{2\pi} e^{ikr \cos \theta} \sin \theta d\theta \\ &= \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-\mu r}}{r}, \dots r = |x - x'|. \end{aligned}$$

A função de Green:

¹¹⁴ José Leite Lopes, *A Estrutura Quântica da Matéria: do Átomo Pré-Socrático às Partículas Elementares*, pp. 688-690.

$$G(x, x') = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{-\mu r}}{r}, \dots r = |x - x'|, \quad (35.5)$$

É o potencial de Yukawa criado por um núcleon puntiforme de densidade $\delta^3(x-x')$, uma força de curto alcance que decai exponencialmente.

A solução da equação em Y é:

$$Y(x) = \int G(x-x') \rho(x') d^3x'.$$

Vemos pela equação (35.5) que o alcance r_0 : $r_0 = \frac{1}{\mu}$, e como:

$$\mu = \frac{m_\pi c}{\hbar},$$

resulta do valor de $r_0 \cong 10^{-13} \text{ cm}$, que... $m_\pi \cong 200m_e$.

As partículas quânticas de Yukawa seriam, pois, partículas com spin zero, e massa da ordem de 200 vezes a massa do elétron, intermediária entre a massa do elétron e do próton, daí o nome de méson, ou simplesmente, méson. [...] ¹¹⁵

Experimentalmente, as pesquisas sobre os mésons, se tornam conclusivas, com os trabalhos do grupo de físicos de Bristol, no qual, foi de extrema importância, a contribuição do físico brasileiro César Lattes. O texto histórico, importante fonte primária, que revela os dados experimentais, foi publicado no ano de 1947¹¹⁶. Nas duas primeiras colunas do artigo científico, publicado no *Nature*, há uma descrição do método experimental, uma correlação entre as partículas pesquisadas em grandes altitudes atmosféricas, e as pesquisas de laboratório. Os mésons, como denominadas, eram partículas de massa intermediária, entre os prótons e os elétrons. A segunda informação importante, parte do arcabouço experimental desde as pesquisas: de Rutherford, em 1920, J. Chadwick, em 1932, e é atinente ao conjunto das equações de desintegração, ou de decaimento, em presença de matéria, os núcleos dos átomos que capturam os mésons energéticos, se desintegram, emitindo mésons secundários, os mésons se desintegram em partículas leves. Ao final das equações de

¹¹⁵ José Leite Lopes, *A Estrutura Quântica da Matéria: do Átomo Pré-Socrático às Partículas Elementares*, pp. 689-690.

¹¹⁶ C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini & C. F. Powell, "Processes Involving Charged Mesons", *Nature*, pp. 694-697.

desintegração, o resultado do produto da reação, é a produção de mésons secundários. Completando os requisitos para a pesquisa experimental, acrescenta-se a necessidade de uma teoria para o méson, fundamentada em forças nucleares, e o método experimental empregado.

O método experimental empregado, do *H. H. Wills Physical Laboratory*, da Universidade de Bristol, é o desenvolvimento do método que se constata nas experiências de Roma, empregando como meio material de absorção e atenuação, chapas fotográficas, com emulsão de sais de prata, nas quais, tornava-se, possível, fotografar as trajetórias das partículas. Medindo-se, os traços das partículas, dados os coeficientes de atenuação do material, a energia e a massa da partícula foram determinadas. Os traços, deixados pelas partículas, no seu deslocamento, na emulsão, não são contínuos, apresentado textura granular, com perdas de energia. O método empregado, pelos pesquisadores, consistia em contagem dos grãos por unidade de deslocamento. Esta contagem associada, aos limites, da curva de energia, para a emulsão, utilizando a curva descrita por prótons rápidos, como curva de calibração, tornou-se possível estudar a curva de distribuição de energia para os mésons, e através deste cômputo de energia perdida, no deslocamento, a energia perdida, no deslocamento, tomada no conjunto, com os limites da energia da partícula, redundou no cálculo da sua massa¹¹⁷.

A determinação da curva de calibração, pelos dados experimentais, usando a técnica de contagem dos grãos, nos traços, deixados pelo deslocamento dos prótons, na emulsão fotográfica, prótons provenientes dos raios cósmicos, possibilitava o cálculo da massa dos prótons rápidos, entre 1.300 e 2.400 massas do elétron. Este cálculo serviu como um primeiro método, para o cálculo aproximado da massa do méson. Os pesquisadores depreenderam que a técnica poderia ser usada, em parte, como modo de seleção, dos traços característicos dos mésons, que excediam a 100 μ . Com esta regra de seleção, foram analisados os traços de 65 mésons. Neste conjunto de traços, quarenta não apresentavam reações secundárias, porém, vinte e cinco, restantes, apresentavam reações, produzindo partículas secundárias. Quinze, destas partículas, desintegravam-se em duas ou mais partículas secundárias. Das

¹¹⁷C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini & C. F. Powell, "Processes Involving Charged Mesons", *Nature*, pp. 694-695.

dez remanescentes, por desintegração, produziam uma única partícula. Em duas observações destas últimas partículas remanescentes, as observações evidenciaram mésons secundários. A massa da partícula primária, calculada, por granulometria, correspondia a (350 ± 80) e (350 ± 50) massas do elétron. Os cálculos para a determinação da massa da segunda partícula deram como resultado uma massa de (350 ± 50) massas do elétron. As medidas e cálculos indicavam haver uma diferença entre as massas dos mésons primários e secundários, da ordem de 100 massas do elétron. Os dados, também, demonstravam pela inspeção dos traços, na emulsão fotográfica, que ambos, os mésons, deslocavam-se com energias próximas. Por dedução, o méson primário oriundo dos raios cósmicos, e o méson secundário, ejetado pelo núcleo dos átomos constituintes da emulsão, tinham a mesma massa. Dos dados anteriores, as equações gerais de desintegração, na interação, do méson primário com um núcleo A, de átomo estável, presente na emulsão, e ejetando um méson secundário, poderiam ser escritas como se segue:

$$A_Z^N + \mu_{-1}^0 \rightarrow B_{Z-2}^N + \mu_+^0 \dots ou \dots A_Z^N + \mu_{+1}^0 \rightarrow C_{Z+2}^N + \mu_{-1}^0. \quad ^{118}$$

Dos dados experimentais, duas possibilidades, ainda poderiam existir. A primeira, de que os átomos dos núcleos, após a colisão, deveriam ter iguais números de cargas, e a energia de cerca de alguns milhões de elétrons volts; uma possibilidade remota, segundo os próprios pesquisadores; a outra possibilidade, do exame das chapas fotográficas, é de que se trataria de mésons de diferentes massas. Ainda, segundo os pesquisadores, não havia evidência quanto às cargas dos mésons. As trajetórias dos dois mésons apresentavam diferenças. Ao final da trajetória do méson secundário, não era observável, a emissão de partículas mais leves. A trajetória, do méson primário em interação, com núcleos leves dos átomos da emulsão, sofria mutação, segunda a equação de desintegração:

$$C_6^{12} + \mu_{-1}^0 \rightarrow Be_4^{12} + \mu_{+1}^0.$$

Por estimativa da massa do átomo de berílio, a diferença entre as massas dos dois mésons, corresponderia a 60 massas do elétron. Qual seria a teoria que preveria esta possibilidade fenomenológica? Uma teoria que

¹¹⁸*Ibid.*, p. 695.

previu a possibilidade da existência de um méson vetorial, de vida curta, produzindo um méson pseudo-escalar, de mesma carga e massa menor, fora publicada em 1942 no *Physics Review*, por Schwinger¹¹⁹. A produção deste méson secundário viria acompanhada por um quantum de radiação. Em 1947, o ano da publicação do artigo fundamental na pesquisa dos mésons, a procura pelo méson secundário era de primordial definição, uma vez que no bojo das pesquisas em raios cósmicos, duas partículas que se revelariam de naturezas diferentes, portanto, eram diferentes partículas, procuravam definição: os mésons previstos na teoria de Yukawa, e os mésostrons, ou múons, revelados na pesquisa da radiação cósmica penetrante. Os mésons revelaram-se produto das interações fortes, e que segundo a teoria de Schwinger, eram bósons vetoriais e pseudo-escalares, enquanto, os múons eram férmions de interação fraca. A teoria para os mésons, indicava que estes, poderiam ser capturados na órbita K, de um átomo leve. Um dos testes definitivos, na definição dos múons. Segundo a teoria de campos de Yukawa, os mésons, produto de interações fortes, poderia ter sua origem nos núcleos, um mediador das interações entre núcleons, que Yukawa, entretanto, entendeu como um quantum de radiação, mas, que se revelou ser uma partícula. De qualquer forma, esta possibilidade, da fonte de emissão dos mésons, serem os núcleos dos átomos, indicava uma direção potencial, para a pesquisa experimental, como ficou claramente demonstrada no artigo do *Nature*, de 1947, escrito pelos pesquisadores de Bristol¹²⁰. As pesquisas experimentais, acumuladas até o ano de 1947, reuniam algumas observações corroboradas por pesquisas teóricas. Elas conduziam a quatro conclusões importantes:

- a) os mésons negativos, no final das suas trajetórias energéticas, eram capturados pela camada K, dos núcleos dos átomos,
- b) quando os núcleos, na interação dos mésons, capturavam-no, havia emissão de partículas pesadas,

¹¹⁹C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini & C. F. Powell, “Processes Involving Charged Mesons”, *Nature*, pp. 696-697.

¹²⁰*Ibid.*, p. 696.

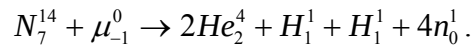
- c) quando os núcleos atômicos, na interação, com a captura dos mésons, eram leves, havia desintegração com a emissão de elétrons, raios beta, levando a supor que o méson capturado, teria carga positiva e,
- d) as quatro observações acima levaram a concluir que as forças nucleares eram em muitas vezes menor, do que os valores admitidos.

Este conjunto de experiências, nas quais se basearam as análises e conclusões do artigo do *Nature*, escrito pelo grupo de Bristol, traz métodos novos de abordagem experimental. Estes métodos novos, que levariam a elucidação da existência dos mésons, tiveram como guia a teoria de Schwinger, e a argúcia do experimentador, atento às direções e sentidos, que os dados determinavam. Da observação de que os núcleos em interação com os mésons primários, emitiam mésons secundários, e das desintegrações destes em partículas mais leves, reveladas pelas trajetórias, os autores definem duas linhas de pesquisa: 1) o estudo experimental dos mésons emitidos pelos núcleos em interação e 2) as desintegrações produzidas pelos mésons¹²¹.

Da análise dos traços, deixados na emulsão, pelas partículas cósmicas, nos quais eram identificáveis as partículas alfa, um dos traços, em uma das microfotografias, mudava constantemente de direção, indicando espalhamento. No cálculo da energia, pela contagem dos grãos, e segundo a curva de distribuição de densidades, a massa desta partícula, correspondia a (375 ± 70) massas do elétron. Considerando que a massa de repouso de um elétron, é da ordem de 0,51 Mev, a massa desta partícula corresponderia à, aproximadamente, (187 ± 35) Mev, próximo dos valores teóricos, para a massa dos mésons, segundo a teoria de Yukawa de 1935. Comparando, as trajetórias das partículas de alta energia, dos raios cósmicos primários, que penetravam na alta atmosfera, com as trajetórias obtidas, estas guardavam grande semelhança. Os tempos de desintegração e as massas calculadas, também. A massa calculada, das partículas, altamente energéticas, dos raios cósmicos, na alta atmosfera, correspondiam a 200 MeV. Tomadas, as margens de erro, no cálculo das massas dos mésons, obtidas

¹²¹C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini & C. F. Powell, “Processes Involving Charged Mesons”, *Nature*, pp. 696-697.

experimentalmente; dadas às semelhanças, entre as trajetórias; a igualdade entre: os tempos de decaimento e das massas, as partículas eram as mesmas. A produção do méson secundário foi revelada, em uma das chapas fotográficas, na qual, os traços curtos, indicavam a emissão de três partículas: duas delas partícula alfa, a outra, um próton. A análise da trajetória de entrada, levava a concluir, que se tratava de um próton, com energia cinética inicial de 15 MeV. Uma outra trajetória, mais longa, a partir da colisão, deste, com o núcleo alvo, na emulsão, era o méson secundário esperado. Com as observações, a partir dos dados, seguindo as hipóteses experimentais e teóricas, foi possível definir a equação de desintegração mais provável, e segundo esta, calcular a massa do méson secundário. Da equação de desintegração, provável, balanceada, segundo cargas e massas,



Dos dados experimentais, padronizados à época, das massas de repouso, dos núcleos dos átomos de: nitrogênio, das partículas alfa, dos prótons e dos nêutrons, fazendo o balanceamento energético das partículas intervenientes, na colisão, e ainda supondo que houvesse conservação dos momentos, o cálculo teórico para a massa do méson primário, resultaria em 200 massas do elétron. A massa experimental, determinada pela contagem da densidade dos grãos, resultava em (240 ± 50) massas do elétron. Estes resultados determinavam, de forma inequívoca, a prova experimental da existência dos mésons¹²².

As pesquisas, realizadas pelo grupo da Universidade de Bristol, determinam a existência dos píons: suas massas, cargas, tempo de vida média, secção eficaz de choque, e sua natureza como partícula, partículas de spin inteiro de $\hbar$. As experiências que se seguem, na cronologia da história experimental, aclaram quanto ao número de partículas diferentes: píons positivos, píons negativos, e um pión com carga elétrica nula; quanto as suas massas:

$$m_{\pi^+}, m_{\pi^-} = (139,56995 \pm 0,00035) \text{Mev}; m_{\pi_0} = (134,9764 \pm 0,0006) \text{Mev}^{123}.$$

¹²²C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini & C. F. Powell, “Processes Involving Charged Mesons”, *Nature*, pp. 696-697.

¹²³ David R. Lide, eds, *Handbook of Chemistry and Physics*: Méson Summary Table, p. 11.7

Ao final da década de quarenta, e nas duas décadas seguintes, a física de mésons e léptons, tanto a experimental, como a teórica, procura as peças do quebra - cabeças das partículas. Não se tratava do preenchimento dos elementos, dadas as leis de formação das famílias e dos grupos de elementos químicos, baseadas na distribuição eletrônica de Pauling, as regras de Hund e o princípio de exclusão de Pauli, com que a tabela periódica dos elementos químicos de Mendeleiev se completava, mas, o jogo de encaixe que se assemelhava ao desenvolvimento histórico do descobrimento e ordenamento dos elementos químicos. As figuras formadas, com os termos tomados de empréstimo a classificação da espectroscopia das primeiras décadas do século XX: tripletos, dupletos, quadrupletos, octetos... multipletos, na sua forma como dados experimentais, guardam semelhança com as figuras do livro místico oriental, I Ching. Elas, em sua configuração geométrica, nos revelam uma antevisão mística dos fenômenos, situada no futuro. Os mistérios e a mística, tornaram a pesquisa em física de partículas um misto de ciência e de religiosidade. Na sequência cronológica, da descoberta dos léptons, seriam descobertos, em 1975, os táons, por Martin Perl¹²⁴ e colaboradores, em um extenso programa de pesquisa experimental que se prolongaria por duas décadas.

As equações finais, de decaimento: dos múons e dos táons, produziam elétrons, pósitrons e, uma partícula, diminuta, que atravessava a matéria, como se deslocasse no vácuo, o neutrino; previsto em teoria, em 1930, por Pauli¹²⁵, e descoberto, experimentalmente, em 1956, por Reines e Cowan¹²⁶. As teorias escritas para o neutrino, foram publicadas, entre o final da década de 20 e meados da década de 30. A primeira delas trata o neutrino como uma partícula que tem uma antipartícula, a teoria de Fermi para o decaimento beta e beta inverso, referenciada a teoria relativística para o elétron de Dirac, publicada em 1928, a outra, a de Majorana, publicada em 1937, que descreve o neutrino como uma partícula que não tem uma antipartícula, é desenvolvida, também, da teoria quântica e relativística do elétron de Dirac. Na equação de Fermi, para o neutrino, existe simetria; na de Majorana, há

¹²⁴ Martin L. Perl, "The Discovery of the Tau and Its Major Properties: 1970-1985", in M. Davier, B. Jean-Marie, *Tau Lepton Physics*, pp. 6-9.

¹²⁵ Christine Sutton, *Spaceship Neutrino*, pp. 32-33.

¹²⁶ *Ibid.*, pp. 38-44.

quebra de simetria¹²⁷. Experimentalmente, as pesquisas encontram resultados coerentes com as duas teorias em neutrinos. Neutrinos com massa zero, com massa diferente de zero, neutrinos e antineutrinos: de elétrons, de múons, de táons. Todo lépton, decaindo em partículas mais simples, tem o neutrino associado à partícula resultante do decaimento, como um dos produtos da reação. Considera-se, lei geral que toda partícula, seja ela, um bóson, ou um férmion, que se desintegre em léptons, tem os neutrinos correspondentes a estes, como um dos produtos da reação de desintegração, sendo o próprio neutrino, um lépton.

A teoria de Fermi é adequada para o teste da existência do neutrino e do antineutrino, quando aplicada ao decaimento beta e decaimento beta inverso. No decaimento beta um nêutron, ao decair em um próton, emite um elétron e um antineutrino, desta forma,

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

No decaimento beta inverso, um próton se desintegra em um nêutron, com a emissão de um pósitron e um neutrino¹²⁸, cujo equacionamento resulta em,

$$p \rightarrow n + e^{+} + \nu.$$

Para ambos, os decaimentos betas, há conservação do momento, da energia, da massa, da carga elétrica, de momento de spin, preservando simetrias. Segundo os cálculos das massas das partículas, na reação, no equacionamento, a massa do neutrino, e do antineutrino, é aproximadamente zero.

No ano de 1933, é publicada a teoria para neutrino de Fermi. Este trabalho teórico chega ao *Il Nuovo Cimento*, em 1934, na edição de janeiro¹²⁹. Fermi trabalha com as equações de Dirac, para o elétron, para descrever o decaimento beta, em reações de desintegrações nucleares adicionando a função de onda para o neutrino, e segundo a proposta de Pauli, no ano de 1930, hipótese que se torna conhecida no ano de 1933, no comunicado ao Congresso Solvay, por Lise Meitner.

¹²⁷*Ibid.*, pp. 33-34.

¹²⁸*Ibid.*, pp. 33-35.

¹²⁹ Enrico Fermi, “TENTATIVO DI UNA TEORIA DEI RAGGI β ”, *Il Nuovo Cimento*, pp. 1-19.

Antes de abordarmos as teorias de Fermi e Majorana para os neutrinos, como estas se baseiam na teoria de Dirac, assim como as teorias e modelos em partículas deste capítulo. Em seguida, faremos uma síntese da teoria quântica do elétron, partes I e II, como introdução às teorias sobre os neutrinos. A teoria de Dirac é a teoria referencial para as partículas e subpartículas. A importância desta teoria no desenvolvimento das teorias em partículas é claramente evidenciada na teoria para o decaimento beta e beta inverso, particularmente na teoria de Fermi, e por esta razão a inserimos nesta parte do texto.

3.2 Paul Dirac: a análise da teoria do elétron, partes I e II.

O marco inicial da teoria de partículas é o artigo publicado em 1928, de Paul Dirac, a teoria do elétron, partes I e II, a segunda parte é uma teoria quântica e relativista, escrita no estilo da mecânica matricial e dentro do formalismo da mecânica quântica probabilística de Heisenberg, Born e Jordan, o núcleo principal de físicos quânticos do grupo Copenhagem.

A análise destas teorias, no que é pertinente ao desenvolvimento da história da física de partículas, terá como fonte principal de consulta, o capítulo referente a Paul A. M. Dirac, e que está incluída na monografia escrita por mim, como pré-requisito a aprovação ao título de mestre em história da ciência no ano de 2004, pelo Programa de Pós – Graduação em História da Ciência da Pontifícia Universidade Católica de São Paulo.

O motivo principal, para Dirac escrever a sua teoria do elétron, concentrava-se na resolução de problemas do comportamento do elétron, no início do século XX, mal resolvido pelas teorias quânticas existentes, um deles, o efeito Zeeman Anômalo, que era parte do problema e que requeria uma teoria geral para a espectroscopia de forma geral. A introdução do diferencial do campo magnético externo, nas equações relativísticas da teoria do elétron parte II, possibilitou a resolução das raías espectrais emitidas pelo elétron, e que eram parte da estrutura fina. Sommerfeld – Wilson e Landé em um período que vai da publicação da teoria quântica de Sommerfeld em 1916 até o início da década de trinta, resolveram teoricamente, meio a teorias e modelos empíricos, boa parte dos problemas espectroscópicos devidos ao comportamento do elétron, com a proposição

dos níveis quânticos secundários, e que não estavam na teoria de Bohr, de 1912.

A teoria do elétron foi testada experimentalmente, acertando em cheio nas suas previsões em espectroscopia, resolvendo, inclusive, o efeito Zeeman anômalo, que era a grande dificuldade encontrada pelas teorias quânticas, no período. O sucesso da teoria, entretanto, se revelaria espetacular na previsão das antipartículas, a partir da descoberta do pósitron por Anderson em 1931. Uma inovação importante introduzida por Dirac na resolução da equação do movimento do elétron possibilitou duas explicações importantes: o vácuo, como um estado populado por energias negativas e a existência da antimatéria. A resolução da função de Hamilton para os dois sinais da energia relativista resultou na previsão teórica do elétron com carga positiva, denominado pósitron. A teoria do elétron de Dirac permite, entretanto, aplicação às outras partículas atômicas, abrindo o espectro de previsões para as antipartículas, mesmo as partículas com carga elétrica nula.

Em seguida, analisaremos a teoria do elétron, partes I e II, de Paul Dirac, em sua estrutura, evidenciando os pontos importantes que conduzem à previsão das partículas e antipartículas.

Da análise das equações de onda para o elétron de Klein – Gordon¹³⁰, Dirac detecta alguns problemas. O primeiro estava na posição do elétron. O segundo problema residia no momento e no momento angular do elétron. A variável dinâmica não aparecia, e não respondia em termos probabilistas, dentro de que limite, esta variável dinâmica poderia ser encontrada. A equação de Klein – Gordon dava como respostas finais, a corrente e a carga do elétron e era resolvida para o valor positivo de uma energia total clássica. As respostas a estes problemas, segundo Dirac, estava em reescrever as equações de onda em uma teoria quântica e relativística. A ousadia era um pouco maior, na solução da função hamiltoniana, no tempo, seriam considerados os dois sinais da energia relativística. O resultado desta ousadia resultou na previsão da antipartícula e do conceito de vácuo como um estado populado em energias negativas.

¹³⁰ M. S. Martins, *A Influência da Teoria da Relatividade no Desenvolvimento da Mecânica Quântica de, Louis de Broglie a Paul Dirac*, capítulo Paul Dirac, 2004.

A aplicação do complexo conjugado da função de Klein – Gordon levava as energias negativas e carga positiva para o elétron. A teoria da perturbação, embora não encontrasse comprovação experimental, previa a transição do elétron entre níveis negativos de energia e níveis positivos de energia, fazendo com que a carga do elétron variasse de (^-e) para (^+e). A equação de onda de Klein – Gordon, não relativista, para o elétron, segundo a introdução de Paul Dirac, a sua teoria do elétron, parte I, é escrita como,

$$F \equiv \left(\frac{W}{c} + \frac{e}{c} A_0 \right)^2 + \left(p + \frac{e}{c} A \right)^2 + m^2 c^2 .$$

Nesta equação, os operadores de momento linear p , e energia W , são escritos como,

$$W = ih \frac{\partial}{\partial t} \dots e \dots p_r = -ih \frac{\partial}{\partial x_r} \dots r = 1, 2, 3, .$$

Aplicando os operadores a função de onda de Klein – Gordon, resulta,

$$F\psi \equiv \left[\left(ih \frac{\partial}{c\partial t} + \frac{e}{c} A_0 \right)^2 + \sum_r \left(-ih \frac{\partial}{\partial x_r} + \frac{e}{c} A_r \right)^2 + m^2 c^2 \right] \psi = 0 .$$

Resolvendo esta equação de onda, Gordon e Klein, independentemente, encontraram o valor da corrente eletrônica e da carga do elétron que, teoricamente, podem ser calculadas como pelas equações abaixo,

$$\rho_{mn} = -\frac{e}{2mc^2} \left\{ ih \left(\psi_m \frac{\partial \bar{\psi}_n}{\partial t} - \bar{\psi}_m \frac{\partial \psi_n}{\partial t} \right) + 2eA_0 \psi_m \bar{\psi}_n \right\} ,$$

$$I_{mn} = -\frac{e}{2m} \left\{ -ih \left(\psi_m \text{grad} \bar{\psi}_n - \bar{\psi}_n \text{grad} \psi_m \right) + 2 \frac{e}{c} A_m \psi_m \bar{\psi}_n \right\} .$$

Nas equações acima, ρ_{mn} , corresponde à carga do elétron e I_{mn} , corresponde à corrente eletrônica, e m e n são níveis de transição eletrônica. Da análise da equação da carga depreende-se que é uma equação em números complexos, a parte real é sempre positiva, tomando o complexo conjugado, o sinal da carga depende do sinal do primeiro termo, como é um produto de dois fatores, se o segundo for negativo, o primeiro termo da equação é negativo, se o segundo fator for positivo, o primeiro termo é positivo. Da primeira asserção, se o primeiro termo é maior do que o segundo termo, a soma é negativa e a carga é negativa; se é menor, o sinal da carga é positivo. Da segunda asserção a soma dos dois termos é positiva e a carga tem sinal positivo.

Da análise da equação da corrente, sendo o segundo termo positivo, o sinal da corrente é determinado pelo sinal do primeiro termo. Se fizermos o produto da equação da corrente pelo seu complexo conjugado, se o sinal do segundo fator do primeiro termo é positivo, o primeiro termo é negativo, se for negativo, o primeiro termo da equação é positivo. No primeiro caso, se o primeiro termo é maior do que o segundo termo da equação, o sinal da carga é negativo, caso contrário, a carga tem sinal positivo. No segundo caso o sinal da carga é positivo, qualquer que seja a relação entre o primeiro e o segundo termo.

Dirac propõe a solução das equações de Klein – Gordon, também para os complexos conjugados da função de onda, e segundo a teoria da relatividade. Obtém dois conjuntos de soluções, um para o sinal positivo da energia e momento e um para o valor negativo da energia e do momento, resultando nos dois sinais da carga do elétron. Como a massa da partícula era a mesma, para ambas, podendo ser calculada através da função da energia, do momento linear, e do momento angular, ou, ambas, a segunda partícula com sinal positivo, diferia no sinal e no momento de spin, permitindo detecção pelo instrumental da experimentação conhecidos, por exemplo, campos elétricos e magnéticos nos espectrômetros de massa, empregados em espectroscopia. A detecção do elétron com carga positiva, seria a primeira entre as antipartículas a ser detectada experimentalmente, três anos depois da publicação da teoria do elétron de Dirac.

A solução de Dirac para as equações de Klein e Gordon, implicava a introdução de matrizes de Pauli para o elétron, resolução das equações de onda para os dois sinais do momento, expansão das matrizes 2x2 de Pauli para matrizes 4x4. Com a inclusão do diferencial de campo magnético externo, permitiria a aplicação em espectroscopia e aplicação para a resolução do efeito Zeemann anômalo.

Introduzindo o sinal negativo, no momento, na ausência de campo externo, a equação de onda para o elétron assume a forma,

$$\left[\left(-\frac{W}{c} + \frac{e}{c} A_0 \right)^2 + \left(-p + \frac{e}{c} A \right)^2 + m^2 c^2 \right] \psi = 0 .$$

A resolução desta equação evidencia um elétron com carga de sinal negativo, a antipartícula do elétron, e o conceito de vácuo como um estado populado em níveis negativos de energia. Esta equação de onda tem forma linear em relação ao momento e a energia. Ela é uma forma particular da forma geral,

$$(H - W)\psi = 0 .$$

Na forma geral, H é o operador hamiltoniano da partícula, e W, o seu operador energia, a função de onda é denotada por ψ .

Para quatro componentes do momento linear, na ausência de campo externo, esta equação assume a forma geral,

$$(-p_0^2 + p^2 + m^2 c^2)\psi = 0 .$$

Nesta equação geral o momento inicial é um operador linear da forma,

$$p_0 = \frac{W}{c} = i\hbar \frac{\partial}{c\partial t} .$$

O momento linear p , pode ser escrito como uma combinação linear das suas três componentes, cuja, substituição na forma geral da equação de onda resulta,

$$(p_0 + \alpha_1 p_1 + \alpha_2 p_2 + \alpha_3 p_3 + \beta)\psi = 0.$$

As alfas correspondem às variáveis independentes dos momentos, são operadores lineares, e comutam com os momentos; a variável beta ao quadrado é o produto do quadrado da massa da partícula pelo quadrado da velocidade da luz no vácuo, e, também, é um operador, e uma variável independente dos momentos.

Fazendo o produto das duas funções de onda com os sinais trocados, dos momentos, a equação assume a forma,

$$[(-p_0^2 + \sum \alpha_i^2 p_i^2 + \sum (\alpha_1 \alpha_2 + \alpha_2 \alpha_1) p_1 p_2 + \beta^2 + \sum (\alpha_1 \beta + \beta \alpha_1) p_1)]\psi = 0.$$

Pela identidade entre funções, a última função é igual a sua forma geral se e somente se,

$$\begin{aligned} \alpha_r^2 &= 1, \dots, \alpha_r \alpha_s + \alpha_s \alpha_r = 0 \dots (r \neq s) \dots \{r, s = 1, 2, 3\}. \\ \beta^2 &= m^2 c^2, \dots, \alpha_r \beta + \beta \alpha_r = 0 \end{aligned}$$

As condições anteriores são semelhantes às condições de Pauli, na sua teoria do elétron, se a variável beta for igual ao produto de uma quarta variável alfa pelo produto da massa da partícula pela velocidade da luz no vácuo.

Desta forma, as condições de igualdade ficam reduzidas às condições,

$$\alpha_\mu^2 = 1, \dots, \alpha_\mu \alpha_\nu + \alpha_\nu \alpha_\mu = 0 \dots (\mu \neq \nu) \dots \mu, \nu = 1, 2, 3, 4.$$

As alfas podem ser representadas na forma de matrizes. Segundo a teoria do elétron de Pauli, essas matrizes são quadradas, com duas linhas e duas colunas, portanto, contendo quatro elementos. Na versão de Pauli, são três as matrizes para o elétron e são escritas como se segue.

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \dots \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \dots \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Trocando as variáveis alfas pelas variáveis sigmas, de Pauli, essas matrizes satisfazem as condições para as variáveis alfas.

Essas matrizes podem ser transformadas em matrizes com quatro linhas e quatro colunas, por expansão, reflexão, rotação, e trocas de linhas por colunas, resultando em quatro matrizes de dezesseis elementos, com quatro linhas e quatro colunas. Acrescentando algumas variáveis e condições, essas matrizes podem representar os momentos angulares das partículas no hiperespaço. Conforme a notação de Dirac, na teoria do elétron, parte I, essas matrizes e condições são escritas nas seguintes formas,

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \begin{Bmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{Bmatrix} \dots \sigma_2 = \begin{Bmatrix} 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \end{Bmatrix} \dots \sigma_3 = \begin{Bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{Bmatrix} \\ \rho_1 &= \begin{Bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{Bmatrix} \dots \rho_2 = \begin{Bmatrix} 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \end{Bmatrix} \dots \rho_3 = \begin{Bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{Bmatrix} . \\ & ; \end{aligned}$$

$$\sigma_r^2 = 1 \dots \sigma_r \sigma_s + \sigma_s \sigma_r = 0 \dots (r \neq s) ;$$

$$\rho_r^2 = 1 \dots \rho_r \rho_s + \rho_s \rho_r = 0 \dots (r \neq s) ;$$

$$\rho_r \sigma_t = \sigma_t \rho_r .$$

As quais, ele acrescenta as relações entre as variáveis rês e sigmas, e as variáveis alfas,

$$\alpha_1 = \rho_1 \sigma_1, \dots \alpha_2 = \rho_1 \sigma_2, \dots \alpha_3 = \rho_1 \sigma_3, \dots \alpha_4 = \rho_3 .$$

Segundo essa nova rotação, para que as condições em relação às variáveis alfas fossem válidas,

$$\begin{aligned} \alpha_1^2 &= \rho_1 \sigma_1 \rho_1 \sigma_1 = \rho_1^2 \sigma_1^2 = 1 \\ \alpha_1 \alpha_2 &= \rho_1 \sigma_1 \rho_1 \sigma_2 = \rho_1^2 \sigma_1 \sigma_2 = -\rho_1^2 \sigma_2 \sigma_1 = -\alpha_2 \alpha_1 . \end{aligned}$$

Condições que poderiam ser escritas como se segue,

$$\begin{aligned}\rho_1\rho_2 &= i\rho_3 = -\rho_2\rho_1 \\ \sigma_1\sigma_2 &= i\sigma_3 = -\sigma_2\sigma_1.\end{aligned}$$

Este conjunto de definições e condições, substituídos na função de onda, esta toma a forma,

$$(p_0 + \rho_1(\sigma, p) + \rho_3 mc)\psi = 0, \dots \sigma = \text{vetor} \dots (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3).$$

Esta equação não varia com relação à transformação de Lorentz.

Em presença de um campo elétrico e magnético, com potenciais: escalar e vetor, a equação acima deve conter a introdução da representação destes dois campos. A introdução dos campos elétrico e magnético permite saber o valor dos momentos: elétrico e magnéticos internos, do elétron. E, também, a orientação do spin. Os spins de elétrons e pósitrons são invertidos em relação à orientação espacial. Esta orientação invertida, dos spins, e a diferença no sinal das cargas elétricas, permitirão separar elétrons de pósitrons no feixe de partículas, uma vez que têm massas iguais. Introduzindo os termos do campo elétrico e do campo magnético interno, para o elétron, assim se escreve a equação de onda,

$$\left(p_0 + \frac{e}{c} A_0 + \rho_1(\sigma, p + \frac{e}{c} A) + \rho_3 mc \right) \psi = 0, \dots \sigma = \text{vetor} \dots (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3).$$

As equações para o elétron negativo e para o elétron positivo são simétricas, bastando resolver uma delas.

A técnica aplicada para a obtenção da equação de onda do elétron, na ausência de campo, é a mesma para a obtenção da equação de onda na presença dos campos elétrico e magnético internos. Multiplica-se pelo lado esquerdo da equação de onda, a equação com o sinal do momento inicial trocado. Desta forma a equação de onda para o elétron na presença dos campos elétrico e magnético, internos, pode ser escrita como se segue,

$$\left(\begin{aligned} &-(p_0 + e' A_0)^2 + (p + e' A)^2 + m^2 c^2 + e' h(\sigma, \text{curl} A) - \\ &-ie' h\rho_1(\sigma, \text{grad} A_0 + \frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}) \end{aligned} \right) \psi = 0$$

e, finalmente,

$$\left(\begin{aligned} &-(p_0 + e' A_0)^2 + (p + e' A)^2 + m^2 c^2 + e' h(\sigma, H) + \\ &+ie' h\rho_1(\sigma, E) \end{aligned} \right) \psi = 0$$

Resolvendo a equação de onda, aparece o momento soma dos momentos elétrico e magnético e os termos referentes aos acréscimos de energia elétrica e magnética. A equação para o momento resultante é dada por,

$$\frac{eh}{c}(\sigma, H) + \frac{ich}{c} \rho_1(\sigma, E).$$

Nesta equação, os momentos calculados teoricamente são:

$$\text{magnético} = \frac{eh}{2mc} \sigma \dots \dots \dots e, \dots \dots \dots \text{elétrico} = \frac{ich}{2mc} \rho_1 \sigma.$$

Aparecendo a soma dos termos teóricos das energias elétrica e magnética, sob a forma,

$$\frac{eh}{2mc}(\sigma, H) + \frac{ich}{2mc} \rho_1(\sigma, E).$$

Este termo corresponde a um acréscimo de energia potencial, permitindo tratar o problema como uma partícula submetida a um campo de força central.

Como um problema de uma partícula sujeita à ação de uma força central, o momento total calculado, resulta da resolução da equação de onda acrescida do termo relativo ao potencial eletrostático. O momento resultante é a soma vetorial do momento angular com o momento de spin do elétron. A equação de onda para este caso tem forma,

$$F \equiv p_0 + V + \rho_1(\sigma, p) + \rho_3 mc.$$

Onde V denota o termo da energia potencial.

Esta função de onda deve ser somada a função de onda anterior, para encontrar o momento total. Nesta equação, o momento inicial é igual à energia do nível ocupado pelo elétron, dividida pelo módulo da velocidade da luz no vácuo. Definindo a componente do momento angular por m, como o produto o produto de uma componente do vetor de posição, no espaço, x,

por uma componente do espaço vetorial dos momentos, p , e aplicando as condições de comutação, obtém-se o momento total para o elétron. Das condições análogas, impostas para as variáveis α s, tem-se para os momentos angulares,

$$\begin{aligned} m_1 x_1 - x_1 m_1 &= 0 \dots\dots\dots m_1 x_2 - x_2 m_1 = i\hbar x_3 \\ e, \\ m_1 p_1 - p_1 m_1 &= 0 \dots\dots\dots m_1 p_2 - p_2 m_1 = i\hbar p_3 . \\ e, \\ m \times m &= i\hbar m, \dots\dots\dots m^2 m_1 - m_1 m^2 = 0 \end{aligned}$$

Aplicando as regras de comutação entre os momentos angulares e a função

$$\begin{aligned} m_1 F - F m_1 &= \rho_1 \{m_1(\sigma, p) - (\sigma, p)m_1\} \\ \dots\dots\dots &= \rho_1 \{(\sigma, m_1 p - p m_1)\} \\ \text{de onda } F, \text{ resulta, } \dots\dots\dots &= i\hbar \rho_1 (\sigma_2 p_3 - \sigma_3 p_2), \quad . \\ \text{então,} \\ \dots m F - F m &= 2i\hbar \rho_1 \sigma \times p. \end{aligned}$$

Se o momento angular total é constante com o movimento, e tendo em conta as condições entre as variáveis ρ s e σ s, tem-se,

$$\begin{aligned} \sigma F - F \sigma &= -2i\hbar \rho_1 \sigma \times p, \\ \text{resul tan do,} \quad . \\ (m + \frac{1}{2} \hbar \sigma) F - F (m + \frac{1}{2} \hbar \sigma) &= 0. \end{aligned}$$

Nesta relação, no primeiro termo, m é o momento angular e a segunda parcela da soma no primeiro fator do produto corresponde ao momento de spin do elétron. A soma das duas parcelas no primeiro fator do produto no primeiro termo, corresponde ao momento angular total. Na notação do texto, o momento angular total é escrito como,

$$M = m + \frac{1}{2} \hbar \sigma .$$

Utilizando a analogia entre as condições para os momentos m e M , teríamos uma relação entre M e a constante de Planck $\hbar$, o quadrado de M é diretamente proporcional ao quadrado da constante de Planck,

$$M^2 = \left(j^2 - \frac{1}{4} \right) h^2.$$

Do cálculo teórico de M , j corresponde ao número quântico referente ao momento angular, sendo j um número inteiro, resulta,

$$\left(j - \frac{1}{2} \right) h;$$

$$\left(-j + \frac{1}{2} \right) h.$$

A constante do movimento do elétron, para as equações de Dirac, portanto, é o momento angular total M , e não o momento m . Ele corresponde ao número quântico azimutal do elétron, que era atribuído a m , nas teorias quânticas anteriores. É importante notar que este momento angular total, dá as duas orientações de spin para o elétron. O cálculo teórico, do momento angular total e dos acréscimos da energia elétrica e magnética, permite os cálculos das massas, das cargas, de elétrons e pósitrons e as respectivas orientação de spin. Estas definições em teoria de partículas são fundamentais para o discernimento entre as partículas e as suas antipartículas.

Os níveis de energia e os dois sinais para a energia nos níveis, aparecem na resolução da função de onda para uma partícula sujeita à força de campo central. As relações e as condições para o momento angular total, são básicos requisitos para a dedução da função de onda. Da resolução da função de onda surgem os valores teóricos das energias para os níveis quânticos, e os sinais para as energias nos níveis.

Algumas regras se tornam importantes: as regras de comutação entre as variáveis quânticas, a igualdade entre o momento total e o momento angular, as condições são análogas às condições estabelecidas para as variáveis alfas. Destas considerações. Destas considerações,

$$\begin{aligned}
(\sigma, m)^2 &= m^2 + i(\sigma, m \times m) \\
\text{.....} &= \left(m + \frac{1}{2}h\sigma\right)^2 - h(\sigma, m) - \frac{1}{4}h^2\sigma^2 - h(\sigma, m) \\
\text{.....} &= M^2 - 2h(\sigma, m) - \frac{3}{4}h^2, \\
&\text{decorrendo,} \\
\{(\sigma, m) + h\}^2 &= M^2 + \frac{1}{4}h^2 = j^2h^2
\end{aligned}$$

Pelas regras para as comutações entre variáveis sigmas e o momento m, têm-se,

$$\begin{aligned}
(\sigma, m)(\sigma, p) &= i(\sigma, m \times p), \\
&\text{se} \\
(m, p) &= 0, \\
&\text{semelhantemente,} \\
(\sigma, p)(\sigma, m) &= i(\sigma, p \times m)
\end{aligned}$$

Somando a primeira e a última dessas relações, tem-se,

$$\{(\sigma, m) + h\}(\sigma, p) + (\sigma, p)\{(\sigma, m) + h\} = 0.$$

Devemos encontrar uma relação entre as variáveis definidas na equação acima e as variáveis radiais da posição e do momento, que nos darão os níveis de energia e o sinal da energia. Antes precisamos encontrar a variável que comuta com F, a função hamiltoniana. Esta variável é

$$\rho_3 \{(\sigma, m) + h\}.$$

E importante,

$$j^2h^2 = \rho_3 \{(\sigma, m) + h\}$$

As relações, entre a variável da posição r, do elétron, e do seu momento radial p_r, são escritas como,

$$\begin{aligned}
(x, p) &= rp_r + ih, \\
\text{sabendo-se que} \\
(\sigma, m) &= \rho_3 jh - h, \\
\text{então,} \\
(\sigma, x)(\sigma, p) &= rp_r + i\rho_3 jh.
\end{aligned}$$

Para facilitar a notação e a resolução, define-se uma nova variável, tal que,

$$r\varepsilon = \rho_1(\sigma, x).$$

Relacionando-se os dois produtos comutativos, encontramos,

$$\begin{aligned}
(\sigma, x)(x, p) - (x, p)(\sigma, x) &= ih(\sigma, x), \\
\text{tomando-se} \\
r\varepsilon(rp_r + ih) - (rp_r + ih)r\varepsilon &= i h r \varepsilon, \\
\text{reduzindo-se..a} \\
\varepsilon p_r - p_r \varepsilon &= 0
\end{aligned}$$

Das quais, é tirada a relação,

$$\begin{aligned}
r\varepsilon\rho_1(\sigma, p) &= rp_r + i\rho_3 jh, \\
\text{ou,} \\
\rho_1(\sigma, p) &= \varepsilon p_r + \frac{i\varepsilon\rho_3 jh}{r}.
\end{aligned}$$

Com o desenvolvimento até a última definição, a função hamiltoniana F, pode ser reescrita como,

$$F = p_0 + V + \varepsilon p_r + i\varepsilon\rho_3 jh + \rho_3 mc.$$

Para que todas as variáveis comutem com F, e aplicando F à função de onda psi, a forma da equação de onda para todos os termos permutáveis, tem-se,

$$F\psi \equiv \left[p_0 + V + \rho_2 p_r + \frac{\rho_1 jh}{r} + \rho_3 mc \right] \psi = 0.$$

Escrevendo sob a forma de produto de matriz linha 1x4, por matriz coluna 4x1, sendo a primeira matriz, com os elementos correspondentes aos coeficientes de psi índice alfa e psi índice beta, psi uma função de onda do elétron, temos,

$$(F\psi)_\alpha \equiv (p_0 + V)\psi_\alpha - h \frac{\partial}{\partial r} \psi_\beta - \frac{j\hbar}{r} \psi_\beta + mc\psi_\alpha = 0,$$

e,

$$(F\psi)_\beta \equiv (p_0 + V)\psi_\beta - h \frac{\partial}{\partial r} \psi_\alpha - \frac{j\hbar}{r} \psi_\alpha + mc\psi_\beta = 0.$$

Estas duas funções são idênticas. Da igualdade entre as funções de onda, resulta,

$$\left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{j}{r} \right) \psi_\beta = B\psi_\alpha,$$

Nesta última equação, a variável B é igual à soma dos termos do momento linear inicial, como o potencial escalar e o produto da massa do elétron pela velocidade da luz no vácuo. Derivando até a segunda ordem e remanejando os termos, encontra-se a equação diferencial de segunda ordem para o movimento do elétron, em um campo de força central, ou, de campo central,

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \psi_\beta + \left[\frac{(p_0 + V)^2 - mc^2}{\hbar^2} - \frac{j(j+1)}{r^2} \right] \psi_\beta - \frac{1}{B\hbar} \frac{\partial V}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{j}{r} \right) \psi_\beta = 0.$$

Esta equação tem solução para r igual a zero, e para r tendendo ao infinito. É conveniente substituir a função psi índice beta, pela igualdade,

$$\psi_\beta = r\chi.$$

Onde χ é uma nova função de onda. Fazendo esta substituição, a equação de onda contém todos os termos, inclusive o termo relativista. A equação resultante pode ser escrita como se segue,

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \chi + \frac{2}{r} \frac{\partial}{\partial r} \chi + \left[\frac{(p_0 + V)^2 - mc^2}{\hbar^2} - \frac{j(j+1)}{r^2} \right] \chi - \frac{1}{B\hbar} \frac{\partial V}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{j+1}{r} \right) \chi = 0.$$

Esta última equação se reduz a equação de Schrödinger, desconsiderando o termo relativista.

Da resolução da equação de onda para o elétron de Dirac, o número quântico j, pode assumir dois valores: +j e -j. E como o valor da energia, no

nível quântico j , depende do valor de j , são definidos dois sinais para o cálculo teórico da energia, um valor com sinal negativo e um valor com o sinal positivo. Daqui decorre um conceito importante, que é a definição do vácuo quântico, como um estado populado com flutuações de energias negativas. Como a carga elétrica é dada pela energia potencial eletrostática, e esta depende da carga do elétron, também, o elétron assume dois sinais, assim como, a energia nos níveis. Desta possibilidade surge o conceito de antipartícula do elétron, e de forma geral, do conceito de antipartícula, de todas as partículas atômicas, incluindo aquelas com carga elétrica neutra. Partículas com a mesma massa e de sinal, da carga elétrica, trocado.

Na teoria do elétron, parte II, Dirac vai explorar as respostas dadas por uma função de onda para o elétron, considerando as condições relativistas. Para um elétron se movimentando em relação a um referencial relativista, submetido à ação dos campos elétrico e magnético, a função de Dirac assume a forma,

$$F\psi \equiv \left[p_0 + \frac{e}{c} A_0 + \alpha_1 \left(p_1 + \frac{e}{c} A_1 \right) + \alpha_2 \left(p_2 + \frac{e}{c} A_2 \right) + \alpha_3 \left(p_3 + \frac{e}{c} A_3 \right) + \alpha_4 mc \right] \psi = 0$$

Os potenciais em um campo eletromagnético são representados pela letra A seguida dos índices: zero, um, dois, três. Um quadri - vetor.

A solução desta equação relativista requer algumas técnicas, algumas já desenvolvidas por Dirac, na teoria do elétron, parte I, outras que serão desenvolvidas ao longo deste artigo. As condições para as variáveis alfas, produto comutativo, expansão da matriz de Pauli para uma matriz quadrada, com dezesseis elementos, na solução da equação de onda para o elétron, sem presença de campo, na presença de campo, na presença de um campo central, Dirac acrescenta as equações de movimento representadas em parênteses de Poisson. Com os parênteses, ou, colchetes de Poisson, escritos para as variáveis dinâmicas de Dirac, a equação do movimento do elétron assume a forma,

$$\dot{\rho}_\tau = c[\rho_\tau, F], \dots \dot{\sigma}_\tau = c[\sigma_\tau, F].$$

Relembrando as condições das variáveis dinâmicas, e da propriedade de comutação das variáveis, tem-se,

$$\alpha_u^2 = 1, \dots, \alpha_\mu \alpha_\nu + \alpha_\nu \alpha_\mu = 0, \dots, (\mu \neq \nu);$$

$$\rho_\tau^2 = 1, \dots, \sigma_\tau^2 = 1, \dots, \rho_\tau \sigma_s = \sigma_s \rho_\tau, \dots, (\tau, s = 1, 2, 3)$$

e

$$\rho_1 \rho_2 = i \rho_3 = -\rho_2 \rho_1, \dots, \sigma_1 \sigma_2 = i \sigma_3 = -\sigma_1 \sigma_2,$$

Como as variáveis dinâmicas comutam com o operador hamiltoniano F segundo a relação,

$$\frac{i\hbar}{c} \cdot \dot{\sigma}_1 = \sigma_1 F - F \sigma_2 = 2i\rho_1 \sigma_3 \left(p_2 + \frac{e}{c} \cdot A_2 \right) - 2i\rho_1 \sigma_2 \left(p_3 + \frac{e}{c} \cdot A_3 \right).$$

Se a derivada com relação ao tempo do operador sigma índice um, comuta com variável operador sigma índice um,

$$\frac{d\sigma_1^2}{dt} = \dot{\sigma}_1 \sigma_1 + \sigma \dot{\sigma}_1 = 0.$$

As condições para a solução da função de onda para o elétron, em condições relativistas, exigem que: o intervalo de tempo seja pequeno, que as matrizes possam ser escritas sob a forma diagonal, as variáveis sejam constantes do movimento, os operadores são hermitianos, o produto entre matrizes, ocorre entre matrizes ortogonais.

A definição da função de onda para o elétron, em contexto relativista, possibilitava a resolução da estrutura fina, e os problemas emergentes em espectroscopia, um deles o efeito Zeeman anômalo, que estavam associados aos subníveis quânticos do elétron, e que em espectroscopia experimental, foi evidenciado pela melhoria na resolução dos detectores e espectrômetros de massa, e no aumento da intensidade do campo magnético dos potentes magnetos, particularmente com Anderson no final da década de vinte e início da década de trinta.

O tratamento teórico de um elétron ligado a um núcleo, introduz condições adicionais. Primeira, a localização do elétron. A solução proposta pela teoria quântica probabilística implicava no conceito de orbital, uma região de máxima probabilidade de encontrar o elétron. Assumida a função de onda do elétron, esta região poderia ser calculada como o valor da integral do produto da função de onda do elétron pela sua conjugada, no intervalo considerado. Esta integral em todo o espaço correspondia à máxima probabilidade, ou seja, um. A preocupação de Dirac, com a teoria do elétron, parte II, se concentrava na resolução dos espectros dos átomos. Estes espectros estavam associados às transições entre níveis dos elétrons, que não eram explicados pelo modelo do átomo clássico, com níveis quânticos, mas, pelos modelos quânticos que introduziam os subníveis quânticos de energia. Estes subníveis foram evidenciados pelo tratamento relativístico das funções de onda do elétron, incluindo a teoria do elétron de Dirac. Como se tratavam de transições entre níveis quânticos, ou, subníveis quânticos, um dos conceitos chaves se encontrava na entrada e saída do elétron do nível quântico, que envolvia energia de transição e a probabilidade do evento. Dirac resolve, teoricamente, impondo que a probabilidade de saída era igual à probabilidade de entrada no nível quântico, tomando esta região de localização do elétron, como um volume infinitesimal, e a transição governada por uma função especial, a função delta de Dirac, que tinha valor infinito para valores situados em uma dada posição da coordenada de posição, e zero para todas as outras possíveis posições. A integral desta função de distribuição de probabilidade, entre os limites de integração: de menos infinito a mais infinito, era igual a um.

Para resolver a equação relativista de onda do elétron, admite-se que os operadores envolvidos na solução devam ser hermitianos, portanto, admitem o seu transposto, portanto, podem ser normalizados. As funções de onda para dois índices diferentes são ortogonais, é aplicável a álgebra de matrizes. Na forma geral a função de onda pode ser escrita como,

$$(H - W)\psi = 0,$$

também, a equação

$$\left(\tilde{H} - \tilde{W} \right) \phi = 0$$

ou

$$\left(\tilde{H} + W \right) \phi = 0,$$

As funções psi e phi são normalizáveis, cada uma delas é associada a um nível quântico diferente de transição, o produto delas corresponde à probabilidade de que a coordenada do elétron assuma um dado valor. O cálculo desse produto é igual a um, e significa a possibilidade de transição do elétron entre um nível quântico e outro.

Como a equação de onda do movimento de um elétron em um campo elétrico e magnético é

$$\left[p_0 + e' A_0 + \rho_1 (\sigma, p + e' A) + \rho_3 mc \right] \psi = 0.$$

Esta equação, como vista anteriormente, na teoria do elétron, parte I, assume a forma,

$$\left[p_0 + e' A_0 + \rho_1 (\sigma, p + e' A) + \rho_3 mc \right] \psi = 0.$$

Quando introduzidas as variáveis dinâmicas gamas, e suas condições, as condições impostas, a equação de onda pode se escrita na forma,

$$\left[\gamma_0 (p_0 + e' A_0) + \sum_{\tau=1,2,3} \gamma_\tau (p_\tau + e' A_\tau) + mc \right] \chi = 0;$$

$$\gamma_0 = \rho_3, \dots, \gamma_\tau = \rho_1 \rho_3 \sigma_\tau, \dots, \chi = \rho_3 \psi.$$

Esta última equação é simétrica para as quatro dimensões do espaço-tempo relativistas.

Trocando o valor do operador rho pelo seu transposto, e multiplicando pela equação acima, a nova equação e as novas relações ficam determinadas por,

$$\left[\tilde{\gamma}_0 (-p_0 + e' A_0) + \sum_{\tau} \tilde{\gamma}_{\tau} (-p_{\tau} + e' A_{\tau}) + mc \right] \phi = 0 ;$$

$$\tilde{\gamma}_0 = \rho_3, \dots, \tilde{\gamma}_{\tau} = \tilde{\sigma}_{\tau} \tilde{\rho}_3 \tilde{\rho}_1 = \tilde{\rho}_3 \tilde{\sigma}_1 \tilde{\rho}_{\tau} .$$

Os operadores, na equação de onda, são simétricos dos seus transpostos. Aplicando-os à equação de onda para o elétron, resulta na equação,

$$\left[\gamma_0 (p_0 + e' A_0) + \sum_{\tau=1,2,3} \gamma_{\tau} (p_{\tau} + e' A_{\tau}) + mc \right] \chi = 0 .$$

Cujos operadores obedecem às condições,

$$\gamma_0 = \rho_3, \dots, \gamma_{\tau} = \rho_1 \rho_2 \sigma_{\tau}, \dots, \chi = \rho_3 \psi .$$

Possibilitando o cálculo da probabilidade de transição de um elétron entre níveis quânticos. Essa probabilidade por unidade de volume, pode ser expressa como o produto de matrizes,

$$\phi \psi = \phi \rho_3 \chi = \phi \gamma_0 \chi .$$

Estas matrizes correspondem ao quadri – vetor temporal, cujas componentes são,

$$- \phi \gamma_1 \psi, \dots, - \phi \gamma_2 \chi, \dots, - \phi \gamma_3 \chi .$$

Esta última definição tem implicações importantes em relação à transição do elétron. Ela implica que a probabilidade de transição do elétron entre níveis quânticos, por unidade de volume, dividida pelo módulo da velocidade da luz no vácuo, é igual à probabilidade de que o elétron atravessasse perpendicularmente uma unidade de área definida por um par dos eixos espaciais.

O divergente do quadri – vetor espaço – temporal é nulo, portanto, a equação de onda é invariante em relação à forma, as variáveis gamas são constantes da matriz.

Os desenvolvimentos anteriores são partes da dedução das regras de seleção do elétron, na resolução dos seus espectros de transição em espectroscopia.

Os espectros ópticos são conseqüências da transição de elétrons entre níveis quânticos, ou, subníveis quânticos. Esta causa envolve, teoricamente, a diferença entre os momentos angulares totais em cada nível. A resolução das energias dos subníveis, no espectro, está associada à capacidade de separar os momentos de spin de cada elétron, configurando dupletos, tripletos, quadripletos, e até um número maior de raias espectrais, dependendo do número atômico dos átomos. Essa resolução, no período em que é publicada a teoria do elétron de Dirac, não estava inteiramente resolvida, convivendo os dados experimentais com teorias e modelos empíricos. A dedução teórica da transição eletrônica implica em regras de seleção que devem refletir os dados experimentais em espectroscopia. As regras de seleção de Dirac, referentes ao número quântico j , explicitam quais as transições permitidas e quais as transições que são proibidas. A primeira regra de transição pode ser enunciada como se segue, “Dada uma variável dinâmica X , que anticomuta com o número quântico j , as transições de nível permitidas envolvem transições de nível do número quântico $+j$ para o nível quântico do número quântico $-j$ ”. A segunda regra de seleção pode ser escrita como uma relação entre a regra de transição permitida e uma regra de comutação, como em seguida. Seja uma variável dinâmica Y que satisfaz a relação abaixo,

$$[[Y, jh], jh] = -Y.$$

Então as transições permitidas envolvem transições do nível quântico j para o nível quântico $j+1$, ou $j-1$.

Com o desenvolvimento, da segunda condição de transição, chega-se a primeira. A resolução desta segunda regra possibilita a resolução teórica das raias de duplete, tripleto e multipletos dos metais alcalinos. O desenvolvimento teórico envolve definições e deduções anteriormente expostas. Aplicada a segunda regra às variáveis dinâmicas x_i ,

$$[[x_3, jh], jh]$$

Tem-se que,

$$jh = \rho_3 \{(\sigma, m) + h\},$$

$$[x_3 jh] = \rho_3 \{ \sigma_1 [x_3, m_1] + \sigma_2 [x_3, m_2] \}$$

$$\dots\dots\dots = \rho_3 (\sigma_1 x_2 - \sigma_2 x_1),$$

Aplicando à última relação, na definição inicial, tem-se,

$$[[x_3, jh], jh] = [\sigma_1 x_2 - \sigma_2 x_1, (\sigma, m)].$$

Sabendo-se que,

$$ih[\sigma_1, (\sigma, m)] = \sigma_1(\sigma, m) - (\sigma, m)\sigma_1 = 2i(\sigma_3 m_2 - \sigma_2 m_3),$$

$$\frac{1}{2} h[\sigma_1, (\sigma, m)] = \sigma_3 m_2 - \sigma_2 m_3,$$

analogamente,

$$\frac{1}{2} h[\sigma_2, (\sigma, m)] = \sigma_1 m_3 - \sigma_3 m_1.$$

Substituindo em,

$$\begin{aligned}
\frac{1}{2}h[[x_3, jh], jh] &= (\sigma_3 m_2 - \sigma_2 m_3)x_2 + \frac{1}{2}h\sigma_1(\sigma_3 x_1 - \sigma_1 x_3) \\
&\dots\dots\dots - (\sigma_1 m_3 - \sigma_3 m_1)x_1 - \frac{1}{2}h\sigma_2(\sigma_2 x_3 - \sigma_3 x_2) \\
&\dots\dots\dots \\
&\dots\dots\dots = \sigma_3(m, x) - m_3(\sigma, x) + \frac{1}{2}h\{-\sigma_3(\sigma, x) - x_3\} \\
&\dots\dots\dots \\
&\dots\dots\dots = -M_3(\sigma, x) - \frac{1}{2}hx_3,
\end{aligned}$$

Resultando na regra de seleção,

$$[[x_3, jh], jh] = -2u(\sigma, x) - x_3.$$

Resolvendo para x_3 , são deduzidas as regras de seleção de Dirac, com a variável x_3 , expressa pela soma de dois termos, e com soluções análogas para as variáveis: x_1 e x_2 ,

$$\frac{u}{2\left(j^2 - \frac{1}{4}\right)}(\sigma, x)\dots\dots\dots e\dots\dots\dots x_3 - \frac{u}{2\left(j^2 - \frac{1}{4}\right)}(\sigma, x).$$

O primeiro termo é solução única para a transição do número quântico $+j$ para o número quântico $-j$. O segundo termo tem solução única para a transição eletrônica do nível quântico $j+1$ para o nível quântico $j-1$.

A aplicação das duas últimas regras de seleção na transição eletrônica permite a previsão dos dupletos, tripletos e multipletos, a partir do número quântico j igual a dois.

As resoluções para as raia dos dupletos, tripletos e multipletos, deduzidas por Dirac, são expressas em dois conjuntos de equações,

$$|x_3(j, -j)| = \frac{u}{2\left(j^2 - \frac{1}{4}\right)}\tau|\varepsilon\rho_1(j, -j)| = \frac{u}{2\left(j^2 - \frac{1}{4}\right)}\tau;$$

$$|x_3(-j, j-1)|^2 = \frac{1}{4} \tau^2 \left\{ 1 - \frac{u^2}{\left(j + \frac{1}{2}\right)^2} \right\} = \frac{1}{4} \tau^2 \frac{\left(j + u + \frac{1}{2}\right) \left(j - u + \frac{1}{2}\right)}{\left(j + \frac{1}{2}\right)^2}.$$

A comprovação da teoria quântica do elétron de Dirac, publicada em 1928, seria testada ao longo do século vinte e entrada do século XXI, servindo de ponto de partida teórica para as teorias dos neutrinos de Fermi e de Majorana na década de quarenta do século XX, e para as teorias de partículas, incluindo à teoria dos quarks de Gell - Mann e Zweig publicadas no ano de 1964, a teoria dos léptons, e de antimatéria, de forma geral, de toda teoria sobre bósons e férmions, e que envolve o conceito de antipartícula. Em espectroscopia experimental é uma teoria de referência em um período populado por teorias empíricas. Tem o grande mérito de incorporar a previsão do efeito Zeeman anômalo, no arcabouço teórico.

3.3 Neutrino: teorias e desenvolvimento histórico:

As equações de decaimento beta de Fermi e Majorana

Duas equações de onda para o decaimento beta e o decaimento beta inverso, surgem na mesma década de trinta, as equações de Enrico Fermi¹³¹ em 1934, e as equações de Ettore Majorana¹³² de 1937. Ambas têm como ponto de partida as equações relativísticas do elétron de 1928 de Paul Dirac¹³³. Ambas analisam o problema da simetria das partículas. Nas equações de Fermi há simetria nas propriedades, entre as partículas, elétrons, e a suas antipartículas, que são os pósitrons, o mesmo acontecendo entre o neutrino e o antineutrino. Neste contexto diz-se que as equações de Fermi, para o neutrino são simétricas, existe uma imagem especular para cada partícula, no caso, para o neutrino. Nas equações de Majorana, há quebra de simetria, não existindo uma antipartícula para o neutrino, isto é há identidade entre o neutrino e o antineutrino. Outra diferença fundamental entre as duas equações quânticas, é a previsão da massa para o neutrino. As equações de

¹³¹ Enrico Fermi, “Tentativo di una teoria dei raggi β ”, *Il Nuovo Cimento*, pp. 1-19.

¹³² Ettore Majorana, “Teoria Simmetrica dell’elettrone e del positrone”, *Il Nuovo Cimento*, pp. 171-184.

¹³³ Paul A. M. Dirac, “The Quantum Theory of the Electron. Part II.”, *Proceedings of the Royal Society (London) A*, pp. 351-361.

Fermi prevêem uma massa de repouso zero, ou quase zero para o neutrino, calculada na cauda da função de distribuição de energia das emissões beta. As de Majorana prevêem um neutrino massivo, com massa de repouso. Ambas as equações concordam com a hipótese primeira, estabelecida pela teoria para as radiações beta, que prevê a existência do neutrino, de Wolfgang Pauli¹³⁴, que data de 1930, e que se torna pública, no Congresso Solvay de 1933, e na qual, o spin do elétron é calculado como metade de um magnéton de Bohr, spin $\frac{1}{2}$.

3.4 Teoria para as radiações beta segundo Fermi

Fermi, na introdução do trabalho publicado na *Il Nuovo Cimento*, levanta duas dificuldades na teorização para a radiação beta. Primeira, o fato de que a radiação beta emitida pelo núcleo atômico tem um espectro contínuo de velocidades, e que no cômputo, uma parte da energia é perdida, considerando a conservação da energia, ou, admitir que o princípio da conservação da energia, não é respeitado na emissão da radiação beta, e admitindo-se a hipótese de Pauli, simultaneamente, a emissão do elétron, há a emissão de uma nova partícula, com carga elétrica nula e massa da ordem da massa do elétron. Esta partícula, que Fermi, batiza de neutrino, foge à observação, mas, corresponde à parte da energia que torna compatível o teorema da conservação da energia. A segunda está relacionada às teorias relativísticas vigentes, que não tratam do elétron e do neutrino, em órbita de dimensão nuclear.

Partindo do modelo de Heisenberg, no qual o núcleo atômico é composto de prótons e nêutrons, Fermi constrói a sua teoria da emissão dos raios beta, segundo uma analogia entre a emissão dos raios beta e a emissão da energia de um fóton de luz por um átomo excitado. Um modelo espectroscópico semelhante à teoria para o efeito Zeeman de Sommerfeld, publicada em 1916, uma teoria quântica de partículas. Neste modelo, os fótons de luz, podem ser emitidos tanto pelos elétrons externos, quanto absorvidos. Sobre estes poucos postulados e analogias, tendentes a superar as

¹³⁴ Frederick Reines & Clyde L. Cowan, “The Neutrino”, *Nature*, p. 446.

dificuldades teóricas por ele levantadas, Fermi erige a sua teoria, sobre os dados experimentais das radiações betas.

São três as hipóteses fundamentais, na formulação da teoria da radiação beta:

[...] a) O número total de elétrons e neutrinos emitidos, não é, necessariamente, constante. Tanto elétrons, como neutrinos, podem ser criados ou destruídos. Esta afirmação, não tem nenhuma analogia, com a possibilidade de criação, ou destruição, de uma cópia elétron - pósitron; se deste fato, se interpreta um pósitron, como um buraco de Dirac, se pode considerar, simplesmente, este último processo, como um salto quântico de um elétron, de um estado de energia negativa para um de energia positiva, com conservação do número total (infinitamente grande) do elétron.

b) A partícula massiva, nêutron ou próton, pode-se considerar, segundo o veredicto de Heisenberg, como dois estados quânticos internos diferentes destas partículas. Formularemos isto, com a introdução de uma coordenada interna ρ da partícula massiva, e que pode assumir dois valores: $\rho = +1$, se a partícula é um nêutron; $\rho = -1$, se a partícula é um próton.

c) A função Hamiltoniana do sistema, constituído de uma partícula massiva e uma leve, deve ser tal que, uma transição do nêutron para o próton, seja acompanhada da criação de um elétron e de um neutrino, e que, no processo oposto, transformação de um próton em um nêutron, seja acompanhada, da aparição de um elétron e de um neutrino. Desta forma, se assegura à conservação da carga elétrica. [...] ¹³⁵

Procurando determinar as equações de Hamilton para o movimento relativístico do elétron nas radiações beta, respeitando os três postulados levantados, Fermi introduz as equações quânticas de Klein-Gordon para o elétron, que são não relativísticas, entretanto, as equações básicas para o decaimento beta, são aplicações das equações quânticas e relativísticas, para

¹³⁵ Enrico Fermi, “Tentativo di una teoria dei raggi β ”, *Il Nuovo Cimento*, pp. 1-2.

o elétron, de Dirac, que partem da crítica das equações de Klein-Gordon, introduzindo uma segunda quantização. Mas, o formalismo, das equações quânticas, por si só, não é necessário e suficiente, para resolver o problema do equacionamento das radiações beta. Fermi adiciona operadores quânticos, para: o próton, o nêutron, o elétron e o neutrino, com as funções de onda correspondentes a cada partícula envolvida. Seguindo as hipóteses de Pauli, para o decaimento beta, duas partículas: o elétron e o neutrino, comparecem do lado dos produtos da reação, portanto, à função de onda para o elétron, deve-se acrescentar a função de onda para o neutrino. De que forma o faz Fermi? As duas equações: para o decaimentos: beta e beta inverso devem descrever a transformação de um próton em um nêutron, com emissão de um pósitron, ou, a transformação de um nêutron em um próton com a absorção de um elétron. Em ambas as equações, o elétron é acompanhado da emissão de um antineutrino, e o pósitron, de um neutrino, segundo balanços de: carga, massa, spin, paridade, e segundo a conservação de momento e energia. Conforme, o mesmo Fermi teoriza, no artigo de 1934,

[...] Nós consideraremos as funções de onda ψ e ϕ do elétron e do neutrino, no espaço ordinário, e os seus complexos conjugados ψ^* e ϕ^* , como operadores, porém, para a descrição da partícula massiva, utilizaremos a representação no espaço de configuração, no qual, ρ deve ser considerada como uma coordenada. [...]¹³⁶

Em seguida, define duas matrizes que traduzem, matematicamente, a transição de um próton em um nêutron, e a transição inversa. A matriz de transição e sua transposta são definidas como,

$$Q = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 1 \end{vmatrix} \dots e \dots Q^* = \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}^{137}.$$

Nas matrizes acima, Q é a matriz de transição de um próton em um nêutron, e Q^* é a matriz de transição de um nêutron em um próton. Associados as funções de onda: do elétron e do neutrino, e suas complexas conjugadas, estão: o número de estados quânticos para cada partícula individual, o operador associado à criação e à aniquilação da partícula, e uma

¹³⁶ *Ibid.*, pp. 2-3.

¹³⁷ Enrico Fermi, “Tentativo di una teoria dei raggi β ”, *Il Nuovo Cimento*, p. 3.

amplitude máxima. De tal forma que, o que, formalmente, é teorizado para o elétron, por analogia pode ser estendido ao neutrino, e uma hipótese importante na caracterização do neutrino como um férmion, a validade do princípio de exclusão de Pauli. Portanto, para Fermi, as equações de partida, para o neutrino e para o elétron, são as equações de Dirac. Como consequência deste formalismo quântico e matemático, o neutrino e o elétron admitem uma antipartícula, e mais, há conservação da simetria. Segundo o formalismo matemático e quântico, para um número finito de estados quânticos, do elétron criado, associa-se uma função de onda que é a soma algébrica, de quantidades discretas, de todas as funções de ondas individuais, para cada estado quântico, estendendo, por analogia, para o elétron, que é aniquilado. O aparecimento da partícula e o desaparecimento da partícula são matematicamente representados por operadores quânticos, sendo diferentes para elétrons e neutrinos. Traduzindo em linguagem matemática, tem-se,

$$\psi = \sum_s \psi_s a_s \dots e \dots \psi^* = \sum_s \psi_s^* a_s^*,$$

Nas funções de ondas acima, a_s e a_s^* , são operadores que atuam sobre os estados quânticos do elétron, que segundo o princípio de Pauli, só podem assumir dois valores: 0 ou 1. Sendo N_i , $i = 1, \dots, s$, o modo de ocupação para cada um dos s estados quânticos do elétron, a_s e a_s^* podem ser deduzidos dos produtos destes, pelas funções de onda dos estados ocupados pelo elétron. Desta forma,

$$\begin{aligned} a_s \psi(N_1, N_2, \dots, N_s, \dots) &= (-1)^{N_1 + N_2 + \dots + N_{s-1}} (1 - N_s) \psi(N_1, N_2, \dots, 1 - N_s, \dots), \\ a_s^* \psi(N_1, N_2, \dots, N_s, \dots) &= (-1)^{N_1 + N_2 + \dots + N_{s-1}} (N_s) \psi(N_1, N_2, \dots, 1 - N_s, \dots), \end{aligned}$$

Que representam as funções de onda para os estados quânticos; a_s representa a desocupação de um elétron no nível quântico s , e a_s^* representa a criação de um elétron.

Estendendo, por analogia, o raciocínio teórico, para o neutrino, pode-se, escrever as funções de onda,

$$\varphi = \sum_s \varphi_s b_s \dots e \dots \varphi^* = \sum_s \varphi_s^* b_s^*,$$

nas quais, os operadores: b_s e b_s^* , atuam sobre os estados individuais do neutrino. E, considerando válido o princípio de Pauli, a ocupação de cada estado quântico, pelo neutrino, só pode assumir o valor: 0 (desocupado), ou,

1 (ocupado), permitindo que se escreva as funções que conduzem a definição dos operadores b_σ e b_σ^* . Seguindo o formalismo matemático de Fermi,

$$b_\sigma \Phi(M_1, M_2, \dots, M_\sigma \dots) = (-1)^{M_1 + M_2 + \dots + M_{\sigma-1}} (1 - M_\sigma) \Phi(M_1, M_2, \dots, 1 - M_\sigma, \dots),$$

$$b_\sigma^* \Phi(M_1, M_2, \dots, M_\sigma \dots) = (-1)^{M_1 + M_2 + \dots + M_{\sigma-1}} (M_\sigma) \Phi(M_1, M_2, \dots, 1 - M_\sigma, \dots),$$

estas equações determinam o modo de ocupação dos estados quânticos pelo neutrino, correspondendo a desaparecimento, (aniquilação), do neutrino, ao operador b_σ , e a criação do neutrino, ao operador, complexo conjugado, b_σ^* , no estado quântico σ ¹³⁸.

Para a determinação da equação de energia do decaimento beta, segundo Fermi¹³⁹, o hamiltoniano deve corresponder à soma das energias, para as partículas massivas: prótons e nêutrons, com a soma das energias para as partículas leves: elétron e neutrino. Ainda, segundo Fermi, a equação do decaimento beta, proposta, no ano de 1931, por Wolfgang Pauli, publicada em 1933¹⁴⁰, em um artigo apresentado ao Congresso Solvay, incluía, no equacionamento dos produtos da reação, o neutrino, “neutronen”, segundo Pauli. O significado de “neutronen” é pequeno nêutron. O neutrino é uma partícula com carga e massa nulas, e spin $\frac{1}{2}$. Fermi introduz no equacionamento, a possibilidade, de um nêutron transformar-se em um próton, com a emissão de um elétron e um neutrino,

$$n \rightarrow p + e + \nu;$$

e reação inversa, ou seja, de um próton transformar-se em um nêutron, com a emissão de um elétron e um neutrino,

$$p \rightarrow n + e + \nu;$$

O elétron emitido, para que houvesse a conservação de carga elétrica, massa e spin, deveria ter carga elétrica positiva, uma hipótese prevista nas equações de Dirac, para o elétron de 1928¹⁴¹, e comprovada experimentalmente, por Anderson, em 1932¹⁴², o elétron positivo recebeu o nome de pósitron.

¹³⁸ Enrico Fermi, “Tentativo di una teoria dei raggi β ”, *Il Nuovo Cimento*, p. 3.

¹³⁹ *Ibid.*, pp. 4-6.

¹⁴⁰ G. M. Lewis, *Neutrinos*, p. 24.

¹⁴¹ Paul A. M. Dirac, “The Quantum Theory of the Electron-Part II”, *Proceedings of the Royal Society, A*, pp. 351-361.

¹⁴² J. Chadwick, “The Neutron”, *Proceedings of The Royal Society, A*, p. 23.

Dividindo as energias envolvidas na reação de decaimento beta, em energia das partículas massivas, energia das partículas leves e, energia de interação, o hamiltoniano resultante, desprezando a energia de interação, deve corresponder à soma das energias das partículas massivas e pesadas,

$$H = H_{pes} + H_{leve},$$

sendo,

$$H_{leve} = \sum_s H_s N_s + \sum_\sigma H_\sigma N_\sigma.$$

Onde, H_s corresponde a energia do elétron, no estado estacionário s , e N_s é o número de elétrons no estado estacionário s , H_σ é a energia do neutrino no estado estacionário σ e, N_σ o número de neutrinos no estado σ .

Para que o hamiltoniano, escrito para a partícula massiva, na equação do decaimento beta, corresponda à reação de transformação, de um próton em um nêutron, e vice-versa, com a emissão de um elétron e de um neutrino, Fermi propõem o produto de três matrizes, para compor o operador quântico que atua sobre as funções das energias envolvidas, como resultado das reações de transformação, das partículas. Desta forma,

$$Q^* a_s^* b_\sigma^*,$$

é o operador para a reação de transformação de um próton em um nêutron, com a emissão de um elétron e de um neutrino, e

$$Q a_s b_\sigma,$$

o operador complexo conjugado, para a transformação inversa, de um próton em um nêutron, com a emissão de um elétron e de um neutrino. Então, é possível escrever o hamiltoniano, para a energia de interação, tomando como corretos, os operadores de transformação, como a soma das interações entre as partículas leves e massivas, ou seja,

$$H = Q \sum_{s\sigma} c_s a_\sigma + Q^* \sum_{s\sigma} c_s^* a_\sigma^*,$$

sendo: $Q = \begin{vmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{vmatrix}$; $Q^* = \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{vmatrix}$; $a_s b_\sigma$, são operadores aplicados ao número de estados estacionários: s e σ , ocupados pelo elétron e pelo neutrino, respectivamente; $a_s^* b_\sigma^*$, os operadores complexos conjugados, dos operadores aplicados ao número de estados estacionários ocupados, pelo

elétron e pelo neutrino; $c_{s\sigma}$, corresponde à grandezas físicas, que podem depender das coordenadas, e do momento da partícula massiva e $c_{s\sigma}^*$, é o complexo conjugado de $c_{s\sigma}$.

As condições impostas quanto ao hamiltoniano H, por Fermi, referentes ao equacionamento, são: deve ser invariante, quanto a mudança de coordenada e, haja conservação da quantidade de movimento¹⁴³.

Se o efeito relativístico e de spin, devem ser considerados, é necessário, que tais hipóteses sejam consideradas na formulação da teoria. Formalmente, elas aparecem na modificação do hamiltoniano,

$$H = Q \sum_{s\sigma} c_{s\sigma} a_s b_\sigma + Q^* \sum_{s\sigma} c_{s\sigma}^* a_s^* b_\sigma^*,$$

que passa a ser escrito como,

$$H = g [Q \psi(x) \phi(x) + Q^* \psi(x)^* \phi(x)^*]$$

onde: g é uma constante de dimensão $L^5 MT^{-2}$, $\psi(x)$ e $\psi(x)^*$, são operadores aplicados ao movimento do elétron, $\psi(x) = \sum_s \psi_s a_s$, $\psi(x)^* = \sum_s \psi_s^* a_s^*$, s é o estado quântico estacionário ocupado pelo elétron; $\phi(x)$ e $\phi(x)^*$, são operadores quânticos para o neutrino, $\phi(x) = \sum_\sigma \phi_\sigma a_\sigma$, $\phi(x)^* = \sum_\sigma \phi_\sigma^* b_\sigma^*$, σ é o estado quântico estacionário, ocupado pelo neutrino.

A teorização de Fermi é um dos muitos modos de formular a teoria para os neutrinos, no período. O fenômeno do decaimento beta pode ser equacionado a partir de uma concepção mais geral, de funções escalares, da forma, $L(p)\psi(x)M(p)\phi(x)N(p) +$ complexo conjugado. As funções L(p), M(p), N(p), são funções escalares do momento da partícula massiva, próton, ou nêutron¹⁴⁴.

Fermi procura uma equação quântica que descreva o fenômeno observado, e que possibilite o cálculo das energias envolvidas, na desintegração beta. No caso do neutrino, a possibilidade de defini-lo teoricamente. Pesquisa, uma função analítica, que possa aproximar, aos dados experimentais. A aproximação relativística, para o movimento das partículas leves: elétron e neutrino remetem à equação de Dirac, publicada no

¹⁴³ Enrico Fermi, "Tentativo di una teoria dei raggi β ", *Il Nuovo Cimento*, pp. 4-5.

¹⁴⁴ *Ibid.*, p. 5.

ano de 1928, para o elétron. Tomando ψ e ϕ , como as funções, para o elétron e para o neutrino, respectivamente, segundo a equação de Dirac, aplicada ao decaimento beta, para as partículas leves, Fermi elege dois conjuntos de quatro funções: $\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4$, para o elétron, e $\phi_1, \phi_2, \phi_3, \phi_4$, para o neutrino. Se o sistema de equações funcionais é invariante, em relação à transformação de Lorentz, são possíveis dezesseis combinações bilineares independentes, sendo possível permutar linhas, de tal forma, que o sistema, como um todo, permanece invariante, segundo a transformação de Lorentz. Das 16 combinações bilineares independentes, é possível escrever-se quatro combinações bilineares, resultando em um sistema particular de equações:

$$\begin{aligned} A_0 &= -\psi_1\phi_2 + \psi_2\phi_1 + \psi_3\phi_4 - \psi_4\phi_3, \\ A_1 &= \psi_1\phi_3 - \psi_2\phi_4 - \psi_3\phi_1 + \psi_4\phi_2, \\ A_2 &= i\psi_1\phi_3 + i\psi_2\phi_4 - i\psi_3\phi_1 - i\psi_4\phi_2, \\ A_3 &= -\psi_1\phi_4 - \psi_2\phi_3 + \psi_3\phi_2 + \psi_4\phi_1. \end{aligned}$$

Este sistema de equações corresponde as componentes de um quadrivetor potencial eletromagnético.

Associando, o quadrivetor, à partícula massiva, resulta,

$$g(QA_i + Q^*A_i^*), i = 0,1,2,3.$$

Os dados experimentais demonstram que a velocidade v , de movimento, é pequena em relação à velocidade da luz c , no vácuo, para as partículas massivas: prótons e nêutrons, no núcleo, podendo-se reduzir a energia destas, à contribuição devida à energia eletrostática ($e.V$), o produto da carga elétrica elementar pela diferença de potencial escalar eletrostático. Com esta restrição, o hamiltoniano para a partícula massiva, reduz-se a,

$$H = g\left[Q(-\psi_1\phi_2 + \psi_2\phi_1 + \psi_3\phi_4 - \psi_4\phi_3) + Q^*(-\psi_1^*\phi_2^* + \psi_2^*\phi_1^* + \psi_3^*\phi_4^* - \psi_4^*\phi_3^*)\right]$$

Reduzindo-se H ao formalismo da representação das matrizes, tem-se que,

$$\begin{aligned}
H &= g[Q\tilde{\psi}^* \delta\varphi + Q^* \tilde{\psi} \delta\varphi^*] \\
\psi, \varphi &= \text{matriz...coluna,} \\
\tilde{\psi} &= \text{transposta...de } \psi \dots \psi^* = \text{complexo...conjugado...de...}\psi, \\
\varphi^* &= \text{complexo...conjugado...de...}\varphi, \\
\delta &= \begin{bmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix}.
\end{aligned}$$

Comparando $g(QA_i + Q^* A_i^*)$, $i = 0,1,2,3$, com

$$H = Q \sum_{s\sigma} c_{s\sigma} a_s b_\sigma + Q^* \sum_{s\sigma} c_{s\sigma}^* a_s^* b_\sigma^*, \text{ tem-se,}$$

$$c_{s\sigma} = g\tilde{\psi}_s^* \delta\varphi_\sigma; c_{s\sigma}^* = g\tilde{\psi}_s \delta\varphi_\sigma^*,$$

onde ψ_s , é a autofunção normalizada, de quatro componentes do estado estacionário s , do elétron; φ_σ , é a autofunção normalizada, de quatro componentes do estado estacionário σ , do neutrino, as autofunções normalizadas, do elétron e do neutrino, são ambas, funções das coordenadas (x, y, z), da partícula massiva, (próton ou nêutron)¹⁴⁵.

Nesta parte introdutória, do artigo publicado no ano de 1934, o que Fermi faz, é construir um arcabouço teórico geral, com algumas restrições, mas, voltado para a aplicação a um fenômeno específico, a desintegração beta e desintegração beta inversa. Introduzindo a matriz de perturbação, à página 7, o arcabouço da teoria geral, completa-se.

Para o caso específico da desintegração de uma partícula massiva em duas partículas leves, Fermi, deduzira da observação experimental que, a energia do sistema, contida no hamiltoniano, correspondia a duas partes: a primeira a da energia das partículas pesadas, e a segunda a da energia das partículas leves. Na notação de Fermi,

$$H_{pes} + H_{leg}.$$

Segundo a teoria, este é o hamiltoniano, para um sistema não perturbado. Fermi houvera raciocinado sobre a possível interação entre as partículas, neste caso, um termo, na equação geral, deveria corresponder à

¹⁴⁵ *Ibid.*, pp. 5-6.

energia de perturbação do sistema, que corresponde, na teoria de Fermi, a energia de interação entre as partículas. Em representação matricial,

$$c_{s\sigma} = g\tilde{\psi}_s^* \delta\phi_\sigma; c_{s\sigma}^* = g\tilde{\psi}_s \delta\phi_\sigma^*.$$

O estado quântico do sistema é determinado, quando estão definidas as variáveis quânticas deste sistema. Para um sistema não perturbado, como pensado por Fermi, para a radiação beta, corresponderia ao estado definido pelo conjunto de variáveis quânticas,

$$(\rho, n, N_1, N_2, \dots, N_s, \dots, M_1, M_2, \dots, M_\sigma, \dots)$$

a variável quântica ρ , pode assumir somente dois valores discretos, +1, quando a partícula é um nêutron e -1, quando a partícula é um próton. Quando a partícula massiva desintegrada, corresponde a um nêutron, a autofunção é definida como $u_n(x)$, quando corresponde a um próton, $v_n(x)$. Os números $N_1, N_2, \dots, N_s, \dots, M_1, M_2, \dots, M_\sigma, \dots$ só podem assumir dois valores discretos: 0, ou, 1; correspondendo à ocupação, ou, não do estado quântico, tanto pelo elétron, quanto para o neutrino. O objetivo final é a descrição da desintegração beta em linguagem quântica e matemática, na qual deverá se considerar a contribuição, também da energia de perturbação, fisicamente, a energia de interação entre as partículas. Do desenvolvimento da teoria geral de Fermi, o termo, correspondente a energia de interação entre as partículas é escrito, por ele, como,

$$H = Q \sum_{s\sigma} c_{s\sigma} a_s b_\sigma + Q^* \sum_{s\sigma} c_{s\sigma}^* a_s^* b_\sigma^*,$$

na qual é permitida a transição de um nêutron para um próton, com a emissão de um elétron e de um neutrino, ou a transição inversa, de um próton à um nêutron, com a emissão de um elétron e de um neutrino. No primeiro caso, a transição de um nêutron a um próton, o elemento de matriz corresponde a,

$$H_{-1mN_1N_2\dots0_s\dots M_1M_2\dots0_\sigma\dots}^{1nN_1N_2\dots0_s\dots M_1M_2\dots0_\sigma\dots} = \pm \int v_m^* c_{s\sigma}^* u_n d\tau,$$

o intervalo de integração é tomado em todo o espaço de configuração da partícula massiva, exceto, para a variável que define o tipo de partícula massiva, na desintegração beta, próton, ou nêutron. O sinal da integral é definido pela expressão,

$$(-1)^{N_1+N_2+\dots+N_{s-1}+M_1+M_2+\dots+M_{\sigma-1}}.$$

à transformação oposta, corresponde à matriz complexo conjugado de

$$H_{-1mN_1N_2\dots0_s\dots M_1M_2\dots0_{\sigma}\dots}^{1nN_1N_2\dots0_s\dots M_1M_2\dots0_{\sigma}\dots} = \pm \int v_m^* c_{s\sigma}^* u_n d\tau.$$

Combinando as matrizes: $c_{s\sigma} = g \tilde{\psi}_s^* \delta\phi_{\sigma}$; $c_{s\sigma}^* = g \tilde{\psi}_s \delta\phi_{\sigma}^*$, e

$$H_{-1mN_1N_2\dots0_s\dots M_1M_2\dots0_{\sigma}\dots}^{1nN_1N_2\dots0_s\dots M_1M_2\dots0_{\sigma}\dots} = \pm \int v_m^* c_{s\sigma}^* u_n d\tau,$$

Fermi encontra a matriz geral de transição, para a radiação beta em,

$$H_{-1m1_s1_{\sigma}}^{1n0_s0_{\sigma}} = \pm g \int v_m^* u_n \tilde{\psi}_s \delta\phi_{\sigma}^* d\tau.$$

3.5 Aplicação da teoria de Fermi à desintegração beta

Fermi procura a teoria que descreva, de forma matemática e quântica, a desintegração beta e beta inversa. Fisicamente, tem-se, a desintegração de um núcleo de número atômico Z e massa atômica A . Para a teoria atômica clássica, o número atômico Z corresponde ao número de prótons contidos no núcleo atômico, o número de massa A , corresponde, no período histórico, em que é formulada, a teoria da desintegração beta de Fermi, a soma, do número de prótons N_p , com o número de nêutrons N_n . A teoria atômica clássica é reformulada, á partir da descoberta experimental da existência do nêutron, por James Chadwick, em 1932, com base em uma observação, contida na publicação de Ernest Rutherford, sobre o experimento da estrutura atômica, em 1920, aventando a hipótese de que no núcleo atômico, pudesse existir, uma partícula complexa com carga elétrica nula, composta de um próton e de um elétron. A hipótese central, da teoria de Fermi, é de que o núcleo atômico ao desintegrar-se, emite um elétron e uma partícula com carga elétrica zero e massa nula, o neutrino, e um nêutron, ou um próton. Esta hipótese é amplamente comprovada experimentalmente por Rutherford, Chadwick, Juliot e Marie Curie, ressalvada a existência do neutrino, que é proposta por Pauli, no balanço de spin, energético e de massa, das equações de desintegração beta, em 1930. Fermi propõe uma explicação nova, qual seja, Ao desintegrar-se, o núcleo atômico de um átomo, de número atômico Z , pode transformar-se em um átomo, com número atômico $Z+1$, ou $Z-1$, conforme emita um nêutron, ou um próton, as reações ocorrem em âmbito

nuclear. Uma vez que, a vida média do próton corresponde à idade do universo, a partícula chave, na explicação do fenômeno da desintegração nuclear beta, teria grande probabilidade de ser o nêutron, como compreendera Chadwick, “o nêutron, era uma partícula composta de um próton e de um elétron”. Fermi propõe que a desintegração beta, possa ser explicada, como a transformação de um nêutron em um próton, ocorrendo a emissão de um elétron e de um neutrino, com as partículas leves, efetuando uma transição de estado quântico nuclear. Nas próprias palavras de Fermi,

[...] Uma desintegração beta, consiste em um processo, no qual, um nêutron nuclear se transforma em um próton, ressaltando que, contemporaneamente, com o mecanismo que descrevemos, há a emissão de um elétron que se observa como uma partícula beta, e um neutrino. Para calcular a probabilidade de que ocorra este processo, suporemos que, para um tempo inicial zero, um nêutron ocupa um estado nuclear de autofunção $u_n(x)$, e que o estado quântico do elétron s , e o estado quântico do neutrino σ , estão desocupados, isto é, $N_s = M_\sigma = 0$. Para $t = 0$, pode-se tomar como 1 o valor da amplitude de probabilidade, do estado $(1, n, 0_s, 0_\sigma)$, isto é,

$$a_{1,n,0_s,0_\sigma} = 1,$$

e que, o valor da amplitude de probabilidade do estado $(-1, m, 1_s, 1_\sigma)$, no qual, um nêutron é transformado em um próton, com autofunção $v_m(x)$, emitindo um elétron e um neutrino, no estados s e σ , é, inicialmente, nula.[...] ¹⁴⁶

A probabilidade, de transformação de um nêutron em um próton, na desintegração beta, está relacionada, à transição, em um curtíssimo intervalo de tempo, de um elétron e de um neutrino, confinados no núcleo atômico, em um estado quântico ligado, no interior de um nêutron, para um estado não ligado, no exterior do átomo, implicando em que tanto o elétron como o neutrino tenha energia suficiente para escapar à energia de atração eletrostática, e ao potencial nuclear. Introduzindo conceitos da teoria de

¹⁴⁶ Enrico Fermi, “Tentativo di una teoria dei raggi β ”, *Il Nuovo Cimento*, p. 8.

perturbação, tomando o intervalo de tempo de transição, infinitesimal, Fermi encontra para a probabilidade de transição por unidade de tempo,

$$\dot{a}_{-1,m,1_s,1_\sigma} = -\frac{2\pi \cdot i}{h} H_{-1m1_s1_\sigma}^{1n0_s0_\sigma} \cdot e^{\frac{2\pi \cdot i}{h}(-W+H_s+K_\sigma)t},$$

onde W é a diferença de energia entre o estado do nêutron e do próton.

Para encontrar a probabilidade do estado final da desintegração: próton mais elétron mais neutrino, basta integrar, a probabilidade de transição, por unidade de tempo, em um intervalo de tempo limitado por zero, e um tempo arbitrário t, resultando em,

$$a_{-1m1_s1_\sigma} = -H_{-1m1_s1_\sigma}^{1n0_s0_\sigma} \cdot \frac{e^{\frac{2\pi \cdot i}{h}(-W+H_s+K_\sigma)t} - 1}{(-W + H_s + K_\sigma)},$$

que, elevando-a ao quadrado, redonda na probabilidade de transição,

$$|a_{-1m1_s1_\sigma}|^2 = 4 |H_{-1m1_s1_\sigma}^{1n0_s0_\sigma}|^2 \frac{\text{sen}^2 \left(\frac{\pi \cdot t}{h} (-W + H_s + K_\sigma) \right)}{(-W + H_s + K_\sigma)^2}.^{147}$$

Para se efetuar o cálculo da vida média do nêutron em um dado estado, $u_n(x)$, implica em fazer a soma de todos os estados do elétron e do neutrino, não ocupados. Fermi propõe uma simplificação no cálculo, comparando o comprimento de onda de Broglie: do elétron e do neutrino, com as dimensões do núcleo atômico. Como os comprimentos de onda de Broglie do elétron e do neutrino são da ordem de um milhão de Volts, muito maior que as dimensões do núcleo atômico, as autofunções de onda: do elétron e do neutrino, no interior do núcleo atômico, são constantes. Desta forma o hamiltoniano, para as energias do elétron e do neutrino, no interior do núcleo atômico, poderá ser escrito como,

$$H_{-1m1_s1_\sigma}^{1n0_s0_\sigma} = \pm g \tilde{\psi}_s \delta\varphi_\sigma^* \int v_m^* u_n d\tau.$$

Quadrando os dois lados da igualdade, resulta,

$$|H_{-1m1_s1_\sigma}^{1n0_s0_\sigma}|^2 = g^2 \left| \int v_m^* u_n d\tau \right|^2 \tilde{\psi}_s \delta\varphi_\sigma^* \tilde{\varphi}_\sigma^* \tilde{\delta}\psi_\sigma.$$

Observando que: o estado σ , do neutrino, é independente do seu impulso p_σ , e da direção do spin; a quantização é limitada em um volume Ω , cujo limite tende ao infinito, a autofunção normalizada do neutrino, é uma

¹⁴⁷ Enrico Fermi, “Tentativo di una teoria dei raggi β ”, *Il Nuovo Cimento*, pp. 8-9.

onda plana de Broglie, com densidade $\frac{1}{\Omega}$. Finalmente, calculando a média sobre todos os estados, segundo os impulsos e os spins, considerando os estados de energia positiva, resulta,

$$\left| \overline{H_{-1m1s1\sigma}^{1n0s0\sigma}} \right|^2 = \frac{g^2}{4\Omega} \left| \int v_m^* u_n d\tau \right|^2 \left(\tilde{\psi}_s \psi_s - \frac{\mu c^2}{K_\sigma} \tilde{\psi}_s \beta \psi_s \right),$$

$\mu = \text{massa...do...neutrino,}$

148

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

Como o número de estados com energia entre p_σ , e $p_\sigma + dp_\sigma$ é igual a $\frac{8\pi\Omega p_\sigma^2 dp_\sigma}{h^3}$, a velocidade do neutrino, no estado σ , é igual a $v_\sigma = \frac{\partial K_\sigma}{\partial p_\sigma}$,

sabendo-se que há um máximo para

$$\left| a_{-1m1s1\sigma} \right|^2 = 4 \left| H_{-1m1s1\sigma}^{1n0s0\sigma} \right|^2 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi \cdot t}{h} \right) (-W + H_s + K_\sigma)}{(-W + H_s + K_\sigma)^2}, \text{ para um determinado}$$

valor de p_σ , e no qual, não há variação da energia não perturbada, portanto, $-W + H_s + K_\sigma = 0$, somando os valores com respeito à σ , encontra-se para

$$\sum_\sigma \left| a_{-1m1s1\sigma} \right|^2,$$

$$t \cdot \frac{8\pi^3 g^2}{h^4} \left| \int v_m^* u_n d\tau \right|^2 \frac{p_\sigma^2}{v_\sigma} \left(\tilde{\psi}_s \psi_s - \frac{\mu \cdot c^2}{K_\sigma} \tilde{\psi}_s \beta \psi_s \right),$$

sendo p_σ , o momento do neutrino no estado σ ¹⁴⁹.

Do conhecimento do cálculo do tempo de transição entre estados, é possível calcular a probabilidade de transição. A condição a ser satisfeita, é a de que, ocorrida uma desintegração beta, ocorra, de forma simultânea, a emissão de elétrons, no estado s , sendo o tempo decorrido, entre esta e a emissão dos elétrons, muito pequeno em relação à vida média. A

¹⁴⁸ *Ibid.*, p. 9.

¹⁴⁹ Enrico Fermi, “Tentativo di una teoria dei raggi β ”, *Il Nuovo Cimento*, pp. 9-10.

probabilidade de transição, segundo a dedução de Fermi, é justamente, o coeficiente do tempo de transição, ou seja,

$$P_s = \frac{8\pi^3 g^2}{h^4} \left| \int v_m^* u_n d\tau \right|^2 \frac{P_\sigma^2}{v_\sigma} \left(\tilde{\psi}_s \psi_s - \frac{\mu \cdot c^2}{K_\sigma} \tilde{\psi}_s \beta \psi_s \right).$$

Para que seja determinada a existência, do neutrino, este deve satisfazer algumas hipóteses, supondo-o como uma das partículas resultantes da desintegração beta, postuladas por Fermi. A primeira relaciona as energias na desintegração e o estado livre do neutrino; para esta hipótese, $K_\sigma \geq \mu \cdot c^2$. Como consequência, segundo esta hipótese, $H_s \leq W + \mu \cdot c^2$. A segunda, está relacionada, com o estado não ocupado pelo elétron e as condições energéticas para tal estado, que exigem, que a energia do, elétron no estado s, seja maior ou igual a sua energia relativística, ou seja, $H_s \geq m \cdot c^2$. Para que esta segunda hipótese, seja satisfeita, é necessário, segundo Fermi, que, $W \geq (m + \mu) \cdot c^2$. Como consequência destas duas hipóteses, no núcleo atômico, o estado ocupado por um nêutron deve ter probabilidade, muito maior, do que, a de um próton em um estado livre, para que torne possível uma emissão beta. A terceira hipótese está relacionada à probabilidade de transição, que depende das autofunções: do próton e do nêutron. A matriz de transição assume valor 1 para as transições permitidas, e valor zero para as transições proibidas, formalmente,

$$Q_{mn}^* = \int v_m^* \cdot u_n d\tau = 1 \Rightarrow \text{transição...permitida},_{150}$$

$$Q_{mn}^* = \int v_m^* \cdot u_n d\tau = 0 \Rightarrow \text{transição...proibida}.$$

3.6 Cálculo da massa do neutrino

Pauli formulou a hipótese da existência do neutrino no balanceamento da equação de desintegração dos núcleos radiativos, quando a radiação emitida correspondia, usando a definição do período histórico, na década que se inicia após o ano de 1930, à radiação beta, segundo a terminologia moderna, elétrons. Ainda segundo a hipótese de Pauli, o neutrino deveria ter

¹⁵⁰ Enrico Fermi, “Tentativo di una teoria dei raggi β ”, *Il Nuovo Cimento*, pp. 10-11.

carga nula, spin $\frac{1}{2}$, e massa igual a zero¹⁵¹. Os valores previstos, pela teoria de Pauli, da carga e do spin, seriam comprovados, nas experiências em: pósitrons, radiação beta e nêutrons, nos anos de 1932, 1933, por Irene Curie e Frederick Joliot¹⁵², Francis Perrin¹⁵³; em experimentos com raios cósmicos, irradiação gama de núcleos leves, bombardeamento com partículas alfa de núcleos atômicos, bombardeamento com nêutrons. Experiências, que aplicavam teorias, em espalhamento e absorção de radiação por núcleos atômicos, em efeito fotoelétrico, em espalhamento Compton, em criação e aniquilação de pares. A previsão sobre a massa do neutrino encontrada pelos experimentadores foi confirmada por dados de valores muito pequenos, ou, praticamente zero¹⁵⁴.

No ano de 1934, Enrico Fermi, encontra, por cálculos teóricos, no ajuste da curva experimental do espectro da radiação beta, o valor zero para a massa do neutrino¹⁵⁵. No desenvolvimento teórico da teoria para a radiação beta, no tópico sobre a dedução da função de distribuição probabilística, para descrever a transição de estado, dos elétrons e neutrinos, envolvidos na reação, em uma transformação: de nêutron em próton e vice-versa, na função quântica que permite o cálculo da massa do neutrino, existe a previsão, a possibilidade, da massa, deste, ser diferente de zero, segundo diferentes ajustes teóricos às diferentes funções de distribuição de energias, do espectro da radiação beta. Porém, Fermi, diz textualmente, que a curva teórica, que mais se ajustava, à curva experimental, de distribuição de energias, seria àquela, para a qual, a massa do neutrino, deveria ser zero,

[...] o fim da curva de distribuição é representada por $\mu=0$, por um valor pequeno, e outro, grande, de μ . A maior semelhança, com a curva experimental, dá-se, para a curva teórica, correspondente à $\mu=0$ [...].¹⁵⁶

¹⁵¹ Frederick Reines & Clyde L. Cowan, “The Neutrino”, *Nature*, p. 446.

¹⁵² Frédéric Joliot, “Sur la Dématérialisation de Paires d’Électrons”, *Comptes rendus des séances de l’Académie des Sciences*, p. 81.

¹⁵³ Francis Perrin, “Possibilité d’émission de particules neutres de masse intrinsèque nulle dans les radioactivités β ”, *Comptes rendus des séances de l’Académie des Sciences*, pp. 1625-1626.

¹⁵⁴ *Ibid.*, pp. 1625-1626.

¹⁵⁵ Enrico Fermi, “Tentativo di una teoria dei raggi β ”, *Il Nuovo Cimento*, pp. 11-12.

¹⁵⁶ Enrico Fermi, “Tentativo di una teoria dei raggi β ”, *Il Nuovo Cimento*, p. 11.

A massa teórica, deduzida por Fermi, está em um intervalo, próximo ao valor máximo da distribuição de energia da radiação beta. A razão, entre o quadrado do momento, e a velocidade do neutrino, em um estado σ , para a curva teórica, neste intervalo, é, a menos de um fator constante, igual,

$$\frac{p_{\sigma}^2}{v_{\sigma}} = \frac{1}{c^2} (\mu \cdot c^2 + E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 + 2\mu \cdot c^2 (E_0 - E)}.$$

Analisando, esta função teórica de ajuste, aos dados experimentais, para diferentes valores da massa do neutrino, têm-se, diferentes curvas teóricas, inclusive, aquela que melhor se ajusta aos dados experimentais, das energias, para a radiação beta, cujo valor, corresponde ao valor de massa, zero. Na função teórica de Fermi, fazendo-se $\mu=0$, a função reduz-se, ao produto, do inverso do quadrado da velocidade da luz, pelo quadrado da diferença, entre o valor máximo, e um valor qualquer, da energia da radiação beta, isto é,

$$\frac{p_{\sigma}^2}{v_{\sigma}} = \frac{1}{c^2} (E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2} \Rightarrow \frac{p_{\sigma}^2}{v_{\sigma}} = \frac{1}{c^2} (E_0 - E)(E_0 - E) = \frac{1}{c^2} (E_0 - E)^2.$$

Entretanto,

$$v_{\sigma} = c...; K_{\sigma} = c \cdot p_{\sigma} \Rightarrow p_{\sigma} = \frac{K_{\sigma}}{c} = \frac{W - H_s}{c}.$$

Quais são as condições em que deve ocorrer a reação? A resposta dada por Fermi, se encontra no escopo da sua teoria para as radiações beta: primeiro obedecendo às condições de contorno, quanto às energias:

$$H_s \leq W...e...W \geq m \cdot c^2;$$

e segundo a probabilidade de transição de um próton para um nêutron, e vice versa¹⁵⁷,

$$P_s = \frac{8\pi^3 g^2}{c^3 \cdot h^4} \left| \int v_m^* u_n d\tau \right|^2 \tilde{\psi}_s \psi_s (W - H_s)^2.$$

O cálculo teórico do tempo de transição, e a forma da curva de distribuição, dependem, entre outras variáveis, do momento, entre dois instantes muito próximos à emissão da radiação beta. Como a distribuição de energia, na emissão, contemplando os estados de transição, estende-se por todo o núcleo atômico, as funções de onda e sua transposta, devem ser a

¹⁵⁷ Enrico Fermi, “Tentativo di una teoria dei raggi β ”, *Il Nuovo Cimento*, pp. 11-12.

soma das funções de onda, aplicadas a cada um dos estados, possíveis de sofrerem transições, com emissão de radiação beta, no núcleo atômico. Supondo o núcleo atômico, como um sólido esférico fechado, o potencial elétrico, exceto, no centro do núcleo, é constante, e tem o mesmo valor que o potencial elétrico na superfície deste, a uma distância R, de um raio atômico. A equação encontrada, por Fermi, para as autofunções relativísticas do espectro contínuo em um campo Coulombiano, para a radiação beta, é semelhante às equações espectroscópicas, para a emissão de radiação eletromagnética, pelos elétrons externos, nos átomos. Para um intervalo diferencial $d\eta$, a soma das autofunções relativísticas de transição, para todos os possíveis estados, é igual a,

$$\sum_{d\eta} \tilde{\psi}_s \psi_s = d\eta \cdot g^2 \frac{32\pi m^3 c^3}{h^3 [\Gamma(3+2S)]^2} \left(\frac{4\pi m c R}{h} \right)^{2S} \eta^{2+2S} e^{\pi \gamma \frac{1+\eta^2}{\eta}} \left| \Gamma \left(1+S+i\gamma \frac{\sqrt{1+\eta^2}}{\eta} \right) \right|^2;$$

$$\gamma = \frac{Z}{137};$$

$$S = \sqrt{1-\gamma^2} - 1.$$

As modernas teorias de partículas têm origem na eletrodinâmica quântica. A cromodinâmica quântica é a versão desta teoria para explicar a estrutura dos hádrons. Ela é desenvolvida, de forma independente, por dois teóricos: Murray Gell - Mann e George Zweig. A teoria de Gellmann, publicada em 1964, é a versão mais aceita pela comunidade de físicos de partículas, entendida, também, como uma teoria de calibre.

3.7 Quarks: teorias e desenvolvimento histórico

Uma nova arquitetura, para as partículas nucleares, surge no começo da década de sessenta, no dia 4 de janeiro de 1964, através de um artigo científico escrito por M. Gell-Mann, no *Physics Letters*¹⁵⁸. O artigo revelava uma nova teoria para a constituição das partículas subatômicas: bárions e mésons. Gell - Mann, a princípio entende esses novos objetos como

¹⁵⁸ M. Gell-Mann, "A Schematic Model of Baryons and Mesons", *Physics Letters*, volume 8, number 3, pp. 214-215.

abstrações matemáticas, porém, se revelariam como tendo existência física e experimental, nas décadas seguintes. Os objetos descobertos teoricamente, por Gell – Mann contrariava uma lei clássica do eletromagnetismo: a quantização da carga elétrica. Quarks é uma denominação baseada em uma palavra contida na obra literária de James Joyce, *Finnegan's Wake*. Na teoria de Gell - Mann os quarks têm cargas fracionárias da carga elementar e: $-1/3e$, e $+2/3e$. Com os quarks é possível construir as estruturas de bárions e mésons. Por exemplo, um núcleon como o nêutron, poderia ser pensado como constituído de um quark e um antiquark, se pensarmos. A motivação para o desenvolvimento da teoria dos quarks estava na quebra de simetria no octeto, nas interações fortes, de bárions e mésons, como relata Gell - Mann, no início do seu artigo,

[...] Se, assumimos que as interações fortes, de bárions e mésons são corretamente descritas em termos da quebra de simetria do octeto, somos tentados a buscar uma explicação fundamental para o fenômeno. [...]¹⁵⁹

Gell - Mann busca uma explicação teórica para as interações fortes, entre partículas, um modelo puro da dinâmica “bootstrap”. Este modelo deveria proporcionar a derivação do spin isotópico, a conservação da estranheza e a quebra da simetria SU8, por autoconsistência. As explicações pareciam não estar, apenas, nas interações fortes. As assimetrias no espaço unitário, não podiam ser especificadas. A chave deveria ser encontrada, de alguma forma, na seleção da componente específica do spin F, por eletromagnetismo e interações fracas. Elas devem determinar a escolha do spin isotópico e as direções das hipercargas.

Os objetos parecem encaixar-se no grupo de simetria SU8, tanto quanto em grupos de simetria SU3. Apresentam-se como octetos. Seria, então, possível, considerar grupos unitários de tripletos como objetos fundamentais, e a partir deles, é possível construir os bárions e os mésons. A composição dos tripletos consiste em um sigleto s, com carga z (em unidades de carga elementar e) e um duplete (u,d), com cargas (z + 1) e z; o antitripleto tem cargas de sinais opostos. A simetria completa entre os

¹⁵⁹ M. Gell-Mann, “A Schematic Model of Baryons and Mesons”, *Physics Letters*, volume 8, number 3, p. 214.

membros do tripleto corresponde, exatamente, a um conjunto de oito elementos, enquanto, a diferença de massa, entre o dupletto isotópico e o singleto, caracteriza violação de primeira ordem.

Combinações de tripletos e antitripletos permitem a construção de bárions, que exibem configurações de singletos, octetos e decupletos. Seguindo o próprio texto de Gell-Mann,

[...] Para algum valor de z e de tripleto de spin, nós podemos construir octetos de bárions de um singleto básico de bárion neutro, fazendo combinações,

$$(bt\bar{t}) \Rightarrow \text{representações : } 1...e...8$$

$$(btt\bar{t}) \Rightarrow \text{representações : } 1..., 8..., 10..., \bar{10}...e...27,$$

De modo análogo, os singletos e os octetos dos mésons podem ser construídos por configurações,

$$(t\bar{t}), ...e..., (ttt\bar{t}).$$

O número quântico $n_t - n_{\bar{t}}$ pode ser zero para todos os bárions e mésons conhecidos. [...]¹⁶⁰

Das configurações possíveis, segundo a regra de Gell - Mann¹⁶¹, uma, permite um quarteto semelhante ao grupo dos léptons, que não podem ser construídos a partir das configurações de tripletos e antitripletos, o tripleto de spin 1/2 e carga $z = -1$: d^- , s^- , u^0 , b^0 .

O modelo de combinações previa objetos, com carga fracionária, da carga elementar. Este esquema tornava desnecessária, a hipótese do bárion básico, neutro. Neste esquema, os tripletos t , possuíam as seguintes propriedades: spin 1/2, carga $z = -1/3$ e número bariônico 1/3. O tripleto era constituído pelos objetos fundamentais: $u^{2/3}$, $d^{-1/3}$ e $s^{-1/3}$, que receberam o nome de quarks¹⁶², denotado por q , ao qual, correspondia um antitripleto, denotado $\bar{q}$. A denominação quark foi inspirada, na palavra, de uma quadra, de um poema, que propiciava a rima para Mister Marks, uma das personagens, do romance de James Joyce, *The Finnegans Wake*. Com os

¹⁶⁰ M. Gell-Mann, "A Schematic Model of Baryons and Mesons", *Physics Letters*, volume 8, number 3, p. 214.

¹⁶¹ M. Gell-Mann, "A Schematic Model of Baryons and Mesons", *Physics Letters*, volume 8, number 3, p. 214.

¹⁶² M. Gell-Mann, "A Schematic Model of Baryons and Mesons", *Physics Letters*, volume 8, number 3, p. 214.

novos objetos: quarks e antiquarks, os bárions podem ser construídos, adequando combinações, tais como: (q q q), (q q q $\bar{q}$). E os mésons, também. Por exemplo, com um quark e anti-quark, (q $\bar{q}$), ou, com a combinação de dois quarks e dois antiquarks, (q q $\bar{q}$ $\bar{q}$). Os grupos de simetria 1, 8 e 10, poderiam ser representados como uma combinação de três quarks, (q q q), uma combinação de um quark e anti-quark, (q $\bar{q}$), poderia representar mésons mais “baixos”, assim como, partículas pertencentes aos grupos 1 e 8¹⁶³.

Há proximidade entre os modelos de Sakata e o modelo dos quarks, baseado na teoria de campos, correspondente a descrição das partículas: p, n e Λ . Como escreve Gell-Mann,

[...] em toda a interação forte, um meson - vetor, neutro, interage, simetricamente, com três partículas. Nesta estrutura de pequenos objetos, a corrente eletromagnética (em unidades de e) é, justamente,

$$i\left\{\frac{2}{3}\bar{u}\gamma_{\alpha}u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma_{\alpha}d - \frac{1}{3}\bar{s}\gamma_{\alpha}s\right\},$$

ou, na notação do modelo de Sakata,

$$\mathfrak{S}_{3\alpha} + \mathfrak{S}_{8\alpha} / \sqrt{3}.$$

Para a corrente fraca, nós podemos escrever baseados no modelo de Sakata, e sob a forma sugerida por Gell-Mann e Lévy, como,

$$i\bar{p}\gamma_{\alpha}(1 + \gamma_5)(n \cos \theta + \Lambda \sin \theta),$$

que, no modelo quark, pode ser escrita como a expressão,

$$i\bar{u}\gamma_{\alpha}(1 + \gamma_5)(d \cdot \cos \theta + s \cdot \sin \theta)$$

ou, na notação do modelo de Sakata,

$$\left[\mathfrak{S}_{1\alpha} + \mathfrak{S}_{1\alpha}^5 + i(\mathfrak{S}_{2\alpha} + \mathfrak{S}_{2\alpha}^5)\right]\cos \theta + \left[\mathfrak{S}_{4\alpha} + \mathfrak{S}_{4\alpha}^5 + i(\mathfrak{S}_{5\alpha} + \mathfrak{S}_{5\alpha}^5)\right]\sin \theta$$

[...] ¹⁶⁴

As regras de seleção de Cabibbo, para as correntes fracas, são asseguradas, ou seja,

¹⁶³ *Ibid.*, p. 214.

¹⁶⁴ *Ibid.*, pp. 214-215.

$$|\Delta I| = 1 \dots e \dots \Delta Y = 0 \dots; |\Delta I| = \frac{1}{2} \dots e \dots \Delta Y / \Delta Q = 1.$$

A conservação da corrente $\Delta Y = 0$, como o coeficiente de $\cos(\Theta)$, o vetor corrente, em geral, como uma componente do vetor F-spin, e o vetor axial, transformado sob o grupo de simetria SU3, é o mesmo do vetor do octeto. Desta forma, são as mesmas, as regras de comutação, para, as componentes, (quatro), da corrente:

$$\begin{aligned} & \dots \dots \dots [\mathfrak{T}_{j4}(x) \pm \mathfrak{T}_{j4}^5(x), \mathfrak{T}_{k4}(x') \pm \mathfrak{T}_{k4}^5(x')] = \\ & -2f_{jkl} [\mathfrak{T}_{l4}(x) \pm \mathfrak{T}_{l4}^5(x)] \delta(x-x'), \\ & [\mathfrak{T}_{j4}(x) \pm \mathfrak{T}_{j4}^5(x), \mathfrak{T}_{k4}(x') \mp \mathfrak{T}_{k4}^5(x')] = 0, \end{aligned}$$

$i = 1, \dots, 8$, submetido ao grupo de simetria SU3xSU3. Podemos, também, antever a pesquisa da densidade de energia $\Theta_{44}(x)$, (na interação do campo gravitacional), sob a comutação do tempo equalizado, através do operador,

$$[\mathfrak{T}_{j4}(x') \pm \mathfrak{T}_{j4}^5(x')].$$

A parte que é não - invariante, sob o grupo, pode ser transformada, por uma representação particular do grupo de simetria SU3 x SU3, por exemplo, como $(3, \bar{3})$, e $(\bar{3}, 3)$, que corresponde, as massas dos quarks¹⁶⁵.

Todas estas relações podem ser abstraídas, do modelo teórico de campos, e da teoria de dispersão. As amplitudes, de espalhamento, para as interações fortes, das partículas, na massa da “concha”, (célula) são assumidas como conhecidas, isto é, em um sistema de relações de dispersão linear para a matriz dos elementos da corrente fraca, (e, também, das interações eletromagnéticas e gravitacionais), para baixas ordens nestas interações. Estas relações de dispersão, não subtraídas e suplementadas por regras não-lineares de comutação, abstraídas da teoria de campos, tornam-se potentes ferramentas para determinar toda a matriz dos elementos da corrente fraca, incluindo o efetivo reforço da matriz da corrente vetor-axial. Gell – Mann não tem certeza se os objetos matemáticos que compõem a sua teoria, os quarks, podem ser partículas físicas, com massa finita. Como a carga, e o número bariônico, são conservados, um dos quarks (presumivelmente, $u^{2/3}$, ou, $d^{-1/3}$), poderá ser estável, enquanto, o outro membro do dubleto, pode estar no primeiro ramo, de fraca intensidade, da

¹⁶⁵ *Ibid.*, p. 215.

corrente de decaimento beta, ou, na captura de um káon. O singlete isotópico do quark pode presumivelmente, decair em um dubleto por interações fracas como uma partícula Λ no interior de um núcleon N . Outra fonte de quarks, além de bárions e mésons, portanto, quarks confinados, são os raios cósmicos de alta energia em interação com a matéria próxima à superfície terrestre.

A matéria ordinária, próxima à superfície da Terra, pode estar contaminada por quarks estáveis, como resultado das altas energias dos eventos dos raios cósmicos, através da história da Terra, mas, esta contaminação, é estimada como muito pequena, de difícil detecção. A pesquisa pelos quarks estáveis, com cargas: $-1/3$, ou, $+2/3$, e, ou, di-quarks estáveis, com cargas: $-2/3$, ou, $+1/3$, ou, $+4/3$, nos aceleradores de alta energia, podem ajudar-nos a comprovar, a existência física dos quarks¹⁶⁶.

Este artigo de Gell - Mann é a origem do modelo teórico dos quarks. Em pesquisa contemporânea, George Zweig, desenvolve um modelo semelhante, para partículas elementares, com cargas fracionárias da carga elementar “e”. No artigo de Zweig os objetos fundamentais são denominados de *aces*. O modelo teórico de Gell - Mann tornou-se o mais divulgado e o mais aceito pela comunidade dos físicos de partículas. Em 1972, Richard Feynman desenvolve o seu modelo teórico para os quarks. Em *Quark Model of Resonances*, estuda a composição dos bárions segundo modelo para três sabores de quarks: up, down, strang, (u,d,s). Neste trabalho Feynman introduz no arcabouço teórico: grupos de simetria, subníveis quânticos, de energia, diagramas para a representação das interações entre as partículas¹⁶⁷.

No ano de 1967, é publicado um trabalho de Andrei Sakharov, no qual, elabora um modelo teórico, para a estrutura dos hádrons, com combinação de quatro quarks¹⁶⁸.

O modelo dos quarks é ampliado, em 1972, por Nambu e Han¹⁶⁹, corolário das pesquisas teóricas que se iniciam em 1965, com a proposição

¹⁶⁶ M. Gell-Mann, “A Schematic Model of Baryons and Mesons”, *Physics Letters*, volume 8, number 3, p. 215.

¹⁶⁷ R. P. Feynman, *Photon - Hadron Interactions*, pp. 42-59.

¹⁶⁸ Andrei Dmitrievich Sakharov, *Ouvres Scientifiques*, pp. 217-233.

¹⁶⁹ M. Y. Han, *Quarks and Gluons: A Century of Particles Charges*, pp. 113-123.

do atributo de três cores: vermelho, azul e verde, para as forças de interação entre os quarks, os glúons.

3.8 O modelo ressonante de quarks de Feynman

O trabalho de 1972, de Richard Feynman, reúne os dados em ressonância dos bárions, explicados pelo modelo de três quarks. Para este modelo, o sistema construído por três sabores dos quarks: up, down e strang, (u,d,s), obedecem às configurações quânticas, quanto, ao spin, isospin, número de estranheza e número de carga. Cada quark tem spin $\frac{1}{2}$, três possíveis estados de spin unitários: u, d; s, sendo u e d com spin $I = +\frac{1}{2}$, $-\frac{1}{2}$, número de estranheza igual a 0, s tem spin $I = 0$, $s = -1$, o quark u tem carga elétrica $+2/3$, s e d com cargas elétricas iguais a $-1/3$. Os estados podem ser separados, segundo spin unitário, spin regular, e coordenadas internas, adicionais, ou, coordenadas que tem características do movimento da órbita interna.

O octeto do núcleon e o fraco decuplete, não requerem contribuição de órbita, mas o conjunto de níveis de paridade par é definido pela paridade e momento angular, da primeira excitação do momento angular orbital. Estes quarks podem ser escritos através de índices abstratos que descrevem uma função de onda. Para cada caso, são necessários, três índices, cada qual, podendo ter a unidade “e”, spins contendo índices, com 3×2 valores, (ou, 3×4 valores, utilizando-se a notação dos spinors de Dirac), e um outro conjunto de índices, para o quadri - vetor espacial do momento angular¹⁷⁰. Sendo partículas que se movimento orbital de uma outra partícula, podemos esperar dois graus de liberdade e dois momentos angulares, que podem ser combinados. Este tratamento possibilita uma grande variação de estados, que aparece na segunda excitação interna, ou, nos estados com paridade positiva de partículas com grandes massas¹⁷¹.

No modelo dos quarks, o estado quântico de três objetos, tem uma em quatro propriedades, dadas pela permutação dos objetos. Ele pode ter simetria S, ou, mudança de sinal, ser antisimétrico A, ou, estar em um dos

¹⁷⁰ R. P. Feynman, *Photon - Hadron Interactions*, p. 42.

¹⁷¹ R. P. Feynman, *Photon - Hadron Interactions*, pp. 42-43.

dois estados misturados, os estados α e β , com permutação, resultante da combinação linear de ambos. Denotando por X, os dois possíveis estados misturados, a combinação do estado simétrico S com o estado X dá como resultado o estado X, combinando o estado A com o estado A, resulta no estado S. As possíveis combinações de todos os estados simétricos, antisimétricos, e misturados, pode ser representado pela tabela abaixo.

	PRODUTOS	S	X	A
SIMETRIA	S	S	X	A
SIMETRIA	X	X	S, X, A	X
SIMETRIA	A	A	X	S

Para o spin unitário, existem três escolhas, para cada quark, ou 27 estados, nove possíveis estados, vezes três possibilidades de escolha. Destes 27 estados, existem 10 estados simétricos: $I_{uuu}>_s$, $I_{uud}>_s$, etc... Um antisimétrico, e os restantes dezesseis, correspondem aos estados 8α e 8β . Desta forma, a simetria unitária, para cada estado: simétrico, antisimétrico e misturado, corresponde a: estado S, 10 decupletos, para o estado X, 8 octetos e para o estado antisimétrico A, um singleto.

Para os bárions, a pesquisa indica a existência, somente, de multipletos com simetria SU_3 . Para o spin, com duas possibilidades, não existe o estado antisimétrico. Para o spin 3/2, há um quarteto simétrico, para os dois estados de X, existe um dubleto de spin 1/2, simbolizado pelo sobrescrito 4, ou, 2.

As possibilidades dos estados com spin unitário, correspondem à simetria SU_6 , são multipletos. O estado S, pode ser uma combinação de S.S e X.X, resultando em 146 estados distribuídos em 56 estados com simetria S, 70 estados com simetria X e 20 estados A, antisimétricos.

S	Multipletos	10	8	1	Estado
S	IS>	4	2	-	56
S	IX>	2	6	2	70
S	IA>	-	2	4	20

Completando, o modelo, insere-se a combinação com o movimento da órbita interna. O modelo é análogo, na sua configuração final, a um oscilador harmônico simples, um modelo de uma partícula sujeita a uma força central. A resposta depende do grau de excitação da órbita N^{172} .

Para os estados simétricos, sendo $N = 0$, existem 56 estados puros:

$$(S \geq 56 = {}^4 10_{3/2}, {}^2 8_{1/2}),$$

decupletos e octetos.

Para os estados simétricos, sendo $N = 1$, o estado simétrico X , tem uma unidade de excitação. Se o centro de massa não pode se mover em relação às coordenadas: $X_1 + X_2 + X_3$, onde X refere-se à posição do quark, tal fato não pode ocorrer. A definição dos estados: $|\alpha\rangle$ e $|\beta\rangle$ envolvem diferenças:

$$|\alpha\rangle \dots \frac{1}{\sqrt{6}}(2X_1 - X_2 - X_3),$$

$$|\beta\rangle \dots \frac{1}{\sqrt{2}}(X_2 - X_3).$$

Pode-se, obter todos os estados S , combinado o estado do orbital X com spin unitário e o spin do estado X , ou, 70 combinações. Quando, combina-se o momento angular unitário com o spin, de todas as combinações, obtém-se o momento angular total j , e todas as paridades ímpar, obtendo-se as possibilidades:

$${}^2 1_{1/2} \dots {}^2 1_{3/2},$$

$${}^2 8_{1/2} \dots {}^2 8_{3/2}, \quad 173$$

$${}^4 8_{1/2} \dots {}^4 8_{3/2} \dots {}^4 8_{5/2},$$

$${}^2 10_{1/2} \dots {}^2 10_{3/2}.$$

Experimentalmente, todos os multipletos foram encontrados, exceto ${}^3 8_{3/2}$.

3.9 O modelo de quatro quarks de Sakharov¹⁷⁴ para os bárions

Neste modelo, Sakharov, para os bárions, propõe uma estrutura que pode ser construída com três quarks e um antiquark, e que explica os 56

¹⁷² *Ibid.*, pp. 43-44.

¹⁷³ R. P. Feynman, *Photon - Hadron Interactions*, pp. 44.

¹⁷⁴ Andrei Dmitrievich Sakharov, *Ouvres Scientifiques*, pp. 217-233.

estados bariônicos. O estado determinado por 3 quarks é simétrico em relação as variáveis, spin-spin unitários, anti-simétrico, com relação as variáveis espaciais, uma vez que os quarks são férmions. As funções de onda, para os 3 quarks devem se anular, uma vez que a distribuição espacial, corresponde a um triângulo isósceles. As funções de onda, das partículas que se chocam, são simétricas com relação as variáveis espaciais, e ao nível de energia mais baixo. A natureza anti-simétrica, da função de onda dos quarks, no interior dos bárions, indica como consequência uma repulsão, não coerente com a estabilidade destes. Uma das soluções propostas, a função de seis pontos, a hipótese da coexistência de forças de atração para três quarks, com forças de atração entre duas partículas, parece, a Sakharov uma solução artificial. Assim como, o modelo que supõem que os bárions, além de quarks, têm um centro de atração, podendo-se atribuir aos quarks, cargas inteiras: $2e$, $-e$, (e , é a carga elementar), sendo partículas instáveis. Este último modelo contraria a hipótese de cargas fracionárias para os quarks, teoria proposta por Gell - Mann, em 1964. Procurando uma teoria mais completa para os bárions, Sakharov parte da hipótese de que os bárions são constituídos por quatro quarks e um antiquark, $(4q, \bar{q})$. Os quarks têm forte interação, contribuindo para a polarização do vácuo. Os bárions físicos são considerados como a superposição de estados $(3q)$, $(4q + \bar{q})$, $(5q, 2\bar{q})$. E que há um estado dominante, com maior amplitude, e maior intensidade, que determina as propriedades fundamentais do bárion, o estado $(4q, \bar{q})$.

No modelo de Sakharov, o méson X polariza o vácuo, criando o par: quark e antiquark, em seguida, há a interação de três quarks com um méson X produzindo três quarks e um antiquark, que se aglutinam em uma estrutura a quatro quarks e um antiquark, segundo as reações,

$$3q + X = 3q + q\bar{q} = 4q, \bar{q}.^{175}$$

O estado dominante tem na sua estrutura, quatro quarks e um antiquark. Os três quarks que compõem a estrutura dos bárions e, os dois quarks que compõem a estrutura dos mésons, têm tratamento simétrico. Neste modelo é fácil visualizar uma interação entre pares (a quatro

¹⁷⁵ *Ibid.*, p. 218.

férmions), isto é, uma atração entre quark e antiquark, e uma repulsão entre quark e quark. A função de onda antisimétrica, corresponde ao estado de energia mais baixo, e a função de onda simétrica, em relação ao centro de massa, deve-se, a presença do antiquark, na estrutura.

O modelo a quatro quarks e um antiquark, é semelhante ao modelo para o átomo de carbono, com os seus orbitais híbridos orientados para os vértices de um tetraedro regular, ocupando, o núcleo do átomo, o centro geométrico e de massa da estrutura. A função de onda do antiquark é simétrica, sem nó, no interior do tetraedro, contrabalançando as funções antisimétricas, dos outros quatro quarks, que se repelem mutuamente.

A simetria do tetraedro não é relevante para o tratamento da função de onda não relativista do modelo a quatro quarks e um antiquark. Para um modelo relativista de uma partícula com spin $\frac{1}{2}$, a quantidade de movimento total corresponde ao número quântico j da partícula, um número quântico de paridade $P = +1$ e $P = -1$. A cada combinação de j , e de P , corresponde a um único valor, não relativista de l , perfeitamente definido, por exemplo,

$$\begin{aligned} j = 1/2 \quad P = 1 \quad l = 0 \\ j = 1/2 \quad P = -1 \quad l = 1, \dots \end{aligned}$$

A adoção de um modelo relativista altera, apenas, a repartição dos termos, segundo a solução da equação de Schrödinger¹⁷⁶.

A relação entre a simetria do tetraedro e o modelo de quatro quarks, está relacionada, segundo configuração geométrica, o tetraedro é um sólido regular, com eixos de simetria notáveis. Os quatro quarks podem ser dispostos nos seus vértices, com um antiquark, no centro de simetria, resultando em configuração estável. Em um conjunto de m_q e $n_{\bar{q}}$, segundo a distribuição nos vértices e no centro de simetria do tetraedro. A carga bariônica é igual ao triplo da carga do quark, deduzida da própria simetria, na disposição geométrica dos quarks, no tetraedro.

Outra consideração importante, sobre o modelo de Sakharov, está nos estados possíveis de quarks e antiquarks, e na paridade. À função de onda corresponde a 756 estados, carga - spin, 6 vezes 126. Seis estados

¹⁷⁶ Andrei Dmitrievich Sakharov, *Ouvres Scientifiques*, pp. 217-219.

correspondem aos estados, carga - spin, dos antiquarks, e a 126 estados, diferentes, carga - spin, a quatro quarks. Os estados definidos por carga - spin são simétricos com mesmo valor de paridade intrínseca. Têm valores: - i se a paridade é +i, sendo igual a paridade de estado para os estados no modelo a três quarks.

Os modelos desenvolvidos segundo a simetria SU6 correspondem às equações de aniquilação,

$$n\bar{n} \xrightarrow{\leftarrow} p\bar{p} \xrightarrow{\leftarrow} \lambda\bar{\lambda} \xrightarrow{\leftarrow} n\bar{n},$$

com spin nulo. São distinguíveis 56 estados, bem definidos, em estados quark e antiquark, formando singletos, podendo ser reduzidos, os 56 estados no grupo de simetria SU6, segundo o modelo 39. Os outros 700 estados, segundo a simetria SU6, não são redutíveis. Todas as representações deste grupo correspondem a spins diferentes, ($J = 1/2, 3/2, 5/2$), diferentes isospins e diferentes estranhezas.

A motivação para o modelo a quatro quarks, e um antiquark, está na equação de decaimento, da ressonância de partículas a três cargas positivas, ou, seja,

$$N^{+++} \xrightarrow{\leftarrow} p + \pi^+ + \pi^+.$$

Esta hipótese é extensa à estrutura dos bárions.

Não há certeza, segundo os modelos conhecidos, que a ressonância dos bárions, tendo spins elevados, e paridade negativa, partindo dos 756 - pletos devam ser tratados como estados com momento orbital diferente de zero. Também, é válida, a observação para a ressonância dos mésons, e para o modelo dos quarks, para os bárions. Sendo as teorias, aproximadas, a interpretação, destas, das propriedades físicas reais, por modelos quarks, não produz, senão, resultados parciais, resultados aproximados. Um dos principais problemas está na confirmação experimental das massas dos quarks “livres”, desconhecidas, até o período, 1967, no qual, Sakharov escreve este artigo. As condições experimentais, de então, não

possibilitavam a detecção de massas, no espectro de 6 a 8 Bev, previstas para as massas dos quarks.¹⁷⁷

Massas dos quarks livres e energias de atração negativas, do acoplamento quark e antiquark, dentre outras propriedades, conferem as teorias que as definem, um lugar de destaque entre as teorias de quarks.

O modelo quark, antiquark, de Sakharov, propõem, para as massas dos mésons: 0^- e 1^- , uma equação que envolve estranhezas e interação spin - spin, com a qual, o cálculo para a massa do quark estranho, denotado por λ , resulta em massa maior do que as massas previstas, teoricamente, para os quarks p e n, não estranhos, portanto, a interação entre os quarks estranhos, deve ser mais fraca, que a interação entre os quarks p e n. A equação, de 1967, deduzida por Sakharov, é escrita como,

$$m_0 = a_0 + b_0 \sum |S_i| + c_0 \mu_1 \mu_2,$$

$$\mu_i = (1 - \alpha S_i) \sigma_i, \dots S_i = \text{estranheza...para...}i - \text{ézima...partícula} = \begin{cases} 0, \dots \text{para : } p, n; \\ +1, \dots \text{para...}\bar{\lambda}; \\ -1, \dots \text{para...}\lambda, \end{cases}$$

$$a_0, b_0, S_i = \text{contribuição...da...massa...mesônica..., sem...spin,}$$

$$c_0 \mu_1 \cdot \mu_2 = \text{interação...spin - spin} = \begin{cases} c_0 \sigma_1 \cdot \sigma_2 \dots \text{para : } p\bar{p}, n\bar{n}, n\bar{p}; \\ c_0 (1 - \alpha) \sigma_1 \cdot \sigma_2, \dots \text{para : } p\lambda, n\lambda; \\ c_0 (1 - \alpha)^2 \sigma_1 \cdot \sigma_2, \dots \text{para : } \lambda\bar{\lambda}, \end{cases}$$

$$\text{para...escolha...ótima : } a_0 = 598 \text{Mev}, \dots b_0 = 180 \text{Mev}, \dots c_0 = 620 \text{Mev}, \dots \alpha = 0,42.$$

178

A comparação, entre o cálculo pela equação teórica e os dados experimentais confirmam a boa previsão da formulação teórica do modelo de Sakharov, (veja na tabela de dados, sobre partículas, em seguida)¹⁷⁹.

¹⁷⁷ Ibid., pp. 219-221.

¹⁷⁸ Andrei Dmitrievich Sakharov, *Ouvres Scientifiques*, pp.222-223.

¹⁷⁹ Ibid., p. 223.

$part$	$\Sigma S_i $	Π_{00}	$\Pi_{0\lambda}$	$\Pi_{\lambda\lambda}$	m_{teor}	m_{exp}
π	0	$\frac{-3}{4}$			133	137
ρ	0	$\frac{+1}{4}$			753	750
K	1		$\frac{-3}{4}$		490	494
K^*	1		$\frac{+1}{4}$		868	890
ω	0	$\frac{1}{4}$			753	780
ϕ	2			$\frac{1}{4}$	1010	1020
N	0	$\frac{-3}{4}$			928	939
Δ	0	$\frac{+3}{4}$			1238	1238
Σ	1	$\frac{1}{4}$	- 1		1195	1193
Λ	1	$\frac{-3}{4}$			1108	1115
Ξ	2		- 1	$\frac{1}{4}$	1340	1317
Y	1	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$		1375	1385
Ξ^*	2		$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{4}$	1520	1530
Ω	3			$\frac{3}{4}$	1675	1675

Constantes: $a_0 = 598$ MeV; $a_1 = 1083$ MeV; $b_0 = 180$ MeV; $b_1 = 180$ MeV; $c_0 = 620$ MeV; $c_1 = 207$ MeV; $\alpha_0 = 0,42$; $\alpha_1 = 0,42$.

No caso de η e de $X(0^-, I = 0)$, e tendo em conta a aniquilação, na função hamiltoniana, introduz-se, uma interação para quatro partículas, sob a forma,

$$H_a = d_0 f_i f_k.$$

Na equação acima, a função $f_i = 1$, para um par de quarks ordinários, e $f_i = 1-\beta$, para um par de quarks estranhos. Para incluir as interações de spin, em acoplamentos quark e antiquark, o operador hamiltoniano, deverá ser escrito como a soma dos operadores matriciais,

$$H = H_a + H_b.$$

Nesta equação, H_b é uma matriz diagonal, e H_a , um operador matricial com 9 elementos, não nulos, correspondentes a três acoplamentos reais, neutros: $n\bar{n}, p\bar{p}, \lambda\bar{\lambda}$, em um estado de spin zero:

$$H_a = d_0 \cdot \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1-\beta \\ 1 & 1 & 1-\beta \\ 1-\beta & 1-\beta & (1-\beta)^2 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} p\bar{p} \\ n\bar{n} \\ \lambda\bar{\lambda} \end{vmatrix}.$$

¹⁸⁰ Ibid., p. 224.

A partir de três acoplamentos entre os quarks: p, n, e λ , e os seus antiquarks: neutros, é possível construir as combinações lineares dos três valores próprios para os vetores de $H_b + H_a$. Por exemplo, para o pión neutro,

$$\pi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(p\bar{p} - n\bar{n}) \Rightarrow H_a \pi = 0, \dots e \dots no \dots isotripleto \dots \pi^0 \pi^\pm.$$

As duas outras combinações lineares descrevem os estados η e X .

Conhecendo H_b , e as massas experimentais de η e X , encontramos para $d_0 = 580$ Mev, e para $\beta = 0,75$.

Os coeficientes de superposição assumem os valores:

$$\begin{aligned}\eta &= 0,54 p\bar{p} + 0,54 n\bar{n} - 0,65 \lambda\bar{\lambda},^{181} \\ X &= 0,46 p\bar{p} + 0,46 n\bar{n} + 0,76 \lambda\bar{\lambda}.\end{aligned}$$

Comparando os resultados obtidos com a simetria SU3 e SU6, admitindo-se que $\alpha, \beta \ll 1$ e, $b \ll d_0$, e que, na aniquilação, os três pares são dominantes, o singlete pode ser separado, segundo a equação,

$$X = \frac{1}{\sqrt{3}}(p\bar{p} + n\bar{n} + \lambda\bar{\lambda}).$$

O termo isoescalar do octeto SU3, o méson η_0 , terá, segundo a teoria SU3, a composição,

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{6}} p\bar{p} + \frac{1}{\sqrt{6}} n\bar{n} - \sqrt{\frac{2}{3}} \lambda\bar{\lambda} = 0,41 p\bar{p} + 0,41 n\bar{n} - 0,82 \lambda\bar{\lambda}.$$

Este resultado difere, de certo modo, do resultado obtido, com a simetria SU3.

As fórmulas de massa de Gell - Mann - Okubo, correspondem aos termos da diagonal principal da matriz que representa as interações que

¹⁸¹ Andrei Dmitrievich Sakharov, *Ouvres Scientifiques*, pp.224.

violam a simetria SU3, e se reportam ao cálculo das correções, para a utilização de funções de onda não perturbadas.

Considerando os estados ω , η e X , consideram-se, as modificações, não negligenciáveis, das funções de onda da mistura. Deste ponto de vista, de acordo com a formulação de Gell - Mann - Okubo, para o quadrado da massa do méson η_0 , este cálculo não considera a variação da função de onda.

De acordo com a hipótese teórica, $a_0 = 2M_q + U_{12}$. Neste caso, U_{12} é uma quantidade do tipo H_b , isto é, não há transformação de uma partícula em outra.

Todos os termos da equação para o cálculo da massa: a_0 , b_0 , c_0 e d_0 , são da mesma ordem de grandeza, sendo muito pequenos em relação à M_q e U_{12} . Conseqüentemente, as interações que violam SU3, não modificam a estrutura das partículas, mas, os pares de quark e antiquark, realmente neutros.

Por fim, considerando as interações mútuas, entre quarks, estas, podem ser descritas como uma interação entre quatro férmions, ou, pensando, em termos da eletrodinâmica quântica, uma interação, intermediada por um campo mesônico. Tanto H_b , quanto H_a pode ser descrito, através de um campo neutro.

Para a representação de H_a , necessita-se de um campo mesônico M , pseudoescalar, ou, axial, segundo L. B. Okun. Se a massa de M é superior às massas dos mésons dados: π , η e X , os princípios gerais que regem as aniquilações abaixam os níveis das energias do singlete em relação aos níveis das energias dos octetos, no grupo SU3. Há dificuldade, em descrever as interações dos quarks por meio de um méson. Recorre-se à interação entre quatro quarks, na qual, o sinal da constante, pode ser arbitrário; sendo atribuídas propriedades extraordinárias ao méson M , que é o suporte da interação. Há que se supor que a massa de M , é muito pequena, próxima de zero, de onde se conclui que estas partículas, jamais foram observadas em estado livre¹⁸².

¹⁸² *Ibid.*, pp. 224-225.

A interação de spin e aniquilação do quark estranho λ é análoga a dos quarks p e n .

Em consequência, há diminuição, para as reações, nas quais, ocorrem os pares de quarks: estranho e antiestranho, e na reação de decaimento do pión mais,

$$\pi^+ + p = K^+ + \Sigma^+ (p\bar{n} + ppn = p\bar{\lambda} + pp\lambda),$$

ou, na reação de decaimento equivalente,

$$p + \bar{p} = \phi + n\pi$$

ou, ainda, nesta outra reação de decaimento,

$$p + \bar{p} = \omega + n\pi.$$

A explicação, para esta diminuição, se encontra na simetria da teoria, uma violação apreciável da simetria, relacionada à diferença de interação, entre os quarks estranhos λ e as interações entre os quarks p e n ¹⁸³.

3.10 Bárions: o modelo de três quarks e a fórmula de massa

Para os octetos e decupletos de bárions, em um modelo a três quarks, com uma função unitária, spin - spin simétrica, é possível calcular a massa dos bárions, segundo a relação,

$$m_l = a_l + b_l \Sigma |S_n| + c_l \Sigma \mu_n \mu_m,$$

$$\mu_n = (1 - \alpha_l S_n) \sigma_n.$$

A soma, na equação, para o cálculo da massa, deve ser estendida para $n, m = 1, 2, 3$, com $m > n$ nos decupletos, o spin total é igual a $3/2$, decorre, desta observação, o produto de spins $\sigma_i \sigma_k$, tem valor máximo de spin, $1/2$, igual a soma de dois spins iguais para formar um tripleto.

¹⁸³ Andrei Dmitrievich Sakharov, *Ouvres Scientifiques*, pp.226.

No octeto, o spin total é igual a $\frac{1}{2}$; dois quarks idênticos, devem, necessariamente, por razões de antisimetria do princípio de exclusão de Pauli, e da antisimetria da função de onda orbital, estar inserido no estado de spin simétrico, que quer dizer, em um estado de tripleto, com spin total igual a 1. Decorre desta observação, que para o bárion,

$$\Sigma^+ = pp\lambda,$$

$$(\bar{\sigma}_{p_1} \bar{\sigma}_{p_2}) = \frac{1}{4}, \bar{\sigma}_{\lambda} \bar{\sigma}_{p_1} = \bar{\sigma}_{\lambda} \bar{\sigma}_{p_2} = -\frac{1}{2}.$$

Tendo em conta a rotação isotópica,

$$\bar{\sigma}_{\lambda} \bar{\sigma}_p = \bar{\sigma}_{\lambda} \bar{\sigma}_n = -\frac{1}{2},$$

$$para... \Sigma^0 = (pn\lambda).$$

A massa é calculada com base nos coeficientes da estrutura. Se,

$$\Sigma \mu_n \mu_m = \Pi_{00} + (1 - \alpha) \Pi_{0\lambda} (1 - \alpha)^2 \Pi_{\lambda\lambda}.$$

Dos dados tabulados,

$$\Pi = \Pi_{00} + \Pi_{0\lambda} + \Pi_{\lambda\lambda} = -\frac{3}{4}, \text{ para...o...octeto},$$

$$\Pi = \Pi_{00} + \Pi_{0\lambda} + \Pi_{\lambda\lambda} = +\frac{3}{4}, \text{ para...o...decuplete},$$

$$J(J+1) = 3 \times \frac{3}{4} + 2\Pi.$$

A mistura, de estados: sigma zero e, lâmbda zero, é produzida, com a violação da ordem de invariância isotópica. Esta mistura não é possível, apenas, com a violação na simetria nos grupos: SU3 e SU6¹⁸⁴.

De acordo com os dados das massas experimentais, os valores das constantes, tabulados, são respectivamente:

¹⁸⁴ *Ibid.*, pp. 226-227.

$$a_1 = 1083; b_1 = 180; c_1 = 207; \alpha_1 = 0,42 .$$

A interpretação da teoria, em relação aos dados experimentais, conduz a interpretação das diferenças, entre as constantes, como uma diferença entre as massas dos quarks, ou, como uma diferença, entre as energias de interação, relacionadas com a função orbital, é o caso da diferença entre as constantes b_0 e b_1 , ou, devida às interações, entre spins, que depende da função de onda orbital, neste caso, os dados experimentais comprovam a diferença de energias dos quarks, confinado em mésons, em relação à energia dos quarks, confinados em bárions, que é o caso para a diferença entre c_1 e c_0 . No interior dos mésons, o quark e o antiquark estão em contato; a função de onda para o vetor de posição nula, o vetor distância entre os centros de massa dos dois quarks, é diferente de zero, e os quarks, estão no estado quântico S. Para o caso dos bárions, as mudanças entre quarks, de um mesmo par, ocorrem no estado P, e a função de onda para o vetor distância entre os dois quarks é nula, justificando os valores calculados para $c_1 = 207$ MeV e $c_0 = 620$ MeV. Resta examinar a relação entre as constantes alfa e alfa zero, cuja igualdade, permite descrever, tanto mésons, quanto bárions, tendo boa aproximação com os dados experimentais. As constantes independentes, em número de seis, descrevem: oito bárions e seis mésons, em não havendo possibilidade de aniquilação mútua.

A teoria de Sakharov, como ele próprio comenta, guarda semelhança, para a descrição dos bárions, com a teoria de Gell - Mann e Okubo. A explicação é a de que a estrutura dos bárions é determinada de maneira única; a estrutura dos bárions, não é modificada pela violação da simetria SU3. A teoria de Sakharov, para os quarks, no interior dos bárions, para a interação $\lambda\lambda$, reduz-se à teoria de Gell - Mann e Okubo, para valores da constante alfa, bem menor que 1; neste caso, pode-se aproximar, nas equações teóricas de Sakharov, $(1-\alpha^2)$ por $(1-2.\alpha)$ ¹⁸⁵.

O modelo a quatro quarks e um antiquark, de Sakharov permite classificar 756 estados, e as massas, como consta no tópico IV, do artigo, *Structure a quark set masse des particules em interaction forte*.

¹⁸⁵ Andrei Dmitrievich Sakharov, *Ouvres Scientifiques*, pp.227.

São 126 os estados constituídos por quatro quarks, têm função simétrica spin-spin unitário, (6 estados do tipo AAAA, 30 do tipo AABB, 15 do tipo AAB $\bar{B}$, 60 do tipo AABC e 15 do tipo ABCD); um antiquark e seis estados A, resultando em $6 \times 126 = 756$ estados. Destes 756 estados, 56 tem simetria SU3, e 700, simetria SU6, classificados segundo a simetria SU3 e o spin J. Estas representações podem ser decompostos em dupletos, quadrupletos, sextetos, como se segue,

$$56 = 10(4) + 8(2)$$

$$700 = 35(6+4) + 27(4+2) + 10(6+4+2) + 10^*(2) + 8(4+2)$$

Como estão decompostos estes estados, classificados por grupo de simetria e spin? Conforme escreve Sakharov,

[...] A decomposição dos 756 estados na representação de 700 e 56 (este último contém o octeto SU6 com spin $J = \frac{1}{2}$ e o decuplo SU3 com spin $J = \frac{3}{2}$), não é produzido senão na presença da simetria SU6; se há violação da simetria SU6, a mistura dos 56 - pleto com certos multipletos dos 700 - pleto são ligados, mas, é, também, possível de supor os 56 estados são de massas diferentes, constituídos de estados inferiores. [...]¹⁸⁶

As massas crescentes, dos mésons, devem-se a de repulsão, ou, a interação com aniquilação, entre quarks e antiquarks. Para os bárions, a hipótese é a de que haja interações de aniquilação, entre octetos e decupletos, e que sejam as mesmas, para os estados sem interação de aniquilação, (Vide tabela).

S	$J = \frac{1}{2}$	$J = \frac{3}{2}$	$J = \frac{1}{2}$
+1	2	2, 1	1, 0
0	$(5.1/2), (3.1/2)^2$	$(5.1/2), (3.1/2)^4, (1/2)^2$	$(3.1/2)^2, (1/2)^4$
-1	2, 1^2	2, $1^3, 0^2$	2, $1^3, 0^2$
-2	$(3.1/2), (1/2)^2$	$(3.1/2)^2, (1/5)^5$	$(3.1/2)^2, (1/2)^4$
-3	1, 0^2	$1^2, 0^3$	1, 0
-4	$(1/2)$	$(1/2)$	-

¹⁸⁶ *Ibid.*, p. 228.

Estas hipóteses poderão, também, ser verificadas, para as outras propriedades dos hádrons, se são considerados os novos dados sobre ressonância bariônica.

Para a classificação dos estados, por suposição, o spin isotópico, constitui um número quântico definido, porém, o spin unitário, pode não ter um valor definido.

Com este arcabouço teórico, torna-se possível construir toda a representação SU3, correspondente ao modelo a quatro quarks, um antiquark, através de uma função unitária totalmente simétrica, spin – spin, a quatro quarks. Supõe-se, também, que é produzida uma mistura de multipletos na simetria SU3, e na simetria SU6, diferentes, com o mesmo spin espacial e isotópico, violando as predições feitas por trabalhos baseados na teoria de Gell - Mann e Okubo.

Os isomultipletos, correspondentes ao diferentes valores de estranheza S e do spin J, foram reunidos na tabela anterior, o grau de multiplicidade é igual a 1.

As massas dos bárions, que não contém o mesmo quark e o mesmo antiquark, e as massas dos bárions que são derivadas por efeito isotópico, mas, não unitárias, podem ser descritas pelas equações,

$$m_0 = a_0 + b_0 \Sigma |S_i| + c_0 \mu_1 \mu_2,$$

$$m_1 = a_1 + b_1 \Sigma |S_n| + c_1 \Sigma \mu_n \mu_m,$$

$$\mu_n = (1 - \alpha_1 S_n) \sigma_n.$$

As massas dos outros bárions poderão ser deduzidas pela equação,

$$Ha = d_0 \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 - \beta \\ 1 & 1 & 1 - \beta \\ 1 - \beta & 1 - \beta & (1 - \beta) \end{vmatrix} \begin{matrix} p\bar{p} \\ n\bar{n} \\ \lambda\bar{\lambda} \end{matrix}.$$

..... $p\bar{p}$ $n\bar{n}$ $\lambda\bar{\lambda}$

Os valores dos coeficientes destas equações, ainda não são determinados.

Comparando os dados experimentais com os cálculos teóricos, os valores da paridade e de spin, estão em bom acordo, para ressonância $p\pi^+\pi^+$, para a massa de 1570 MeV, massa prevista pela teoria, ou seja, a coincidência da paridade com aquela dos 56-pleto, spin $J = 3 \frac{1}{2}$, ou, $5 \frac{1}{2}$. A reação,

$$\begin{aligned} p\pi^+\pi^+ &\rightarrow ppppn, \\ 4...quarks...p &\Rightarrow J = 2 \oplus \\ spin...de...1...anti-quark...n &\Rightarrow J = 2 \pm 1/2 \end{aligned}$$

A lei de variação angular da ressonância da partícula N^{+++} está de acordo com os dados de σ , definido por $\sigma = \cos^2 \Theta$, para a reação de decaimento,

$$p + p \rightarrow \Delta^- + N^{+++}.$$

A paridade pode ser determinada, tomando-se o valor da amplitude da onda p, entre os estados: final e inicial, a paridade de N^{+++} , (sabendo-se, que a paridade de Δ^- , é positiva), é, também, positiva. Quanto ao spin, observa-se ausência da onda S, excluindo o valor $3 \frac{1}{2}$ para o spin de N^{187} , implicando o valor de spin $5 \frac{1}{2}$, para N^{+++} , demonstrando, boa previsibilidade teórica.

Na conclusão do artigo, Sakharov¹⁸⁸, elabora uma tabela que mostra a boa aproximação entre o cálculo teórico para valores de estranheza, spin e massa, para quarks e antiquarks, reproduzida abaixo.

I	S	m		I	S	m	
		$\bar{q} = \bar{n}...ou... \bar{p}$				$\bar{q} = \bar{\lambda}$	
3/2,1/2	..0	1570		2	+1	1750	$-0,42c_3$
2,1	-1	1750-0,32	$c_2 - 0,105c_3$	3/2	..0	1930-0,32	$c_2 - 0,48c_3$
3/2,1/2	-2	1930-0,585	$c_2 - 0,21c_3$	1	-1	2110-0,585	$c_2 - 0,54c_3$
1,0	-3	2110-0,81	$c_2 - 0,315c_3$	1/2	-2	2290-0,81	$c_2 - 0,602c_3$
1/2	-4	2990-1,0	$c_2 - 0,42c_3$	0	-3	2470-1,0	$c_2 - 0,637c_3$

189

¹⁸⁷ Andrei Dmitrievich Sakharov, *Ouvres Scientifiques*, pp. 224-230.

¹⁸⁸ *Ibid.*, pp. 230-231.

3.11 O modelo teórico de George Zweig: ases, linhas gerais

O modelo teórico de Zweig, para os quarks, aos quais denomina ases, é datado do ano de 1964, em uma versão pré - impressa do C. E. R. N. de 17 de janeiro de 1964. Em linhas gerais, Zweig, partindo da crítica do modelo dos quarks, na configuração do grupo de simetria SU3, mais especificamente, do modelo dos quarks de Gell - Mann, *The Eightfold Way*, publicado no ano de 1962, no mesmo ano de 1964, é publicado o trabalho de Gell-Mann, sobre o modelo dos quarks, *A Schematic Model of Baryons and Mésons*¹⁹⁰. Não há uma forma única de determinação da intenção bárion - bárion - méson. São possíveis duas formas de acoplamento: F. e D. No modelo de Zweig, a relação entre as constantes de acoplamento: F e D são dados pela solução do problema. As constantes de acoplamento são relacionadas para os diversos tipos de representação, no modelo. No octeto e no singlete, dos mésons, (ρ , κ^* , ω_8), e ω_0 , são possíveis de escrever as suas reações de decaimento, e até mesmo, conforme as estruturas internas, segundo as suas amplitudes, nas formas,

$$\begin{aligned}\omega_8 &\rightarrow \rho + \pi, \\ \omega_0 &\rightarrow \rho + \pi; \dots (\varphi \rightarrow \rho + \pi) \\ &\text{não...considerando...os...resíduos.}\end{aligned}$$

O modelo das interações fracas é considerado, como um caso limite no modelo de Zweig.

Resumidamente, o modelo de Zweig, dos ases, para a arquitetura dos mésons e bárions, contido no seu trabalho de 1964, *An SU₃ Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking II*¹⁹¹, consiste nas seguintes propriedades:

- 1) Há conservação da teoria da corrente vetorial,
- 2) As regras para o decaimento dos lépton:

¹⁸⁹ Andrei Dmitrievich Sakharov, *Ouvres Scientifiques*, p. 230.

¹⁹⁰ Murray Gell-Mann, *A Schematic Model of Baryons and Mésons*, *Physics Letter*, vol. 8, (February, 1964), pp. 214-215.

¹⁹¹ George Zweig, *An SU₃ Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking II*, in *Developments in the Quark Theory of Hadrons*, Don B. Lichtenberg & S. Peter Rosen eds., pp. 22-77.

$$\frac{\Delta S}{\Delta Q} = |\Delta I| = \frac{1}{2}, \text{ resultam do formalismo teórico,}$$

3) São consideradas, as taxas de híperons, no decaimento β ¹⁹².

O modelo inclui aplicações quantitativas para ressonâncias não previstas nas representações SU_3 .

3.12 O modelo Teórico de Zweig

Após examinar os modelos de Gell - Mann e Sakata, a equação para as massas das partículas de Gell - Mann - Okubo, Zweig desenvolve, o seu modelo, para o qual, os oito bárions são partículas fundamentais.

Do modelo de Sakata, Zweig antevê a possibilidade de construir os bárions segundo um triplete (p_0, n_0, Λ_0) , onde (p_0, n_0) , um dubleto de isospin com estranheza zero e Λ_0 , um singleto com estranheza -1, em uma combinação de estados, $3 \times 3 \times 3$, ou, $\bar{3} \times 3 \times 3$, em um grupo de simetria 8, uma vez que $3 \times 3 \times 3 = 1 + 8 + 8 + 10$. Nesta representação a dez dimensões, é possível explicar a estrutura da partícula Δ_8 , como um decuplete construído com três partículas fundamentais, (p_0, n_0, Λ_0) . A representação com 27 dimensões e o modelo do antidecuplete, representado em dez dimensões, formulado no modelo de Gell - Mann de 1962, não é explicitado, no que cabe à aplicação para os bárions, (no modelo dos quarks de 1964, entretanto, Gell-Mann, amplia o modelo para a aplicação aos bárions e mésons).

Os bárions têm número bariônico igual a 3. No modelo, o número bariônico é de 1/3, para cada elemento básico do triplete, tendo carga fracionária calculada pela fórmula de Gell - Mann - Nishijima,

$$q = e \cdot \left[I_z + \frac{1}{2}(B + S) \right].$$

¹⁹² George Zweig, *An SU_3 Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking II*, in *Developments in the Quark Theory of Hadrons*, Don B. Lichtenberg & S. Peter Rosen eds., p. 24.

O dubleto de isospins (p_0, n_0), contém cargas ($2/3, -1/3$), e o singlete de isospin Λ_0 , carga $-1/3$. Zweig denomina p_0, n_0 e Λ_0 , de ases, *aces*, em inglês, cada uma das partículas fundamentais, ou, unidades fundamentais, corresponde a um ás. As cargas, nos ases, são as mesmas que as do tripleto (p, n, Λ), e são expressas em unidades de $-1/3$. As propriedades: de isospin e estranheza, ao longo do espaço – tempo, são conservadas.

O modelo de Zweig considera os ases, com uma representação em espaço vetorial, desenvolvimento teórico semelhante ao desenvolvimento do modelo teórico pra os quarks de Gell - Mann, no artigo de 1962. Os ases são objetos no grupo de simetria SU_3 , em espaço vetorial, com transformações tensoriais a duas, três, e quatro dimensões, correspondentes a representações a 8, 10 e 27 dimensões. Com este formalismo, é possível representar simetrias e assimetrias, da natureza. Zweig, como Gell – Mann teoriza com objetos matemáticos sem uma correspondência direta com a existência real destes objetos como partículas¹⁹³.

Este ceticismo de Zweig, no seu artigo de 1964, é demonstrado na seguinte passagem,

[...] A validade de muitos dos nossos resultados, não podem ser obtidos por evidência direta, dos ases, a menos que, não acreditemos que o mundo seja tão complicado que as mais modernas teorias não consigam explicá-lo. Por exemplo, a fórmula, para as massas dos bárions, pode ser obtida por tratamento linear, dos ases: mas, as partículas físicas, que têm sido pensadas por nós, que compreendem linearidades deste tipo, são bastante razoáveis. Por outras palavras, dizer que os vetores de ases são coisas espúrias, partículas fictícias, computadas para explicar simetrias, não é, também, correto. Ases, à parte de serem coisas espúrias e não convencionais, ligadas, têm diferenças de massa, fisicamente observáveis. O modelo que considerarei é pouco peculiar. É, também,

¹⁹³George Zweig, *An SU_3 Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking II*, in *Developments in the Quark Theory of Hadrons*, Don B. Lichtenberg & S. Peter Rosen eds., pp. 26-27.

literalmente simples, entretanto, complexo, difícil de ser entendido, em termos convencionais. [...]¹⁹⁴

A estrutura dos Bárions, segundo a teoria de Zweig, pode ser construída por três ases (A_1, A_2, A_3). Os estados dos oito Bárions, com os ases, podem ser expressos através de 27 configurações, segundo produtos vetoriais espaciais, da trinca de ases (A_a, A_b, A_c), onde $a = 1, b = 2, c = 3$. O resultado são representações irredutíveis, obtidas todas as permutações dos índices dos ases:

$$A_a \times A_b \times A_c \sim T_{abc} + T_{ac,b} + T_{a,b,c};$$

$$3 \times 3 \times 3 \sim 10 + 8 + 8 + 1.$$

Do fato das transformações serem simétricas, segundo os índices, ou antisimétricas, as combinações destas, permitem descrever as partículas, determinadas pelos seus estados. Por exemplo, a partícula Δ_δ , cuja massa em eletronsvolts corresponde a 1238, pode ser representada como a soma de combinações de transformações de estado simétricas e transformações de estado antisimétricas, conforme a equação abaixo,

$$T_{ab,c} = 1/2\sqrt{2}(T_{abc} - T_{acb} + T_{bac} - T_{bca}).$$

Nesta equação, a transformação de estado T_{abc} , é simétrica em relação aos índices, $T_{a,b,c}$ é antisimétrica, $T_{ab,c}$ é simétrica em relação aos índices a e b.

Os núcleons conhecidos, as partículas sigma e ksi, do grupo dos oito estados bariônicos, podem ser representados pela combinação destas transformações de estado, segundo o modelo dos ases de Zweig. Desta identificação e transformações, com a inspeção dos índices se torna imediata à identificação do bárion, seu número de isospin, estranheza, carga elétrica, obtida pela combinação de cargas fracionárias, semelhante ao modelo dos quarks de Gell – Mann: $(u,d,s) = (2/3, -1/3, -1/3)$. As massas dos bárions, segundo o modelo de Zweig, é uma combinação linear de massas e energias de ligação dos estados representados pelas transformações. Por exemplo, no octeto dos bárions, a massa do bárion representado por T_{abc} é igual à soma das massas dos ases subtraída das energias de ligação

¹⁹⁴ George Zweig, *An SU_3 Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking II*, in *Developments in the Quark Theory of Hadrons*, Don B. Lichtenberg & S. Peter Rosen eds., p. 27.

representadas pela combinação de dois destes três índices, que relacionam a interação entre os *aces*,

$$m(T_{abc})=m(a)+m(b)+m(c)-E_{ab}^8-E_{a.c}^8-E_{bc}^8.$$

Para simetrias unitárias as massas e as energias de ligação dos três ases são iguais, e por consequência, as massas de todos os bárions são idênticas¹⁹⁵.

Há quebra da simetria unitária porque o Λ_3 é mais pesado do que o duplete (A_1, A_2), como no modelo de Sakata, para o qual a partícula Λ é assumida como mais pesada do que o par de núcleons (p, n). Deste fato decorre a distinguibilidade dos bárions, e o crescimento das massas destes com a estranheza, desprezadas as energias de ligação. As diferenças de massas, entre as partículas que compõem o octeto dos bárions, podem também, ser explicadas, pela forma diferente com que o Λ_3 é ligado na estrutura. A quebra de simetria unitária pode ser explicada pelas interações: forte e eletromagnética. O mesmo modelo é aplicado ao decuplete dos bárions com as mesmas suposições e algumas ressalvas: as energias de ligação entre os ases são diferentes no decuplete com relação ao octeto. Enquanto no octeto, a relação $J^P=1/2^+$ existe, no decuplete o mesmo spin e paridade são ausentes. Na quebra de simetria unitária, o decuplete se compõe de estados degenerados, as massas crescem linearmente com o crescimento da estranheza, as energias de ligação entre os ases é uma média entre dois estados dos ases ligados. Há uma relação entre o sinal da carga elétrica da partícula e a sua massa correspondente, “quanto mais negativa se torna, a carga elétrica, mais pesada se torna”¹⁹⁶.

O singleto dos bárions, previsto e confirmado por choque de partículas em aceleradores próton e antipróton, é resultado da quebra de simetria unitária. A partícula Λ surge da quebra de simetria unitária configurando o singleto, surge para energias previstas em 1405 eletronsvolts.

O modelo teórico de Zweig demonstra uma capacidade de previsão tão boa quanto o modelo teórico de Gell - Mann, para os bárions, ambos são

¹⁹⁵ George Zweig, *An SU_3 Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking II*, in *Developments in the Quark Theory of Hadrons*, Don B. Lichtenberg & S. Peter Rosen eds., pp. 28-29.

¹⁹⁶ *Ibid.*, pp. 29-36.

publicados no ano de 1964. O modelo de Gell - Mann, dos quarks, se torna aceito amplamente pela comunidade científica de pesquisas em física de altas energias e partículas, o que não acaba ocorrendo com o modelo de Zweig. A análise do período, em específico, da década de sessenta, demonstra um período de concorrência entre modelos, teorias e experimentos, convergindo para o modelo paradigmático em partículas fundamentais, como aborda Thomas Khun. Gell – Mann conceitua teoricamente estas entidades como objetos fundamentais, quarks, Zweig, *aces*. Os dois modelos teóricos se reportam as teorias de Dirac e Pauli, para o elétron, em 1928.

Dirac resolve as equações quânticas para os dois sinais da energia relativística; prevê a partir do formalismo teórico, a existência de antipartículas, dando novo impulso às pesquisas em partículas fundamentais da matéria, já antecipadas nos modelos teóricos e experimentais de 1920, fundados nas pesquisas de Rutherford, sob a estrutura da matéria, no bojo das quais surge a discussão sobre partículas fundamentais e complexas. Da análise dos dados da pesquisa de 1920, conclui que poderia existir uma partícula complexa no núcleo atômico, um elétron positivo; esta observação de Rutherford é retomada por Chadwick nas experiências que provam a existência do nêutron, argumentando que esta partícula comportava, em sua estrutura interna, um próton e um elétron, portanto, o nêutron seria uma partícula complexa. Pauli em 1930, tentando compatibilizar o cômputo do balanço entre spins, energias, cargas, momentos e massas, de reagentes e produtos, para o decaimento beta, introduz uma partícula bizarra, com carga nula, spin meio e massa zero, o neutrino, descoberto experimentalmente em 1956, por Cowan e Reines, em Los Alamos, depois de uma série histórica de experimentos em decaimento beta e decaimento beta inverso, realizados por Irene Curie e Frederic Joliot, e que comprovavam, também, a existência do pósitron. O pósitron teve a sua existência comprovada experimentalmente, provando o acerto de previsão, das equações de Dirac, em 1931 por Anderson, iniciando uma verdadeira disputa teórica e experimental em pesquisas sobre física de partículas e altas energias. Nas décadas de sessenta e setenta, os teóricos buscavam as teorias e modelos que explicassem a verdadeira cornucópia de partículas, que as pesquisas em

raios cósmicos, em aceleradores de partículas, em astrofísica e em cosmologia, evidenciavam. Neste período histórico, surgem às teorias de calibre, e do desenvolvimento da eletrodinâmica quântica, as teorias sobre as partículas com cargas fracionárias da carga elétrica do elétron, destas destacam-se: a teoria dos *quarks* de Gell - Mann e dos *aces* de Zweig, com contribuições importantes de Feynman e Sakharov. Tanto a teoria de Gell - Mann quanto à teoria de Zweig, procuram explicar a estrutura interna de partículas complexas, através das composições de partículas, ou, objetos fundamentais que aparecem confinadas nas suas estruturas internas. Desta ligação, ou, interação entre partículas confinadas, surge, a possibilidade da existência de forças de cor, os glúons, que se revelaram bósons. Os modelos são semelhantes ao modelo teórico do potencial escalar de Yukawa, cujos mensageiros entre prótons e nêutrons, é um bóson, o méson, descobertos experimentalmente pelo grupo de pesquisas em partículas da Universidade de Princeton. Os mésons explicavam a estabilidade do núcleo atômico. No caso dos quarks e ases estes bósons, forças de cor, explicam a estabilidade da estrutura interna das partículas complexas, por eles compostas. Os prótons e os nêutrons são inseridos na classificação das partículas compostas, suas estruturas internas podem ser construídas pela arquitetura dos quarks. A teoria mais aceita sobre forças de cor foi desenvolvida por Yoshiiro Nambu, na década de setenta. Os bósons de cor recebem o nome de glúons.

O modelo teórico de Zweig tem, também, boa capacidade de previsão para a estrutura dos mésons¹⁹⁷.

¹⁹⁷ George Zweig, *An SU₃ Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking II*, in *Developments in the Quark Theory of Hadrons*, Don B. Lichtenberg & S. Peter Rosen eds., pp. 37-47.

4º Capítulo

4.1 Filosofia e História da Ciência e História das Partículas

Das pesquisas bibliográficas, em jornais e revistas científicas, no período histórico pesquisado e segundo a “evolução” das teorias em partículas, constatamos que o período de “desenvolvimento científico”, corresponde ao período de crise da ciência, no qual, há concorrência entre as teorias. O período seguinte corresponde ao do aparecimento da teoria paradigmática, que em partículas, na atualidade, a comunidade científica entende que a candidata é a teoria das supercordas. Esta análise é pertinente se consideramos o trabalho de Khun, *A Estrutura das Revoluções Científicas*. As mudanças no léxico, em termos conceituais e semânticos, em relação aos conteúdos do conhecimento do passado reafirmam a hipótese à tese. A análise, segundo a linguagem, também, podem ser tomadas no entendimento de Khun, referente aos outros estudos contidos em outras obras: *A Tensão Essencial* e *O Caminho desde a Estrutura*. A análise, conforme Khun, não é só histórica, como em história da ciência, mas, também, filosófica, segundo uma análise epistemológica.

O aparecimento da teoria paradigmática está inserido em um cenário, no qual, há rupturas epistemológicas, em relação ao conhecimento científico do passado, portanto, é pertinente à análise de Bachelard. As mudanças conceituais, segundo a análise de rupturas de Bachelard, estabelecem que, o conhecimento da ciência atual tem contato residual em relação ao conhecimento da ciência do passado, restando quase nenhuma relação entre este e aquele. Bachelard analisa o conhecimento gerado historicamente pela ciência segundo uma epistemologia referenciada a ciência, como se depreende da leitura do *Le Nouvel Esprit Scientifique*. O erro e o obstáculo, na evolução do conhecimento científico, estão presentes na análise bachelardiana. Bachelard entende a epistemologia como uma ponte entre a evolução do conhecimento científico e a história da ciência. Qual é o papel do obstáculo epistemológico que oculta a solução dos problemas, no tempo histórico? Qual é a relação entre a epistemologia e a história da ciência? Escreve Bachelard,

[...] O historiador da ciência deve tomar as idéias como fatos. O epistemólogo deve tomar os fatos como idéias, inseridos em um sistema de pensamento. [...] ¹⁹⁸

Para Bachelard,

[...] o epistemólogo deve traçar a evolução do pensamento científico, para tanto, deve escolher entre os documentos recolhidos pelo historiador, fazendo destes um julgamento crítico. O estudo do obstáculo epistemológico permitirá a história da ciência ser uma autêntica história do pensamento científico. [...] ¹⁹⁹

A retórica de Bachelard é plena de dialética, a sua epistemologia é uma epistemologia dialética, dialética que contém argumentos psicológicos e lógicos, em uma estrutura em que o conhecimento é histórico. Nesta epistemologia dialética a retificação do erro é uma valorização do saber, ela reorganiza o saber a partir de si mesmo, abolindo a sua própria historicidade ²⁰⁰.

Se Bachelard entende que o historiador da ciência deve tomar as idéias como fatos históricos e que o epistemólogo deve tomar os fatos como idéias, sendo a epistemologia um estudo da evolução do pensamento científico, a história da ciência, segundo Bachelard, deve se tornar uma história das idéias, uma história do pensamento científico. O entendimento de outro epistemólogo, Georges Canguilhem, é algo diverso. A epistemologia de Bachelard, é apropriada para análise da situação de crise em que se encontra a ciência das partículas, como também são pertinentes os estudos de Khun, o obstáculo epistemológico, entre as novas teorias concorrentes e a velha eletrodinâmica quântica, está na elaboração da teoria síntese e paradigmática, que para boa parte da comunidade científica em física de partículas, a candidata mais provável é a teoria das supercordas. A superação do erro, e do obstáculo epistemológico, está em reunir as teorias de calibre com as teorias em gravidade quântica. A abordagem não é só epistemológica, mas, também em história da ciência. De que história da

¹⁹⁸ Gaston Bachelard, *L'Histoire des sciences dans l'enseignement Scientifique*, apud. Georges Canguilhem, *Études D'Histoire et de Philosophie des Sciences*, p. 177.

¹⁹⁹ Georges Canguilhem, *Études D'Histoire et de Philosophie des Sciences*, p. 177.

²⁰⁰ *Ibid.*, pp. 204-205.

ciência se espera a resposta segundo o caminho mais objetivo? Da concepção de história da ciência de Bachelard, de Khun?

Georges Canguilhem²⁰¹, responde a estes questionamentos, com três outros questionamentos. As perguntas sobre o que é história da ciência, envolvem as respostas ao que é, ao por que é e como é; implicando em, de qual história da ciência se trata de ser história. A resposta ao que deve ser ensinado, o que deve ser pesquisado, onde deve ser pesquisado em história da ciência? Canguilhem responde que deve ser no espaço das instituições universitárias. Qual deve ser a localização e o método? Quanto à localização, o domínio da história da ciência, institucional, está na Faculdade de Ciências e o seu método no domínio da Faculdade de Filosofia. Entendida como uma espécie em um gênero, o domínio da história da ciência está em um instituto de pesquisas históricas. A relação entre a história da ciência e as outras disciplinas em história: geral, social, ou, mesmo com as ciências, são estabelecidas por via indireta. Mesmo em filosofia, tal contato é indireto e por intermédio da história da filosofia. A sua sustentação em relação à história da ciência não é mais do que a sustentação desta com relação às ciências²⁰².

A resposta ao por que, simétrica de qual história da ciência, para Canguilhem²⁰³, envolve três razões do por que fazer história da ciência: uma razão histórica, uma razão científica e uma razão filosófica. A razão histórica se refere aos fatos delimitados de uma pesquisa, rivalidade entre pesquisadores, comemorações, propriedade intelectual, da prioridade da descoberta. A razão filosófica é atinente não só à epistemologia, como, também, à história da ciência,

[...] a razão propriamente filosófica é a de que sem a referência à epistemologia uma teoria do conhecimento será uma meditação sobre o vazio e que sem relação com a história da ciência, uma epistemologia será um dublê perfeitamente supérfluo da ciência, da qual, pretende discorrer. [...]²⁰⁴

²⁰¹ Georges Canguilhem, *Études D'Histoire et de Philosophie des Sciences*, pp. 9-23.

²⁰² *Ibid.*, pp. 10-11.

²⁰³ *Ibid.*, p. 11.

²⁰⁴ *Ibid.*, pp. 11-12.

E quanto à história da ciência, e aos modelos de desenvolvimento das ciências experimentais? Canguilhem contrapõem ao modelo de laboratório, o entendimento da função da história da ciência. A relação entre a história da ciência e a epistemologia. Às sutilezas das considerações entre a ciência do passado e o passado da ciência, Canguilhem remete a epistemologia que empresta a história da ciência o critério de julgamento, ensinando qual a derradeira linguagem, com a qual se expressa uma determinada ciência. Como escreve Canguilhem,

[...] Ao modelo do laboratório, podemos opor, para compreender a função e o sentido de uma história da ciência, o modelo da escola, ou, do tribunal, de uma instituição e de um espaço, no qual, são feitos os julgamentos sobre o passado do saber, e sobre o saber do passado. Mas, falta aqui quem julgue. É a epistemologia que fornece a história o princípio do julgamento, ela lhe ensina a derradeira linguagem falada por uma dada ciência. [...]²⁰⁵

Neste trecho, constatamos que a epistemologia é uma ponte na interpretação, dos fatos do passado de uma determinada ciência, é a mestra que traduz a linguagem com que esta se expressa. É ela que torna possível, à história da ciência, o critério com que julga a pertinência do conceito, indexado em um conteúdo no tempo histórico, do desenvolvimento do conhecimento científico de uma determinada ciência. Portanto, segundo Canguilhem, a epistemologia é necessária ao discernimento entre o que é história da ciência, história do conhecimento pré – científico e história do conhecimento estabelecido. No texto, Canguilhem fala da impossibilidade deste discernimento sem a epistemologia,

[...] Sem a epistemologia será, portanto, impossível de discernir entre duas histórias da ciência, aquela do conhecimento pré - científico daquela do conhecimento sancionado [...]²⁰⁶

Sobre o passado de uma ciência e a ciência do passado, o questionamento importante, em refutando os textos clássicos, é o de que a história da ciência não é o estudo do progresso científico de forma invertida,

²⁰⁵ Georges Canguilhem, *Études D'Histoire et de Philosophie des Sciences*, p. 13.

²⁰⁶ *Ibid.*, p. 13.

analisar a história da ciência no passado, partindo de uma óptica no presente. Conforme conceitua Canguilhem,

[...] A história da ciência não é o progresso da ciência invertido, isto é, colocar em perspectiva as etapas passadas onde a verdade de hoje é o ponto de partida. Ela é um esforço para pesquisar e compreender em que medida as noções de posições, ou, de métodos do passado foram, em sua época, ultrapassados, e por consequência, o que do passado restou como atividade que pode ser conservado como algo de científico. [...] ²⁰⁷

Canguilhem encaminha o seu discurso para o modo de fazer a história da ciência. Analisa as abordagens das escolas denominadas “internalistas” e “externalistas”, concluindo que a resposta se encontra na história que deve ser feita em história da ciência. A escola “externalista” entende a ciência como um campo ampliado de cultura, o campo social, a história da ciência como um campo do conhecimento em um meio cultural maior. Segundo a escola “internalista”, os fatos são vistos como uma sequência de eventos associados às descobertas científicas. Existe, conforme esta última escola, o privilégio da teoria sobre os fatos empíricos. A definição do objeto de pesquisa é o diferencial na abordagem das duas escolas. A escola “internalista” difere da escola “externalista” por seu objeto de estudo. Como fazer e qual deve ser a história da ciência a ser feita, remete ao objeto do que e de como fazer. Canguilhem, através de uma sequência de argumentos encadeados aproxima a definição do objeto da história da ciência. Escreve Canguilhem,

[...] O objeto da história da ciência é, portanto, um objeto não dado, um objeto, que é essencial em sua forma incompleta. De alguma forma a história da ciência não pode ser feita como a história natural de um objeto cultural. Entretanto, freqüentemente, ela é feita como história natural, porque identifica a ciência através dos seus sábios, através da sua biografia civil e acadêmica, ou, porque ela identifica a ciência

²⁰⁷ Georges Canguilhem, *Études D'Histoire et de Philosophie des Sciences*, p. 14.

através dos seus resultados e os resultados através dos seus enunciados pedagógicos atuais. [...] ²⁰⁸

O refinamento do argumento sobre o objeto da história da ciência, que sai do estudo histórico das ciências do comportamento humano, revela um objeto de estudo que envolve vários campos do estudo científico: um objeto revelado por estudos da ciência e da não ciência, da ideologia e da prática política e social. Onde situar o objeto de estudo neste contexto? O objeto de estudo se situa na própria história da ciência. Na própria história da ciência se pensamos em sua localização teórica segundo as questões propostas pela ciência e se situamos a prática científica no seu futuro. Existe inerente aos conteúdos, definições e termos teóricos que comunicam as descobertas. Estes termos são elementos de comunicação em um estilo, parte de uma linguagem científica, que formula questões e procura respostas. O estudo crítico destas questões e de suas respostas é o objeto próprio da história da ciência.

Para Canguilhem, o que é, por que e como, em história da ciência, obtém respostas referenciadas ao objeto de estudo. A sua análise, produziu o filtro intelectual para definições segundo as outras escolas, incluindo entre estas, as “internalistas” e as “externalistas”, e as suas próprias: segundo as suas próprias pesquisas, identificou o objeto resultando na definição refinada. Entretanto, das suas observações, surgem elementos complementares da análise. Os níveis dos objetos, segundo domínios teóricos específicos. Estes domínios específicos estão relacionados à pesquisa: catalogação de documentos, a descrição de instrumentos e técnicas, interpretação de questões e métodos, crítica e análise de conceitos. O que torna o estudo dos eventos históricos objetos da história da ciência é a sua relação com o estado teórico e com o seu estado de uso. Acompanhando o raciocínio no argumento de Canguilhem,

[...] A história da ciência pode, sem dúvida, distinguir e admitir vários níveis de objetos, no domínio teórico específico que a constitui: catalogação de documentos, descrição de instrumentos e técnicas, interpretação de questões e métodos, conceitos a

²⁰⁸ Georges Canguilhem, *Études D'Histoire et de Philosophie des Sciences*, p. 18.

serem analisados e criticados. [...] A história dos instrumentos, ou, das academias não é história da ciência, se não quando os colocamos segundo seus usos e destinos em teoria. [...] ²⁰⁹

A história da ciência, portanto, segundo Canguilhem, é uma atividade axiológica, uma pesquisa da verdade.

Resta compreender em que sentido é definido o tempo histórico em história da ciência. Canguilhem, diz que a história da ciência é o relato progressivo: da inteligência e da verdade, que contem em si mesma o próprio tempo, um tempo diferente, a partir do qual, procura reviver o discurso teórico do passado, a partir de uma linguagem do discurso presente, que permite compreendê-lo.

Com Bachelard Khun e Canguilhem, a história da ciência não existe sem a epistemologia. Canguilhem de acordo com Bachelard, diz que a história da ciência tem por objeto o estudo das teorias científicas em um tempo histórico específico, o da história da ciência. Tanto Bachelard, Khun e Canguilhem falam de uma linguagem apropriada às teorias científicas, segundo códigos de comunicação, que exigem decodificação, e que implicam em um léxico próprio, segundo Khun, com conteúdos e significados indexados no período em que foram desenvolvidas as teorias. Canguilhem diz que os códigos de comunicação das teorias do presente, permitem a decodificação dos códigos das teorias do passado, das quais, Bachelard entende que são resíduos do conhecimento do passado. O período revolucionário do conhecimento científico, segundo Khun, de rupturas, segundo Bachelard, tende a confluir para teorias paradigmáticas, ou, uma teoria paradigmática. Esta condição no tempo histórico pode ser analisada segundo o objeto da história da ciência e da epistemologia, através da análise das teorias que confluem para a teoria paradigmática. O conhecimento da física de partículas, no atual estágio, evidencia as condições para a ruptura entre o conhecimento da ciência atual e a ciência do passado, segundo as pesquisas efetuadas em teorias, e experiências em física de partículas. E mais, o estudo das partículas, suas teorias e experimentos, envolvem estudos de sistemas irreversíveis termodinâmicos,

²⁰⁹ Georges Canguilhem, *Études D'Histoire et de Philosophie des Sciences*, p. 19.

sob os quais devem ser reescritas as teorias quânticas que descrevem as trajetórias, calculam os momentos e energias relativísticas envolvidas. A análise do período histórico se completa com os estudos de Ilya Prigogine²¹⁰, sobre as equações quânticas em sistemas irreversíveis, que implica na flecha do tempo, uma direção preferencial, no tempo, de desenvolvimento de tais sistemas.

Ilya Prigogine modifica, em parte, as equações quânticas para introduzir a possibilidade de descrever os sistemas irreversíveis. Duas mudanças nos arcabouços, um físico e matemático, e um outro, probabilístico são introduzidos, inserindo as equações quânticas consoantes a descrição de sistemas dinâmicos irreversíveis: as medidas das grandezas físicas das partículas pelas amplitudes das funções de onda das equações quânticas, são substituídas pela própria probabilidade e as ressonâncias de Poincaré²¹¹.

As equações de decaimento das partículas após os choques relativísticos, em aceleradores de partículas, ou, nos chuveiros cósmicos, relatados pelos detectores, calorímetros e emulsões fotográficas assemelham-se às descrições dos sistemas de ressonâncias de Poincaré. Tais distribuições topográficas, descritivas das reações de decaimento, estão associadas a sistemas irreversíveis, onde o estado final das partículas é diferente do estado inicial, tendo como referência os tempos associados ao evento colisão, às temperaturas iniciais e finais do processo, que evoluem de um sistema quente para um sistema frio. Como descreve Prigogine, sobre as ressonâncias de Poincaré,

[...] Essas ressonâncias acoplam processos dinâmicos exatamente como elas acoplam os harmônicos na música. Na descrição diagramática que introduzimos, elas acoplam fragmentos de destruição e de criação [...] Isso leva aos novos processos dinâmicos que partem de um dado estado de correlação (por exemplo, o vazio de correlação) e voltam ao mesmo estado de

²¹⁰ Ilya Prigogine, *O fim das certezas*, capítulo 6, pp. 135-155.

²¹¹ *Ibid.*, pp. 135-137.

correlação. Em nossos diagramas, esses processos dinâmicos constituem bolhas. [...] ²¹²

As bolhas são processos dinâmicos com início nas ressonâncias de Poincaré. Tais efeitos quebram a simetria do tempo, não encontram explicação em termos clássicos das trajetórias newtonianas, induzem a conclusão de que o desenvolvimento das colisões só pode ser descrito em termos estatísticos, segundo a evolução das distribuições de probabilidade ²¹³.

Prigogine observa que os sistemas de ressonâncias de Poincaré são aplicáveis aos sistemas clássicos newtonianos, e, também, aos sistemas quânticos. Tanto para os sistemas clássicos como para os sistemas quânticos, as descrições são individuais, pressupondo a descrição de trajetórias, ou funções de onda com tratamento probabilístico. Os sistemas de ressonâncias de Poincaré permitem descrever os sistemas quânticos em termos estatísticos, com validade fora do espaço de Hilbert, com a quebra de simetria temporal, sendo irreduzível à descrição individual em termos de função de onda ²¹⁴.

Os fenômenos envolvendo partículas: colisões, aniquilamentos, colisões, decaimentos, são descritos por equações quânticas em um arcabouço das teorias de equilíbrio, ou modelo padrão. O fenômeno não é só quântico, mas, também, gravitacional e relativístico, envolvendo sistemas termodinâmicos irreversíveis, com tratamento estatístico e probabilístico. Prigogine analisa os aspectos polêmicos da mecânica quântica, entendendo que com a nova formulação, teria resolvido estes pontos fundamentais: a não redutibilidade das funções de onda, a interpretação dualística, complementaridade, não localidade, simetria temporal, a introdução da incerteza nas medidas quânticas ²¹⁵. Propõem a compatibilidade entre a mecânica quântica e a termodinâmica, no que define como formulação de uma teoria quântica realista em dois planos. Como escreve Prigogine,

[...] Um aspecto inesperado da solução que obtivemos é que permite resolver ao mesmo tempo o paradoxo que caracteriza a

²¹² *Ibid.*, p. 128.

²¹³ Ilya Prigogine, *O fim das certezas*, capítulo 6, pp. 128-129.

²¹⁴ *Ibid.*, p. 135.

²¹⁵ *Ibid.*, pp. 135-137.

mecânica quântica e o conflito com a termodinâmica, que faz com que a mecânica quântica participe da herança newtoniana. Obtemos, assim, uma formulação da teoria quântica que podemos caracterizar como realista em dois planos. Por um lado, esta formulação confere um significado dinâmico ao traço essencial do mundo constituído por seu aspecto evolutivo, de que a termodinâmica é testemunha. Por outro lado, ela permite interpretar em termos dinâmicos a redução da função de onda. A transição das funções de onda aos conjuntos pode ser interpretada como resultado das ressonâncias de Poincaré, e isto sem nenhuma intervenção misteriosa do observador e sem recorrer a nenhuma hipótese incontrolável. [...]²¹⁶

Prigogine argumenta sobre a volta ao realismo, porém, não ao determinismo. Por que diz que ao contrário de uma volta ao determinismo, há reforço na dimensão probabilística presente na teoria quântica? A implicação falsamente determinista de que os sistemas clássicos assim como os quânticos, são descritos pela nova teoria dos sistemas dinâmicos instáveis, segundo o autor, é uma descrição realista e ao mesmo tempo estatística. As grandezas físicas presentes na teoria são descritas como probabilidades. É possível tornar mais claro o entendimento e discernir com mais propriedade entre determinismo, realismo e probabilidades. Na dinâmica clássica, as equações de movimento podem ser descritas pela função hamiltoniana.

A noção de trajetória é associada ao movimento e determinada pelas equações de movimento. Na teoria quântica, é associada à partícula, uma função de onda, ao quadrado da função de onda é associada uma função de distribuição de probabilidade em relação à localização da partícula. À função de Hamilton, a teoria quântica associa o conceito matemático de operador, passando as grandezas físicas a serem representadas por operadores matemáticos, submetidos à álgebra dos operadores. Não é possível medir ao mesmo tempo duas grandezas não comutáveis, segundo a álgebra dos operadores, por exemplo, momentos e posições, variação de

²¹⁶ Ilya Prigogine, *O fim das certezas*, capítulo 6, p. 137.

energias e intervalos de tempos, limitadas que se acham tais medidas simultâneas ao princípio da incerteza de Heisenberg. As variáveis quânticas são discretas. A noção de trajetória e determinação do movimento da partícula, à noção de objeto, da física clássica, a teoria quântica associa funções de onda e distribuição de probabilidade. As funções de onda são simétricas em relação ao tempo. Introduzindo o sinal negativo no tempo, as funções de onda podem ser substituídas pelo seu complexo conjugado, resultando em duas descrições complementares, uma voltada para o passado, e uma outra, voltada para o futuro. A inovação de Prigogine está em introduzir na teoria quântica a noção de quebra de simetria temporal, e as condições de irreversibilidade dos sistemas termodinâmicos. As concepções de Prigogine se afastam de uma restauração de uma ordem: realista e determinista tradicional, cujo modelo é a trajetória, buscando uma teoria mais geral, em direção oposta. De acordo com Prigogine,

[...] Alguns ainda não renunciaram à esperança de restaurar o realismo determinista tradicional cujo modelo é oferecido pela trajetória. Nossa atitude situa-se no oposto. Já no estudo das aplicações caóticas e da dinâmica, encontramos certas limitações da noção de trajetória. Nosso procedimento inscreve-se na noção de mecânica quântica. O objeto da física não corresponde mais a uma intuição ingênua. Toda definição, inclusive do objeto “trajetória”, é o resultado de uma construção físico - matemática submetida às exigências de nosso diálogo experimental com a natureza. Tanto a física quântica quanto a noção de instabilidade nos levam a cingir os limites de validade da noção de trajetória e a introduzir uma descrição mais geral. [...]²¹⁷

Do princípio da incerteza de Heisenberg, decorre a impossibilidade de medição de duas grandezas físicas simultaneamente, a posição e o momento, a variação da energia e o intervalo de tempo. O princípio de Heisenberg introduz o elemento subjetivo na teoria quântica, o observador é não dissociado do observado. Prigogine entende que com a introdução dos grandes sistemas de Poincaré no formalismo teórico, e o conceito de não

²¹⁷ Ilya Prigogine, *O fim das certezas*, capítulo 6, p. 141.

reversibilidade dos sistemas termodinâmicos, com a quebra de simetria do tempo das equações quânticas de Schrödinger, consegue levantar o caráter dualista e o elemento de subjetividade da teoria quântica. O desenvolvimento proposto por Prigogine contém alguns encadeamentos teóricos básicos: Da semelhança formal entre os operadores: o hamiltoniano aplicado às funções de onda, na teoria quântica, e o de Lioville, aplicado às distribuições de probabilidade, é possível substituir o conceito dos observáveis, definidos pela amplitude ao quadrado das funções de onda quânticas, pela definição da função de distribuição de probabilidade, podendo a teoria ser formalizada fora do espaço de Hilbert. Com a introdução das ressonâncias de Poincaré, e a irreversibilidade dos sistemas termodinâmicos, surge, a quebra de simetria temporal dos sistemas quânticos, e a introdução da objetividade na medida das grandezas físicas, eliminando o elemento subjetivo. O reforço do conceito probabilístico, introduzido pelo operador de Lioville, afasta a teoria de Prigogine, do aspecto determinista das leis da física clássica. A introdução dos Grandes Sistemas de Poincaré remove a necessidade do observador no que é observado, tornando a medida auto - definida, re - introduzindo a objetividade na teoria quântica²¹⁸.

Radicalmente em relação à Prigogine, quanto à mudança no conhecimento histórico e epistemológico, se encontra David Bohm²¹⁹, entendendo o advento da teoria quântica, ao propor a sua teoria com variáveis ocultas, como uma mudança radical em relação à velha ordem implicada nas teorias, no seu desenvolvimento histórico.

Bohm entende a evolução do conhecimento, como implicada em níveis ordenados, em uma ordem maior. O que caracteriza o corpo de conhecimento é a sua ordem e as medidas descritivas. Na física clássica essa ordem é caracterizada por um conjunto de coordenadas cartesianas, a noção de uma ordem de tempo universal e absoluto independente do espaço. As medidas implicam em medidas em dimensões pertencentes à geometria euclidiana. Com as ordens é possível construir estruturas. A estrutura clássica pode ser fragmentada até a sua partícula fundamental, identificada a

²¹⁸ Ilya Prigogine, *O fim das certezas*, capítulo 6, pp. 141-155.

²¹⁹ David Bohm, *A Totalidade e a Ordem Implicada*, pp. 154-188.

um ponto geométrico, imagem de um diminuto corpo rígido. É uma estrutura analisável. Há interações entre as partículas. A analogia da ação destas partículas é assimilada aos componentes cinéticos de uma máquina. O corpo de conhecimento é racional e determinista, os fenômenos são explicados por relações de causa e efeito. A mecânica newtoniana é aplicável²²⁰.

O surgimento de novas teorias implica no aparecimento de novas ordens. Anteriores ao aparecimento de uma nova ordem, surgem fenômenos não explicados pela velha ordem, aos quais Bohm identifica como rupturas, e que prenunciam o aparecimento de uma nova ordem. O movimento browniano não pode ser explicado segundo as leis da física clássica. Exigiria um novo arcabouço teórico não determinista, que foi encontrado com uma teoria estatística. As forças aleatórias associadas às mudanças de movimento, forças de Langevin, encaminhavam a explicação causal para uma explicação probabilística. A explicação do movimento browniano traria uma interpretação estatística para a mecânica clássica. E com esta uma interpretação das leis da física em termos probabilísticos, que estabeleceria uma nova ordem relacionada às teorias quânticas. Conforme o entendimento de Bohm, esta nova ordem implicaria em uma nova métrica em um outro espaço geométrico, o de Hilbert, a mudança de objeto, na descrição do movimento, da trajetória para a física clássica, para as funções de onda da teoria quântica. Há mudança conceitual das teorias deterministas para as teorias probabilistas, da mecânica clássica para a mecânica quântica. A ruptura próxima, no desenvolvimento da mecânica clássica, ocorre com a publicação da mecânica relativística²²¹, no ano de 1905.

A teoria da relatividade é a primeira ruptura em relação à mecânica clássica. Ela implica em uma ruptura em relação às noções clássicas de ordem e de medida. Implica na mudança de geometrias, de coordenadas, introduzindo o observador em um referencial com movimento relativo, em um hiper - espaço, dotado de três eixos ortogonais espaciais e um temporal. A teoria da relatividade trata dos movimentos na velocidade da luz. A ruptura proporcionada pela teoria da relatividade, questiona o princípio de

²²⁰ *Ibid.*, pp. 166-167.

²²¹ David Bohm, *A Totalidade e a Ordem Implicada*, p. 167.

Galileu e Newton, de que se dois móveis se deslocam com velocidades diferentes, se o anterior, desloca com velocidade escalar maior do que um outro que lhe precede, deslocando com velocidade escalar menor, poderia ultrapassá-lo, qualquer que fosse a sua velocidade, desde que finita. A teoria da relatividade impõe um limite à velocidade de um móvel, a velocidade máxima de deslocamento deste não pode ser superior à velocidade da luz. Como escreve Bohm,

[...] Ora, um aspecto da ordem e da medida clássicas de Galileu e Newton é que se pode, em princípio, alcançar e ultrapassar um objeto que esteja descrevendo qualquer forma de movimento, contanto que a velocidade seja finita [...] supor que podemos alcançar e ultrapassar a luz leva a absurdos.[...] ²²²

A teoria da relatividade implica em mudança na ordem, introduzindo novas noções de ordem e de medida do tempo. As noções não são mais absolutas, mas, relativas à velocidade de um sistema de coordenadas em movimento. Esta ruptura em relação à mecânica clássica se evidencia, também, no vocabulário da teoria da relatividade, implicando em mudanças de conteúdo semântico e significado, como nos conceitos de objeto e de sinal, de objeto e de movimento, de sinal e de movimento,

[...] Uma mudança na linguagem muito significativa está envolvida na expressão da nova ordem e da medida do tempo manipuladas pela teoria relativística. A velocidade da luz é considerada não como a possível velocidade de um *objeto*, mas, sim, como a velocidade máxima de propagação de um *sinal*. Antes disso, a noção de sinal não havia desempenhado nenhum papel na ordem descritiva geral subjacente da física, mas agora desempenha um papel fundamental neste contexto. [...] ²²³

Definições, como a de corpo rígido, em mecânica clássica, que é central nesta teoria, já não é fundamental na teoria da relatividade. Aquela se insere na velha ordem, em relação a qual esta rompe implicando em novas noções de estrutura quanto à ordem e quanto à medida. As noções primárias, em teoria da relatividade, não estão mais em corpos rígidos, ou

²²² David Bohm, *A Totalidade e a Ordem Implicada*, p. 168.

²²³ *Ibid.*, p. 169.

na definição abstrata de partículas puntiformes, para as quais não tem definição, mas, nas novas noções de eventos e de processos²²⁴.

A mudança mais radical nas noções de ordem e de medida, e a ruptura mais acentuada em relação ao arcabouço teórico da física clássica, estão situadas no desenvolvimento das teorias quânticas, entre o final de século XIX e meados do século XX. Bohm escreve que a teoria quântica trouxe um colapso da ordem anterior da física, uma ruptura em relação a esta velha ordem e a introdução de uma nova ordem. As mudanças trazem um novo vocabulário que traduz os conceitos para uma nova abordagem para os fenômenos físicos, implicam em mudança do tratamento conceitual da matéria segundo corpos extensos, trajetórias contínuas, objetos materiais, equações deterministas. Na teoria quântica os objetos são compreendidos como tendo um comportamento dualista de partícula e de onda, na nova teoria quântica para a luz. Para a distribuição contínua de energia, definida pela teoria da radiação de Maxwell, a teoria quântica conceitua uma distribuição discreta de energia associada à propagação em pacotes de luz, quantum de radiação, localizados em um volume diminuto, no espaço de propagação. Às equações da mecânica clássica para o movimento das partículas, a teoria quântica traz novos conceitos, associando ao movimento, funções de onda, equações de Schrödinger. À determinação da posição da partícula, a teoria quântica associa uma função de distribuição de probabilidades, o quadrado da amplitude da função de onda, portanto, implicando em tratamento estatístico às estruturas em uma nova ordem, enquanto, na velha ordem, o tratamento é determinista. Ao tratamento individual e particularizado dos fenômenos físicos, segundo a velha ordem, a teoria quântica revela estados relacionados com um conjunto de observações e conforme tratamento estatístico. À certeza na medida simultânea, de pares de grandezas físicas não comutáveis, a teoria quântica introduz o princípio da certeza de Heisenberg²²⁵.

²²⁴*Ibid.*, pp. 168-169.

²²⁵ David Bohm, *A Totalidade e a Ordem Implicada*, p. 175-176.

4.2 Bachelar, Canguilhem, Khun, Prigogine e Bohm: o que há de comum em história da ciência e epistemologia, na análise desses autores?

Os estudos acumulados na última centúria, em física de partículas, demonstram que nos últimos quarenta anos o aparecimento de teorias em partículas, que explicam parte dos fenômenos emergentes, tem sido a tônica. Estas teorias que surgem da teoria do elétron de Dirac, de 1928, e que são desenvolvimentos da teoria da eletrodinâmica quântica, desde o início da década que se inicia em 1960, procuram explicar os fenômenos em partículas, com evolução gradual em direção à teoria da grande síntese. As teorias de calibre, a teoria padrão, a teoria que reúne a síntese das interações eletromagnéticas e as interações fracas, a cromodinâmica quântica, a teoria dos glúons, a teoria para os neutrinos, evidenciam um mosaico de teorias, havendo relação entre o todo e as partes. A síntese abrangente é esperada pelas próximas décadas, tendo uma candidata à teoria síntese, a teoria das supercordas.

O fenômeno manifestado pelas partículas, revela, experimentalmente, um comportamento termodinâmico associado aos sistemas irreversíveis, e, também, um fenômeno quântico tornando pertinente, a análise epistemológica e histórica como em Prigogine. O conteúdo conceitual, das teorias, revela vocabulários com novos conteúdos semânticos, cujo entendimento das teorias elaboradas em tempos históricos diferentes pode ser traduzido pela epistemologia, como em Bohm, Bachelar e Canguilhem. Assumindo o entendimento de Bachelard e Canguilhem, o estudo é da área de história da ciência, mas, também da área da epistemologia, assumindo história da ciência como a história do conhecimento mediada pelas teorias. O período de conflito revelado pela concorrência entre as teorias em partículas confluindo para a teoria síntese, evidencia rupturas em relação aos saberes do passado, como em Bachelard e Canguilhem, é revolucionário, segundo o conceito de Khun, implicam em uma nova ordem, como proposto por Bohm. Concluindo, a análise do período compreendido, em física de partículas, é pertinente à história da ciência

enquanto história do conhecimento, e pertinente à epistemologia, enquanto estudo das teorias, no desenvolver do tempo histórico.

4.3 Partículas: a análise histórica e epistemológica do período enfocado

O desenvolvimento histórico das pesquisas em partículas pode ser dividido em duas grandes áreas: a experimental e a teórica. Outras subdivisões são pertinentes, de acordo com as áreas de pesquisa. Por precedência histórica, a área de estrutura da matéria é a primeira no estudo das partículas. As pesquisas sobre a estrutura atômica, até a consolidação do modelo clássico do átomo, em 1931, as pesquisas teóricas e experimentais, procuravam explicar as estruturas previstas pela física atômica e nuclear, e as primeiras teorias atômicas consideradas no bojo das velhas teorias quânticas. O entendimento das velhas teorias quânticas clássicas colocava o átomo como um sistema composto de partículas fundamentais: elétrons, prótons e nêutrons. A discussão, por volta do ano de 1920, sobre a estrutura clássica do átomo, evidenciada pelo trabalho de Rutherford, com partículas alfas, revelava um obstáculo epistemológico a ser transposto pela teoria que já não se adequava aos fenômenos de desintegração nuclear, a necessidade da existência de uma partícula com a massa, aproximadamente igual à massa do próton, mas com carga, nula, de difícil detecção pela tecnologia experimental da época. Esta partícula foi descoberta no ano de 1931, por Anderson, recebendo o nome de nêutron. A teoria atômica se consolida como uma teoria paradigmática para a estrutura da matéria, por volta de 1912, com a publicação da teoria atômica de Bohr. No ano de 1931, com a descoberta do nêutron, sofre uma das muitas reestruturações. As partículas atômicas, prótons e nêutrons, já, não são mais fundamentais, em 1920, e volta-se a procurar as partículas fundamentais a partir de então. Conceitos clássicos como a carga elementar, e a localização do sinal da carga elétrica em prótons e elétrons, têm sua credibilidade abalada, com a possibilidade da existência de antipartículas.

A existência de um elétron positivo passou despercebida, no trabalho de Rutherford, de 1920, fora previsto teoricamente, no ano de 1928, por Dirac, e tivera a sua existência experimental comprovada em 1932, por

Anderson, confirmado pelas pesquisas em decaimento beta e decaimento beta inverso, nas décadas de trinta e quarenta. Objetos fundamentais com carga fracionária da carga elementar foram previstos pela teoria dos quarks de Gell - Mann publicada em 1964. Partículas sem massa e carga, dotadas de spin $\frac{1}{2}$ são previstas teoricamente em 1930 por Pauli, com teorias desenvolvidas no final das décadas de trinta e início da década de quarenta por Fermi e Majorana. O neutrino, que parecia de difícil detecção, por sua interação quase nula com a matéria, foi detectado experimentalmente em 1956 por Cowan e Reines. Depois de 1928, o estudo da estrutura da matéria não cessou de encontrar e superar obstáculos teóricos e experimentais, com teorias e experimentos evoluindo sempre até a ruptura com teorias e experimentos mais antigos, exaurindo os modelos na sua aplicação e propondo modelos novos. As rupturas do novo conhecimento com o velho conhecimento são cíclicas como são cíclicas: as crises da ciência, a concorrência entre as teorias e os experimentos candidatos à teoria paradigmática. O que não são permanentes? Os longos períodos de ciência normal, não são permanentes, a teoria e o experimento paradigmáticos, não são permanentes, não são permanentes e são de efêmera glória.

O desenvolvimento histórico e epistemológico, das pesquisas teóricas em estrutura da matéria tem um paralelo com o desenvolvimento histórico e epistemológico das pesquisas teóricas e experimentais em partículas.

O desenvolvimento teórico das pesquisas em partículas avança ultrapassando os obstáculos propostos pelos fenômenos emergentes. Esses obstáculos à pesquisa podem ser teóricos, ou experimentais. Se teóricos são resolvidos pela ampliação das teorias existentes, ou por novas teorias com potencialidade para explicar os fenômenos antigos e os novos, tendo, no limite, a velha teoria como parte do seu arcabouço teórico; ou, ainda, por proposta de teorias novas que rompem com as velhas teorias. Nesta última, a ruptura e a quebra de paradigmas são inerentes. Se experimentais, são resolvidos pelo esgotamento das técnicas, tecnologias e metodologias dos modelos experimentais de pesquisas existentes, até com a ampliação das suas potencialidades, ou, por propostas de ampliação dos modelos existentes, ou, ainda, pela proposta de novos modelos de pesquisas experimentais, segundo novas técnicas, novas tecnologias e novas

metodologias; nestes modelos os fenômenos emergentes são descobertos, tendo o seu poder de resolução, capacidade para repetir as velhas experiências. Nestes últimos há quebra de paradigma, ruptura com o arcabouço de conhecimento experimental antigo, proposta de um novo modelo paradigmático.

No estudo histórico e epistemológico das pesquisas em partículas, adotaremos, na análise, a sequência de exposição na tese, principiado pelo desenvolvimento dos instrumentos e equipamentos experimentais, que possibilitaram superar obstáculos experimentais, para descobrir as partículas previstas nas teorias, na interação constante entre o desenvolvimento teórico e o desenvolvimento experimental, evidenciando os pontos de ruptura do conhecimento novo com o conhecimento antigo, as quebras e eleições de novos modelos experimentais paradigmáticos.

No início do século XX, a instrumentação e equipamentos de laboratório em estrutura da matéria, especificamente, na descoberta e estudo do comportamento de partículas, implicavam em um modelo de pesquisa experimental desenvolvido nos laboratórios da Universidade de Cambridge, pelo grupo chefiado por Sir Ernest Rutherford. O modelo experimental paradigmático, para pesquisas em estrutura da matéria, tornou possível, com algumas variações, a descoberta do elétron, do próton e do nêutron, incluindo a estrutura atômica, e nestas o volume ocupado pelo átomo, possibilitando o cálculo aproximado do raio de um átomo de ouro. Os canhões radioativos de Rutherford ainda estariam ativos na descoberta da primeira antipartícula, com experiências de decaimento beta e decaimento beta inverso, o pósitron, descoberto em 1931. Já, em 1931, a balística de partículas, inaugurada por Thomson e Crookes, encontra um modelo experimental competidor, baseado na teoria da criação e aniquilação de pares. Os experimentos com a produção de feixes de raios gama. Este é o nosso ponto de partida do desenvolvimento experimental, pela óptica do desenvolvimento dos instrumentos e equipamentos, técnicas e tecnologias de pesquisa.

A experiência para a descoberta do nêutron teve que superar o obstáculo anteposto pela carga nula, não podendo ser detectado pelo arranjo experimental com campos elétricos e magnéticos. Chadwick supera o

obstáculo, pesquisando alvos de colisão que produzissem com a captura de partículas alfas a emissão de partículas neutras. Em câmaras de neblina de Wilson, um equipamento paradigmático em relação ao arcabouço experimental da época, os traços deixados pelo nêutron, permitiam medir o tempo e o deslocamento, e com este a velocidade, e através desta a identificação da partícula: massa, a carga nula (seria evidenciada pela trajetória retilínea em campos magnéticos, externos a câmara de Wilson).

Nos experimentos das três primeiras décadas, em pesquisa de partículas, são conservadas, para as próximas décadas, do modelo experimental paradigmático, as fontes radioativas de partículas: pósitrons, elétrons, partículas alfas, os arranjos experimentais para obtenção de nêutrons e prótons com os anteparos de boro, carbono, parafina e berílio, as fontes de emissão de raios gama. Entretanto, as fontes de elétrons seriam substituídas pelas fontes de emissão termo iônica e foto catódica, os prótons seriam fornecidos por gases de íons de hidrogênio, e a fonte de nêutrons seria substituída por fonte proveniente dos reatores nucleares de fissão controlada. As pesquisas experimentais passam a contar com uma nova fonte de partículas, os raios cósmicos.

Os velhos paradigmas experimentais são superados, gradativamente, passando por um período de crise provocado pela emergência de novos fenômenos, concorrência entre modelos experimentais, até a ruptura. Ruptura com o velho modelo experimental, antevisto na ampliação do modelo com a adição da câmara de neblina de Wilson, vinda da área de raios cósmicos, emprego de novos anteparos alvo, na descoberta do nêutron. Surgem novos modelos candidatos ao modelo paradigmático. As energias para detecção das novas partículas que vão surgindo a partir do nêutron, para desvendar a composição dos núcleons, passam a exigir aceleradores elétricos e magnéticos mais potentes do que os canhões radioativos do início do século, e detectores mais sensíveis. Novos equipamentos e novos instrumentos candidatos a paradigmáticos, surgem.

As pesquisas experimentais com aceleradores de partículas têm início com a construção em 1928 por Lauritsen e Bennet, no Instituto Tecnológico da Califórnia. Um acelerador que empregava raios X, e acelerava elétrons a energias de 750 keV. Esta energia de colisão era suficiente para quebrar

núcleos atômicos e estudá-los. O acelerador de partículas representa uma quebra de paradigma experimental, enquanto equipamento e instrumento sem paralelo com as pesquisas experimentais da década de trinta. Ele é uma proposta de um novo modelo paradigmático em pesquisa experimental de partículas. Este acelerador, construído por Lauritsen e Bennet, é aperfeiçoado em 1932, conseguindo atingir a energia máxima de colisão, no feixe, de 1,0 MeV. A evolução não para, com a construção dos aceleradores de Lawrence, Livingstone e Lewis, em 1933, atingindo a energia máxima de colisão de 2,0 MeV. Os campos elétricos e magnéticos são melhorados na arquitetura dos aceleradores. Procurando vencer o obstáculo da energia necessária para a quebra dos núcleons. Aumentar a energia máxima de colisão, tempo de permanência da corrente, aumento do número médio de partículas no feixe, uso de outras partículas no feixe: prótons, pósitrons, partículas alfas, tendia a superar o obstáculo experimental anteposto pelas previsões teóricas de novas partículas. Surge no mesmo período o acelerador de campo estático, o acelerador de Van der Graaf. A pesquisa com aceleradores supera e rompe com os velhos modelos experimentais, sendo uma proposta nova, compete e se torna um modelo de pesquisa paradigmático, já na década de quarenta. No início do século XXI, os aceleradores construídos em Stanford, no CERN atingem a energia máxima de 70 GeV, com um feixe de 10^{13} partículas por segundo.

Detectores, calorímetros, câmaras de detecção, células fotomultiplicadoras, sistemas de computação de alta velocidade, substituem os equipamentos de detecção antigos.

Este conjunto paradigmático de experimentação em partículas permitiu a descoberta das partículas previstas pelas teorias quânticas de partículas, léptons, mésons, bárions, bósons previstos pela teoria de Weimberg – Sallan – Glashow, os quarks, podendo detectar os bósons de Higgs. Obteve energias suficientes para simular o universo primitivo, testando as teorias cosmológicas, sobre a origem do universo material.

As interações entre a pesquisa experimental e a teórica evidenciam os estágios de desenvolvimento normal, o período de crise e as rupturas com as velhas estruturas do conhecimento com o surgimento de novas estruturas de pesquisa e experimentação. Os equipamentos e instrumentos, pelo lado

experimental constituem as evidências. As novas teorias, em cujos arcabouços, estão contidos enfoques novos, novas abordagens incluindo a introdução de novo instrumental matemático, lógico e epistemológico, destacam – nas das velhas teorias. A sua capacidade de explicar e prever novos fenômenos não contemplados pelo velho conjunto de teorias, a postula como uma teoria paradigmática, conforme explicita Khun²²⁶. Esta fase de estruturação do conhecimento, com pouco, ou, residual conhecimento das velhas estruturas de conhecimento, configura-se em um ponto de ruptura com estas velhas estruturas do conhecimento científico, como proposto por Bachelard²²⁷.

Esta interação entre as teorias e a experimentação, crise e superação, com o surgimento de novas estruturas paradigmáticas do conhecimento científico, no desenvolvimento histórico das pesquisas em física de partículas, é bastante evidenciada pela descoberta experimental dos últimos léptons e seus neutrinos: os múons e os táons. A teoria de Yukawa de 1939, previa os mésons, em uma teoria que explicava a estabilidade do núcleo atômico, sendo os mésons mediadores de força de campo escalar entre prótons e nêutrons, no interior do núcleo atômico. O obstáculo epistemológico a ser superado, as forças de repulsão entre prótons no interior do núcleo. A estratégia teórica para superação se inseria no interior das teorias quânticas e relativísticas para o núcleo atômico, desenvolvidas na década de vinte e trinta. A procura experimental pelos mésons de Yukawa foi encetada em duas áreas de pesquisas em física de partículas, a área de raios cósmicos e a de aceleradores de partículas. As partículas de múons e mésons foram confundidas como uma única partícula. Entretanto, as descobertas experimentais revelaram que eram partículas de natureza física diversa, os múons se revelaram experimentalmente férmions, partículas de interação fraca, e os mésons, partículas de interação forte, bósons. As massas de ambas as partículas eram próximas das massas previstas pela teoria de Yukawa, embaralhando o quebra - cabeças da física de partículas

²²⁶ Thomas Khun, *A Estrutura das Revoluções Científicas*, 67-144.

²²⁷ Gaston Bachelard, *Le Nouvel Esprit Scientifique*, pp. 99-134, com relação à superação do obstáculo epistemológico em Gaston Bachelard, ver também, *Epistemologia da Física*, em *A Epistemologia*, pp. 37-213.

entre a década de trinta e início da década de quarenta, quando tiveram sua existência experimental comprovada.

Na descoberta experimental dos múons outros obstáculos experimentais, teóricos e epistemológicos tiveram que ser superados, na determinação das suas: massas, cargas, tempo de vida média, equações de decaimentos. Estas últimas foram de fundamental determinação entre mésons e múons, tanto nas pesquisas experimentais em raios cósmicos como nas pesquisas com aceleradores de partículas. Os anteparos alvos em carbono grafite e ferro, substituindo espessas camadas de atmosfera, que fizeram parte do Experimento de Roma, que confirma a existência e a prova experimental dos múons, se inseriam na extensão das pesquisas experimentais que descobriram os prótons e nêutron, nas décadas de vinte e trinta, particularmente, no modelo experimental desenvolvido por Ernest Rutherford na década de vinte e aperfeiçoado por James Chadwick na década de trinta. A substituição de espessas camadas de atmosfera, por meio sólido, tendo átomos capazes de capturar um múon na sua camada eletrônica K, não estavam diretamente relacionadas à teoria dos mésons de Yukawa, mas, melhoramentos do modelo experimental existente, guiados pelo objeto de pesquisa, e pela pesquisa experimental, em um período de competição entre teorias de partículas, e modelos quânticos. A introdução de contadores *Geiger – Miller*, durante a década de quarenta, pelo grupo de pesquisa de Roma, com as mudanças experimentais, no modelo experimental em pesquisa de raios cósmicos, indicam uma mudança gradativa de paradigma experimental, como entendido por Khun, contendo em seus procedimentos resíduos destes últimos em um modelo de experimentação científica que se destaca em direção a um modelo de ruptura, como compreendido em Bachelard. Os obstáculos experimentais e epistemológicos, entretanto só seriam inteiramente superados, na distinção entre múons e mésons, particularmente, na distinção dos múons dos píons, com a determinação das massas e cargas, momentos de spins e tempos de decaimentos. Os mésons decaíam em múons e seus neutrinos. Estes por suas vez, decaíam em elétrons, (elétrons e pósitrons), e neutrinos do elétron. A resolução do encaixe dessas peças do quebra - cabeças, só seriam definitivas em meados da década de quarenta. Nas pesquisas experimentais em aceleradores de

partículas, os múons seriam detectados nas equações de decaimento de píons gerados artificialmente.

A mudança radical na pesquisa experimental dos léptons ocorre no início da década de setenta, com as pesquisas experimentais em aceleradores de partículas, dos táons. Há com os aceleradores uma quebra de paradigma experimental e a eleição de um novo paradigma em física experimental de partículas, como ensinado por Khun, uma ruptura em relação ao modelo experimental existente, como analisado por Bachelard. O envolvimento de mais de um grupo científico na pesquisa em torno de um objeto de pesquisa, com o aperfeiçoamento de novos detectores, aumento da energia de choque, no feixe, e a possibilidade de aplicar duas correntes teóricas em balística de partículas: a colisão entre feixes próton – próton, e entre feixes elétron – elétron, foi fundamental na determinação das massas, cargas, momentos de spins, tempo de vida média e equações de decaimento dos táons e de seus neutrinos. Os táons são as últimas peças a serem encaixadas no quebra – cabeças dos léptons, sua existência experimental foi comprovada na década de 70, com experiências de consolidação ocorrendo até o ano de 1978.

Analizando as teorias, nas quais se baseiam os grupos de pesquisas em aceleradores de partículas para descoberta do lépton táu, encontramos a teoria do elétron de Dirac, como teoria de fundo que prevê a existência de partículas e antipartículas; as teorias de decaimento beta de Pauli, que prevê as equações de decaimento de prótons e nêutrons e a hipótese da existência do neutrino, a teoria de Fermi para o mesmo fenômeno, as teorias de colisões de partículas e as equações de decaimento das partículas pesadas em partículas mais leves. As pesquisas experimentais em partículas ocorrem em dois campos de pesquisa em física de partículas: o campo dos raios cósmicos e o campo dos aceleradores de partículas. Para a descoberta do táu as pesquisas experimentais são realizadas exclusivamente em aceleradores de partículas que permitiam energia de colisão dos feixes, entre um e cinco GeV/c^2 , o intervalo de energia no qual se encontra o valor da massa do táu. Guiados pelas teorias, o táu é produto da descoberta em um novo modelo experimental paradigmático, os aceleradores de partículas. Instrumentos e equipamentos que são parte de uma nova concepção experimental, em que sendo evolução dos modelos do passado, atingem o ponto de ruptura com o

velho arcabouço, tendo em seu modelo, conhecimento residual em relação ao conhecimento dos modelos do passado, atingem o ponto de ruptura com o velho arcabouço, instalando-se como um novo corpo de conhecimento experimental.

As pesquisas que se iniciam no início da década de setenta, ilustram a superação dos obstáculos epistemológicos e experimentais pospostos no trajeto experimental à comunidade de físicos de partículas. A superação dos obstáculos exigiu a interação entre as comunidades de pesquisas de instituições diversas, o desenvolvimento de aceleradores que aumentavam a energia de colisão máxima, entre as partículas, concurso de dois aceleradores: próton – próton, elétron – elétron, aperfeiçoamento de novos detectores, Detectores em cascata, um filtro de partículas, para separar as partículas que estavam no intervalo de energia do resultado da colisão, restando, no detector final, o táu. Quanto à interação entre as comunidades de físicos experimentais nas pesquisas das partículas, estes partilhavam de um mesmo corpo de conhecimento, teórico e experimental, reunindo em um objeto comum de pesquisa, os táus, os últimos encaixes no quebra – cabeças do grupo dos léptons. Com o concurso dos novos aceleradores de elétron – pósitron, uma nova teoria balizava os experimentos, a teoria da criação e aniquilação de pares. Os experimentos nos dois tipos de aceleradores se complementam, não havendo quebra de paradigma no modelo experimental, mas superação do obstáculo referente às estatísticas das medidas na confirmação das massas, secção eficaz de choque, tempo de vida média, ou tempo de decaimento. A estatística dos ramos de decaimentos possibilitou contornar os obstáculos referentes à seleção das colisões favoráveis para a produção dos léptons táus.

Se com os aceleradores a física de partículas se torna possível, com o concurso de aceleradores, estabelecendo um novo modelo paradigmático para as pesquisas experimentais, como entendido pela análise da história da ciência de Khun, apresentando uma ruptura com o velho conhecimento experimental do passado, como abordado por Bachelard, durante o período histórico delimitado pelo início na década de vinte até o advento dos aceleradores, e a sua instalação como modelo paradigmático experimental, vários obstáculos epistemológicos tiveram que ser vencidos, em um período

em que convivem várias teorias sobre partículas. Como analisamos e constatamos com os arcabouços teóricos e experimentais que foram paradigmáticos no seu período histórico.

Os encaixes das últimas peças do que – cabeças do grupo dos léptons são partes de um quebra – cabeças maior, ele não compreende todo o quebra – cabeças da física de partículas. A resolução desse problema contempla a pesquisa pelos objetos fundamentais da matéria, dos quais, o elétron tem um papel importante. Até o advento da teoria do elétron de Dirac, o elétron, o próton e o nêutron, na velha teoria atômica eram compreendidos como partículas fundamentais. A teoria do elétron de Dirac previu a existência de antipartículas, com a descoberta experimental, três anos depois, do pósitron, a antipartícula do elétron. O duradouro paradigma da carga elementar seria derrubado pela teoria quântica dos quarks de Gell – Mann, no ano de 1964, e que previa a existência de objetos fundamentais, com carga elétrica fracionária: $1/3$ e $2/3$ do módulo da carga do elétron. Os núcleons que já não poderiam ser tratados como partículas fundamentais desde o advento da teoria do decaimento beta de Pauli, no início da década de trinta, e da teoria de Fermi em meados da mesma década, com a teoria dos quarks ganha uma nova interpretação para as composições estruturais. Ocorre uma quebra de paradigma após outro, uma ruptura epistemológica após outra, ao longo de quatro décadas. As velhas teorias, os velhos modelos experimentais, são teorias limites das novas teorias. A evolução epistemológica tem uma direção preferencial no tempo, o que torna o modelo histórico da física de partículas análogo a um sistema termodinâmico não reversível, como compreendido por Prigogine²²⁸. A física de partículas caminha para uma teoria e um modelo revolucionários, tendo na pesquisa teórica e experimental dos objetos fundamentais da matéria, o seu padrão, no equilíbrio.

Em 1964, com a previsão teórica dos quarks, o quebra – cabeças de partículas quase se completa. Mas, aparecem novas peças ocultas reveladas por novas teorias quânticas que exigiriam novos modelos experimentais, a teoria dos glúons, bósons, forças de cor que manteriam unidos os quarks no

²²⁸ Ilya Prigogini, *O ser e o devir*, pp. 11-85.

interior do núcleons. A teoria dos glúons foi desenvolvida por Nambu na década de sessenta. Ela amplia a possibilidade de descrever as estruturas internas de bárions e mésons. O cenário das partículas é final e está completo? Não, as descobertas experimentais de quarks, glúons e dos bósons previstos pela teoria de Weinberg – Salam – Glashow, exigiriam novos modelos experimentais para confirmar a previsão das teorias das décadas de sessenta e setenta. Elas se estenderiam até o início do século XXI, com a descoberta dos bósons previstos na teoria síntese das interações eletromagnéticas com a teoria das interações fracas, e o quark top, previsto na teoria de Gell – Mann. Outras peças ocultas seriam reveladas pelos refinados detectores, radiotelescópios, e pelos próprios aceleradores de partículas, as partículas previstas pela gravidade quântica, pelas teorias além do sistema padrão, pelas teorias das cordas e supercordas. As partículas que deslocam com energias relativísticas da ordem de 10^{18} e 10^{20} eV.

A comunidade de físicos de partículas entende que a candidata à teoria paradigmática é a teoria das supercordas, os modelos paradigmáticos estariam no céu, com o desenvolvimento de refinados detectores, ou em aceleradores de partículas, cada vez menos física e economicamente viáveis.

Esta interação entre os estudos do macrocosmo e do microcosmo, converge em teoria de partículas para o mesmo objeto de pesquisa, as partículas fundamentais, ou os objetos fundamentais da matéria. Os arcabouços teóricos e experimentais em astrofísica, raios cósmicos, cosmologia, e a pesquisa de partículas com os aceleradores lineares e angulares, tendem para uma área de estudo e pesquisa comuns. Em um período de concorrência entre teorias sobre a origem do universo material, a comunidade de astrofísicos elege a teoria do Big – Bang, como a candidata à teoria paradigmática. A teoria de partículas para a comunidade de físicos pesquisadores em aceleradores de partículas candidata a teoria paradigmática é a teoria das supercordas. Os estudos em gravidade quântica revelam que próximo ao evento da grande explosão, próximo à singularidade no espaço – tempo, as teorias físicas não são aplicáveis, elas não fazem sentido em universo aquém do comprimento de onda de Planck. Entretanto a busca da grande unificação teórica dos campos conhecidos é a meta para a explicação do universo e do domínio das partículas. A aplicação

dos estudos de gravidade quântica aos fenômenos em astrofísica e cosmologia, indica que é este o caminho. Mais obstáculos epistemológicos a serem vencidos, mais obstáculos experimentais a serem transpostos, a busca incessante pelos novos modelos teóricos e experimentais paradigmáticos é o prenúncio de rupturas drásticas com os arcabouços conhecidos, e o início de uma nova revolução científica. As linhas históricas, filosóficas e epistemológicas da ciência, em física de partículas, tendem para as abordagens de Khun e de Bachelard, com uma mudança e evolução de cenários, antevistas na metáfora da evolução dos sistemas termodinâmicos reversíveis de Prigogine.

No capítulo II procuramos as vertentes atuais em teoria e experimentação das áreas de estudos do macrocosmo: raios cósmicos, cosmologia e astrofísica. Em um estudo embasado nas pesquisas em revistas e jornais científicos foi possível fazer um primeiro esboço do cenário antevisto no último parágrafo deste texto. Os objetos de pesquisa são partículas fundamentais, ou, os objetos fundamentais. Estas partículas no nível macrocósmico apresentam obstáculos que devem ser transpostos, teórica e experimentalmente. Teoricamente, o universo a vinte e uma dimensões, com gravidade quântica, unificação das teorias de campos, teorias de calibre, e além do modelo padrão, além das teorias das cordas e supercordas são teorias concorrentes à teoria paradigmática, entre as teorias cosmológicas que podem ser classificadas em teorias de universo estático e teorias de universo dinâmico, entre estas últimas, a teoria mais aceita é a teoria do universo em expansão a partir da grande explosão, embora as teorias sobre o universo oscilante, do universo inflacionário, da grande implosão, da nucleosíntese, sejam teorias concorrentes. As pesquisas em partículas podem explicar a origem do universo material. A análise histórica, das pesquisas em físicas de partículas, evidencia a convergência das áreas de pesquisas no microcosmo e no macrocosmo. Experimentalmente, os modelos de pesquisas são diferentes quanto à obtenção do feixe de partículas, para a colisão, para os produtos da colisão e para a detecção das partículas resultantes da colisão. As energias das partículas cósmicas estão além dos limites máximos de produção em aceleradores e exigem sistemas de detecção, calorímetros, sistemas de

computação de alta velocidade, que foram desenvolvidos para a física de altas energias em aceleradores de partículas, e que deverão ser adequados ao espectro energético destas partículas cósmicas que se deslocam com energias relativísticas da ordem de 10^{18} e 10^{20} eV. Contendo partículas de difícil detecção em relação à sua curtíssima vida média, e desintegração em outras partículas, ou de massa relativística mínima, próxima de zero, como são as massas dos feixes de neutrinos. As partículas existentes nos confins do universo, próxima à singularidade, e que são parte do ruído de fundo da grande explosão, exigem equipamentos, e que são parte do ruído de fundo da grande explosão, exigem equipamentos de pesquisas em astrofísica, com a capacidade de detecção de objetos imersos em um vácuo material, de temperatura próxima a um Kelvin.

Uma das trajetórias históricas, em pesquisa de partículas mais interessantes, e que evidencia o que constatamos segundo a análise de Khun, Bachelard e Prigogine, é a pesquisa teórica e experimental do neutrino. As pesquisas sobre o neutrino se desenvolveram em laboratórios de pesquisas nucleares e de estrutura da matéria, sendo beneficiado com o estudo de colisão em aceleradores de partículas. Segundo as últimas pesquisas, 2% da energia das radiações beta e beta inverso de Pauli, no ano de 1930. Na hipótese do neutrino de Pauli, o neutrino é descrito como uma partícula de massa zero, de carga elétrica nula e spin meio, um férmion. Para os padrões da época, o neutrino era uma partícula bizarra, quase impossível de ser detectada, um artifício teórico para explicar as equações de decaimento beta, um nêutron do núcleo de um átomo radioativo se desintegra em um próton e um elétron. No balanceamento dos spins do nêutron, do próton e do elétron, sobrava meio spin, do lado esquerdo da reação de decaimento. Pauli levanta a hipótese da existência de uma partícula de massa zero, carga nula e spin meio, e resolve o problema do balanceamento da equação de decaimento. Para o decaimento beta inverso, tal hipótese não era inteiramente satisfatória. Fermi, em 1934, escreve uma teoria para o decaimento beta, considerando o decaimento beta inverso, no ano de 1933, Anderson descobre experimentalmente o pósitron, comprovando a previsão da existência das antipartículas da teoria quântica e relativística do elétron de Dirac. Para a equação de decaimento beta inverso, Fermi inclui a hipótese

de existência do neutrino do pósitron, interpretando a equação de desintegração do próton nuclear, em um nêutron e um pósitron mais o neutrino do pósitron. O obstáculo epistemológico encontrado na teoria de Pauli para desintegração beta inversa, é superado com a teoria para o decaimento beta de Fermi. Porém a detecção experimental se tornaria um obstáculo intransponível nos modelos experimentais em partículas existentes. Como detectar uma partícula com carga elétrica nula, massa nula e spin meio. A superação deste obstáculo ocorreu com a quebra de um paradigma experimental que possibilitara a descoberta do elétron, do próton e do nêutron. O equipamento e instrumentos desenvolvidos por Cowan e Reines, na cidade de “Los Álamos”, no ano de 1956, não tinha paralelo. Guiados pelas equações de criação e aniquilação de pares de partículas para o elétron e para o pósitron, desenvolveram um equipamento experimental com tubos fotomultiplicadores colocados em tanques com líquido fotoluminescente, capazes de detectar os raios gama resultantes das combinações e aniquilações de pares de elétrons – pósitrons, provenientes de uma bomba de fissão nuclear. Com este arranjo experimental colocado no subsolo e que permitiam que os feixes de raios gama e os feixes de elétrons e pósitrons e neutrinos, provenientes da explosão chegassem aos tanques, conseguiram detectar indireta e experimentalmente os neutrinos de elétrons e de pósitrons.

As teorias do decaimento beta e beta inverso de Pauli e Fermi, por si sós, não davam conta da resposta epistemológica completa, para a descoberta experimental dos neutrinos, esta resposta epistemológica se torna necessária e suficiente com a consideração adicional da teoria da criação e aniquilação de pares, e experimentalmente, com a ruptura com os modelos experimentais em partículas existentes, a proposta de um novo modelo experimental, com os tanques contendo líquidos fotoluminescentes e tubos fotomultiplicadores, na detecção dos neutrinos. Com a descoberta experimental do neutrino, constatamos, mais uma vez, a interação entre a teoria e a experimentação, o concurso de duas teorias concorrentes, a ruptura e a quebra de paradigmas de modelos experimentais, a superação de obstáculos epistemológicos, a proposta de um novo modelo experimental

paradigmático, evidenciado pela construção de equipamentos e instrumentos de medição e detecção novos, guiados pelas teorias de partículas.

Se o neutrino parecia, em 1930, uma partícula bizarra, exigindo para provar a sua existência, da quebra de paradigmas, a ruptura com teorias e experimentos, e a proposta de um novo modelo experimental, o concurso de teorias quânticas e de partículas, a proposição da hipótese da existência teórica dos quarks, ocorre com a quebra do paradigma da existência da quantização da carga elementar e com a possibilidade da estrutura dos núcleons ser composta destas partículas com cargas elétricas fracionárias da carga do elétron e confinadas nos seus interiores. Ela propõe uma mudança de paradigma em relação à carga elementar, e também quanto a transformação de prótons em partículas complexas compostas, na sua estrutura por quarks, na teoria de Gell – Mann, em número de três, com as teorias Zweig, Feynmann, Sakharov e, do próprio Gel – Mann, seis, formando o grupo SU6. A teoria dos glúons, de Nambu e Han, completam a teoria dos quarks, possibilitando a construção de bárions e mésons, por quarks e glúons, no denominado grupo SU8.

A teoria dos quarks é uma ruptura com as teorias de partículas até o seu advento e uma superação de um obstáculo epistemológico, ao propor a existência de partículas com cargas elétricas fracionárias da carga elementar, e possibilitar a compreensão das estruturas internas de mésons e bárions, em específico, de nêutrons e de prótons, como compostas de quarks, ainda, quanto à possibilidade das partículas confinadas não poderem ser observadas como partículas livres, os quarks só podem ser observados no interior das partículas complexas, das quais, são partes da sua estrutura.

Epistemologicamente, a teoria dos quarks traz conceitos novos referentes às existências e estruturas das partículas que não são encontradas nos conceitos das teorias anteriores, muda o conceito de partícula elementar para objeto elementar.

Experimentalmente, a descoberta dos quarks ocorre em física de altas energias com o concurso de aceleradores de partículas. Exigindo altas energias de colisão, os experimentos para as pesquisas dos quarks se iniciam no mesmo ano de 1964, sendo finalizada em relação à prova experimental

da existência da partícula, no início do século XXI, com a descoberta do quark top, nos laboratórios do CERN.

Vamos, neste ponto do texto, analisar o período das publicações das teorias sobre os quarks, no qual, há concorrência entre as teorias e a eleição da teoria paradigmática. Os documentos históricos levantados permitem uma delimitação entre os anos de 1964, com a publicação das teorias de Gell – Mann e Zweig, e o início da década de setenta, com a publicação das teorias de Feynmann e Sakharov.

A teoria de Gell – Mann propõe uma quebra de paradigma epistemológico, o da carga elementar, a existência de partículas elementares, ou, objetos elementares, com cargas elétricas que são fracionárias, da carga elétrica do elétron: $-1/3e$; $+2/3e$, a princípio três partículas e suas antipartículas, os quarks e seus antiquarks. O obstáculo epistemológico e experimental a ser ultrapassado aloja-se na construção das estruturas de bárions e mésons. As estruturas dos bárions poderiam ser explicadas como compostas de três quarks, ou com três quarks e um antiquark, e a estrutura dos mésons como uma combinação de um quark e de antiquark, ou, dois quarks e dois antiquarks. O resíduo do conhecimento do passado situa-se na teoria quântica relativística do elétron de Dirac, no léxico teórico, o resíduo refere-se à espectroscopia óptica, entretanto, o modelo experimental, com relação a esta, pode ser considerado de ruptura e um modelo paradigmático. Para a distinção entre as partículas, são introduzidos novos números quânticos: isospin, número bariônico, conservação do número bariônico, aos números quânticos associados ao núcleo atômico. A teoria dos quarks de Gell – Mann é apoiada em dois modelos teóricos contemporâneos: o modelo de Sakata, no modelo teórico de Cabibbo, (para as regras de seleção), e nos seus próprios trabalhos anteriores. Experimentalmente, apresentava um obstáculo de difícil superação, a observação dos quarks em estado confinado nas partículas complexas. Teoricamente, é uma teoria de ruptura em relação às teorias de partículas anteriores, uma teoria paradigmática, em um período de concorrência entre teorias sobre quarks, porém, uma teoria incompleta, não resolvendo totalmente as estruturas de bárions e mésons, quanto aos resíduos de energia de interação entre os quarks no interior das partículas.

O modelo teórico de Zweig, para os quarks, ases, como os denomina, é consequência da análise do modelo teórico de Gell – Mann contido no artigo publicado no ano de 1962, e na análise do modelo de Sakata. Para o cálculo das massas dos quarks se referencia ao modelo de Sakata – Okubo. Segundo este modelo teórico, as estruturas dos bárions podem ser construídas com três partículas elementares, os ases, com um duplete de isospins com cargas elétricas: $+2/3e$; $-1/3e$, e um singleto com carga elétrica $+1/3e$. Introduce o número quântico de estranheza para a distinção entre partículas. Prevê a aplicação para ressonâncias não contidas no grupo SU3. As cargas fracionárias dos ases são calculadas pela fórmula de Gell – Mann – Nishijima. Há conservação do número de carga, do número bariônico e do número de estranheza. Os ases são representações em um espaço vetorial, com transformações tensoriais a duas, três e quatro dimensões, correspondentes às representações de 8, 10 e 27 dimensões. A combinação linear de tensores, segundo comutação de índices, prevê os estados dos ases no interior dos bárions. Prevê as massas dos bárions como a soma das massas dos três ases na sua estrutura, subtraída das energias de ligação entre os ases, no interior dos bárions. Prevê a quebra de simetria para o terceiro ás, mais pesado, no singleto, e o crescimento da massa dos bárions com a estranheza.

Formalmente, o modelo teórico de Zweig é uma extensão teórica do modelo de Gell – Mann. Propõe a mesma quebra de paradigma epistemológico, ou seja, o da carga elementar, e a eleição de um novo paradigma, a existência de partículas elementares com cargas fracionárias de carga do elétron. É um modelo teórico de ruptura e paradigmático, apresentando as mesmas dificuldades quanto à observação dos quarks confinados no interior dos bárions. Explicita os cálculos das massas dos bárions como a soma das massas dos ases no seu interior menos as energias de ligação entre eles. Sendo publicada no mesmo ano em que é publicada a teoria de Gell – Mann, foi uma teoria concorrente com as teorias dos quarks do período que se estende do início da década de sessenta até o início da década de setenta do século XX.

Sakharov propõe um modelo teórico publicado em 1967, no qual, a estrutura dos bárions é constituída por quatro quarks e um antiquark. Este

modelo prevê os 56 estados bariônicos. A distribuição dos quarks, no espaço, obedece às disposições nos vértices de um tetraedro regular, incluindo o seu centro de simetria, compatibilizando forças de repulsão e atração entre os quarks. A forte interação dos quarks contribui para a polarização do vácuo. Os bárions são considerados como uma superposição de estados a três quarks, quatro quarks e um antiquark, cinco quarks e dois antiquarks, sendo que o estado de maior amplitude e maior intensidade determina as propriedades fundamentais dos bárions. Este estado corresponde à estrutura de um bárion com quatro quarks e um antiquark. O aparecimento dos quarks, no vácuo, se dá pela polarização do bóson X, dando o aparecimento de um quark e de um antiquark. O par quark - antiquark interage com um bóson X, produzindo três quarks e um antiquark que se aglutinam em uma estrutura a quatro quarks e um antiquark. Na seqüência das reações, surgem os pares de quarks que compõem as estruturas dos mésons. A estrutura aglutinada, no estado a três quarks e um antiquark é a mais estável. Os quarks e antiquarks são descritos por funções de ondas. Na combinação de pares de quarks, quark e antiquark, as funções de ondas anti-simétricas denotam o estado de mais baixa energia, e as funções de ondas simétricas, a presença de antiquark na estrutura. Os modelos são escritos para o grupo de simetria SU6, e correspondem a três equações de aniquilação dos quatro pares de quark e antiquark. Este modelo prevê os possíveis 756 estados na estrutura quatro quarks e um antiquark, as estruturas dos bárions e mésons. As previsões teóricas das massas para os quarks situavam-nas entre seis e oito milhões de eletronsvolts.

O modelo teórico de Sakharov, publicado em 1967 é posterior aos modelos de Gell – Mann e Zweig. Ele introduz uma novidade teórica, a possibilidade de criação de quarks por polarização do vácuo por bósons X, e posterior interação destes pares de quarks e antiquarks com bósons X, formando estruturas estáveis com quatro quarks e um antiquark. Um modelo com excelente previsibilidade para os estados dos bárions e mésons. Da formulação teórica para a criação dos quarks através da forte polarização do vácuo, pelo bóson X, surge a solução para a superação do obstáculo experimental na observação dos quarks, podendo induzir um novo modelo paradigmático em experimentação de partículas. Este modelo prevê

estruturas de partículas mais complexas, explicando as suas estruturas, tais como, as estruturas dos híperons. Este modelo, no limite, reduz-se ao modelo teórico para os quarks, de Gell – Mann.

O obstáculo epistemológico e experimental, contido na teoria, no período da publicação do modelo de Sakharov se constitui em um obstáculo instrumental e de equipamento experimental, exigindo ampliação dos modelos experimentais propostos até a ruptura, com o surgimento das primeiras teorias dos quarks e antiquarks, partindo da forte polarização do vácuo pelos bósons X.

Nos modelos teóricos de Gell – Mann e Zweig, o obstáculo experimental na detecção dos quarks dependia de feixes de partículas com energia máxima de colisão, da ordem de bilhões de eletronsvolts, novos detectores e calorímetros, processamento de dados de alta velocidade, portanto, uma ampliação dos modelos experimentais paradigmáticos com aceleradores de partículas.

Teoricamente, entretanto, o modelo teórico de Sakharov, não é um modelo de ruptura, um modelo paradigmático, mas uma ampliação dos modelos teóricos de quarks anteriores.

Feynmann propõe o último modelo teórico, no período delimitado pela nossa pesquisa. Em um artigo publicado no ano de 1972, um modelo de ressonância entre estados de estruturas que podem ser construídas com três quarks: *up*, *down*, *strang*, (u, d, s). As cargas elétricas dos quarks: u, d, s, são, respectivamente, $+2/3e$; $-1/3e$ e $-1/3e$. A distinção entre as partículas é completada com a determinação do spin, estranheza e paridade. Estes estados são determinados pelas suas funções de onda dos quarks, podendo corresponder a estados simétricos, estados antisimétricos, e estados simétricos e antisimétricos misturados. Das combinações destes três possíveis estados surgem as descrições para as estruturas possíveis das partículas construídas por três quarks. Havendo três escolhas entre quarks, e três escolhas por quark de spin unitário, são 27 os estados possíveis, sendo 10 estados simétricos, 1 estado antisimétrico e 16 estados misturados. Este modelo prevê a existência de 146 estados ocupados por quarks, em uma estrutura a três quarks, em uma simetria SU6. Ele é uma simplificação do formalismo dos modelos de Gell – Mann e Zweig, para os quarks, uma

década após a publicação do artigo de Gell – Mann. Não apresenta nenhuma mudança epistemológica em relação aos primeiros modelos deste período, nenhuma ruptura em relação às teorias estabelecidas para os quarks.

Em um período de concorrência entre teorias baseadas na eletrodinâmica quântica, incluindo a teoria síntese da teoria eletromagnética com a teoria das interações fracas, que prevê as existências dos bósons Z^0 , W^+ e W^- , nas quais as partículas têm cargas elétricas múltiplas inteiras da carga elementar, a teoria dos quarks é uma teoria revolucionária, em partículas, é uma teoria de ruptura com o arcabouço do conhecimento científico em relação aos conceitos estabelecidos. Institucionalmente, dentre as várias teorias contemporâneas dos quarks, e mesmo entre as teorias de Gell – Mann e de Zweig, a teoria dos quarks de Gell – Mann, é a teoria mais aceita entre a comunidade de físicos de partículas, sendo considerada uma teoria paradigmática, embora, ambas as teorias houvessem sido publicadas no ano de 1964.

O quebra - cabeças de partículas, com o grupo dos léptons, quarks e glúons, os bósons Z^0 , W^+ e W^- , X, Y e γ , e os bósons pesados de Higgs, resolviam teórica e experimentalmente a construção das estruturas das outras partículas complexas. Nesse período histórico enfocado, entretanto, ainda, faltam os encaixes de algumas peças fundamentais, os bósons de Higgs, que não tiveram as suas existências experimentais comprovadas, até o início do século XXI.

A busca pelos objetos fundamentais da matéria, em verdade, não terminou, deixando-nos o aprendizado de que mais rupturas em relação às teorias existentes ocorrerão, novos modelos experimentais existentes, ocorrerão, sempre, as superações de obstáculos epistemológicos, sempre ocorrerão, sempre surgirão teorias paradigmáticas. Estas ocorrências em ciclos periódicos podem ser explicadas segundo a epistemologia de Bachelard, segundo a dialética bachelardiana. Assim como os surgimentos de novos conhecimentos, em cada ciclo, podem ser explicados conceitualmente, muito apropriadamente, de acordo com a análise dos surgimentos das novas ordens, de David Bhom.

A análise dos desenvolvimentos teóricos e experimentais em física de partículas nos leva a concluir que o surgimento de teorias e experimentos

paradigmáticos, superando velhas estruturas científicas e arcabouços de teorias e experimentos paradigmáticos existentes, possibilitando concluir, que embora haja concorrência entre teorias e modelos experimentais em partículas na atualidade, e a eleição de uma teoria paradigmática que fará surgir novos modelos experimentais, estas teorias e modelos experimentais serão superados por novas teorias e modelos experimentais, reiniciando um novo ciclo. A seqüência dos ciclos, demonstrados pelos fatos históricos, evidencia um período de produção científica com o conhecimento científico gerado no início do ciclo, no surgimento das teorias e modelos, segundo Thomas Khun, um período de ciência normal. Em um ciclo posterior, ao arcabouço experimental e teórico, são acrescentadas teorias e modelos experimentais até a ruptura, como entendido em Bachelard.

No final do período, os novos fenômenos não podem ser explicados pelos modelos experimentais existentes, surgindo novas teorias e modelos experimentais concorrentes que darão origem ao surgimento de uma teoria e de um modelo experimental paradigmáticos, conforme os estudos de Thomas Khun. Este novo conhecimento é produzido por ruptura com o conhecimento científico antigo, contendo, deste, resíduo, segundo estudos de Gaston Bachelard.

Bibliografia

ALTARELLI, G. & L. Di Lella eds. *Próton-Antiproton Colliders Physics*. Singapore/London, World Scientific, 1989.

ANDERSON, D. L. *El Descubrimiento Del Electron*. Trad. para o espanhol de Héctor Vázquez Briones. México, Editorial Reverte Mexicana S. A., 1968.

ANDRADE, F. A. *Aceleradores de Partículas*. Washington D. C., Secretaria General de la Organización de los Estados Americanos, 1971.

AUGER, P. *Rayons Cosmiques*. Paris, Presse Universitaires de France, 1941.

BHOM, D. *A Totalidade e a Ordem Implicada: uma nova percepção da realidade*. Trad. de Mauro de Campos Silva. 10ª Edição, São Paulo, Editora Cultrix, 1998.

BORN, M. *Física Atômica*. Trad. para o português de Egídio Namorado. Lisboa, Fundação Calouste Gulbenkian, 1969.

- BROGLIE, L. *Les Accélérateurs de Particules*. Paris, Edition La Revue D'Optique Théorique et instrumentale, 1950.
- CANGUILHEM, G. *Études D'Histoire et de Philosophie des Sciences*. Paris, Librairie Philosophique J. Vrin, 1994.
- _____. *El concocimiento de la vida*. Trad. Felipe Cid. Barcelona, Editorial Anagrama, 1976.
- CONVERSI, M., “ From discovery of the mesotron to that of its leptonic nature”, in P.H. Fowler, B Foster, orgs, *International Conference to Celebrate the 40th Anniversary of the Pi and V-Particles*.
- CURIE, Eve. *Madame Curie*. Paris, Gallimard, 1938.
- CURIE, Irene & JOLIOT, Frederick. *Ouvres Scientifiques Completes*. Paris, Presses Universitaires de France, 1961.
- _____. *Eletron Positif*. Paris, Hermann & Cie Editeurs, 1934.
- CURIE, Pierre, *Oeuvres de Pierre Curie*, Gauthiers Villars, 1908.
- DAVIER, M. & JEAN-MARIE, B., eds. *Tau Lepton Physics*, Gif-sur-Yvette, Editions Frontieres, 1990.
- ELTON, L. R. B. *Nuclear Sizes*. Oxford, Oxford University Press. 1961.
- FERMI, Enrico. “Tentativo di una Teoria dei Raggi β ”. *Il Nuovo Cimento*, (gennaio, 1934), pp. 1-19.
- FEYNMAN, R. P. *Photon - Hadron Interactions*. Reading, W. A. Benjamin, Inc., 1972.
- FOWLER, P. H., B. Foster, orgs. *40th years of particles physics*, Bristol, IOP Publishing Ltd., 1987.
- FRITZSCH, H. *Quarks: a matéria prima deste mundo*. Lisboa. Trad. para o português de Maria Regina Hernandez Britz Editorial Presença, 1990.
- GELL-MANN, M. “A Schematic Model of Baryons and Mesons”. *Physics Letters*, Vol. 8, number 3, (February, 1964): 214-215.
- GELL-MANN, M. “Behavior of Neutral Particles under Charge Conjugation”. *Physical Review*, 97 (March 1, 1955): pp. 1387-1389.
- GELL-MANN, M. *O Quark e o Jaguar: As aventuras no simples e no complexo*. Tad. Para o português de Alexandre Tort. Rio de Janeiro, Editora Rocco Ltda., 1996.
- GELL-MANN, M., NE'EMAN, Y. *The Eightfold Way*. New York/Amsterdam, W. A. Benjamin, Inc., 1964.

- GELL-MANN, M.. “Model of the Strong Couplings”. *Physical Review*, 106 (June 15, 1957): 1296-1300.
- GENTER, W. “Sur l’absorption des rayons γ très pénétrants”. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances*, 1933, 197, (juillet, 1933): pp. 403-404.
- GOUIRAN, R. *Particules et Accélérateurs*, Paris, Librairie Hachette, 1967.
- HAN, M. Y. *Quarks and Gluons: A Century of Particle Charges*. Singapore/River Edge/London, World Scientific, 1999.
- HOAG, J. B. *Electron and Nuclear Physics*. 2^a ed. New York, D. Van Nostrand Company, Inc, 1938.
- KHUN, T. S. *A Estrutura das Revoluções Científicas*. Trad. de Beatriz Vianna Boeira & Nelson Boeira. 6^a edição, São Paulo, Editora Perspectiva, 2001.
- _____. *A Tensão Essencial*. Trad. De Rui Pacheco. Lisboa, Edições 70, 1977.
- _____. *O Caminho desde a Estrutura*. Trad. De Cesar Mortari. São Paulo, Editora UNESP, 2006.
- KRONIG, R.; WEISSKOPF, V. F., eds. *Collected Scientific Papers: Wolfgang Pauli*. New York/London/Sydney, Interscience Publishers/John Wiley & Sons Inc., 1964, vol. 2.
- LATTES, C. M. G. *César Lattes: Descobrindo a Estrutura do Universo*. São Paulo, Editora da Unesp, 2001.
- LATTES, C. M. G., MUIRHEAD, H., OCCHIALINI G. P. S. & POWELL, C. F. “Processes Involving Charged Mesons”, *Nature*, pp. 694-697.
- LOPES, J. L. *A Estrutura Quântica da Matéria: do Átomo Pré-Socrático às Partículas Elementares*, pp. 688-690.
- MAJORANA, Ettore. “Teoria Simmetrica Dell’Elettrone e del Positrone”. *Il Nuovo Cimento*, 14, (1937): pp. 171-184.
- MARTIN, A. D. & T. D. Spearman. *Elementary Particles Theory*. Amsterdam, North-Holland Publishing Company, 1970.
- MARTINS, M. S. *A Influência da Teoria da Relatividade no Desenvolvimento da Mecânica Quântica de, Louis de Broglie a Paul Dirac*. Dissertação de Mestrado. São Paulo, Pontifícia Universidade Católica de São Paulo, 2004.
- MILLIKAN, A. R. *Eléctrones (+ y -), Protones, Neutrones Y Rayos Cósmicos*. Trad. para o espanhol de Carlos E. Prélat Y Eva Iribarne. Buenos Aires/México, 1944.

- MILLIKAN, A. R. *L'Électrons*. Trad. para o francês de Adolphe LePape. Paris, Libairie Félix Alcan, 1926.
- MORAND, M. *Les rayons cosmiques*. Paris, Libarairie Armand Colin, 1962.
- NAMBU, Y. *Quarks: Frontiers in Elementary Particle Physics*. Trad. Para o inglês de R. Yoshida. Philadelphia/Singapore, World Scientific, 1985.
- NISHIJIMA, K. *Fundamental Particles*. New York/Amsterdam, W. A. Benjamin Inc., 1964.
- O'CONNELL, D. J. K., ed. "Conference on Stellar Population, Vatican Observatory". Amsterdam, North Holland, 1958.
- PERL, M. L. "The Discovery of the Tau and Its Major Properties: 1970-1985", in M. Davier, B. Jean-Marie, *Tau Lepton Physics*, pp. 6-9.
- PERRIN, Francis. "Possibilité d'émission de particules neutres de masse intrinsèque nulle dans les radioactivités β ". *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séance*, 1933, 197, (décembre, 1933): pp. 1625-1627.
- PRIGOGINE, I. *O fim das certezas*. Trad. de Roberto Leal Ferreira. São Paulo, Editora UNESP, 1996. PRIGOGINE, I. *Do ser ao devir*. Trad. de Maria Leonor F. R. Loureiro. São Paulo/Belém, Editora da UNESP/UEPA, 2002.
- REINES, Frederick. *Neutrinos and Others Matters: Selected Works of Frederick Reines*, Singapore/New Jersey/London/Hong-Kong, World Scientific, 1981.
- ROMAN, P. *Theory of elementary particles*. Amsterdam, North Holland Publishing Company, 1960.
- ROSEN, S. ed. *Selected Papers on Cosmic Ray Origin Theories*. New York, Dovers Publications Inc., 1969.
- ROSSI, B. *Cosmic Rays*. New York/San Francisco, McGraw-Hill Book Company, 1942.
- SAKHAROV, Andrei Dmitrievich. *Ouevres Scientifiques*. Trad. par L. A. Rioual. Paris, Éditions Anthropos, 1984.
- SAKHROV, A. D. *Ouevres Scientifiques*. Paris, Edition Anthropos, 1984.
- SOMMERFELD, A. *Eletrodinamics*. Trad. Para o inglês de Edward G. Ramberg. New York, Academic Press Inc, Publishers, 1952.
- THIBAUD, Jean. "Déviation électrostatique et charge spécifique de l'électron positif". *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séance*, 1933, 197, (aout, 1933): pp. 447-448.

- THIBAUD, Jean. “Déviation électrostatique et charge spécifique de l’électron positif”. *Comptes Rendus Hebdomadaires des Séances*, 1933, 197, (décembre, 1933): pp. 1629-1632.
- TOMONAGA, S. *The Story of the Spin*. Trad. Para o inglês de Takeshi Oka. Chicago/London, The University of Chicago Press, 1997.
- WEIL, H. *Simetria*. Trad. de Victor Baranauskas, São Paulo, Edusp, 1997.
- WEISE, W. *Quarks and Nuclei*. Singapore/Philadelphia, World Scientific, 1984.
- WILSON, J. G. *Cosmic Rays*. London/Winchester, Wvreham Publications Lt., 1976
- ZWEIG, G. *An SU_3 Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking II*. In Don B. Lichtenberg & S. Peter Rosen, eds. *Developments in the Quark Theory of Hadrons, vol. I: 1964-1978* Nonantum, Hadronic Press, Inc., 1980