

Aula 4

7 Antimatéria e Partículas Instáveis

No capítulo passado abordamos os principais temas referentes à noção de campos clássicos e quânticos, discutindo como podemos representar partículas como perturbações de campos mais fundamentais. Além disso, falamos sobre os principais campos presentes na TQC e como cada uma dessas partículas, enquanto excitações, pode ser descrita matematicamente por meio da Lagrangiana.

Dito isso, nesta seção vamos abordar como essas ideias se estendem à antimatéria, discutindo pósitrons, mésons e o decaimento beta. Também veremos como representamos visualmente as interações de campos e suas Lagrangianas por meio dos Diagramas de Feynman.

7.1 Antimatéria

Vimos que partículas de spin $1/2$, os léptons, são descritos pelo campo de Dirac. Paul Dirac (1902–1984) foi um dos fundadores da Mecânica Quântica e da QED. Em 1928, ao estudar as equações de movimento do elétron, percebeu que estas admitiam duas soluções possíveis para a energia: uma positiva e outra negativa.

Sabemos que quantidades físicas como energia não podem ser arbitrariamente negativas, pois isso contradiz princípios fundamentais da física. Assim, Dirac previu a existência de um tipo de matéria até então não observada, associada às soluções de energia negativa. Ele propôs que o vácuo do universo deveria ser preenchido por um *mar infinito de partículas* ocupando os níveis de energia negativa, o chamado *mar de Dirac*.

Em 1932, Carl Anderson, ao observar rastros em uma câmara de nuvens, descobriu uma partícula com as mesmas propriedades do elétron, mas com carga elétrica oposta: o pósitron. Essa descoberta foi uma confirmação direta da previsão de Dirac, estabelecendo a existência da antimatéria.

Por definição, a antimatéria é formada por antipartículas que possuem as mesmas propriedades fundamentais da matéria, como massa e spin, mas com carga elétrica (e, em alguns casos, outros números quânticos) oposta à sua correspondente. Uma representação esquemática pode ser vista na Fig. (17).

Cada partícula de matéria tem sua antipartícula correspondente. Exemplos incluem:

- Elétron (carga -1) \longleftrightarrow Pósitron (carga $+1$);
- Próton (carga $+1$) \longleftrightarrow Antipróton (carga -1).

Os bósons de calibre, por sua vez, com exceção dos bósons W^+ e W^- (onde um é a antipartícula do outro), não possuem antipartícula distinta, pois não carregam carga elétrica ou outros números quânticos que os diferenciem, sendo às suas próprias antipartículas.

Quando uma partícula encontra sua antipartícula correspondente, ocorre um processo chamado **aniquilação**, no qual sua energia é convertida em fótons (tipicamente na faixa dos raios gama).

De acordo com teorias fundamentais, como a própria formulação de Dirac, a existência da antimatéria implica que no início do universo deveriam ter sido produzidas quantidades iguais de matéria e antimatéria. O Big Bang, em princípio, teria dado origem a pares de partículas e antipartículas. Contudo, observações atuais mostram que há muito mais matéria do que antimatéria. As galáxias, estrelas, planetas e todos os seres vivos são constituídos de matéria.

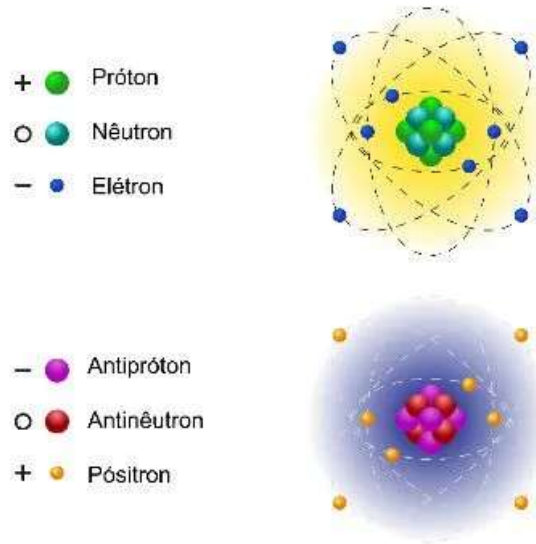


Figura 17: Representação de um átomo comum, composto por partículas, em contraste com um átomo formado por antipartículas.

Em outras palavras, não observamos grandes regiões de antimatéria no cosmos. Caso existissem, a fronteira entre matéria e antimatéria geraria intensa aniquilação, liberando radiação gama em abundância, o que não é detectado. Portanto, a pergunta “*Por que existe mais matéria do que antimatéria no universo?*” permanece sem resposta definitiva, sendo um dos grandes problemas abertos da física contemporânea. As tentativas de explicação estão ligadas a extensões do Modelo Padrão, tema que abordaremos em capítulos futuros.

7.2 Decaimento Beta

Com relação à força nuclear fraca, vimos que ela é responsável pelo decaimento de partículas. No início do século XX, ao analisar espectros de energia no decaimento beta, percebeu-se que o elétron não saía com uma energia fixa, mas sim com um espectro contínuo. Esse comportamento indicava que não havia conservação de energia e momento, algo impensável para a física como a conhecemos.

Com isso em mente, em 1930, Wolfgang Pauli (1900–1958) sugeriu a existência de uma partícula neutra, muito leve e quase invisível, que carregava a energia “faltante”: o neutrino.

Neste contexto, temos três tipos de decaimento beta:

- Beta menos (β^-):
 - Ocorre quando um nêutron se transforma em um próton, ou seja,

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \quad (22)$$

- Um elétron (e^-) e um antineutrino eletrônico são emitidos.
- Beta mais (β^+):

- Ocorre quando um próton se transforma em um nêutron, isto é,

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e. \quad (23)$$

- Emite-se um pósitron (a antipartícula do elétron) e um neutrino eletrônico.
- Captura eletrônica:
 - Em alguns casos, em vez de emitir um pósitron, o próton captura um elétron orbital (geralmente da camada K) e se transforma em um nêutron:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e. \quad (24)$$

- Esse processo ocorre em núcleos ricos em prótons.

Com os avanços nos estudos sobre partículas fundamentais, Enrico Fermi (1901–1954) propôs os primeiros conceitos matemáticos do decaimento beta, introduzindo a força fraca como uma interação fundamental.

Dito isso, os decaimentos apresentados anteriormente também podem ser analisados no contexto das partículas elementares. No Modelo Padrão, os decaimentos ocorrem pela troca de bósons mediadores:

- No β^- , um quark down (d) do nêutron se transforma em um quark up (u), emitindo um bóson W^- , que decai em elétron + antineutrino:

$$d \rightarrow u + W^-, \quad W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e. \quad (25)$$

- No β^+ , um quark up (u) do próton se transforma em um quark down (d), emitindo um W^+ , que decai em pósitron + neutrino:

$$u \rightarrow d + W^+, \quad W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e. \quad (26)$$

Assim, o decaimento beta é uma janela para compreendermos a física dos quarks e a natureza da interação fraca. O estudo desse fenômeno não apenas revelou a necessidade de uma nova partícula (o neutrino), como também obrigou os físicos a introduzirem uma nova força fundamental: a interação fraca. Esse foi um dos passos mais importantes no caminho para a formulação do Modelo Padrão da Física de Partículas.

7.3 Mésons

Nos anos 30, após a descoberta do nêutron, ficou claro que o núcleo atômico era formado por prótons e nêutrons. Vimos que a força forte é a responsável por manter essas partículas ligadas no núcleo atômico. Em 1935, Hideki Yukawa (1907–1981) propôs que essa ligação se devia à troca de uma nova partícula, chamada de méson. A ideia era que a força teria um alcance finito, e esse alcance estaria relacionado à massa da partícula mediadora.

Somente em 1947, em experimentos com raios cósmicos utilizando câmaras de nuvens, foram descobertos os verdadeiros píons (π -mésons), um dos primeiros mésons. Essa descoberta foi feita pelo físico brasileiro César Lattes (1924–2005), rendendo ao líder de seu grupo o Prêmio Nobel.

O experimento da câmara de nuvens funciona criando uma região de vapor supersaturado (como vapor de álcool), que é resfriada na base e aquecida no topo, gerando um gradiente de temperatura. Partículas carregadas, como os raios cósmicos, ao atravessarem o vapor, ionizam-no ao arrancar elétrons de seus átomos, criando núcleos de condensação. Esses núcleos permitem que o vapor

supersaturado se condense em minúsculas góticas líquidas, tornando-se visíveis como rastros que mostram o caminho da partícula.

Mais tarde, outros mésons foram detectados, como os káons (K) e o méson eta (η). Com o advento do modelo de quarks (década de 1960, Gell-Mann e Zweig), entendeu-se que:

- Mésons não são partículas fundamentais.
- Eles são hádrons compostos por um par quark-antiquark:

$$\begin{aligned}\pi^+ &= (u \bar{d}) \\ \pi^- &= (d \bar{u}) \\ \pi^0 &= \text{combinação de } (u \bar{u}) \text{ e } (d \bar{d})\end{aligned}\tag{27}$$

Essa nova visão explicou não só o surgimento de famílias de mésons, mas também suas propriedades como massa, carga, spin e modos de decaimento. Dito isso, os píons atuam como mediadores da força nuclear **residual**, ou seja, a força entre prótons e nêutrons dentro do núcleo. Contudo, em um nível mais profundo, os quarks dentro dos hádrons interagem via glúons, partículas mediadoras da força forte fundamental. Assim, os píons aparecem como quase-partículas (partículas compostas) que transmitem a interação nuclear em baixas energias, constituindo uma descrição efetiva anterior ao estabelecimento da QCD.

Dito isso, vimos que diversos tipos de processos físicos que antes se acreditava terem um único tipo de comportamento, com o passar do tempo mostraram-se ser apenas fragmentos de algo mais fundamental. A descoberta da antimatéria, os processos de decaimento mediados por bósons de calibre e a constatação de que partículas como os mésons não são fundamentais, mas sim composições de quarks, revelaram uma estrutura mais profunda associada às forças fundamentais.

Contudo, apesar dessa sutileza, esses processos foram essenciais para a descrição da física da época e contribuíram diretamente para a formulação das teorias fundamentais que temos hoje. Como vimos na aula passada, a representação matemática simplificada de como os campos fundamentais interagem é feita por meio da Lagrangiana. Agora, na aula de hoje, percebemos que muitos processos físicos podem ser descritos por entidades ainda mais fundamentais do que inicialmente se supunha.

Na seção a seguir veremos como tais processos podem ter sua matemática e cálculo representados de maneira visual. Em outras palavras, analisaremos como os diagramas de Feynman se tornaram ferramentas centrais na descrição de interações físicas, incluindo antipartículas, decaimentos e interações fortes.

8 Diagramas de Feynman

Vimos na aula passada que campos são descritos por Lagrangianas, e que cada Lagrangiana contém toda a informação referente às propriedades das partículas. Além disso, na seção anterior mostramos algumas descobertas e processos físicos que precederam as grandes teorias fundamentais. Agora, o intuito dessa seção é utilizar conceitos apresentados anteriormente e analisar esses processos visualmente, por meio dos diagramas de Feynman.

Antes disso, vamos falar de um tópico que será comentado daqui pra frente, **partículas virtuais**. Vimos que, para resolver o problema de níveis de energia negativa para o elétron, Dirac propôs o *mar de Dirac*, no qual assumia que o vácuo era preenchido por partículas até então não descobertas, que ocupavam os níveis de energia negativa. Atualmente, o mar de Dirac não é mais

usado literalmente na formulação da teoria quântica de campos. Mas a ideia deixou uma herança conceitual importante: a noção de que o vácuo não é vazio, mas possui uma estrutura quântica.

Esse conceito evoluiu para o entendimento moderno de que o vácuo contém flutuações quânticas devido à criação e aniquilação de pares virtuais de partículas e antipartículas. Partículas virtuais não são estados reais, mas aparecem como estados intermediários nos cálculos de amplitudes em teoria de campos. Em outras palavras, o mar de Dirac agora surge como interpretação de que o vácuo é preenchido por um conjunto de partículas virtuais que, quando recebem energia suficiente através de uma interação física, podem decair produzindo um par elétron–pósitron. Uma forma de interpretar essas partículas virtuais é como flutuações momentâneas do vácuo. Nesse sentido, a intuição do mar de Dirac de que o vácuo contém “atividade oculta” se conecta com a descrição moderna, onde o vácuo está “borbulhando” de pares virtuais que surgem e desaparecem.

Essas ideias são fundamentais para entender interações fundamentais, pois as mesmas envolvem partículas virtuais intermediando a interação. Além disso, são importantes também para compreender a representação visual dos diagramas de Feynman, na qual vamos voltar a falar sobre.

Os diagramas de Feynman são representações pictóricas de expressões matemáticas que descrevem o comportamento de partículas elementares. Nesses diagramas, podemos representar partículas se propagando por meio de linhas externas, partículas mediadoras de força por linhas internas e identificar as interações através de vértices.

Esse desenvolvimento pictórico, introduzido por Richard P. Feynman (1918–1988), fornece formas mais práticas de calcular amplitudes a partir de diagramas, em que cada um deles corresponde a um termo a ser somado na grandeza física. Esses diagramas, na eletrodinâmica, por exemplo, são compostos por linhas de diferentes tipos, como mostrado na Figura (18), e vértices, demonstrados na Figura (19). Supondo a direção do tempo fluindo da esquerda para a direita, um fóton (γ) é representado por uma linha ondulada, um elétron (e^-) por um segmento orientado e o pósitron (e^+) por um segmento orientado na direção contrária ao tempo.

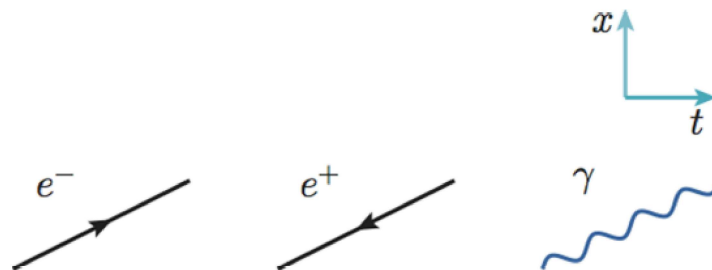


Figura 18: Componentes básicos e principais de um diagrama de Feynman.

Um dos processos mais importantes em QED é o espalhamento elétron–pósitron, que consiste em um par dessas partículas interagindo entre si por meio de um fóton virtual intermediário. Esse processo pode ocorrer conforme descrito na Figura (20). A imagem representa o caso em que um elétron de momento p_1 encontra um pósitron de momento p_2 e ambos se aniquilam, gerando um fóton virtual de momento $p_1 + p_2$, que, por sua vez, decai em outro par de partículas. Note que esses processos físicos ocorrem de forma muito rápida, de tal forma que a partícula virtual não represente uma quantidade real, é apenas o intermédio que permite a interação das partículas que chegam. Esses produtos finais podem ser tanto um par elétron–pósitron quanto um par de outras partículas, por meio de um processo de criação de pares.

Para simplificar, podemos considerar reações mais elementares e analisar como calculá-las. Por

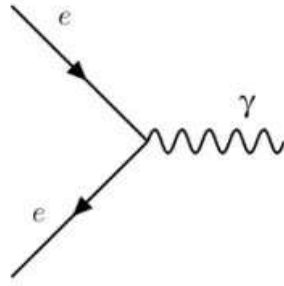


Figura 19: Componentes básicos que formam um vértice em um diagrama de Feynman.

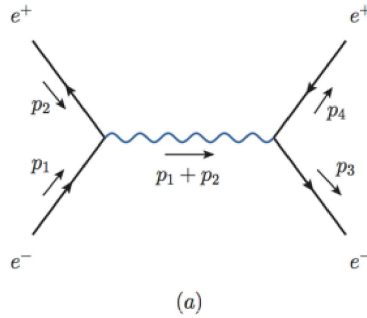


Figura 20: Diagramas de Feynman para o espalhamento elétron-pósitron.

exemplo, para uma reação do tipo

$$A + B \rightarrow C + D, \quad (28)$$

podemos relacionar o diagrama às Figuras (21a) e (21b).



(a) Esquema com o tempo fluindo de baixo para cima. (b) Esquema com o tempo fluindo da esquerda para a direita.

Figura 21: Duas representações diagramáticas diferentes para o processo $A + B \rightarrow C + D$.

Podemos interpretar essa reação como duas partículas A e B se aniquilando para gerar uma partícula mediadora I , que posteriormente decai em um par C e D .

Outro processo relevante é a aniquilação e criação de pares partícula-antipartícula mediada por um bóson B , do tipo

$$A + A' \rightarrow A + A'. \quad (29)$$

Essa reação é a mesma apresentada na Figura 20, podendo ser generalizada para qualquer par partícula–antipartícula, como ilustrado na Figura 22a.



(a) Esquema com o tempo fluindo de baixo para cima. (b) Esquema com o tempo fluindo da esquerda para a direita.

Figura 22: Duas representações diagramáticas diferentes para o processo $A + A' \rightarrow A + A'$.

Nessas representações, distinguimos as antipartículas com uma linha sobrescrita e, adicionalmente, a orientação da linha aponta no sentido contrário do tempo para diferenciá-las das partículas correspondentes. Logo, os diagramas de Feynman servem como ferramentas que facilitam a compreensão de que tipo de processos estamos lidando. Além disso, a partir deles conseguimos determinar, de forma a compreender os conceitos básicos da interação, a estrutura matemática que relaciona a interação das partículas envolvidas no diagrama.

8.1 A amplitude \mathcal{M}

Ao falar de espalhamentos de partículas quânticas e relativísticas, voltamos nossa atenção diretamente aos já mencionados diagramas de Feynman e também às equações que descrevem o movimento das partículas, as Lagrangianas. Com isso em mente, a matemática que descreve esses espalhamentos resulta de uma grande construção teórica que remonta aos fundamentos da mecânica quântica.

Por simplificação, não vamos detalhar todas as equações gerais do sistema, mas é importante relembrar que um dos princípios básicos da mecânica quântica é a noção de *probabilidade*. Uma partícula pode estar em diferentes estados ou posições ao mesmo tempo, o que nos obriga a definir a probabilidade de encontrá-la em determinada configuração, caso queiramos prever seu comportamento.

Na teoria quântica de campos (TQC), essa ideia se mantém. O que desejamos agora é calcular a probabilidade de que uma interação ou espalhamento ocorra. Para isso, introduzimos o elemento de matriz \mathcal{M}_{if} , chamado de **amplitude de espalhamento**.

A partir dessa quantidade, podemos descrever a probabilidade de um conjunto de partículas iniciais, com momentos bem definidos e caracterizadas por um estado $|\text{inicial}\rangle$, evoluir para um conjunto de partículas finais, também com momentos bem definidos, representadas pelo estado $|\text{final}\rangle$.

Uma vez obtida \mathcal{M}_{if} , podemos determinar diversas quantidades físicas importantes e mensuráveis, como, por exemplo, a seção de choque diferencial:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |\mathcal{M}_{if}|^2, \quad (30)$$

bem como as taxas de decaimento Γ e o tempo de meia vida τ :

$$\Gamma \propto |\mathcal{M}_{if}|^2; \quad \tau \propto \frac{1}{|\mathcal{M}_{if}|^2}. \quad (31)$$

Primeiramente, é necessário que, em toda interação, o momento total seja conservado. Assim, para cada vértice, temos a seguinte transferência de momento:

$$\sum p_{\text{entra}} - \sum p_{\text{sai}}, \quad (32)$$

em que o primeiro termo representa a soma de todos os momentos que entram no vértice e o segundo, a soma dos que saem.

Como os vértices representam interações, e cada uma está associada a uma força fundamental de magnitude diferente, é necessário multiplicar cada vértice por um fator g , a constante de acoplamento da interação.

Por exemplo, para a interação eletromagnética, temos:

$$g_e = \sqrt{4\pi\alpha}; \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi\hbar c}, \quad (33)$$

onde α é a constante de estrutura fina.

Além disso, para as linhas internas, aparecem os termos relacionados aos propagadores de Feynman. Para um bóson de spin 0 (geralmente representado por uma linha tracejada), temos o termo multiplicativo:

$$\frac{1}{q^2 - m^2}; \quad (34)$$

para um férmion de spin 1/2, o propagador é dado por:

$$\frac{1}{\not{q} - m}, \quad (35)$$

e, para o fóton no calibre de Feynman, utilizamos:

$$-\frac{1}{k^2}g^{\mu\nu}. \quad (36)$$

Por fim, multiplicam-se todos esses fatores e considera-se a transferência de momento em todas as linhas internas.

Como exemplo, tomemos o processo da Figura (23), que descreve um espalhamento $A + A' \rightarrow A + A'$ mediado por um bóson de spin 0 com momento q :

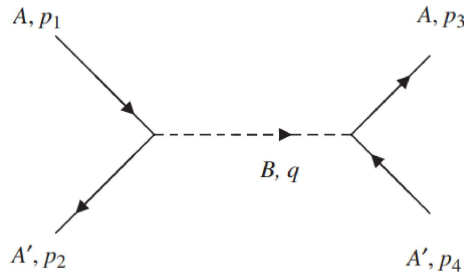


Figura 23: Aniquilação de um par partícula-antipartícula em um bóson mediador de spin 0, que posteriormente decai em um novo par.

Seja g a constante de acoplamento da interação. Para dois vértices, o termo de acoplamento é:

$$g \cdot g = g^2, \quad (37)$$

e o fator de conservação de momento é:

$$p_1 + p_2 = q = p_4 + p_3. \quad (38)$$

Como o bóson mediador tem spin 0, usamos o propagador dado por (34), que deve ser multiplicado pelo fator (37), levando em conta a relação (38). Assim, a amplitude de probabilidade é:

$$\mathcal{M}_{fi} = \frac{g^2}{q^2 - m^2} = \frac{g^2}{(p_1 + p_2)^2 - m^2}. \quad (39)$$

Portanto, a probabilidade desse evento ocorrer é:

$$|\mathcal{M}_{fi}|^2 = \frac{g^4}{[(p_1 + p_2)^2 - m^2]^2}, \quad (40)$$

a partir da qual podemos calcular diversas outras grandezas importantes, como discutido anteriormente.

9 Como sabemos de tudo isso?

Para entender experimentalmente o comportamento das partículas elementares e suas interações, bem como comprovar as teorias propostas, utilizamos equipamentos como **aceleradores de partículas** e **câmaras de bolhas**.

Antes da eletrônica moderna, câmaras de bolhas (de 1952 até aproximadamente 1990) permitiam visualizar diretamente as trajetórias das partículas, como se fossem “fotografias das partículas”. A câmara continha líquido superaquecido (geralmente hidrogênio ou deutério), de modo que, ao atravessá-la, uma partícula carregada ionizava as moléculas do líquido, formando bolhas microscópicas ao longo da trajetória. Essas bolhas eram fotografadas em alta velocidade.

Quando aplicado um campo magnético, as trajetórias se curvavam, e a curvatura fornecia informações como o momento e o sinal da carga da partícula.

Embora simples, essa técnica permitiu, nas décadas de 1950 a 1970, a descoberta de muitas partículas (mésons, bárions exóticos) e a confirmação das interações fraca e forte, pois os decaimentos podiam literalmente ser “vistos” nas imagens, permitindo mapear modos de decaimento e medir massas e spins.

Com o avanço da tecnologia, a taxa de eventos nos aceleradores modernos se tornou muito alta, tornando inviável registrar tudo fotograficamente. Assim, as câmaras de bolhas foram substituídas por detectores eletrônicos, capazes de registrar milhões de colisões por segundo.

Os **aceleradores de partículas** são máquinas que aceleram partículas carregadas, como elétrons, prótons ou íons, a velocidades próximas à da luz e energias extremamente altas. Ao colidir essas partículas contra alvos fixos ou entre si, recriamos condições de energia semelhantes às do universo primordial, possibilitando a produção de novas partículas e o estudo de fenômenos fundamentais.

Existem dois tipos principais:

- **Aceleradores lineares (linacs):** partículas seguem uma trajetória reta, recebendo impulsos elétricos sucessivos.

- **Aceleradores circulares (síncrotrons ou colisores):** partículas giram em anéis guiadas por ímãs, ganhando energia a cada volta até atingir valores extremamente altos.

Como partículas elementares não podem ser vistas diretamente, usamos detectores para converter suas interações com a matéria em sinais elétricos, luz ou trilhas visíveis, revelando presença, energia, momento e tipo da partícula. Há vários tipos de detectores:

- **Detectores de ionização:** partículas ionizam gases ou sólidos, gerando sinais elétricos.
- **Detectores de cintilação:** partículas excitam materiais que emitem luz, detectada por fotomultiplicadoras.
- **Detectores Cherenkov e de tempo de voo:** medem velocidades para identificar partículas.
- **Calorímetros:** absorvem totalmente as partículas e medem sua energia.
- **Detectores de traços (tracking):** como câmaras de bolha e detectores de silício, que medem trajetórias curvas em campos magnéticos para obter momento.

Combinando diferentes detectores em camadas, é possível reconstruir colisões inteiras, identificando partículas, massas, tempos de vida e ângulos de emissão.

Podemos então elencar, de forma cronológica, o desenvolvimento e a criação dos principais aceleradores pelo mundo. Os pioneiros foram os Ciclotrons de Berkeley, nos EUA, construídos em 1930 e 1939, que permitiram obter as primeiras medidas de processos nucleares relevantes. No mesmo local, posteriormente, em 1946 e 1954, surgiram outros dois aceleradores mais potentes e importantes, sendo este último responsável pela descoberta do antipróton.

Já nas décadas de 1950 e 1960, foram construídos os dois primeiros aceleradores do CERN, em 1957 e 1960, em Genebra, na Suíça. Nesse mesmo período, nos EUA, surgiram outros dois aceleradores, responsáveis pela descoberta do neutrino do múon e da estrutura de quarks. Ainda no CERN, em 1971, foi inaugurado o primeiro colisor de prótons, seguido por outros dois aceleradores importantes: um nos EUA, em 1972, e outro na Alemanha, em 1978.

Nas décadas de 1980 e 1990, novas tecnologias permitiram que os experimentos atingissem energias cada vez mais altas, incluindo o SPS, em 1981, e o LEP, em 1989, ambos no CERN, fundamentais para as descobertas dos bósons da força fraca e de características importantes do Modelo Padrão. Destacam-se também o Tevatron, em 1983, o PEP-II, em 1998, e o RHIC, em 2000, todos nos EUA, essenciais para a detecção do quark top, o estudo de suas propriedades e a constatação da violação de algumas simetrias fundamentais.

Por fim, neste século, podemos citar os principais aceleradores em operação, que são cruciais para o desenvolvimento experimental da física de partículas e para a descoberta de novas características do Modelo Padrão:

- O LHC, no CERN, construído em 2008, que, como maior colisor do mundo, foi fundamental para a detecção do bóson de Higgs;
- O LCLS, nos EUA, de 2009, que acelera elétrons para gerar fontes intensas de raios X;
- O SuperKEKB, inaugurado em 2018, o mais eficiente colisor de elétrons-pósitrons já construído.

Os aceleradores são fundamentais para a física de partículas, pois nos permitem explorar regimes de altíssimas energias em busca de novas partículas fundamentais ainda não detectadas. Quanto maior a energia da colisão, maior a massa das partículas que podem ser produzidas, conforme a relação $E = mc^2$. Além disso, são essenciais para testar teorias fundamentais, uma vez que muitas interações descritas pelo Modelo Padrão (e por suas extensões possíveis) só se manifestam plenamente em escalas de energia muito elevadas.

Com essas máquinas, também podemos observar partículas instáveis, que têm tempos de vida extremamente curtos e só surgem em colisões de alta energia. Dessa forma, conseguimos medir propriedades com precisão, pois os aceleradores produzem feixes controlados, enquanto detectores sofisticados permitem determinar grandezas como massa, carga, spin, tempo de vida, modos de decaimento e constantes de acoplamento das partículas.

Um dos pontos mais importantes, se não o principal, é que esses experimentos permitem simular condições semelhantes às do universo primordial. Colisores de íons pesados, como o RHIC e o LHC, recriam o plasma de quarks e glúons que existiu nos primeiros microssegundos após o Big Bang.

Essas informações nos permitem entender com precisão de onde viemos, como viemos e para onde vamos. Esses gigantes equipamentos possibilitam confirmar as teorias relativas ao Modelo Padrão, inicialmente propostas de forma puramente teórica. Como vimos, o Modelo Padrão descreve todas as partículas fundamentais conhecidas (quarks, léptons e bósons mediadores) e suas interações (eletromagnética, fraca e forte). Entretanto, cada bloco dessa teoria foi construído gradualmente, e sua confirmação experimental também ocorreu de forma progressiva.

Foi através dos aceleradores, espalhando elétrons contra prótons, que se descobriu a estrutura interna do próton. Com o avanço tecnológico e o alcance de energias muito altas, foi possível descobrir diretamente todos os quarks e todos os léptons, elétron, múon, tau e seus respectivos neutrinos. Além das partículas que compõem a matéria, os aceleradores foram fundamentais para identificar os bósons de força e medir suas propriedades, como massa, carga, alcance da interação e a maneira como se manifestam na natureza.

Esses experimentos também permitiram confirmar, prever e até descobrir características e comportamentos das partículas de matéria nas interações fundamentais. Outro resultado marcante foi a determinação experimental das constantes de acoplamento e a confirmação da unificação do eletromagnetismo com a força fraca, responsáveis pelo decaimento radioativo de diversos elementos.

Esse esforço culminou em um dos maiores feitos da física moderna: a medição do bóson de Higgs, partícula essencial para a consistência teórica da unificação eletrofraca. Sua produção direta foi possível apenas no LHC, cuja energia extremamente alta, comparada aos aceleradores anteriores, permitiu observá-lo pela primeira vez.

9.1 O LHC (*Large Hadron Collider*)

O LHC, no CERN (Genebra, Suíça), é o maior e mais poderoso acelerador de partículas do mundo. Trata-se de um colisor de prótons-prótons e também de íons pesados, que apresenta as seguintes características:

- **Circunferência:** 27 km de túneis subterrâneos;
- **Energia:** até 13–14 TeV no centro de massa (recorde mundial);
- **Feixes:** prótons circulam em sentidos opostos, guiados por ímãs supercondutores operando a 1,9 K, uma temperatura mais fria que o espaço interestelar.

Ele abriga quatro grandes experimentos principais:

- **ATLAS e CMS:** detectores de propósito geral, responsáveis pela descoberta do bóson de Higgs (2012);
- **LHCb:** especializado no estudo de mésons e na medição precisa de violações de simetria;
- **ALICE:** dedicado às colisões de íons pesados e ao estudo do plasma de quarks e glúons.

Além da descoberta do bóson de Higgs, que completou o arcabouço experimental do Modelo Padrão, o LHC produz resultados de altíssima precisão sobre as propriedades intrínsecas das partículas conhecidas e busca por sinais de nova física, como novas simetrias, partículas inéditas, dimensões extras e uma recriação mais fiel dos instantes iniciais do Universo.