



Notas de Física

CBPF-NF-004/26

Maio 2026

O Modelo Padrão das partículas elementares

Alberto Reis

O Modelo Padrão das partículas elementares

Alberto Reis – CBPF
alberto@cbpf.br

2025

1 Introdução

O Modelo Padrão das partículas elementares (MP) é o resultado de mais de um século de sinergia entre teoria e experimentos, e sintetiza o conhecimento atual sobre as partículas elementares e as interações fundamentais entre elas. O MP reúne as teorias das interações eletromagnéticas, fortes e fracas em um único arcabouço matemático, formado pela simetria de calibre e o mecanismo de Higgs.

No início dos anos 1930, quando os nêutrons foram descobertos, já era sabido que deveria haver um tipo de força atrativa e mais intensa que o eletromagnetismo, que compensaria a repulsão eletrostática entre os prótons nos núcleos atômicos, mantendo os átomos como estruturas estáveis. A força nuclear forte, como ficou conhecida, é a mesma entre dois prótons, dois nêutrons ou entre um próton e um nêutron. Esse fato levou Heisenberg a postular um tipo de simetria batizada como *isospin*. Prótons e nêutrons, desde então referidos como *nucleons*, e formam um sistema de dois níveis semelhante ao *spin* do elétron. A simetria postulada por Heisenberg é uma rotação do estado do nucleon no espaço de isospin, transformando prótons em nêutrons e vice-versa, sem alterar a força entre eles.

Sabia-se também que a desintegração espontânea de núcleos atômicos deveria ser causada por um terceiro tipo de força, de natureza distinta do eletromagnetismo e da força nuclear forte. Foi batizada como força nuclear fraca, e é a responsável pelo decaimento beta (${}^6\text{C}^{14} \rightarrow {}^7\text{N}^{14} + e^- + \bar{\nu}_e$). Como apenas o elétron era detectado, o decaimento beta era um enigma intrigante: sendo as massas do carbono, do nitrogênio e do elétron

bem conhecidas, o elétron (a radiação beta) deveria ter sempre um único e bem definido valor de energia. Mas o que se observa é um espectro contínuo de energia. Seria uma clara violação da conservação da energia, o que levou W. Pauli a postular a existência de uma partícula neutra de massa muito pequena, que seria emitida com o elétron. Essa partícula, que veio a ser chamada neutrino, só foi observada 20 anos depois.

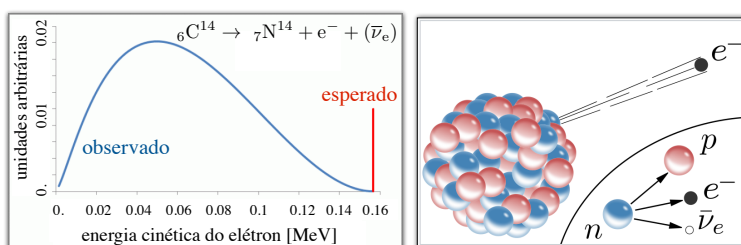


Figura 1: O decaimento beta é o protótipo das interações fracas.

Os anos 1930 foram pródigos em descobertas fundamentais – as antipartículas, o nêutron, o múon, a fissão nuclear são alguns exemplos. Na mesma década, japonês Ideki Yukawa propôs um modelo para representar a interação entre nucleons, que se tornou a base para a forma atual de descrever as interações fundamentais entre as partículas elementares. No modelo de Yukawa, os nucleons trocariam entre si uma terceira partícula, que funcionaria como uma “cola”. A interação entre dois nucleons seria uma *ação à distância mediada por uma terceira partícula*.

Yukawa batizou a então suposta partícula mediadora como *méson*, pois a sua massa deveria ser maior que a do elétron e menor que a do próton. Essa partícula foi descoberta em 1947 por uma equipe inglesa, com a participação decisiva do brasileiro César Lattes, um dos fundadores do CBPF.¹

Hoje sabemos que o modelo de Yukawa é uma descrição efetiva da interação entre nucleons, pois prótons, nêutrons e píons não são partículas elementares. O termo elementar se refere a algo que não é composto por estruturas mais fundamentais. Píons e nucleons são formados por *quarks*, partículas sem uma estrutura interna observável com a atual tecnologia.

¹Na página do CBPF, em “Divulgação/livros” há extenso material sobre a descoberta do méson π , o pión.

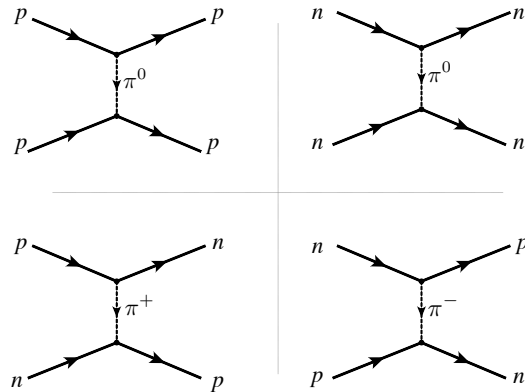


Figura 2: O modelo de Yukawa para colisões entre nucleons.

Nos anos 1950, teve início a era dos aceleradores. O número de partículas “elementares” se multiplicou rapidamente. Assim como no início do século XX, quando o número elevado de átomos sugeria que não eram as estruturas elementares, a existência de mais de 100 partículas era uma indicação de que deveria haver uma ordem subjacente. Essa ordem foi proposta em 1964 por Gell-Mann e Zweig: o modelo a quarks. Inicialmente tidos como meras “peças de lego matemáticas”, sua existência foi confirmada espetacularmente em 1968, em Stanford, EUA, curiosamente em um experimento que replicava o famoso experimento de Rutherford.

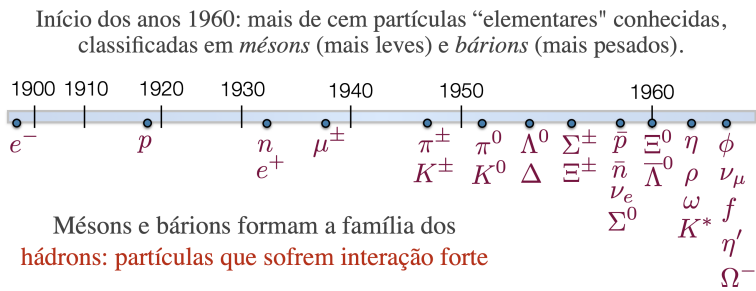


Figura 3: Até o início dos anos 1950, as descobertas foram feitas usando raios cósmicos. Com o início da era dos aceleradores, o número de partículas “elementares” cresceu exponencialmente.

2 Férmiões elementares

As partículas elementares podem ser classificadas de diferentes maneiras. A classificação mais fundamental é feita segundo o *spin*, uma propriedade que todas as partículas elementares possuem. As que têm *spin* semi-inteiro são os *férmions*, enquanto os *bósons* são as que têm *spin* inteiro. São conhecidos 12 férmions elementares, divididos em duas classes: os quarks e os léptons, todos com *spin* 1/2. Para cada férmion existe um antiférmion correspondente, com as mesmas propriedades exceto as cargas, que são invertidas. As interações entre os 12 férmions elementares são mediadas por 12 tipos distintos de bósons.

Há seis tipos de quarks, batizados como *up* (u), *down* (d), *strange* (s), *charm* (c), *beauty* (b) and *top* (t) (Fig. 4). São as únicas partículas que sofrem todos os tipos de força. Os seis tipos de quarks se subdividem em três famílias ou gerações:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}.$$

Os quarks estão permanentemente confinados dentro dos *hádrons*, partículas que sofrem a força forte, tais como prótons, nêutrons e píons. Os hádrons são combinações de quarks e antiquarks: os *bárions* são estados formados por três quarks, enquanto os *mésons* são combinações de um quark e um antiquark. Os quarks tipo “Up” (u, c, t), têm carga $+2/3 e$, enquanto os quarks tipo “Down” (d, s, b), têm carga $-1/3 e$ (e é o módulo da carga elétrica do elétron, 1.6×10^{-19} Coulombs).

Prótons e nêutrons são os bárions mais conhecidos. Os prótons são formados pelos quarks uud , com carga total $+e$, e os nêutrons são formados pelos quarks udd , com carga total nula. Os píons são mésons, e existem em três estados de carga, $\pi^+ = u\bar{d}$ (a barra significa o antiquark d), $\pi^0 = u\bar{u} + d\bar{d}$ e $\pi^- = \bar{u}d$.

Os quarks t, b, c e s são instáveis, com vida-média que varia entre 10^{-25} s (o quark t) e 10^{-8} s (o quark s), e decaem por interação fraca em uma sequência que termina nos quarks u e d . O quark d pode decair no quark u . É o que torna o nêutron *livre* uma partícula instável, com vida média de 15 minutos, aproximadamente. Dentro dos núcleos atômicos, no entanto, o nêutron permanece estável, exceto nos elementos radioativos. A transição $d \rightarrow u$ é o processo que desencadeia o decaimento beta. Os quarks tipo “Up” (u, c, t), podem interagir com todos os do tipo “Down” (d, u, s), independente das gerações a que pertencem.

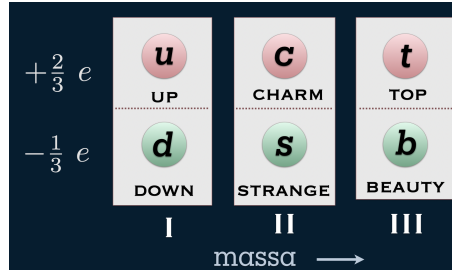


Figura 4: *Os quarks são os constituintes fundamentais da matéria.*

Os léptons são a outra família de férmions elementares. Existem três léptons carregados: o elétron, o mais conhecido; o múon (μ) e o tau (τ), ambos instáveis. O tau é o mais pesado, seguido do múon e do elétron. Os léptons mais pesados decaem por interação fraca nos mais leves, em um cadeia que termina no elétron. Assim como os quarks, os léptons também se subdividem em três famílias, cada uma com dois membros. Para cada lépton carregado existe um neutrino a ele associado. Os dubletos são formados por um lépton carregado e o seu neutrino (Fig. 5), com carga nula.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}.$$

Ao contrário dos quarks, os neutrinos são “monogâmicos”: cada neutrino interage apenas com seu lépton correspondente, o que permite diferenciar os três tipos de neutrinos que, no MP, são considerados partículas sem massa.

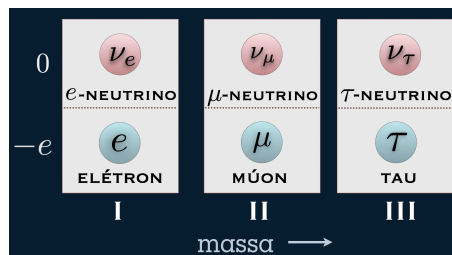


Figura 5: *Os léptons são o segundo tipo de férmions elementares.*

3 Diagramas de Feynman

Os diagramas de Feynman são uma forma engenhosa de representar com elementos gráficos todas as interações possíveis entre partículas elementares. A cada elemento corresponde uma função matemática bem definida, como mostrado na Fig. 6. Em conjunto, as funções associadas aos elementos gráficos formam as regras para o cálculo de amplitudes, seja de espalhamento ou decaimento. As principais funções matemáticas são:

- vértice: combina a constante de acoplamento, g , e o quadrivetor Γ^μ , contendo a informação sobre a intensidade e o tipo de força entre as partículas;
- linha fermiônica: espinor de Dirac (matriz 4×1 , com quatro componentes independentes, faz o papel da função de onda relativística);
- linha antifermiônica: embora represente um antiférmion se propagando no sentido do tempo, tem a seta indicando sentido contrário, por convenção. Também é um espinor de Dirac;
- fóton: representado pelo quadrivetor polarização (o fóton tem dois estados possíveis de polarização);
- propagador sem massa: q^2 é o módulo quadrado do quadrivetor momentum-energia do bóson.

Na Fig. 7(a) encontramos a combinação mais importante dos elementos gráficos mostrados na Fig. 6. É a “peça de lego” fundamental, com a qual todos os diagramas representando qualquer forma de interação podem ser montados e, conseqüentemente, todas as amplitudes podem ser computadas seguindo regras bem definidas. O um exemplo é a aniquilação elétron-pósitron (Fig. 7(b)) resultando em um par férmion-antiférmion, $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$. O diagrama correspondente está na Fig. 7(c).

Qualquer diagrama, por mais complexo que seja, pode ser formado a partir da combinação mostrada na Fig. 7(a). Podemos trocar uma linha fermiônica por uma bosônica, como na Fig. 8, o que nos leva a outro processo físico. É importante observar, no entanto, que os diagramas seguem uma ordenação temporal. Se o diagrama da Fig. 7(c) é girado de 90° , temos agora o espalhamento elástico $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$, ilustrado na Fig. 7(d). Os diagramas de alguns processos físicos importantes estão mostrados na Fig. 8.

A combinação de duas linhas fermiônicas e um vértice é o que chamamos *corrente*. Cada vértice está conectado a um propagador, cuja outra

extremidade está conectada a uma segunda corrente. As amplitudes, sejam de decaimentos ou de espalhamentos, são construídas, na versão mais simples (a que envolve apenas dois vértices, ou um único propagador), na forma corrente-propagador-corrente.

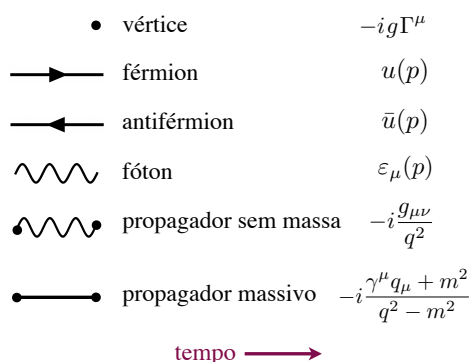


Figura 6: As regras de Feynman são uma receita para construir amplitudes. A cada elemento gráfico nos diagramas corresponde um objeto matemático.

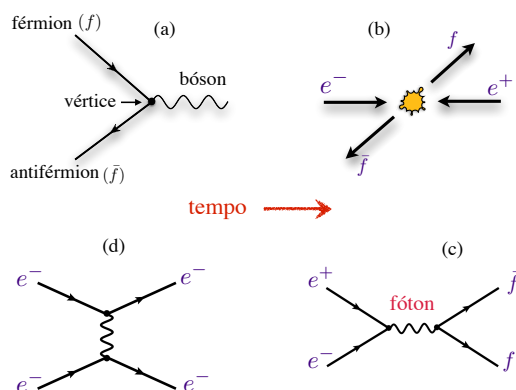


Figura 7: (a) O diagrama básico, a partir do qual todos podem ser construídos. (b) Em uma colisão entre partícula e sua antipartícula ambas são aniquiladas, resultando em um par férmion-antiférmion (diagrama (c)). O diagrama (c) pode ser girado de 90° , resultando no diagrama (d), que corresponde ao espalhamento elástico de dois elétrons.

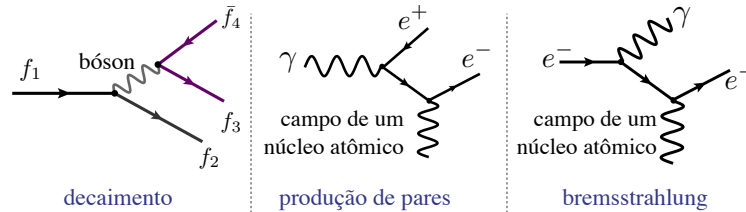


Figura 8: O decaimento de um férmion gera dois férmions e um antiférmion no estado final. O diagrama de bremsstrahlung é obtido a partir do de produção de pares, bastando trocar a linha fermiônica do pósitron, que se torna a de um elétron, com a do fóton incidente, que se torna o fóton de bremsstrahlung.

4 Interações fundamentais

A ideia de ação à distância mediada por uma terceira partícula tornou-se o modelo atual para representar a interação entre duas partículas elementares. Na *Eletrodinâmica Quântica* (QED, na sigla em inglês), a terceira partícula é o fóton, o *quantum* do campo eletromagnético. Na teoria das interações fortes, as partículas mediadoras são os *glúons*, e nas interações fracas, os bósons W^\pm e Z^0 . Na Fig. 9, estão resumidas algumas das principais características das interações fundamentais.

Os diagramas de reações envolvendo os férmions elementares têm pelo menos dois vértices, sempre ligados por um propagador. Na linguagem da teoria de perturbação, são os termos de primeira ordem. Em cada vértice aparece a constante de acoplamento, que mede a intensidade da interação. Na QED, usa-se com mais frequência a constante de estrutura fina, $\alpha = e^2/4\pi$, em vez do acoplamento e , como medida da intensidade da interação. Analogamente, nas interações fracas usa-se α_S . Apesar de as constantes de acoplamento das interações fracas serem maiores que a da QED, o fato de os bósons W e Z serem muito pesados faz com que a probabilidade de ocorrerem interações fracas seja muito pequena comparada às demais forças, pois a alta massa implica interações de curtíssimo alcance.

A Mecânica Quântica Relativística, de Dirac, se aplica a processos em que o número de partículas nos estados final e inicial é constante. Decaimentos ou aniquilação partícula-antipartícula são exemplos de reações

em que o número de participantes é variável, partículas são criadas e/ou destruídas. O formalismo adequado para reações dessa tipo é o da teoria quântica de campos. O MP, portanto, é uma teoria quântica de campos, que congrega as teorias específicas das três interações fundamentais.

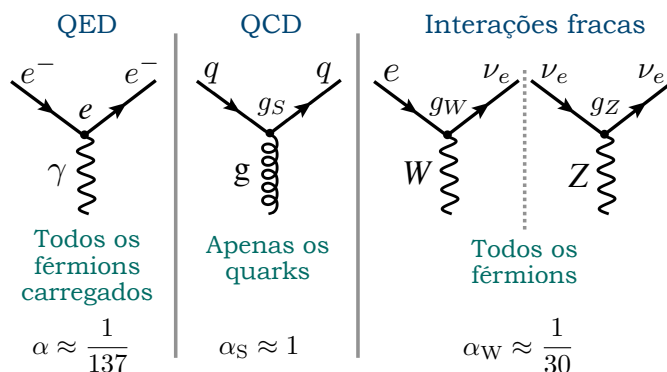


Figura 9: As interações fundamentais entre os férmions elementares.

4.1 Lagrangianas

A formulação Newtoniana da Mecânica é baseada no conceito de *força*. Os mesmos resultados podem ser obtidos em uma formulação alternativa baseada no conceito de *energia*. A função Lagrangiana, definida como $L = T - V$ (T é a energia cinética e V a potencial) descreve o fluxo de energia em sistemas de n partículas em interação. De posse da Lagrangiana de um sistema, as equações de movimento ficam determinadas pela equação de Euler-Lagrange,

$$\frac{\partial L}{\partial q_i} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} = 0,$$

onde q_i são as *coordenadas generalizadas* das partículas e \dot{q}_i as suas derivadas temporais.

Um exemplo simples ilustra a equivalência entre as formulações Newtoniana e Lagrangiana. Considere uma partícula de massa m que se move em uma dimensão sob a ação de um potencial $V(x)$. Tomemos a coordenada generalizada $q = x$. A energia cinética e a Lagrangiana são

$$T = \frac{1}{2} m \dot{x}^2, \quad L = \frac{1}{2} m \dot{x}^2 - V(x).$$

A equação de Euler-Lagrange determina a equação de movimento,

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} = \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}} = m\ddot{x}, \quad \frac{\partial L}{\partial q} = \frac{d}{dx} V(x) = -F, \quad F = ma.$$

Na teoria de campos, as coordenadas q_i das partículas são substituídas os campos $\phi_i = \phi_i(t, x, y, z)$. A Lagrangiana torna-se uma função contínua dos campos e suas derivadas, ou seja torna-se uma *densidade*,

$$L(q_i, \dot{q}_i) \longrightarrow \mathcal{L}(\phi_i, \partial_\mu \phi_i), \quad \partial_\mu \phi_i = \left(\frac{\partial \phi_i}{\partial t}; -\frac{\partial \phi_i}{\partial x}, -\frac{\partial \phi_i}{\partial y}, -\frac{\partial \phi_i}{\partial z} \right).$$

Em resumo, o MP engloba três teorias de campos, a QED, a *Cromodinâmica quântica* (QCD, na sigla em inglês) e a teoria das interações fracas. Em todas as teorias, há os campos que representam os férmions e os que representam os bósons. Os campos são quantizados, o que significa que os seus estados excitados são discretos – as partículas. Todas as três teorias são formuladas a partir de um mesmo arcabouço matemático, resultante da invariância por transformações de calibre, que define a forma como os campos dos férmions interagem com os campos dos bósons, e o mecanismo de Higgs. A Lagrangiana correspondente é

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{QED}} + \mathcal{L}_{\text{strong}} + \mathcal{L}_{\text{weak}}$$

4.2 Simetria de calibre

Na base do MP está uma simetria que define a *forma* das interações entre os férmions elementares, a simetria de calibre (*gauge*, em inglês). A simetria de calibre é uma propriedade que surge no Eletromagnetismo Clássico. Sua origem é a liberdade de redefinir *simultaneamente* os potenciais escalar e vetor sem alterar os campos \mathbf{E} e \mathbf{B} :

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= -\nabla\phi, & \mathbf{B} &= \nabla \times \mathbf{A} \\ \phi \rightarrow \phi' &= \phi - \frac{\partial \chi}{\partial t}, & \mathbf{A} \rightarrow \mathbf{A}' &= \mathbf{A} + \nabla \chi \\ \mathbf{E} &= \mathbf{E}', & \mathbf{B} &= \mathbf{B}' \end{aligned}$$

O que era um “acidente matemático” no Eletromagnetismo Clássico, é agora elevado à categoria de simetria fundamental da Natureza, que define a *forma* das interações fundamentais entre as partículas elementares.

A transformação de calibre consiste em redefinir a fase da função de onda do férmion *localmente*, isto é, uma fase diferente em cada ponto

do espaço-tempo, $\psi(x) \rightarrow \psi' = \psi e^{i\chi(x)}$ ($x = (t, -\mathbf{x})$). Uma teoria tem simetria de calibre se a Lagrangiana permanece inalterada após a redefinição local na fase. O exemplo mais simples é a QED. A Lagrangiana de um elétron livre não é invariante por transformações de calibre, pois a equação de Euler-Lagrange envolve derivadas da sua função de onda. Por simplicidade, considere que a função de onda do elétron, ψ , que dependa apenas de uma coordenada. Com a transformação de calibre, um novo termo aparece,

$$\frac{\partial \psi'}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial x} e^{i\chi(x)} + i\chi'(x)\psi e^{i\chi(x)}.$$

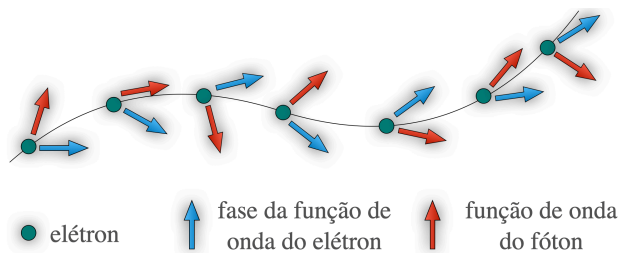
Para que a Lagrangiana permaneça inalterada, é necessário adicionar um novo campo que se transforme ao mesmo tempo e de forma coordenada com a variação local da fase. A introdução do novo campo deve absorver os termos adicionais que surgem com a mudança local da fase da função de onda da partícula. A transformação de calibre da função de onda do elétron, $\psi(x) \rightarrow \psi' = \psi e^{i\chi(x)}$, deve vir acompanhada de uma transformação simultânea no campo do fóton, $A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu \chi(x)$. Assim, a Lagrangiana da QED, invariante por transformações de calibre, têm três termos,

$$\mathcal{L}_{\text{QED}} = \mathcal{L}_e + \mathcal{L}_{\text{int}} + \mathcal{L}_{\text{foton}},$$

onde \mathcal{L}_e representa o elétron, $\mathcal{L}_{\text{foton}}$ representa o fóton e \mathcal{L}_{int} é o termo que descreve a interação entre o elétron e o fóton. A simetria por transformações de calibre, portanto, só é uma propriedade de campos em interação. Uma ilustração está mostrada na Fig. 10. A redefinição local da fase da função de onda do elétron é compensada pela redefinição da função de onda do fóton em cada ponto do espaço-tempo.

A simetria de calibre é um conceito um tanto abstrato, mas pode ser ilustrado na Fig. 11. Na figura, vemos um corpo em queda-livre. Relógios são colocados ao longo da sua trajetória, indicando o momento em que o corpo passa por eles. A diferença na leitura dos relógios, supondo que estejam sincronizados, fornece diretamente o intervalo de tempo transcorrido entre duas posições consecutivas.

A situação muda quando os relógios estão dessincronizados. Nesse caso, é necessário usar uma tabela que corrija a leitura de cada relógio, fazendo que todos fiquem sincronizados. Se os relógios estivessem localizados em cada ponto do espaço, a tabela se transformaria em uma função contínua, o campo de *gauge*.



Em cada ponto e em cada instante, a variação na fase da função de onda do elétron é compensada por uma variação na função de onda do fóton.

Figura 10: A transformação de calibre no campo do férmion gera termos adicionais na Lagrangiana, que são eliminados por uma transformação simultânea no campo do bóson. A simetria de calibre é observada apenas em teorias com interação.

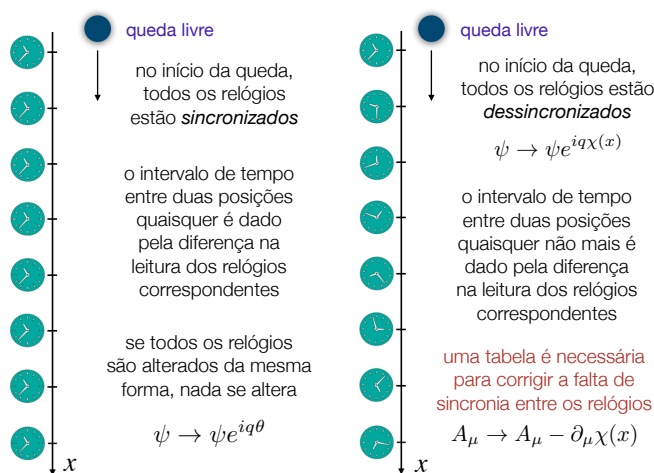


Figura 11: Uma ilustração do conceito de simetria de calibre. Uma tabela corrige a falta de sincronia dos relógios à direita. A aplicação da tabela à leitura dos relógios permite determinar o intervalo de tempo entre duas posições ao longo da trajetória do objeto. A liberdade de ajustar cada relógio à direita é compensada pela tabela, que, naturalmente, varia de acordo com a hora que cada um marca.

4.3 Onde entra o bóson de Higgs?

A exigência da simetria de calibre fixa a forma das interações fundamentais entre férmions elementares, que ocorrem pela troca de bósons mediadores. Guardadas as especificidades de cada tipo de interação, a Lagrangiana da QED é o protótipo das demais interações. Mas há um problema sério: a invariância de calibre só é observada se todas as partículas envolvidas têm massa nula!

Uma solução para esse problema, bastante engenhosa e também um tanto complexa, foi sugerida no início dos anos 1960 por grupos independentes de físicos. Dentre eles, estava Peter Higgs. O *mecanismo de Higgs*, que deveria se chamar mecanismo de Brout-Englert-Higgs propõe uma solução baseada no conceito de *quebra espontânea de simetria*. O formalismo matemático é um tanto complicado, mas é possível resumir as ideias centrais.

O exemplo clássico de quebra espontânea de simetria é o ferromagnetismo, ilustrado na Fig. 12. Quando a temperatura é maior que um valor crítico, a temperatura de Curie (T_C), a agitação térmica destrói o alinhamento dos spins, que apontam em direções aleatórias. Um minúsculo observador no interior do material veria a mesma configuração desordenada em qualquer direção que olhasse. O sistema possui simetria esférica.

Na temperatura de Curie há uma transição de fase. Os spins se alinham novamente, perdendo a simetria esférica, e o material se torna magnético. Os spins, no entanto, podem se alinhar em uma direção qualquer, impossível de prever. Se muitas amostras idênticas, inicialmente $T > T_C$, forem resfriadas, em $T = T_C$ haverá a transição de fase em todas elas. Em cada amostra, os spins se alinharão, mas em direções aleatórias. Em resumo, a quebra espontânea de simetria ocorre em uma transição de fase para um dos infinitos estados fundamentais, que não têm a simetria dos estados excitados.

O mecanismo de Higgs parte da hipótese de que o Universo está preenchido por um campo escalar (*spin-0*), o campo de Higgs. No Universo primordial, quando a temperatura era extremamente alta, o hipotético campo de Higgs encontrava-se em um estado excitado. Nenhuma partícula possuía massa e não havia distinção entre as interações eletromagnéticas e fraca. Havia dois bósons neutros e dois carregados. À medida que o Universo expandia, a temperatura diminuía. Em dado momento, uma transição de fase ocorreu, levando o campo de Higgs a um dos infinitos estados fundamentais. Na transição de fase, os três bósons

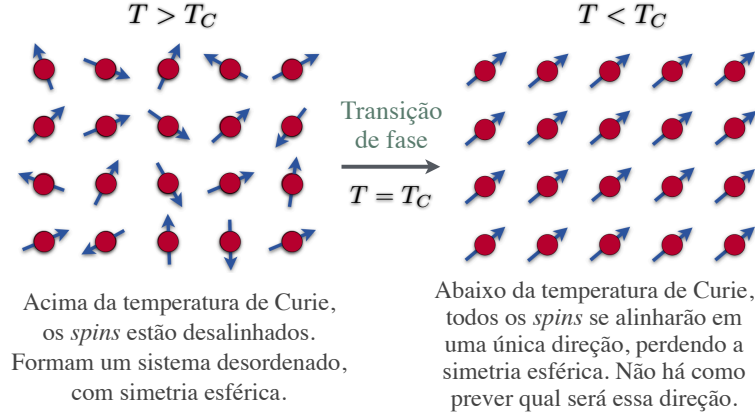


Figura 12: A transição de fase em materiais ferromagnéticos é um exemplo de quebra espontânea de simetria.

mediadores da interação fraca adquiriram massa. O quarto bóson permaneceu, entretanto, sem massa: o fóton. A matemática é um tanto complexa, mas em resumo, esse é o mecanismo de Higgs.

É preciso, portanto, adicionar à Lagrangiana do MP um novo termo:

$$\mathcal{L}_{\text{MP}} = \mathcal{L}_{\text{QED}} + \mathcal{L}_{\text{strong}} + \mathcal{L}_{\text{weak}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}}.$$

A Lagrangiana de Higgs tem a forma

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (\partial_\mu \phi)^\dagger (\partial_\mu \phi) - V(\phi), \quad (1)$$

onde $V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$ é a forma mais geral do potencial de um campo escalar.

Como existem dois bósons com carga (W^\pm) e dois neutros (γ, Z^0), o campo escalar complexo ϕ deve ter uma componente carregada e outra neutra:

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_1 + i\phi_2 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Na Fig. 13, vemos o potencial $V(\phi)$ para o caso mais simples de um campo escalar complexo $\phi = \phi_1 + i\phi_2$. À direita, nota-se que o estado de mais baixa energia é infinitamente degenerado, como no ferromagnetismo. No caso do campo de Higgs (eq. 2), a transição de fase no Universo

primordial levou a um dos possíveis mínimos de $V(\phi)$ (impossível visualizar), quebrando a simetria da Lagrangiana (eq. 1).

O mecanismo de Higgs introduz a massa dos bósons W^\pm e Z^0 . A massa das demais partículas surge da interação destas com o campo de Higgs após a quebra da simetria eletrofraca (Fig. 14). Pode-se fazer uma analogia com uma pessoa caminhando em uma piscina vazia (o vácuo) ou cheia (com o campo de Higgs). Com a piscina cheia, a pessoa obviamente caminha mais devagar, com se tivesse adquirido uma inércia.

Embora o mecanismo de Higgs funcionasse teoricamente, faltava a sua comprovação experimental. E ela se deu com a descoberta do bóson de Higgs em 2012, no CERN. Nas teorias de campo, as partículas são excitações dos respectivos campos. Se o campo de Higgs fosse algo real, deveria haver os *quanta* desse campo, que são os bósons de Higgs. A descoberta de 2012 e os resultados dos estudos posteriores para determinar as propriedades da partícula encontrada comprovaram que a partícula descoberta era mesmo o bóson de Higgs. E assim, o MP tornou-se uma teoria “completa”, embora com vários parâmetros livres, como os acoplamentos das partículas com o campo de Higgs, ou os elementos da matriz CKM.

Sabe-se, entretanto, que o MP é apenas uma teoria efetiva. É bem verdade que nenhum experimento conduzido em laboratórios terrestres jamais encontrou um resultado que não fosse compatível com as previsões do MP. Mas ao olhar para o céu, vemos fatos que não podem ser explicados pelo MP: neutrinos serem partículas massivas, a assimetria entre matéria e antimatéria e a existência da matéria escura.

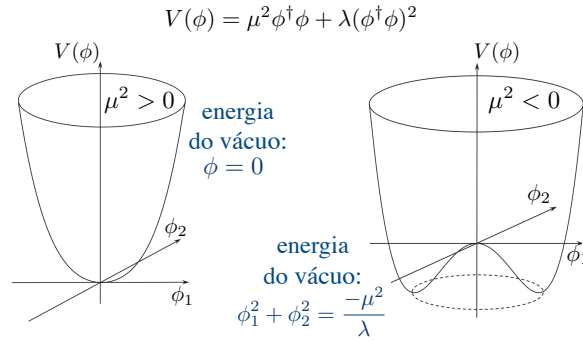


Figura 13: O potencial de Higgs. Se μ^2 é negativo, o estado fundamental é infinitamente degenerado, como no ferromagnetismo. A transição para o estado fundamental quebra espontaneamente a simetria da Lagrangiana.

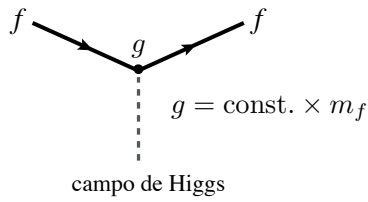


Figura 14: No MP, a massa dos férmions surge da interação destes com o campo de Higgs. Os acoplamentos (g) são proporcionais às massas dos férmions (m_f) e são parâmetros livres.

5 QCD - a teoria das interações fortes

A QED é o protótipo das teorias das interações fundamentais. No entanto, a invariância por transformações de calibre envolve grupos de simetria diferentes. Na QED há apenas um tipo de carga, e o grupo de simetria correspondente é o $U(1)$, com apenas um gerador, que corresponde a um único bóson intermediário, o fóton. As interações fortes, por sua vez, envolvem três tipos distintos de carga de “cor”, e por isso o grupo de simetria é o $SU(3)$, com oito geradores, correspondendo a oito tipos diferentes de glúons. A simetria $SU(3)$ significa invariância por rotações no espaço de cor, ou seja, o acoplamento entre os glúons e os quarks in-

depende dos seus estados de cor, assim como na QED a intensidade da interação entre o fóton e um férmion independe da carga elétrica.

Há uma outra consequência de o grupo de simetria da QCD ser o $SU(3)$, o que a torna bem mais complexa que a QED: os glúons, possuem carga de cor, e por isso podem interagir uns com os outros. Esse fato está associado ao confinamento dos quarks dentro dos hádrons.

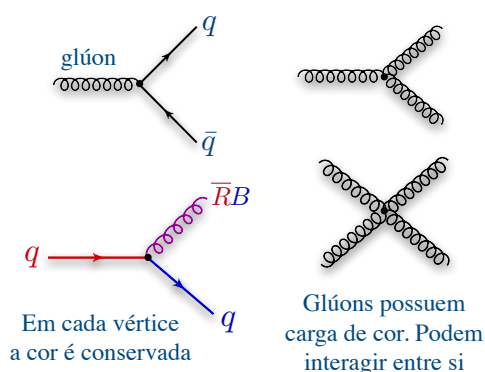


Figura 15: Glúons carregam uma carga composta por uma cor e uma anticor. Podem interagir entre si, formando inclusive estados ligados, os glueballs.

A “constante” de acoplamento da QCD, α_S , varia de acordo com a energia envolvida na interação entre os quarks. Na Fig. 16 vemos como o acoplamento varia com a energia, implicando dois regimes distintos. O acoplamento α_S diminui à medida que energia da interação entre dois quarks aumenta, ou, equivalentemente, à medida que a distância entre os quarks diminui. Em energias suficientemente altas, o valor de α_S é suficientemente pequeno para permitir que as amplitudes de espalhamento possam ser calculadas usando métodos perturbativos. As dificuldades surgem em interações a baixas energias, quando os dois quarks se afastam. Nesse regime, os valores de α_S são tais que uma expansão em série perturbativa não converge. Resta usar modelos “inspirados na QCD”.

Os anéis de colisão e^+e^- foram fundamentais não só para a descoberta de partículas do MP como também para testes de precisão. O MP passou em todos magnificamente. Um processo particularmente importante é a criação de um par quark-antiquark, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, mostrada na Fig. 17. No referencial do centro de massa da colisão, o quark e o antiquark são

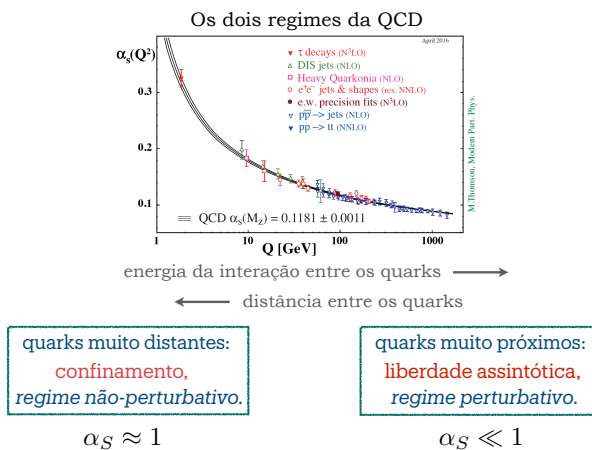


Figura 16: A intensidade do acoplamento entre um glúon e dois quarks, α_S , varia com a energia envolvida na interação.

emitidos em direções opostas, carregando a energia do estado inicial. À medida que se distanciam, forma-se entre eles uma espécie de “tubo de cor”, onde muitos glúons de baixa energia agem como uma mola muito rígida. Como os quarks têm muita energia, o “tubo de cor” se rompe, e em cada extremidade surge um novo par $q\bar{q}$. O processo segue até que não haja mais energia suficiente para a criação de novos pares.

Nos laboratórios, detectamos hádrons agrupados em cones se propagando em direções opostas, a que chamamos jatos. A *hadronização*, a passagem do mundo dos quarks para o dos hádrons, segue sendo nebulosa, pois é um processo que ocorre no regime não-perturbativo da QCD.

6 Interações fracas

As interações fracas são muito diferentes da QCD e da QED. Seus bósons intermediários são massivos ($m_W = 80.397 \pm 0.012$ GeV, $m_Z = 91.1876 \pm 0.0021$ GeV), mas essa não é a única diferença. Tanto a QED como a QCD são invariantes por transformações de paridade e conjugação de carga, mas ambas não são simetrias das interações fracas. Devido à violação da paridade, as interações fracas possuem a propriedade da *quiralidade* (termo que deriva da palavra grega para mão). A quiralidade é a propriedade de objetos que não se superpõem com sua imagem refletida.

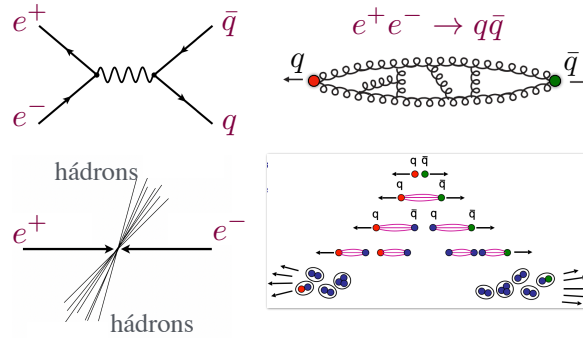


Figura 17: A aniquilação elétron-pósitron pode criar um par quark-antiquark. No laboratório, observam-se dois jatos de hádrons se propagando em direções opostas.

As mãos são o exemplo mais simples. Por essa razão, os dois estados de quiralidade são referidos como “mão esquerda” e “mão direita”.

Na Física de Partículas, a quiralidade não tem um significado físico de fácil percepção, e é difícil fazer analogias. O fato de a teoria das interações fracas ser quiral implica tratar de forma diferente os dois estados de quiralidade. Férmions de mão direita e de mão esquerda não interagem da mesma maneira. Neutrinos são sempre partículas com quiralidade “mão esquerda”, $\nu = \nu_L$. Antineutrinos sempre têm quiralidade “mão direita”, $\bar{\nu} = \bar{\nu}_R$.

Os estados com quiralidade bem definidas se aproximam dos estados de helicidade quando a energia da partícula é muito alta. A *helicidade* é a projeção do *spin* da partícula sobre a direção do momentum,

$$\lambda = \frac{\mathbf{p} \cdot \mathbf{S}}{p}.$$

No caso do elétron e dos demais férmions elementares, partículas com *spin*-1/2, a helicidade pode assumir os valores $\lambda = \pm 1/2$.

A helicidade só é um bom número quântico para partículas sem massa, pois, ao contrário, é sempre possível encontrar um sistema de referência em que a partícula se mova na direção oposta, mudando o sinal de λ . No limite ultra relativístico ($E \gg m$), os autoestados do operador helicidade, $\psi_{\uparrow}, \psi_{\downarrow}$, se confundem com os autoestados de quiralidade, ψ_L, ψ_R . Assim, uma partícula com quiralidade mão esquerda ($\lambda = -1/2$) torna-se de



Figura 18: A teoria das interações fracas é uma teoria quiral. A quiralidade é consequência da violação da paridade.

mão direita ($\lambda = +1/2$) sob a ação da transformação de paridade, que inverte a direção do momentum sem alterar a do spin.

Na Natureza, no entanto, não se observam neutrinos de mão direita nem antineutrinos de mão esquerda. O operador paridade transforma neutrinos de mão esquerda em neutrinos de mão direita ($P : \nu_L = \nu_R$), que nunca foram observados. Da mesma forma, o operador conjugação de carga transforma neutrinos de mão esquerda em antineutrinos de mão esquerda ($C : \nu_L = \bar{\nu}_L$), que tampouco existem.

Para transformar neutrinos de mão esquerda em antineutrinos de mão direita é preciso aplicar a transformação combinada CP , como ilustrado nas Figs. 19 e 20.

Em resumo, há dois tipos de correntes nas interações fracas, as carregadas e as neutras. As correntes carregadas, mediadas por um bóson W^+ ou W^- , envolvem necessariamente a troca de uma unidade de carga. E aqui surge outra diferença fundamental entre os quarks e os léptons. Cada quark do tipo “Up” (u, c, t) interage com todos os quarks tipo “Down” (d, s, b), embora a intensidade da interação seja muito maior entre membros de uma mesma família, como mostrado na Fig. 21. Já entre os léptons, as interações sempre ocorrem entre membros de uma mesma família.

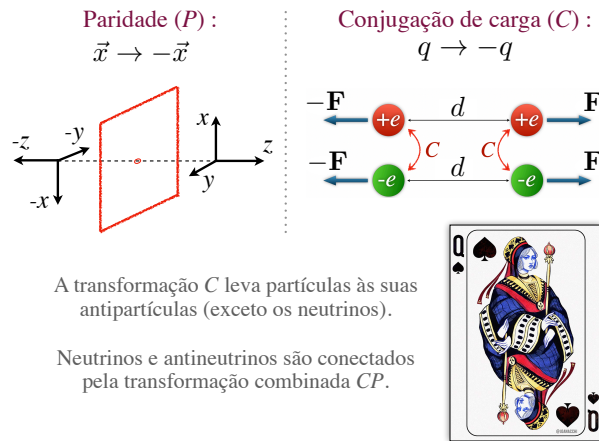


Figura 19: A paridade e a conjugação de carga não são simetrias das interações fracas.

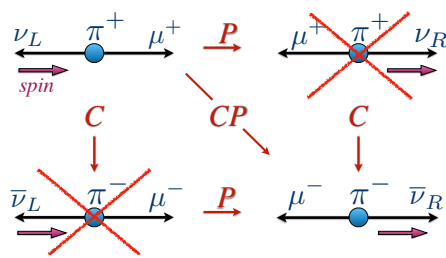


Figura 20: Apenas a combinação das transformações C e P leva o decaimento do pión positivo ao decaimento do pión negativo.

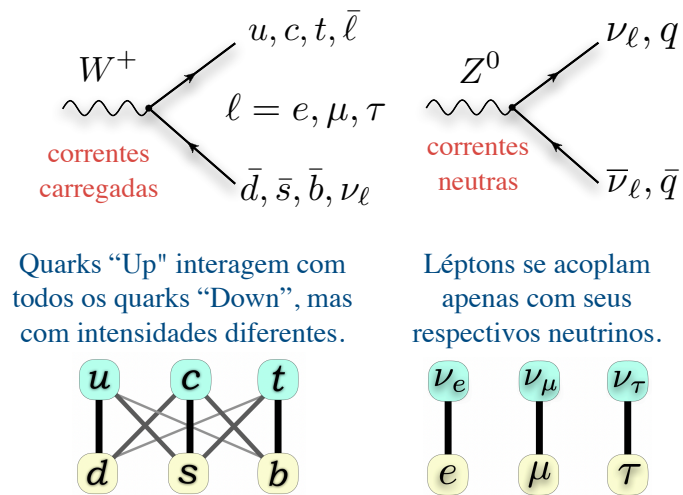


Figura 21: Quarks e léptons interagem com os bósons W^\pm e Z^0 de forma diferente.

NOTAS DE FÍSICA é uma pré-publicação de trabalho original em Física.
Pedidos de cópias desta publicação devem ser enviados aos autores ou ao:

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Área de Publicações
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150 – 4^o andar
22290-180 – Rio de Janeiro, RJ
Brasil
E-mail: alinecd@cbpf.br/valeria@cbpf.br
<http://portal.cbpf.br/publicacoes-do-cbpf>

NOTAS DE FÍSICA is a preprint of original unpublished works in Physics.
Requests for copies of these reports should be addressed to:

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
Área de Publicações
Rua Dr. Xavier Sigaud, 150 – 4^o andar
22290-180 – Rio de Janeiro, RJ
Brazil
E-mail: alinecd@cbpf.br/valeria@cbpf.br
<http://portal.cbpf.br/publicacoes-do-cbpf>