QFT – O que é e porque precisamos

Ronaldo Thibes
Universidade Estadual do Sudoeste da Bahia
Campus de Itapetinga
DCEN

Dez 2017

Aquecimento Inicial

- A teoria da relatividade torna tempo e espaço completamente equivalentes, tratando-os de forma igual.

- Em física, um campo é simplesmente uma função definida no espaço-tempo.

- A segunda quantização complementa a primeira, promovento a própria função de onda também ao status de operador.

QFT – O que é e porque precisamos

I – Os dois Pilares da Física Moderna

II – Incompatibilidade

III – Teoria de Campos

IV – Aplicação Principal:
Física de Partículas

I – Os dois Pilares da Física Moderna

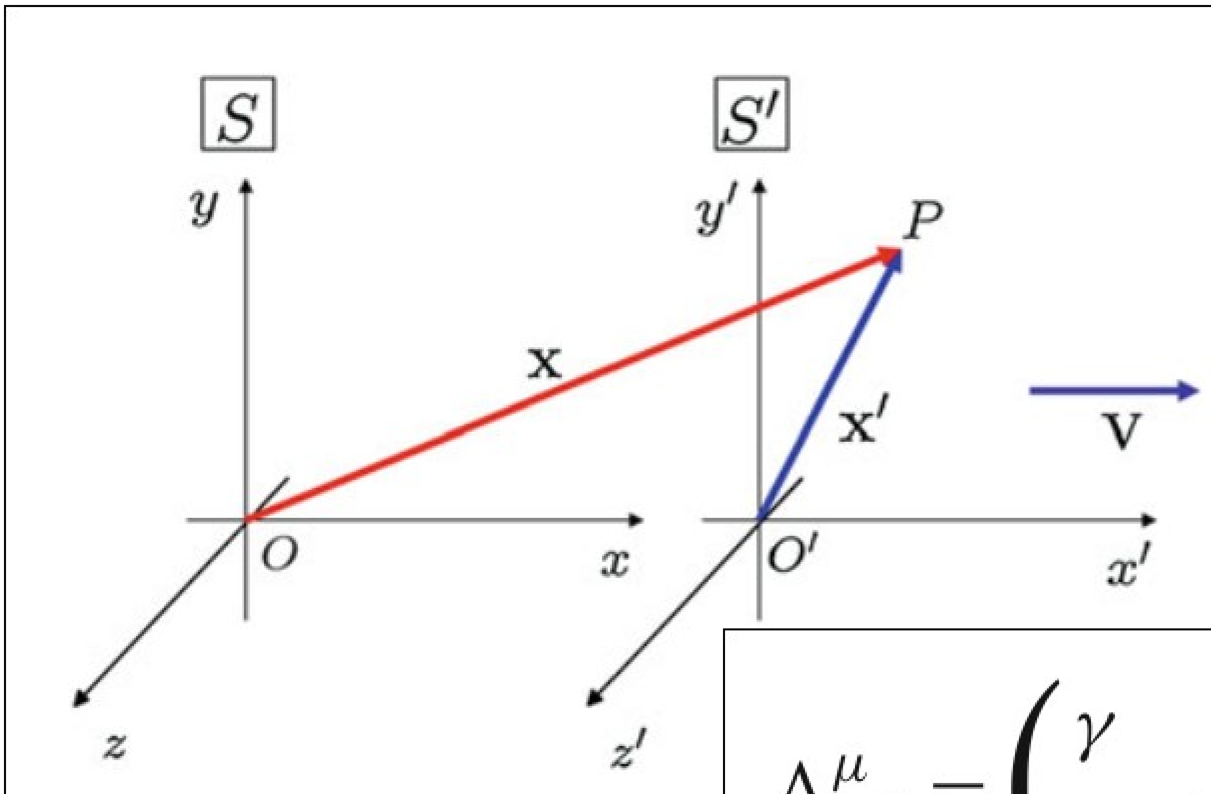
teoria da relatividade,

mecânica quântica,

Em sua forma original,
incompatíveis entre si !

Teoria da Relatividade Restrita

Transformações de Lorentz



$$x'^1 = \gamma(x^1 - \beta x^0),$$
$$x'^0 = \gamma(x^0 - \beta x^1),$$

$$\beta = \frac{v}{c} \quad \gamma = \sqrt{1 - \beta^2}$$

$$\Lambda^\mu{}_\nu = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta^j \gamma \\ -\beta^i \gamma & \delta^{ij} + (\gamma - 1)\frac{\beta^i \beta^j}{\beta^2} \end{pmatrix}.$$

Boost genérico de velocidade relativa $\vec{\beta} = \frac{\vec{v}}{c}$

Transformações de Lorentz

$$x'^{\mu} = \Lambda^{\mu}{}_{\nu} x^{\nu}$$

$$\Lambda^{\rho}{}_{\mu} \Lambda^{\sigma}{}_{\nu} \eta_{\rho\sigma} = \eta_{\mu\nu}$$

$$\boldsymbol{\Lambda}^{T} \boldsymbol{\eta} \boldsymbol{\Lambda} = \boldsymbol{\eta} \qquad \eta = \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & -1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix}$$

Então quer dizer que tempo e espaço são a mesma coisa?

Contra-exemplo 1

Transformando tempo em espaço e espaço em tempo!!

$$\cancel{\begin{array}{l} ct \rightarrow x \\ x \rightarrow ct \end{array}}$$

NÃO É TRANSFORMAÇÃO DE LORENTZ

$$\begin{pmatrix} ct' \\ x' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} ct \\ x \end{pmatrix} \qquad \Lambda = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{\Lambda}^T \boldsymbol{\eta} \mathbf{\Lambda} = \boldsymbol{\eta}$$

$$\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Contra-exemplo 2

Coordenadas da frente de luz

$$x^{+} = \frac{\sqrt{2}}{2}\left(x^{0} + x^{1}\right)$$

$$x^{-} = \frac{\sqrt{2}}{2}\left(x^{0} - x^{1}\right)$$

$$\begin{pmatrix} x^{+} \\ x^{-} \end{pmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{2} \overbrace{\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}}^{\Lambda} \begin{pmatrix} x^{0} \\ x^{1} \end{pmatrix}$$

$$\frac{1}{2}\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}\begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} 1/2 & -1/2 \\ 1/2 & 1/2 \end{pmatrix}$$

$$\boxed{\boldsymbol{\Lambda}^{T} \eta \boldsymbol{\Lambda} = \eta}$$

NÃO É TRANSFORMAÇÃO DE LORENTZ

As transformações de Lorentz incluem

– boosts

– rotações espaciais

e constituem um grupo de Lie de dimensão seis.

Incluindo também translações espaciais e temporais obtemos o grupo de Poincarè.

O grupo de Poincarè

$$x'^{\mu} = \Lambda^{\mu}{}_{\nu}\, x^{\nu} + b^{\mu}$$

$$[\mathbf{L}^{\mu\nu}, \mathbf{L}^{\rho\sigma}] = \eta^{\nu\rho}\mathbf{L}^{\mu\sigma} + \eta^{\mu\sigma}\mathbf{L}^{\nu\rho} - \eta^{\mu\rho}\mathbf{L}^{\nu\sigma} - \eta^{\nu\sigma}\mathbf{L}^{\mu\rho},$$

$$[\mathbf{L}^{\mu\nu}, \mathbf{P}_{\rho}] = \mathbf{P}^{\mu}\delta^{\nu}_{\rho} - \mathbf{P}^{\nu}\delta^{\mu}_{\rho},$$

$$[\mathbf{P}_{\mu}, \mathbf{P}_{\nu}] = \mathbf{0}.$$

$$\boxed{\text{Consistência com relatividade exige invariância frente ao grupo de Poincarè}}$$

Mecânica Quântica Tradicional
(não-relativística)

Equação de Schrödinger

$$H\,\psi = E\,\psi$$

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + V(x)\psi(x) = E\psi(x)$$

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\boldsymbol{x},t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}^2 + V(\boldsymbol{x})\right)\psi(\boldsymbol{x},t)$$

Mecânica Quântica Tradicional
(não-relativística)

Equação de Schrödinger

Casos *muito* particulares:

$$-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} + V(x)\psi(x) = E\psi(x)$$

$$\mathrm{i}\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\boldsymbol{x},t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}^2 + V(\boldsymbol{x})\right)\psi(\boldsymbol{x},t)$$

Mecânica Quântica Tradicional
(não-relativística)

Equação de Schrödinger

Caso mais geral possível:

$$\boxed{i\hbar \frac{\partial}{\partial t}|\psi, t\rangle = H|\psi, t\rangle}$$

Mecânica Quântica Tradicional

(não-relativística)

$$\boxed{i\hbar \frac{\partial}{\partial t}|\psi, t\rangle = H|\psi, t\rangle}$$

H $\rightarrow$ Hamiltoniana do sistema

$|\psi, t>$ $\rightarrow$ estado do sistema no instante t

$|\psi, t> \in V$ $\rightarrow$ espaço de Hilbert relacionado ao número de graus de liberdade

PARADIGMA QUÂNTICO

Dado um *sistema físico*, a partir de seus graus de liberdade, definimos um espaço de Hilbert V contendo os *estados* do sistema.

Em seguida construimos o operador hamiltoniana H.

A evolução temporal de um estado $|\psi, t> \in V$ é regida pela equação de Schrödinger.

Calculamos probabilidades de medirmos autovalores associados a observáveis.

Exemplo 1: Um grau de liberdade contínuo x

Base para *V* : { | x > }

Função de Onda: $\psi(x,t) = \langle x | \psi, t \rangle$

$$H = \frac{P^2}{2\text{m}} + V(x)$$

$$\boxed{i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi, t\rangle = H |\psi, t\rangle}$$

$$\Rightarrow \quad i\hbar \langle x | \frac{\partial}{\partial t} | \psi, t \rangle =$$

$$= \langle x | H | \psi, t \rangle$$

$$-\frac{\hbar}{i}\frac{\partial \Psi(x,t)}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\partial^2 \Psi(x,t)}{\partial x^2} + V(x)\Psi(x,t)$$

Exemplo 2: Um grau de liberdade discreto.

Base para V : $\{ | + \rangle, | - \rangle \}$

"Função de Onda":

$C_+ = \langle + | \psi, t \rangle$

$C_- = \langle - | \psi, t \rangle$

$$H = \left(\frac{e}{m_e c} \right) \mathbf{S} \cdot \mathbf{B}$$

$$H = \omega S_z$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \langle \pm | \psi, t \rangle =$$
$$= \langle \pm | \omega S_z | \psi, t \rangle$$

$$\boxed{i\hbar \frac{\partial}{\partial t} |\psi, t\rangle = H |\psi, t\rangle}$$

Exemplo 2: Um grau de liberdade discreto.

Base para V : $\{ |+\rangle, |-\rangle \}$

"Função de Onda":

$C_+ = \langle + | \psi, t \rangle$

$C_- = \langle - | \psi, t \rangle$

$$H = \left(\frac{e}{m_e c} \right) \mathbf{S} \cdot \mathbf{B}$$

$$H = \omega S_z$$

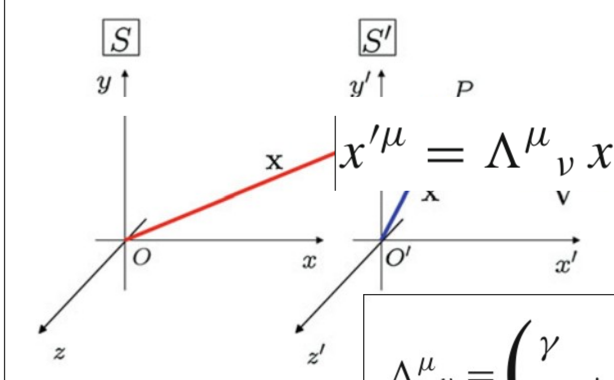
$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \langle \pm | \psi, t \rangle =$$

$$= \langle \pm | \omega S_z | \psi, t \rangle$$

$$c_+ \exp\left(\frac{-i\omega t}{2} \right) |+\rangle + c_- \exp\left(\frac{+i\omega t}{2} \right) |-\rangle$$

Teoria da Relatividade Restrita

Transformações de Lorentz



$$x'^1 = \gamma(x^1 - \beta x^0),$$

$$x'^\mu = \Lambda^\mu{}_\nu\, x^\nu + b^\mu$$

$$\beta = \frac{v}{c} \quad \gamma = \sqrt{1-\beta^2}$$

$$\Lambda^\mu{}_\nu = \begin{pmatrix} \gamma & -\beta^j\gamma \\ -\beta^i\gamma & \delta^{ij} + (\gamma - 1)\frac{\beta^i\beta^j}{\beta^2} \end{pmatrix}.$$

Boost genérico de velocidade relativa

O grupo de Poincarè

$$[\mathbf{L}^{\mu\nu}, \mathbf{L}^{\rho\sigma}] = \eta^{\nu\rho}\mathbf{L}^{\mu\sigma} + \eta^{\mu\sigma}\mathbf{L}^{\nu\rho} - \eta^{\mu\rho}\mathbf{L}^{\nu\sigma} - \eta^{\nu\sigma}\mathbf{L}^{\mu\rho},$$

$$[\mathbf{L}^{\mu\nu}, \mathbf{P}_\rho] = \mathbf{P}^\mu\delta^\nu_\rho - \mathbf{P}^\nu\delta^\mu_\rho,$$

$$[\mathbf{P}_\mu, \mathbf{P}_\nu] = \mathbf{0}.$$

Consistência com relatividade exige invariância frente ao grupo de Poincarè

Mecânica Quântica Tradicional
(não-relativística)

$$\boxed{i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\psi, t\rangle = H|\psi, t\rangle}$$

H → Hamiltoniana do sistema
|ψ, t > → estado do sistema no instante t
|ψ, t > ∈ V → espaço de Hilbert relacionado ao número de graus de liberdade

PARADIGMA QUÂNTICO

Dado um *sistema físico*, a partir de seus graus de liberdade, definimos um espaço de Hilbert *V* contendo os *estados* do sistema.

Em seguida construimos o operador hamiltoniana *H*.

A evolução temporal de um estado |ψ,t > ∈ *V* é regida pela equação de Schrödinger.

Calculamos probabilidades de medirmos autovalores associados a observáveis.

mecânica quântica + relatividade

III – INCOMPATIBILIDADE

Por variadas razões a mecânica quântica tradicional e a relatividade especial são incompatíveis.

- Tentativas de generalizar a eq de Schrödinger usual para Klein-Gordon ou Dirac conduzem a autovalores de energia negativos.

$$E = \frac{p^2}{2m} \qquad E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4$$

mecânica quântica + relatividade

III – INCOMPATIBILIDADE

Por variadas razões a mecânica quântica tradicional e a relatividade especial são incompatíveis.

- Tentativas de generalizar a eq de Schrödinger usual para Klein-Gordon ou Dirac conduzem a autovalores de energia negativos.

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\boldsymbol{x},t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}^2 + V(\boldsymbol{x})\right)\psi(\boldsymbol{x},t)$$

$$-\hbar^2\frac{\partial^2}{\partial t^2}\psi(\mathbf{x},t) = \left(-\hbar^2c^2\nabla^2 + m^2c^4\right)\psi(\mathbf{x},t)$$

mecânica quântica + relatividade

III – INCOMPATIBILIDADE

Por variadas razões a mecânica quântica tradicional e a relatividade especial são incompatíveis.

- Tentativas de generalizar a eq de Schrödinger usual para Klein-Gordon ou Dirac conduzem a autovalores de energia negativos.

- A densidade de probabilidade deixa de ser positiva definida.

- O "mar de Dirac" passa de uma teoria de *uma* partícula para outra de *infinitas* partículas (e não resolve o problema de bósons).

mecânica quântica + relatividade

III – INCOMPATIBILIDADE

A relatividade permite mudanças de referencial que misturam e intercambiam tempo e espaço:

$$x'^1 = \gamma(x^1 - \beta x^0),$$
$$x'^0 = \gamma(x^0 - \beta x^1),$$

A mecânica quântica tradicional trata espaço e tempo de forma conceitual bem diferenciada.

$$\boxed{i\hbar \frac{\partial}{\partial t}|\psi, t\rangle = H|\psi, t\rangle}$$

mecânica quântica + relatividade

III – INCOMPATIBILIDADE

A relatividade permite mudanças de referencial que misturam e intercambiam tempo e espaço:

$$x'^1 = \gamma(x^1 - \beta x^0),$$
$$x'^0 = \gamma(x^0 - \beta x^1),$$

A mecânica quântica tradicional trata espaço e tempo de forma conceitual bem diferenciada.

espaço → posição → ***operador***
tempo → único → ***parâmetro***

$$\psi = \psi(\mathbf{x}_1, \ldots, \mathbf{x}_n; t)$$

Solução para o Problema

As funções de Klein-Gordon ou Dirac
ϕ e ψ não são mais funções de onda (portanto
não caracterizam o *estado* de um sistema),
mas sim um ***campo*** a ser quantizado.

(segunda quantização)

III – Teoria de Campos

O que é um campo?

Resp.: Uma função definida no espaço físico (ou no espaço-tempo)

F: $\mathbb{R}^3 \longrightarrow \mathcal{E}$

(ou F: $\mathbb{R}^3$ x $\mathbb{R} \longrightarrow \mathcal{E}$)

Exemplo importante: Mecânica quântica não-relativística via teoria de campos

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi(\boldsymbol{x},t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}^2 + V(\boldsymbol{x})\right)\psi(\boldsymbol{x},t)$$

Uma partícula
$\rightarrow$ n partículas

III – Teoria de Campos

O que é um campo?

Resp.: Uma função definida no espaço físico (ou no espaço-tempo)

F: $\mathrm{IR}^3 \longrightarrow \mathcal{E}$

(ou F: IR^3 x IR $\longrightarrow \mathcal{E}$)

Exemplo importante: Mecânica quântica não-relativística via teoria de campos

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi = \left[\sum_{j=1}^{n}\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_j^2 + U(\mathbf{x}_j)\right) + \sum_{j=1}^{n}\sum_{k=1}^{j-1} V(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_k)\right]\psi \ ,$$

Mecânica quântica não-relativística *via teoria de campos*

Sistema de n partículas

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi = \left[\sum_{j=1}^{n}\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_j^2 + U(\mathbf{x}_j)\right) + \sum_{j=1}^{n}\sum_{k=1}^{j-1} V(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_k)\right]\psi \ ,$$

$$\psi = \psi(\mathbf{x}_1, \ldots, \mathbf{x}_n; t)$$

Introduzimos os operadores

$$\begin{aligned}
[a(\mathbf{x}), a(\mathbf{x}')] &= 0 \ , \\
[a^\dagger(\mathbf{x}), a^\dagger(\mathbf{x}')] &= 0 \ , \\
[a(\mathbf{x}), a^\dagger(\mathbf{x}')] &= \delta^3(\mathbf{x} - \mathbf{x}') \ ,
\end{aligned}$$

Operador Hamiltoniana

$$H = \int d^3x \; a^\dagger(\mathbf{x})\Big(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\mathbf{x})\Big)a(\mathbf{x})$$
$$+ \frac{1}{2}\int d^3x \, d^3y \; V(\mathbf{x}-\mathbf{y})a^\dagger(\mathbf{x})a^\dagger(\mathbf{y})a(\mathbf{y})a(\mathbf{x})$$

Vetor de estado

$$|\psi, t\rangle = \int d^3x_1 \ldots d^3x_n \; \psi(\mathbf{x}_1, \ldots, \mathbf{x}_n; t)a^\dagger(\mathbf{x}_1) \ldots a^\dagger(\mathbf{x}_n)|0\rangle$$

$$a(\mathbf{x})|0\rangle = 0$$

$$N = \int d^3x \; a^\dagger(\mathbf{x})a(\mathbf{x})$$

Formulações Equivalentes

$$i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi = \left[\sum_{j=1}^{n}\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_j^2 + U(\mathbf{x}_j)\right) + \sum_{j=1}^{n}\sum_{k=1}^{j-1} V(\mathbf{x}_j - \mathbf{x}_k)\right]\psi \ ,$$

$$\Updownarrow$$

$$\boxed{i\hbar\frac{\partial}{\partial t}|\psi, t\rangle = H|\psi, t\rangle}$$

Definições de Teoria Quântica de Campos

Quantum field theory is the application of quantum mechanics to dynamical systems of *fields*, in the same sense that the basic course in quantum mechanics is concerned mainly with the quantization of dynamical systems of *particles*.

Peskin & Schroeder

Quantum field theory is the basic mathematical language that is used to describe and analyze the physics of elementary particles.

Mark Sredinick

the marriage of special relativity and quantum mechanics

Anthony Zee

QFT is too important, too beautiful and too engaging to be restricted to the professionals

Lancaster & Blundell

Incluindo a relatividade

Simplificando a Hamiltoniana vista anteriormente

$$H = \int d^3x \; a^\dagger(\mathbf{x})\Big(-\tfrac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + U(\mathbf{x})\Big)a(\mathbf{x}) + \tfrac{1}{2}\int d^3x\, d^3y \; V(\mathbf{x}-\mathbf{y})a^\dagger(\mathbf{x})a^\dagger(\mathbf{y})a(\mathbf{y})a(\mathbf{x})$$

para o caso sem interação U(**x**) = V(**x-y**) = 0, obtemos

$$\begin{aligned} H &= \int d^3x \; a^\dagger(\mathbf{x})\Big(-\tfrac{1}{2m}\nabla^2\Big)a(\mathbf{x}) \\ &= \int d^3p \; \tfrac{1}{2m}\mathbf{p}^2 \; \widetilde{a}^\dagger(\mathbf{p})\widetilde{a}(\mathbf{p}) \; , \end{aligned}$$

$$
\begin{aligned}
H &= \int d^3x \; a^\dagger(\mathbf{x}) \Big(-\tfrac{1}{2m} \nabla^2 \Big) a(\mathbf{x}) \\
&= \int d^3p \; \tfrac{1}{2m} \mathbf{p}^2 \; \widetilde{a}^\dagger(\mathbf{p}) \widetilde{a}(\mathbf{p}) \; ,
\end{aligned}
$$

$$
\widetilde{a}(\mathbf{p}) = \int \frac{d^3x}{(2\pi)^{3/2}} \; e^{-i\mathbf{p}\cdot\mathbf{x}} \, a(\mathbf{x}) \; .
$$

$$
\begin{aligned}
[\, \widetilde{a}(\mathbf{p}), \widetilde{a}(\mathbf{p}')] &= 0 \; , \\
[\, \widetilde{a}^\dagger(\mathbf{p}), \widetilde{a}^\dagger(\mathbf{p}')]_- &= 0 \; , \\
[\, \widetilde{a}(\mathbf{p}), \widetilde{a}^\dagger(\mathbf{p}')] &= \delta^3(\mathbf{p} - \mathbf{p}') \; ,
\end{aligned}
$$

$$
\widetilde{a}(\mathbf{p}) |0\rangle = 0
$$

$$H = \int d^3p \, \frac{1}{2m}\mathbf{p}^2 \, \widetilde{a}^\dagger(\mathbf{p})\widetilde{a}(\mathbf{p})$$

energia não-relativística

$$H = \int d^3p \, \frac{1}{2m}\mathbf{p}^2 \, \widetilde{a}^\dagger(\mathbf{p})\widetilde{a}(\mathbf{p})$$ → Caso não-relativístico

$$H = \int d^3p \, (\mathbf{p}^2c^2 + m^2c^4)^{1/2} \, \widetilde{a}^\dagger(\mathbf{p})\widetilde{a}(\mathbf{p})$$ → relativístico

autovetores

$$\widetilde{a}^\dagger(\mathbf{p}_1)\ldots\widetilde{a}^\dagger(\mathbf{p}_n)|0\rangle$$

autovalores

$$E(\mathbf{p}_1) + \ldots + E(\mathbf{p}_n)$$

$$E(\mathbf{p}) = \frac{1}{2m}\mathbf{p}^2$$ → Caso não-relativístico

$$E(\mathbf{p}) = +(\mathbf{p}^2c^2 + m^2c^4)^{1/2}$$ → relativístico

De fato, $$H = \int d^3p \, (\mathbf{p}^2c^2 + m^2c^4)^{1/2} \, \widetilde{a}^\dagger(\mathbf{p})\widetilde{a}(\mathbf{p})$$

é a famosa Hamiltoniana de Klein-Gordon!!

Partindo de $\boxed{\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial^\mu\varphi\partial_\mu\varphi - \frac{1}{2}m^2\varphi^2}$

calculamos $\boxed{\mathcal{H} = \frac{1}{2}\Pi^2 + \frac{1}{2}(\nabla\varphi)^2 + \frac{1}{2}m^2\varphi^2}$

Decompondo

$$\boxed{\varphi(x) = \int \widetilde{dk} \, \left[a(\mathbf{k})e^{ikx} + a^*(\mathbf{k})e^{-ikx}\right]} \qquad \boxed{\widetilde{dk} \equiv \frac{d^3k}{(2\pi)^3 2\omega}}$$

passando para o esp dos momentos e quantizando, obtemos

$$H = \int d^3p \, (\mathbf{p}^2c^2 + m^2c^4)^{1/2} \, \widetilde{a}^\dagger(\mathbf{p})\widetilde{a}(\mathbf{p})$$

Pode-se provar que a teoria obtida gera uma representação do grupo de Poincarè, sendo portanto consistente com a relatividade.

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial^\mu\varphi\partial_\mu\varphi - \frac{1}{2}m^2\varphi^2$$

$$\mathcal{H} = \frac{1}{2}\Pi^2 + \frac{1}{2}(\nabla\varphi)^2 + \frac{1}{2}m^2\varphi^2$$

E o que diz a natureza?

$$H = \int d^3p\,(\mathbf{p}^2c^2 + m^2c^4)^{1/2}\,\tilde{a}^\dagger(\mathbf{p})\tilde{a}(\mathbf{p})$$

IV – Aplicação Principal: Física de Partículas

As partículas elementares, observadas experimentalmente, constituem os quanta ou modos de excitação dos campos clássicos.

Principais equações para os campos clássicos:

- equação de Klein-Gordon
- equação de Dirac
- equação de Maxwell

- as interações entre as partículas elementares são introduzidas na lagrangiana via produtos entre os campos

Exemplo: Eletrodinâmica

Campo Eletromagnético ou Campo de Gauge

$$\mathcal{L}^{-}(A_\mu) \quad = \quad -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \; - \frac{1}{2\lambda}(\partial_\mu A^\mu)^2$$

Campo de Klein-Gordon – Bósons

$$\mathcal{L}_{KG}(\phi) \quad = \quad \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - M^2 |\phi|^2$$

Campo de Dirac – Férmions

$$\mathcal{L}_D(\psi, \bar{\psi}) \quad = \quad \overline{\psi}(i\partial\!\!\!/ - m)\psi$$

Termos de Interação

$$\mathcal{L}_I = e\overline{\psi} A\!\!\!/ \psi + ieA^\mu(\phi\partial_\mu\phi^* - \phi^*\partial_\mu\phi) + e^2 A^2 |\phi|^2$$

Após proceder a quantização do sistema

$$\mathcal{L}(A_\mu) = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} - \frac{1}{2\lambda}(\partial_\mu A^\mu)^2$$

$$\mathcal{L}_{KG}(\phi) = \partial_\mu\phi^*\partial^\mu\phi - M^2|\phi|^2$$

$$\mathcal{L}_D(\psi,\bar{\psi}) = \overline{\psi}(i\partial\!\!\!/ - m)\psi$$

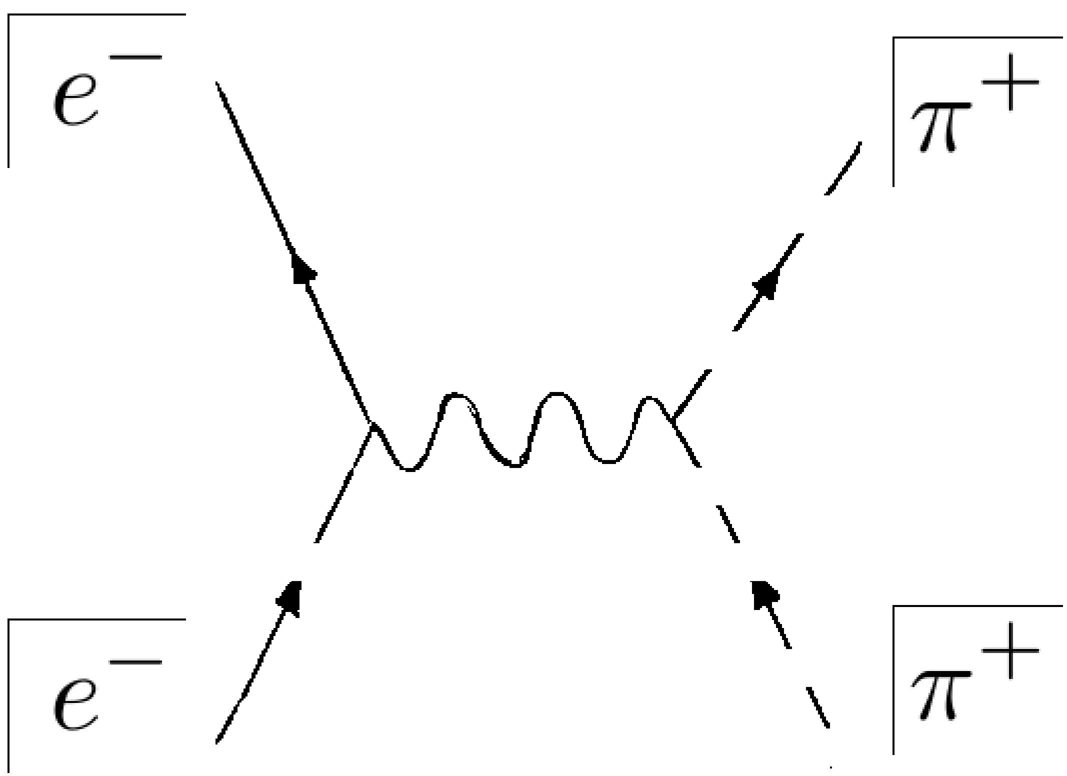
$$\mathcal{L}_I = e\overline{\psi}A\!\!\!/\psi + ieA^\mu(\phi\partial_\mu\phi^* - \phi^*\partial_\mu\phi) + e^2A^2|\phi|^2$$

obtemos uma teoria que descreve, por exemplo, a interação entre um elétron e um píon.

Exemplo: Eletrodinâmica

Processo de Espalhamento

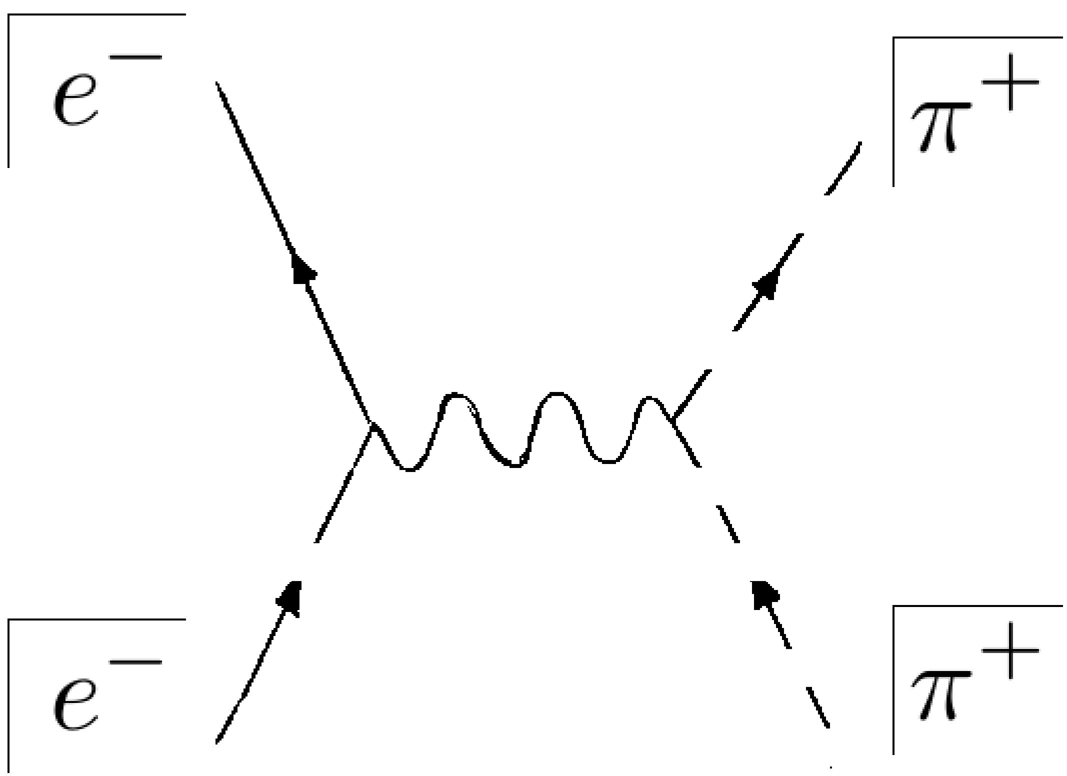
$$e^- + \pi^+ \rightarrow e^- + \pi^+$$



Exemplo: Eletrodinâmica

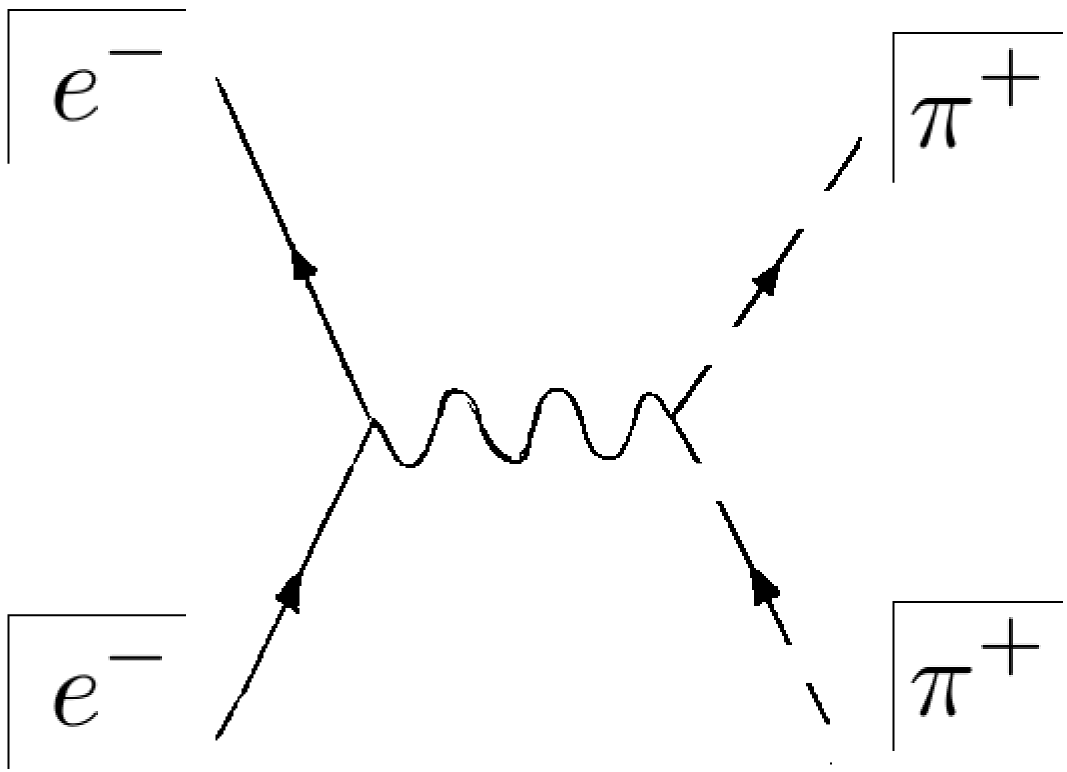
Processo de Espalhamento

$$\mathcal{L}_I = e\overline{\psi}\not{A}\psi + ieA^\mu(\phi\partial_\mu\phi^* - \phi^*\partial_\mu\phi) + e^2A^2|\phi|^2$$



Exemplo: Eletrodinâmica

$$\mathcal{M}_{L\to R} = < e^-_R, \pi^+ | e^-_L, \pi^+ >$$
$$\mathcal{M}_{L\to L} = < e^-_L, \pi^+ | e^-_L, \pi^+ >$$



A partir da amplitude de espalhamento podemos calcular, por exemplo, a seção de choque e confrontar com dados experimentais.

A QED é o exemplo mais bem sucedido de uma teoria física em termos de acordo entre previsão e dados experimentais.

Referências

- Peskin & Schroeder, Quantum Field Theory (2002)

- Srednicki, Quantum Field Theory (2007)

- Ryder, Quantum Field Theory (1996)

- Zee, Quantum Field Theory in a Nut Shell (2010)

- Das, Lectures on Quantum Field Theory (2008)

- A teoria da relatividade torna tempo e espaço completamente equivalentes, tratando-os de forma igual.

- Em física, um campo é simplesmente uma função definida no espaço-tempo.

- A segunda quantização complementa a primeira, promovento a própria função de onda também ao status de operador.