Introdução à Física das Partículas Elementares

4300422

edisciplinas.if.usp.br

(buscar: física das partículas elementares)

Fernando S Navarra

navarra@if.usp.br

Guilherme Germano

guilherme.germano@usp.br

Plano do Curso

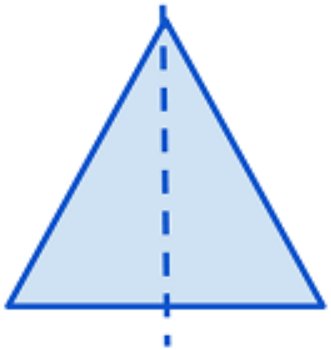
14/03	Cap. 1
16/03	Cap. 1
21/03	Cap. 2
23/03	Cap. 2
28/03	Cap. 3
30/03	Cap. 3
04/04	
06/04	
11/04	Cap. 4
13/04	Cap. 4
18/04	Cap. 4
20/04	P1
25/04	Cap. 4
27/04	Cap. 5
02/05	Cap. 6
04/05	Cap. 6
09/05	Cap. 7
11/05	Cap. 7
16/05	Cap. 8
18/05	Cap. 8
23/05	P2
25/05	Cap. 9
30/05	Cap. 9
01/06	Cap. 9
06/06	
08/06	
13/06	Cap. 10
15/06	Cap. 10
20/06	Cap. 10
22/06	Cap. 11
27/06	Cap. 11
29/06	P3
04/07	Sub

Aula 18

Capítulo 9

Simetrias e o Modelo de Quarks

Simetria para o senso comum

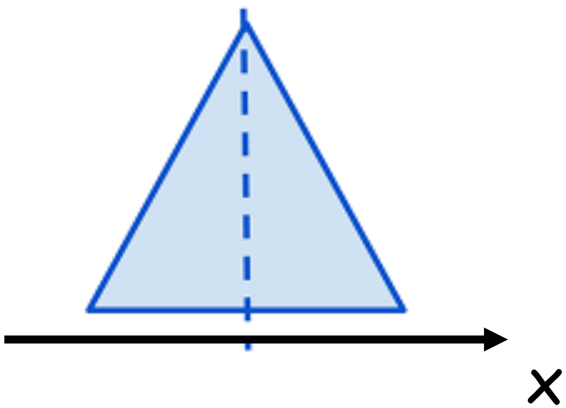


Existe um eixo de simetria que divide a figura em duas partes

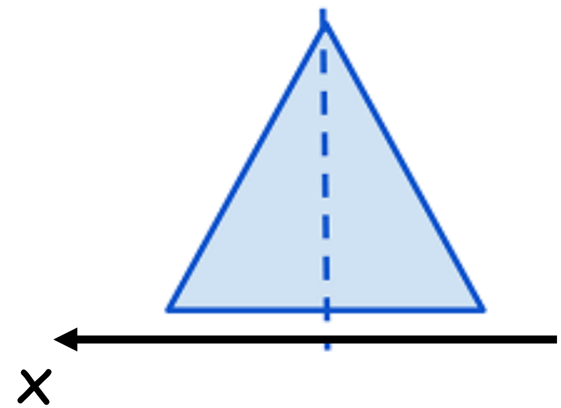
Ao “dobrar” a figura a parte da esquerda se sobrepõe à da direita

Já existe a idéia de operação, de transformação

Já existe a idéia de conservação, de invariância



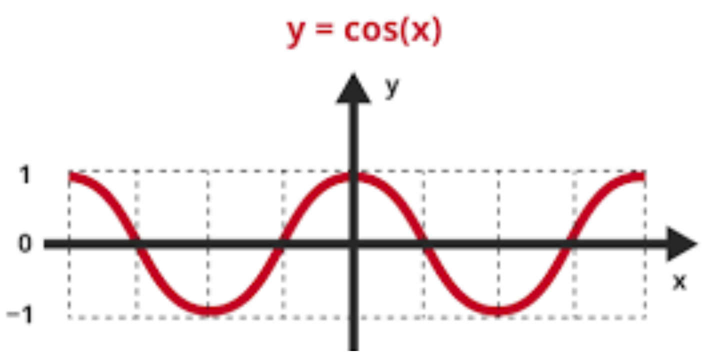
$$x \rightarrow -x$$

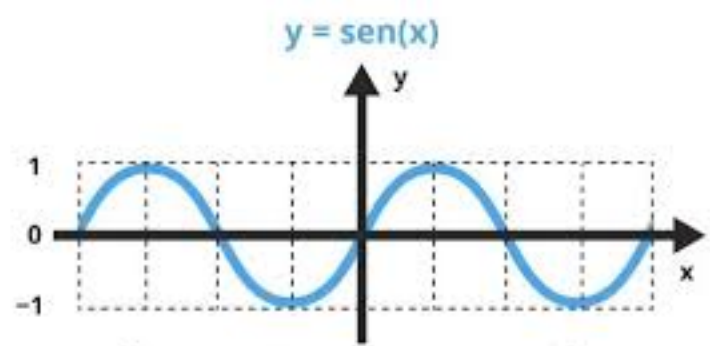


Transformação = reflexão: inversão da coordenada x

Transformação de paridade

Conservação da forma





Simetrias em Mecânica Quântica

Simetria: "alguma coisa" não muda quando fazemos uma transformação

Transformação é realizada por um operador $\hat{U}$

$$\psi \to \psi' = \hat{U}\psi$$

A normalização não deve mudar !

$$\langle\psi|\psi\rangle = \langle\psi'|\psi'\rangle \quad \left\{ \begin{array}{l} |\psi'\rangle = \hat{U}|\psi\rangle \\ \langle\psi'| = \langle\psi|\hat{U}^\dagger \end{array} \right.$$

$$\langle\psi'|\psi'\rangle = \langle\hat{U}\psi|\hat{U}\psi\rangle = \langle\psi|\hat{U}^\dagger\hat{U}|\psi\rangle$$

$$\hat{U}^\dagger\hat{U} = I$$

A transformação deve ser unitária !!

Simetria: o Hamiltoniano e os autovalores devem ser os mesmos

$$\hat{H} \to \hat{H}' = \hat{H}$$

$$\hat{H}\psi_i = E_i\psi$$

$$\hat{H}'\psi_i' = \hat{H}\psi_i' = E_i\psi_i'$$

$$\psi_i' = \hat{U}\psi_i$$

$$\hat{H}\hat{U}\psi_i = E_i\hat{U}\psi_i = \hat{U}E_i\psi_i = \hat{U}\hat{H}\psi_i$$

$$\hat{H}\hat{U}\psi_i = \hat{U}\hat{H}\psi_i$$

$$\left[\hat{H},\hat{U}\right] \equiv \hat{H}\hat{U} - \hat{U}\hat{H} = 0$$

Para cada simetria existe um operador unitário que comuta com o Hamiltoniano !

Transformação infinitesimal

$$\hat{U}(\epsilon) = I + i\epsilon\hat{G} \qquad I = 1 \qquad \epsilon \to 0$$

$\hat{G}$ é chamado de "gerador"

$$\hat{U}(\epsilon)\hat{U}^{\dagger}(\epsilon) = (I + i\epsilon\hat{G})(I - i\epsilon\hat{G}^{\dagger}) = I + i\epsilon(\hat{G} - \hat{G}^{\dagger}) + \cancel{O}(\epsilon^2)$$

$$U^{\dagger}U = I \quad \longrightarrow \quad \boxed{\hat{G} = \hat{G}^{\dagger}}$$

$\hat{G}$ é Hermitiano

Para cada simetria do Hamiltoniano existe uma transformação unitária com um gerador Hermitiano

$\hat{U}$ comuta com o Hamiltoniano. Então:

$$\left[\hat{H}, I + i\epsilon\hat{G}\right] = 0 \quad \longrightarrow \quad \left[\hat{H}, \hat{G}\right] = 0$$

Como já vimos : $\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\langle\hat{G}\rangle = i\left\langle\left[\hat{H},\hat{G}\right]\right\rangle \rightarrow \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\langle\hat{G}\rangle = 0$

Para cada simetria do Hamiltoniano existe uma grandeza conservada G !

Simetrias correspondem a leis de conservação! Teorema de Noether !

Exemplo: invariância translacional

$$x \longrightarrow x + \epsilon \quad \rightarrow \quad \psi(x) \rightarrow \psi'(x) = \psi(x+\epsilon)$$

$$\psi'(x) = \psi(x+\epsilon) = \psi(x) + \frac{\partial\psi}{\partial x}\epsilon + \cancel{\mathcal{O}}(\epsilon^2)$$

$$\psi'(x) = \left(1 + \epsilon\frac{\partial}{\partial x}\right)\psi(x) \qquad \hat{p}_x = -i\frac{\partial}{\partial x}$$

$$\psi'(x) = (1 + i\epsilon\hat{p}_x)\psi(x) \qquad \hat{U}(\epsilon) = I + i\epsilon\hat{G}$$

$\hat{p}_x$ é o gerador da translação

Invariância translacional implica conservação do momento !!!

No caso mais geral podem haver mais geradores :

$$\hat{U} = 1 + i\boldsymbol{\epsilon} \cdot \hat{\mathbf{G}}$$

$$\mathbf{x} \rightarrow \mathbf{x} + \boldsymbol{\epsilon} \qquad\qquad \hat{\mathbf{p}} = (\hat{p}_x, \hat{p}_y, \hat{p}_z)$$

$$\hat{U}(\boldsymbol{\epsilon}) = 1 + i\boldsymbol{\epsilon} \cdot \hat{\mathbf{p}} \equiv 1 + i\epsilon_x \hat{p}_x + i\epsilon_y \hat{p}_y + \epsilon_z \hat{p}_z$$

Transformação finita

Série de transformações infinitesimais

$$\hat{U}(\boldsymbol{\alpha}) = \lim_{n\to\infty} \left(1 + i\frac{1}{n}\boldsymbol{\alpha} \cdot \hat{\mathbf{G}}\right)^n = \exp\left(i\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{G}\right)$$

Simetria de sabor

Próton e nêutron têm a mesma massa

A força nuclear não depende da carga : $V_{pp} \approx V_{np} \approx V_{nn}$

Próton e nêutron são dois estados de uma mesma entidade: o nucleon

Analogia com o spin : $p = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ $n = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ Isospin !

Nucleon tem isospin 1/2 : $I = 1/2$

Projeção na direção 3: $I_3 = \pm 1/2$

Hamiltoniano da interação forte é invariante por transformação de isospin :

Próton → Nêutron Nêutron → Próton

Simetria de sabor dos quarks

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{strong}} + \hat{H}_{\text{em}}$$

repouso + cinética

interação forte

interação eletromagnética

Quarks u e d têm massa aproximadamente igual

$$\hat{H}_{em} << \hat{H}_{strong}$$

$\hat{H}_{strong}$ tem simetria de sabor: nada muda se trocarmos u -> d e d -> u

Definimos: $\mathrm{u} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$ $\mathrm{d} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

$$\begin{pmatrix} \mathrm{u}' \\ \mathrm{d}' \end{pmatrix} = \hat{U} \begin{pmatrix} \mathrm{u} \\ \mathrm{d} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_{11} & U_{12} \\ U_{21} & U_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathrm{u} \\ \mathrm{d} \end{pmatrix}$$

$$\hat{U} = \exp\left(i\alpha_i \hat{G}_i\right)$$

4 matrizes linearmente independentes

Uma delas $\hat{U} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} e^{i\phi}$

As outras três matrizes formam o grupo SU(2) e são geradas por:

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

Matrizes de Pauli

Definimos: $\hat{\mathbf{T}} = \frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma}.$ $\qquad \hat{U} = e^{i\alpha \cdot \hat{\mathbf{T}}}$

Transformação no espaço de isospin : $\begin{pmatrix} \mathrm{u}' \\ \mathrm{d}' \end{pmatrix} = e^{i\alpha \cdot \hat{\mathbf{T}}} \begin{pmatrix} \mathrm{u} \\ \mathrm{d} \end{pmatrix}$

$$\alpha \cdot \hat{\mathbf{T}} = \alpha_1 \hat{T}_1 + \alpha_2 \hat{T}_2 + \alpha_3 \hat{T}_3.$$

Álgebra dos geradores da transformação de isospin

$$\left[\hat{T}_3, \hat{T}_1\right] = i\hat{T}_2 \qquad \left[\hat{T}_1, \hat{T}_2\right] = i\hat{T}_3 \qquad \left[\hat{T}_2, \hat{T}_3\right] = i\hat{T}_1$$

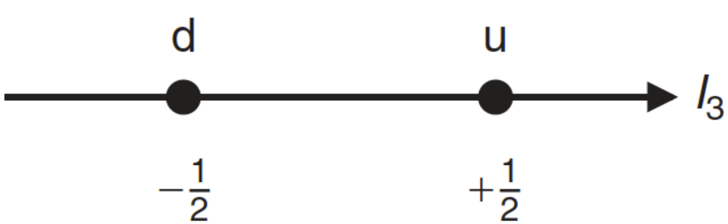
Definimos o isospin total (em analogia ao momento angular total) :

$$\hat{T}^2 = \hat{T}_1^2 + \hat{T}_2^2 + \hat{T}_3^2$$

Estados de isospin: $\phi(I, I_3)$
$$\begin{cases} \mathrm{u} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = \phi\left(\frac{1}{2}, +\frac{1}{2}\right) \\ \mathrm{d} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = \phi\left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}\right) \end{cases}$$

$$\hat{T}^2\phi(I, I_3) = I(I+1)\phi(I, I_3)$$

$$\hat{T}_3\phi(I, I_3) = I_3\phi(I, I_3).$$



"3 é a componente z"

FIM

Exemplo: translação finita $x \longrightarrow x+x_0$ $\hat{p}_x$ é o gerador !

$$\hat{U}(x_0) = \exp(ix_0\hat{p}_x) = \exp\left(x_0\frac{\partial}{\partial x}\right)$$

$$\psi'(x) = \hat{U}\psi(x) = \exp\left(x_0\frac{\partial}{\partial x}\right)\psi(x) \quad = \left(1 + x_0\frac{\partial}{\partial x} + \frac{x_0^2}{2!}\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \cdots\right)\psi(x)$$

$$= \psi(x) + x_0\frac{\partial\psi}{\partial x} + \frac{x_0^2}{2}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \cdots$$ = série de Taylor de $\psi(x + x_0)$

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) = \hat{U}(x_0)\psi = \psi(x + x_0)$$