

# 粒子物理简介

## 第二节 对称性和守恒定律

余钊焕

中山大学物理学院

<http://yzhxxzxy.github.io>



2018 年 5 月

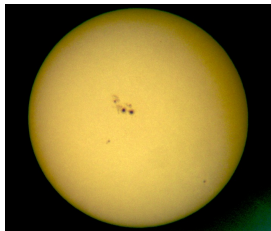


# 对称性

自然界中存在着各式各样的**对称性**。

比如，太阳是一个球体，如果忽略细节结构，它就具有**球对称性**，也就是说，绕中心进行任意旋转操作都不会显现出任何形状上的变化。

然而，太阳表面经常出现黑暗的斑点——太阳黑子，把它们考虑进来，太阳就不再具有严格的球对称性。这是一种**对称性破缺**现象。



太阳和太阳黑子

在物理学中，如果某个现象或系统在某种变换下不改变，就说此现象或系统具有与这种变换相对应的对称性。

- **空间对称性**：对空间性质进行变换所对应的对称性
- **时间对称性**：对时间性质进行变换所对应的对称性
- **内部对称性**：对与空间和时间相独立的其它性质进行变换所对应的对称性

## 连续对称性

若一种变换可用一组连续变化的参数来描述，则它是一种**连续变换**。连续变换对应的对称性叫**连续对称性**。上述球对称性就是一种连续对称性，因为旋转变换可以用连续变化的转动角描述。

**诺特定理**：如果一个系统具有某种不明显依赖于时间的连续对称性，就必然存在一种对应的守恒定律。

对称性	守恒定律	守恒量
时间平移不变性	能量守恒	能量
空间平移不变性	动量守恒	动量
空间转动不变性	角动量守恒	角动量
U(1) 整体不变性	荷数守恒	荷数

诺特定理首先是在**经典物理学**中给出的，但它实际上对所有物理行为由最小作用量原理决定的系统都成立。因此，将它推广到**量子物理学**中也得到了普遍证明。



Emmy Noether  
(1882-1935)

## 分立对称性

不连续的变换称为**分立变换**。分立变换对应的对称性叫**分立对称性**。在**经典物理学**中，分立对称性不会导致守恒定律。但在**量子物理学**中，情况有所不同，若哈密顿量在某个不含时的厄米分立变换下不变，则**变换本身是守恒量**。

例如，**空间反射变换（P 变换）**是使空间坐标都反号而时间坐标不变的一种分立变换，它对应的分立对称性叫**空间反射不变性**。

空间反射变换对任意态  $|\psi(\mathbf{x}, t)\rangle$  的作用是  $\hat{P} |\psi(\mathbf{x}, t)\rangle = |\psi(-\mathbf{x}, t)\rangle$ 。从而， $\hat{P}^2 |\psi(\mathbf{x}, t)\rangle = |\psi(\mathbf{x}, t)\rangle$ ，即  $\hat{P}^2 = 1$ 。另外，可以证明  $\hat{P}$  算符是厄米的，故

$$\hat{P} = \hat{P}^{-1} = \hat{P}^\dagger.$$

P 变换对其本征态  $|\psi(\mathbf{x}, t)\rangle$  的作用是  $\hat{P} |\psi(\mathbf{x}, t)\rangle = P |\psi(\mathbf{x}, t)\rangle = |\psi(-\mathbf{x}, t)\rangle$ ，这里  $P$  是  $\hat{P}$  的本征值。作用两次得  $\hat{P}^2 |\psi(\mathbf{x}, t)\rangle = P^2 |\psi(\mathbf{x}, t)\rangle = |\psi(\mathbf{x}, t)\rangle$ 。因此， $P$  的取值必为  $\pm 1$ ，叫做相应本征态的**宇称（或 P 宇称）**。 $P = +1$  称为**偶宇称**，而  $P = -1$  称为**奇宇称**。

若哈密顿量  $\hat{H}$  在 P 变换不变, 即  $\hat{P}^{-1}\hat{H}\hat{P} = \hat{H}$ , 亦即  $[\hat{P}, \hat{H}] = 0$ , 则利用  $\hat{P}$  的不含时性质  $\frac{\partial \hat{P}}{\partial t} = 0$  和薛定谔方程  $i\frac{\partial |\psi\rangle}{\partial t} = \hat{H}|\psi\rangle$  可得

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \langle \psi | \hat{P} | \psi \rangle &= \frac{\partial \langle \psi |}{\partial t} \hat{P} | \psi \rangle + \langle \psi | \hat{P} \frac{\partial | \psi \rangle}{\partial t} \\ &= \frac{1}{-i} \langle \psi | \hat{H} \hat{P} | \psi \rangle + \frac{1}{i} \langle \psi | \hat{P} \hat{H} | \psi \rangle \\ &= \frac{1}{i} \langle \psi | [\hat{P}, \hat{H}] | \psi \rangle = 0\end{aligned}$$

可见,  $\hat{P}$  算符在任意态下的平均值都不随时间改变, 故  $\hat{P}$  是个**守恒量**。

在量子力学中, 空间反射不变性导致**宇称守恒定律**。

# 守恒量分类

从数学的角度看，守恒量可以分为两大类。

- **相加性守恒量**：复合体系的总守恒量是各组成部分贡献守恒量的**代数和**。  
例如，能量，动量，角动量，电荷，同位旋，奇异数，轻子数，重子数。
- **相乘性守恒量**：复合体系的总守恒量是各组成部分贡献守恒量的**乘积**。  
例如，P 宇称，C 宇称，CP 宇称。

**有经典对应的守恒量都是相加性的，相乘性守恒量都没有经典对应。**

守恒定律是否成立与相互作用有关，从这个角度可以对守恒定律分类。

- **严格守恒定律**：对各种相互作用都成立的守恒定律。
- **近似（或部分）守恒定律**：对某些相互作用成立，对另一些相互作用不成立，但在运动过程中后者的影响是次要的。

能量、动量、角动量和电荷是有经典对应的**相加性严格守恒量**，同位旋和奇异数是无经典对应的**相加性近似守恒量**，P 宇称、C 宇称和 CP 宇称是无经典对应的**相乘性近似守恒量**。**反粒子所有内部相加性量子数与正粒子相反。**

# 群

在数学上，对称性由群论描述。对称变换的集合称为群，群元素具有乘法。

- 两个群元素的乘积就是两次变换相继作用，乘法满足结合律。
- 群中任意两个元素的乘积仍属于此群（封闭性）。
- 群中必有一个恒元  $E$ ，即恒等变换，它与任一元素的乘积仍为此元素。
- 任一元素都可以在群中找到逆元，两者之积为恒元。

若两个群元素的乘积与次序无关，即两次对称变换的结果与次序无关，则称该群是一个阿贝尔群（交换群），否则是一个非阿贝尔群（非交换群）。

如果一些  $m \times m$  矩阵的乘法关系与群元素完全相同，就可用它们来表示群。这些矩阵构成了群的  $m$  维线性表示。

利用线性表示，可将对称变换视作矩阵，将变换所操作的量子态视作列矢量。在粒子物理中，经常见到有  $m$  种粒子集体满足某种对称性，构成  $m$  重态。从群表示论角度看，这里每种粒子对应于  $m$  维表示的一个列矢量基底。

## 分立群和连续群

分立对称性对应于**分立群**，连续对称性对应于**连续群**。

由一个元素  $R$  和它的幂次构成的分立群称为循环群，是一种阿贝尔群；如果  $R^n = E$ ，该群就称为  $n$  阶循环群  $Z_n$ ， $R$  称为**生成元**。P 变换满足  $\hat{P}^2 = 1$ ，因而与恒等变换构成了一个  $Z_2$  群。所以，空间反射不变性是一种  $Z_2$  对称性。

**李群**是粒子物理学中常见的一类连续群，具有一定的解析性质（微分流形）。

$n$  维李群的群元素  $R$  可用  $n$  个独立实参数  $\theta^a$  描写，恒元邻域的元素可表达为指数形式  $R = \exp(i\theta^a t^a)$ 。 $n$  个厄米算符  $t^a$  称为**生成元**，满足**李代数**关系

$$[t^a, t^b] = if^{abc} t^c, \quad a, b, c = 1, \dots, n.$$

实数  $f^{abc}$  称为**结构常数**，满足  $f^{abc} = -f^{bac}$ 。在李群的么正表示中，生成元表达为厄米矩阵，不同维表示具有不同阶生成元，但结构常数总是一样的。

（注意：上面的表达式都省略了求和符号，实际上要对重复的指标从 1 至  $n$  求和。）



## 典型的李群：U(n) 群和 SU(n) 群

在**线性代数**中，矩阵具有乘法，因而可逆方阵能够依靠自身乘法关系构成群。用来定义矩阵群本身的方阵构成该群的**基础表示**，这个表示的维数和方阵的阶数一致。需要注意的是，矩阵群可以拥有维数不同于基础表示的其它表示。

**么正群** U(n) 由  $n \times n$  么正矩阵  $U$  构成，是维数为  $n^2$  的李群。这些矩阵满足

$$U^\dagger U = U U^\dagger = 1, \quad |\det(U)| = 1.$$

最常见的么正群是 U(1) 群，记实数  $Q$  为它的生成元，则群元素在基础表示里表达为  $e^{iQ\theta}$ 。电磁相互作用具有 **U(1) 对称性**，从而导致**电荷守恒定律**。

**特殊么正群** SU(n) 由  $\det(U) = 1$  的  $n \times n$  么正矩阵  $U$  构成，是  $n^2 - 1$  维李群。

SU(2) 群基础表示的生成元  $t^a = \sigma^a/2$ ，其中  $\sigma^a$  为**泡利矩阵**

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

李代数关系为  $[t^a, t^b] = i\epsilon^{abc} t^c$ ，结构常数是 Levi-Civita 符号  $\epsilon^{abc}$ 。

# 同位旋

实验表明，质子和中子**质量相近，强相互作用性质相似**。 $\pi$  介子也有类似性质。在强相互作用中互换质子和中子，系统性质不会改变。类  
比于**自旋**，海森堡在 1932 年提出**同位旋**的概念解释这种现象。

粒子	质子 $p$	中子 $n$	$\pi^+$ 介子	$\pi^0$ 介子	$\pi^-$ 介子
质量 (MeV)	938.27	939.57	139.57	134.98	139.57
电荷 $Q$	+1	0	+1	0	-1



W. Heisenberg  
(1901-1976)

**同位旋  $I$**  由  $SU(2)$  群描述，生成元记为  $I^a$ 。在  $SU(2)$  的 2 维和 3 维表示中， $I^3$  分别为  $\text{diag}(1/2, -1/2)$  和  $\text{diag}(1, 0, -1)$ ，对角元是多重态的  $I^3$  本征值。

质子和中子的同位旋为  $I = \frac{1}{2}$ ，构成**二重态**  $\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$ ， $I^3(p) = +\frac{1}{2}$ ， $I^3(n) = -\frac{1}{2}$

$\pi$  介子的同位旋为  $I = 1$ ，构成**三重态**  $\begin{pmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{pmatrix}$ ， $I^3(\pi^\pm) = \pm 1$ ， $I^3(\pi^0) = 0$

# 同位旋守恒

强相互作用同位旋 SU(2) 不变性引起同位旋  $I$  和同位旋第三分量  $I^3$  的守恒。

因此，在强相互作用过程中，初态与末态的  $(I, I^3)$  相同： $\Delta I = \Delta I^3 = 0$ 。

对于  $\pi$  介子与核子的散射，电荷守恒定律允许存在以下过程：

弹性散射	截面	弹性散射	截面	弹性散射	截面	准弹性散射	截面
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$	$\sigma_1$	$\pi^0 p \rightarrow \pi^0 p$	$\sigma_3$	$\pi^- p \rightarrow \pi^- p$	$\sigma_5$	$\pi^+ n \leftrightarrow \pi^0 p$	$\sigma_7$
$\pi^+ n \rightarrow \pi^+ n$	$\sigma_2$	$\pi^0 n \rightarrow \pi^0 n$	$\sigma_4$	$\pi^- n \rightarrow \pi^- n$	$\sigma_6$	$\pi^- p \leftrightarrow \pi^0 n$	$\sigma_8$

强作用在同位旋 SU(2) 变换下不变，则在同位旋空间绕第二个轴转  $180^\circ$ ，即

$$p \leftrightarrow n, \quad \pi^+ \leftrightarrow \pi^-, \quad \pi^0 \leftrightarrow \pi^0,$$

得到的散射截面应该不变：

$$\sigma_1 = \sigma_6, \quad \sigma_2 = \sigma_5, \quad \sigma_3 = \sigma_4, \quad \sigma_7 = \sigma_8.$$

这在实验中得到证实。

# 同位旋破坏

## ① 强相互作用同位旋不变性破坏

在强相互作用中，同位旋量子数是严格守恒的，但同位旋不变性不是完全严格的。由于同个多重态中不同分量具有**微小质量差**，各分量在运动学上有微小差异，导致同位旋不变性引起的截面关系式存在微小破坏。

## ② 电磁相互作用同位旋破坏

同个同位旋多重态中各分量带有**不同电荷**，导致电磁相互作用性质不同。因此，在电磁相互作用中同位旋不守恒。比如， $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  电磁衰变就不满足同位旋守恒（光子同位旋为 0）。不过，电磁相互作用过程中同位旋的改变比较有限： $\Delta I = 0$  或  $\pm 1$ ， $\Delta I^3 = 0$ （ $I^3$  仍然是守恒的）。

## ③ 弱相互作用同位旋破坏

在弱相互作用中， **$I$  和  $I^3$  都不守恒**。不过，大量实验结果表明，大多数弱作用过程满足  $|\Delta I| \leq 1$ 。

# 奇异数

1947 年，宇宙线实验中观察到由两种中性粒子引起的 V 型事例，它们是后来称为  $K^0$  介子和  $\Lambda^0$  重子的**奇异粒子**。50 年代，加速器上产生大量奇异粒子，才得以系统研究。奇异粒子具有以下两个特征。

- 奇异粒子在强相互作用中**成对产生**，再分别**衰变为非奇异粒子**。

例如： $\pi^- p \rightarrow \pi^0 K^+ \Sigma^-$ ， $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ， $\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$ ；

$pp \rightarrow p K^+ \Lambda^0$ ， $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ ， $\Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$ 。

- 奇异粒子以强相互作用典型时间  $t \sim 10^{-23}$  s **快速产生**，再以弱相互作用典型时间  $\tau \sim 10^{-8} - 10^{-10}$  s **缓慢衰变**。

例如： $K^\pm$  寿命为  $\tau_{K^\pm} = 1.2 \times 10^{-8}$  s， $\Lambda^0$  寿命为  $\tau_{\Lambda^0} = 2.6 \times 10^{-10}$  s。

有些奇异粒子成对产生过程，如  $nn \rightarrow \Lambda^0 \Lambda^0$ ，虽然阈能很低，却始终没有发现在实验中发现。这促使西岛和彦在 1953 年提出**奇异数 S** 的概念，指定  $K^+$  和  $K^0$  的奇异数为 +1， $K^-$ 、 $\Sigma^-$  和  $\Lambda^0$  的奇异数为 -1。**强相互作用中奇异数守恒**，故  $nn \rightarrow \Lambda^0 \Lambda^0$  这个过程被严格禁戒。**弱相互作用中奇异数不守恒**，因而奇异粒子可以缓慢衰变成非奇异粒子。

# 夸克

建立**夸克模型**之后，奇异数得到了合理的解释。奇异数是由**奇夸克**导致的，正奇夸克  $s$  的奇异数为  $-1$ ，反奇夸克  $\bar{s}$  的奇异数为  $+1$ 。

同理可以定义**粲数  $C$** 、**底数  $B$** 和**顶数  $T$** 。另外，还有一个概念是**重子数  $B$** ，介子的重子数为  $0$ ，重子的重子数为  $\pm 1$ 。这些相加性量子数各自对应于一种  $U(1)$  整体不变性，**在强和电磁相互作用中守恒，在弱相互作用中不守恒。**

夸克	$I$	$I^3$	$S$	$C$	$B$	$T$	$B$	$Q$	质量 (GeV)	组分质量
$d$	$1/2$	$-1/2$	$0$	$0$	$0$	$0$	$+1/3$	$-1/3$	$\sim 0.3$	
$u$	$1/2$	$+1/2$	$0$	$0$	$0$	$0$	$+1/3$	$+2/3$	$\sim 0.3$	
$s$	$0$	$0$	$-1$	$0$	$0$	$0$	$+1/3$	$-1/3$	$\sim 0.5$	
$c$	$0$	$0$	$0$	$+1$	$0$	$0$	$+1/3$	$+2/3$	$\sim 1.6$	
$b$	$0$	$0$	$0$	$0$	$-1$	$0$	$+1/3$	$-1/3$	$\sim 4.6$	
$t$	$0$	$0$	$0$	$0$	$0$	$+1$	$+1/3$	$+2/3$	173 (极点质量)	

强子的相加性量子数是价夸克的相加性量子数之和，满足**盖尔曼—西岛关系**

$$\text{电荷 } Q = I^3 + \frac{1}{2}(B + S + C + B + T).$$

# 轻子数

电子、 $\mu$  子、 $\tau$  子及相应中微子统称为**轻子**，它们不参与强相互作用。

1962 年，L. Lederman、M. Schwartz 和 J. Steinberger 在中微子束流实验中发现，中微子具有不同味道，存在  $\mu$  子型中微子  $\nu_\mu$ ，它与电子型中微子  $\nu_e$  不同。他们在中微子与原子核  $N$  的散射中**探测到反应**  $\nu_\mu + N \rightarrow \mu^- + X$  ( $X$  代表不包含带电轻子的其它所有粒子)，但**没有探测到反应**  $\nu_\mu + N \rightarrow e^- + X$ 。

这表明不同代轻子在反应过程中不会混合起来。按下表方式指定三种**轻子数**  $L_e$ 、 $L_\mu$  和  $L_\tau$ ，则它们在**电磁和弱相互作用中守恒**。

轻子	$L_e$	$L_\mu$	$L_\tau$	$Q$	质量	寿命
$e^-$	+1	0	0	-1	0.511 MeV	稳定
$\mu^-$	0	+1	0	-1	105.7 MeV	$2.2 \times 10^{-6}$ s
$\tau^-$	0	0	+1	-1	1.777 GeV	$2.9 \times 10^{-13}$ s
$\nu_e$	+1	0	0	0	< 1 eV	稳定
$\nu_\mu$	0	+1	0	0	< 1 eV	稳定
$\nu_\tau$	0	0	+1	0	< 1 eV	稳定

**轻子数守恒允许：**

$$\begin{aligned}
 n &\rightarrow p e^- \bar{\nu}_e \\
 \mu^- &\rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \\
 \tau^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau \\
 \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu
 \end{aligned}$$

**轻子数守恒禁戒：**

$$\begin{aligned}
 e^- e^- &\leftrightarrow \pi^- \pi^- \\
 \mu^- &\rightarrow e^- \gamma \\
 \pi^- &\rightarrow \mu^- \bar{\nu}_e
 \end{aligned}$$

## 全同粒子交换不变性

对于含有全同粒子的系统，把交换全同粒子  $i$  和  $j$  的分立变换记作  $\hat{P}_{ij}$ 。根据量子力学**全同性原理**，交换全同粒子不会改变系统状态，运动规律对于全同粒子不可分辨。因此， $[\hat{P}_{ij}, \hat{H}] = 0$ ，即  $\hat{P}_{ij}$  是系统的守恒量。由于  $\hat{P}_{ij}^2 = 1$ ，有  $|j, i\rangle = \hat{P}_{ij} |i, j\rangle = \pm |i, j\rangle$ ，即  $\hat{P}_{ij}$  的本征值只能取  $P_{ij} = \pm 1$ 。

- $P_{ij} = +1$ ：波函数对于交换  $i$  和  $j$  是**对称**的，相应全同粒子是**玻色子**。
- $P_{ij} = -1$ ：波函数对于交换  $i$  和  $j$  是**反对称**的，相应全同粒子是**费米子**。

**全同粒子交换不变性对所有相互作用成立， $\hat{P}_{ij}$  是相乘性严格守恒量。**

对于**两个全同粒子构成的系统**，可以证明，波函数  $|i, j\rangle$  满足

$$\hat{P}_{ij} |i, j\rangle = (-1)^{L+S-2s} |i, j\rangle,$$

其中  $s$  为粒子的自旋， $L$  为系统的轨道角动量， $S$  为系统的总自旋。玻色子的自旋  $s$  为整数，有  $(-1)^{2s} = +1$ ；费米子的自旋  $s$  为半整数，有  $(-1)^{2s} = -1$ 。因此  **$L + S$  必定为偶数**。



# C 宇称

**电荷共轭变换 (C 变换)** 是一个分立变换，将粒子态转换成对应的反粒子态。**纯中性粒子**和**纯中性系统**在 C 变换下不变，因此是 C 变换的本征态，相应的本征值 C 称为 **C 宇称**。**C 宇称在强和电磁作用中守恒，在弱作用中不守恒。**

- C 变换使电荷和电流反号，因而电磁场也要反号才能符合麦克斯韦方程组。所以，电磁场的激发态**光子的 C 宇称为奇**，即  $C(\gamma) = -1$ 。
- 如果一个多粒子系统各组分内部相加性守恒量之和均为零，且在 C 变换下不变，则称为**纯中性系统**，比如  $\gamma\gamma$  系统、 $e^+e^-$  系统和  $e^+e^-\gamma$  系统。可以证明，一对正反粒子组成的纯中性系统的 C 宇称为  $C = (-1)^{L+S}$ ，其中  $L$  为轨道角动量， $S$  为总自旋。
- 实验上观测到的  $\pi^0$  主要衰变道是电磁相互作用过程  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 。末态是由两个光子组成的纯中性系统，故 C 宇称为  $(-1)^{L+S}$ ，另由全同粒子交换不变性可知该系统  $L+S$  为偶数。因此，C 宇称在电磁相互作用中守恒意味着  $\pi^0$  介子的 **C 宇称为偶**，即  $C(\pi^0) = +1$ 。

## P 宇称

在 P 变换下, 位置算符  $\hat{x}$  和动量算符  $\hat{p}$  反号, 即  $\hat{P}^{-1}\hat{x}\hat{P} = -\hat{x}$ ,  $\hat{P}^{-1}\hat{p}\hat{P} = -\hat{p}$ ; 而轨道角动量算符  $\hat{L} \equiv \hat{x} \times \hat{p}$  不变, 因为  $\hat{P}^{-1}\hat{L}\hat{P} = (\hat{P}^{-1}\hat{x}\hat{P}) \times (\hat{P}^{-1}\hat{p}\hat{P}) = \hat{L}$ 。也就是说,  $[\hat{P}, \hat{L}] = 0$ 。于是,  $\hat{L}$  和  $\hat{P}$  具有共同的本征态, 可以同时测量。

- **轨道宇称**: 轨道角动量为  $L$  时轨道波函数由球谐函数  $|LM\rangle = Y_{LM}(\theta, \phi)$  描述, 可得  $\hat{P}|LM\rangle = (-)^L|LM\rangle$ , 故轨道宇称为  $P = (-)^L$ 。
- **内禀宇称**: 粒子的内部波函数具有的宇称。纯中性粒子具有绝对的内禀宇称, 其它粒子只有相对的, 需要约定。实验测得如下绝对内禀宇称:

$$P(\gamma) = P(\pi^0) = P(\rho^0) = P(J/\psi) = -1.$$

总宇称是轨道宇称和内禀宇称之积, 在强和电磁相互作用中守恒。

对于一对正反粒子组成的纯中性系统, 可以证明, 若它由正反费米子对组成, 则宇称为  $P = (-)^{L+1}$ ; 若它由正反玻色子对组成, 则宇称为  $P = (-)^L$ 。扣除轨道宇称的贡献之后, 可以看出, 正反费米子的内禀宇称符号相反, 而正反玻色子的内禀宇称符号相同。

## 弱相互作用中宇称不守恒

1947 年，宇宙线实验中观测到两个弱衰变粒子  $\tau^+$  和  $\theta^+$ ，两者质量几乎相同，但衰变末态具有不同的宇称： $\theta^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ （偶宇称）和  $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+$ （奇宇称）。当时普遍认为宇称是守恒的，因而  $\tau^+$  和  $\theta^+$  看起来不是同一种粒子，却又具有相同的质量。这称为  $\theta$ - $\tau$  疑难。

1956 年，李政道和杨振宁仔细分析了各种实验，发现没有证据表明弱作用过程中宇称是守恒的，提出宇称只在弱相互作用中不守恒的观点，并建议一些实验来检验。这样一来， $\tau^+$  和  $\theta^+$  能被认作同种粒子，后来称为  $K^+$  介子。

随后，吴健雄在钴 60 衰变 ( $^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} + e^- + \bar{\nu}_e$ ) 实验中发现电子优先选择反平行于原子核自旋方向出射，从而证实弱作用没有空间反射不变性。李政道和杨振宁因而获得 1957 年诺贝尔奖。



李政道 (1926-)



杨振宁 (1922-)



吴健雄 (1912-1997)

## CP 宇称

**CP 变换**定义为先作 P 变换，再作 C 变换。纯中性粒子和纯中性系统是 P 变换和 C 变换的共同本征态，因而是 CP 变换本征态。相应本征值是 P 宇称与 C 宇称之积，称为 **CP 宇称**。

对于一对正反粒子组成的纯中性系统，CP 宇称为  $CP = (-)^{S-2s}$ ，与系统的轨道角动量无关，只由系统的总自旋  $S$  和粒子的自旋  $s$  决定。

**CP 宇称在强和电磁相互作用中守恒**。虽然在弱相互作用中 P 宇称和 C 宇称都不守恒，但 **CP 宇称在大多数弱作用过程中守恒**。有一小部分弱作用过程存在 **CP 破坏效应**，根源于三代夸克混合矩阵（CKM 矩阵）中的复相位。

CP 变换将弱衰变过程  $K_L^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu$  变换为  $K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ 。如果 CP 不变性在弱相互作用中严格成立，这两个过程应该具有相同的衰变分宽度，即  $\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu) = \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)$ 。然而，实验测得

$$\frac{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu) - \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{\Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^- \mu^+ \nu_\mu) + \Gamma(K_L^0 \rightarrow \pi^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = (0.64 \pm 0.08)\%.$$

说明  $K_L^0$  介子衰变过程存在**千分之几的 CP 破坏效应**。

## 小结

能量  $E$ 、动量  $p$ 、角动量  $J$ 、角动量第三分量  $J^3$ 、电荷  $Q$ 、重子数  $B$ 、轻子数  $L_{e,\mu,\tau}$ 、同位旋  $I$ 、同位旋第三分量  $I^3$ 、奇异数  $S$ 、粲数  $C$ 、底数  $B$  和顶数  $T$  的守恒情况：

相加性守恒量	$E, p, J, J^3$	$Q, B, L_e, L_\mu, L_\tau$	$I$	$I^3$	$S, C, B, T$
强相互作用	✓	✓	✓	✓	✓
电磁相互作用	✓	✓	×	✓	✓
弱相互作用	✓	✓	×	×	×

全同粒子交换  $P_{ij}$ 、 $C$  宇称、 $P$  宇称和  $CP$  宇称的守恒情况：

相乘性守恒量	$P_{ij}$	$C$	$P$	$CP$
强相互作用	✓	✓	✓	✓
电磁相互作用	✓	✓	✓	✓
弱相互作用	✓	×	×	✓ <sub>×</sub>

注：✓ 表示守恒；× 表示不守恒；✓<sub>×</sub> 表示基本守恒，但少数过程有微小破坏。