

粒子物理简介

第三节 对称性和守恒定律

余钊焕

中山大学物理学院

<https://yzhxxzxy.github.io>



2021 年 9 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，绕中心作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

🚗 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**，也称为**不变性**

🕒 **时空对称性**：对时间或空间进行变换所对应的对称性

🍌 时间平移对称性 🍪 空间平移对称性 🍩 空间旋转对称性

⚙️ **内部对称性**：对内部抽象空间进行变换所对应的对称性

🍪 U(1) 整体对称性 🍪 U(1) 规范对称性 🍬 全同粒子交换对称性



太阳和太阳黑子

连续对称性与诺特定理

🧩 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称为**连续对称性**

⚽ 旋转变换可用连续变化的转动角描述 🖱️ 上述球对称性属于连续对称性

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
时间平移对称性	能量守恒	能量
空间平移对称性	动量守恒	动量
空间旋转对称性	角动量守恒	角动量
U(1) 整体对称性	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


🚗 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称为**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

 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，即 $(t, \mathbf{x}) \rightarrow (t, -\mathbf{x})$ ，相应的分立对称性称为**空间反射对称性**

 空间反射变换对态 $|\Psi(t, \mathbf{x})\rangle$ 的作用是 $\hat{P} |\Psi(t, \mathbf{x})\rangle = |\Psi(t, -\mathbf{x})\rangle$

 从而 $\hat{P}^2 |\Psi(t, \mathbf{x})\rangle = |\Psi(t, \mathbf{x})\rangle$ ，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** $|\psi(\mathbf{x}, t)\rangle$ 的作用为

$$\hat{P} |\psi(t, \mathbf{x})\rangle = P |\psi(t, \mathbf{x})\rangle = |\psi(t, -\mathbf{x})\rangle, \text{ 其中 } P \text{ 是 } \hat{P} \text{ 的**本征值**}$$

宇称守恒定律

🟡 P 变换作用两次，得 $\hat{P}^2 |\psi(t, \mathbf{x})\rangle = P^2 |\psi(t, \mathbf{x})\rangle = |\psi(t, \mathbf{x})\rangle$

👉 因此 P 的取值必为 ± 1 ，称为相应本征态的**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，空间反射对称性导致**宇称守恒定律**

守恒量分类



从数学角度看，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，G 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

 对称性在数学上由**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**
- 群中任意两个群元的乘积仍属于此群（**封闭性**）
- 群中必有一个**恒元** E ，即恒等变换，它与任一群元的乘积仍为此群元
- 任一群元 R 都可以在群中找到**逆元** R^{-1} ，两者之积为恒元 ($R^{-1}R = E$)


 若两个群元的乘积与次序无关，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**的乘法关系与群元完全相同，就可以用来表示群


 这些矩阵构成了群的 m **维线性表示**

 利用线性表示，将对称变换视作**矩阵**，将变换所操作的态视作**列向量**

 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 维表示的一个列向量基底

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**

由一个群元 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，空间反射对称性是一种 Z_2 对称性。

 **李群**是一类常见的连续群，具有一定的解析性质（微分流形）


n 维李群的群元 R 可用 n 个独立实参数 θ^a 描写，恒元邻域的群元可表达为指数形式 $R = \exp(i\theta^a t^a)$ ， 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：上述表达式采用爱因斯坦求和约定，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，因而可逆方阵可依照自身乘法关系构成群


 用来定义矩阵群的方阵构成该群的**基础表示**，表示维数与方阵阶数一致

 值得注意的是，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，群元满足

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

最简单的么正群是 U(1) 群，群元在一维表示里表达为 $e^{iQ\theta}$ ，其中有理数 Q 是生成元（荷）。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 σ^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 ϵ^{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**。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**的概念加以解释。 π 介子也有类似性质。

粒子	质子 p	中子 n	π^+ 介子	π^0 介子	π^- 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** $\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$ ， $I^3(p) = +\frac{1}{2}$ ， $I^3(n) = -\frac{1}{2}$

 π 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

🚢 强作用同位旋 SU(2) 对称性引起同位旋 I 和同位旋第三分量 I^3 的守恒

👉 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 π 介子与核子散射，电荷守恒定律允许下列过程存在

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
$\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$	σ_1	$\pi^0 p \rightarrow \pi^0 p$	σ_3	$\pi^- p \rightarrow \pi^- p$	σ_5	$\pi^+ n \leftrightarrow \pi^0 p$	σ_7
$\pi^+ n \rightarrow \pi^+ n$	σ_2	$\pi^0 n \rightarrow \pi^0 n$	σ_4	$\pi^- n \rightarrow \pi^- n$	σ_6	$\pi^- p \leftrightarrow \pi^0 n$	σ_8

🌙 在同位旋 SU(2) 空间绕第 2 轴转 180° ，即

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

得到的强相互作用散射截面应该不变，故

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

☀ 这在实验中得到证实

同位旋破坏



强相互作用同位旋对称性破坏



在强相互作用中，**同位旋量子数严格守恒**，但同位旋对称性不是严格的



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，导致同位旋对称性引起的截面关系式存在微小破坏



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



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：

$$\Delta I = 0 \text{ 或 } \pm 1, \Delta I^3 = 0 \text{ (} I^3 \text{ 仍然是守恒的)}$$



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，宇宙线实验观测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 Λ^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，它们具有以下两个特征

 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， Λ^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^- 、 Σ^- 和 Λ^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 $+1$

 同理可定义**粲数 C** 、**底数 B** 和**顶数 T** ；这些相加性量子数各自对应于一种 $U(1)$ 整体对称性，**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	$+1/3$	$-1/3$	~ 0.3	
u	$1/2$	$+1/2$	0	0	0	0	$+1/3$	$+2/3$	~ 0.3	
s	0	0	-1	0	0	0	$+1/3$	$-1/3$	~ 0.5	
c	0	0	0	$+1$	0	0	$+1/3$	$+2/3$	~ 1.6	
b	0	0	0	0	-1	0	$+1/3$	$-1/3$	~ 4.6	
t	0	0	0	0	0	$+1$	$+1/3$	$+2/3$	173 (极点质量)	


 B 是**重子数**，介子的重子数为 0 ，重子的重子数为 ± 1


 强子相加性量子数是价夸克相加性量子数之和，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、 μ 子、 τ 子及相应中微子统称为**轻子**，它们不参与强相互作用

 1962 年，Lederman、Schwartz 和 Steinberger 在中微子束流实验中发现，中微子具有不同味道，存在 μ 子型中微子 ν_μ ，它与电子型中微子 ν_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，按下表方式指定三种**轻子数** L_e 、 L_μ 和 L_τ ，则它们在**电磁和弱相互作用中守恒**

轻子	L_e	L_μ	L_τ	Q	质量	寿命
e^-	+1	0	0	-1	0.511 MeV	稳定
μ^-	0	+1	0	-1	105.7 MeV	2.2×10^{-6} s
τ^-	0	0	+1	-1	1.777 GeV	2.9×10^{-13} s
ν_e	+1	0	0	0	< 1 eV	稳定
ν_μ	0	+1	0	0	< 1 eV	稳定
ν_τ	0	0	+1	0	< 1 eV	稳定

轻子数守恒允许

$$n \rightarrow pe^- \bar{\nu}_e$$

$$\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$$

$$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$$


轻子数守恒禁戒



$$e^- e^- \leftrightarrow \pi^- \pi^-$$


$$\mu^- \leftrightarrow e^- \gamma$$


$$\pi^- \leftrightarrow \mu^- \bar{\nu}_e$$


全同粒子交换对称性

 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  $[\hat{P}_{ij}, \hat{H}] = 0$ ，即 \hat{P}_{ij} 是系统的守恒量

 由 $\hat{P}_{ij}^2 = 1$ 得 $|j, i\rangle = \hat{P}_{ij} |i, j\rangle = \pm |i, j\rangle$ ，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**


 **全同粒子交换对称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

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


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 $(-)^{2s} = +1$ ；费米子的自旋 s 为半整数，有 $(-)^{2s} = -1$ 。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, 将正粒子态与反粒子态互换


 **纯中性粒子** 在 C 变换下不变, 是 C 变换本征态, 相应本征值称为 **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符合麦克斯韦方程组

 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 $C = (-)^{L+S}$, 其中 L 为轨道角动量, S 为总自旋

 在 π^0 电磁衰变过程 $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 中, 末态是由两个光子组成的纯中性系统, 故 C 宇称为 $(-)^{L+S}$, 另由全同粒子交换对称性可知该系统 $L+S$ 为偶数


 C 宇称在电磁作用中守恒意味着 **π^0 介子的 C 宇称为偶**, 即 $C(\pi^0) = +1$


P 宇称

 在 P 变换下，位置 \hat{x} 和动量 \hat{p} 反号，即 $\hat{P}^{-1}\hat{x}\hat{P} = -\hat{x}$ ， $\hat{P}^{-1}\hat{p}\hat{P} = -\hat{p}$


 $\hat{P}^{-1}\hat{L}\hat{P} = (\hat{P}^{-1}\hat{x}\hat{P}) \times (\hat{P}^{-1}\hat{p}\hat{P}) = \hat{L}$  轨道角动量算符 $\hat{L} \equiv \hat{x} \times \hat{p}$ 不变


 也就是说， $[\hat{P}, \hat{L}] = 0$ ，故 \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内禀宇称，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

θ - τ 疑难: 1947 年, 宇宙线实验中观测到两个**弱衰变**粒子 τ^+ 和 θ^+ , 两者的质量几乎相同, 但是衰变末态具有**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 τ^+ 和 θ^+ 看起来不是同一种粒子, 却又具有相同的质量。

 1956 年, 李政道和杨振宁仔细分析各种实验, 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

 这样一来, τ^+ 和 θ^+ 被认作**同一种粒子**, 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对称性**

 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


 P 变换和 C 变换相继作用，就得到 **CP 变换**

 作为 P 变换和 C 变换的共同本征态，**纯中性粒子和纯中性系统**必定是 CP 变换的本征态，相应的本征值是 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 对称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_μ, L_τ	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	✓	×	×	✓ _x

 ✓ 表示守恒；× 表示不守恒；✓_x 表示基本守恒，但少数过程有微小破坏