

# 粒子物理简明教程

## 第三节 粒子运动学、衰变和散射

余钊焕 (Zhao-Huan Yu)

ARC Centre of Excellence for Particle Physics at the Terascale,  
School of Physics, the University of Melbourne

<http://yzhxxzxy.github.io>



THE UNIVERSITY OF  
MELBOURNE

2017 年 3 月



**CoEPP**  
ARC Centre of Excellence for  
Particle Physics at the Terascale

## 能量、动量和质量

粒子物理学常常研究高速运动的粒子，需要在**狭义相对论**框架下描述粒子的运动。**洛伦兹度规**通常约定为

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} +1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad \mu, \nu = 0, 1, 2, 3.$$

粒子的**能量**  $E$  和 **3 维动量**  $\mathbf{p}$  构成 **4 维动量**  $p^\mu = (E, \mathbf{p})$ 。  $p^\mu$  是一个洛伦兹逆变矢量，对应的协变矢量为  $p_\mu = g_{\mu\nu} p^\nu = (E, -\mathbf{p})$ 。  $p^\mu$  的内积

$$p^2 \equiv p \cdot p \equiv p^\mu p_\mu = g_{\mu\nu} p^\mu p^\nu = g^{\mu\nu} p_\mu p_\nu = E^2 - |\mathbf{p}|^2 = m^2$$

是一个**洛伦兹不变量**，即在洛伦兹变换下不变，在所有惯性系中有相同的值。

- $m$  是粒子的 **(静止) 质量**。
- $E^2 = m^2 + |\mathbf{p}|^2$  称为粒子的**质壳条件**，自由运动的粒子应满足这个条件。
- 粒子的 **3 维速度** 定义为  $\mathbf{v} = \mathbf{p}/E$ 。

# 洛伦兹变换

**洛伦兹变换**将一个洛伦兹矢量在一个**惯性参考系**  $\Sigma$  中的测量值变换成它在另一个**惯性参考系**  $\Sigma'$  中的测量值。

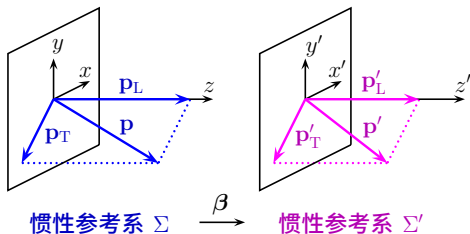
设  $\Sigma'$  系相对于  $\Sigma$  系的运动速度为  $\beta$ ，粒子在  $\Sigma$  系中的能量和动量分别为  $E$  和  $\mathbf{p}$ ，记  $\mathbf{p}$  在平行于  $\beta$  方向上的分量为  $p_L$ ，在垂直于  $\beta$  方向上的分量为  $\mathbf{p}_T$ ，则粒子在  $\Sigma'$  系中的能量和动量为

$$\begin{pmatrix} E' \\ \mathbf{p}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma|\beta| \\ -\gamma|\beta| & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E \\ p_L \end{pmatrix}, \quad \mathbf{p}'_T = \mathbf{p}_T,$$

其中洛伦兹因子  $\gamma = (1 - |\beta|^2)^{-1/2}$ 。

可以验证， $p'^2 = p^2$ ，即 4 维动量的内积在洛伦兹变换下不变。

粒子能量  $E$  与质量  $m$  的关系为  $E = \gamma m$ ，这里  $\gamma = (1 - |\mathbf{v}|^2)^{-1/2}$ 。



## 动尺缩短和动钟延缓

时空坐标  $x^\mu = (t, \mathbf{x})$  也是洛伦兹矢量，同样服从洛伦兹变换

$$\begin{pmatrix} t' \\ x'_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & -\gamma|\boldsymbol{\beta}| \\ -\gamma|\boldsymbol{\beta}| & \gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ x_L \end{pmatrix}, \quad \mathbf{x}'_T = \mathbf{x}_T.$$

从而引起两个相对论效应。

- ① **运动的尺子变短**：从静止参考系  $\Sigma$  中观察固定在运动参考系  $\Sigma'$  中的一个物体，则它在平行于  $\boldsymbol{\beta}$  方向上的长度  $L'$  变短为  $L = L'/\gamma < L'$ 。
  - ② **运动的时钟变慢**：运动参考系  $\Sigma'$  中的时间间隔  $\Delta t'$  比静止参考系  $\Sigma$  中的时间间隔  $\Delta t$  长，满足  $\Delta t' = \gamma \Delta t > \Delta t$ 。
- $\mu$  子质量  $m = 106 \text{ MeV}$ ，寿命  $\tau = 2.2 \times 10^{-6} \text{ s}$ 。对于能量  $E = 106 \text{ GeV}$  的  $\mu$  子， $\gamma = E/m = 10^3$ ，因而飞行衰变寿命会延长到  $\tau' = 2.2 \times 10^{-3} \text{ s}$ 。
  - $\pi^\pm$  介子质量为  $140 \text{ MeV}$ ，寿命为  $2.6 \times 10^{-8} \text{ s}$ ，能量为  $1.4 \text{ GeV}$  时从产生到衰变平均可以飞行七十多米，能量为  $14 \text{ GeV}$  时则可达到七百多米。

## 质心参考系

对粒子能动量的实验测量是在**实验室参考系**中进行的。不过，对于多个粒子组成的系统，在**质心参考系**中描述粒子运动状态通常要比实验室参考系容易得多。质心系定义为使系统总动量为零的参考系，满足  $\mathbf{p}_{\text{CM}} \equiv \sum_i \mathbf{p}_i^{\text{CM}} = \mathbf{0}$ 。

系统的**质心系能量（质心能）**  $E_{\text{CM}} \equiv \sum_i E_i^{\text{CM}}$  是一个洛伦兹不变量：

$$p_{\text{CM}}^\mu \equiv (E_{\text{CM}}, \mathbf{p}_{\text{CM}}), \quad p_{\text{CM}}^2 = \left( \sum_i E_i^{\text{CM}} \right)^2 - \left( \sum_i \mathbf{p}_i^{\text{CM}} \right)^2 = \left( \sum_i E_i^{\text{CM}} \right)^2 = E_{\text{CM}}^2.$$

- 系统的质心系总能量  $E_{\text{CM}}$  是激发粒子体系内部相互作用的有效能量。
- 几个粒子的总质心能也称为它们的**不变质量**， $m_{\text{inv}} = E_{\text{CM}}$ 。由于能动量守恒，如果几个粒子是同一个母粒子的衰变产物， $m_{\text{inv}}$  就是母粒子的质量。
- 两个粒子碰撞时，质心系中两个入射粒子动量大小相同，方向相反。质心系中出射粒子的角度分布是**轴对称**的，以任一入射粒子的动量方向为轴。
- 标量粒子衰变所产生的次级粒子在质心系中呈**球对称**分布。若母粒子自旋不为零，次级粒子在质心系中则呈**轴对称**分布，以母粒子自旋方向为轴。

## 打靶实验和对撞实验

**打靶实验**用粒子束流轰击固定靶来发生相互作用。在实验室系中，记入射粒子 1 的动量为  $p_1 = (E_1, \mathbf{p}_1)$ ，静止靶粒子 2 的动量为  $p_2 = (m_2, \mathbf{0})$ ，则

$$E_{\text{CM}}^2 = (p_1 + p_2)^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 \cdot p_2 = m_1^2 + m_2^2 + 2E_1 m_2.$$

对于高能入射粒子， $m_1, m_2 \ll E_1$ ，质心能  $E_{\text{CM}} \simeq \sqrt{2E_1 m_2}$ 。

**对撞实验**用两个粒子束流相撞来发生相互作用。目前已经设计出  $e^+e^-$ 、 $pp$ 、 $p\bar{p}$  和  $e^+p$  等束流类型不同的对撞机。设粒子 1 和 2 沿相反方向入射并对撞，若能量远高于质量，则  $|\mathbf{p}_1| \simeq E_1$ ， $|\mathbf{p}_2| \simeq E_2$ ， $p_1^2 \simeq p_2^2 \simeq 0$ ，在实验室系中可得

$$E_{\text{CM}}^2 = p_1^2 + p_2^2 + 2p_1 \cdot p_2 \simeq 2E_1 E_2 + 2|\mathbf{p}_1||\mathbf{p}_2| \simeq 4E_1 E_2.$$

因此，质心能  $E_{\text{CM}} \simeq \sqrt{4E_1 E_2}$ 。

费米实验室的 Tevatron 是  $p\bar{p}$  对撞机， $E_p = E_{\bar{p}} = 1 \text{ TeV}$ ， $E_{\text{CM}} = 2 \text{ TeV}$ 。若改为以  $p$  为靶的打靶实验，需要入射  $\bar{p}$  能量为  $E_{\bar{p}} \simeq 2000 \text{ TeV}$  才能达到相同的质心能。由此可见，**对撞实验远比打靶实验更能有效地利用能量。**

## 末态相空间

衰变和散射过程的末态可能包含多个粒子，末态粒子能动量可取运动学允许的任意值。计算衰变宽度和散射总截面要**对所有末态粒子的动量相空间积分**。

单个粒子的**洛伦兹不变动量相空间体积元**为  $d^4p/(2\pi)^4 = dp^0 d^3p/(2\pi)^4$ 。末态粒子应满足**质壳条件**且**能量为正**，考虑到这两个限制，体积元变成

$$\frac{dp^0 d^3p}{(2\pi)^4} 2\pi \delta((p^0)^2 - |\mathbf{p}|^2 - m^2) \theta(p^0).$$

对  $p^0$  积分，利用恒等式  $\delta(f(x)) = \sum_i \frac{\delta(x - x_i)}{|f'(x_i)|}$  ( $x_i$  为  $f(x)$  的根)，可得

$$\begin{aligned} \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \int \frac{dp^0}{2\pi} 2\pi \delta((p^0)^2 - |\mathbf{p}|^2 - m^2) \theta(p^0) &= \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \int dp^0 \frac{\delta(p^0 - \sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2})}{2\sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2}} \\ &= \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2\sqrt{|\mathbf{p}|^2 + m^2}} = \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2E}. \end{aligned}$$

因此， $n$  体末态相空间不变体积元为  $d\Pi_n = \prod_{i=1}^n \frac{d^3p_i}{(2\pi)^3 2E_i}$ 。

# 衰变

不稳定粒子的**衰变**是一个泊松过程。在静止参考系中，粒子在衰变之前存活的时间  $\geq t$  的概率由指数分布给出，

$$P(t) = e^{-t/\tau} = e^{-\Gamma t},$$

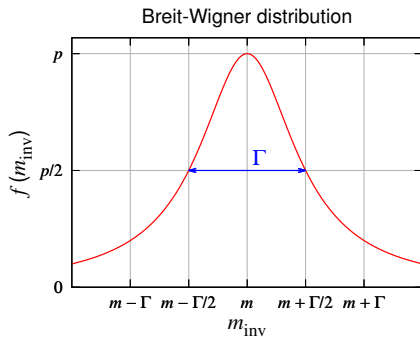
其中  $\tau$  是粒子**寿命**， $\Gamma$  称为粒子**宽度**：

$$\Gamma \equiv \frac{1}{\tau}.$$

不稳定粒子的质量并不是确定的值，而是一个分布，即是衰变产物不变质量  $m_{\text{inv}}$  的分布，服从 **Breit-Wigner 分布**

$$f(m_{\text{inv}}) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{(m_{\text{inv}} - m)^2 + \Gamma^2/4}.$$

分布的中心值  $m$  是通常所说的粒子**质量**，分布的半峰全宽是粒子宽度  $\Gamma$ 。





## 分支比和分宽度

一个粒子可能有多种衰变过程。在一次衰变中，某个衰变过程  $j$  发生的概率称为它的**分支比**  $\text{BR}(j)$ 。定义衰变过程  $j$  的**分宽度**为  $\Gamma_j = \Gamma \cdot \text{BR}(j)$ ，则

$$\sum_j \text{BR}(j) = \frac{1}{\Gamma} \sum_j \Gamma_j = 1, \quad \text{即 } \Gamma = \sum_j \Gamma_j.$$

对于末态为  $n$  体的衰变过程  $j$ ，分宽度在理论计算中表达为

$$\Gamma_j = \frac{1}{2m} \int \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} (2\pi)^4 \delta^{(4)}\left(p^\mu - \sum_i p_i^\mu\right) |\mathcal{M}_j|^2.$$

这里  $m$  和  $p^\mu$  是母粒子的质量和 4 动量，**4 维  $\delta$  函数**体现能动量守恒。衰变过程的**不变振幅**  $\mathcal{M}_j$  是发生  $j$  过程的概率振幅，在洛伦兹变换下不变。

一个粒子物理理论模型会定义粒子类型和拉格朗日密度量（**拉氏量**），由此给出一套**费曼规则**。利用这套规则可以画出**费曼图**来表示所有可能发生的衰变和散射过程。根据**量子场论**知识，可以通过费曼图计算不变振幅。

# 散射

**散射**是两个粒子通过碰撞发生反应的过程。

- **弹性散射**：碰撞粒子之间只有动量交换，类型和内部状态没有发生改变。
- **非弹性散射**：粒子内部状态有所改变或转化为其它粒子。

描述散射过程本质的物理量是**散射截面**  $\sigma$ ，它是粒子间相互作用的有效面积，表征相互作用的强弱。常用单位是靶，记作 b， $1 \text{ b} = 10^{-28} \text{ m}^2$ 。

设两束粒子  $A$  和  $B$  发生散射，各自含有  $N_A$  和  $N_B$  个粒子， $A$  与  $B$  相互作用的散射截面为  $\sigma$ ，粒子束相互投射的区域横截面积为  $A$ ，则相互作用发生的次数  $N = N_A N_B \sigma / A$ 。若两个粒子束的数密度分别为  $n_A$  和  $n_B$ ，彼此间相对速度为  $v = |\mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B|$ ，则在  $t$  时间内相互投射的区域体积  $V = Avt$ ，而  $N_A = n_A V$ ， $N_B = n_B V$ 。于是，单位时间单位体积内的相互作用率

$$R = \frac{N}{Vt} = \frac{n_A V n_B V \sigma}{AVt} = n_A n_B \sigma v.$$

## 散射截面

对于末态为  $n$  体的散射过程，散射截面在理论计算中表达为

$$\sigma = \frac{1}{2E_A 2E_B |\mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B|} \int \prod_{i=1}^n \frac{d^3 p_i}{(2\pi)^3 2E_i} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_A^\mu + p_B^\mu - \sum_i p_i^\mu) |\mathcal{M}|^2.$$

与分宽度的计算公式类似，**4 维  $\delta$  函数**体现能动量守恒，而  $\mathcal{M}$  是散射过程的**不变振幅**，可以通过费曼图计算。

对于末态为两体的散射，质心系中截面表达式可以简化为

$$\sigma = \frac{1}{2E_A 2E_B |\mathbf{v}_A - \mathbf{v}_B|} \int d\Omega_1 \frac{|\mathbf{p}_1|}{(2\pi)^2 4E_{\text{CM}}} |\mathcal{M}|^2.$$

其中  $d\Omega_1 = \sin\theta_1 d\theta_1 d\phi_1$  是第 1 个末态粒子的方位角积分元。假如初末态四个粒子的质量都相等，上式可以进一步简化为

$$\sigma = \frac{1}{64\pi^2 E_{\text{CM}}^2} \int d\Omega_1 |\mathcal{M}|^2.$$

## Mandelstam 变量

在两体散射计算中常常使用如下洛伦兹不变的 **Mandelstam 变量**:

$$s = (p_A + p_B)^2 = (p_1 + p_2)^2, \quad t = (p_A - p_1)^2 = (p_B - p_2)^2,$$

$$u = (p_A - p_2)^2 = (p_B - p_1)^2.$$

它们满足  $s + t + u = m_A^2 + m_B^2 + m_1^2 + m_2^2$ 。

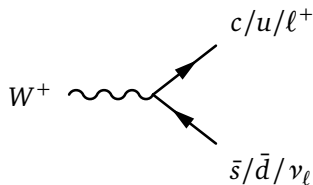
容易看出,  $\sqrt{s} = E_{\text{CM}}$ , 而且  $s = (p_A + p_B)^2$  的定义可以推广到任意  $n$  体末态, 因此通常使用  $\sqrt{s}$  表示散射过程的**质心能**。

根据**狭义相对性原理**, 物理定律在一切惯性参考系中具有相同形式。若一个过程能够在质心系中发生, 则在其它惯性参考系中也能发生。利用质心系可以简便分析一个过程需要满足的运动学条件。衰变过程质心能为母粒子质量  $m$ , 根据能量守恒, 发生衰变的运动学条件是  $m \geq \sum_i m_i$ , 即**粒子只能向质量之和比它轻的其它粒子衰变**。对于散射过程, 能量守恒要求的运动学条件是  $\sqrt{s} \geq \sum_i m_i$ , 即**散射过程质心能应大于末态粒子质量之和**。

# 典型衰变过程

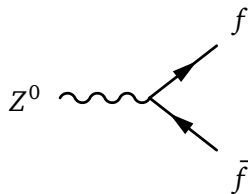
## ① $W^\pm$ 规范玻色子，质量 80.4 GeV，宽度 2.1 GeV

- 弱衰变  $W^+ \rightarrow c\bar{s}/u\bar{d}$ ，分支比 67.4%
- 弱衰变  $W^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ ，分支比 11.4%
- 弱衰变  $W^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ ，分支比 10.7%
- 弱衰变  $W^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ ，分支比 10.6%



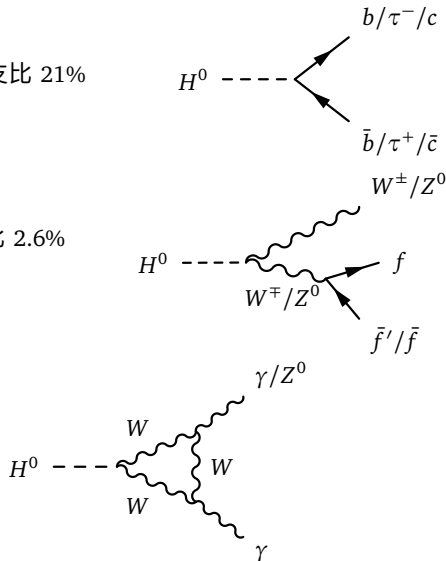
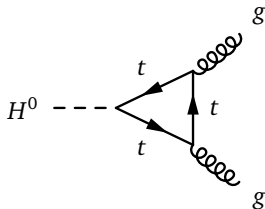
## ② $Z^0$ 规范玻色子，质量 91.2 GeV，宽度 2.5 GeV

- 弱衰变  $Z^0 \rightarrow u\bar{u}/d\bar{d}/c\bar{c}/s\bar{s}/b\bar{b}$ ，分支比 69.9%
- 弱衰变  $Z^0 \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e/\nu_\mu \bar{\nu}_\mu/\nu_\tau \bar{\nu}_\tau$ ，分支比 20%
- 弱衰变  $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ ，分支比 3.37%
- 弱衰变  $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ ，分支比 3.37%
- 弱衰变  $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ ，分支比 3.36%



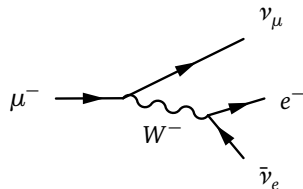
### ③ Higgs 玻色子 $H^0$ ，质量 125 GeV，预期宽度 4 MeV

- $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ ，预期分支比 58%
- $H^0 \rightarrow W^\pm W^\mp (\rightarrow f\bar{f}')$ ，预期分支比 21%
- $H^0 \rightarrow gg$ ，预期分支比 8.2%
- $H^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$ ，预期分支比 6.3%
- $H^0 \rightarrow c\bar{c}$ ，预期分支比 2.9%
- $H^0 \rightarrow Z^0 Z^{0*} (\rightarrow f\bar{f})$ ，预期分支比 2.6%
- $H^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ，预期分支比 0.23%
- $H^0 \rightarrow Z^0\gamma$ ，预期分支比 0.15%



④  $\mu$  子, 质量 105.66 MeV, 寿命  $2.2 \times 10^{-6}$  s

- 弱衰变  $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ , 分支比  $\simeq 100\%$

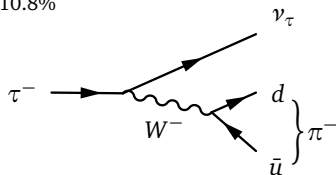


⑤  $\tau$  子, 质量 1.777 GeV, 寿命  $2.9 \times 10^{-13}$  s

- 弱衰变  $\tau^- \rightarrow$  强子 +  $\nu_\tau$ , 分支比 64.8%
  - $\text{BR}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau) = 25.5\%$ ,  $\text{BR}(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau) = 10.8\%$

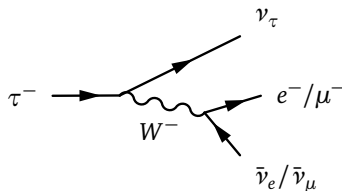
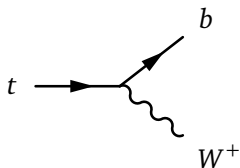
- 弱衰变  $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ , 分支比 17.8%

- 弱衰变  $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ , 分支比 17.4%



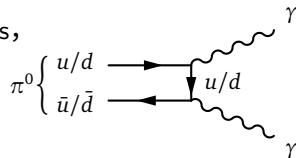
⑥ 顶夸克  $t$ , 质量 173 GeV, 宽度 1.4 GeV

- 弱衰变  $t \rightarrow b W^+$ , 分支比  $\simeq 100\%$



- ⑦  $\pi^0$  介子, 质量 135.0 MeV, 寿命  $8.5 \times 10^{-17}$  s, 价夸克为  $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$

- 电磁衰变  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , 分支比 98.8%
- 电磁衰变  $\pi^0 \rightarrow e^+e^-\gamma$ , 分支比 1.2%

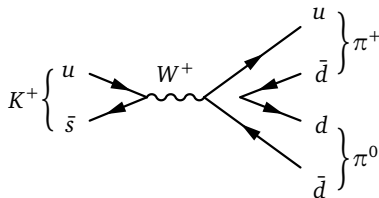
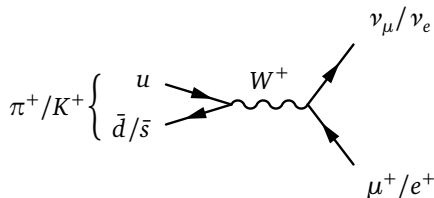


- ⑧  $\pi^\pm$  介子, 质量 139.6 MeV, 寿命  $2.6 \times 10^{-8}$  s, 价夸克为  $\pi^+(u\bar{d})$ ,  $\pi^-(d\bar{u})$

- 弱衰变  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ , 分支比 99.9877%
- 弱衰变  $\pi^+ \rightarrow e^+ \nu_e$ , 分支比 0.0123%

- ⑨  $K^\pm$  介子, 质量 493.7 MeV, 寿命  $1.2 \times 10^{-8}$  s, 价夸克为  $K^+(u\bar{s})$ ,  $K^-(s\bar{u})$

- 弱衰变  $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ , 分支比 63.6%
- 弱衰变  $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ , 分支比 20.7%





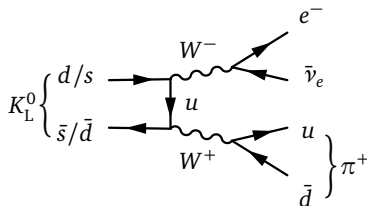
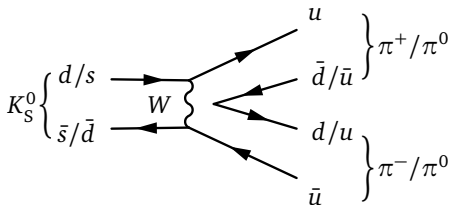
中性介子  $K^0(d\bar{s})$  和  $\bar{K}^0(s\bar{d})$  互为正反粒子，质量均为 497.6 MeV。在 CP 变换下， $K^0 \leftrightarrow -\bar{K}^0$ ，它们可以混合成两个不同的态：**CP 为偶的态**  $K_S^0 = (K^0 - \bar{K}^0)/\sqrt{2}$  和 **CP 为奇的态**  $K_L^0 = (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2}$ 。弱作用中的 CP 守恒允许  $K_S^0$  衰变成一对  $\pi$  介子，却禁止  $K_L^0$  衰变成一对  $\pi$  介子。这导致  $K_S^0$  比  $K_L^0$  衰变得更快，寿命更短。

⑩  $K_S^0$  介子， $CP = +$ ，质量 497.6 MeV，寿命  $9.0 \times 10^{-11}$  s

- 弱衰变  $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ，分支比 69.2%
- 弱衰变  $K_S^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ ，分支比 30.7%

⑪  $K_L^0$  介子， $CP = -$ ，质量 497.6 MeV，寿命  $5.1 \times 10^{-8}$  s

- 弱衰变  $K_L^0 \rightarrow \pi^\pm e^\mp \nu_e / \pi^\pm \mu^\mp \nu_\mu$ ，分支比 67.6%
- 弱衰变  $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0 \pi^0 / \pi^+ \pi^- \pi^0$ ，分支比 32.1%



⑫  $\rho(770)$  介子, 质量 775 MeV, 宽度 149 MeV, 价夸克为  $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$

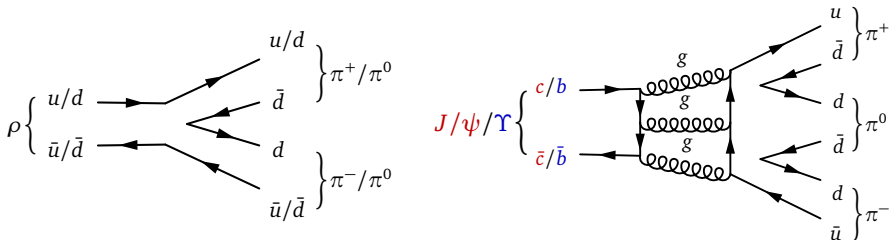
- **强衰变**  $\rho \rightarrow \pi^+\pi^-/\pi^0\pi^0$ , 分支比  $\simeq 100\%$

⑬  $J/\psi(1S)$  介子, 质量 3.097 GeV, 宽度 92.9 keV, 价夸克为  $c\bar{c}$

- **强衰变**  $J/\psi \rightarrow ggg \rightarrow$  强子, 分支比 64.1%
- **电磁衰变**  $J/\psi \rightarrow \gamma^* \rightarrow$  强子, 分支比 13.5%
- **电磁衰变**  $J/\psi \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-$ , 分支比 11.9%

⑭  $\Upsilon(1S)$  介子, 质量 9.460 GeV, 宽度 54.0 keV, 价夸克为  $b\bar{b}$

- **强衰变**  $\Upsilon \rightarrow ggg \rightarrow$  强子, 分支比 81.7%
- **电磁衰变**  $\Upsilon \rightarrow e^+e^-/\mu^+\mu^-/\tau^+\tau^-$ , 分支比 7.46%



15 中子  $n$ , 质量 939.6 MeV, 寿命 880 s, 价夸克为  $udd$

- 弱衰变  $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ , 分支比  $\simeq 100\%$

16  $\Lambda^0$  重子, 质量 1.116 GeV, 寿命  $2.6 \times 10^{-10}$  s, 价夸克为  $uds$

- 弱衰变  $\Lambda^0 \rightarrow p \pi^-$ , 分支比 63.9%
- 弱衰变  $\Lambda^0 \rightarrow n \pi^0$ , 分支比 35.8%

17  $\Sigma^+$  重子, 质量 1.189 GeV, 寿命  $8.0 \times 10^{-11}$  s, 价夸克为  $uus$

- 弱衰变  $\Sigma^+ \rightarrow p \pi^0$ , 分支比 51.6%
- 弱衰变  $\Sigma^+ \rightarrow n \pi^+$ , 分支比 48.3%

18  $\Sigma^-$  重子, 质量 1.197 GeV, 寿命  $1.5 \times 10^{-10}$  s, 价夸克为  $dds$

- 弱衰变  $\Sigma^- \rightarrow n \pi^-$ , 分支比 99.85%

19  $\Sigma^0$  重子, 质量 1.193 GeV, 寿命  $7.4 \times 10^{-20}$  s, 价夸克为  $uds$

- 电磁衰变  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 \gamma$ , 分支比  $\simeq 100\%$

20  $\Delta^0(1232)$  重子, 质量 1.232 GeV, 宽度 117 MeV, 价夸克为  $udd$

- 强衰变  $\Delta^0 \rightarrow n \pi^0 / p \pi^-$ , 分支比 99.4%

