

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



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^μ 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^μ 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** Σ 中的测量值变换成它在另一个**惯性参考系** Σ' 中的测量值。

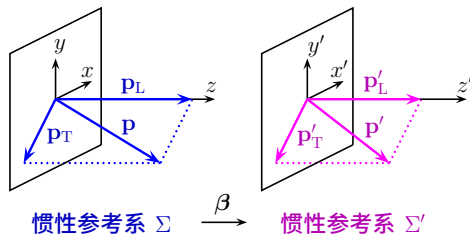
设 Σ' 系相对于 Σ 系的运动速度为 β ，粒子在 Σ 系中的能量和动量分别为 E 和 \mathbf{p} ，记 \mathbf{p} 在平行于 β 方向上的分量为 p_L ，在垂直于 β 方向上的分量为 \mathbf{p}_T ，则粒子在 Σ' 系中的能量和动量为

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

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 Σ 中观察固定在运动参考系 Σ' 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 Σ' 中的时间间隔 $\Delta t'$ 比静止参考系 Σ 中的时间间隔 Δt 长，满足 $\Delta t' = \gamma \Delta t > \Delta t$ 。

- μ 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 μ 子， $\gamma = E/m = 10^3$ ，因而飞行衰变寿命会延长到 $\tau' = 2.2 \times 10^{-3} \text{ s}$ 。
- π^\pm 介子质量为 140 MeV ，寿命为 $2.6 \times 10^{-8} \text{ s}$ ，能量为 1.4 GeV 时从产生到衰变平均可以飞行七十多米，能量为 14 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_{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_{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，

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

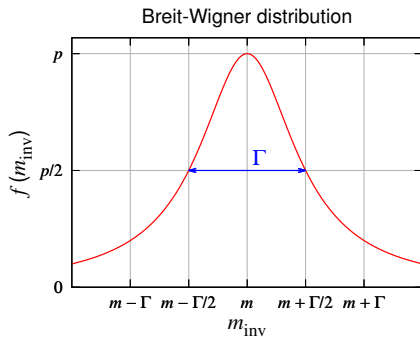
其中 τ 是粒子**寿命**， Γ 称为粒子**宽度**：

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

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_{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 Γ 。



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^μ 是母粒子的质量和 4 动量，**4 维 δ 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** σ ，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 σ ，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 δ 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 $s + t + u = m_A^2 + m_B^2 + m_1^2 + m_2^2$ 。

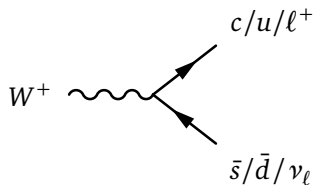
容易看出, $\sqrt{s} = E_{\text{CM}}$, 而且 $s = (p_A + p_B)^2$ 的定义可以推广到任意 n 体末态, 因此通常使用 \sqrt{s} 表示散射过程的**质心能**。

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

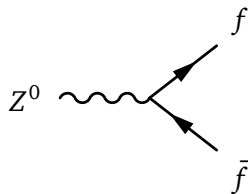
① W^\pm 规范玻色子, 质量 80.4 GeV, 宽度 2.1 GeV

- 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%



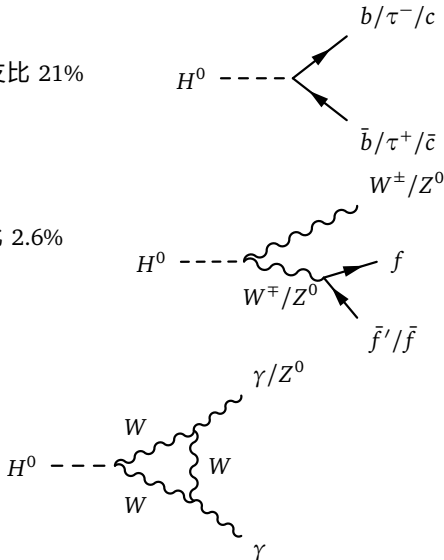
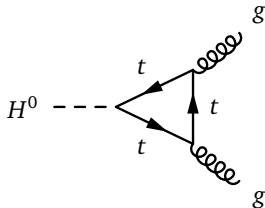
② Z^0 规范玻色子, 质量 91.2 GeV, 宽度 2.5 GeV

- 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%



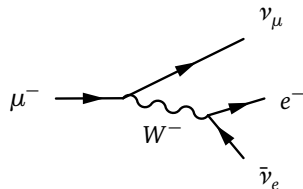
③ Higgs 玻色子 H^0 ，质量 125 GeV，预期宽度 4 MeV

- $H^0 \rightarrow b\bar{b}$ ，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 μ 子, 质量 105.66 MeV, 寿命 2.2×10^{-6} s

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

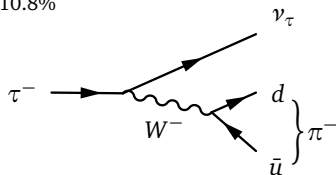


⑤ τ 子, 质量 1.777 GeV, 寿命 2.9×10^{-13} s

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

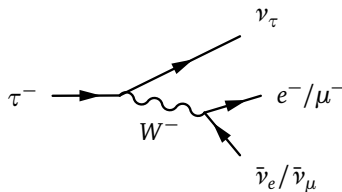
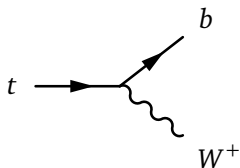
- 弱衰变 $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$, 分支比 17.8%

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



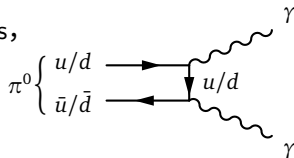
⑥ 顶夸克 t , 质量 173 GeV, 宽度 1.4 GeV

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



- ⑦ π^0 介子, 质量 135.0 MeV, 寿命 8.5×10^{-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%

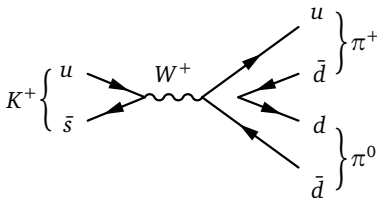
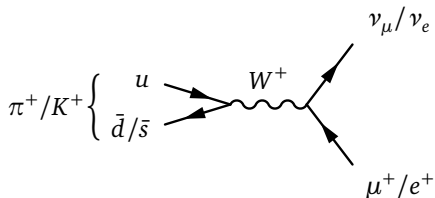


- ⑧ π^\pm 介子, 质量 139.6 MeV, 寿命 2.6×10^{-8} s, 价夸克为 $\pi^+(u\bar{d})$, $\pi^-(d\bar{u})$

- 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 1.2×10^{-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%



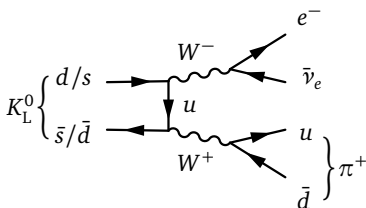
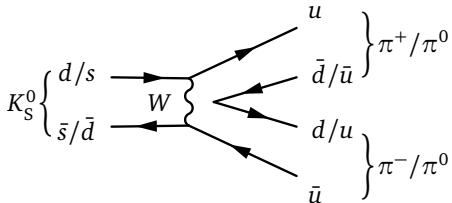
中性介子 $K^0(d\bar{s})$ 和 $\bar{K}^0(s\bar{d})$ 互为正反粒子，质量均为 497.6 MeV。在 CP 变换下， $K^0 \leftrightarrow -\bar{K}^0$ ，它们可以混合成两个不同的态：**CP 为偶的态** $K_S^0 = (K^0 - \bar{K}^0)/\sqrt{2}$ 和 **CP 为奇的态** $K_L^0 = (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2}$ 。弱作用中的 CP 守恒允许 K_S 衰变成一对 π 介子，却禁止 K_L 衰变成一对 π 介子。这导致 K_S 比 K_L 衰变得更快，寿命更短。

⑩ K_S^0 介子， $CP = +$ ，质量 497.6 MeV，寿命 9.0×10^{-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 5.1×10^{-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 $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$

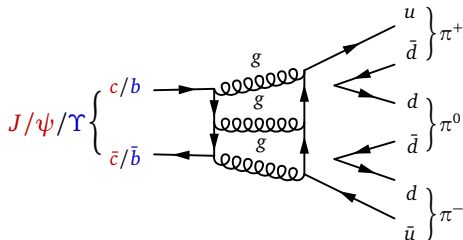
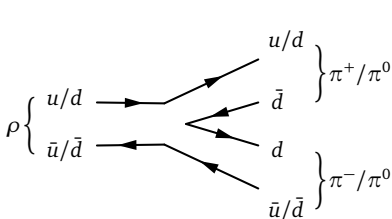
- **强衰变** $\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- / \pi^0 \pi^0$, 分支比 $\simeq 100\%$

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 **Λ^0 重子**, 质量 1.116 GeV, 寿命 2.6×10^{-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 **Σ^+ 重子**, 质量 1.189 GeV, 寿命 8.0×10^{-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 **Σ^- 重子**, 质量 1.197 GeV, 寿命 1.5×10^{-10} s, 价夸克为 dds

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

19 **Σ^0 重子**, 质量 1.193 GeV, 寿命 7.4×10^{-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%

