

粒子物理简介

第三节 粒子运动学、衰变和散射

余钊焕

中山大学物理学院

<http://yzhxxzxy.github.io>



2018 年 5 月



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。平直时空中的**闵可夫斯基度规**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。

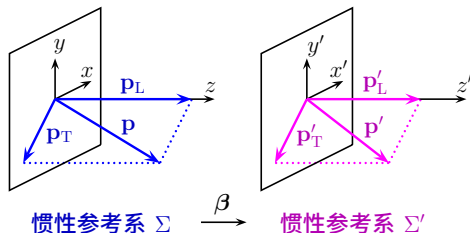
设 Σ' 系相对于 Σ 系的运动速度为 β ，粒子在 Σ 系中的能量和动量分别为 E 和 \mathbf{p} ，记 \mathbf{p} 在平行于 β 方向上的分量为 p_L ，在垂直于 β 方向上的分量为 \mathbf{p}_T ，则粒子在 Σ' 系中的能量和动量为

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

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

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

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， $E_p = E_{\bar{p}} \simeq 1 \text{ TeV}$ ， $E_{\text{CM}} \simeq 2 \text{ TeV}$ 。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，

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

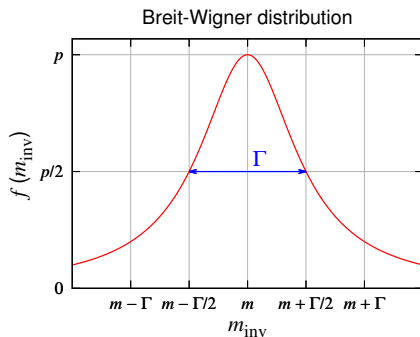
其中 τ 是粒子**寿命**， Γ 称为粒子**宽度**：

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

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 个末态粒子的立体角积分元。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 $s + t + u = m_A^2 + m_B^2 + m_1^2 + m_2^2$ 。

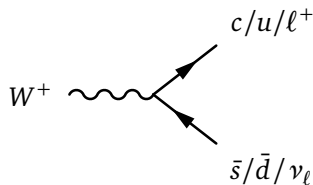
容易看出, $\sqrt{s} = E_{\text{CM}}$, 而且 $s = (p_A + p_B)^2$ 的定义可以推广到任意 n 体末态, 因此通常使用 \sqrt{s} 表示散射过程的**质心能**。

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

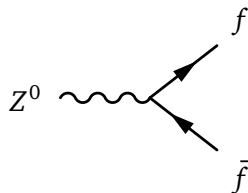
① W^\pm 规范玻色子，质量 80.4 GeV，宽度 2.1 GeV

- 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%



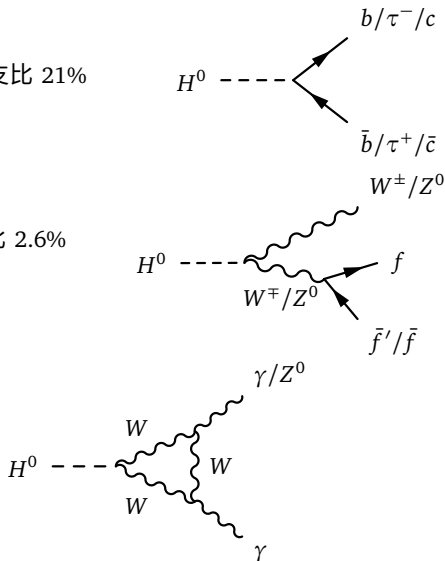
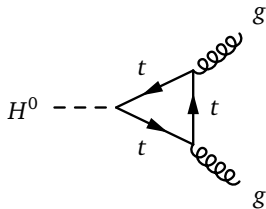
② Z^0 规范玻色子，质量 91.2 GeV，宽度 2.5 GeV

- 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

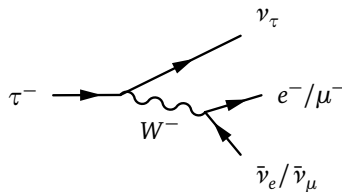
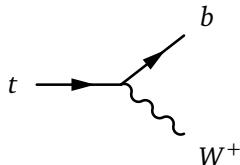
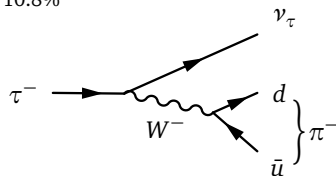
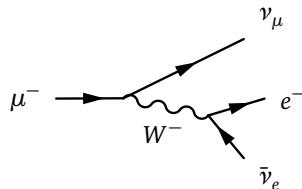
- 弱衰变 $\tau^- \rightarrow \text{强子} + \nu_\tau$, 分支比 64.8%
 - $\text{BR}(\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau) = 25.5\%$, $\text{BR}(\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau) = 10.8\%$

- 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%

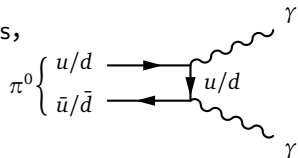
⑥ 顶夸克 t , 质量 173 GeV, 宽度 1.4 GeV

- 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%

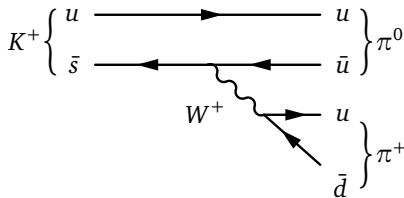
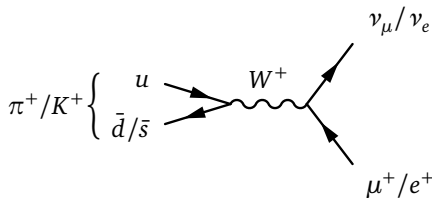


- ⑧ π^\pm 介子, 质量 139.6 MeV, 寿命 2.6×10^{-8} s, 价夸克为 $\pi^+(u\bar{d})$, $\pi^-(d\bar{u})$

- 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%



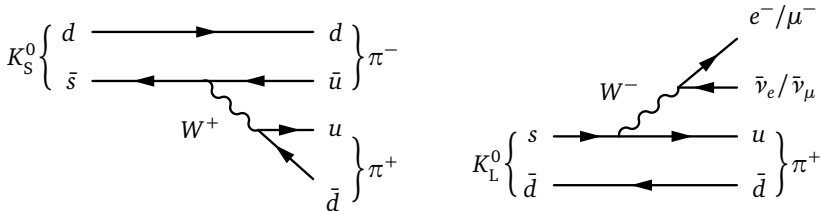
中性介子 $K^0(d\bar{s})$ 和 $\bar{K}^0(s\bar{d})$ 互为正反粒子，质量均为 497.6 MeV。在 CP 变换下， $K^0 \leftrightarrow -\bar{K}^0$ ，它们可以混合成两个不同的态：**CP 为偶的态** $K_S^0 = (K^0 - \bar{K}^0)/\sqrt{2}$ 和 **CP 为奇的态** $K_L^0 = (K^0 + \bar{K}^0)/\sqrt{2}$ 。弱作用中的 CP 守恒允许 K_S^0 衰变成一对 π 介子，却禁止 K_L^0 衰变成一对 π 介子。这导致 K_S^0 比 K_L^0 衰变得更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

⑩ K_S^0 介子， $CP = +$ ，质量 497.6 MeV，寿命 9.0×10^{-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%

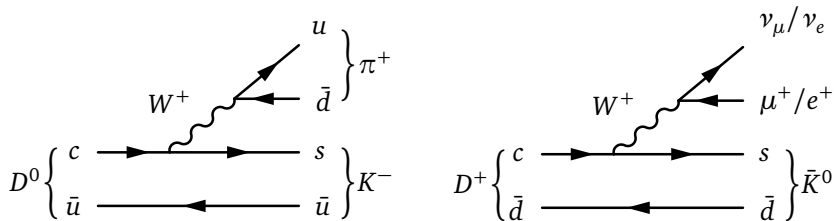


12 D^0 介子, 质量 1.865 GeV, 寿命 4.1×10^{-13} s, 价夸克为 $c\bar{u}$

- 弱衰变 $D^0 \rightarrow K^- + \text{其它}$, 分支比 $\simeq 54.7\%$
- 弱衰变 $D^0 \rightarrow \bar{K}^0/K^0 + \text{其它}$, 分支比 $\simeq 47\%$
- 弱衰变 $D^0 \rightarrow \bar{K}^*(892)^- + \text{其它}$, 分支比 $\simeq 15\%$

13 D^\pm 介子, 质量 1.870 GeV, 寿命 1.0×10^{-12} s, 价夸克为 $D^+(c\bar{d})$, $D^-(d\bar{c})$

- 弱衰变 $D^+ \rightarrow \bar{K}^0/K^0 + \text{其它}$, 分支比 $\simeq 61\%$
- 弱衰变 $D^+ \rightarrow K^- + \text{其它}$, 分支比 $\simeq 25.7\%$
- 弱衰变 $D^+ \rightarrow \bar{K}^*(892)^0 + \text{其它}$, 分支比 $\simeq 23\%$
- 弱衰变 $D^+ \rightarrow \mu^+ + \text{其它}$, 分支比 $\simeq 17.6\%$

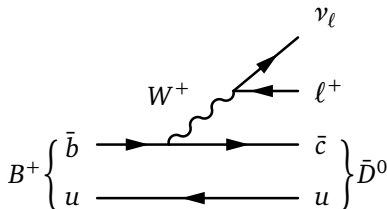
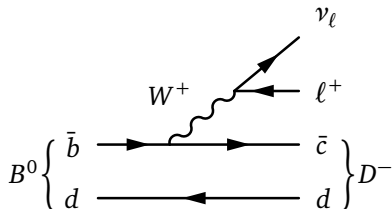


14 B^0 介子, 质量 5.280 GeV, 寿命 1.5×10^{-12} s, 价夸克为 $d\bar{b}$

- 弱衰变 $B^0 \rightarrow K^\pm + \text{其它}$, 分支比 $\simeq 78\%$
- 弱衰变 $B^0 \rightarrow \bar{D}^0 X$, 分支比 $\simeq 47.4\%$
- 弱衰变 $B^0 \rightarrow D^- X$, 分支比 $\simeq 36.9\%$
- 弱衰变 $B^0 \rightarrow \ell^+ \nu_\ell + \text{其它}$, 分支比 $\simeq 10.33\%$

15 B^\pm 介子, 质量 5.279 GeV, 寿命 1.6×10^{-12} s, 价夸克为 $B^+(u\bar{b})$, $B^-(b\bar{u})$

- 弱衰变 $B^+ \rightarrow \bar{D}^0 X$, 分支比 $\simeq 79\%$
- 弱衰变 $B^0 \rightarrow \ell^+ \nu_\ell + \text{其它}$, 分支比 $\simeq 10.99\%$
- 弱衰变 $B^+ \rightarrow D^- X$, 分支比 $\simeq 9.9\%$
- 弱衰变 $B^+ \rightarrow D^0 X$, 分支比 $\simeq 8.6\%$

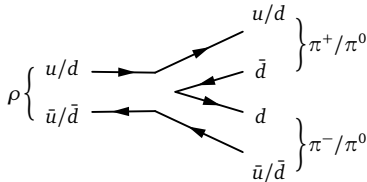


16 $\rho(770)$ 介子, 质量 775 MeV, 宽度 149 MeV, 价夸克为 $(u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$

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

17 $J/\psi(1S)$ 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%

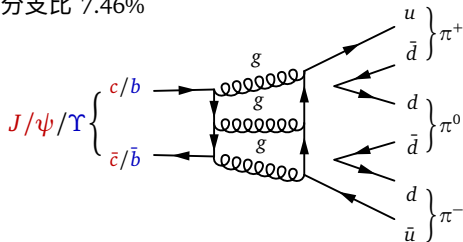


18 $\Upsilon(1S)$ 介子, 质量 9.460 GeV, 宽度 54.0 keV, 价夸克为 $b\bar{b}$

- 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%

Okubo-Zweig-lizuka (OZI) 规则:

如果可以通过移除胶子内线使某一个衰变费曼图分隔成两个不相连的部分, 一个部分包含所有初态粒子, 另一个部分包含所有末态粒子, 则相关强衰变过程会被严重压低。



- 19 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 $\simeq 100\%$

- 20 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%

- 21 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%

- 22 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%

- 23 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 $\simeq 100\%$

- 24 $\Delta^0(1232)$ 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%

