

量子场论

标准模型简介

余钊焕

中山大学物理学院


<https://yzhxxzxy.github.io>





更新日期：2024 年 1 月 22 日




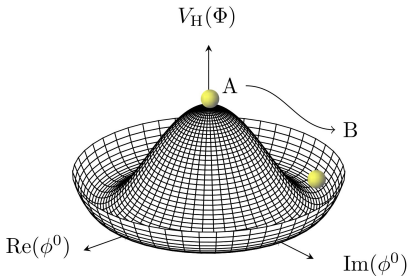
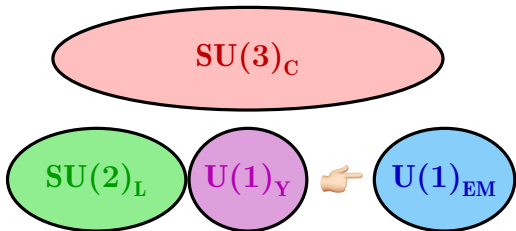
粒子物理标准模型

 粒子物理**标准模型**是一个 $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ **规范场论**

 模型中有三代费米子，每一代包含一种上型夸克、一种下型夸克、一种带电轻子和一种中微子，规范玻色子传递费米子间相互作用

 $SU(3)_C$ 部分描述**强相互作用**，称为**量子色动力学**，规范玻色子是**胶子**

 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 部分描述夸克和轻子的电磁和弱相互作用，称为**电弱规范理论**，在这个理论中引入一个**Higgs 标量二重态**，从而引起规范群的**对称性自发破缺**，使得 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 群破缺为 $U(1)_{EM}$ 群

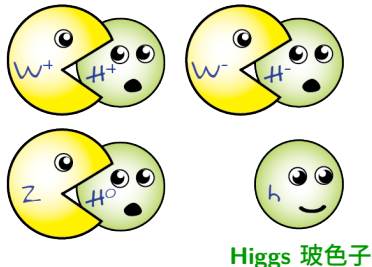


基本粒子质量起源

🍔 电弱对称性破缺前，电弱理论中存在 4 个无质量的规范玻色子和 4 个 Higgs 自由度；左手费米子和右手费米子都**没有质量**，具有不同量子数

🍕 破缺后，3 个规范玻色子与 3 个 Higgs 自由度结合，从而获得**质量**，成为 W^\pm **玻色子**和 Z^0 **玻色子**，传递**弱相互作用**

🍰 剩下的 1 个无质量规范玻色子是**光子**，传递**电磁相互作用**



基本粒子质量起源

🍔 电弱对称性破缺前，电弱理论中存在 4 个无质量的规范玻色子和 4 个 Higgs 自由度；左手费米子和右手费米子都**没有质量**，具有不同量子数

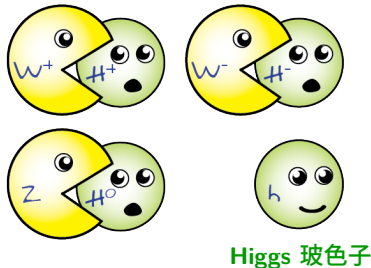
🍕 破缺后，3 个规范玻色子与 3 个 Higgs 自由度结合，从而获得**质量**，成为 W^\pm 玻色子和 Z^0 玻色子，传递**弱相互作用**

🍰 剩下的 1 个无质量规范玻色子是**光子**，传递**电磁相互作用**

🍒 与 Higgs 场的 Yukawa 耦合导致左手和右手费米子组合成 Dirac 费米子，并获得**质量**

🥨 在标准模型中，中微子没有右手分量，因而没有获得质量

🍌 1998 年实验发现中微子振荡，证明**中微子具有质量**，因此需要扩充标准模型才能正确描述中微子物理



非 Abelian 规范理论

🎵 非 Abelian 群的生成元彼此不对易，因而规范变换形式与 U(1) 群 (Abelian 群) 不同

🎺 1954 年，杨振宁和 Robert Mills 提出 **非 Abelian 规范理论**，也称为 **Yang-Mills 理论**，其规范场称为 **Yang-Mills 场**

🐎 对于非 Abelian 的 Lie 群，生成元 t^a 满足 $[t^a, t^b] = if^{abc}t^c$ ，依赖时空坐标的 **群元正变换** 为 $U(x) = \exp[i\theta^a(x)t^a]$ ，旋量场多重态 $\psi(x)$ 和规范场 $A_\mu^a(x)$ 的 **规范变换** 是

$$\psi(x) \rightarrow U(x)\psi(x), \quad A_\mu^a(x)t^a \rightarrow U(x)A_\mu^a(x)t^aU^\dagger(x) - \frac{i}{g}U(x)\partial_\mu U^\dagger(x)$$


🍪 定义 **协变导数** $D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu^a t^a$ ，就可以利用 $UU^\dagger = U^\dagger U = 1$ 推出

$$\begin{aligned} D_\mu \psi(x) &\rightarrow \left[\partial_\mu + ig \left(U A_\mu^a t^a U^\dagger - \frac{i}{g} U \partial_\mu U^\dagger \right) \right] U \psi \\ &= UU^\dagger (\partial_\mu U) \psi + U \partial_\mu \psi + ig U A_\mu^a t^a \psi + U (\partial_\mu U^\dagger) U \psi \\ &= U (\partial_\mu + ig A_\mu^a t^a) \psi + U \partial_\mu (U^\dagger U) \psi = U(x) D_\mu \psi(x) \end{aligned}$$


🌮 具有 **非 Abelian 规范对称性** 的拉氏量是
$$\mathcal{L}_{\text{YM}} = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a,\mu\nu}$$

🌊 规范场的 **场强张量** $F_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - gf^{abc}A_\mu^b A_\nu^c$

量子色动力学


 **量子色动力学** (Quantum Chromodynamics) 简称 **QCD**, 是 **$SU(3)_C$ 非 Abel 规范理论**, 规范场 $G_\mu^a(x)$ 对应于 8 种胶子, 夸克旋量场 $q(x)$ 是 **$SU(3)_C$ 三重态**, 拉氏量

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_q \bar{q}(i\gamma^\mu D_\mu - m_q)q - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu}, \quad q = d, u, s, c, b, t, \quad a = 1, \dots, 8$$

 协变导数 $D_\mu = \partial_\mu + i g_s G_\mu^a t^a$, 场强张量 $G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c$

 g_s 称为**强耦合常数**, **结构常数** f^{abc} 对 3 个指标全反对称, 独立分量为

$$f_{123} = 1, \quad f_{147} = f_{246} = f_{257} = f_{345} = f_{516} = f_{637} = 1/2, \quad f_{458} = f_{678} = \sqrt{3}/2$$


 $t^a = \lambda^a/2$ 是 **$SU(3)_C$ 基础表示**的生成元, 其中 λ^a 是 8 个 **Gell-Mann 矩阵**

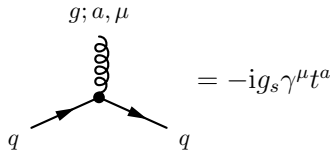
$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$

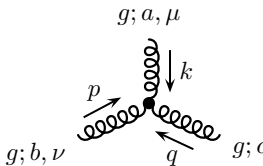
QCD 相互作用顶点

 \mathcal{L}_{QCD} 中 $-g_s G_{\mu}^a \bar{q} \gamma^{\mu} t^a q$ 项的相互作用顶点如右图

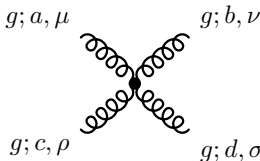
 $-G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu}/4$ 项带来非 Abel 规范理论特有的以下规范玻色子自相互作用顶点——胶子 g 的三线性和四线性自相互作用顶点



$$= -i g_s \gamma^{\mu} t^a$$



$$= -g_s f^{abc} [g^{\mu\nu}(k-p)^{\rho} + g^{\nu\rho}(p-q)^{\mu} + g^{\rho\mu}(q-k)^{\nu}]$$



$$= -i g_s^2 [f^{abe} f^{cde} (g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}) + f^{ace} f^{bde} (g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho}) + f^{ade} f^{bce} (g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma})]$$



渐近自由和夸克禁闭



受高阶量子修正的影响，耦合常数不完全是“常数”，而是会“跑动”的，即数值依赖于能标 Q



在 QED 中，电磁耦合常数 $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ 随能标升高而增大

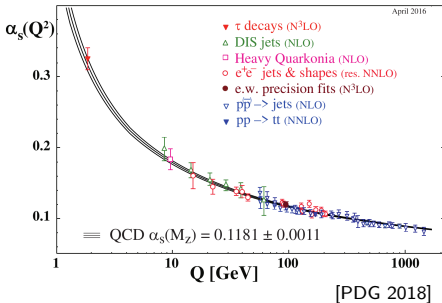


然而，QCD 的情况相反，强耦合

常数 $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ 随能标升高而减小



这个特性称为 QCD 的渐近自由，而高能标意味着短距离





渐近自由和夸克禁闭

🐵 受高阶量子修正的影响，耦合常数不完全是“常数”，而是会“跑动”的，即数值依赖于能标 Q

🍦 在 QED 中，电磁耦合常数 $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ 随能标升高而增大

🍲 然而，QCD 的情况相反，强耦合常数 $\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi}$ 随能标升高而减小

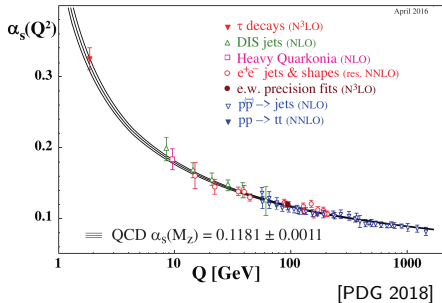
🎪 这个特性称为 QCD 的渐近自由，而高能标意味着短距离

💰 随着能标下降， α_s 越来越大，夸克间相互作用变得越来越强


👉 夸克在低能区被强相互作用紧紧束缚在强子中，这个现象称为夸克禁闭

🍰 实验上从来没有发现自由夸克和自由胶子的存在，也没有发现色多重态

🍰 由于质量太大，顶夸克会在禁闭之前先衰变，因而不会被束缚在强子中





旋量场手征性与宇称不守恒

 利用**左手**投影矩阵 $P_L \equiv \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$ 和**右手**投影矩阵 $P_R \equiv \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)$


 将旋量场 $\psi(x)$ 分解为**左手旋量场** $\psi_L \equiv P_L\psi$ 和**右手旋量场** $\psi_R \equiv P_R\psi$

 对于**无质量**旋量场，或在可忽略质量的高能极限下，**手征性等价于螺旋度**


 左手场 $\psi_L(x)$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{左旋正费米子} \\ \text{右旋反费米子} \end{array} \right.$	右手场 $\psi_R(x)$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{右旋正费米子} \\ \text{左旋反费米子} \end{array} \right.$
---	---	------------------------	---

 **质量项** $m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R)$ 相当于左右手旋量场的耦合项


旋量场手征性与宇称不守恒


 利用**左手**投影矩阵 $P_L \equiv \frac{1}{2}(1 - \gamma^5)$ 和**右手**投影矩阵 $P_R \equiv \frac{1}{2}(1 + \gamma^5)$


 将旋量场 $\psi(x)$ 分解为**左手旋量场** $\psi_L \equiv P_L \psi$ 和**右手旋量场** $\psi_R \equiv P_R \psi$


 对于**无质量**旋量场，或在可忽略质量的高能极限下，**手征性等价于螺旋度**

	左手场 $\psi_L(x)$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{左旋正费米子} \\ \text{右旋反费米子} \end{array} \right.$		右手场 $\psi_R(x)$	$\left\{ \begin{array}{l} \text{右旋正费米子} \\ \text{左旋反费米子} \end{array} \right.$
--	------------------------	---	--	------------------------	---

 **质量项** $m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R)$ 相当于左右手旋量场的耦合项

 在**空间反射变换**下，螺旋度符号翻转，**左手旋量场**和**右手旋量场**相互转换

 对于**宇称守恒**的理论，如**量子电动力学**和**量子色动力学**，左右手旋量场具有**相同**的相互作用，因而存在空间反射对称性

 在**弱相互作用**中，**宇称不守恒**，不存在空间反射对称性，其根源在于**左右手旋量场参与不同的规范相互作用**


电弱规范理论


🏠 电弱规范理论的规范群是 $SU(2)_L \times U(1)_Y$

🐟 每一代左手旋量场构成 2 个 $SU(2)_L$ 二重态


$$L_{iL} = \begin{pmatrix} P_L \nu_i \\ P_L \ell_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ \ell_{iL} \end{pmatrix}, \quad Q_{iL} = \begin{pmatrix} P_L u'_i \\ P_L d'_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u'_{iL} \\ d'_{iL} \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2, 3$$


电弱规范理论

 **电弱规范理论**的规范群是 $SU(2)_L \times U(1)_Y$


 每一代**左手旋量场**构成 2 个 $SU(2)_L$ **二重态**

$$L_{iL} = \begin{pmatrix} P_L \nu_i \\ P_L \ell_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ \ell_{iL} \end{pmatrix}, \quad Q_{iL} = \begin{pmatrix} P_L u'_i \\ P_L d'_i \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u'_{iL} \\ d'_{iL} \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2, 3$$


 它们的**协变导数**是 $D_\mu = \partial_\mu + igW_\mu^a \tau^a + ig' B_\mu Y$

 $W_\mu^a(x)$ ($a = 1, 2, 3$) 是 $SU(2)_L$ **规范场**, $B_\mu(x)$ 是 $U(1)_Y$ **规范场**


 g 和 g' 分别是 $SU(2)_L$ 和 $U(1)_Y$ 的**规范耦合常数**

 $\tau^a = \sigma^a/2$ 是 $SU(2)_L$ 群基础表示的生成元, 对应于**弱同位旋**

 生成元 τ^3 的本征值是**弱同位旋第 3 分量**, 记为 T^3 ; Y 是**弱超荷**


 各代**右手旋量场** $\ell_{iR} = P_R \ell_i, \quad u'_{iR} = P_R u'_i, \quad d'_{iR} = P_R d'_i$ 是 $SU(2)_L$ **单态**

 它们的**协变导数**为 $D_\mu = \partial_\mu + ig' B_\mu Y$

 这里 u'_i 和 d'_i 是夸克场的**规范本征态**

旋量场的电弱量子数

 **电荷** $Q \equiv T^3 + Y$ 由弱同位旋第 3 分量和弱超荷定义

 **下表**列出三代旋量场的弱同位旋第 3 分量 T^3 、弱超荷 Y 和电荷 Q

统一记号	第 1 代	第 2 代	第 3 代	T^3	Y	Q
$L_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_{iL} \\ \ell_{iL} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{eL} \\ e_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\mu L} \\ \mu_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_{\tau L} \\ \tau_L \end{pmatrix}$	1/2 -1/2	-1/2 -1/2	0 -1
$Q_{iL} = \begin{pmatrix} u'_{iL} \\ d'_{iL} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} u'_L \\ d'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c'_L \\ s'_L \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t'_L \\ b'_L \end{pmatrix}$	1/2 -1/2	1/6 1/6	2/3 -1/3
ℓ_{iR}	e_R	μ_R	τ_R	0	-1	-1
u'_{iR}	u'_R	c'_R	t'_R	0	2/3	2/3
d'_{iR}	d'_R	s'_R	b'_R	0	-1/3	-1/3

Brout-Englert-Higgs 机制

! 夸克、带电轻子、 Z^0 和 W^\pm 都具有**质量**，但现在 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 规范不变的拉氏量**不能具有任何质量项**

😊 规范对称性使规范理论具有非常好的性质，特别是**可重整性**

😞 在规范理论中直接放入**规范场的质量项**，会**破坏规范对称性**

😬 **左右手旋量场**参与不同的规范相互作用，直接引入**质量项**也会**破坏规范对称性**

Brout-Englert-Higgs 机制

! 夸克、带电轻子、 Z^0 和 W^\pm 都具有**质量**，但现在 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 规范不变的拉氏量**不能具有任何质量项**

😊 规范对称性使规范理论具有非常好的性质，特别是**可重整性**

😞 在规范理论中直接放入**规范场的质量项**，会**破坏规范对称性**

😟 **左右手旋量场**参与不同的规范相互作用，直接引入**质量项**也会**破坏规范对称性**

😏 为了在保证**可重整性**的同时提供规范玻色子和费米子的**质量**，需要引入 **Brout-Englert-Higgs (BEH) 机制**，使 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 对称性自发破缺

🍲 引进 **Higgs 标量场** $\Phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$ ， ϕ^+ 和 ϕ^0 都是复标量场


📖 Φ 是 $SU(2)_L$ **二重态**，具有弱超荷 $Y = 1/2$ ，电弱规范不变的拉氏量为


$$\mathcal{L}_H = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V_H(\Phi), \quad V_H(\Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$$

👉 协变导数为 $D_\mu = \partial_\mu + igW_\mu^a \tau^a + ig'YB_\mu$

👉 $V_H(\Phi)$ 是 Higgs 标量场的**势能项**，依赖于 $\Phi^\dagger \Phi = |\phi^+|^2 + |\phi^0|^2$

自发对称性破缺

 Higgs 场势能的行为由二次项系数 μ^2 和四次项系数 λ 决定；假设 $\lambda > 0$

 如果 $\mu^2 < 0$ ，势能项 $V_H(\Phi)$ 的最小值对应于 $\Phi^\dagger \Phi = 0$ ；Higgs 场的真空期待值为 $\langle \Phi \rangle \equiv \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ ，它在电弱规范变换下不变，故规范对称性未受到破坏

自发对称性破缺

🏢 Higgs 场势能的行为由二次项系数 μ^2 和四次项系数 λ 决定；假设 $\lambda > 0$

✈️ 如果 $\mu^2 < 0$ ，势能项 $V_H(\Phi)$ 的最小值对应于 $\Phi^\dagger \Phi = 0$ ；Higgs 场的真空期待值为 $\langle \Phi \rangle \equiv \langle 0 | \Phi | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix}$ ，它在电弱规范变换下不变，故规范对称性未受到破坏

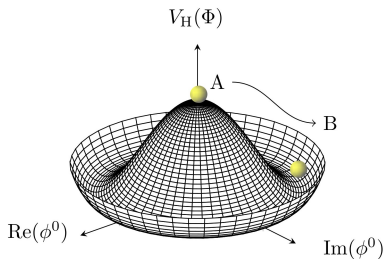
🚤 如果 $\mu^2 > 0$ ， $\Phi^\dagger \Phi = 0$ 处变成 $V_H(\Phi)$ 的极大值，而最小值位于 $\Phi^\dagger \Phi = v^2/2$ 对应的 3 维球面上，其中 $v = \sqrt{\mu^2/\lambda}$

🧢 若压缩掉 ϕ^+ 的实部和虚部两个维度，则 $V_H(\Phi)$ 在 ϕ^0 的实部和虚部坐标上呈现右图所示墨西哥草帽状的形式


🚬 Higgs 场的真空期待值位于上述 3 维球面上的某一点，可取为 $\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$

🌀 电弱规范变换会改变这个期待值，故真空态不满足电弱规范对称性


🥬 这种拉氏量满足对称性、真空态却不满足的现象称为对称性自发破缺




么正规范

 不失一般性地将 Higgs 场真空期待值取为 $\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ 之后，其它真空期待


值可以通过 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 整体变换 $\langle \Phi \rangle \rightarrow \exp(i\alpha^a \tau^a) \exp(i\alpha^Y Y_H) \langle \Phi \rangle$ 得到


 这是因为 $\langle \Phi^\dagger \Phi \rangle$ 在这样的变换下保持不变

么正规范

 不失一般性地将 Higgs 场真空期待值取为 $\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ 之后，其它真空期待

值可以通过 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 整体变换 $\langle \Phi \rangle \rightarrow \exp(i\alpha^a \tau^a) \exp(i\alpha^Y Y_H) \langle \Phi \rangle$ 得到

 这是因为 $\langle \Phi^\dagger \Phi \rangle$ 在这样的变换下保持不变

 若 $\alpha^1 = \alpha^2 = 0$ 且 $\alpha^3 = \alpha^Y$ ，则 $\alpha^3 \tau^3 + \alpha^Y Y_H = \alpha^3 (\sigma^3 + 1)/2 = \text{diag}(\alpha^3, 0)$ ， $\exp(i\alpha^a \tau^a) \exp(i\alpha^Y Y_H) = \text{diag}(e^{i\alpha^3}, 1)$ ，而 $\langle \Phi \rangle$ 在此变换下不变

 因此，有 1 个方向的对称性没有受到破坏，只有 3 个方向的对称性发生自发破缺

 根据 Goldstone 定理，破缺后存在 3 个无质量的 Nambu-Goldstone 玻色子

 有 3 个规范玻色子结合 3 个 Nambu-Goldstone 玻色子，通过 BEH 机制获得质量

么正规范

🏠 不失一般性地将 Higgs 场真空期待值取为 $\langle \Phi \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$ 之后，其它真空期待

值可以通过 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 整体变换 $\langle \Phi \rangle \rightarrow \exp(i\alpha^a \tau^a) \exp(i\alpha^Y Y_H) \langle \Phi \rangle$ 得到

🍞 这是因为 $\langle \Phi^\dagger \Phi \rangle$ 在这样的变换下保持不变

🍌 若 $\alpha^1 = \alpha^2 = 0$ 且 $\alpha^3 = \alpha^Y$ ，则 $\alpha^3 \tau^3 + \alpha^Y Y_H = \alpha^3 (\sigma^3 + 1)/2 = \text{diag}(\alpha^3, 0)$ ， $\exp(i\alpha^a \tau^a) \exp(i\alpha^Y Y_H) = \text{diag}(e^{i\alpha^3}, 1)$ ，而 $\langle \Phi \rangle$ 在此变换下不变

🍷 因此，有 1 个方向的对称性没有受到破坏，只有 3 个方向的对称性发生自发破缺

🍌 根据 Goldstone 定理，破缺后存在 3 个无质量的 Nambu-Goldstone 玻色子


🧀 有 3 个规范玻色子结合 3 个 Nambu-Goldstone 玻色子，通过 BEH 机制获得质量

🍞 以 $\langle \Phi \rangle$ 为基础，将 Higgs 场参数化为 $\Phi(x) = \exp \left[-i \frac{\chi^a(x)}{v} \tau^a \right] \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$

🍷 χ^a 和 H 都是实标量场，而 $\exp(-i\chi^a \tau^a / v)$ 因子能够通过 $SU(2)_L$ 规范变换消去


🍷 因而可以直接取 $\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$ ，这种取法称为么正规范


Higgs 玻色子

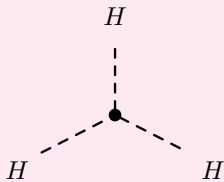
 在么正规范下, $\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$, $\Phi^\dagger \Phi = \frac{1}{2}(v + H)^2$

 此时 Higgs 场只剩下一个物理自由度 $H(x)$, 势能项化为

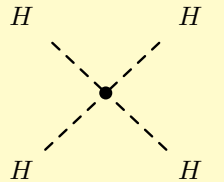
$$-V_H(\Phi) = \frac{\mu^2}{2}(v + H)^2 - \frac{\lambda}{4}(v + H)^4 = \frac{1}{4}\mu^2 v^2 - \frac{1}{2}m_H^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{\lambda}{4}H^4$$

 实标量场 $H(x)$ 对应于一个电中性标量玻色子 H , 称为 **Higgs 玻色子**

 Higgs 玻色子的质量为 $m_H \equiv \sqrt{2}\mu = \sqrt{2\lambda}v$, 具有三线性和四线性自相互作用





$$= -6i\lambda v$$




$$= -6i\lambda$$


电弱规范玻色子的质量项

 由于 $\tau^a = \frac{\sigma^a}{2}$, $\sigma^1 = \begin{pmatrix} & 1 \\ 1 & \end{pmatrix}$, $\sigma^2 = \begin{pmatrix} & -i \\ i & \end{pmatrix}$, $\sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & \\ & -1 \end{pmatrix}$

 有 $g' B_\mu Y_H + g W_\mu^a \tau^a = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} g' B_\mu + g W_\mu^3 & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & g' B_\mu - g W_\mu^3 \end{pmatrix}$

 **真空期待值** v 对**协变导数** $D_\mu \Phi = [\partial_\mu + i(g' B_\mu Y_H + g W_\mu^a \tau^a)]\Phi$ 的贡献为

$$D_\mu \Phi \supset i(g' B_\mu Y_H + g W_\mu^a \tau^a) \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \supset \frac{iv}{2\sqrt{2}} \begin{pmatrix} g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g' B_\mu - g W_\mu^3 \end{pmatrix}$$

 **协变动能项** $(D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi)$ 中正比于 v^2 的项是

$$\begin{aligned} (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) &\supset \frac{v^2}{8} [g^2 |W_\mu^1 - iW_\mu^2|^2 + (g' B_\mu - g W_\mu^3)^2] \\ &= \frac{v^2}{8} [g^2 (W^{1\mu} W_\mu^1 + W^{2\mu} W_\mu^2 + W^{3\mu} W_\mu^3) + g'^2 B^\mu B_\mu - 2gg' B^\mu W_\mu^3] \end{aligned}$$

 这些项是**规范玻色子的质量项**

Weinberg 转动



将上面这些**质量项**重新表达为

$$\mathcal{L}_{\text{GBM}} = \frac{1}{2} m_W^2 (W^{1\mu} W_\mu^1 + W^{2\mu} W_\mu^2) + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W^{3\mu} & B^\mu \end{pmatrix} M_{W^3 B}^2 \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$$



W_μ^1 和 W_μ^2 获得的质量 $m_W \equiv \frac{1}{2} g v$



$W^{3\mu}$ 和 B^μ 的质量平方矩阵为 $M_{W^3 B}^2 \equiv \frac{v^2}{4} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}$

Weinberg 转动

🏠 将上面这些**质量项**重新表达为

$$\mathcal{L}_{\text{GBM}} = \frac{1}{2} m_W^2 (W^{1\mu} W_\mu^1 + W^{2\mu} W_\mu^2) + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W^{3\mu} & B^\mu \end{pmatrix} M_{W^3 B}^2 \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

🧄 W_μ^1 和 W_μ^2 获得的质量 $m_W \equiv \frac{1}{2} gv$

🍊 $W^{3\mu}$ 和 B^μ 的质量平方矩阵为 $M_{W^3 B}^2 \equiv \frac{v^2}{4} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix}$

🍆 为了使 $M_{W^3 B}^2$ 矩阵**对角化**, 定义

$$\begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \equiv \begin{pmatrix} c_W & -s_W \\ s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix}$$

🍏 其中 $s_W \equiv \sin \theta_W = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$, $c_W \equiv \cos \theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$

🌶️ θ_W 称为 **Weinberg 角**, 也称为**弱混合角**

🍎 从后面的讨论可以看出 A_μ 就是**电磁场**, 对应于光子; Z_μ 对应于**矢量玻色子 Z**

Z 玻色子的质量

🏠 反过来, 有
$$\begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix}$$

🥑 利用 $M_{W^3 B}^2 = \frac{v^2}{4} \begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2 \end{pmatrix} = \frac{(g^2 + g'^2)v^2}{4} \begin{pmatrix} c_W^2 & -s_W c_W \\ -s_W c_W & s_W^2 \end{pmatrix}$, 推出

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \begin{pmatrix} W^{3\mu} & B^\mu \end{pmatrix} M_{W^3 B}^2 \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \\ &= \frac{(g^2 + g'^2)v^2}{8} \begin{pmatrix} Z^\mu & A^\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_W & -s_W \\ s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_W^2 & -s_W c_W \\ -s_W c_W & s_W^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_W & s_W \\ -s_W & c_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} \\ &= \frac{(g^2 + g'^2)v^2}{8} \begin{pmatrix} Z^\mu & A^\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & \\ & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \frac{1}{2} m_Z^2 Z^\mu Z_\mu \end{aligned}$$

🥜 Z 玻色子的质量是 $m_Z \equiv \frac{1}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} v = \frac{gv}{2c_W} = \frac{m_W}{c_W}$, 而光子没有质量

🌾 实验测得 $m_Z = 91.2 \text{ GeV}$ 和 $m_W = 80.4 \text{ GeV}$, 故 $\theta_W = \cos^{-1} \frac{m_W}{m_Z} = 28.2^\circ$

W^\pm 玻色子的质量

🕌 另一方面，用质量相同的实矢量场 W_μ^1 和 W_μ^2 线性组合出复矢量场

$$W_\mu^+ \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - iW_\mu^2)$$

🍌 它的厄米共轭为 $W_\mu^- \equiv (W_\mu^+)^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + iW_\mu^2)$

🍌 则 $W_\mu^1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ + W_\mu^-)$, $W_\mu^2 = \frac{i}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ - W_\mu^-)$

🍌 从而 $\frac{1}{2}(W^{1\mu}W_\mu^1 + W^{2\mu}W_\mu^2) = W^{+\mu}W_\mu^-$ ，于是

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{GBM}} &= \frac{1}{2} m_W^2 (W^{1\mu}W_\mu^1 + W^{2\mu}W_\mu^2) + \frac{1}{2} (W^{3\mu} B^\mu) M_{W^3 B}^2 \begin{pmatrix} W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \\ &= m_W^2 W^{+\mu}W_\mu^- + \frac{1}{2} m_Z^2 Z^\mu Z_\mu \end{aligned}$$

🍌 复矢量场 W_μ^\pm 描述一对正反矢量玻色子 W^\pm ，质量为 m_W

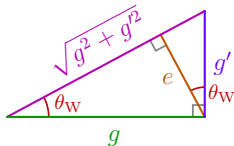
🔍 可见，BEH 机制使传递弱相互作用的规范玻色子 W^\pm 和 Z 获得了质量，有 3 个 Higgs 场自由度变成它们的纵向极化分量

用规范场质量本征态表达

接下来用**质量本征态** W_μ^\pm 、 A_μ 和 Z_μ 表达 $(D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi)$

由 $B_\mu = c_W A_\mu - s_W Z_\mu$ 和 $W_\mu^3 = s_W A_\mu + c_W Z_\mu$ 得

$$\begin{aligned} g' B_\mu + g W_\mu^3 &= g'(c_W A_\mu - s_W Z_\mu) + g(s_W A_\mu + c_W Z_\mu) \\ &= \frac{2gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} A_\mu + \frac{g^2 - g'^2}{\sqrt{g^2 + g'^2}} Z_\mu = 2e A_\mu + \frac{g}{c_W} (c_W^2 - s_W^2) Z_\mu \end{aligned}$$



其中 $e \equiv \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = g s_W = g' c_W$ ，后面讨论将表明 e 就是**单位电荷量**

协变导数 $D_\mu \Phi = [\partial_\mu + i(g' B_\mu Y_H + g W_\mu^a \tau^a)] \Phi$ 中的**相关因子**化为

$$\begin{aligned} g' B_\mu Y_H + g W_\mu^a \tau^a &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} g' B_\mu + g W_\mu^3 & g(W_\mu^1 - iW_\mu^2) \\ g(W_\mu^1 + iW_\mu^2) & g' B_\mu - g W_\mu^3 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} e A_\mu + \frac{g}{2c_W} (c_W^2 - s_W^2) Z_\mu & \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \\ \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- & -\frac{g}{2c_W} Z_\mu \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Higgs 场协变动能项

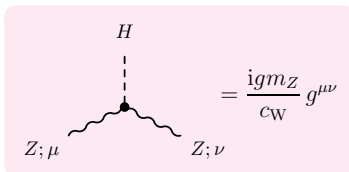
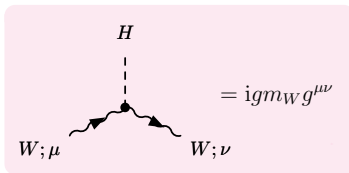
于是，么正规化下的 Higgs 场协变动能项化为

$$\begin{aligned}
 & (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) \\
 &= \left| [\partial_\mu + i(g' B_\mu Y_H + g W_\mu^a \tau^a)] \Phi \right|^2 \\
 &= \left| \begin{pmatrix} \partial_\mu + ie A_\mu + \frac{ig}{2c_W} (c_W^2 - s_W^2) Z_\mu & \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \\ \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^- & \partial_\mu - \frac{ig}{2c_W} Z_\mu \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix} \right|^2 \\
 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^-(v + H) & \partial_\mu H + \frac{ig}{2c_W} Z_\mu(v + H) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{ig}{\sqrt{2}} W_\mu^+(v + H) \\ \partial_\mu H - \frac{ig}{2c_W} Z_\mu(v + H) \end{pmatrix} \\
 &= \frac{1}{2} (\partial^\mu H)(\partial_\mu H) + (v + H)^2 \left(\frac{g^2}{4} W_\mu^+ W^{-\mu} + \frac{g^2}{8c_W^2} Z_\mu Z^\mu \right)
 \end{aligned}$$

Higgs 玻色子与 W^\pm 、 Z 玻色子的耦合

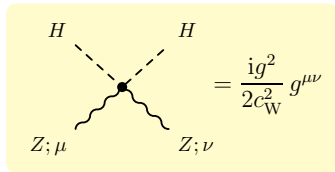
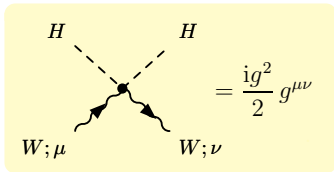
🏠 将上述 Higgs 场协变动能项表达为

$$\begin{aligned}
 (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) &= \frac{1}{2} (\partial^\mu H) (\partial_\mu H) \\
 &+ m_W^2 W_\mu^+ W^{-,\mu} + \frac{1}{2} m_Z^2 Z_\mu Z^\mu \\
 &+ g m_W H W_\mu^+ W^{-,\mu} + \frac{g m_Z}{2 c_W} H Z_\mu Z^\mu \\
 &+ \frac{g^2}{4} H^2 W_\mu^+ W^{-,\mu} + \frac{g^2}{8 c_W^2} H^2 Z_\mu Z^\mu
 \end{aligned}$$




🍲 除了 W^\pm 和 Z 玻色子的质量项之外


🍲 还出现了 Higgs 玻色子 H 与 W^\pm 、 Z 玻色子的三线性和四线性耦合项




Yukawa 相互作用


 Higgs 场 $\Phi(x)$ 的弱超荷为 $+1/2$ ，记 $\phi^- \equiv (\phi^+)^*$ ，引入 $\Phi(x)$ 的共轭态

$$\tilde{\Phi}(x) = i\sigma^2 \Phi^*(x) = \begin{pmatrix} & 1 \\ -1 & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^-(x) \\ \phi^{0*}(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^{0*}(x) \\ -\phi^-(x) \end{pmatrix}$$


 则 $\tilde{\Phi}(x)$ 是弱超荷为 $-1/2$ 的 $SU(2)_L$ 二重态


 在么正规范下， $\tilde{\Phi}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} & 1 \\ -1 & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H(x) \\ 0 \end{pmatrix}$


Yukawa 相互作用

 Higgs 场 $\Phi(x)$ 的弱超荷为 $+1/2$ ，记 $\phi^- \equiv (\phi^+)^*$ ，引入 $\Phi(x)$ 的共轭态

$$\tilde{\Phi}(x) = i\sigma^2 \Phi^*(x) = \begin{pmatrix} & 1 \\ -1 & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \phi^-(x) \\ \phi^{0*}(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^{0*}(x) \\ -\phi^-(x) \end{pmatrix}$$


 则 $\tilde{\Phi}(x)$ 是弱超荷为 $-1/2$ 的 $SU(2)_L$ 二重态


 在幺正规化下， $\tilde{\Phi}(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} & 1 \\ -1 & \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H(x) \\ 0 \end{pmatrix}$

 与费米子场组成满足 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 规范对称性的 Yukawa 相互作用拉氏量

$$\mathcal{L}_Y = -\tilde{y}_{d,ij} \bar{Q}_{iL} d'_{jR} \Phi - \tilde{y}_{u,ij} \bar{Q}_{iL} u'_{jR} \tilde{\Phi} - y_{\ell_i} \bar{L}_{iL} \ell_{iR} \Phi + \text{H.c.}$$

$$Y: \quad -\frac{1}{6} \quad -\frac{1}{3} + \frac{1}{2} \quad \quad -\frac{1}{6} + \frac{2}{3} \quad -\frac{1}{2} \quad \quad +\frac{1}{2} \quad -1 + \frac{1}{2}$$

 其中 H.c. 表示厄米共轭

 Yukawa 耦合常数 $\tilde{y}_{d,ij}$ 和 $\tilde{y}_{u,ij}$ 联系着不同代的夸克场

 Yukawa 耦合常数 y_{ℓ_i} 只联系同一代的轻子场


么正规范下的 Yukawa 相互作用

 在么正规范下，利用


$$\bar{Q}_{iL}\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \bar{u}'_{iL} & \bar{d}'_{iL} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v+H \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H)\bar{d}'_{iL}$$

$$\bar{Q}_{iL}\tilde{\Phi} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \bar{u}'_{iL} & \bar{d}'_{iL} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} v+H \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H)\bar{u}'_{iL}$$

$$\bar{L}_{iL}\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \bar{\nu}_{iL} & \bar{\ell}_{iL} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ v+H \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}}(v+H)\bar{\ell}_{iL}$$


 推出 $\mathcal{L}_Y = -\frac{1}{\sqrt{2}}(v+H)(\tilde{y}_{d,ij}\bar{d}'_{iL}d'_{jR} + \tilde{y}_{u,ij}\bar{u}'_{iL}u'_{jR} + y_{\ell_i}\bar{\ell}_{iL}\ell_{iR} + \text{H.c.})$

 $\tilde{y}_{d,ij}$ 和 $\tilde{y}_{u,ij}$ 可看作 3×3 矩阵 \tilde{y}_d 和 \tilde{y}_u 的元素


 $\tilde{y}_d\tilde{y}_d^\dagger$ 和 $\tilde{y}_u\tilde{y}_u^\dagger$ 是厄米矩阵，必定可以分别通过么正矩阵 U_d 和 U_u 对角化成 y_D^2 和 y_U^2 两个对角元为实数的对角矩阵，满足 $U_d^\dagger\tilde{y}_d\tilde{y}_d^\dagger U_d = y_D^2$ 和 $U_u^\dagger\tilde{y}_u\tilde{y}_u^\dagger U_u = y_U^2$ ，即

$$\tilde{y}_d\tilde{y}_d^\dagger = U_d y_D^2 U_d^\dagger, \quad \tilde{y}_u\tilde{y}_u^\dagger = U_u y_U^2 U_u^\dagger$$

Yukawa 耦合矩阵的对角化

 符合 $\tilde{y}_d \tilde{y}_d^\dagger = U_d y_D^2 U_d^\dagger$ 和 $\tilde{y}_u \tilde{y}_u^\dagger = U_u y_U^2 U_u^\dagger$ 的 \tilde{y}_d 和 \tilde{y}_u 可以表达为


$$\tilde{y}_d = U_d y_D K_d^\dagger, \quad \tilde{y}_u = U_u y_U K_u^\dagger$$

 **对角矩阵** y_D 和 y_U 满足 $y_D y_D = y_D^2$ 和 $y_U y_U = y_U^2$, K_d^\dagger 和 K_u^\dagger 是两个**么正矩阵**


 将 y_D 和 y_U 表示成


$$y_D = \begin{pmatrix} y_{d_1} & & \\ & y_{d_2} & \\ & & y_{d_3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_d & & \\ & y_s & \\ & & y_b \end{pmatrix}, \quad y_U = \begin{pmatrix} y_{u_1} & & \\ & y_{u_2} & \\ & & y_{u_3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_u & & \\ & y_c & \\ & & y_t \end{pmatrix}$$

Yukawa 耦合矩阵的对角化

 符合 $\tilde{y}_d \tilde{y}_d^\dagger = U_d y_D^2 U_d^\dagger$ 和 $\tilde{y}_u \tilde{y}_u^\dagger = U_u y_U^2 U_u^\dagger$ 的 \tilde{y}_d 和 \tilde{y}_u 可以表达为


$$\tilde{y}_d = U_d y_D K_d^\dagger, \quad \tilde{y}_u = U_u y_U K_u^\dagger$$

 对角矩阵 y_D 和 y_U 满足 $y_D y_D = y_D^2$ 和 $y_U y_U = y_U^2$, K_d^\dagger 和 K_u^\dagger 是两个幺正矩阵

 将 y_D 和 y_U 表示成

$$y_D = \begin{pmatrix} y_{d1} & & \\ & y_{d2} & \\ & & y_{d3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_d & & \\ & y_s & \\ & & y_b \end{pmatrix}, \quad y_U = \begin{pmatrix} y_{u1} & & \\ & y_{u2} & \\ & & y_{u3} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} y_u & & \\ & y_c & \\ & & y_t \end{pmatrix}$$

 定义 $d_{iL} \equiv (U_d^\dagger)_{ij} d'_{jL}$, $d_{iR} \equiv (K_d^\dagger)_{ij} d'_{jR}$, $u_{iL} \equiv (U_u^\dagger)_{ij} u'_{jL}$ 和 $u_{iR} \equiv (K_u^\dagger)_{ij} u'_{jR}$

 从而, $\bar{d}_{iL} = \bar{d}'_{jL} U_{d,ji}$, $\bar{u}_{iL} = \bar{u}'_{jL} U_{u,ji}$, 则

$$\tilde{y}_{d,ij} \bar{d}'_{iL} d'_{jR} = \bar{d}'_{iL} (U_d y_D K_d^\dagger)_{ij} d'_{jR} = \bar{d}'_{iL} U_{d,ik} y_{dk} (K_d^\dagger)_{kj} d'_{jR} = y_{dk} \bar{d}_{kL} d_{kR} = y_{d_i} \bar{d}_{iL} d_{iR}$$

$$\tilde{y}_{u,ij} \bar{u}'_{iL} u'_{jR} = \bar{u}'_{iL} (U_u y_U K_u^\dagger)_{ij} u'_{jR} = y_{u_i} \bar{u}_{iL} u_{iR}$$

费米子质量和 Yukawa 耦合



于是得到

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_Y &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(v + H)(y_{d_i} \bar{d}_{iL} d_{iR} + y_{u_i} \bar{u}_{iL} u_{iR} + y_{\ell_i} \bar{\ell}_{iL} \ell_{iR} + \text{H.c.}) \\ &= -m_{d_i} \bar{d}_i d_i - m_{u_i} \bar{u}_i u_i - m_{\ell_i} \bar{\ell}_i \ell_i - \frac{m_{d_i}}{v} H \bar{d}_i d_i - \frac{m_{u_i}}{v} H \bar{u}_i u_i - \frac{m_{\ell_i}}{v} H \bar{\ell}_i \ell_i\end{aligned}$$



其中前三项是**费米子质量项**，后三项是 Higgs 玻色子与费米子的 **Yukawa 耦合项**



于是，三代夸克和带电轻子获得了**质量**

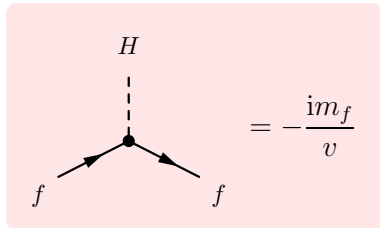
$$\begin{aligned}m_{d_i} &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} y_{d_i} v, & m_{u_i} &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} y_{u_i} v \\ m_{\ell_i} &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} y_{\ell_i} v\end{aligned}$$



d'_{iL} 、 d'_{iR} 、 u'_{iL} 和 u'_{iR} 是夸克**规范本征态**



d_{iL} 、 d_{iR} 、 u_{iL} 和 u_{iR} 是夸克**质量本征态**



Cabibbo-Kobayashi-Maskawa 矩阵

 $d_{iL} \equiv (U_d^\dagger)_{ij} d'_{jL}$, $d_{iR} \equiv (K_d^\dagger)_{ij} d'_{jR}$, $u_{iL} \equiv (U_u^\dagger)_{ij} u'_{jL}$ 和 $u_{iR} \equiv (K_u^\dagger)_{ij} u'_{jR}$ 表明

$$d'_{iL} = U_{d,ij} d_{jL}, \quad d'_{iR} = K_{d,ij} d_{jR}, \quad u'_{iL} = U_{u,ij} u_{jL}, \quad u'_{iR} = K_{u,ij} u_{jR}$$


 从而

$$\bar{d}'_{iL} \gamma^\mu d'_{iL} = \bar{d}_{jL} (U_d^\dagger)_{ji} \gamma^\mu U_{d,ik} d_{kL} = \bar{d}_{jL} \delta_{jk} \gamma^\mu d_{kL} = \bar{d}_{iL} \gamma^\mu d_{iL}$$

 同理有

$$\bar{u}'_{iL} \gamma^\mu u'_{iL} = \bar{u}_{iL} \gamma^\mu u_{iL}, \quad \bar{d}'_{iR} \gamma^\mu d'_{iR} = \bar{d}_{iR} \gamma^\mu d_{iR}, \quad \bar{u}'_{iR} \gamma^\mu u'_{iR} = \bar{u}_{iR} \gamma^\mu u_{iR}$$

Cabibbo-Kobayashi-Maskawa 矩阵

 $d_{iL} \equiv (U_d^\dagger)_{ij} d'_{jL}$, $d_{iR} \equiv (K_d^\dagger)_{ij} d'_{jR}$, $u_{iL} \equiv (U_u^\dagger)_{ij} u'_{jL}$ 和 $u_{iR} \equiv (K_u^\dagger)_{ij} u'_{jR}$ 表明


$$d'_{iL} = U_{d,ij} d_{jL}, \quad d'_{iR} = K_{d,ij} d_{jR}, \quad u'_{iL} = U_{u,ij} u_{jL}, \quad u'_{iR} = K_{u,ij} u_{jR}$$

 从而

$$\bar{d}'_{iL} \gamma^\mu d'_{iL} = \bar{d}_{jL} (U_d^\dagger)_{ji} \gamma^\mu U_{d,ik} d_{kL} = \bar{d}_{jL} \delta_{jk} \gamma^\mu d_{kL} = \bar{d}_{iL} \gamma^\mu d_{iL}$$

 同理有


$$\bar{u}'_{iL} \gamma^\mu u'_{iL} = \bar{u}_{iL} \gamma^\mu u_{iL}, \quad \bar{d}'_{iR} \gamma^\mu d'_{iR} = \bar{d}_{iR} \gamma^\mu d_{iR}, \quad \bar{u}'_{iR} \gamma^\mu u'_{iR} = \bar{u}_{iR} \gamma^\mu u_{iR}$$

 另一方面,


$$\bar{u}'_{iL} \gamma^\mu d'_{iL} = \bar{u}_{jL} (U_u^\dagger)_{ji} \gamma^\mu U_{d,ik} d_{kL} = \bar{u}_{iL} \gamma^\mu V_{ij} d_{jL}$$

$$\bar{d}'_{iL} \gamma^\mu u'_{iL} = \bar{d}_{jL} (U_d^\dagger)_{ji} \gamma^\mu U_{u,ik} u_{kL} = \bar{d}_{jL} V_{ji}^\dagger \gamma^\mu u_{iL}$$

 其中 $V \equiv U_u^\dagger U_d$ 称为 **Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) 矩阵**

 其厄米共轭矩阵为 $V^\dagger = U_d^\dagger U_u$


费米子协变动能项

 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 规范不变的费米子协变动能项为

$$\mathcal{L}_{\text{EWF}} = \bar{Q}_{iL} i \not{D} Q_{iL} + \bar{u}'_{iR} i \not{D} u'_{iR} + \bar{d}'_{iR} i \not{D} d'_{iR} + \bar{L}_{iL} i \not{D} L_{iL} + \bar{\ell}_{iR} i \not{D} \ell_{iR}$$

 根据 $Q = T^3 + Y$ 和 $e = g_{\text{SW}} = g' c_W$, 有

$$\begin{aligned} g' Y B_\mu + g T^3 W_\mu^3 &= g' Y (c_W A_\mu - s_W Z_\mu) + g T^3 (s_W A_\mu + c_W Z_\mu) \\ &= e(Y + T^3) A_\mu + \left(g c_W T^3 - \frac{g s_W}{c_W} s_W Y \right) Z_\mu = Q e A_\mu + \frac{g}{c_W} (T^3 c_W^2 - Y s_W^2) Z_\mu \\ &= Q e A_\mu + \frac{g}{c_W} (T^3 - Q s_W^2) Z_\mu \end{aligned}$$

 故 $D_\mu Q_{iL} = (\partial_\mu + i g' B_\mu Y + i g W_\mu^a \tau^a) Q_{iL}$

$$\begin{aligned} &= \partial_\mu Q_{iL} + i \begin{pmatrix} g' Y B_\mu + g T^3 W_\mu^3 & \frac{g}{2} (W_\mu^1 - i W_\mu^2) \\ \frac{g}{2} (W_\mu^1 + i W_\mu^2) & g' Y B_\mu + g T^3 W_\mu^3 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u'_{iL} \\ d'_{iL} \end{pmatrix} \\ &= \partial_\mu Q_{iL} + i \begin{pmatrix} \left[Q e A_\mu + \frac{g}{c_W} (T^3 - Q s_W^2) Z_\mu \right] u'_{iL} + \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ d'_{iL} \\ \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- u'_{iL} + \left[Q e A_\mu + \frac{g}{c_W} (T^3 - Q s_W^2) \right] d'_{iL} \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$\bar{Q}_{iL} i \not{D} Q_{iL}$ 中的电弱规范相互作用项

 于是, $\bar{Q}_{iL} i \not{D} Q_{iL}$ 包含的**电弱规范相互作用项**为


$$\begin{aligned}
 \bar{Q}_{iL} i \not{D} Q_{iL} &\supset - \left[Q_e A_\mu + \frac{g}{c_W} (T^3 - Q s_W^2) Z_\mu \right] \bar{u}'_{iL} \gamma^\mu u'_{iL} \\
 &\quad - \left[Q_e A_\mu + \frac{g}{c_W} (T^3 - Q s_W^2) Z_\mu \right] \bar{d}'_{iL} \gamma^\mu d'_{iL} \\
 &\quad - \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{u}'_{iL} \gamma^\mu d'_{iL} - \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{d}'_{iL} \gamma^\mu u'_{iL} \\
 &= - \left(Q_e A_\mu + \frac{g}{c_W} g_L Z_\mu \right) \bar{u}_i \gamma^\mu \frac{1 - \gamma^5}{2} u_i \\
 &\quad - \left(Q_e A_\mu + \frac{g}{c_W} g_L Z_\mu \right) \bar{d}_i \gamma^\mu \frac{1 - \gamma^5}{2} d_i \\
 &\quad - \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{u}_i \gamma^\mu P_L V_{ij} d_j - \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{d}_j V_{ji}^\dagger \gamma^\mu P_L u_i
 \end{aligned}$$




其中**左手耦合系数**为

$$g_L \equiv T^3 - Q s_W^2$$

$\bar{u}'_{iR} i \not{D} u'_{iR} + \bar{d}'_{iR} i \not{D} d'_{iR}$ 中的电弱规范相互作用项

 另一方面,

$$\begin{aligned} D_\mu d'_{iR} &= (\partial_\mu + ig' B_\mu Y) d'_{iR} = \partial_\mu d'_{iR} + ig' Q (c_W A_\mu - s_W Z_\mu) d'_{iR} \\ &= \partial_\mu d'_{iR} + i Q e A_\mu d'_{iR} - \frac{ig}{c_W} Q s_W^2 Z_\mu d'_{iR} \end{aligned}$$

 则 $\bar{u}'_{iR} i \not{D} u'_{iR} + \bar{d}'_{iR} i \not{D} d'_{iR}$ 包含的**电弱规范相互作用项**为

$$\begin{aligned} &\bar{u}'_{iR} i \not{D} u'_{iR} + \bar{d}'_{iR} i \not{D} d'_{iR} \\ \supset & - \left(Q e A_\mu - \frac{g}{c_W} Q s_W^2 Z_\mu \right) \bar{u}'_{iR} \gamma^\mu u'_{iR} - \left(Q e A_\mu - \frac{g}{c_W} Q s_W^2 Z_\mu \right) \bar{d}'_{iR} \gamma^\mu d'_{iR} \\ = & - \left(Q e A_\mu + \frac{g}{c_W} g_R Z_\mu \right) \bar{u}_i \gamma^\mu \frac{1 + \gamma^5}{2} u_i - \left(Q e A_\mu + \frac{g}{c_W} g_R Z_\mu \right) \bar{d}_i \gamma^\mu \frac{1 + \gamma^5}{2} d_i \end{aligned}$$

 其中**右手耦合系数**为

$$g_R \equiv -Q s_W^2$$


费米子的电弱规范相互作用

 引入**矢量流**和**轴矢量流**耦合系数

$$g_V \equiv g_L + g_R = T^3 - 2Qs_W^2, \quad g_A \equiv g_L - g_R = T^3$$

 将以上夸克电弱规范相互作用项改写为

$$\begin{aligned} & \bar{Q}_{iL} i \not{D} Q_{iL} + \bar{u}'_{iR} i \not{D} u'_{iR} + \bar{d}'_{iR} i \not{D} d'_{iR} \\ \supset & -Qe\bar{u}_i \gamma^\mu u_i A_\mu - Qe\bar{d}_i \gamma^\mu d_i A_\mu - \frac{g}{2c_W} \bar{u}_i \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) u_i Z_\mu \\ & - \frac{g}{2c_W} \bar{d}_i \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) d_i Z_\mu - \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{u}_i \gamma^\mu P_L V_{ij} d_j - \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{d}_j V_{ji}^\dagger \gamma^\mu P_L u_i \end{aligned}$$

 同理， $\bar{L}_{iL} i \not{D} L_{iL} + \bar{\ell}_{iR} i \not{D} \ell_{iR}$ 包含的**轻子电弱规范相互作用项**为

$$\begin{aligned} & \bar{L}_{iL} i \not{D} L_{iL} + \bar{\ell}_{iR} i \not{D} \ell_{iR} \\ \supset & -Qe\bar{\ell}_i \gamma^\mu \ell_i A_\mu - \frac{g}{2c_W} \bar{\ell}_i \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) \ell_i Z_\mu - \frac{g}{2c_W} \bar{\nu}_i \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma^5) \nu_i Z_\mu \\ & - \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ \bar{\nu}_i \gamma^\mu P_L \ell_i - \frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^- \bar{\ell}_i \gamma^\mu P_L \nu_i \end{aligned}$$

费米子的电弱流耦合

将这些电弱规范相互作用项写成流耦合的形式，得

$$\mathcal{L}_{\text{EWF}} \supset -A_\mu J_{\text{EM}}^\mu - Z_\mu J_Z^\mu - W_\mu^+ J_W^{+,\mu} - W_\mu^- J_W^{-,\mu}$$

电磁流 $J_{\text{EM}}^\mu \equiv \sum_f Q_f e \bar{f} \gamma^\mu f$ ，其中 f 代表任意费米子场

弱中性流 $J_Z^\mu \equiv \frac{g}{2c_W} \sum_f \bar{f} \gamma^\mu (g_V^f - g_A^f \gamma^5) f$ ， $g_V^f = T_f^3 - 2Q_f s_W^2$ ， $g_A^f = T_f^3$

弱带电流 $J_W^{+,\mu} \equiv \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u}_i \gamma^\mu V_{ij} P_L d_j + \bar{\nu}_i \gamma^\mu P_L l_i)$

不同代夸克间相互作用
只发生在**弱带电流耦合**中，

弱带电流 $J_W^{-,\mu} \equiv (J_W^{+,\mu})^\dagger = \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{d}_j V_{ji}^\dagger \gamma^\mu P_L u_i + \bar{l}_i \gamma^\mu P_L \nu_i)$

源自**CKM 矩阵**
 V 的非对角元

可以看到，**电磁流耦合**与**QED 耦合**完全相同

由此辨认出 A_μ 是**电磁场**， e 是单位电荷量， $Q \equiv T^3 + Y$ 确实是电荷

为了保持电荷守恒，指定**复矢量场** $W_\mu^+(x)$ 携带 $Q = +1$ 的电荷

费米子电弱规范相互作用的顶点规则

$$= -iQ_f e \gamma^\mu$$

$$= -\frac{ig}{2c_W} \gamma^\mu (g_V^f - g_A^f \gamma^5)$$


$$= -\frac{ig}{\sqrt{2}} V_{ij} \gamma^\mu P_L$$

$$= -\frac{ig}{\sqrt{2}} V_{ji}^\dagger \gamma^\mu P_L$$


$$= -\frac{ig}{\sqrt{2}} \gamma^\mu P_L$$

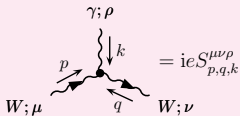
$$= -\frac{ig}{\sqrt{2}} \gamma^\mu P_L$$

电弱规范玻色子的自相互作用

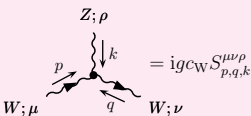
 电弱规范场自身的 $SU(2)_L \times U(1)_Y$ 规范不变拉氏量为

$$\mathcal{L}_{EWG} = -\frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W^{a,\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}$$

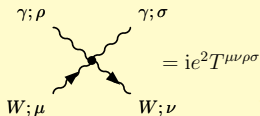
 场强张量 $W_{\mu\nu}^a \equiv \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - g\varepsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c$, $B_{\mu\nu} \equiv \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$



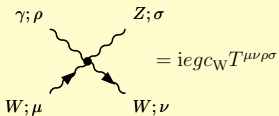
$\gamma; \rho$
 $W; \mu$ $W; \nu$
 $= ieS_{p,q,k}^{\mu\nu\rho}$



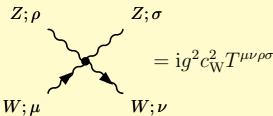
$Z; \rho$
 $W; \mu$ $W; \nu$
 $= igc_W S_{p,q,k}^{\mu\nu\rho}$



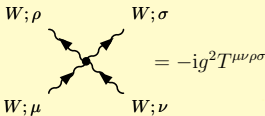
$\gamma; \rho$ $\gamma; \sigma$
 $W; \mu$ $W; \nu$
 $= ie^2 T^{\mu\nu\rho\sigma}$




$\gamma; \rho$ $Z; \sigma$
 $W; \mu$ $W; \nu$
 $= iegc_W T^{\mu\nu\rho\sigma}$




$Z; \rho$ $Z; \sigma$
 $W; \mu$ $W; \nu$
 $= ig^2 c_W^2 T^{\mu\nu\rho\sigma}$



$W; \rho$ $W; \sigma$
 $W; \mu$ $W; \nu$
 $= -ig^2 T^{\mu\nu\rho\sigma}$


 图中 $S_{p,q,k}^{\mu\nu\rho} \equiv g^{\mu\nu}(p-q)^\rho + g^{\nu\rho}(q-k)^\mu + g^{\rho\mu}(k-p)^\nu$

 $T^{\mu\nu\rho\sigma} \equiv g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma} + g^{\mu\sigma}g^{\nu\rho} - 2g^{\mu\nu}g^{\rho\sigma}$

CKM 矩阵

 概率守恒要求 CKM 矩阵 V 是么正矩阵，标准参数化形式为

$$\begin{aligned}
 V &= \begin{pmatrix} 1 & & \\ & c_{23} & s_{23} \\ & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & & s_{13}e^{-i\delta} \\ & 1 & \\ -s_{13}e^{i\delta} & & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} \\ -s_{12} & c_{12} \\ & & 1 \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

 其中 $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$, 拟合实验数据得到

$$s_{12} = 0.22500 \pm 0.00067, \quad s_{23} = 0.04182^{+0.00085}_{-0.00074}$$

$$s_{13} = 0.00369 \pm 0.00011, \quad \delta = 1.144 \pm 0.027$$

 V 包含 3 个转动角 $\theta_{12} \simeq 13^\circ$, $\theta_{23} \simeq 2.4^\circ$, $\theta_{13} \simeq 0.21^\circ$,

1 个引起 CP 破坏的相角 $\delta \simeq 66^\circ$

夸克味混合

🚗 如果只讨论第一、二代夸克的混合，CKM 矩阵可近似为

$$V_{ij} \simeq \begin{pmatrix} \cos \theta_C & \sin \theta_C & \\ -\sin \theta_C & \cos \theta_C & \\ & & 1 \end{pmatrix}$$

🔊 θ_C 称为 **Cabibbo 角**，满足 $\sin \theta_C = s_{12} = 0.225$

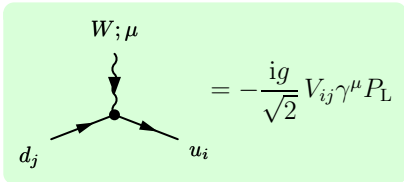
🔑 CKM 矩阵的**非对角元**非零意味着**弱带电流**可以耦合**不同代的夸克**

🎹 $W^+ \rightarrow u'\bar{d}'$ 过程在**质量态**上表现为

$$W^+ \rightarrow u\bar{d} \quad (V_{11} \text{ 引起})$$


$$W^+ \rightarrow u\bar{s} \quad (V_{12} \text{ 引起})$$


$$W^+ \rightarrow u\bar{b} \quad (V_{13} \text{ 引起})$$




$$= -\frac{ig}{\sqrt{2}} V_{ij} \gamma^\mu P_L$$


超出标准模型：中微子味混合



 **中微子振荡**实验表明，中微子具有**微小质量**，而且存在**味混合**



 Dirac 中微子的味道本征态 (即规范本征态) 与质量本征态通过 **Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) 矩阵 U** 联系：



$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}, \quad U = \begin{pmatrix} \bar{c}_{12}\bar{c}_{13} & \bar{s}_{12}\bar{c}_{13} & \bar{s}_{13}e^{-i\bar{\delta}} \\ -\bar{s}_{12}\bar{c}_{23} - \bar{c}_{12}\bar{s}_{23}\bar{s}_{13}e^{i\bar{\delta}} & \bar{c}_{12}\bar{c}_{23} - \bar{s}_{12}\bar{s}_{23}\bar{s}_{13}e^{i\bar{\delta}} & \bar{s}_{23}\bar{c}_{13} \\ \bar{s}_{12}\bar{s}_{23} - \bar{c}_{12}\bar{c}_{23}\bar{s}_{13}e^{i\bar{\delta}} & -\bar{c}_{12}\bar{s}_{23} - \bar{s}_{12}\bar{c}_{23}\bar{s}_{13}e^{i\bar{\delta}} & \bar{c}_{23}\bar{c}_{13} \end{pmatrix}$$

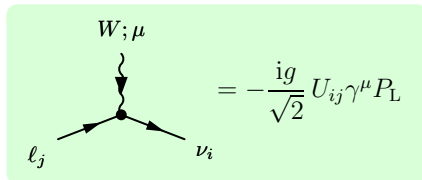
 $\bar{\theta}_{12} \sim 33^\circ$, $\bar{\theta}_{23} \sim 41^\circ$ (质量正序) 或 $\bar{\theta}_{23} \sim 50^\circ$ (质量逆序), $\bar{\theta}_{13} \sim 8.4^\circ$

 如果中微子是 **Majorana 费米子**，则额外存在 2 个 CP 破坏相角 ρ 和 σ ，PMNS 矩阵应该再右乘 $\text{diag}(1, e^{i\rho}, e^{i\sigma})$

 太阳中微子振荡  $\bar{\theta}_{12}$

 大气中微子振荡  $\bar{\theta}_{23}$

 反应堆中微子振荡  $\bar{\theta}_{13}$




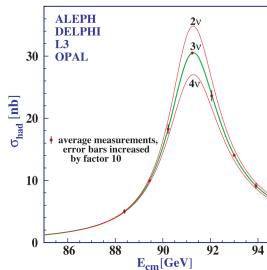
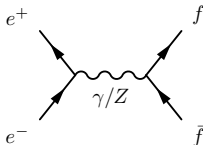
$$= -\frac{ig}{\sqrt{2}} U_{ij} \gamma^\mu P_L$$

e^+e^- 湮灭

 通过**电磁流**和**弱中性流**相互作用，

e^+e^- 可湮灭成一对正反费米子 $f\bar{f}$


 $\sqrt{s} \sim m_Z$ 处出现 Z 的**共振峰**




e^+e^- 湮灭

 通过**电磁流**和**弱中性流**相互作用，


e^+e^- 可湮灭成一对正反费米子 $f\bar{f}$

 $\sqrt{s} \sim m_Z$ 处出现 Z 的**共振峰**


 受共振态和弱中性流影响较小时，

截面比 $R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q_i\bar{q}_i)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$ 体现

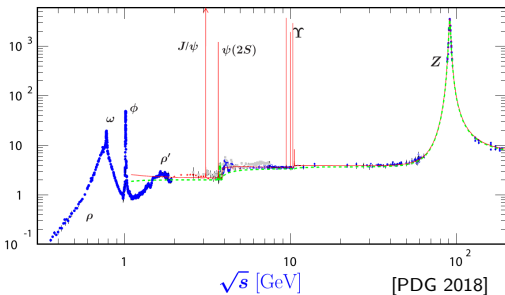
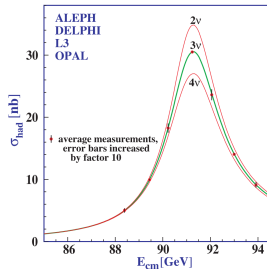
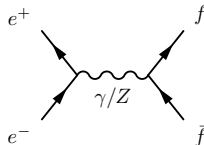
夸克味数、电荷跟 μ 子的相对差异

 $1 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 3.6 \text{ GeV}$ 处，


$$R \simeq 3 \left[2 \left(-\frac{1}{3} \right)^2 + \left(\frac{2}{3} \right)^2 \right] = 2 \quad R$$


 $3.7 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 10 \text{ GeV}$ 处，

$$R \simeq 3 \left[2 \left(-\frac{1}{3} \right)^2 + 2 \left(\frac{2}{3} \right)^2 \right] = \frac{10}{3}$$




β 衰变


 弱相互作用引起原子核 β 衰变

 质量数为 $A = Z + N$ 的原子核具有 Z 个质子和 N 个中子，通过 β 衰变会变成具有 $Z + 1$ 个质子和 $N - 1$ 个中子的原子核 A' ，即


$$A(Z, N) \rightarrow A'(Z + 1, N - 1) + e^- + \bar{\nu}_e$$

 在核子层次，以上过程体现为中子 β 衰变，

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

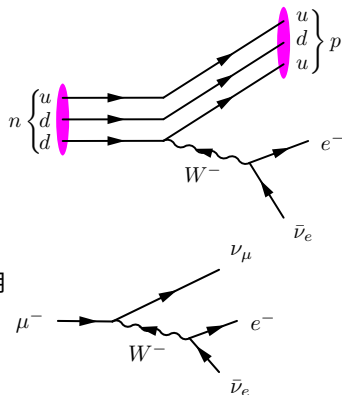
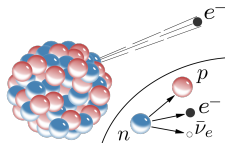
 在夸克层次，以上过程体现为 d 夸克 β 衰变

$$d \rightarrow u + e^- + \bar{\nu}_e$$

 此过程来自 W^- 玻色子传递的弱带电流相互作用

 在轻子方面，类似的过程有 μ 子衰变

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



μ 子衰变

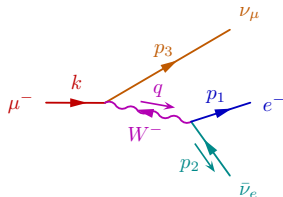
🚗 考虑 μ 子衰变过程 $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ ，相应的领头阶不变振幅为

$$\begin{aligned} i\mathcal{M} &= \left(\frac{-ig}{\sqrt{2}} \right)^2 \bar{u}(p_3) \gamma^\mu P_L u(k) \frac{-i(g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / m_W^2)}{q^2 - m_W^2} \bar{u}(p_1) \gamma^\nu P_L v(p_2) \\ &= \frac{ig^2 (g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / m_W^2)}{8(q^2 - m_W^2)} \bar{u}(p_3) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(k) \bar{u}(p_1) \gamma^\nu (1 - \gamma^5) v(p_2) \end{aligned}$$

🐕 由于 $m_\mu \ll m_W$ ，W 传播子的四维动量满足 $q^2 \ll m_W^2$

🐎 因此，可在低能近似下忽略 q^μ 和 q^2 ，将振幅化为

$$i\mathcal{M} \simeq -\frac{ig^2}{8m_W^2} \bar{u}(p_3) \gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(k) \bar{u}(p_1) \gamma_\mu (1 - \gamma^5) v(p_2)$$



μ 子衰变

🚗 考虑 μ 子衰变过程 $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ ，相应的领头阶不变振幅为

$$\begin{aligned}
 i\mathcal{M} &= \left(\frac{-ig}{\sqrt{2}} \right)^2 \bar{u}(p_3)\gamma^\mu P_L u(k) \frac{-i(g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu/m_W^2)}{q^2 - m_W^2} \bar{u}(p_1)\gamma^\nu P_L v(p_2) \\
 &= \frac{ig^2(g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu/m_W^2)}{8(q^2 - m_W^2)} \bar{u}(p_3)\gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(k) \bar{u}(p_1)\gamma^\nu (1 - \gamma^5) v(p_2)
 \end{aligned}$$

🐕 由于 $m_\mu \ll m_W$ ，W 传播子的四维动量满足 $q^2 \ll m_W^2$

🐎 因此，可在低能近似下忽略 q^μ 和 q^2 ，将振幅化为

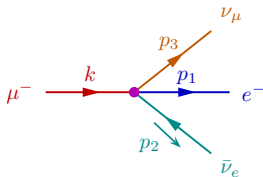
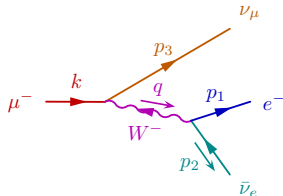
$$i\mathcal{M} \simeq -\frac{ig^2}{8m_W^2} \bar{u}(p_3)\gamma^\mu (1 - \gamma^5) u(k) \bar{u}(p_1)\gamma_\mu (1 - \gamma^5) v(p_2)$$

🐕 可以将这样的振幅看作有效拉氏量

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_\mu \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \mu \bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \nu_e + \text{H.c.}$$

的结果，其中 Fermi 常数 G_F 定义为

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} \equiv \frac{g^2}{8m_W^2}$$



四费米子相互作用理论

🚚 可进一步将 $\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_\mu \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \bar{\mu} \bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \nu_e + \text{H.c.}$

推广到其它参与弱相互作用的标准模型费米子

🐆 耦合常数 G_F 是普适的，对所有费米子都适用

🐆 这样得到的理论称为四费米子相互作用理论

🌸 为了解释 β 衰变，Enrico Fermi 于 1933 年首次提出这个理论

🍄 现在认为它是标准模型弱相互作用的低能有效理论



Enrico Fermi
(1901–1954)

四费米子相互作用理论

🚐 可进一步将 $\mathcal{L}_{\text{eff}} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\nu}_\mu \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \bar{\mu} \bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \nu_e + \text{H.c.}$

推广到其它参与弱相互作用的标准模型费米子

🦁 耦合常数 G_F 是普适的, 对所有费米子都适用

🦁 这样得到的理论称为四费米子相互作用理论

🍓 为了解释 β 衰变, Enrico Fermi 于 1933 年首次提出这个理论

🍄 现在认为它是标准模型弱相互作用的低能有效理论

🦌 忽略电子质量, 通过以上振幅计算出 μ 子寿命为 $\tau_\mu = \frac{1}{\Gamma_\mu} \simeq \frac{192\pi^3}{G_F^2 m_\mu^5}$

🐎 根据更精确的结果, 由 $\tau_\mu = 2.197 \times 10^{-6} \text{ s}$ 推出 $G_F = 1.166 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$

🦒 注意到 $m_W = gv/2$, Fermi 常数 G_F 与 Higgs 场真空期待值 v 的关系为



$$G_F = \frac{\sqrt{2}g^2}{8m_W^2} = \frac{\sqrt{2}g^2}{2g^2v^2} = \frac{1}{\sqrt{2}v^2}, \quad \boxed{v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246.2 \text{ GeV}}$$




Enrico Fermi
(1901–1954)

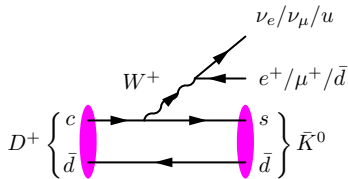
介子弱衰变

 **弱带电流**相互作用也会引起介子衰变

 $D^+(c\bar{d})$ 衰变到 \bar{K}^0 和轻子或夸克 ( 介子)

$$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 + \nu_e/\nu_\mu/u + e^+/\mu^+/\bar{d}$$

 D^+ 中 \bar{d} 夸克实际没参与衰变, 称为**旁观者**



介子弱衰变

🚚 **弱带电流**相互作用也会引起介子衰变

🐻 D^+ ($c\bar{d}$) 衰变到 \bar{K}^0 和轻子或夸克 (👉 介子)

$$D^+ \rightarrow \bar{K}^0 + \nu_e/\nu_\mu/u + e^+/\mu^+/\bar{d}$$

🏠 D^+ 中 \bar{d} 夸克实际没参与衰变, 称为**旁观者**

🐼 π^- ($\bar{u}d$) 衰变到带电轻子和反中微子

$$\pi^- \rightarrow e^-/\mu^- + \bar{\nu}_e/\bar{\nu}_\mu$$

👉 π^- 静止系中, **角动量守恒**要求末态轻子和反轻子的螺旋度相同, 但弱带电流只耦合左旋费米子和右旋反费米子, 需要由**质量翻转螺旋度** 👉 **螺旋度压低效应**

$$\frac{\Gamma(\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)}{\Gamma(\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} \sim \frac{m_e^2}{m_\mu^2} \simeq 2 \times 10^{-5}$$

☁️ $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ 分支比为 99.9877%, $\pi^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e$ 分支比为 0.0123%

