

# 『エレクトロウィーク相互作用について』

宮本道子

Prof. J. Bernabéu の “Status of the Standard Electroweak Model” に書かれている内容をまとめてみました。

## (1) 序 論

エレクトロウィーク相互作用の現象的成功について考えて見る。スタンダードモデルというのは、次の仮定から構成される理論である。(a)数個の自然発生をともなう、継続的な SU(2) × U(1) ゲージ理論 (b)自発的対称性の破れの原因となるヒッグス・ダブレット。

原子物理学のパリティ変化の観測される数 eV から、37GeV での  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  のアシンメトリーが観測される数十 GeV までのエネルギー範囲について、近年、エレクトロウィーク相互作用は研究されつくしてきた。しかし、このエネルギー範囲は、中間生成のボソン  $M_{W,Z}$  の質量期待値と比較すると、全く小さい。それ故このレビューは、“低エネルギー” エレクトロウィーク相互作用に対するものであるということが出来る。

まず我々は、低い  $q^2$  の値についての有効ラグランジアンを示すことから始める。

## (2) 有効ラグランジアン

このエネルギー範囲では、スタンダード理論は、次のような有効ラグランジアンに帰する。

$$L_{eff} = L_{free} (W^\pm, Z^0, \gamma; q_i, l_i, \nu_i, X) \\ + L_{CC} + L_{NC} + L_{e.m} + L_X \quad (1)$$

ここで、 $L_{free}$  はすべての粒子に対する運動エネルギーと質量の項を含む。

$$L_{e.m} = e J_{e.m}^\mu A_\mu \\ L_{CC} = -\frac{G}{\sqrt{2}} J_\mu^+ J_\mu^- \\ L_{NC} = -\frac{G}{\sqrt{2}} (J_\mu^3 - 2\sin^2\theta_W J_\mu^{e.m})^2 \\ L_X = \frac{\mu^2}{4\lambda^2} X^4 - \sum_j \frac{m_j}{\lambda} \bar{f}_j f_j + \dots \quad (2)$$

そしてカレントは次の型をしている、

$$J_\mu = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{pmatrix}_{\text{KM}^\dagger} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (3)$$

$$+ (\bar{\nu}_1, \bar{\nu}_2, \bar{\nu}_3) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) U \begin{pmatrix} e \\ \mu \\ \tau \end{pmatrix}$$

†KM は Kobayashi-Masukawa ; 右肩の (1)(2) は Reference の番号 ,

$L_X$  の最後のドットは trilinear ヒッグス・カップリングに関するものであり, 中性  $X$  の  $W$  と  $Z$  に対するヒッグス・カップリングである。

これら有効パラメーターの  $SU(2) \times U(1)$  ゲージカップリング  $g, g'$  や中性スカラーの真空期待値  $\lambda$  のベクトル中間子の質量に対する関係は次のようである。

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{1}{2\lambda^2} \quad e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$$

$$M_X^2 = \frac{M_W^2}{\cos^2 \theta_W} \quad (4)$$

何個の自由パラメーターがあるか?

$(g, g', \lambda)$ 又は $(e, \sin^2 \theta_W, G)$ .....	3 コ
$m_u, m_c, m_t, m_d, m_s, m_b ; \theta_1, \theta_2, \theta_3, \delta$ .....	10 コ
$m_e, m_\mu, m_\tau, m_{\nu_1}, m_{\nu_2}, m_{\nu_3} ; \phi_1, \phi_2, \phi_3, \eta$ .....	10 コ
$\mu$	1 コ
計	24 コ

決定されるべき24個のパラメーターがある, ここで紹介された一般的な六重項はニュートリノの質量と, レプトニック領域のミキシングを含む。ヒッグス二重項を持つスタンダードモデルにおいて, これはニュートリノがディラック粒子である場合にのみ可能である。

### (3) 荷電カレントの弱い相互作用

(i) 弱い荷電カップリングの V-A の性質についての古い実験がたくさんある。最近, 予言を証明するための新しい原動力が出てきた。 $\mu$  崩壊における  $e^+$  ポーラリゼーションの測定がそれである,

$$\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu \quad (5)$$

において, 平行ポーラリゼーション  $P_L = 1.010 \pm 0.064$  は, V-A についての予言と矛盾しない。

(ii) セミレプトニック崩壊に対して, 次のような反応が考えられる,

$$\mu^- + {}^{12}\text{C} \longrightarrow \nu_\mu + {}^{12}\text{B} \quad (6)$$

${}^{12}\text{B}$  の平均ポーラリゼーション  $P_{av} = \langle \vec{J} \cdot \vec{\sigma}_\mu \rangle / J$  と平行ポーラリゼーション  $\langle \vec{J} \cdot \hat{v} \rangle / J$  を同時に測定することによって,  $\nu_\mu$  のヘリシティはレプトンに対する V-A カレントに予言されるように,

$$h\nu_\mu = -1.08 \pm 0.11 \quad (7)$$

となる。(ここで、 $\langle \vec{\sigma}_\mu \rangle = \vec{P}_\mu$  はミューオンのポーラリゼーションで、 $\vec{J}$  は核子のスピン、 $\hat{v}$  は反発の方向に対するものである。)

(iii) ヘリシティの保存は V-A カレントによって予言され、次の過程の  $\mu^+$  ポーラリゼーションを測定することによって調べられる、

$$\nu_\mu + Fe \longrightarrow \mu^+ + X \quad (8)$$

$e^+$  崩壊の測定された対称性から得られたミューオンのポーラリゼーションは、

$$P_\mu = 0.80 \pm 0.07 \pm 0.14 \quad (9)$$

(stat.) (syst.)

である。

(iv)  $\mu$  崩壊の逆反応

$$\nu_\mu + e^- \longrightarrow \mu^- + \nu_e \quad (10)$$

は純粋なレプトニックカレントの相互作用についての情報を得るために研究されている。実験系のスレッシュホールドエネルギーは高く、 $E_{\nu, \text{th}} = 10.92 \text{ GeV}$  であり、これは標的粒子の質量が小さいためである。

V と A の相互作用の仮定において、エネルギーの分布は次のように与えられる。ここで、 $s \gg m_\mu^2$  であり、 $y = \frac{E_\mu}{E_\nu}$  である。

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G^2 s}{8\pi} [(1+P)(1-\lambda)y^2 + (1-P)(1+\lambda)] \quad (11)$$

$$P = \frac{N(\nu_R) - N(\nu_L)}{N(\nu_R) + N(\nu_L)} \quad \lambda = \frac{C_L^2 - C_R^2}{C_L^2 + C_R^2}$$

ここで、 $C_{L,R}$  はヘリシティカップリングである。

(v) ユートリノ相互作用の荷電カレントの発性の一様性は、次の正と負の荷電を持つ 2 ミューオンの発性数で調べられる、

$$\nu N \longrightarrow \mu^- D X \quad (12)$$

↳  $\mu^+ \gamma$

ここで  $D$  は荷電を持つ中間子。単独ミューオンの数との 2 ミューオンの相対的頻度の比較は、次のこととよく一致している。

$$\left. \begin{array}{l} \nu d \rightarrow \mu^- c \\ \bar{\nu} \bar{d} \rightarrow \mu^+ \bar{c} \end{array} \right\} \propto s_1^2 c_2^2 \longleftrightarrow \sin^2 \theta_c \quad (13)$$

$$\left. \begin{array}{l} \nu s \rightarrow \mu^- c \\ \bar{\nu} \bar{s} \rightarrow \mu^+ \bar{c} \end{array} \right\} \propto |c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta}|^2 \longleftrightarrow \cos^2 \theta_c$$

ここで、 $s_i, c_i, \delta$  は 3 成分 Kobayashi-Masukawa マトリックスのパラメーターであり、<sup>(1)</sup> $\theta_c$  は 2 成分キャピボアングルである。

(vi) 重いレプトンのライフタイムは次のように与えられる、

$$\tau_\tau = \frac{1}{5} \tau_\mu \left( \frac{m_\mu}{m_\tau} \right)^5 \simeq 3 \times 10^{-13} \text{ sec} \quad (14)$$

そして PEP の Mark 2 で次のような実験値が得られた。

$$\tau_r = (4.9 \pm 1.8) \times 10^{-13} \text{sec} \quad (15)$$

(vii) コーク崩壊の簡単なメカニズムにおいて、ボトムコークのライフタイムは次のように推測される、

$$\begin{aligned} \Gamma(b \rightarrow \text{all}) &\simeq \Gamma(b \rightarrow c + d + \bar{u}) + \Gamma(b \rightarrow c + e^- + \bar{\nu}_e) \\ &\quad + \Gamma(b \rightarrow c + \mu + \bar{\nu}_\mu) \end{aligned} \quad (16)$$

なぜなら、 $(s, \bar{c})$  と  $(\tau, \bar{\nu}_\tau)$  は位相空間を考えて、削除されるからである。我々は、

$$\tau_b \simeq 6 \times 10^{-15} (s_2^2 + s_3^2 + 2s_2s_3 \cos \delta)^{-1} \text{sec} \quad (17)$$

を得る。すなわち、ボトムコークは、感光乳剤や高分解バブルチェーンパー又はスパルクチェーンパーの中に検定しうる飛跡を残すためにもっと十分長いライフタイムを持ってもよい。

PETRA における予備的な次の実験結果がある、

$$\tau_B \ll 5 \times 10^{-12} \text{sec} \quad (18)$$

#### (4) 中性カレントの弱い相互作用

(i)  $u$  と  $d$  コークに対する  $\nu_\mu$  と  $\nu_e$  のカップリングは包含的ニュートリノ・核子散乱から得られる。解析にコーク・パートンモデル<sup>(2)</sup>を利用する。

アイソスカラー標的に対して、ニュートリノと反ニュートリノ過程から、次のカップリングの組合せを得る、

$$\begin{aligned} \rho^2(u_L^2 + d_L^2) &= 0.305 \pm 0.013 \\ \rho^2(u_R^2 + d_R^2) &= 0.036 \pm 0.013 \end{aligned} \quad (19)$$

スタンダードモデルにおいて、これらの“カイラル”カップリングの値は次のように与えられている、

$$\begin{aligned} \rho=1 \quad u_L &= \frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W & u_R &= -\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \\ d_L &= -\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W & d_R &= \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \end{aligned} \quad (20)$$

(19)より  $\rho$  と  $\sin^2 \theta_W$  の値を求めると、

$$\rho^2 = 1.027 \pm 0.023 \quad ; \quad \sin^2 \theta_W = 0.247 \pm 0.038 \quad (21)$$

となる。 $\rho = 1$  とすると、 $\sin^2 \theta_W = 0.220 \pm 0.014$  となり、これは誤差の範囲内で(21)に合っている。

(ii) ニュートリノ・電子散乱は、荷電フェルミオンに対するニュートリノの中性カレントカップリングを研究するための最も簡単な反応である。非弾性分布は次式のように与えられる、

$$y = \frac{E_e}{E_\nu}, \quad \frac{d\sigma^{\nu\nu}}{dy} = 2 \frac{Gm_e E_\nu}{\pi} (C_{L,R}^2 + C_{R,L}(1-y^2)). \quad (22)$$

次の事柄に注目することが大切である、(a)断面積は  $E_\nu$  に線型に増加する。(b)それは、Bjorken における“スケール不変”を与える。(c)ニュートリノ(反ニュートリノ)に対する左巻き(右巻き)カップリングは非弾性分布に独立であるが、逆の組み合わせは  $(1-y)^2$  に従属してい

る。電子の質量が小さいために、断面積は大変小さいので、測定された値は積分された断面積である。

平均は、

$$\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e)/E_\nu = [1.5 \pm 0.3] \times 10^{-42} \text{cm}^2/\text{GeV} \quad (23)$$

$$\sigma(\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e)/E_\nu = [1.6 \pm 0.3] \times 10^{-42} \text{cm}^2/\text{GeV}$$

これらはそれぞれ  $C_L^2 + \frac{1}{3}C_R^2$  と  $C_R^2 + \frac{1}{3}C_L^2$  の組み合わせを決定する。これらの測定において、解くことの出来ない  $g_V - g_A$  の不確かさがある。

スタンダードモデルにおいて、

$$C_L = -\frac{1}{2} + \sin^2\theta_W, \quad C_R = \sin^2\theta_W \quad (24)$$

である。それ故、(23)から得られる  $\sin^2\theta_W$  の値は、それぞれ

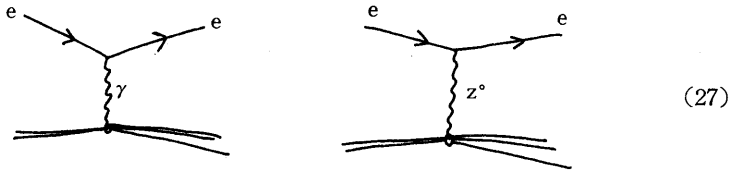
$$\sin^2\theta_W = 0.24 \pm 0.05 \quad \text{と} \quad \sin^2\theta_W = 0.27 \pm 0.05 \quad (25)$$

である。 $\sin^2\theta_W = 0.24 \pm 0.05$  はスタンダードモデルと矛盾しない。

(iii)  $u$  と  $d$  コークに対する電子のカップリングはデュートロンに対して平行にポーラライズした電子のアシンメトリーから決められる、

$$A \equiv \frac{d\sigma_R - d\sigma_L}{d\sigma_R + d\sigma_L} \quad (26)$$

このアシンメトリーは、パリティの変化する電磁的、中性カレント振幅の干渉に源を持っている。



スケーリングの極限において、アシンメトリーは次のようになる、

$$\frac{A}{-q^2} = a_1(x) + a_2(x)k(y) \quad k(y) = \frac{1 - (1-y)^2}{1 + (1-y)^2} \quad (28)$$

SLAC-YALE Collaboration は次の  $a_1$  と  $a_2$  の実験値を得た。

$$a_1 = (-9.7 \pm 2.6) \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2} \quad (29)$$

$$a_2 = (4.9 \pm 8.1) \times 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$$

スタンダードモデルでは、 $a_1$  と  $a_2$  は次のように表わされる、

$$a_1 = \frac{-G}{\sqrt{2}(4\pi\alpha)} \frac{9}{5} [1 - \frac{20}{9} \sin^2\theta_W] \quad (30)$$

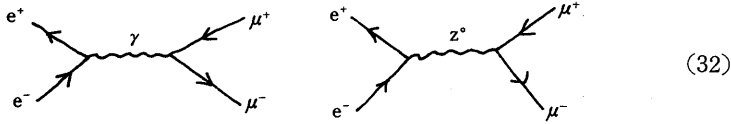
$$a_2 = \frac{-G}{\sqrt{2}(4\pi\alpha)} \frac{9}{5} [1 - 4 \sin^2\theta_W]$$

それ故実験値に合うように  $\sin^2\theta_W$  を決めると、

$$\sin^2\theta_W = 0.224 \pm 0.020 \quad (31)$$

となり、ニュートリノの実験から得られる  $\sin^2\theta_W$  の値と矛盾しない。

(iv) 荷電フェルミオンに対する純粋なレプトニック・カップリングは、PETRA ストリーッ  
ジリングで  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  を観察することによって、測定された。ベクトル共鳴からほど遠く、  
振幅の干渉が見られる、



$s \ll M_Z^2$  に対する総断面積補正は次のように与えられる、

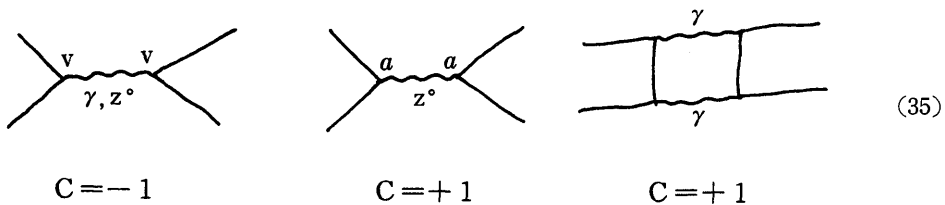
$$R \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)_{\text{QED}}} = 1 - \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{s}{4\pi\alpha} V^2 \quad (33)$$

ここで荷電レプトンに対する  $Z^0$  のベクトルカップリングは  $V = -1 + 4\sin^2\theta_W$  である。他の  
観測出来る量は前方-後方アシンメトリーである。 $e^-$  に相対的な  $\mu^-$  の角分布は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{\alpha^2}{4s} [M(1 + \cos^2\theta) + N \cos\theta] \quad (34)$$

$$M = 1 - \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{s}{4\pi\alpha} V^2, \quad N = -2 \frac{G}{\sqrt{2}} \frac{s}{4\pi\alpha} a^2$$

である。それ故、アシンメトリーは電子とミュオン軸性ベクトルカレントの存在によって  
いる。スタンダードモデルにおいては、 $a = -1$  が予想される。反対の荷電共役  $C$  を持つ中介者  
が共存するために明白になったアシンメトリー、それ故、より高次の QED の寄与は又、アシン  
メトリーを誘発する；



QED ダイアグラムの計算の詳細から、正のアシンメトリーを得る。しかしながら、我々は、  
(34)から  $Z^0$  ポールより下では、中性カレントから負のアシンメトリー  $-\frac{N}{M}$  を得ることを知  
る。

$\sqrt{s} = 35\text{GeV}$  の PETRA での実験で、次の値を得る、

$$A_{\mu\mu} = (-2.8 \pm 3.4)\% : \text{期待値} - 6.7\% \quad (36)$$

$$A_{\tau\tau} = (-3 \pm 8)\% : \text{期待値} - 6\%$$

加えられた  $R$  と  $A$  の解析は、スタンダードモデルの範囲内で次の値を与える

$$\sin^2\theta_W = 0.24 \pm 0.15$$

## (5) パラメーターの決定

低エネルギーに対するスタンダードモデルの範囲内で、今までいくつのパラメーターが定められたであろうか？

我々は次のパラメーターを知っている、

$$\begin{aligned} &(e, \sin^2\theta_W, G) \\ &(m_u, m_c, m_d, m_s, m_b, U_{ud}, U_{us}) \\ &(m_e, m_\mu, m_\tau) \end{aligned}$$

すなわち、24個のうちの13個である。

我々は他のパラメーターについて、もう少し知っている。

$$U_{ij}^{KM}, U_{ij}, m_{\nu i}$$

$U_{KM}$ -レプトニック領域における可能なミキシングが無視される時、セミレプトニック崩壊から次の値を得る、

$$\left. \begin{array}{l} \beta\text{-崩壊} \\ K_{cs} \\ A \rightarrow \rho e \nu \end{array} \right\} \begin{array}{l} |U_{ud}| \simeq 0.973 \\ |U_{us}| \simeq 0.22 \end{array} \quad (37)$$

ここで、 $U_{KM}$  のユニタリティーは  $b$  に対する  $u$  の大変小さなカップリングを与える、

$$|U_{ub}|^2 \leq 0.1$$

$U_{cd}$  を推測するためにニュートリノによるチャーム創生のバレンス成分を用いることが出来る、

$$\nu_\mu d \rightarrow \mu^- c \quad \downarrow e^+ \quad (38)$$

結果を示すと、

$$0.19 < |U_{cd}| < 0.34$$

である。

チャーム中間子のセミレプトニック崩壊から  $U_{cs}$  を推測することが可能である、

$$D^+ \longrightarrow \bar{K}^0 e^+ \nu_e \quad (39)$$

$F^*$  優勢を仮定すると、

$$\begin{aligned} \langle \bar{K}^0 | J_\mu | D^+ \rangle &= f_{+}^{\nu \rightarrow \kappa}(0) U_{cs} [(p+k)_\mu \\ &\quad - q_\mu \frac{m_D^2 - m_K^2}{q^2}] \frac{1}{q^2 - m_{F^*}^2} \end{aligned} \quad (40)$$

を得る。(40)に対する実験結果を用いて、 $m_{F^*} \sim 2.14 \text{ GeV}$  を使うと、 $|f_{+}^{\nu \rightarrow \kappa}(0) U_{cs}| = 0.8 \pm 0.2$  なので、lowest order で  $f_{+}^{\nu \rightarrow \kappa}(0) \stackrel{(3)}{=} 1$  によって、 $|U_{cs}| = 0.8 \pm 0.2$  となる。

$U_{cb}$  カップリングは  $B$ -メソンのライフタイムから得られて、次のようになる。

$$|U_{cb}|^2 \simeq \frac{1}{3} \left( \frac{\tau_\mu}{\tau_B} \right) \left( \frac{m_B}{m_\mu} \right)^5 \quad (41)$$

もし  $\tau_B \leq 5 \times 10^{-12} \text{ sec}$  ならば、 $|U_{cb}| \geq 0.025$  である。

## (6) 結 論

エレクトロウィーク相互作用の研究から, Kobayashi-Masukawa ユニタリー行列のマトリックスエレメントの実験値は, 現在次のようになっているということがいえる。

$$\begin{pmatrix} U_{ud} & U_{us} & U_{ub} \\ U_{cd} & U_{cs} & U_{cb} \\ U_{td} & U_{ts} & U_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |U_{ud}|=0.973 & |U_{us}|=0.22 & |U_{ub}|<0.32 \\ 0.19<|U_{cd}|<0.34 & |U_{cs}|=0.81 & |U_{cb}|\geq 0.025 \\ |U_{td}|=? & |U_{ts}|=? & |U_{tb}|=? \end{pmatrix}$$

### Reference

- (1) M. Kobayashi and T. Masukawa  
"CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction"  
P.T.P. Vol 49, P. 652, 1973

$$U_{KM} = \begin{pmatrix} c_1 & s_1 c_3 & s_1 s_3 \\ -s_1 c_2 & c_1 c_2 c_3 - s_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 c_2 s_3 + s_2 s_3 e^{i\delta} \\ -s_1 s_2 & c_1 s_2 c_3 + c_2 s_3 e^{i\delta} & c_1 s_2 s_3 - c_2 c_3 e^{i\delta} \end{pmatrix}$$

- (2) F.N. Close "An Introduction to Quarks and Partons" Academic Press
- (3) The lecture given by Prof. Stanley Wojcicki at the 1984 SLAC Summer Institute.

原稿受理1984年11月30日