特集／力の統一

電弱統一理論

電磁気力と弱い力，ヒッグス力

浜 口 幸 一

1. はじめに

電弱統一理論とは，その名の通り**電磁気力**[1)] と中性子のベータ崩壊などを引き起こす**弱い力**[2)] を統一的に記述する理論のことで，強い力を[3)] 記述する量子色力学（QCD）理論とともに**素粒子の標準模型**の根幹をなしている（図 1）．

「電弱統一」と言うが，実際に電磁気力と弱い力を見比べてみるといくつもの大きな違いがあり，単純にはこの 2 つの力が統一的に記述されているとはなかなか考えにくい．本稿では，この一見すると大きく異なる 2 つの力がいかに巧妙に「電弱統一理論」として統一されているかを見ていきたい[*1)]．ただ，いきなり出来上がった理論について説明しても「統一」された感じが伝わりにくいと思うので，いったん電弱統一理論のことを知らない（したがって W ボゾンや Z ボゾンのことも知らない）ふりをして，電磁気力と弱い力から出発してその統一を試みる，というふうに話を進めることにする[*2)]．

*1) 電弱統一理論に関しては数理科学でも何度か取り上げれられている（例えば文献 5, 6)）．特に文献 5) は「電弱統一理論」の特集になっているので興味のある読者は是非．

*2) ただし以下の考察は，実際に電弱統一理論が作られていった歴史的経緯とは必ずしも一致しないので注意されたい．例えば 3 節にタウ粒子が登場するが，実際にタウ粒子が発見されたのは電弱統一理論が提唱された後である．

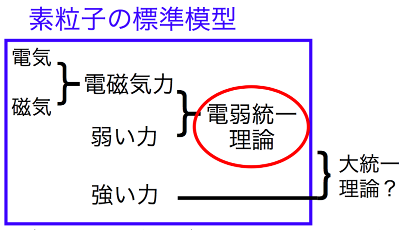

図 1 電弱統一理論は電磁気力と弱い力を統一し，標準模型の根幹をなしている．

2. Quantum Electrodynamics (QED)

電磁気学を量子化した理論は **Quantum Electrodynamics (QED)**[1)] と呼ばれ，場の量子論の言葉で記述されており，次のような特徴を持つ．

- **ゲージ理論**である．
- 電磁気力／電磁相互作用は**ゲージボゾン／ゲージ場**である光子の交換によって記述される．
- ゲージボゾン（光子）は質量ゼロである．
- 繰り込み可能である．

次節以降の議論のために，ゲージ理論の特徴を見ていこう．まず自由電子のラグランジアン密度

$$\mathcal{L}(x) = \bar{\psi}(x)(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi(x) \qquad (1)$$

から始めよう．ここで，$\psi(x)$ は電子を表すスピノル場，m は電子の質量である[*3)]．以下,「ラグランジアン密度 $\mathcal{L}$」なる数式が何度も出てくるが，場の量子論を学んでいない読者は式の詳細はあまり

*3) γ^μ はガンマ行列で，$\bar{\psi} = \psi^\dagger\gamma^0$．

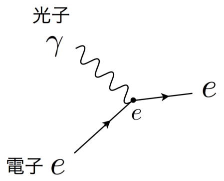

図 2　電子と光子の相互作用.

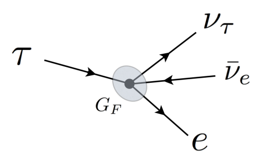

図 3　弱い相互作用によるタウ粒子の電子への崩壊.

気にせず「場の量子論ではラグランジアン密度という式が粒子の運動や相互作用を表しているらしい」という程度に考えて読み進めて頂きたい.

式 (1) は，スピノル場 $\psi(x)$ の位相変換 $\psi(x) \to e^{-i\alpha}\psi(x)$ に対して不変である．ゲージ理論を考えるには，この位相変換の変換パラメータ α を，定数ではなく座標に依存する $\alpha(x)$ に拡張する．拡張された変換

$$\psi(x) \;\to\; e^{-i\alpha(x)}\psi(x), \tag{2}$$

に対して，ラグランジアン密度 (1) はこのままでは不変にならないが，微分 $\partial_\mu\psi(x)$ を共変微分 $D_\mu\psi(x) = \big[\partial_\mu + ieA_\mu(x)\big]\psi(x)$ 置き換えて，変換 (2) と合わせて $A_\mu(x)$ も

$$A_\mu(x) \;\to\; A_\mu(x) + (1/e)\partial_\mu\alpha(x) \tag{3}$$

と変換することにすれば，不変に保たれる．ここでゲージ対称性のために導入された場 $A_\mu(x)$ がゲージ場であり，QED では光子を表す．QED のラグランジアン密度は，さらにゲージ不変な光子の運動項を足して

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - (1/4)F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{4}$$

で与えられる.（$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$.）(2) と (3) を合わせて**ゲージ変換**といい，式 (4) がゲージ変換に対して不変であることを「**ゲージ対称性**（局所対称性）がある」とか「ゲージ不変である」という．式 (4) のうち，$-e\,\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu$ の部分が電子と光子の相互作用を表している.（図 2 参照．e は結合定数.）

ゲージ場の質量

ゲージ対称性の重要な帰結として，ゲージ場の質量がゼロとなる．実際，ゲージ場 A_μ の質量項

$$\mathcal{L}_{mass} = (m_A^2/2)\;A_\mu A^\mu \tag{5}$$

はゲージ変換 (3) の下で不変でないので，式 (4) に加えることが出来ない．光子が質量ゼロであることはゲージ対称性が保証しているといえる.

繰り込み可能性

もう 1 つ重要なのは繰り込み可能性だ．QED で摂動計算を行うと発散が現れるという大きな困難がある．しかし発散量を理論のパラメータに繰り込むことによって，実験で観測する物理量には発散が現れないようにできる[1)]．ここでもゲージ対称性が重要な役割を果たしており，QED はゲージ対称性がなければ繰り込み可能な理論とはならない.

3. 弱い力

一方，弱い力は，低エネルギーでは**４体フェルミ型相互作用**で記述される．例えばタウ粒子の電子への崩壊 $\tau \to e\bar{\nu}_e\nu_\tau$ は

$$\begin{aligned}\mathcal{L} \;=&\; (G_F/\sqrt{2})\;\bar{\psi}_e(x)\gamma^\mu(1-\gamma_5)\psi_{\nu_e}(x)\\ &\times\bar{\psi}_{\nu_\tau}(x)\gamma_\mu(1-\gamma_5)\psi_\tau(x)\end{aligned} \tag{6}$$

で表される（図 3）．ここで ψ_X は粒子 X を表すスピノル場，$G_F \simeq 1.17\times10^{-5}\mathrm{GeV}^{-2}$ はフェルミ定数である.

式 (6) の因子 $(1-\gamma_5)$ はパリティの破れを表している．例えばタウ粒子に注目しよう．タウ粒子には進行方向に対してスピンが右巻きの成分 $\psi_{\tau,R} = (\frac{1+\gamma_5}{2})\psi_\tau$ と左巻きの成分 $\psi_{\tau,L} = (\frac{1-\gamma_5}{2})\psi_\tau$ があり，タウ粒子の場はそれらの和 $\psi_\tau = \psi_{\tau,R} + \psi_{\tau,L}$ になっている．式 (6) は，弱い相互作用がタウ粒子の左巻きの成分だけに作用していることを表し

ている（パリティの破れ）．他の粒子も同様で，式 (6) に登場する粒子は全て左巻きの成分（反粒子は右巻き成分）に射影されている．

もう 1 つ重要な点として，式 (6) のような 4 体フェルミ型相互作用で記述される理論は繰り込み不可能である．つまり摂動の高次効果を計算しようとしても，この場合は繰り込みの手法で発散を取り除くことができない．

4. 電磁気力と弱い力の共通点

電磁気力と弱い力には共通点と，異なる点がある．まず共通点を見ていこう．

(i) 普遍性：

例えばタウ粒子のミュー粒子への崩壊 $\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ は，式 (6) で $\bar{\psi}_e \rightarrow \bar{\psi}_\mu$，$\psi_{\nu_e} \rightarrow \psi_{\nu_\mu}$ と置き換えただけの，全く同じ形，同じ結合定数 G_F の相互作用で記述される．実際，それぞれの崩壊モードの崩壊分岐比は $\mathrm{Br}(\tau \rightarrow e\bar{\nu}_e\nu_\tau) \simeq 17.85\%$，$\mathrm{Br}(\tau \rightarrow \mu\bar{\nu}_\mu\nu_\tau) \simeq 17.36\%$ と，ほぼ同じ値になっている[4)]．これは弱い力が電子とミュー粒子に対して全く同じように働いていることを示している．

このような相互作用の普遍性はゲージ理論の著しい特徴であり[*4)]，弱い力も電磁気力と同じようにゲージ理論で記述されていることを示唆している（図 4）．

(ii) ベクトル型の相互作用：

式 (6) を見ると，弱い相互作用はカレントの積の形をしている．この点も QED と共通しており[*5)]，やはり弱い力も何か別のゲージボゾンの交換によって起こっていることを示唆している（図 4）．

5. 電磁気力と弱い力の違い

4 節で見たように，弱い力と電磁気力にはいくつかの共通点があり，それらは弱い力の背後にもゲージ理論があることを示唆していた．しかし一方で，両者にはいくつかの大きな違いもある．

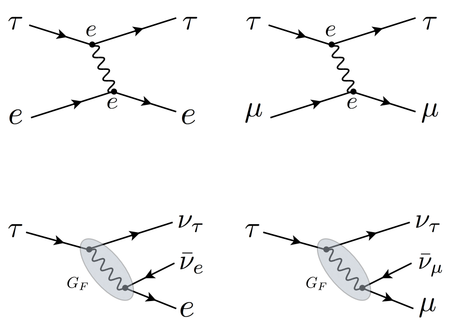

図 4　（上）電磁相互作用は普遍的である．（下）弱い相互作用も普遍的であり，背後にゲージ対称性があることを示唆している．

(a) 弱い力は粒子の種類を変えてしまう．

図 4 に見られるように，光子と反応してもタウ粒子はタウ粒子のままだが，弱い相互作用ではタウ粒子はタウニュートリノに変化している．弱い力がゲージ理論で記述されているとしたら，そのゲージボゾンは光子とは異なり，粒子の種類を変えてしまう性質を持っていることになる．

(b) 弱い力は短距離力である．

短距離力であること自体は，交換されている粒子が重いと考えれば説明出来る（湯川中間子論と同様の考え方）．しかし一方で 2 節で見たように，QED ではゲージ対称性によってゲージボゾンの質量がゼロになっていた．短距離力をゲージボゾンの交換で記述するのは簡単ではなさそうだ．

(c) 弱い力は左巻きの成分だけに作用する．

3 節で見たように，弱い力は左巻き成分だけに作用する．弱い力がゲージボゾンの交換によって起こっているとすると，そのラグランジアン密度は

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_L i\gamma^\mu D_\mu \psi_L + \bar{\psi}_R i\gamma^\mu \partial_\mu \psi_R \qquad (7)$$

のようになっているはずである．左巻きの成分の項だけが共変微分となってゲージ場と結合していることに注目してほしい．したがって弱い相互作用のゲージ変換（式 (2) に相当するもの）では左

*4)　… と書いたが，実は QED の範囲では異なる世代の粒子が同じ電荷を持つ事は説明出来ない（ミュー粒子と電子が全然違う電荷を持っていても構わない！）．ただし電弱統一理論では，ヒッグスとの湯川結合を要求すると電子とミュー粒子が同じ電荷を持つことが導かれる．

*5)　ただしベクトルカレント $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ だけでなく擬ベクトルカレント $\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma_5\psi$ がある点は異なる．3 節，5 節を参照．

巻き成分 ψ_L だけが変換し，

$$\psi_L(x) \to e^{-i\alpha(x)}\psi_L(x) \tag{8}$$

$$\psi_R(x) \to \psi_R(x) \tag{9}$$

のようになっているはずである[*6)]．

ところが，これが困った問題を起こす．粒子が質量を持てないのだ．ψ が電子を表すとしよう．電子の質量を表す項（QED の (4) 式を参照）は，ψ を右巻き成分と左巻き成分に分解すると

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L) \tag{10}$$

のようになり，質量項が右巻き成分と左巻き成分を混ぜるような形になっている．ところがこの質量項は，左巻き成分だけに作用するゲージ変換 (8)(9) に対して不変ではない．つまり電子の質量がゲージ対称性によって禁止されてしまっている！

以上，この節では弱い力と電磁気力との違いを見てきた．弱い相互作用が QED と同じようなゲージ理論で記述されていると考えるには，いくつかの大きな壁があるようだ．次節からはいよいよ，電弱統一理論がどうやってこの壁を乗り越えて２つの力を統一しているかを見ていこう．

6. 非可換ゲージ理論

問題 (a) から始めよう．相互作用が粒子の種類を変えてしまうという点は，**非可換ゲージ理論**を考えることで説明出来る．QED のゲージ変換 (2) は，数学的には U(1) 群（可換群）という群の構造を持つ．これに対し，非可換群の変換に基づくゲージ理論のことを非可換ゲージ理論という．

弱い相互作用では電子と電子ニュートリノ，あるいはタウ粒子とタウニュートリノが変換するといったように，粒子が２重項をなしているので（図 4 参照），ゲージ群として SU(2) を考えることにする．例えば電子と電子ニュートリノを対にして

$$\psi_L = \begin{pmatrix} \psi_{\nu_e} \\ \psi_{e,L} \end{pmatrix} \tag{11}$$

という２重項を考える．弱い力の性質から電子の左巻き成分だけをニュートリノと対にしている．SU(2) ゲージ変換のもと，この２重項は

$$\psi_L(x) \to U(x)\psi_L(x) \tag{12}$$

$$\bar{\psi}_L(x) \to \bar{\psi}_L(x)U^\dagger(x) \tag{13}$$

のように変換する．ただし $U(x)$ は 2×2 行列で，$U(x) = \exp[i\omega^a(x)T^a]$ で与えられ，$\omega^a(x)$ $(a = 1, 2, 3)$ は変換パラメータ，$T^a = \frac{1}{2}\sigma^a$，

$$\sigma^a = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

はパウリ行列である．

この変換の下で不変なラグランジアン密度は，QED の式 (4) と同じような形をしており，

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}_L i\gamma^\mu D_\mu\psi_L - (1/4)F^a_{\mu\nu}F^{a,\mu\nu} \tag{14}$$

$$D_\mu\psi_L(x) = \left[\partial_\mu - igW^a_\mu(x)T^a\right]\psi_L(x) \tag{15}$$

で与えられる．ここで，共変微分の中に現れた $W^a_\mu(x)$（$a = 1, 2, 3$）がこの SU(2) ゲージ理論のゲージ場である[*7)]．ここで大事なのは，共変微分に含まれているゲージ場 W^a_μ とスピノル場 ψ_L の結合が，行列の形をしていることである．実際，式 (14) を良く見ると，ゲージ場 W^1_μ や W^2_μ との相互作用では電子と電子ニュートリノが入れ替わっていることが分かる．

これで，粒子の種類を変えるゲージ理論は出来たので，前節の問題 (a) はクリアした．しかしまだ問題 (b) (c) が残っている．

7. 自発的対称性の破れとヒッグス機構

ゲージ場に質量を与え，5 節の問題 (b) を解決してくれるのが，ゲージ理論における**対称性の自発的の破れ**による**ヒッグス機構**である．電弱統一

*6)　簡単のためここでは U(1) 変換のように書いたが，後で見るように本当は非可換ゲージ変換となる．

*7)　g は結合定数．ゲージ場のゲージ変換は

$$W^a_\mu(x)T^a \to U(x)\left[W^a_\mu(x)T^a + \frac{i}{g}\partial_\mu\right]U^\dagger(x)$$

で与えられる．また $F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu W^a_\nu - \partial_\nu W^a_\mu + g\epsilon^{abc}W^b_\mu W^c_\nu$．式 (14) がゲージ不変であることをチェックしてみよう．

理論におけるヒッグス機構は少し込み入っているので，簡単な例から少しずつ見ていこう．

7.1 ヒッグス機構その１：U(1) の例

複素スカラー場 $\varphi(x)$ のラグランジアン密度

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \varphi^\dagger \partial^\mu \varphi - V(\varphi) \tag{16}$$

を考える．ポテンシャル $V(\varphi)$ として，

$$V(\varphi) = m^2(\varphi^\dagger\varphi) + \lambda(\varphi^\dagger\varphi)^2 \tag{17}$$

のような形（$m^2 > 0$，$\lambda > 0$）を考えると，この理論は，U(1) 変換 $\varphi(x) \to e^{i\alpha}\varphi(x)$ に対して不変である．ゲージ理論を考えるため，2 節のときと同様，この変換を局所変換 $\varphi(x) \to e^{i\alpha(x)}\varphi(x)$ に拡張する．理論をゲージ不変にするためにゲージ場を導入し，ゲージ場の運動項も加えると，ラグランジアン密度は

$$\mathcal{L} = D_\mu\varphi^\dagger D^\mu\varphi - V(\varphi) - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{18}$$

となる．ただし共変微分は $D_\mu\varphi = [\partial_\mu - ieA_\mu]\varphi$，$A_\mu$ のゲージ変換は $A_\mu \to A_\mu + (1/e)\partial_\mu\alpha$ である．

さて，ここで質量 m^2 を $-\mu^2$（< 0）に置き換えてみる．

$$V(\varphi) = -\mu^2(\varphi^\dagger\varphi) + \lambda(\varphi^\dagger\varphi)^2 \tag{19}$$

するとポテンシャルの最小値において，φ の真空期待値が有限の値

$$\langle\varphi(x)\rangle = \frac{\mu}{\sqrt{2\lambda}}e^{i\theta} \tag{20}$$

を持ち，U(1) 対称性が破れることが分かる．位相 θ はポテンシャルからは決まらないが，真空は θ の値をどこかに勝手に選ぶことになる．こうして勝手に（自発的に）選ばれた真空は，U(1) 変換に対して不変ではない．元の理論（=ラグランジアン密度 (18) 式）が対称性を持っているのに対し，場の真空期待値がその対称性を破ってしまっている．これを自発的対称性の破れという．

$\varphi(x)$ を真空のまわりで展開してポテンシャル (19) に代入すると，ゲージ場の質量項

$$\mathcal{L}_{mass} = \frac{1}{2}m_A^2 A_\mu A^\mu,\ \ m_A^2 = \frac{\mu^2}{\lambda} \tag{21}$$

が得られる．こうして，元の理論がゲージ対称性を持っているにもかかわらず，ゲージ場が質量を持つことが出来た[*8)]．これがヒッグス機構である．

7.2 ヒッグス機構その２：SU(2) の例

このヒッグス機構を 6 節の SU(2) ゲージ理論に応用しよう．まず，複素スカラー場の 2 重項 $\phi(x) = (\varphi_1(x), \varphi_2(x))^T$ を考え，6 節の ψ_L と同じように $\phi(x) \to U(x)\phi(x)$ と SU(2) 変換するとしよう．この $\phi(x)$ の SU(2) ゲージ不変なラグランジアン密度として，

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi) \tag{22}$$

$$D_\mu\phi = \left[\partial_\mu - igW_\mu^a T^a\right]\phi \tag{23}$$

$$V(\phi) = -\mu^2(\phi^\dagger\phi) + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \tag{24}$$

を考える．式 (14) と (22) を足したものが新しいラグランジアン密度だ．7.1 節のときと同様，ポテンシャル (24) の最小値において，ϕ が有限の真空期待値を持つ．一般性を失わず，

$$\langle\phi(x)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix},\ \ v = \frac{\mu}{\sqrt{\lambda}} \tag{25}$$

と取れる．(22) 式に代入すると，ゲージ場の質量項

$$\mathcal{L}_{mass} = \frac{1}{2}m_W^2 W_\mu^a W^{a,\mu},\ \ m_W = \frac{g}{2}v \tag{26}$$

が得られる．これで「質量を持ち，かつ粒子の種類を変える」ゲージボゾンが出来た．

ついに電弱統一理論が出来たか?! いやちょっと待ってほしい．このままでは光子が居ない．では QED と組み合わせて，ψ_L が (4) 式のように光子と結合しているとすれば良いだろうか？でもそれではニュートリノも電荷を持ってしまう．また図 4 から弱い力のゲージボゾンは電荷 ± 1 を持つと考えられるが，このままでは電荷を持てない．

7.3 ヒッグス機構その３：電弱統一

上記の問題は，スカラー場の 2 重項 $\phi(x)$ が SU(2) だけでなく別の U(1) ゲージ変換（$\mathrm{U}(1)_Y$ と呼ぶ）に対しても変換するとすれば解決する．こ

*8) この際，ゲージボゾンは**南部・ゴールドストンボゾン**（= φ の θ 方向の自由度）を吸収して自由度が 2 から 3 に増えている．

のとき共変微分 (23) は

$$D_\mu \phi = \left[\partial_\mu - igW_\mu^a T^a - i(g'/2)B_\mu\right]\phi \qquad (27)$$

のようになる．ただし B_μ は $\mathrm{U}(1)_Y$ のゲージ場，g' はその結合定数であり，ϕ の $\mathrm{U}(1)_Y$ 電荷を 1/2 とした．(22) 式の残りの部分は元のままである．ここに ϕ の期待値 (25) を代入すると，以下の 4 つのゲージボゾンが質量固有状態として得られる．

$$\begin{aligned}
W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2),\ m_W = \frac{g}{2}v \\
Z_\mu &= W_\mu^3 \cos\theta_W - B_\mu \sin\theta_W,\ m_Z = \frac{g}{2\cos\theta_W}v \\
A_\mu &= W_\mu^3 \sin\theta_W + B_\mu \cos\theta_W,\ m_A = 0 \qquad (28)
\end{aligned}$$

ただし $\tan\theta_W = g'/g$. $W_\mu^\pm$ が弱い力を媒介するゲージボゾン，質量ゼロの A_μ が QED のゲージボゾン，つまり光子である（結合定数は $e = g\sin\theta_W = g'\cos\theta_W$）．実際，6 節の ψ_L が $\mathrm{U}(1)_Y$ 電荷 $-1/2$ を持つとすれば，ニュートリノは光子と結合せず，電磁気力は電子だけに作用することが分かる．ついに出来た！

7.4 フェルミオンの質量

残る問題は **(c)** だけである．実はこれもヒッグス機構で解決される．ここまでしばらく登場しなかった右巻き電子 $\psi_{e,R}$ について考えよう．$\psi_{e,R}$ は弱い力が作用しないので SU(2) の 1 重項であり，さらに QED の電荷から $\mathrm{U}(1)_Y$ 電荷は -1 のはずだ．すると，ψ_L，$\psi_{e,R}$ とヒッグス場 ϕ と合わせて，$\mathrm{SU}(2)\times\mathrm{U}(1)_Y$ 不変な湯川型の相互作用項

$$\mathcal{L} = y\, \bar{\psi}_{e,R}\left(\phi^\dagger \psi_L\right) + h.c. \qquad (29)$$

が書ける．ここに ϕ の真空期待値 (25) を代入すると，電子の質量項 (10) が得られる！($m = yv/\sqrt{2}$.)

8. 電弱統一理論

こうして出来上がった電弱統一理論は ⋯

- その名の通り，電磁気力と弱い力の統一理論となっている．QED を含み，低エネルギー極限でフェルミの 4 点相互作用による弱い力を再現する．(W ボゾンを積分することで得られる.)
- 自発的対称性の破れによって，光子以外の全てのゲージ粒子に質量を与える．
- くりこみ可能である．これは電弱統一理論が提唱されたときには分かっていなかったが，数年後に証明された．
- Z ボゾンによる中性カレントを予言した．これは数年後に実験的に検証された．
- W，Z ボゾンの存在を予言し，質量も予言した．これも後に予言通りに検証された．

9. 「ヒッグス力」？

最後にヒッグス場の相互作用について．標準模型の相互作用のうちゲージ相互作用については，ゲージ理論という枠組みで非常に統一的に記述されており，また実験的にも精密に検証されている．しかしヒッグス場 ϕ の相互作用，つまり (24) 式の λ や (29) 式の y については，直接的な実験的証拠は全くない．理論的にも，湯川結合 y にはクォーク，レプトンの 3 世代合わせて 10 個以上のパラメータがあるが，ゲージ相互作用のような普遍性は全くなく，とても統一的に理解されているとは言えない．つまり「ヒッグス力」だけは「力の統一」から外されてしまっているのだ．(したがって図 1 にも入れてもらえない.)

「ヒッグス力」を直接検証し，理解するには，衝突実験によってヒッグスボゾン（$\phi(x)$ の中の $\varphi_2(x)$ の実軸方向＝期待値 v の方向の自由度）を生成して，その性質を調べるしかない．現在稼働中の LHC でヒッグスボゾンが発見され，その性質が少しでも明らかになることを期待したい．

参考文献

1) 仁尾真紀子，本特集記事.
2) 日笠健一，本特集記事.
3) 初田哲男，本特集記事.
4) C. Amsler *et al.* [Particle Data Group], Phys. Lett. B **667** (2008) 1.
5) 数理科学 2007 年 11 月号「電弱統一理論」特集記事.
6) 棚橋誠治「電弱対称性の破れとヒッグス粒子」数理科学 2004 年 12 月号（別冊数理科学 2007 年 10 月号に再録）；牟田泰三，向川政治「電磁気学から電弱統一理論へ」臨時別冊・数理科学 2009 年 7 月号.

（はまぐち・こういち，東京大学）