

Higgs Boson Phenomenology

東大・理

日 笠 健 一 *

1. Introduction : Parameters of the Weinberg - Salam model

弱い中性カレントが 1973 年に発見されて¹⁾以来, 今日までにその構造は実験的にかなり解明され, Weinberg-Salam モデル²⁾の予言とことごとくよい一致を示している。Minimal Weinberg-Salam モデルでは中性カレントの未知のパラメタは $\sin^2 \theta_w$ のみであったが, 種々の process で, $\sin^2 \theta_w \sim 0.22 - 0.23$ に consistent な値が測定されている³⁾。弱い相互作用カレントが $SU(2)_L \times U(1)_Y$ に従っていることは今や確実であるが, Z および Higgs 粒子の検出およびその性質の測定が不可欠である。ここでは Weinberg-Salam モデルにおける Higgs 粒子に焦点をあて, 特に現象論的側面から今までの成果の概観を試みる⁴⁾。

その前に minimal Weinberg-Salam モデルの中味をまとめておこう。物理的な粒子は

スピン 1 …… ゲージ粒子 (W, Z, γ)
 スピン 1/2 …… クォーク, レプトン (sequential ; 左巻きは doublet, 右巻きは singlet)
 スピン 0 …… Higgs 粒子 (H^0)

である。Higgs は $SU(2)$ doublet で入っている (これに関する議論は 3 節参照)。

独立なパラメタは, Lagrangian level で便利なとり方としては

μ^2 (Higgs mass term) < 0 , λ (Higgs self-coupling),
 g, g' (gauge coupling), Yukawa couplings.

ここで μ^2 以外はすべて無次元である。

現象論的に便利なとり方は,

$e, \sin^2 \theta_w, G_F, m_H^2, \text{fermion masses, mixings, phases.}$

fermion sector を除けば, 実験的に知られていないパラメタは Higgs の質量

$$m_H^2 = -2\mu^2 = \lambda / (3\sqrt{2} G_F)$$

のみである。

* K. Hikasa Dept. of Physics, Univ. of Tokyo

2. Who needs the Higgs ? — Tree unitarity

Weinberg-Salamモデルは1967年に出されたが、Glashow⁶⁾は1961年すでにSU(2)×U(1)のモデルを発表していた。中性カレントの構造はどちらも等しく、違いは自発的対称性の破れあるいはHiggsが入っているかどうか（つまりゲージ粒子の質量を手で入れているかどうか）という点にある。この結果Glashowモデルはくりこみ不可能であるという致命的(?)な欠点をもつ。言いかえると、Higgsは理論がくりこみ可能であるために必要である⁶⁾。

これを別の視点から見ることができる。

一般にくりこみ可能な理論ではn点関数の高エネルギーでのふるまいは高々 E^{4-n} ($\log E$ のべきを除いて)である。ここでは逆に、ベクトル粒子の最も一般的なcouplingに対して、それから導かれるtree amplitudeが E^{4-n} で押えられることを要請する。(実際には4点関数が定数で押えられる要請だけでほとんど全部の制限がつく。)実はこれを満たす理論は本質的にゲージ理論しかないことがわかる⁷⁾。

具体的に過程 $e^+e^- \rightarrow ZZ$ を考えよう。図1の2つのグラフから断面積を計算すると

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{(g^2 + g'^2)^2}{1024\pi} \frac{1}{s} \frac{m_e^2 s}{m_Z^4} \quad (s \gg m_Z^2)$$

であり、振幅は \sqrt{s} に比例してtree unitarityを破ってしまう。この発散は $J=0$ の部分波が効いており、これを打消すにはs-channelにスカラー粒子を通すグラフ(図2)が必要である(Higgsの必要性)。さらにスカラー粒子が一種類の場合、スカラーとフェルミオンのcouplingがフェルミオンの質量に比例しなければならないことも明らかである。(例えば $\mu^+\mu^- \rightarrow ZZ$ を考えれば m_e が m_μ におきかわる。)

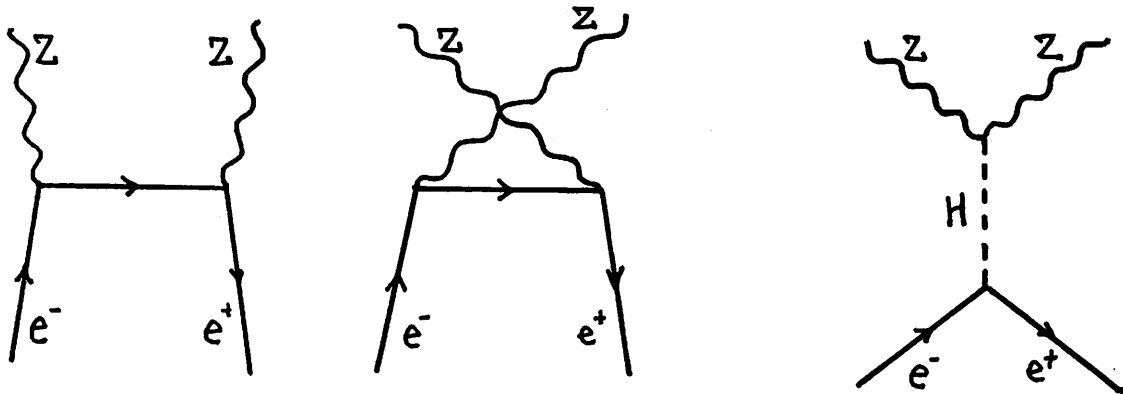


図 1

図 2

3. SU(2) property of Higgs : "weak $\Delta T = \frac{1}{2}$ rule"

この節ではなぜHiggsがSU(2) doubletかという問題を考える。(Higgsの真空期待値がweak doubletであることから、weak $\Delta I = 1/2$ と表現されることがある。)

一般にSU(2)_L × U(1)_YをU(1)_{EM}に破りゲージ粒子に質量を与えるためには、Higgsがdoubletである必要はない。(Fermion massを与えるためにはdoubletが必要。)しかし、実験的にHiggsがdoubletであることを支持する事実がある。

今、パラメタ ρ を

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_Z^2 \cos^2 \theta_W}$$

で定義する。 ρ の低エネルギー領域での物理的な意味は、中性カレントと荷電カレントの強さの比である。

$$\rho = G_{NC} / G_F$$

ここで G_F は Fermi 定数、すなわち荷電カレント相互作用の結合定数であり、 G_{NC} は中性カレントの結合定数である。(Higgs が doublet のときに $G_{NC} = G_F$ となるよう規格化する。)

Higgs が doublet のときは $\rho = 1$ であるが、一般に weak isospin I の Higgs の I_3 成分が真空期待値 v を持ったとすると、ゲージ粒子の質量は

$$M_W^2 = \frac{1}{2} g^2 v^2 (I(I+1) - I_3^2)$$

$$M_Z^2 = (g^2 + g'^2) v^2 I_3^2$$

$$\text{従って } \rho = \frac{1}{2} \left[\frac{I(I+1)}{I_3^2} - 1 \right]$$

となる。 $\rho = 1$ となるような (I, I_3) の組合せは

$$(I, I_3) = \left(\frac{1}{2}, \pm \frac{1}{2}\right), (3, \pm 2), \left(\frac{25}{2}, \pm \frac{15}{2}\right), \dots$$

と無数にあるが、doublet の次に簡単な場合でも charge 5 (1) の粒子を含む。一方 triplet の場合は $\rho = 1/2$ となる。

ところで中性カレントの実験データを、 $\sin^2 \theta_W$ と ρ を独立なパラメタとして分析した結果³⁾によると、 $\nu(\bar{\nu})$ 深非弾性散乱と ed 散乱の実験から

$$\rho = 0.992 \pm 0.017 \quad (\pm 0.011)$$

$$\sin^2 \theta_W = 0.224 \pm 0.015 \quad (\pm 0.012)$$

すべての実験を使うと

$$\rho = 1.002 \pm 0.015 \quad (\pm 0.011)$$

$$\sin^2 \theta_W = 0.234 \pm 0.013 \quad (\pm 0.009)$$

である。これからわかるように ρ は非常に 1 に近く、SU(2) を破る真空期待値は doublet がほとんどであり、おそらく Higgs が doublet であることを示唆する。

脱線になるが重いフェルミオンがある場合の ρ に対する輻射補正が計算されている⁸⁾。上の実験値から、重いフェルミオンが存在したとしてその質量に制限をつけることができる。

4. Quantum numbers and couplings of the Higgs boson

以下の節では minimal Weinberg-Salam に話を限ることにする。(non-minimal の場合については文献 4 を参照のこと。一般に charged Higgs が出現する。)

いま Higgs doublet φ を成分で

$$\varphi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\varphi_0 + \tau_i \varphi_i) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

と表示する。ここで τ_i は Pauli 行列 ($i = 1, 2, 3$), φ_0, φ_i は real field である。 φ_0 に真空期待値 v を与えて unitary gauge に移る。 $\varphi_0 = v + H$ として

$$\varphi \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix}$$

H が物理的な Higgs 場であるが、上からわかるように H は真空と同じ量子数をもつ。特に $J^{PC} = 0^{++}$ であり、クォークとの相互作用では近似的に $I^G = 0^+$ としてふるまう。

次に Higgs 粒子の tree level の coupling を求めておこう。

(1) ゲージ粒子との coupling

ゲージ粒子の質量項

$$\frac{1}{4} g^2 v^2 W_\mu^+ W^\mu + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) v^2 Z_\mu Z^\mu$$

において $v \rightarrow v + H$ のおきかえでゲージ Higgs coupling が得られる。

$$\begin{aligned} L_{G-H} = & \frac{1}{2} g^2 v H W_\mu^+ W^\mu + \frac{1}{4} (g^2 + g'^2) v H Z_\mu Z^\mu + \\ & + \frac{1}{4} g^2 H^2 W_\mu^+ W^\mu + \frac{1}{8} (g^2 + g'^2) H^2 Z_\mu Z^\mu \end{aligned}$$

ここで注意すべきは、 HZA, HAA (A は photon) の coupling がないことである。(このため $Z \rightarrow H\gamma, H \rightarrow \gamma\gamma$ は 1-loop 以上でしか現われない。)

(2) フェルミオンとの coupling

フェルミオンの質量項

$$-m_f \bar{f} f = -\frac{g_f}{\sqrt{2}} v \bar{f} f \quad (g_f : \text{Yukawa coupling})$$

で $v \rightarrow v + H$ のおきかえにより

$$L_{F-H} = -\frac{g_f}{\sqrt{2}} H \bar{f} f = -\frac{m_f}{v} H \bar{f} f$$

よく知られているように、coupling はフェルミオンの質量に比例する。また現在知られているフェルミオンに対しては、coupling は gauge coupling にくらべて十分小さい。

(3) self - coupling

$$L_H = -\frac{1}{3!} \lambda v H^3 - \frac{1}{4!} \lambda H^4$$

5. Higgs boson mass

Higgs の質量は未知であるが (self - coupling)^{1/2} に比例することからある程度の情報が引き出せる。

5-1 Theoretical bounds on the Higgs boson mass

(a) 下限: Linde-Weinberg bound⁹⁾

一般に真空は effective potential の minimum で決定される。通常は effective potential は tree (classical potential) でよく近似されるが、1-loop 補正が重要になる場合がある¹⁰⁾。Weinberg-Salam モデルで Higgs の質量が小さい場合は実際そうになっている。このとき 1-loop までの effective potential は次のようになる。

$$V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4!} \lambda \phi^4 + \xi \phi^4 \left[\ln \frac{\phi^2}{v^2} - \frac{25}{6} \right]$$

ここで

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{1}{64 \pi^2 v^2} \left[3(2M_W^4 + M_Z^4) - 4 \sum_f m_f^4 \right] + O(\lambda^2) \\ &= \frac{3\alpha^2}{64} \frac{2 + \sec^4 \theta_w}{\sin^4 \theta_w} - \frac{1}{16 \pi^2 v^4} \sum_f m_f^4 \end{aligned}$$

また,

$$\begin{aligned} v^2 &= -6 \mu^2 / (\lambda - 88 \xi) \\ m_H^2 &= \frac{1}{3} (\lambda - 64 \xi) v^2 \end{aligned}$$

但し,

$$\frac{dV}{d\phi} \Big|_{\phi=v} = 0, \quad \frac{d^2 V}{d\phi^2} \Big|_{\phi=v} = m_H^2, \quad \frac{d^4 V}{d\phi^4} \Big|_{\phi=v} = \lambda$$

である。

ここで broken vacuum が symmetric vacuum よりエネルギーが低いことを要請する。すなわち

$$V(v) < V(0)$$

これより,

$$m_H^2 > 4 \xi v^2$$

の下限が得られる。数値的には $m_f / v \ll 1$ として、

$$\begin{aligned} m_H &> 5.8 \text{ GeV} \quad (\sin^2 \theta_w = 0.23) \\ &> 7.4 \text{ GeV} \quad (\sin^2 \theta_w = 0.20) \end{aligned}$$

となる。また宇宙論から更に強い制限もつけられるが、これについては割愛する¹¹⁾。

(b) 上 限

Higgs の質量が非常に大きいと coupling が大きくなるため摂動展開が使えなくなる。これから

$$\lambda \lesssim 0(1)$$

の条件を課す。これが Weinberg-Salam モデルが摂動論的に扱えるための、Higgs の質量に対する上限を与える。

これでは定性的なことしか言えないので、定量的な目安として、tree amplitude が unitarity bound をみたくという条件をおく¹²⁾。例えば $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$ (L は helicity 0) の振幅は

$$T \sim -2\sqrt{2} G_F m_H^2 \quad (s \gg m_w^2, m_H^2)$$

と計算されるが、 $J = 0$ の部分波に対する unitarity bound から

$$m_H^2 \leq \frac{8\sqrt{2}\pi}{3G_F} \sim 1 \text{ TeV}^2$$

が得られる。この上限は $\lambda \sim 50$ に対応する。

(c) an upper bound from consistency of GUTs

大統一理論¹³⁾の成功の一つは $\sin^2 \theta_w$ の値をかなりよく予言したことであるが¹⁴⁾、この計算には 1- (or 2-) loop の β 関数が使われている。この成功は従って M_w から M_{GUT} の間ですべての effective coupling が摂動論的に control できることを示唆している。そこでこの領域において effective coupling が発散したり負になったりすることがないと仮定する。これより先程の上限よりさらにきつい制限がつく。数値は t クォークの質量に依存するが、だいたい

$$m_H \lesssim 200 \text{ GeV}$$

の程度である¹⁵⁾。

5-2 A prediction for Higgs boson mass

Ellis et al.¹⁶⁾ は 5-1 (a) において Coleman-Weinberg mode ($\mu^2 = 0$) が実現すると仮定した。これは Lagrangian に次元量が現われないことに相当する。(実際は Higgs 2点関数の発散のため counterterm が必要でくりこみ条件を $\mu^2 = 0$ とおくのである。)

このとき one-loop の補正で対称性が破れ、Higgs の質量が予言される。

$$m_H^2 = 8 \xi v^2$$

これは Linde - Weinberg bound の (m_H にして) $\sqrt{2}$ 倍に対応する。数値的には

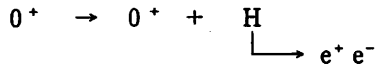
$$\begin{aligned} m_H &= 8.2 \text{ GeV} & (\sin^2 \theta_w = 0.23) \\ &= 10.4 \text{ GeV} & (\sin^2 \theta_w = 0.20) \end{aligned}$$

であり, toponium decay で detectable な値となる。

5-3 Experimental bounds on the Higgs boson mass

(a) 原子核物理

原子核の励起状態からの $0^+ \rightarrow 0^+$ 遷移は電磁相互作用では非常に抑制される (1γ 放出は不可能) が, 軽い Higgs があれば



で検出できる。これから $2 m_e < m_H < 18 \text{ MeV}$ には Higgs がいないことが実験的にわかる¹⁷⁾。

(b) $K \rightarrow \pi + H$

$m_H < m_K - m_\pi$ のときはこの崩壊が可能であり, Higgs はさらにその質量により $e^+ e^-$, $\mu^+ \mu^-$ ($\pi\pi$) に崩壊する。実験的に, charged K の崩壊分岐比は $B(K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-) = (2.6 \pm 0.5) \times 10^{-7}$, $B(K^+ \rightarrow \pi^+ \mu^+ \mu^-) < 2.4 \times 10^{-6}$ である¹⁸⁾。理論値は, Vainstein et al.⁴⁾によれば $B(K^+ \rightarrow \pi^+ H) \sim 10^{-4}$ であり, これを信用すれば $m_H > 350 \text{ MeV}$ となる。

(c) $\eta' \rightarrow \eta + H$

Serpukhov の新しい実験¹⁹⁾で η および η' の rare decay mode が調べられているが, そのうち $\eta' \rightarrow \eta \mu^+ \mu^-$ は $\eta' \rightarrow \eta H$ ($2 m_\mu < m_H < m_{\eta'} - m_\eta$ のとき) に sensitive である。 ($\eta' \rightarrow \pi^0 H$ は isospin selection rule で suppress される。) 実験結果 $B(\eta' \rightarrow \eta \mu^+ \mu^-) < 1.5 \times 10^{-5}$ (90% C.L.) より, この論文では $m_H > 409 \text{ MeV}$ という下限を得ている。

6. Decay of the Higgs boson

tree で起こる decay mode については, 4 節の coupling を使ってただちに計算できる。

$$\Gamma(H \rightarrow W^+ W^-) = \frac{G_F m_H^3}{8\sqrt{2}\pi} \left(1 - \frac{4m_W^2}{m_H^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{4m_W^2}{m_H^2} + \frac{12m_W^4}{m_H^4}\right)$$

$$\Gamma(H \rightarrow Z Z) = \frac{G_F m_H^3}{16\sqrt{2}\pi} \left(1 - \frac{4m_Z^2}{m_H^2}\right)^{1/2} \left(1 - \frac{4m_Z^2}{m_H^2} + \frac{12m_Z^4}{m_H^4}\right)$$

$m_H \gg m_W, m_Z$ で $\Gamma(H \rightarrow W^+ W^-) = 2\Gamma(H \rightarrow Z Z)$ となる。またフェルミオンへの崩壊は

$$\Gamma(H \rightarrow \bar{f} f) = \frac{G_F m_f^2 m_H}{4\sqrt{2}\pi} \left(1 - \frac{4m_f^2}{m_H^2}\right)^{3/2}$$

クォークの場合は color factor のため 3 倍される。また QCD 補正をとり入れると、クォークの質量が effective mass $\bar{m}_q(m_H)$ におきかわるなどの影響がある²⁰⁾。これはクォークへの崩壊を抑制する方向に働く。

以上より、Higgs の質量が $2m_W$ 程度より大きいときは、Higgs はほとんど W^+W^- , ZZ に decay すると期待される。またフェルミオンへの崩壊は重いフェルミオンに圧倒的に崩壊する。

次に 1-loop ではじめて起こる decay mode を見ると、まず 2γ への崩壊は²¹⁾

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F m_H^3}{8\sqrt{2}\pi} \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 |I|^2$$

ここで

$$I = I_W + \sum_f I_f$$

I_W , I_f はそれぞれ W , フェルミオンの loop の寄与であり、一般には複雑な関数であるが、 $m_H \ll m_W$, m_f に対しては、

$$I_W = -\frac{7}{4}, \quad I_f = \frac{1}{3} Q_f^2$$

となる。この式は近似的に $m_f \geq 0.2 m_H$ 程度まで使える。ここで Q_f はフェルミオンの電荷である。この mode は m_H^3 に比例するという点で他の mode より有利であるが、1-loop であるために $(\alpha/\pi)^2$ で抑制される。ところでこの mode は重いフェルミオンが decouple しない例として一時よくとり上げられた。(これはフェルミオンの質量と Yukawa coupling が比例するという trivial な理由による。)

また同種の decay mode として ($m_H > m_Z$ のとき) $H \rightarrow Z\gamma$ がある。さらに 2 gluon への崩壊 $H \rightarrow GG$ も color factor と coupling を除いて $H \rightarrow \gamma\gamma$ と同様の表式で書ける²²⁾。この mode に対する QCD の高次効果も一部計算されている²³⁾。

7. Detection of the Higgs boson

Higgs は W , Z および重いフェルミオンと強く結合するので、これらを利用すれば検出の可能性が高い。最も有望なのは e^+e^- 衝突である。

(a) toponium

t クォークと Higgs の Yukawa coupling を利用する。 $^3S_1(\bar{t}t)$ state は e^+e^- で直接つくることができるが、これから $H + \gamma$ への崩壊が可能である。toponium の質量を M とすると

$$\frac{\Gamma(V \rightarrow H\gamma)}{\Gamma(V \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \frac{G_F M^2}{4\sqrt{2}\pi\alpha} \left(1 - \frac{m_H^2}{M^2}\right)$$

であり²²⁾, $M \sim 60$ GeV では数%の分岐比が期待される。実験的にも monochromatic γ を見ればよいので比較的容易であり、原理的には $m_H < M$ の Higgs が検出可能である。

(b) Z decay

Higgs がさらに重い場合は $Z \rightarrow H\bar{l}l$ ²⁴⁾, $Z \rightarrow H\tau$ ²⁵⁾ の mode が考えられるが、toponium の場合より条件は

不利である。H γ への mode は2体であるが1-loop ではじめて起こるため、H $1\bar{1}$ のほうが容易であろう。

(c) e^+e^- continuum

さらに高エネルギーでは、 $e^+e^- \rightarrow ZH$ が考えられる²⁶⁾。

この他にも実に多くの process が考えられているが、詳細は文献4とその中の Reference を参照して下さい。

文 献

- 1) F.J.Hazert et al., Phys. Lett. **46B**, 138 (1973).
- 2) S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967);
A.Salam, in **Elementary Particle Theory (Nobel Symposium No 8)** ed. by N.Svartholm (Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968), p. 367;
S.L.Glashow, J.Iliopoulos and L.Maiani, Phys. Rev. D **2**, 1285 (1970);
M.Kobayashi and T.Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- 3) J.E.Kim, P.Langacker, M.Levine and H.H.Williams, Rev. Mod. Phys. **53**, 211 (1981).
- 4) Reviewとして次のものがある。但し2, 3 誤りも見うけられるので注意が必要。
J.Ellis, M.K.Gaillard, and D.V.Nanopoulos, Nucl. Phys. **B 106**, 292 (1976);
M.K.Gaillard, Comments Nucl. Part. Phys. **8**, 31 (1978);
G.Barbiellini et al., DESY 79/27;
A.I.Vainshtein, V.I.Zakharov and M.A.Shifman, Sov. Phys. Usp. **23**, 429 (1980);
A.Ali, DESY 81-060;
日笠健一, 「高エネルギー領域における弱い相互作用」(修士論文, 東京大学, 1980)。
- 5) S.L.Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- 6) ここでは dynamical symmetry breaking は考えない。この方面, 特に technicolor の review としては、例えば
E.Farhi and L.Susskind, Phys. Rep. **74**, 277 (1981);
K.D.Lane and M.E.Peskin, in **Electroweak Interactions and Unified Theories (Proc. 15th Rencontre de Moriond)**, ED. BY J.Tran Thanh Van (Edition Frontieres, 1980), p. 469;
J.Ellis, SLAC Lectures, TH. 3139-CERN (1981).
- 7) C.H.Llewellyn Smith, Phys. Lett. **46B**, 233 (1973);
J.M.Cornwall, D.N.Levin and G.Tiktopoulos, Phys. Rev. D **10**, 1145 (1974); D **11**, 972 (E) (1975).
- 8) M.Veltman, Nucl. Phys. **B 123**, 89 (1977);
M.S.Chanowitz, M.A.Furman and I.Hinchliffe, Nucl. Phys. **B 153**, 402 (1979);
M.B.Einhorn, D.R.T. Jones and M.Veltman, Nucl. Phys. **B 191** 146 (1981).
- 9) A.D.Linde, JETP Lett. **23**, 64 (1976);

- S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **36**, 294 (1976).
- 10) S. Coleman and E. Weinberg, Phys. Rev. D **7**, 1888 (1973).
- 11) P. H. Frampton, Phys. Rev. Lett. **37**, 1378 (1976);
 A. D. Linde, Phys. Lett. **70B**, 306 (1977);
 A. H. Guth and E. J. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **45**, 1131 (1980);
 E. Witten, Nucl. Phys. **B 177**, 477 (1981);
 P. J. Steinhardt, Nucl. Phys. **B 179**, 492 (1981).
- 12) B. W. Lee, C. Quigg and H. B. Thacker, Phys. Rev. Lett. **38**, 883 (1977); Phys. Rev. D **16**, 1519 (1977).
 同様のフェルミオンの質量に対する上限は, M. S. Chanowitz et al., in Ref. - 8.
- 13) H. Georgi and S. L. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32**, 438 (1974).
 For a review, P. Langacker, Phys. Rep. **72**, 185 (1981).
- 14) H. Georgi, H. R. Quinn and S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **33**, 451 (1974);
 A. J. Buras, J. Ellis, M. K. Gaillard and D. V. Nanopoulos, Nucl. Phys. **B 135**, 66 (1978);
 P. Langacker, in Ref. 13.
- 15) N. Cabibbo, L. Maiani, G. Parisi and R. Petronzio, Nucl. Phys. **B 158**, 295 (1979)
- 16) J. Ellis, M. K. Gaillard, D. V. Nanopoulos and C. T. Sachrajda, Phys. Lett. **83B**, 339 (1979).
- 17) D. Kohler, B. A. Watson and J. A. Becker, Phys. Rev. Lett. **33**, 1628 (1974).
- 18) Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. **52**, S1 (1980).
 See also, J. Ellis et al., in Ref. 4, esp. p. 338.
- 19) R. I. Dzhelyadin et al., Phys. Lett. **105B**, 239 (1981).
- 20) E. Braaten and J. P. Leveille, Phys. Rev. D **22**, 715 (1980);
 N. Sakai, Phys. Rev. D **22**, 2220 (1980);
 T. Inami and T. Kubota, Nucl. Phys. **B 179**, 171 (1981)
- 21) L. Resnick, M. Sundaresan and P. Watson, Phys. Rev. D **8**, 172 (1973);
 J. Ellis et al., in Ref. 4.
- 22) F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **39**, 1304 (1977).
- 23) T. Inami, T. Kubota and Y. Okada, Cambridge preprint (1982).
- 24) J. D. Bjorken, in **Proc. 1976 SLAC Summer Institute**, SLAC - 198 (1976), p. 1;
 J. Finjord, TH. 2663-CERN (1979). Phys. Scr. **21**, 143 (1980)
- 25) R. N. Cahn, M. S. Chanowitz and N. Fleishon, Phys. Lett. **82B**, 113 (1979).
- 26) J. Ellis et al., in Ref. 4;
 B. W. Lee et al., second paper of Ref. 12;
 B. L. Ioffe and V. A. Khoze, Sov. J. Part. Nucl. **9**, 50 (1978);
 S. L. Glashow, D. V. Nanopoulos and A. Yildiz, Phys. Rev. D **18**, 1724 (1978).
 See also, D. R. T. Jones and S. T. Petcov, Phys. Lett. **84B**, 440 (1979).