リニアコライダーの物理

藤井恵介
高エネルギー加速器研究機構
素粒子・原子核研究所

1　はじめに

20 世紀の高エネルギー物理学の発展の歴史を振り返ると、本質的な進歩の背後にはいつも対称性というキーワードがあった。それは、物質の究極の構成要素の探求とその間の相互作用の解明という高エネルギー物理学の目的が、究極のラグランジアンの探求と等価であり、そのラグランジアンの決定原理が対称性だからである。対称性は、粒子とその間の相互作用を統一し、理論を発散の困難から救ってきた。標準理論の成功は、対称性 (ゲージ原理) が重要な指導原理であることを決定的に証明した。

この講義では、

- ゲージ原理とは何なのか？
- 我々が探求すべき次の対称性は何なのか？
- その探求のために JLC がどのような役割を果たすのか？

を出来る限り直観的にに解説する。

2　ゲージ原理とは？

2.1　対称性と保存則

現在、素粒子の世界を記述するのに用いられている基本的な言葉は、場の量子論である。これは、言わば自然の語る言葉の文法であって、問題とする客体に固有な性質は全てラグランジアンに含まれている。つまり

$$\text{自然の語る物語} = \text{ラグランジアン}：\mathcal{L}(\partial_\mu\phi,\phi) \tag{1}$$

と言うことになる (ここで、ϕ は基本粒子の場をまとめて表したものである)。実際、$\mathcal{L}(\partial_\mu\phi,\phi)$ が与えられれば、変分原理からオイラー・ラグランジュ方程式として場の運動方程式

$$\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\phi} = \partial_\mu\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\partial_\mu\phi}\right) \tag{2}$$

が得られ問題とする客体の時間発展が (少なくとも原理的には) 追えることになる。そこで我々が知りたいのは、この自然の物語のテーマが何かである。

ネーターの定理として有名なラグランジアンの対称性と保存則の関係は、「自然の語る物語の中心テーマが対称性なのではないか？」と思わせる最初の深遠な結果である (例えば、エネルギー・運動量保存則や角運動量保存則が、時空の対称性の帰結である事は良く知られている)。ラグランジアンの対称性 (すなわち、量子場 (ϕ) のある種の変換に対するラグランジアンの不変性) の要求は、可能な $\mathcal{L}$ の形を強く制限する。そこで、「十分多くの対称性を要求すれば、$\mathcal{L}$ が一意に決まるのではないか？」と言う予想が成り立つ。実際、ウイグナーは、時空の対称性 (並進群 $\otimes$ ローレンツ群 = ポアンカレ群) が、可能な自由粒子場のラグランジアンの形を完全に規定してしまうことを示した。

$$\begin{array}{c}\text{外部空間 (時空) の対称性}\\ \rightarrow \text{可能な自由場のラグランジアンの決定}\end{array} \tag{3}$$

相互作用まで含めたラグランジアンの決定には、しかし、外部空間の対称性だけでは不十分で、内部空間の対称性を知る必要がある。ここで内部空間と呼んだのは、時空の各点での量子場の自由度に対応する空間のことである。保存則のあるところに対称性があるのだから、内部空間の対称性を見つけるには、エネルギー・運動量・角運動量等の外部空間の対称性に起因する保存則以外の保存則に注目すればよい。このような保存則として、電荷の保存は良く知られた例である。実際、自由電子場のラグランジアン

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_0 &= \bar\Psi(\not p - m)\Psi\\ \text{ここで}\quad &\begin{cases}\not p &= p^\mu\gamma_\mu\\ p^\mu &= i\partial^\mu = \left(i\frac{\partial}{\partial t}, -i\frac{\partial}{\partial \mathbf{x}}\right)\\ \gamma_\mu &= \text{ディラック行列：}\ \mu = 0,1,2,3\\ &\qquad \{\gamma_\mu,\gamma_\nu\} = 2g_{\mu\nu}\\ m &= \text{電子の静止質量}\\ \bar\Psi &= \Psi^\dagger\gamma_0\end{cases}\end{aligned} \tag{4}$$

(これ以降自然単位 $c = \hbar = 1$) は、時空中の位置 (x) によらない位相変換

$$\Psi(x) \rightarrow U(\theta)\Psi(x) \equiv e^{ie\theta}\Psi(x) \tag{5}$$

により、

$$\bar\Psi(x) \rightarrow \bar\Psi(x)U^\dagger(\theta) = \bar\Psi(x)e^{-ie\theta} \tag{6}$$

から、明らかに不変であるが、これから $\theta \ll 1$ として次のように電荷の保存則が導かれる。

$$\begin{aligned}\delta\mathcal{L}_0 &= \tfrac{\partial\mathcal{L}_0}{\partial\partial_\mu\Psi}(-ie\theta)\partial_\mu\Psi + \tfrac{\partial\mathcal{L}_0}{\partial\Psi}(-ie\theta)\Psi\\ &= \theta\partial_\mu\left(-ie\tfrac{\partial\mathcal{L}_0}{\partial\partial_\mu\Psi}\Psi\right)\\ &= \theta\partial_\mu(\bar\Psi e\gamma^\mu\Psi) = 0\end{aligned} \tag{7}$$

ただし一行目から二行目で (2)、二行目から三行目で (4) を用いた。最後の式のかっこの中が保存される 4 元電流密度である。まとめると、位相の基準点の変更が物理を変えないと言う要求から、ネーターの定理により電荷の保存則が導かれたことになる。

$$\begin{array}{c}x \text{ によらない位相変換対称性}\\ \rightarrow \text{電荷の保存}\end{array} \tag{8}$$

2.2 対称性と粒子の統一

位相の基準点の変更が物理を変えないと言うことは、Ψ で表される粒子と $U(\theta)\Psi$ で表される粒子が、物理的に区別できないことを意味している。しかし、ここでの位相変換が、時空中の位置 (x) によらない大局的な位相変変換 (つまり、宇宙全体で一斉に位相の基準点を同じだけ変えること) である点に注意する必要がある。Ψ で表される粒子と $U(\theta)\Psi$ で表される粒子が物理的に区別できないのであれば、時空の各点で勝手に位相変換しても物理は不変であって欲しい。ところが、$U(\theta)$ 中の θ を時空の各点に依存する $\theta(x)$ とすると、もはやラグランジアン (4) は不変ではなくなる。

$$\begin{aligned}\partial_\mu U(\theta(x)) &= U(\theta(x))\partial_\mu + (\partial_\mu U(\theta(x))) \\ &\neq U(\theta(x))\partial_\mu\end{aligned} \tag{9}$$

となるからである。これははなはだ不満足である。

もう一つ注目すべきなのは、変換 $U(\theta)$ に対するラグランジアンの対称性が Ψ で表される粒子と $U(\theta)\Psi$ で表される粒子が物理的に区別できないことを意味しているという点自体である。これは、今の場合、$U(\theta)$ が単なる位相変換 (1 次元ユニタリー群 : $U(1)$) であったのでトリビアルかも知れないが、粒子の統一に関する重要なヒントを含んでいる。例えば、2 種類の粒子があったとしよう。これらに対応する量子場を Ψ_1 と Ψ_2 とすれば、行列式が 1 であるような 2 次元ユニタリー行列による Ψ_1 と Ψ_2 を混ぜ合わせるような一般化された位相変換 ($SU(2)$ 対称性)

$$\begin{pmatrix}\Psi_1 \\ \Psi_2\end{pmatrix} \to U(\boldsymbol{\theta}) \begin{pmatrix}\Psi_1 \\ \Psi_2\end{pmatrix} \equiv e^{i\boldsymbol{\theta}\cdot\mathbf{T}} \begin{pmatrix}\Psi_1 \\ \Psi_2\end{pmatrix} \tag{10}$$

のもとでのラグランジアンの不変性 ($SU(2)$ 対称性) は、その 2 種類の粒子が区別できないこと、すなわち、同じ粒子の異なった状態にすぎないことを意味する。ただし、

$$\mathbf{T} = (T_1, T_2, T_3) \tag{11}$$

は、$SU(2)$ 群の生成子である。

例えば標準理論の基本粒子をレプトン、クォーク各々、2 重項にまとめて

$$\begin{pmatrix}\nu_e \\ e\end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix}\nu_\mu \\ \mu\end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix}\nu_\tau \\ \tau\end{pmatrix}_L$$
$$\begin{pmatrix}u \\ d\end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix}c \\ s\end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix}t \\ b\end{pmatrix}_L \tag{12}$$

と書くとき、かっこにまとめられた粒子対が統一されていることを意味している。

2.3 局所ゲージ対称性と力

粒子の統一を考慮して、複数個の量子場を混ぜ合わせるような一般的な位相変換 (ゲージ変換と呼ぶ) に対し、その混ぜ合わせ方を時空の各点で勝手に変えてもラグランジアンが不変になるべしと言う要請に立ち戻ろう。

自由場のラグランジアン (4) は、既に指摘したとおりこの要請を満たさない (記法の簡便化のため、これ以後、Ψ は複数個の量子場をまとめて表したものとする)。

その理由は、式 (9) のように、∂_μ と $U(\theta(x))$ が交換しないことであった。ようするに、∂_μ の代わりに

$$\mathcal{D}'_\mu U(\boldsymbol{\theta}) = U(\boldsymbol{\theta})\mathcal{D}_\mu \tag{13}$$

となるような共変微分 $\mathcal{D}_\mu$ を見つければよい。そこで、g をある 1 つの定数として

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu + igW_\mu \tag{14}$$

と置いてみる。ここで、W_μ はローレンツの足を持った (ゲージ場と呼ばれる) ベクトル場で、

$$W_\mu = W^a_\mu T_a \tag{15}$$

のように、変換群 (ゲージ群) の生成子 ($T_a; a = 1, ..., n$) で展開され、従って生成子の数だけ独立な成分を持っている。さて、

$$W_\mu \to W'_\mu = UW_\mu U^{-1} - \tfrac{i}{g}U\left(\partial_\mu U^{-1}\right) \tag{16}$$

であれば、式 (13) を満足することは容易に分かる。つまり、∂_μ を $\mathcal{D}_\mu$ で置き換えた新しいラグランジアン

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_0(\mathcal{D}_\mu\Psi, \Psi) &= \bar{\Psi}(i\not{\mathcal{D}} - m)\Psi \\ &= \bar{\Psi}(i\not{\partial} - m)\Psi - g\bar{\Psi}\not{W}\Psi\end{aligned} \tag{17}$$

は、一般化された局所位相変換に対して不変となる。注目すべきなのは、右辺の最後の項である。この項は、新しく導入したゲージ場 (W_μ) と、物質場 (Ψ) との相互作用を表している。定数 (g) は結合定数と呼ばれ、ゲージ場と物質場の間の相互作用の大きさを決める。ゲージ群が電気力学の $U(1)$ 場合には、結合定数は電子の電荷の絶対値となり、ゲージ場は、光子の場に対応する。

つまり、局所的な一般位相変換 $U(\boldsymbol{\theta})$ のもとでのラグランジアンの不変性は、ゲージ場の存在論理を与えるのみならず、ゲージ場と物質粒子の間の相互作用を決定してしまうのである。物質粒子同士の相互作用 (力) はこのゲージ場に対応するゲージ粒子を交換することによって生じる。つまり、対称性と力の間には本質的な関係があることになる。強調すべき事は、結合定数 (g) は、ゲージ群 1 つにつき 1 つである点である。これは、ゲージ群の 1 つの多重項に属する物質粒子間の相互作用が同じ強さを持った単一の力であることを意味する。この力の普遍性は、ゲージ相互作用の著しい特徴である。これはまた、力の統一に関する重要なヒントを含んでいる。力がゲージ粒子の交換であれば、異なった力の粒子を 1 つのゲージ群のゲージ場の異なった成分だと見なせれば、力が統一されるからである。この問題については、また後で議論しよう。

ここでは、これまでの議論の直観的な解釈を試みてみよう。量子力学によれば、粒子は波動性を持つ。運動量の固有状態にある自由粒子なら、平面波で表される。

$$\Psi \propto e^{-ip\cdot x} \tag{18}$$

ただし、指数部は

$$p\cdot x \equiv Et - \mathbf{p}\cdot\mathbf{x} \tag{19}$$

であり、運動量と波長の間にはドブローイの関係

$$|\mathbf{p}| = \frac{1}{\lambda}(\text{自然単位}) \tag{20}$$

が成り立っている。そこで、時空の各点での勝手な位相変換は粒子の波長に変調をかけ、従ってそのままでは運動量が保存しなくなってしまう。ある点での波長は、同時刻でのその

点から無限小だけ離れた点との位相差で決まるので、運動量を保存させるには、位相の原点をゲージ変換に合わせて各点毎に独立に決めてやれば良い。共変微分の形が示すとおり、この位相の基準となるのがまさにゲージ場なのである。

さて、式 (17) で与えられるラグランジアンには、自由ゲージ場のラグランジアン (ゲージ場の運動項) が含まれていない。ところが、このゲージ場の運動項も、やはり、局所ゲージ変換に対する不変性の要請から決まってしまう。

容易に分かるように、W_μ から作られるテンソル場

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= -\frac{i}{g}\left[\mathcal{D}_\mu, \mathcal{D}_\nu\right] \\ &= \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\nu + ig\left[W_\mu, W_\nu\right] \end{aligned} \tag{21}$$

は、

$$W'_{\mu\nu} = U W_{\mu\nu} U^{-1} \tag{22}$$

のように共変的に変換するので、

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{2} Tr\ W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \tag{23}$$

は、局所ゲージ不変である。ここで注目すべきは、式 (21) の第 3 項のために、上の $\mathcal{L}_G$ は、ゲージ群が非可換の場合、W_μ に関する 3 次と 4 次の項、すなわち、ゲージ粒子同士の自己相互作用を含む点である。この相互作用の形も強さ (結合定数) もゲージ対称性により決まってしまう。結局、物質粒子の部分 (17) とゲージ粒子の部分 (23) を合わせて、

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(\not{\mathcal{D}} - m)\Psi - \frac{1}{2} Tr\ W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} \tag{24}$$

となる (図 -1) は、このラグランジアンを図示したものである)。

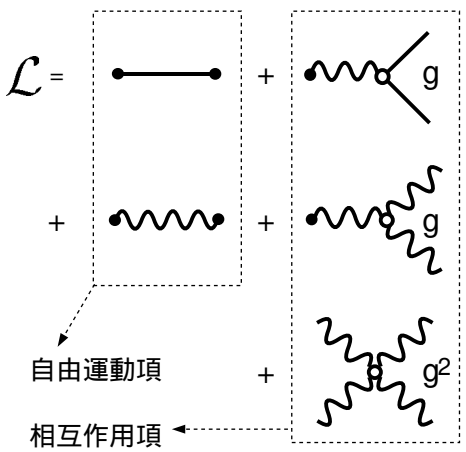

Figure 1: ゲージ理論のラグランジアン

このゲージ対称性がラグランジアンを決定すると言う考え方 (対称性と力の本質的関係) をゲージ原理と呼ぶ。

x に依存した一般位相変換対称性(局所ゲージ対称性)
→ 力の粒子 (ゲージ粒子) の存在と相互作用の決定 (25)

2.4 自発的対称性の破れ

式 (23) でもう一つ注目すべきなのは、$\mathcal{L}_G$ がゲージ粒子の質量項を含まない点である。実際、質量項

$$\mathcal{L}_M = M^2 W_\mu W^\mu \tag{26}$$

は、ゲージ粒子に対するゲージ変換 (16) に対し、明らかに不変でない。つまり、ゲージ対称性は、ゲージ粒子が質量を持つことを禁止しているのである。我々が知っている質量を持たないベクトル粒子は光子だけなので、このままでは、ゲージ理論は電気力学にしか適用できない。これは当初、理論の致命的な欠陥だと思われていた。

ラグランジアンのゲージ対称性を保ちつつ、ゲージ粒子に質量を与えることを可能としたのが「自発的対称性の破れ」の考え方である。基本的なアイデアは、「場の理論が無限自由度であるために、ラグランジアンの対称性が必ずしも現象の対称性を意味しない」ことに注目することである。まず、ゲージ粒子とゲージ相互作用するスカラー場 (複素 2 次元のヒッグス場:Φ) を導入する。ヒッグス場のポテンシャル $V(\Phi)$ が、図 -2 のような形をしている場合、

$$V(\Phi) = \mu^2 |\Phi|^2 + \lambda |\Phi|^4 \tag{27}$$

(ただし、$\mu^2 < 0$) を考える。 ラグランジアンの対称性

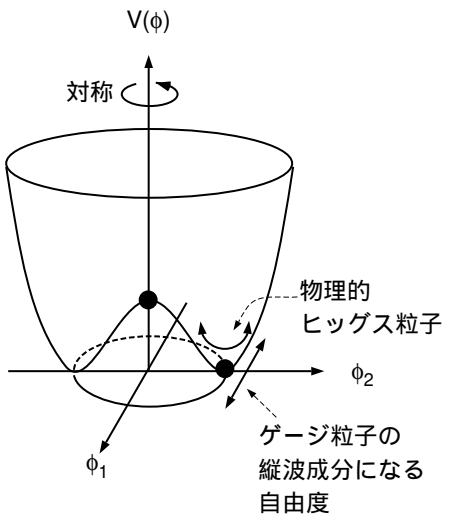

Figure 2: ヒッグスポテンシャル

は、このヒッグス場のポテンシャルが $V(\Phi)$ 軸の回りで対称であることを意味している。この場合はしかし、真空 (エネルギー最低の状態) がリング状に縮退している。

実際に実現している真空はそれらの 1 つであるため、それを選んだ瞬間に対称性が破れる (この真空は、$V(\Phi)$ 軸の回りの回転でリング上の別の点へ移り不変でない)。重要なのは、この場合の真空が有限のヒッグス場 ($\langle\Phi\rangle \equiv v/\sqrt{2} = \sqrt{-\mu^2/2\lambda}$) で満たされていることである (スカラー場をとったのは、真空と同じ量子数を持っていないと、真空中に凝縮できないからである)。

一方、ヒッグス粒子とゲージ粒子の相互作用は、ゲージ原理で決定され、スカラー粒子のラグランジアンで、∂_μ を $\mathcal{D}_\mu$ で置き換えたもの

$$\mathcal{L}_S = (\mathcal{D}_\mu \Phi)^\dagger (\mathcal{D}^\mu \Phi) - V(\Phi) \tag{28}$$

から導かれる。重要なのは、図 -3 に示した相互作用である。この図でヒッグス場の部分 (Φ) をその真空期待値 ($v/\sqrt{2}$) で置き換えると、

$$\left(\frac{gv}{2}\right)^2 W_\mu W^\mu \tag{29}$$

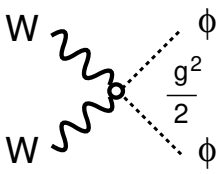

Figure 3: ヒッグス場とゲージ場 (W) の 4 点ゲージ相互作用

型の質量項が現れる。つまり、ゲージ粒子 W_μ が、

$$M = \left(\frac{1}{2}gv\right) \tag{30}$$

なる質量を獲得したことになる。質量のないベクトル粒子には縦波成分が無く自由度は 2 であるが、質量を獲得すると縦波成分が生じ自由度が 3 になる。この余分の自由度は、ヒッグスポテンシャルの平らな方向の (従って質量を持たない) ヒッグス場の自由度 (図 -2) によって供給される。平らな方向の自由度は破れた対称性の数 (その方向への変換の生成子の数) だけある。何故ならその方向への変換で真空は不変でないからである。この自由度を通常ゴールド ストーンモードと呼ぶ。平らでない方向の自由度は質量を持った物理的ヒッグス粒子となる。このヒッグス粒子の質量は、ポテンシャルの曲率で決まり、

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v \tag{31}$$

で与えられる。

以上の質量生成機構は、直観的には次のように解釈できる。質量とは、加速されにくさを表す量である。真空に凝縮したヒッグス場の海の中で、ゲージ粒子を加速しようとするとヒッグス場にぶつかって抵抗を受ける。この抵抗はゲージ場が 1 個のヒッグスと衝突する頻度を表す結合定数 (g) と、真空中のヒッグスの密度 (v) に比例するはずである。従って、

$$M \sim g\,(\text{衝突頻度}) \times v\,(\text{ヒッグスの密度}) \tag{32}$$

となる (図 -4)。 このような質量生成機構を「ヒッグス機構」と呼ぶ。

ゲージ粒子の質量だけでなく物質粒子の質量も、ヒッグス機構で生じるとするのが標準理論の考え方である。実は、標準理論の場合、物質粒子もラグランジアンの段階では質量を持てない。ラグランジアン (24) で、質量項

$$\mathcal{L}_m = -m\bar{\Psi}\Psi \tag{33}$$

が許されたのは、左巻き粒子場 (Ψ_L) と右巻き粒子場 (Ψ_R) が、同じゲージ対称性を持つと暗に仮定してきたからである。ただし、 Ψ は

$$\Psi = \Psi_L + \Psi_R \tag{34}$$

で与えられ、 Ψ_L と Ψ_R は、

$$\gamma_5 \equiv \gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 \tag{35}$$

として、

$$\begin{cases} \Psi_L &= \left(\frac{1-\gamma_5}{2}\right)\Psi \\ \Psi_R &= \left(\frac{1+\gamma_5}{2}\right)\Psi \end{cases} \tag{36}$$

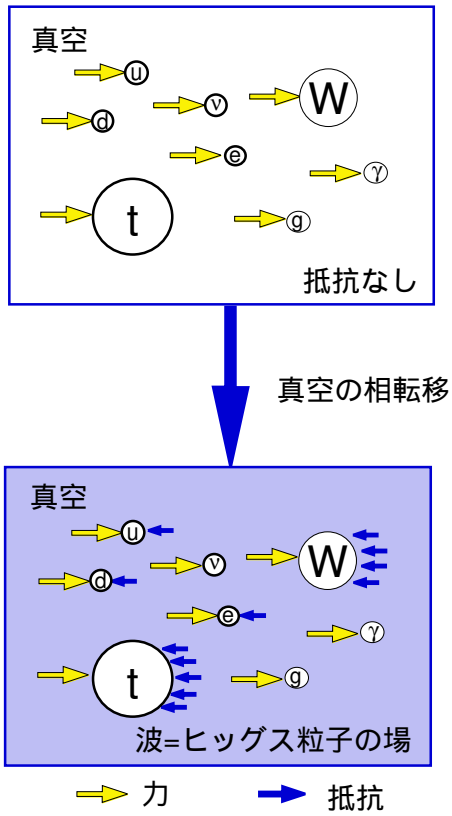

Figure 4: ヒッグス機構による質量生成

で定義される。 Ψ_L と Ψ_R を用いると、式 (33) は、

$$\mathcal{L}_m = -m\left(\bar{\Psi}_R\Psi_L + \bar{\Psi}_L\Psi_R\right) \tag{37}$$

となる。ここで、

$$\begin{aligned} \{\gamma_5, \gamma_\mu\} &= 0 \\ (\gamma_5)^2 &= 1 \end{aligned} \tag{38}$$

を使った。式 (37) は、質量項が左巻き粒子場を右巻き粒子場へ、右巻き粒子場を左巻き粒子場へと、転換することを意味している。

これは、直観的には次のように説明できる。質量を持たない粒子は常に光速で運動する。光速で運動する粒子を追い越すことは出来ない。一方、質量を持った粒子は追い越せる。追い越してからその粒子を見ると、運動方向が逆転するので (スピンの向きはそのまま)、右巻きと左巻きが入れ代わる。追い越せなければそのままである。

さて、質量項が右巻きと左巻きを転換するのに対し、ラグランジアン (24) の物質粒子場を含む他の部分

$$\mathcal{L}_p = \bar{\Psi}_L i\,\not{\partial}\Psi_L + \bar{\Psi}_R i\,\not{\partial}\Psi_R \tag{39}$$

は右巻きと左巻きを混ぜ合わせることはない。そこで、質量項が無ければ、右巻きと左巻きに対して、別々の位相変換を施しても、ラグランジアンは不変となる (カイラル対称性)。つまり、右巻き粒子場と左巻き粒子場とは、別の粒子と見なせ、従って、別の対称性を持たせられる。

逆に、右巻きと左巻きが、別々の対称性を持つためには、ラグランジアン中の物質粒子の質量項は禁止される。標準理論は、まさにそのような理論であって、式 (12) に示した 2 重項に属するのは、左巻き粒子 (添字の L) のみで、対応す

る右巻き粒子は 1 重項に属している。現実の物質粒子は質量を持っているので、ラグランジアンのゲージ対称性を保ったまま物質粒子の質量を導入するには、ヒッグス機構が必要となるのである。

重要なのは、ゲージ粒子の質量生成はヒッグス粒子とゲージ粒子の間の普遍的なゲージ相互作用によるものであるのに対し、物質粒子の質量生成には、ヒッグス粒子との間に湯川相互作用と呼ばれる新たな相互作用を導入しなければならない点である。この湯川相互作用は、物質粒子の質量生成や混合を引き起こすが、ゲージ相互作用のような必然性を持たないので、測定された物質粒子の異なる質量や混合角に対応して粒子の数や、混合角の数だけ異なった結合定数を仮定しなくてはならない。

まとめると

$$\begin{array}{l} \text{ゲージ対称性} \quad \rightarrow \quad \text{ゲージ粒子は質量ゼロ} \\ \text{カイラル対称性} \quad \rightarrow \quad \text{物質粒子は質量ゼロ} \\ \qquad\qquad \Downarrow \\ \text{自発的対称性の破れ + ヒッグス機構} \\ \qquad\qquad \Downarrow \\ \text{ゲージ粒子および物質粒子の質量生成} \end{array} \tag{40}$$

となる。

3 我々が探求すべき次の対称性は何なのか？

3.1 標準理論

既に述べたように、20 世紀の高エネルギー物理学発展の歴史は、標準理論へと収斂する過程で、自然の語る物語のテーマの中心がゲージ対称性であるらしいことを明らかにした。ここで手にしたゲージ対称性は、

$$\text{標準理論のゲージ群} = SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \tag{41}$$

である。$SU(3)_C$ は強い相互作用のゲージ対称性 (破れていない) 、$SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ は電磁相互作用と弱い相互作用をまとめた電弱相互作用のゲージ対称性 (自発的に破れている) である。

問題は「我々が探求すべき次の対称性は何なのか？」である。最近の主に LEP で蓄積されてきた精密な実験データが、この疑問に対する答えを示唆している。この観点から現在の実験データを分析すると、その状況は標準理論前夜と著しく似ている。標準理論前夜、我々の手元にあったのはフェルミの 4 点相互作用の理論であった。この理論は、300 GeV 近辺でユニタリティーを破ることが知られていた。この困難を回避するため、ウィークボソン W、Z が導入された。しかし、一般に質量を持ったベクターボソンの理論はくりこみ不能であり、困難は完全には解決されていない。ベクターボソン同士の散乱で、再びユニタリティーの破れが確実に予測されるのである。この問題を解決するために、ゲージ対称性とその自発的破れを骨子とする標準理論が提唱された (標準理論では W、Z をゲージボソンとする。ゲージボソンは、ラグランジアンレベルでは、質量を持たずくりこみ可能である。そこで、ヒッグス場によって自発的に破れたゲージ対称性が高エネルギーで回復するとユニタリティーの問題はなくなる) 。

もちろん W と Z の発見以前には、標準理論は一理論であった。ウィークボソンの発見および標準理論の検証に焦点を合わせ、新たに加速器および実験計画が本格的に提案されたのは、中性カレントの実験と SLAC の有名な eD 実験が、ワインバーグ角 (電磁相互作用と弱い相互作用の混ざり方を規定する角度) に対し、誤差の範囲で一致する数値を与えた頃からである。その後、SppS、Tevatron $(p\bar{p})$ 計画および TRISTAN、LEP、SLC (e^+e^-) 計画が遂行され、標準理論に対する確固とした基礎が築き上げられた。

3.2 標準理論を越えて

W と Z の発見は 4 点相互作用の理論におけるユニタリティーの問題を解決したが、標準理論で最も本質的な役割を果たすヒッグスはいまだ発見されておらず、第 2 のユニタリィーの破れの問題は未解決である。LEP 以後ワインバーグ角の精度が著しく向上し、再び次の実験計画に関する重要なヒントを与えている。標準理論が予言するのは、色々な実験で決めたワインバーグ角 $\sin^2\theta_W$ が、0 から 1 までの何処かの値に一致することのみである。従って、このワインバーグ角の値を正しく予言する理論は、標準理論を越える理論として極めて有力であるといえる。

標準理論を越える理論として大統一理論 (GUT) がある。前節でふれたように、単一のゲージ群から導かれるゲージ力は単一の結合定数を持つ。そこで、もし標準理論のゲージ対称性 (41) を単一のより大きなゲージ群に埋め込むことが出来れば、強い力、電磁気力、弱い力を統一できる。もちろん、我々が現在加速器で実験できるようなエネルギーではこれらの力は異なった大きさを持っているので、この大きなゲージ群の対称性は、超高エネルギーで自発的に破れたと考えなくてはならない。結合定数は、破れずに残った対称性に従い異なった仕方でエネルギーに依存するので、大統一のエネルギースケール (Λ_{GUT}) で一致していた結合定数が、我々が現在実験しているようなエネルギーまで降りてくると、異なった値を取るようになると考えるのである。

ここで、何故エネルギーによって力の強さ (結合定数) が変わるのか直観的に説明しておこう。不確定性原理によれば、非常に短い時間であれば、エネルギーの不定性はいくらでも大きくなりうる。

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{1}{2}\hbar \tag{42}$$

そこで、もし、十分時間が短く

$$\Delta E \simeq \frac{\hbar}{\Delta t} \gtrsim 2m \tag{43}$$

ならば、力の粒子は他の (質量 m の) 粒子・反粒子対に化けることが出来る (真空偏極：図 -5) 。

そのため、たとえば電磁気力の場合は、電子から投げ出された力の粒子である光子は、瞬間的に電子・陽電子対に化ける。化ける確率は光子が飛ぶ距離が長いほど高いので、力の粒子の総数は電子を見る距離が長いほど、つまり、エネルギーが低いほど、目減りしてしまう (図 -6) 。 逆に言えば、エネルギーが高いほど結合定数が大きくなることになる。

強い相互作用の場合も真空偏極のクォーク・反クォーク対は遠距離で力の粒子 (グルーオン) を減らし、結合定数を小さくする。しかし、グルーオンには自己相互作用があり、グルーオン自体が力の粒子を放出することで、遠距離ほど力の粒子を増やす。この効果が打ち勝って、実際には、遠距離ほど (つまり低エネルギーほど) 結合定数が大きくなる (図 -7) 。 逆に言えば、エネルギーが高いほど結合定数が小さく

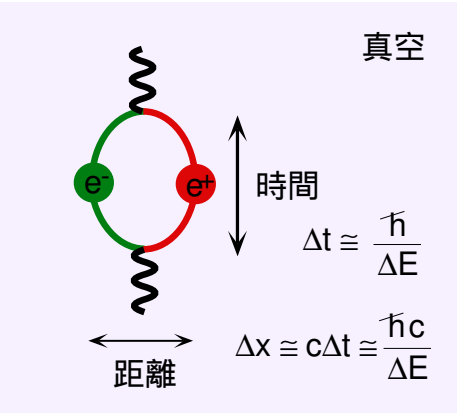

Figure 5: 不確定性原理と真空偏極

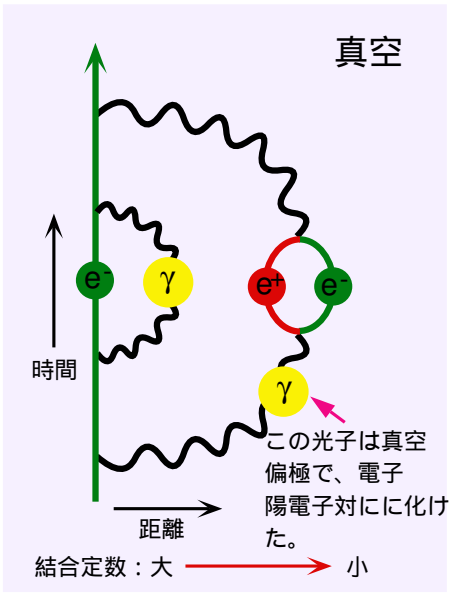

Figure 6: 力の強さとエネルギー (電磁気力の場合)

なることになる。

さて、GUT は、ゲージ力の統一を可能にするだけでなく、電荷の量子化やアノーマリーの相殺等、標準理論では説明できないことに合理的な説明を与える。しかし、標準理論を含む最小の GUT である $SU(5)$ 理論は、良く知られた自然さの問題を抱えている。これは、ヒッグス粒子の質量に対する量子補正が理論の自然なスケール ($\Lambda_{GUT} \gtrsim 10^{15}\mathrm{GeV}$) 程度の大きさを持つため、ラグランジアンに入れておく裸のヒッグス粒子の質量パラメータを二十数桁にわたって微調整しておかなければ、GUT スケールから我々のエネルギーに降りてきたときに、現実世界が再現できないという問題である。このような微調整は非常に不自然である (我々の世界はものすごい偶然の結果生じたことになる)。これは、スピン $1/2$ の物質粒子にはカイラル対称性、ゲージ粒子にはゲージ対称性があり、エネルギーが高くなって対称性が回復すると質量に対する量子補正が大きくなれないのに対し (40)、ヒッグス粒子のようなスピン 0 のスカラー粒子には、質量をゼロにするような対称性がないためである。

この問題は、さらに新しい対称性 (超対称性) を加えることで解決される。超対称性はフェルミオン (半整数スピン粒子) とボソン (整数スピン粒子) を同一粒子の異なる状態と見なすような対称性である (図 -8)。

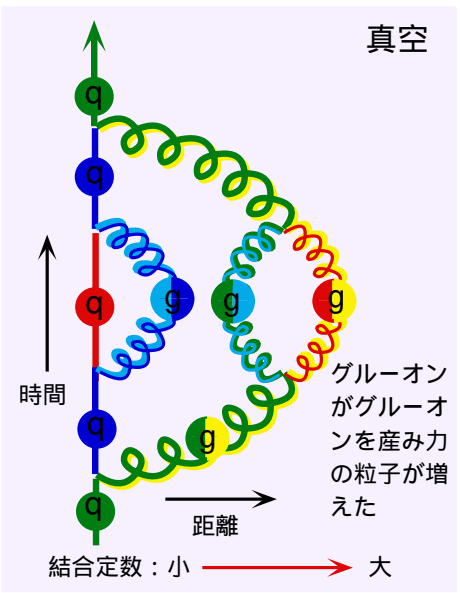

Figure 7: 力の強さとエネルギー (強い力の場合)

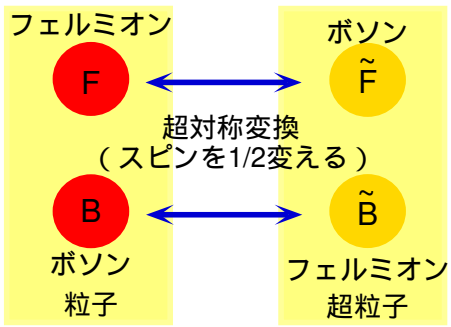

Figure 8: 超対称性変換

理論が超対称性を持てば、もちろん対応するフェルミオンとボソンの質量は等しい。そこで、スカラーボソンであるヒッグス粒子の相棒のスピン $1/2$ の超粒子の質量がカイラル対称性で守られているために、ヒッグス粒子の質量補正も発散しなくなるのである。

$$\begin{array}{c} m_{\tilde{F}} = 0 \quad (\text{カイラル対称性}) \\ \Downarrow \\ \text{超対称性} \\ \Downarrow \\ m_B = 0 \end{array} \tag{44}$$

驚くべきことは、自然さの問題を解決するために導入された超対称性が、同時に力の統一の成立に決定的な役割を果たすことである。

図 -9a は標準理論のゲージ対称性 (41) に対応する 3 つの結合定数 α_3、α_2、α_1 の測定値から、それらの高エネルギーでの値を予測したものである。 残念ながら、標準理論だけでは力の大統一は起こらない。これに対し、超対称性の導入 (SUSY-$SU(5)$) は、図 -9b に示すように、3 つの力のみごとな統一に導くのである。この事をもっと定量的に示すため

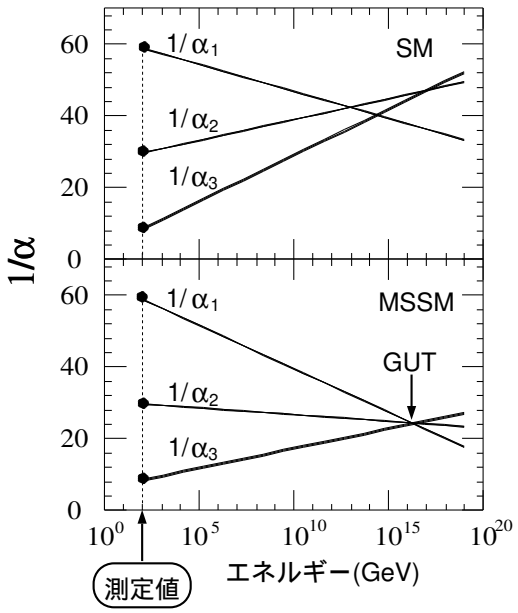

Figure 9: 力の大統一の可能性：
(a) 標準理論 (SM)、 (b) 超対称標準理論 (MSSM)

に、逆に大統一を仮定し、そこから導かれるワインバーグ角の予言値を実験値と比較したのが図 -10である。 予言値と実

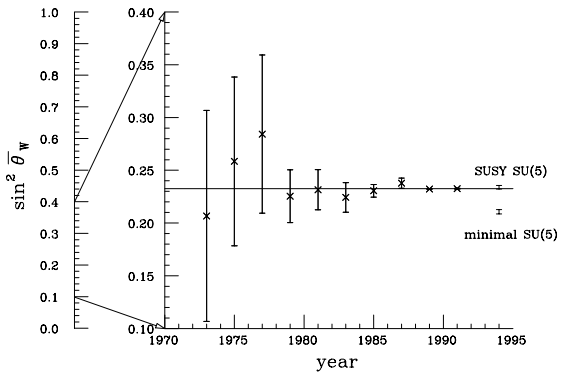

Figure 10: ワインバーグ閣の測定値の推移と予言値の比較

験値の各々の精度を考えると、両者は見事に一致している。これが偶然とするならば恐るべき偶然である。

3.3 超対称性と軽いヒッグス粒子

標準理論においては、ヒッグス粒子の質量は予言不可能なパラメータであった。超対称性は、標準理論の中の非ゲージ力であるヒッグス力とゲージ力を統一する。つまり、ヒッグスの 4 点相互作用の結合定数 (λ) とゲージ相互作用の結合定数 (g) を関係づける。その結果、式 (31) によりヒッグス粒子の質量が予言できるようになる。詳しい計算によれば、超対称性の場合には、質量が 150 GeV 以下にヒッグス粒子が必ず存在しなくてはならない。

4 JLC の果たす役割

かつて我々は、標準理論とワインバーグ角の実験値をもとにして、加速器建設および実験計画を立てた。そして現在、超対称性理論とワインバーグ角および強い相互作用定数の実験値から、超対称性理論の実験的検証が、第一期 JLC 計画 ($\sqrt{s} = 300 \sim 500$ GeV) の最も重要な課題であると考え、その立案を進めている。この観点から、この節では、 JLC 実験を可能なかぎり早期に開始することがいかに重要であるかを示す。また、もし不幸にして上記 2 つの実験的ヒントが恐るべき偶然に過ぎなかった場合においても、このエネルギー領域におけるトップクォークおよびWを含む標準理論に関する精密実験は、それ自身が重要であるばかりでなく、次に進むべきエネルギー領域を定量的に示すことを強調し、第一期 JLC 計画の遂行が、我が国の高エネルギー物理学の発展において、非常に重要な意味を持つことを示したい。

4.1 超対称性理論のシナリオ

ヒッグス粒子探索　超対称性の理論では、最低 2 つのヒッグス 2 重項 (複素なので自由度は合計 8) が必要である。従って、 W と Z の縦波成分として使われる 3 自由度を除き、自発的対称性の破れの後に 5 つの自由度が残る。これらがスカラーヒッグス h および H、擬スカラーヒッグス A、そして荷電ヒッグス H^+ および H^- である。

既に述べたように、これらのうち、軽いスカラーヒッグス h は最低次では M_Z 以下になり、新たに重要になったトップのループ補正を入れても 150 GeV を越えない。軽いヒッグスの存在は、超対称性理論の極めて一般的な帰結であり、ヒッグス多重項を拡張しても変わらない。もちろん標準理論でも、それが GUT スケールまで適用できるとすると、トリビアリティーの議論 (λ が GUT スケールまで発散しないと言う要求) から、 250 GeV 以下にヒッグスが存在しなければならない。

そこで JLC の第 1 の使命は、軽いヒッグス h を発見することである。そして、それに続く他のヒッグス粒子を探索し、ヒッグスセクターの構造を明かにすることである。超対称性理論の予言するヒッグス粒子は、 LHC 等のハドロンコライダーで見つけるのは困難であり、超対称性理論のパラメータ領域によっては不可能であることが報告されている。それは、擬スカラーヒッグスや荷電ヒッグスが、直接にはベクターボソン対に結合しないこと、また重いスカラーヒッグス H の場合でも、パラメータ領域の多くの部分でベクターボソン対への結合が極めて弱くなるため、最もきれいなシグナルである 4 レプトンモードへの分岐比が大きく減少するためである。軽いスカラーヒッグスについても、 2 光子モードへの分岐比が小さくなるため、標準理論の場合よりさらに難しくなる。もし発見されたとしても、その性質の詳細な研究は困難である。

一方、電子・陽電子コライダーでは、終状態に余分な粒子がないために、いろいろな基本粒子を、最も分岐比の大きいジェットモードで検出できるため、精密実験に最適である (図 -11)。

超対称性理論が極めて有力になってきた現在、この最も重要な領域の解明を可能にする e^+e^- 加速器が是非必要である。

JLC における 300 ~ 500 GeV での実験は、以下に示すように、全てのパラメータ領域における軽いスカラーヒッグスの発見と詳細な研究を可能とする。

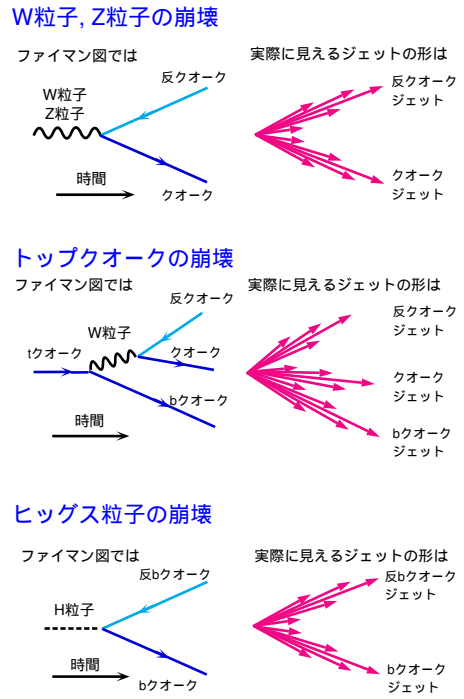

Figure 11: ジェットモードでの基本粒子の検出

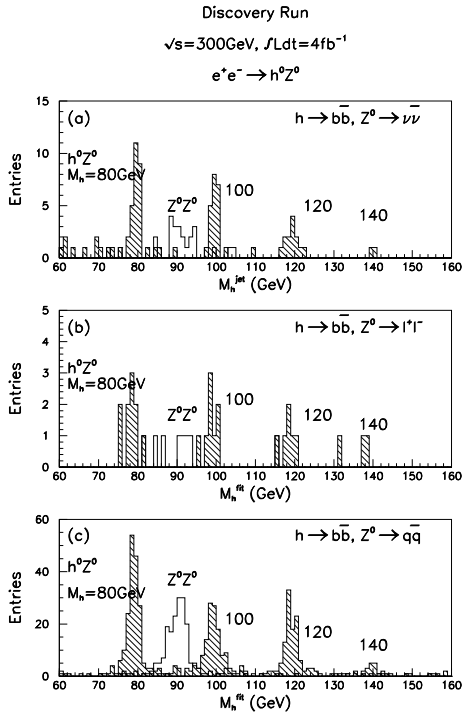

Figure 12: ヒッグス粒子に対応するジェット対の不変質量分布 (4fb^{-1}) : (a) $Z \to \nu\bar{\nu}$、(b) $Z \to l^+l^-$、(c) $Z \to q\bar{q}$

i) ヒッグス粒子の探索

スカラーヒッグスの探索方法としてまず考えられるのは、主要な崩壊モードである b- ジェット対終状態を不変質量分布のピークとして捕えることである (図 -11a)。

この場合、同時に生成されるZの崩壊モードによって独立な3つの探索が可能である。図 -12a はZがニュートリノ対に崩壊した場合で、積分ルミノシティー 4fb^{-1} に対応している。 これは、現在の JLC の設計値では僅か 10 日である。主要なバックグラウンドである ZZ 反応は、b- クォークをバーテックス検出器で同定することにより十分落とすことができる。Zが電子あるいはミュー粒子対に崩壊する場合も明瞭である (図 -12b)。分岐比の点から最も有利なのは、Z がクォーク対に崩壊する場合である (図 -12c)。この場合は WW もバックグラウンドとなるが、b- クォークの同定に加え、1つのジェット対の不変質量が Z の質量と合うことを要求すると、落とすことができる。

上記3つの場合に対するヒッグス候補の不変質量分布は、1年間で、図 -13a、b、c のようになる。 こうなればもはや疑いようがない。

さらに JLC では、高性能の測定器により、ヒッグス粒子の詳細な研究が可能となる。ヒッグス粒子のスピンを測ることも容易である。発見されたヒッグス粒子の質量を正確に決定するには、Z が電子あるいはミュー粒子対に崩壊するモードを使い、これらの運動量を正確に測定して、残りの部分の質量分布を求めればよい (図 -14)。 もちろんこの場合には、ルミノシティーは若干犠牲にして、ビームエネルギーの幅を小さくする必要がある。 10fb^{-1} のデータでヒッグスの質量を 20 MeV の精度で決定し、また、その全崩壊幅を 200 MeV 以下まで押さえることができる。

ii) 標準理論をこえるヒッグス粒子の探索

超対称性のシナリオでは、軽いヒッグス h の性質が標準ヒッグスと大きく異なる場合には、H も比較的軽く、2つのスカラーヒッグス h と H を同時に発見できる (図 -15)。 この時点で我々は、標準理論をこえる確固とした実験的証拠をつかんだことになる。この場合には、擬スカラーヒッグスも荷電ヒッグスも比較的軽く、HA や H^+H^- 終状態で発見できる。探索には、4 - ジェットモードを使えばよい ((i) の Z がジェット対に崩壊する場合と同様)。

h 以外のヒッグス生成のしきい値を越えられなかった場合を考えよう。この場合は、h の生成断面積および崩壊分岐比の、標準理論からのわずかなずれを検出しなくてはならない。図 -16 は、hZ の生成断面積に b- クォーク対への分岐比をかけたもの (実際に検出されるヒッグス粒子の数に比例する) の測定から得られる $\tan\beta$ と m_A の平面上での制限を示している (約 100fb^{-1} の統計)。

超対称性粒子探索　超対称性理論の予言どうり軽いヒッグスが発見され、ヒッグスセクターのノンミニマリティ (標準理論からのずれ) が確立されたとしても、この理論を最終的に検証するためには, 超対称性粒子を発見しなければならない。

図 -17a は、最も軽いチャージーノの質量が理論のパラメータによりどう変化するかを示している。図 -17b はスレプトンとスクォークに対する同様な図である。 スクォーク、グルイーノといった強い相互作用をする超対称粒子の質量が、スレプトンやチャージーノ等の強い相互作用をしない粒子より軽い点に注目したい。強い相互作用をしない超対称粒子はハドロンコライダーでは、発見が困難である。一方、電子・陽電子反応では、これらの粒子の対生成はしきい値ぎりぎりまで探索可能であり、重心系エネルギー 1 TeV のリニアコライダーは、LHC 等のハドロンコライダーをしのぎ、重心系エネルギー 500 GeV での JLC の初期実験でも、LHC では探索不可能な部分を相補的に探索できることが分かる。

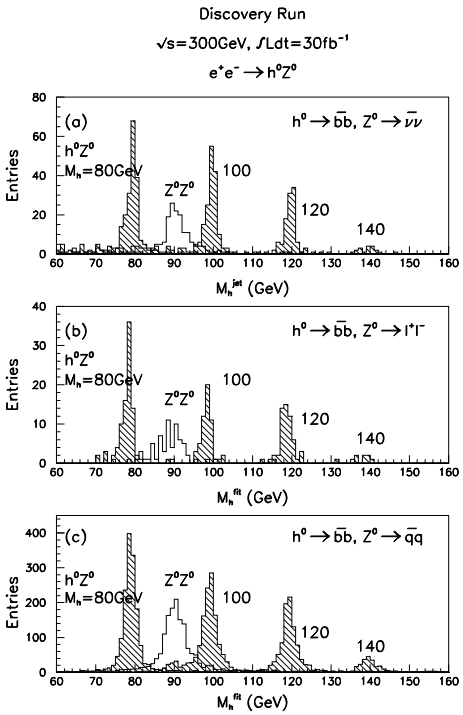

Figure 13: ヒッグス粒子に対応するジェット対の不変質量分布 ($30\mathrm{fb}^{-1}$) : (a) $Z \to \nu\bar{\nu}$、 (b) $Z \to l^+l^-$、 (c) $Z \to q\bar{q}$

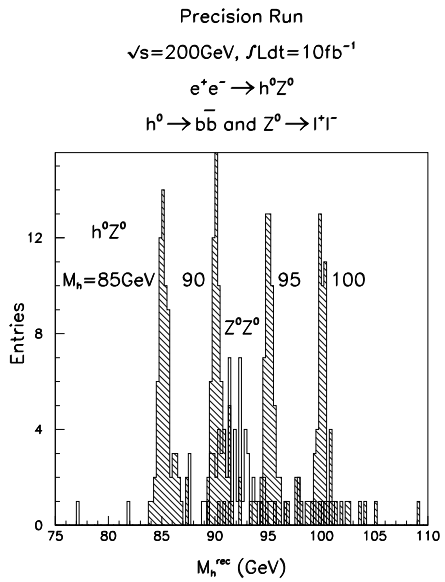

Figure 14: Z からのレプトン対に対する反跳質量分布

ひとたび、超対称粒子が発見されれば、後は　リニアコライダーの独壇場である。

i) 超対称粒子の研究

超対称粒子は通常の粒子と最も軽い超対称粒子 (LSP) に崩壊する (通常最も軽いニュートラリーノ $\tilde{\chi}_1^0$ が LSP だと考えられている)。この LSP は安定で物質とほとんど相互作用をしないため、検出されない。そこで、超対称粒子生成のシグナルは終状態に運動量欠損のある折れ曲がった事象となる (図 -18)。 そこで、超対称粒子探索のバックグラウンドとなるのは、 LSP と同様検出されないニュートリノを出す標準理論の反応である。ここで威力を発揮するのが偏極電子ビームという電子・陽電子リニアコライダーならではの強力な武器である。図 -19 は、ミュー粒子の超対称の相棒であるスカラーミューオンの対生成のアコプラナリティー角の分布を、無偏極の電子ビームの場合 (a) と偏極が $+0.95$ の場合 (b) について示している。 破線は W 対生成のバックグラウンド、実線がシグナルである。 W 対生成は、$SU(2)_L$ のゲージボソンの関与する反応であるため、W や Z の質量が無視できるようになる JLC のエネルギー領域では対称性が回復し始め、左巻き電子しか反応に関与できなくなる。そのため右偏極の偏極ビームの使用で、バックグラウンドが大幅に落る。一方、シグナルは、右巻き電子により強く結合するのでほぼ倍増することが分かる。つまり、2 重に得するのである。アコプラナリティー角を 30 度でカットすれば、バックグラウンドはほぼ完全になくなる。

このサンプルを用いて超対称粒子の質量の精密測定が出来る。測るべき量は、スカラーミューオンの崩壊から来るミュー粒子のエネルギー分布である (図 -20a)。この分布の上端と下端は、2 体崩壊なので、親であるスカラーミューオンの質量と崩壊で生じる LSP の質量で決まる。 そこで、このエネルギー分布をスカラーミューオンの質量と LSP の質量をパラメータとしてフィットすると、図 -20b のようにスカラーミューオンと LSP ($\tilde{\chi}_1^0$) の質量が 1% の精度で決まる。

ii) プランクスケールの物理への展望

超対称性の破れ (通常粒子と対応する超粒子の質量差) は、超対称性を破る超高エネルギーの物理で決まっていると期待される。例えば、スカラー電子とスカラーミューオンの質量は、超重力による超対称性の破れのシナリオでは、等しくなる。そこで、これらの質量が測定されれば、プランクスケールに近い超高エネルギーの物理のテストが出来ることになる (図 -21)。

このように、ひとたび JLC で超対称性が発見されれば、大統一、超重力といった超高エネルギーの物理を調べる初めての現実的可能性が開けることになる。 JLC-I によるわずか数 100 GeV のステップがプランクスケールに迫る巨大なステップとなりうるわけである。これは、恐るべき可能性である。

4.2　軽いヒッグスが無かった場合

W/Z の物理　軽いヒッグスが無いと確実に結論できれば、そのこと自体に大きな意味がある。それは超対称性および GUT のシナリオの死を意味するからである。この場合には、強い相互作用をするヒッグスセクターのシナリオ、あるいは複合粒子のシナリオが有力となる。ここで重要なことは、W/Z の縦波成分のみが複合粒子 (テクニカラー) なのか、横波成分も複合粒子なのかという問題である。この問題に答えるには、ゲージボソンの自己相互作用を徹底的に調べる必要がある。

図 -22 に 500 GeV ($30\mathrm{fb}^{-1}$) で、W/Z を含むいろいろな反応から得られる異常結合に対する制限を示す。 JLC では、多くの独立な反応を用いた、いろいろな角度からの異常結合に対する精密測定が出来ることが分かる。

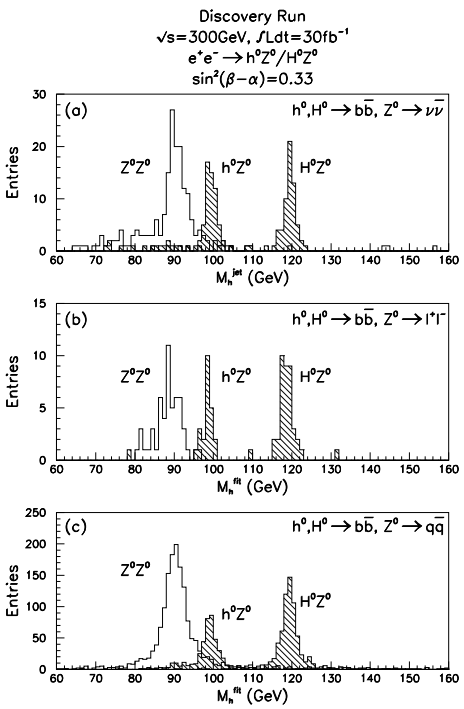

Figure 15: ヒッグス粒子に対応するジェット対の不変質量分布：複数のヒッグス粒子が見える場合

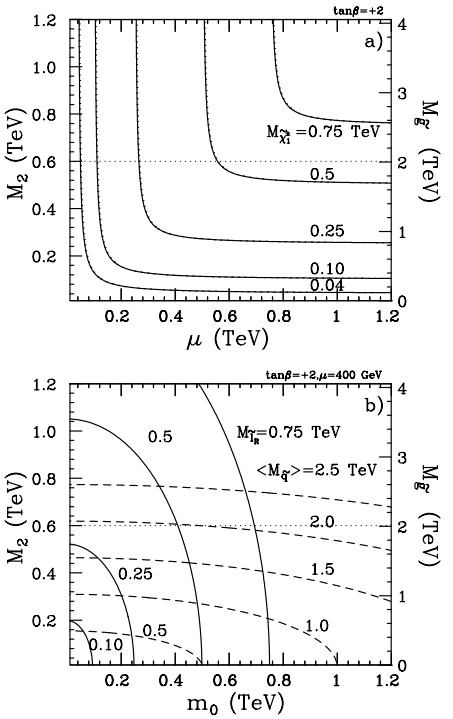

Figure 17: 超粒子の質量の等高線：(a) チャージーノ、(b) スレプトンとスクォーク

図 -23 では、将来のいろいろな加速器実験から期待される異常結合に対する制限を比較している。

ハドロンコライダーでは異常磁気能率 $\Delta\kappa$ に対する制限が得られにくいこと、また、偏極電子ビームが重要な役割を果たすことが特徴的である。ここで得られる制限は LEP-II より 1 桁以上精度が高く、標準理論から予想される量子補正と同程度のものである。従って、さらに統計を上げて W 対生成を精密に測ると、現在 LEP で行なわれているように、量子補正を通じて高いエネルギースケールの物理を探ることが可能となる。

これらの精密測定が全て標準理論を支持するものであれば（最悪の場合）、次になすべきことは標準理論のヒッグスがどこにあるかをはっきりさせることである。この事態は、現在の LEP の状況と良く似ている。しかし、その精度は格段に向上する。JLC では、次節で示すとおり、トップクォークが実際に生成され、その質量は 500 MeV 以下の精度で測定されている。一方、W 質量（または $\sin^2\theta_W$）決定の統計精度は LEP-II と比較して 1 桁以上向上し、約 20 MeV で決まる。図 -24にトップ質量の精度とヒッグス質量の関係を示す。

この図からトップ質量の精密測定が極めて重要であることが分かる。また、ヒッグス質量に対する制限をヒッグス質量の関数として表すと、図 -25が得られる。 このデータから次のエネルギーが決まる。

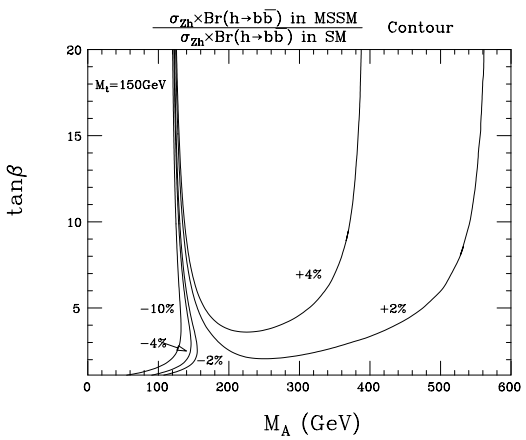

Figure 16: M_A-$\tan\beta$ 平面での制限。

トップクォークの物理　トップの物理は 300 ∼ 500 GeV における JLC に約束されたものである。最近の Tevatron に

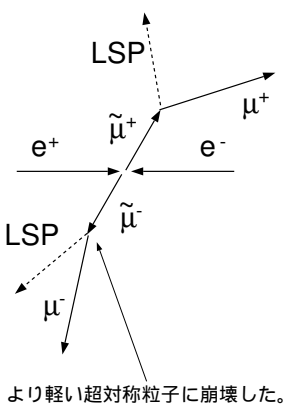

Figure 18: 超対称粒子生成事象の典型的な形

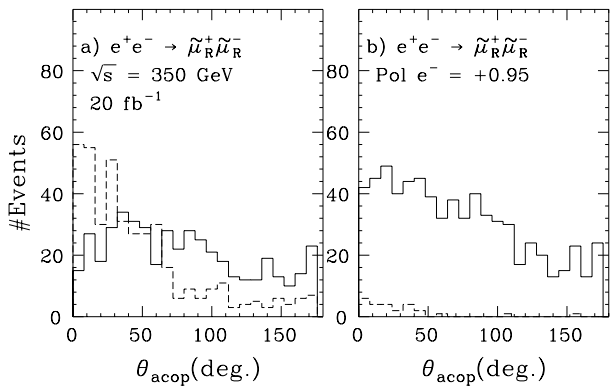

Figure 19: スカラーミューオン対生成のアコプラナリティー角の分布：(a) 無偏極の電子ビームの場合、(b) 偏極が +0.95 の場合

おけるトップの発見は、その精密測定のためのファクトリーとしての 300 ∼ 500 GeV の電子・陽電子リニアコライダーの必要性をますます高めたと言える。

ここではトップ質量の測定の問題から始める。測定方法には、しきい値領域のトップクォーク対生成断面積の測定によるものと、ジェットの不変質量分布によるものとがある。前者については、重いトップは崩壊幅が大きく、これが赤外カットオフとして作用するため、しきい値領域全体にわたって断面積を第一原理 (QCD) から計算できることが重要な点である。図 -26a は、断面積をエネルギースキャンで測定する場合の例である。1 点 1fb^{-1} で 11 点の測定を行なう。そしてトップ質量と強い相互作用の結合定数 (α_S) をフリーパラメータとしてフィットすると、図 -26b のような結果が得られる。 α_S を知らないとしても、0.5 GeV の精度でトップの質量が決まることがわかる。一方、3ジェットの不変質量分布を使うと (図 -11)、統計誤差としては 0.1 GeV 以下の測定が容易に実現できる。逆にこのトップ質量の制限を付けると、しきい値領域の断面積測定から α_S が $\Delta\alpha_S = 0.005$ の精度で決定できる。しきい値スキャンを、これまたトップクォークで初めて可能となる共鳴状態中でのトップクォークの運動量分布の測定と組み合わせれば、$\Delta\alpha_S \lesssim 0.002$ も不可能ではない。α_S 測定の価値は、GUT スケールの情報を提供するので、むしろ超対称性の場合の方が大きい。この場合にはトップ質量の精密測定の意義もさらに大きなる。トップ質量は湯川結合と直接関係しているので、超対称性粒子やヒッグス粒子の質量や崩壊幅を計算する際の不可欠のパラメータである。

トップクォークが他の物質粒子に比べて圧倒的に大きな質量を持つことは、トップクォークが物質粒子の質量生成の鍵を握る粒子であることを示唆している。また、超対称性の場合には、トップクォークと軽いヒッグス粒子の湯川結合は、超対称性のパラメータに強く依存している。その意味で、トップクォークの湯川結合の測定は極めて重要である。トップの湯川結合は、しきい値領域のトップ対生成断面積の測定、あるいはトップ対に付随してヒッグスが生成される反応を調べることにより測定できる。この際の湯川結合の決定精度は、いずれも 10fb^{-1} の統計で 10% 程度である。

この他にも、トップクォークの超対称性粒子への崩壊の探索、終状態ジェットの角分布解析によるトップ対の生成および崩壊バーテックスの研究等、豊かな物理がある。特に角分

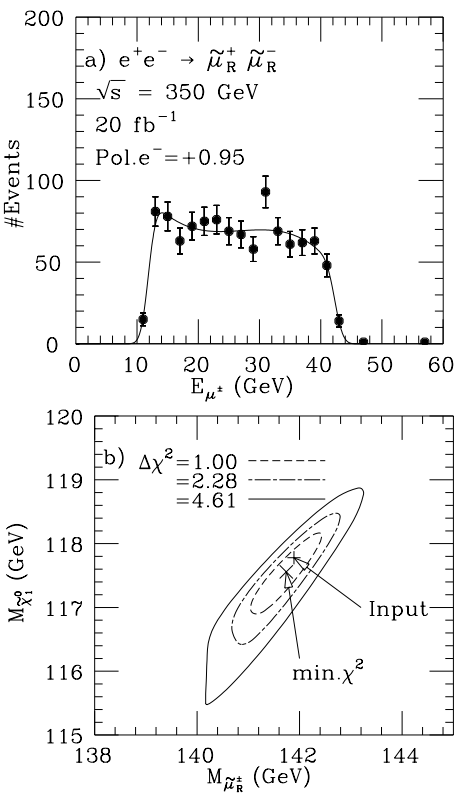

Figure 20: (a) スカラーミューオンの崩壊で生じたミュー粒子のエネルギー分布、(b) フィットで決まる超粒子の質量

布解析は、トップの崩壊幅が大きくトップハドロンが生成されないという今までのクォークになかった全く新しい状況によってのみ可能となる。

5 まとめ

以上に見てきたように、第一期 JLC 実験 ($\sqrt{s} = 300 \sim 500$ GeV) には、超対称性理論の予言する軽いヒッグスの発見を初めとする多くのまた極めて重要な物理がある。超対称性のシナリオは現在の精密実験データから予測される最も可能性の高いシナリオであり、この場合には、JLC 計画はハドロンコライダー計画と比べ格段に豊富な物理の成果を産み出す。

第一期計画のもう一つの重要な点は、超対称性のシナリオの成否に係わらず、JLC における最初の実験が次に進むべきエネルギーを定量的に指し示すということである。この点

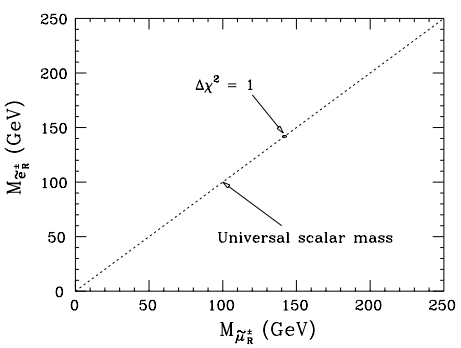

Figure 21: 普遍スカラー質量の仮定の検証

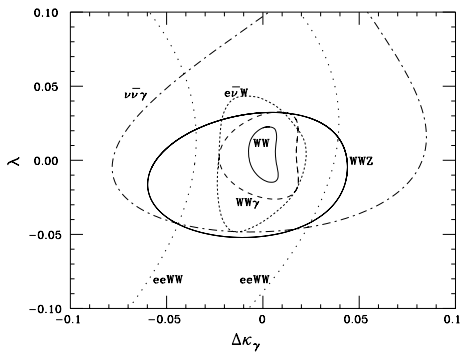

Figure 22: JLC で期待されるゲージボソンの自己相互作用の異常に対する制限

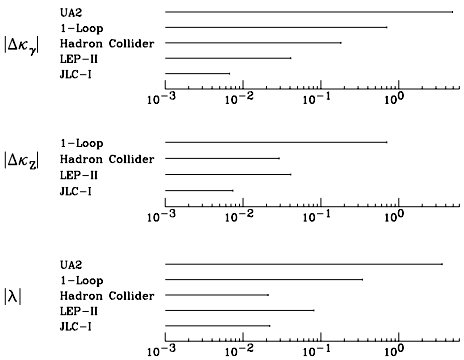

Figure 23: いろいろな加速器から得られると期待されるゲージボソンの自己相互作用の異常に対する制限の比較

で、第一期 JLC 計画は高エネルギー物理学における戦略課題であるといえる。世界の第一線でトリスタン計画を遂行してきたことで、現在我が国では、加速器、実験、理論の全ての部門に於いて、電子・陽電子衝突実験の新しい分野を切り開く先駆的な計画を遂行する十分な実力が蓄積されている。欧米がハドロンコライダーを推進している現在、相補的である以上に十分な発見能力のある JLC を一刻も早く建設することが、高エネルギー物理学に携わるものに課せられた使命である。

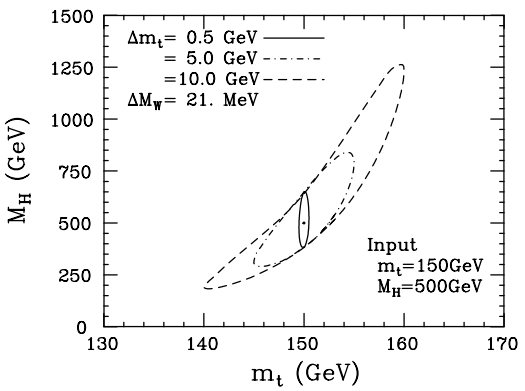

Figure 24: トップとヒッグスの質量平面での制限

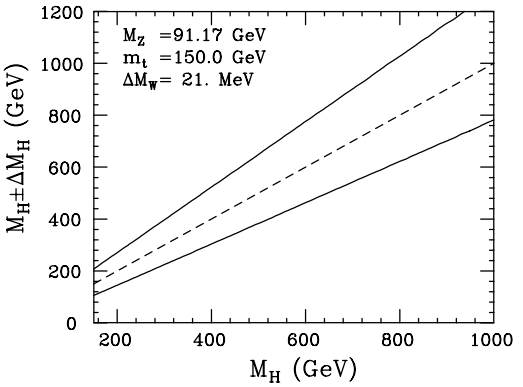

Figure 25: ヒッグスの質量の関数で表したヒッグス質量の予言精度

6 REFERENCES

[1] "JLC-I"、JLC Group、KEK Report 92-16、1992 年 12 月

[2] "リニアコライダーの物理 "、平成 5 年度科研費報告 (総合研究 A 03303016)、1994 年 3 月

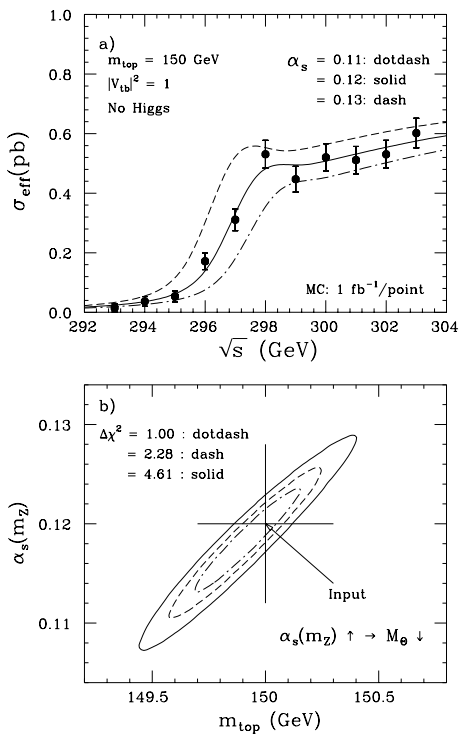

Figure 26: しきい値スキャンの例