

ILCの物理

藤井恵介

高エネルギー加速器研究機構

1 はじめに

前回リニアコライダの物理の講義をしたのは、かれこれ20年近く前になる [1]。講義ノートは、次の文章で始まる。

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探求と等価であり、そのラグランジアン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解説する。

当時は、JLC の時代であった。今や JLC は ILC となったが、上の3つの間の重要性に本質的な変更はない。しかし当時と今とで決定的に違うことがある。それは2012年のLHCによる125GeVの質量を持つヒッグス粒子の発見である。しかも今の所、それ以外には新粒子、新現象の兆候が見られない。この状況は予想を裏切る展開であった。上の3つの間、特に2番目の間と3番目の間は、今やこの条件を踏まえて問い直されなければならないのである。と言うわけで、今回の講義では、問1に関する部分は前回と全く同じであるが、後半の間2、問3は、

- 125GeV ヒッグス粒子は我々が探求すべき次の対称性に対し何を意味しているのか？

- その探求のために ILC がどのような役割を果たすのか？

という形で問い直すことになる。これは、「ゲージ対称性の破れの物理」を高エネルギー物理学の最重要課題としてクローズアップすることを意味する。ゲージ対称性は、我々を自然の単純で統一的な記述へと導く。一方、我々の回りの自然は複雑で多様性に満ちている。この多様性はゲージ対称性が破れることによって生まれたと言える。その対称性の破れをもたらしたものは何か、それはいかにして対称性を破ったのか、宇宙の現在の姿を生み出した原因に関する根源的な問がここにある。125GeV ヒッグス粒子がこの間の鍵を握っている。この問の向こうに、標準理論を超えて宇宙創成の謎に迫るために必要な新しい物理が待ち受けているはずである。

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。場の量子論では、基本粒子各々に量子場： ϕ を対応させる。場の量子論の枠組み自体は、対象とする基本粒子の系の性質に依らない。その意味で、これは自然の言葉の文法と言える。一方、対象とする系に固有な性質（どういう粒子が存在しどういう相互作用をするか）は、全てラグランジアンと呼ばれる量子場と量子場の時空座標による一階微分の関数に含まれている。つまり

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

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

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

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を完全に規定してしまうことを示した。

外部空間(時空)の対称性
→ 可能な自由場のラグランジアン決定 (3)

相互作用まで含めたラグランジアン決定には、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

$$\mathcal{L}_0 = \bar{\Psi}(\not{p} - m)\Psi$$

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

(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

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

により、

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

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。

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

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。最後の式のかつ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。

$$x \text{ によらない位相変換対称性} \\ \rightarrow \text{電荷の保存} \quad (8)$$

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。

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

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)

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

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、

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

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

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \quad (12)$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$$

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つた。ようするに、 ∂_μ の代わりに

$$D'_\mu U(\theta) = U(\theta) D_\mu \quad (13)$$

となるような共変微分 D_μ を見つければよい。そこで、 g をある1つの定数として

$$D_\mu = \partial_\mu + igW_\mu \quad (14)$$

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、

$$W_\mu = W_\mu^a T_a \quad (15)$$

のように、変換群 (ゲージ群) の生成子 ($T_a; a = 1, \dots, n$) 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、

$$W_\mu \rightarrow W'_\mu = UW_\mu U^{-1} - \frac{i}{g} U (\partial_\mu U^{-1}) \quad (16)$$

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 D_μ で置き換えた新しいラグランジアン

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

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 $U(\theta)$ 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。

$$\Psi \propto e^{-ip \cdot x} \quad (18)$$

ただし、指数部は

$$p \cdot x \equiv Et - \mathbf{p} \cdot \mathbf{x} \quad (19)$$

であり、運動量と波長の間にはドブローイの関係

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

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

$$\begin{aligned} W_{\mu\nu} &= -\frac{i}{g}[D_\mu, D_\nu] \\ &= \partial_\mu W_\nu - \partial_\nu W_\mu + ig[W_\mu, W_\nu] \end{aligned} \quad (21)$$

は、

$$W'_{\mu\nu} = UW_{\mu\nu}U^{-1} \quad (22)$$

のように共変的に変換するので、

$$\mathcal{L}_G = -\frac{1}{2}\text{Tr} W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} \quad (23)$$

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、

$$\mathcal{L} = \bar{\Psi}(\mathcal{D} - m)\Psi - \frac{1}{2}\text{Tr} W_{\mu\nu}W^{\mu\nu} \quad (24)$$

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)。

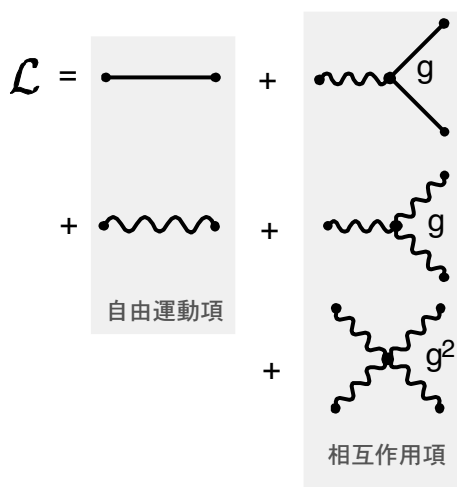


図 1: ゲージ理論のラグランジアン

この自然 (=ラグランジアン) の厳密な対称性は局所ゲージ対称性でなくてはならず、それがラグランジアンを決定するという考え方 (対称性と力の本質的關係) をゲージ原理と呼ぶ。

$$\begin{aligned} &x \text{ 依存の一般位相変換対称性 (局所ゲージ対称性)} \\ &\rightarrow \text{力の粒子 (ゲージ粒子) の存在と相互作用の決定} \end{aligned} \quad (25)$$

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

$$\mathcal{L}_M = M^2 W_\mu W^\mu \quad (26)$$

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。

ラグランジアンに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、ラグランジアンに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、

$$V(\Phi) = \mu^2|\Phi|^2 + \lambda|\Phi|^4 \quad (27)$$

(ただし、 $\mu^2 < 0$) を考える。ラグランジアンにゲージ対称性は、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)。

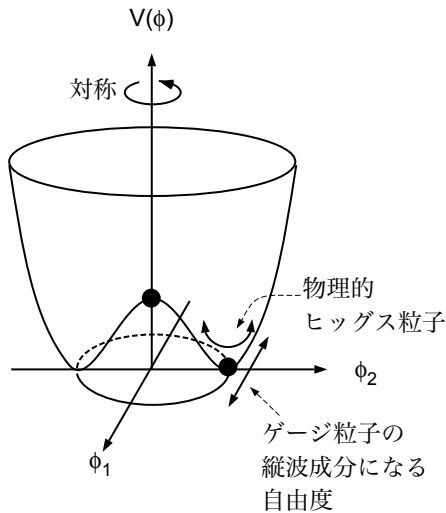


図 2: ヒッグスポテンシャル

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 D_μ で置き換えたもの

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

から導かれる。重要なのは、図-3 に示した相互作用である。

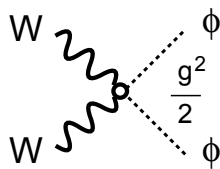


図 3: ヒッグス場とゲージ場 (W) の 4 点ゲージ相互作用

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、

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

型の質量項が現れる。つまり、ゲージ粒子 W_μ が、

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

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。この自由度を通常南部-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、

$$m_H = \sqrt{2\lambda}v \quad (31)$$

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。真空中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ヒッグス場と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、

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

となる (図-4)。

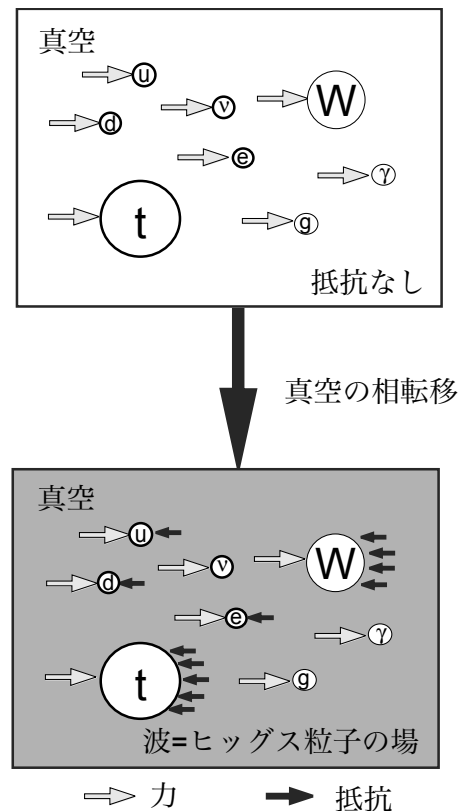


図 4: ヒッグス機構による質量生成

このような質量生成機構を「ヒッグス機構」と呼ぶ¹。

¹「ヒッグスの海からの抵抗があると全ての粒子が真空からの抵

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の段階では質量を持ってない。ラグランジアン (24) で、質量項

$$\mathcal{L}_m = -m\bar{\Psi}\Psi \quad (33)$$

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

$$\Psi = \Psi_L + \Psi_R \quad (34)$$

で与えられ、 Ψ_L と Ψ_R は、

$$\gamma_5 \equiv \gamma^5 \equiv i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 \quad (35)$$

として、

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

で定義される。 Ψ_L と Ψ_R を用いると、式 (33) は、

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

となる。ここで、

$$\begin{cases} \{\gamma_5, \gamma_\mu\} = 0 \\ (\gamma_5)^2 = 1 \end{cases} \quad (38)$$

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

$$\mathcal{L}_p = \bar{\Psi}_L i \not{D} \Psi_L + \bar{\Psi}_R i \not{D} \Psi_R \quad (39)$$

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

抗で止まってしまうのではないか? という疑問が生じるかもしれない。しかし、ヒッグス場はスカラー場なのでローレンツ変換しても不変で、真空を満たすヒッグス場の海はどの系から見ても静止していることから、粒子の静止系では外力がなければ抵抗は生じず止まる事はない。加速しようとした際のみ抵抗を受ける。

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。これは、左巻き粒子と右巻き粒子が異なるゲージ荷 (弱アイソスピン: T_3 の固有値) を持つ事を意味し、従って、ゲージ対称性が破れていなければ弱アイソスピン保存則により左巻きと右巻きの混合をもたらす質量項が禁止されると言ってもよい。弱アイソスピンを持ったヒッグス場が真空中に凝縮しているために、ヒッグスの海から弱アイソスピンを調達することで保存則と矛盾せずに左巻きと右巻きの間の遷移が可能となるのである。

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

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

となる。

3 125GeV ヒッグス粒子は我々が探求すべき次の対称性に対し何を意味するか？

3.1 標準理論

既に述べたように、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、

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

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。

標準理論は、これまで様々な実験による試験にパスし、見事な成功を収めてきた。しかし、標準模型の成功は、ひとえにゲージ原理の成功と言ってよい。とりわけ電弱相互作用の成功は、その相互作用（力）を媒介する場： W^\pm と Z の横波成分： W_T^\pm と Z_T がゲージ場であるとするところによる成功である。一方、ゲージ対称性は W および Z の明示的な質量項を禁止する。よって、電弱対称性： $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ は、真空中に電弱ゲージ荷を持った「何か」が凝縮することにより破られたとしなければならない。我々は、電弱ゲージ荷により帯電した「何か」に満たされた真空： $\langle 0 | T_3, Y | 0 \rangle \neq 0$ の中に住んでいるのである。この「何か」が、南部-ゴールドストーンモード： χ^+, χ^-, χ_3 として W^\pm と Z の縦波成分： W_L^+, W_L^-, Z_L を供給する。標準理論では、左巻き物質場： f_L と右巻き物質場： f_R は異なる電弱ゲージ荷を持っている。そこで左巻きと右巻きの混合を引き起こす質量項は、電弱ゲージ対称性を破る（電弱ゲージ荷を保存しない）。従って、物質場の質量項も電弱ゲージ荷により帯電した真空中の「何か」との湯川相互作用により生成されるとしなければならない。標準理論では、ゲージ場に質量を与える「何か」と同じ「何か」が f_L と f_R の混合を引き起こし、質量を生成し、粒子間混合を誘起する。しかし、これは必然ではない。 $SU(2)_L$ 2重項である左巻き物質場と1重項である右巻き物質場から湯川相互作用項を作るには、 $SU(2)_L$ 2重項に属する複素スカラー場が必要だ。複素スカラー2重項には4つの実成分があるが、標準理論はその内の3つを上記の南部-ゴールドストーンモードと同定する。複素2重項を作るにはもう1

つ実成分が必要だが、それが標準理論のヒッグス粒子に対応する自由度である。この標準理論のヒッグスセクター（＝ラグランジアン of 電弱対称性を破る部分）は単純でもっとも経済的であるが、そうであるべきそれ以上の理由はない。

我々は、その「何か」が素粒子なのか複合粒子なのか知らない。我々は、何故その「何か」が真空中に凝縮したのか、その理由を知らない（標準理論では、 $\mu^2 < 0$ は単なる天下りの仮定である）。

我々は、2012年7月4日まで、その「何か」が真空期待値： $v = 246 \text{ GeV}$ を持つということ以外、ほとんど何も知らなかった。2012年7月4日、LHCでの125GeVの質量を持つヒッグス候補の発見が公表された。そして世界は変わった。このヒッグス粒子候補の発見は、量子ジャンプと言えほどの変革であった。我々は、ついに「何か」の手がかりを得たのである。

その「何か」の正体を突き止めるにあたり、最初に分岐点は「何か」が素粒子場なのか複合粒子場なのかである。素粒子場である場合の最も有力な可能性が後に述べる超対称性のシナリオである。この場合、150GeV以下の比較的軽いヒッグス粒子と1 TeV程度以下の質量領域に超対称性粒子群の存在が期待される。一方、複合場である場合には、一般に数100GeV以上の重いヒッグス粒子の存在が期待される。しかし、これまでの所、発見されたのは125GeVの軽いヒッグス粒子候補のみである。そこで、超対称性の場合ならば何故LHCでこれまで超対称性称粒子が見つかっていないのか、複合場の場合ならば何故見つかったヒッグス粒子が軽いのかを説明しなくてはならなくなった。自然が我々に突きつけた新たなパズルである。もちろん、間もなくLHCの14TeVへのエネルギー増強後の実験で超対称性粒子が発見される可能性は大いにある。超対称性は、標準理論の問題の多くを解決する理論として、今でも最有力候補と言える。

そこで、125GeVヒッグス粒子候補を手がかりとして「何か」の正体にいかに迫るかを議論する前に、まずは超対称性について説明する。

3.2 標準理論を越えて

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。

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \frac{1}{2} \hbar \quad (42)$$

そこで、もし、十分時間が短く

$$\Delta E \simeq \frac{\hbar}{\Delta t} \gtrsim 2m \quad (43)$$

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）。

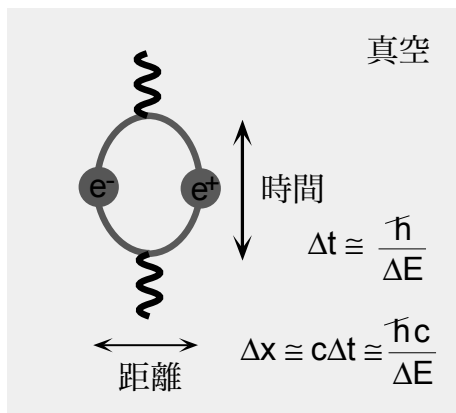


図 5: 不確定性原理と真空偏極

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

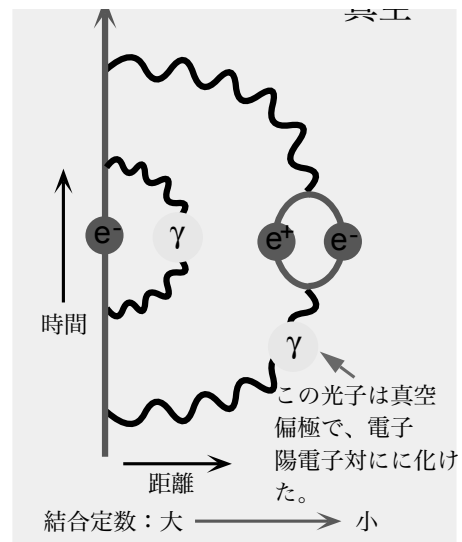


図 6: 力の強さとエネルギー（電磁気力の場合）

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

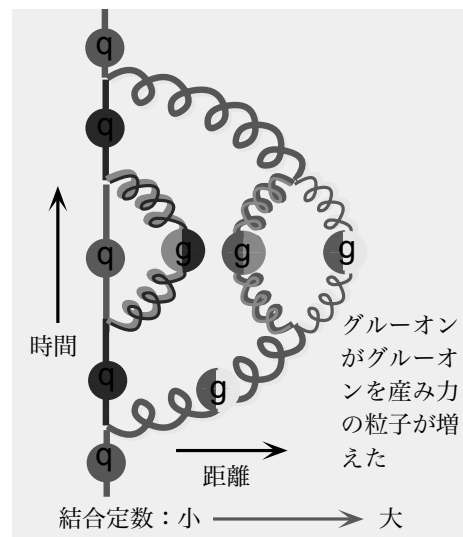


図 7: 力の強さとエネルギー（強い力の場合）

ば、エネルギーが高いほど結合定数が小さくなることになる。

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 ($\Lambda_{GUT} \gtrsim 10^{15} \text{ GeV}$) 程度の大きさを持ったため、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)。

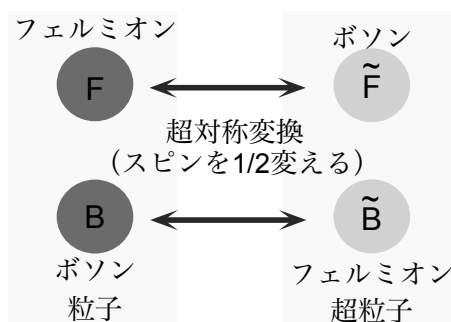


図 8: 超対称性変換

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。

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

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 $\alpha_3, \alpha_2, \alpha_1$ 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

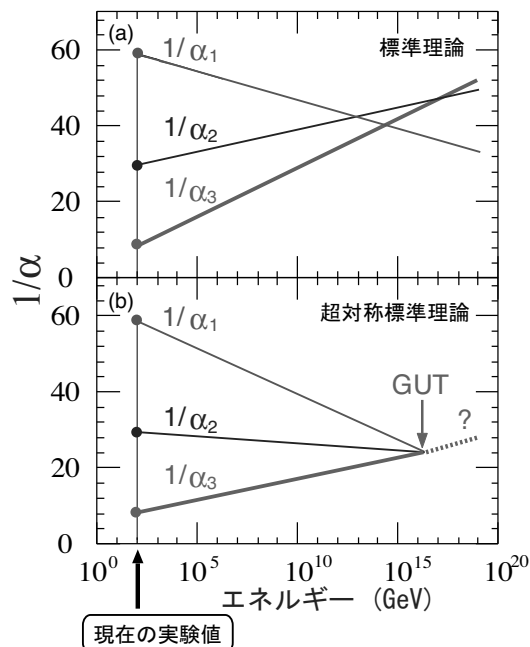


図 9: 力の大統一の可能性:

(a) 標準理論 (SM)、(b) 超対称標準理論 (MSSM)

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。

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。また、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。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。はたして 125GeV にヒッグス粒子の候補が発見された。しかし、 H 、 H^\pm 、 A などの余分のヒッグス粒子、超対称性粒子は未だ未発見である。LHC でこれらの新粒子が発見される可能性は大いにあるが、そうでなければ、既に発見された 125 GeV ヒッグス粒子： h を徹底的に調べる事でその手がかりをつかむ必要がある。

4 ILC の果たす役割

LHC における 125GeV ヒッグス粒子候補の発見は、ILC における物理の方向性、緊急性を決定づけたと言って良い。以下、ILC 計画の遂行が、如何にして真空中に凝縮した「何か」の正体を明らかにし標準理論を超える物理の扉を開くのか、そして、次に進むべきエネルギー領域を定量的に示す事になるのか、高エネルギー物理学の発展において ILC 計画の持つその戦略的な意義を示したい²。

4.1 2012年7月4日、世界は変わった

LHC における 125 GeV ヒッグス粒子候補 ($X(125)$) の発見は量子ジャンプと言っても過言ではない。その 2 光子への崩壊は、 $X(125)$ がボソンであり、そのスピンが 1 ではない事 (ランダウ-ヤン定理) を示している。

$X(125)$ は ZZ^* および WW^* に崩壊する。これは XVV 型の結合の存在を示唆する。ただし、 V はゲージボソンを表す： $V = W/Z$ 。しかるに、 XVV 型のゲージ結合は存在しない。あるのは、 $XXVV$ または

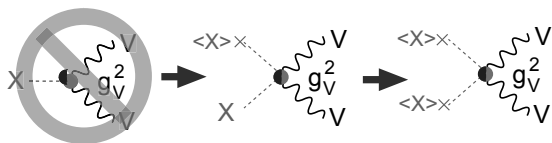


図 10: XVV 結合の起源、質量項との関係

XXV である。よって、 XVV 結合は、おそらくは図 10 のように $XXVV$ 結合で 1 つの X の足を真空期待値： $\langle X \rangle \neq 0$ で置き換えたもの、すなわち $\langle X \rangle XVV$ だと考えるのが自然である。すると、 $\langle X \rangle \langle X \rangle VV$ 型の項、すなわち V の質量項が存在する事になる。つ

²以下の議論に関する基本的な文献は、[2, 3, 5, 6, 7] である。個別文献はいちいち引用しないのでこれらの主要参考文献にリストされている文献を適宜参照せよ。

まり、 X は $V = W/Z$ の質量の少なくとも一部を担うことが分かる。このことをもって、 X をある種のヒッグス粒子と呼んで良いであろう。これは、真空中に凝縮する「何か」の正体を明らかにする上で大きな前進である。しかし、我々は、 $\langle X \rangle$ が標準理論の真空期待値：245 GeV を飽和しているのかどうか確かめる必要がある。また、そもそも何故、 X が真空中に凝縮したのかその謎を解明しなくてはならない。

$X \rightarrow ZZ^*$ 崩壊の存在は、 X が $e^+e^- \rightarrow Z^* \rightarrow ZX$ 反応を通じて生成可能であることを示す。何故なら、 e^+e^- 対を Z^* の足にくっつけ回転させる事で、崩壊過程のダイアグラムから ZX 生成のダイアグラムが得られるからである (図 11 を見よ)。同様に $X \rightarrow WW^*$ 崩壊

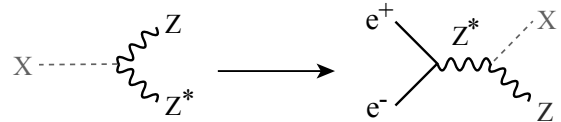


図 11: $X \rightarrow ZZ^*$ 崩壊と $e^+e^- \rightarrow ZX$ 生成反応。

は、 X が WW -融合過程： $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}X$ でも生成できる事を意味する。こうして、ILC における電子・陽電子衝突によるヒッグス粒子の主要生成過程のいずれもが X に対して存在する事が示されたことになる。これは、ILC に関する不敗定理 (*no lose theorem*) と呼んでも良からう。また、125 GeV という質量は、ヒッグスの様々な崩壊モードを研究可能な、ILC にとって最適な領域にあると言える。我々のなすべき事は、これらの生成反応と崩壊モードを駆使して、 $X(125)$ が確かに真空中に凝縮した「何か」が持つべき性質の全てを持っている事を確かめる事である。

では、調べるべき X の性質とは何か？それは、質量であり、崩壊幅であり、スピン/パリティ/荷電共役： J^{PC} であり、そしてそのゲージおよび湯川結合である。鍵となるのは、質量-結合定数関係である。もし、 $X(125)$ のみが全ての標準理論の粒子の質量の源であれば、その結合定数は図 12 のように質量と比例関係にあるはずである。よって、直線からのズレは標準理論を超える物理の信号である。つまり、ヒッグス粒子： $X(125)$ は、新しい物理を展望する窓の役割を果たすのである。

我々の使命は、手にした新たな強力な武器： $X(125)$ を使った精密測定を通してラグランジアンの中の電弱

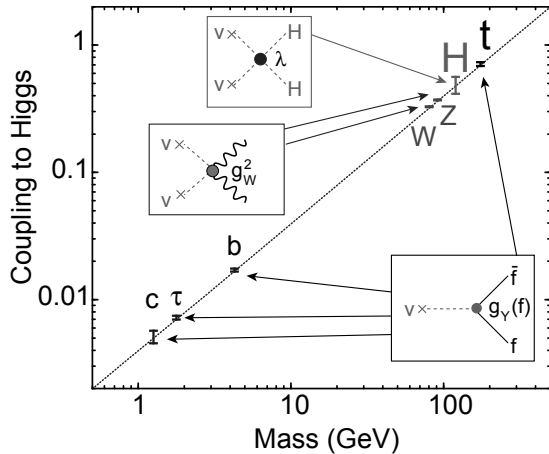


図 12: 質量-結合定数関係 [2].

対称性を破る部分 (electroweak symmetry breaking sector: EWSB セクター=ヒッグス セクター) をボトムアップで再構築する事である。標準理論が仮定する 1つの 2重項に加えて 1重項は含まれるか? 2重項が余分にあるのではないか?あるいは 3重項はどうか? これらの質問に答える事で、ヒッグス セクターの多重項構造を決定しなくてはならない。

さらに、ヒッグス セクターの力学は弱結合か強結合か、言い換えれば、ヒッグス場は素粒子場か素粒子場の組み合わせた複合場かを知る必要がある。これがヒッグス セクターの力学を決定するための最初の分岐点である。ここで強調しておきたい事は、「何故ヒッグス場は真空中に凝縮したか? (=何故 $\mu^2 < 0$ か?)」という質問に答えるためには、標準理論を超えねばならず、標準理論のヒッグス セクターを拡張しなくてはならないという事である。

ヒッグス セクターの拡張は、しかし、この質問に答えるためだけのものではない。例えば、暗黒物質や物質・反物質非対称性 (物質優勢宇宙の誕生)、ニュートリノ質量や混合、そして宇宙誕生直後のインフレーション等、様々な高エネルギー物理学における深い謎を解く鍵となる可能性を秘めているのである。

ヒッグス セクター拡張には様々な可能性がある。重要な点は、異なる拡張は、質量-結合定数関係において異なるズレのパターンとなって現れると期待される事である。その例を表 1 に示す。そこには、1重項が余分にある場合、2重項が 2つある場合 (2-Higgs Doublet Model: 2HDM) が比較してある。ここでは詳しく説明できないが、4つの型の 2HDM の違いは、実験と

矛盾するフレーバーを変える中性流の出現を押さえるための、 Z_2 荷の割り振りの違いである。

表 1: 期待されるヒッグス結合の標準理論からのズレのパターン ($\cos(\beta - \alpha) < 0$ の場合)。2HDM で $\cos(\beta - \alpha) > 0$ の場合には、矢印の向きが逆転する。ちなみに、2HDM-II には超対称性 (SUSY) の場合もその特殊な場合として含まれる。

模型	μ	τ	b	c	t	g_V
1重項混合	↓	↓	↓	↓	↓	↓
2HDM-I	↓	↓	↓	↓	↓	↓
2HDM-II	↑	↑	↑	↓	↓	↓
2HDM-X	↑	↑	↓	↓	↓	↓
2HDM-Y	↓	↓	↑	↓	↓	↓

1重項混合と $\cos(\beta - \alpha) < 0$ の場合の 2HDM-I は、いずれも、下向きのズレを生じるがズレの量は定量的に違う: 1重項混合の場合はズレが一様に起こるのに対し、2HDM-I の場合には、ゲージ場と物質場で異なるズレ方を示す。

ズレの大きさは、一般にいわれる「デカップリング定理」に従い

$$\frac{\Delta g}{g} = \mathcal{O}\left(\frac{v^2}{M^2}\right) \quad (45)$$

のように書ける。ここで v は標準理論ヒッグスの真空期待値: $v = 246$ GeV、 M は新しい物理の質量スケールである。これまでの所、LHC で新しい物理の兆候が見られない事から、 M はかなり大きいと考えられる³。これは、標準理論からのズレが数%から高々10%程度であることを意味する。この標準理論からの小さなズレを検出し、ズレのパターンによって標準理論を超える物理を指紋照合するには、%レベルの精度が必要である。この精度を達成するためには、500 GeV リニアコライダー ILC とその能力を最大限に引き出す高性能測定器が必要である。

ILC は電子・陽電子コライダーであり、よって、電子・陽電子コライダーが持つ伝統的な長所: 反応の単純明快さ、優れた信号対ノイズ比、精密測定、理論計算の容易さの全てを備えている。ILC 実験のための 2つ

³ヒッグス セクターの拡張は、一般に、ヒッグス粒子 $X(125)$ 以外に別のヒッグス粒子の仲間がいることを意味する。例えば、2HDM の場合、標準理論のヒッグスに似た $h = X(125)$ 以外に、より重い中性スカラー: H 、荷電スカラー: H^\pm 、そして中性擬スカラー: A が存在することになる。この場合、 M は A の質量: m_A である。これら余分のヒッグス粒子が直接探索で発見される可能性は十分あり、そういう場合には比較的大きなズレが観測される事になる。

の測定器提案:ILD と SiD (図 13) は、これらの長所を最大限に活かす設計となっている。これらの測定器

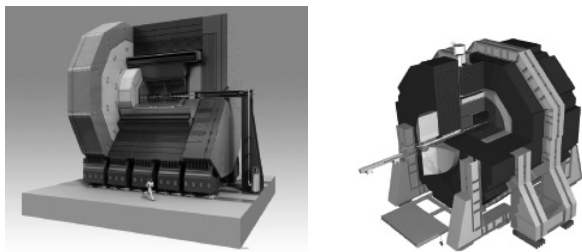


図 13: ILC 実験のための 2つの測定器提案:ILD (左) と SiD (右)。

は、全ての事象をクォーク、レプトン、ゲージ ボソン、ヒッグス ボソン等、基本粒子のレベルで再構成し、あたかもファイマン図を見るがごとくに反応を調べるといふ、さらに野心的な目標を掲げている。そのため、これらの測定器は、ともに一次反応点、二次および三次反応点を検出する事で**b**-クォーク、**c**-クォークの同定を可能とする高性能反応点検出器、それに高分解能荷電粒子飛跡検出器、高細密度カロリメータを組み合わせた粒子流解析 (Particle Flow Analysis:PFA) に最適化されている。PFA を用いたジェット不変質量測定により、**W**、**Z**、**t**、そして **H** を弁別する (図 14)。さらに立体角をビーム軸に向かい $\mathcal{O}(10\text{mrad})$ あるいはそれ以下の角度まで隙間なくカバーする事でニュートリノなど不可視粒子を運動量欠損として間接的に検出する。ILD も SiD も全てのカロリメータを測定器ソレノイドの内側に格納している点に注意してもらいたい。これは、PFA 性能を悪化させる物質量を最小化するだけでなく、隙間なく立体角をカバーするためにも必要なのである。

ビーム偏極の重要性を強調しておく事も重要である。例えば、 $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ 反応を考えてみよう。ILC で実験するような高いエネルギーでは、電弱対称性: $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ が近似的に回復する。その結果、この反応は、*s*-チャンネル W_3 交換と *t*-チャンネル ν_e 交換の 2つのダイアグラムを通じて起こると見なせる。ところが、 W_3 も ν_e も左巻き電子にのみ結合する。そこで、ビームに含まれる右巻き電子はこの反応に寄与しなくなる。これは、ILC における最も重要なヒッグス粒子生成反応の 1つ: $e^+e^- \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e H$ (*WW*-融合 1ヒッグス生成過程) の場合にも言える。電子ビームが 80% 左巻きに偏極しており、また、陽電子ビームが 30% 右巻きに偏極していれば、この *WW*-融合過

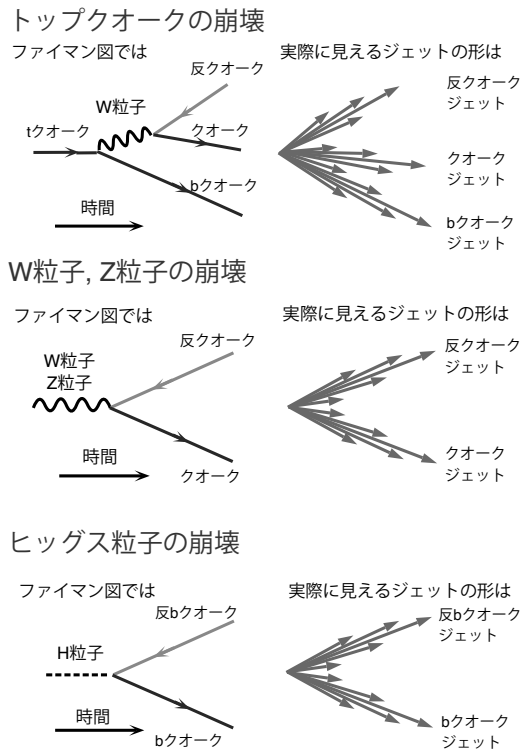


図 14: ジェットモードでの基本粒子の検出

程の断面積は、無偏極の場合の 2.34 倍になる。ようにビーム偏極は極めて重要な役割を果たす。

4.2 何故 250 から 500 GeV なのか?

第一期 ILC は、重心系エネルギー 250 GeV から 500 GeV をカバーする電子・陽電子コライダーである。このエネルギー領域を選択する理由は、そこに以下に述べる 3つの重要なエネルギーしきい値が含まれるためである。第 1 のしきい値は $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$ 近辺

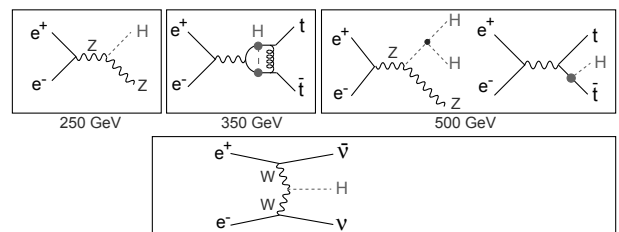


図 15: 何故 250-500 GeV? 3つのエネルギーしきい値。

にある。ここでは、 $e^+e^- \rightarrow Zh$ 反応がその断面積の最大値に達する。この反応は、ヒッグス粒子の質量、

崩壊幅、 J^{PC} を測定するための強力な道具である。しかし最も重要な点は、この反応がヒッグスの崩壊モードによらない断面積測定、よって hZZ 結合の完全にモデル非依存な決定を可能とすることにある。このことよって、 $h \rightarrow b\bar{b}$ 、 $c\bar{c}$ 、 $\tau\bar{\tau}$ 、 gg 、 WW^* 、 ZZ^* 、 $\gamma\gamma$ 、そして不可視崩壊も含め、様々な崩壊モードの分岐比をモデル非依存に引き出すことが可能となる。これは、常に断面積と分岐比の積： $\sigma \times BR$ しか測定できない LHC 実験との決定的な差となる。この測定に使われる反跳質量法と言われる測定法については後でもう一度説明する。

2つめのしきい値は、 $\sqrt{s} = 350 \text{ GeV}$ 近辺にある。これは、良く知られた $t\bar{t}$ 生成のしきい値である。この領域でのしきい値スキャンは、理論的に非常にクリーンなトップクォーク質量の測定を可能とし、その結果、 $m_t(\overline{MS})$ に換算して 100 MeV の精度が期待できる。これは、LHC での測定精度を数倍上回るものである。トップクォーク質量の精密測定は、ヒッグス測定の精密測定と組み合わせる事で、標準理論の真空の安定性に関する重要な知見を提供する。これについても後で立ち戻って議論する。 $t\bar{t}$ しきい値領域の測定は、 t -チャンネルのヒッグス交換ダイアグラムの効果を通して、トップ湯川結合の間接測定の可能性も提供する。

また、このエネルギー領域における $\gamma\gamma$ 衝突オプションが2ヒッグス生成過程： $\gamma\gamma \rightarrow hh$ を許し、これを用いてヒッグスの自己結合を調べる可能性を提供することも指摘しておく。また、 $\sqrt{s} = 350 \text{ GeV}$ 以上では、 WW -融合1ヒッグス生成過程： $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$ の断面積が大きくなり、その結果 hWW 結合の精度が上がり、また、ヒッグスの崩壊幅の測定精度が大幅に向上する。

3番目のしきい値は $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ 近辺にある。ここでは、ヒッグスの2重放射過程： $e^+e^- \rightarrow Zh$ の断面積が最大値に近づく。この反応は、ヒッグスの自己結合（3点結合）の探査の可能性を提供する。 $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ 近辺では、もう1つの重要な過程： $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$ が開けてくる。この過程の断面積は、 $\sqrt{s} = 800 \text{ GeV}$ 近辺で最大値を取るが、しきい値近くの 500 GeV での断面積はそれに比べるとかなり小さい。にもかかわらず、トップと反トップの間の強い相互作用による束縛状態の寄与 (QCD しきい値効果) により断面積が増幅される効果のせいで、ヒッグス自己結合の測定と同時並行してトップ湯川結合の意味の

ある直接測定が可能である。

こうして、重心系エネルギー： $\sqrt{s} = 250$ から 500 GeV をカバーする事で、原理的には質量-結合定数関係測定を完結する事ができるのである。これが、ILC の第一期実験が 500 GeV までをカバーするように設計されている理由である。

4.3 ヒッグスの物理

反跳質量測定：既に述べたように、最初のしきい値： $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$ では、 $e^+e^- \rightarrow Zh$ (ヒッグス放射) 過程が断面積の最大値を取る (図 16 を見よ)。

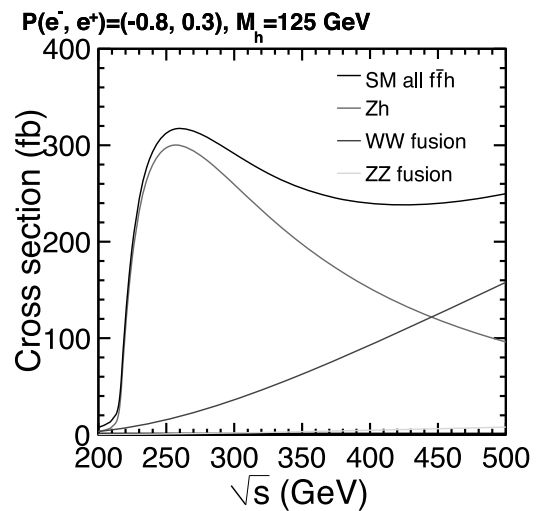


図 16: 3つの主要なヒッグス生成過程の断面積の重心系エネルギー依存性。

250 GeV における最も重要な測定は、 $e^+e^- \rightarrow Zh$ に引き続き $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$ ($\ell = e, \mu$) 崩壊が起こる反応過程を使った反跳質量測定である。LHC の場合と異なり、電子・陽電子コライダーの場合、始状態の4元運動量が分かっている。そのおかげで、 Z 崩壊からのレプトン対の運動量を測定するだけで、その反対側に反跳する系 (ヒッグス粒子) の不変質量をヒッグス粒子自体を全く見ずに計算する事ができる：

$$M_X^2 = (p_{CM} - (p_{\ell^+} + p_{\ell^-}))^2 \quad (46)$$

こうして計算した反跳質量分布を、 $m_h = 125 \text{ GeV}$ のヒッグス粒子に対し、 $\sqrt{s} = 250 \text{ GeV}$ で 250 fb^{-1} のデータ統計の場合にプロットしたシミュレーション例が図 17 である。バックグラウンドの上に鋭いピークとして突き出た非常にクリーンなヒッグスの信号が見

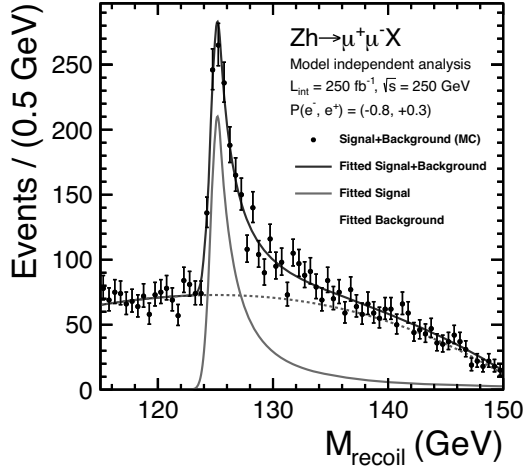


図 17: $e^+e^- \rightarrow Zh$ に続き $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ 崩壊が起こった場合の、 Z に対する反跳質量分布。 $m_h = 125$ GeV で $\sqrt{s} = 250$ GeV で 250 fb^{-1} データをためた場合。

て取れる。ヒッグス粒子の崩壊を全く見ずにヒッグス粒子生成を捉える事ができる点がポイントである。こうして、ヒッグス質量を $\Delta m_h = 30 \text{ MeV}$ 、全断面積を $\Delta\sigma_{Zh}/\sigma_{Zh} = 2.6\%$ の精度で測定し、そして不可視崩壊の分岐比を 95% の信頼度で 1% まで制限する事ができる⁴。これは、 hZZ 結合の絶対測定を可能とし、その結果、様々なヒッグス結合および全崩壊幅の完全にモデル非依存な決定への扉を開く鍵となる測定であり、250 GeV ILC におけるフラッグシップ測定である。

$\sigma \times BR$ 測定: $e^+e^- \rightarrow Zh$ 反応を使った反跳質量測定以外の測定は、LHC におけるのと同様、煎じ詰めれば全て断面積と分岐比の積： $\sigma \times BR$ の測定である。ILC の場合は、しかし、そのクリーンな環境のおかげで、 $h \rightarrow b\bar{b}$ 、 $h \rightarrow WW^*(W^{(*)} \rightarrow q\bar{q}')$ などの主要崩壊モードを使う事ができる点が大きな差である⁵。さらに高性能反応点検出器を駆使して、 $h \rightarrow c\bar{c}$ 、 $h \rightarrow gg$ 崩壊も見ることが出来る。これは LHC では非常に困難である。図 18 は、 b -らしき変数と c -らしき変数の分布を、フィットの対象となるモンテカルロデータ、ヒッグスのいろいろな崩壊、標準理論バックグラウンドのテンプレートに対してレゴプロットにしたもの。

⁴不可視崩壊探索には $Z \rightarrow q\bar{q}$ 崩壊も用いる。

⁵LHC でのヒッグス探索が、 $h \rightarrow \gamma\gamma$ 、 $h \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ など分岐比が小さいがレプトンや光子を含む非常にきれいな信号を用いて行われた事に注意する。

ヒッグスの異なる崩壊モード、バックグラウンドは、おのおの特徴的な事なった分布を示し、相互に分離可能であることが分かる。注意したいのは、 $\sigma \times BR$ 測定

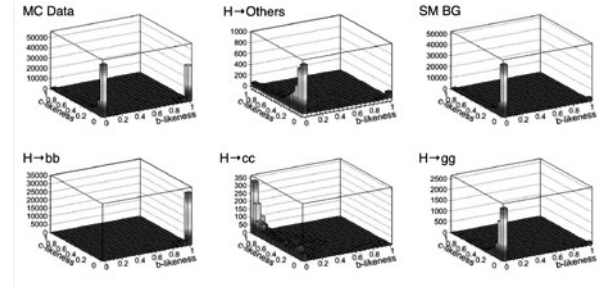


図 18: ILC 測定器モデルを用いた $h \rightarrow b\bar{b}$ 、 $c\bar{c}$ 、 gg 分離の例。レゴプロットは、 b -らしき、 c -らしき変数の分布：(左上) フィット対象の MC データ、(中上) $b\bar{b}$ 、 $c\bar{c}$ 、 gg 崩壊以外のヒッグス崩壊、(右上) 標準理論バックグラウンド、(左下) $h \rightarrow b\bar{b}$ 、(中下) $h \rightarrow c\bar{c}$ 、(右下) $h \rightarrow gg$ 。

では、統計を稼ぐため主要崩壊モードである $Z \rightarrow q\bar{q}$ や $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ 崩壊も使えること。これも ILC のクリーンな環境のなせる技である。

崩壊分岐比: さて、ここで強調しなくてはならないのは、測定量は分岐比そのものではなく、断面積と分岐比の積であるという点である。崩壊分岐比を取り出すためには、断面積の測定が必要であるが、この断面積のモデル非依存な絶対測定を許すのが反跳質量測定なのである。これが LHC ではモデル非依存な分岐比測定ができない理由である。

全崩壊幅と結合定数の決定 崩壊分岐比から結合定数を引き出すには、全崩壊幅が必要である。何故ならば、 hAA 結合の自乗は対応する部分崩壊幅に比例するが、その部分崩壊幅は崩壊分岐比に全崩壊幅をかけたもの:

$$g_{hAA}^2 \propto \Gamma(h \rightarrow A\bar{A}) = \Gamma_h \cdot BR(h \rightarrow A\bar{A}). \quad (47)$$

だからである。この式を全崩壊幅に関して解けば、全崩壊幅の決定には、少なくとも 1 つの部分崩壊幅と対応する崩壊分岐比の測定が必要である事が分かる。

$$\Gamma_h = \Gamma(h \rightarrow A\bar{A})/BR(h \rightarrow A\bar{A}) \quad (48)$$

原理的には、部分崩壊幅と分岐比が両方測定可能な A として Z 粒子、または、 W 粒子を使うことができる。

$A = Z$ を取った場合は、 $\Gamma(h \rightarrow ZZ^*)$ を反跳質量分布測定から、 $BR(h \rightarrow ZZ^*)$ を $\sigma_{Zh} \times BR(h \rightarrow ZZ^*)$ 測定と反跳質量分布測定による σ_{Zh} を組み合わせることで決める事になる。しかし、この方法では、 $BR(h \rightarrow ZZ^*) = O(1\%)$ と分岐比が小さいため、統計のせいで良い精度を得るのが難しい。よりよい方法は $A = W$ を用いる事である。この場合には、 $BR(h \rightarrow WW^*)$ は、 $\sigma_{Zh} \times BR(h \rightarrow WW^*)$ 測定と反跳質量分布測定による σ_{Zh} を組み合わせ、 $\Gamma(h \rightarrow WW^*)$ は、 WW -融合過程： $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$ を使って求める。250 GeV では、この WW -融合過程の断面積は大きくないが、それでも $h \rightarrow WW^*$ 崩壊が $h \rightarrow b\bar{b}$ に次ぐ2番目に大きい崩壊分岐比を持つため、 $A = Z$ の場合より良い精度が期待でき、250 fb⁻¹ の統計で $\Delta\Gamma_h/\Gamma_h = 11\%$ の精度の全崩壊幅測定が可能である。 WW -融合過程の断面積は図 16 に見るようにエネルギーとともに増加し、500 GeV では、 Zh 生成反応を凌駕する。こうして、500 GeV で 500 fb⁻¹ の統計を貯めれば、全崩壊幅が $\Delta\Gamma_h/\Gamma_h = 5\%$ の精度で決まる。

トップ湯川結合の測定： $\sigma_{Zh} \times BR$ あるいは $\sigma_{\nu\bar{\nu}h} \times BR$ 測定と反跳質量測定による σ_{Zh} 測定から上記の方法で hAA 結合を決めるには、 $h \rightarrow AA$ 崩壊が可能でなければならない。しかし、 $m_h < 2m_t$ なので、ヒッグスはトップクォーク対には崩壊できず、この方法でトップ湯川結合を決める事はできない。従って、トップ湯川結合の直接測定には、 $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}h$ 反応を使う必要がある。トップクォークが標準理論の中で最大の質量を持つ基本粒子であり、ヒッグスセクターと最も強く結合すると期待されるので是非とも測定しておかねばならない。既に述べたように、この反応の断面積は $\sqrt{s} = 800$ GeV 近辺で最大値を取り $\sqrt{s} = 500$ GeV での断面積は小さいが (図 19 を見よ)、QCD 補正 (束縛状態効果) によって断面積がほぼ2倍になるため $\sqrt{s} = 500$ GeV で測定可能である。 $t\bar{t}h$ 生成にはトップ湯川結合を含まないバックグラウンド過程： h -off- Z ダイアグラムが含まれるが、図 19 に示したように、その寄与は無視でき、生成断面積： $\sigma_{t\bar{t}h}$ は、トップ湯川結合の自乗に比例する。そこで、ヒッグスの主要崩壊モード： $h \rightarrow b\bar{b}$ を使い $\sigma_{t\bar{t}h} \times BR(h \rightarrow b\bar{b})$ 事象の数を数えてやれば、 $BR(h \rightarrow b\bar{b})$ はこの時点で既に分かっているので、トップ湯川結合を決定できる。この方法によるトップ湯川結合の決定精度は、 $m_h = 125$ GeV のヒッグス粒子に対し、 $\sqrt{s} = 500$ GeV で 1ab⁻¹ を貯めた場

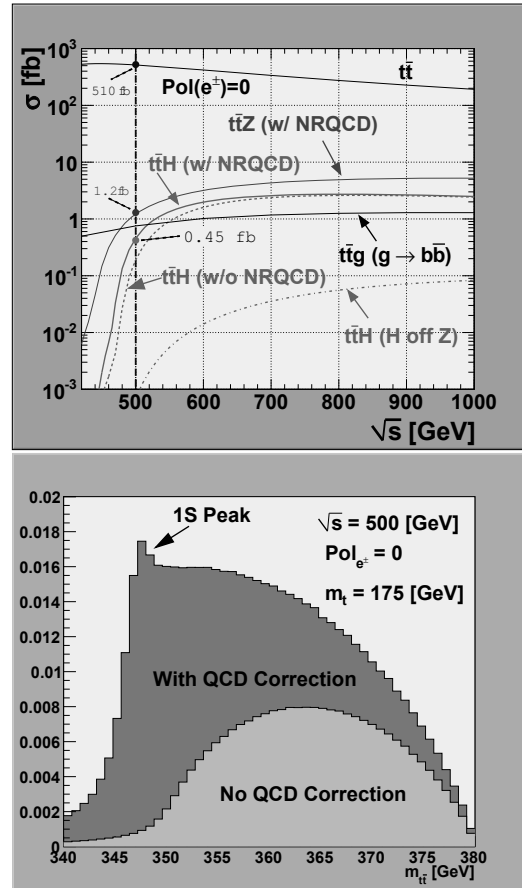


図 19: 信号である $t\bar{t}h$ 生成断面積のエネルギー依存性の QCD (NRQCD) 補正の有無による比較。比較のためバックグラウンド過程： $t\bar{t}Z$ 、 $t\bar{t}g(g \rightarrow b\bar{b})$ 、および $t\bar{t}$ の断面積も示した (上)。 $t\bar{t}$ 部分系の不変質量分布の QCD (NRQCD) 補正の有無による比較 (下)。

合、 $\Delta g_Y(t)/g_Y(t) = 9.9\%$ となる。しきい値の近くなので、例えば、20 GeV エネルギーを上げれば断面積がほぼ倍になり、精度が急激に改善する可能性がある事を指摘しておきたい。 $\sqrt{s} = 1$ TeV では、断面積はほぼ最大値に近く、ビーム偏極： $(e^-, e^+) = (-0.8, +0.2)$ 、統計 1ab⁻¹ の場合、 $m_h = 125$ GeV ヒッグス粒子に対して $\Delta g_Y(t)/g_Y(t) = 3.1\%$ の精度の測定が可能である。

ヒッグス自己結合 (3点結合) の測定：ヒッグス自己結合 (3点結合) は、図 20 に示したように、4点自己結合の1つの足を真空期待値で置き換えることで得られ、ヒッグス・ポテンシャルの形、対称性の破れの原因と直接的に関係していると考えられる。ヒッグス3点結合の測定には、2つの方法がある。1つ

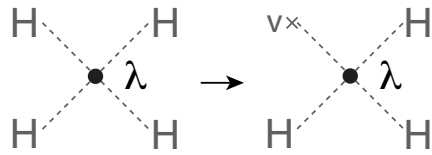


図 20: ヒッグス 4 点自己結合と 3 点自己結合。

目は 2 重ヒッグス放射過程: $e^+e^- \rightarrow Zhh$ を使う方法、そして 2 つ目は WW -融合による 2 ヒッグス生成過程: $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}hh$ を使う方法である。最初の反応の断面積は $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ 近辺で最大値を取る。2 番目の反応の断面積は $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ では小さすぎて使い物にならないが、 $\sqrt{s} \simeq 1.2 \text{ TeV}$ 以上では最初の反応を凌駕する (図 21)。いずれにせよ、断面

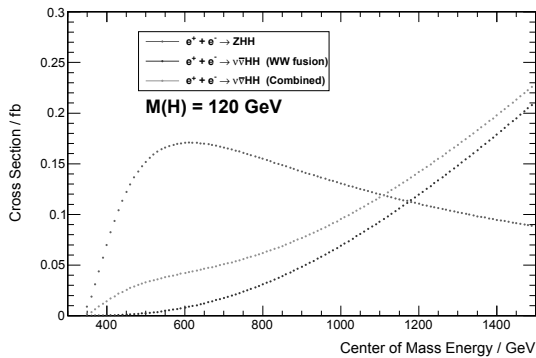


図 21: 2 ヒッグス生成過程: $e^+e^- \rightarrow Zhh$ および $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}hh$ の断面積の \sqrt{s} 依存性。ここでは $m_h = 120 \text{ GeV}$ 。

積は非常に小さく ($\sigma_{Zhh} < 0.2 \text{ fb}$)、また図 22 に示したような分離不可能なバックグラウンド・ダイアグラムの存在により信号ダイアグラムの寄与が薄まる効果により、仮に $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$, WWZ , ZZ , $Z\gamma$, ZZZ , ZZh などの標準理論バックグラウンドが制御できたとしても大変難しい測定である。バックグラウンド・ダイアグラムによる薄め効果は、 Zhh 過程の場合により厳しく、 $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ での測定では、 $m_h = 125 \text{ GeV}$ ヒッグスに対して $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$, 500 fb^{-1} では $\delta\lambda/\lambda = 83\%$ 、 2 ab^{-1} 統計を貯めても $\delta\lambda/\lambda = 41\%$ である。薄め効果は、 $\nu\bar{\nu}hh$ 過程ではずっと少なく、 $\sqrt{s} = 1 \text{ TeV}$, 1 ab^{-1} で $\delta\lambda/\lambda = 21\%$ 、 2.5 ab^{-1} 統計を貯めれば、 $\delta\lambda/\lambda = 13\%$ が可能である。精度は、今後の b -同定効率やジェット解析の方法の改善によりさらに向上すると期待される。

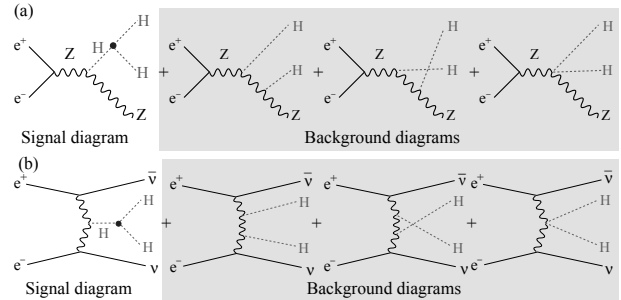


図 22: (a) $e^+e^- \rightarrow Zhh$ 、(b) $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}hh$ に寄与するファイマン図。網掛けの部分は、ヒッグス 3 点結合を含まないバックグラウンド・ダイアグラム。

しかし、こうしたヒッグス結合の精度向上もさることながら、 1 TeV での実験の明白な有意性は拡張ヒッグスセクター (A , H^\pm , H 等の重いヒッグス粒子) の直接探索に対する探索領域の拡大にあることを指摘し、これまで説明した全てのヒッグス関連の測定を総合したヒッグス結合決定の話に移ろう。

ILC 250+500+1000: 結合定数のグローバル・フィット これまで説明したヒッグスに関する種々の測定の精度を表 2 にまとめる。これらの測定を組み合わせ、グローバル・フィットをする事でヒッグス結合を引き出せる。独立な測定には 33 の $\sigma \times BR$ 測定 (31 は表 2 に、残り 2 つは $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ および 1 TeV における $\sigma(t\bar{t}h) \times BR(h \rightarrow b\bar{b})$ 測定) が含まれる。鍵は、何度も強調したように反跳質量測定 (250 GeV と 500 GeV の 2 つ) であり、これが LHC では不可能なモデル非依存なヒッグス結合解析への扉を開く。また、全崩壊幅決定に対して WW -融合反応が果たす重要な役割についても再度強調しておく (図 23)。独立な測定は全部で 35 個: 33 個の $\sigma \times BR$ 測定

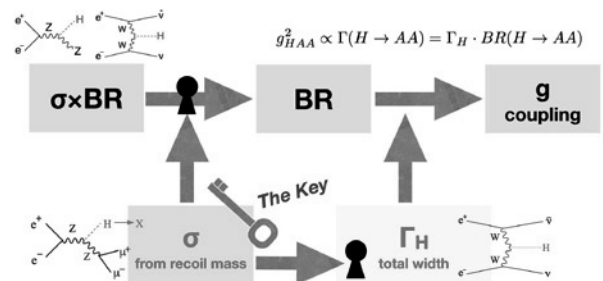


図 23: ヒッグス測定による結合定数、全崩壊幅決定の流れ

($Y_i : i = 1 \dots 33$) そして 2 個の $\sigma(Zh)$ 測定 ($Y_{34,35}$)

表 2: ヒッグス放射 (Zh)、 WW -融合 ($\nu\bar{\nu}h$) 過程を用いた独立な σ_{Zh} および $\sigma \times BR$ 測定のみ。 $m_h = 125$ GeV。積分ルミノシティーは 250 fb^{-1} ($\sqrt{s} = 250$ GeV)、 500 fb^{-1} (500 GeV) いずれもビーム偏極は $(e^-, e^+) = (-0.8, +0.3)$ 。 $\sqrt{s} = 1$ TeV は 1 ab^{-1} でビーム偏極は $(e^-, e^+) = (-0.8, +0.2)$ 。

\sqrt{s}	250 GeV		500 GeV		1 TeV
lumi.	250 fb^{-1}		500 fb^{-1}		1 ab^{-1}
process	Zh	$\nu\bar{\nu}h$	Zh	$\nu\bar{\nu}h$	$\nu\bar{\nu}h$
	$\Delta\sigma/\sigma$				
	2.6%	-	3.0%	-	-
mode	$\Delta(\sigma \cdot BR)/\sigma \cdot BR$				
$b\bar{b}$	1.2%	10.5%	1.8%	0.66%	0.5%
$c\bar{c}$	8.3%		13%	6.2%	3.1%
gg	7.0%		11%	4.1%	2.3%
WW^*	6.4%		9.2%	2.4%	1.6%
$\tau^+\tau^-$	4.2%		5.4%	9.0%	3.1%
ZZ^*	18%		25%	8.2%	4.1%
$\gamma\gamma$	34%		34%	23%	8.5%
$\mu^+\mu^-$	100%	-	-	-	31%

である。これらの独立な測定を全て突っ込んだ

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{35} \left(\frac{Y_i - Y'_i}{\Delta Y_i} \right)^2 \quad (49)$$

のような χ^2 関数を定義できる。ここで

$$Y'_i := F_i \cdot \frac{g_{hA_i A_i}^2 g_{hB_i B_i}^2}{\Gamma_0} \quad (i = 1, \dots, 33) \quad (50)$$

ただし、 A_i は Z 、 W 、または t 、そして B_i は b 、 c 、 τ 、 μ 、 g 、 γ 、 Z 、そして W である。また、

$$F_i = S_i G_i \quad (51)$$

であり

$$S_i = \left(\frac{\sigma_{Zh}}{g_{hZZ}^2} \right), \left(\frac{\sigma_{\nu\bar{\nu}h}}{g_{hWW}^2} \right), \text{ or } \left(\frac{\sigma_{t\bar{t}h}}{g_{htt}^2} \right)$$

$$G_i = \left(\frac{\Gamma_i}{g_i^2} \right) \quad (52)$$

である。断面積の計算 (S_i) は LHC と違い QCD 初期状態放射 (ISR) の不定性を含まない。部分崩壊幅の計算 (G_i) は、クォーク質量の入力を必要としない事にも注意する。これらのことから、ILC が運転を開

始する頃までには、 S_i および G_i に対する理論誤差は全体で 0.1% レベルに達していると予想できる。フィットのパラメータは 9 つの結合定数: g_{hbb} 、 g_{hcc} 、 $g_{h\tau\tau}$ 、 $g_{h\mu\mu}$ 、 g_{hgg} 、 $g_{h\gamma\gamma}$ 、 g_{hZZ} 、 g_{hWW} 、そして 1 つの全崩壊幅: Γ_0 である。表 3 は $m_h = 125$ GeV ヒッグス粒子の種々の結合定数の精度をまとめたものである。ここで仮定した基準積分ルミノシティーは、 250 fb^{-1} ($\sqrt{s} = 250$ GeV)、 500 fb^{-1} (500 GeV) いずれもビーム偏極は $(e^- e^+) = (-0.8, +0.3)$ 、そして 1 ab^{-1} (1 TeV) ただしビーム偏極は $(e^- e^+) = (-0.8, +0.2)$ である。こ

表 3: $m_h = 125$ GeV ヒッグス粒子の種々の結合定数の期待される精度 (モデル非依存グローバル・フィット)。仮定した基準積分ルミノシティーは、 250 fb^{-1} ($\sqrt{s} = 250$ GeV)、 500 fb^{-1} (500 GeV) いずれもビーム偏極は $(e^- e^+) = (-0.8, +0.3)$ 、そして 1 ab^{-1} (1 TeV) ただしビーム偏極は $(e^- e^+) = (-0.8, +0.2)$ 。(*) 付きの数値は $hh \rightarrow WW^* b\bar{b}$ 崩壊を含めた場合の期待される改善を含む。

coupling	\sqrt{s} (GeV)		
	250	250+500	250 + 500 + 1000
hZZ	1.3%	1.0%	1.0%
hWW	4.8%	1.1%	1.1%
hbb	5.3%	1.6%	1.3%
hcc	6.8%	2.8%	1.8%
hgg	6.4%	2.3%	1.6%
$h\tau\tau$	5.7%	2.3%	1.6%
$h\gamma\gamma$	18%	8.4%	4.0%
$h\mu\mu$	91%	91%	16%
Γ_0	12%	4.9%	4.5%
htt	-	14%	3.1%
hhh	-	83%(*)	21%(*)

これらの結合定数に対する期待される精度を結合定数-質量関係としてプロットしたのが図 24 である。誤差棒は、 $h\mu\mu$ および hhh の場合を除き、ログスケールではほとんど見えない。とは言え、目標とする $O(1\%)$ を上回る結合定数の精度を達成するには、また、ヒッグスの 3 点自己結合 (hhh) の精度向上には、積分ルミノシティーの増強が不可欠である。特に、モデル非依存なヒッグス結合測定に不可欠な反跳質量測定の精度が最終的には全てのヒッグス結合の精度を制限することになるため、必要なヒッグス結合の精度に応じて 250 GeV で再度データ収集を行う可能性も考慮に入れ

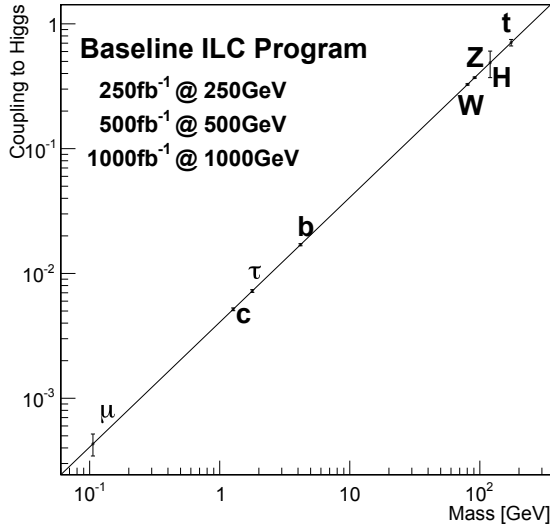


図 24: 標準理論の場合に期待される質量-結合定数関係のプロット (基準積分ルミノシティーの場合)。

ておく必要がある。実際、基準積分ルミノシティーは、1年を 1×10^7 秒 (これは 24 時間 100% 効率で運転したとして約 4ヶ月の運転に相当) とした場合、3つのエネルギー各々において設計ルミノシティーで 3年ずつ走った場合に対応するが、実際には 1年の実験期間は 1.6×10^7 秒程度になると期待される事、また、加速器のルミノシティー増強の可能性 (バンチ数の倍増、繰り返し周波数の増強など) を考えれば、ILC が最終的に到達する積分ルミノシティーはこれを遥かに超えると期待される⁶。ここでは、参考文献 [4] に従って、基準積分ルミノシティーを蓄積した後ルミノシティー増強を行い、再度 $\sqrt{s} = 250, 500, 1000$ GeV で統計を貯め、最終的に 1150 fb^{-1} (250 GeV)、 1600 fb^{-1} (500 GeV)、 2500 fb^{-1} (1000 GeV) の積分ルミノシティーを蓄積するとした場合を表 4 に示す。

表 5 に対応するヒッグス結合の精度をまとめる。ルミノシティー増強により、ほとんど全てのヒッグス結合について % レベルを上回る精度が達成可能である事が分かる。 $h\gamma\gamma$ 結合、 $h\mu\mu$ 結合については、LHC での測定と組み合わせる事で大幅な精度改善が見込める⁷。表 6 に示した期待されるズレの最大値 (14 TeV LHC (3 ab^{-1}): HL-LHC で 125 GeV 以外何も新しい物理の兆候が見えなかった場合) と比較すると、たとえ LHC

⁶実際には、設計ルミノシティーに達するのに要する時間、また、段階的にエネルギー増強する場合にはそのための時間が余分にかかる

⁷LHC では、分岐比の比、例えば $BR(h \rightarrow \gamma\gamma)/BR(h \rightarrow ZZ^*)$ を 1% レベルで決定できる。これを ILC での hZZ 結合測定と組み合わせる事で大幅な精度改善が可能である。

表 4: 表 2 と同様、ヒッグスに関する独立な測定の精度をまとめた表、ただしルミノシティー増強した場合: 1150 fb^{-1} (250 GeV)、 1600 fb^{-1} (500 GeV)、 2500 fb^{-1} (1000 GeV)。

\sqrt{s}	250 GeV		500 GeV		1 TeV
lumi.	1150 fb^{-1}		1600 fb^{-1}		2.5 ab^{-1}
process	Zh	$\nu\bar{\nu}h$	Zh	$\nu\bar{\nu}h$	$\nu\bar{\nu}h$
	$\Delta\sigma/\sigma$				
	1.2%	-	1.7%	-	-
mode	$\Delta(\sigma \cdot BR)/\sigma \cdot BR$				
$b\bar{b}$	0.56%	4.9%	1.0%	0.37%	0.3%
$c\bar{c}$	3.9%		7.2%	3.5%	2.0%
gg	3.3%		6.0%	2.3%	1.4%
WW*	3.0%		5.1%	1.3%	1.0%
$\tau^+\tau^-$	2.0%		3.0%	5.0%	2.0%
ZZ*	8.4%		14%	4.6%	2.6%
$\gamma\gamma$	16%		19%	13%	5.4%
$\mu^+\mu^-$	46.6%	-	-	-	20%

で新物理の兆候が見えなかったとしても ILC でヒッグス結合のずれを通して拡張ヒッグス セクターの発見が可能であることが分かる。

ひとたび標準理論からのズレが発見されれば、

1 重項混合:

$$\frac{g_{hVV}}{g_{\text{SM}VV}} = \frac{g_{hff}}{g_{\text{SM}ff}} = \cos\theta \simeq 1 - \frac{\delta^2}{2}$$

複合ヒッグス:

$$\frac{g_{hVV}}{g_{\text{SM}VV}} \simeq 1 - 3\% \left(\frac{1 \text{ TeV}}{f}\right)^2$$

$$\frac{g_{hff}}{g_{\text{SM}ff}} \simeq \begin{cases} 1 - 3\% \left(\frac{1 \text{ TeV}}{f}\right)^2 & (\text{MCHM4}) \\ 1 - 9\% \left(\frac{1 \text{ TeV}}{f}\right)^2 & (\text{MCHM5}) \end{cases}$$

超対称性:

$$\frac{g_{hbb}}{g_{\text{SM}bb}} = \frac{g_{h\tau\tau}}{g_{\text{SM}\tau\tau}} \simeq 1 + 1.7\% \left(\frac{1 \text{ TeV}}{m_A}\right)^2$$

から、1 重項混合の場合には混合角が、複合ヒッグスモデルや超対称性の場合には新しい物理のスケールが分かる。これは、LHC や ILC の後に続く次の世代の加速器のエネルギーを決める指針となる。ここで、複合ヒッグスの場合、全てのヒッグス結合が標準模型の場合に比較して減少するパターンを示すが、超対称性の場合にはダウン型フェルミオンへの結合の増加が期待

表 5: 表 3 と同様の表、ただしただしルミノシティ増強した場合: 1150 fb^{-1} (250 GeV)、 1600 fb^{-1} (500 GeV)、 2500 fb^{-1} (1000 GeV)。(*) 付きの数値は $hh \rightarrow WW^*b\bar{b}$ 崩壊を含めた場合の期待される改善を含む。

coupling	\sqrt{s} (GeV)		
	250	250+500	250 + 500 + 1000
hZZ	0.6%	0.5%	0.5%
hWW	2.3%	0.6%	0.6%
hbb	2.5%	0.8%	0.7%
hcc	3.2%	1.5%	1.0%
hgg	3.0%	1.2%	0.93%
$h\tau\tau$	2.7%	1.2%	0.9%
$h\gamma\gamma$	8.2%	4.5%	2.4%
$h\mu\mu$	42%	42%	10%
Γ_0	5.4%	2.5%	2.3%
htt	-	7.8%	1.9%
hhh	-	46%(*)	13%(*)

表 6: 14TeV LHC (3 ab^{-1}) で 125 GeV 以外何も新しい物理の兆候が見えなかった場合に期待されるヒッグス結合の標準理論からのズレの最大値。

	ΔhVV	Δhtt	$\Delta h\bar{b}b$
1 重項混合	6%	6%	6%
複合ヒッグス	8%	数 10%	数 10%
最小超対称性	< 1%	3%	10%
HL-LHC	8%	10%	15%

される点が重要である。このずれのパターンの違いで、ヒッグス セクターの構造に関する「ヒッグス粒子は素粒子か複合粒子か?」という最も重要な分岐枝の選択が可能となる (図 25)。

図 26 および 27 は $\kappa_\ell - \kappa_d$ および $\kappa_\ell(\kappa_d) - \kappa_u$ 平面における 4 つの型の 2HDM のズレのパターンの違いによる ILC と LHC のモデル選別能力の比較である。図 28 は同様の比較を $\kappa_V - \kappa_F$ 平面で別の拡張ヒッグス模型: 2 重項-1 重項模型、Georgi-Machacek 模型、2 重項-7 重項模型について行った場合の例である。広いパラメータ領域でズレのパターンから、モデル選別ができることが分かる。

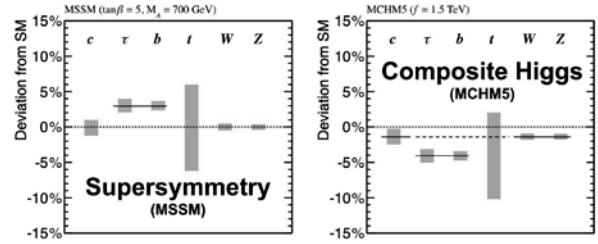


図 25: ヒッグス粒子は素粒子か複合粒子か? 超対称性と複合ヒッグスの区別。

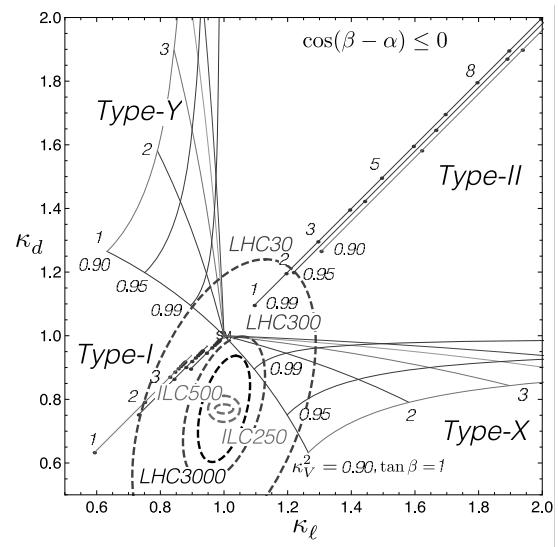


図 26: $\kappa_\ell - \kappa_d$ 平面における LHC と ILC のモデル選別能力の比較。ただし、 κ_ℓ および κ_d は標準理論に規格化したヒッグスの荷電レプトンおよびダウン型クォークへの結合定数。

4.4 ヒッグス物理のまとめ

LHC における 125 GeV ヒッグス粒子の発見は、このヒッグス粒子をプローブとするヒッグス セクターの構造解明を高エネルギー物理学の最重要課題に押し上げた。ヒッグスの精密測定は、標準理論を超える物理を望む窓となる。しかし、LHC におけるヒッグス結合測定の精度は、 $O(2-5\%)$ で系統誤差の壁に突き当たると考えられる。新しい物理の質量スケールが 1 TeV を超える場合には、この精度は不十分である。しかも、LHC ではモデル非依存なヒッグス結合測定は不可能である。ILC における反跳質量測定は、完全にモデル非依存なヒッグス結合解析を可能とする。質量-結合定数関係プロットを完結しヒッグス セクターの構造を解明するには、少なくとも $\sqrt{s} = 500 \text{ GeV}$ までをカバーするリニアコライダーが必要である。これは、250 GeV

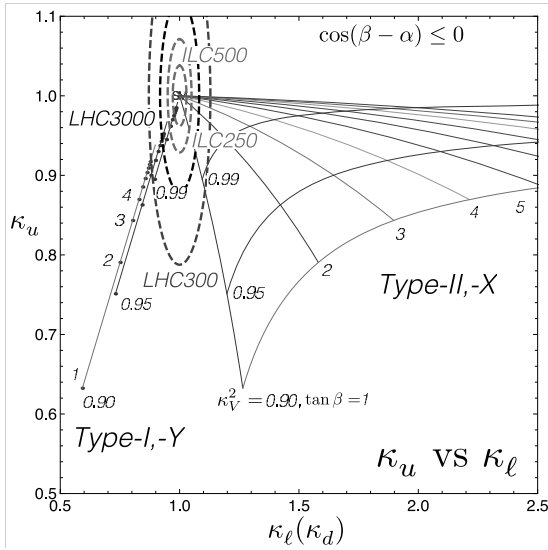


図 27: $\kappa_\ell(\kappa_d)$ - κ_u 平面における LHC と ILC のモデル選別能力の比較。ただし、 $\kappa_\ell(\kappa_d)$ および κ_d は標準理論に規格化したヒッグスのダウン型フェルミオンおよびアップ型クォークへの結合定数。

の $e^+e^- \rightarrow Zh$ 反応の測定に始まり、350 GeV でのトップ対生成や WW -融合過程: $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}h$ の測定、500 GeV での ZZh , $t\bar{t}h$ 生成過程の測定へと進む段階的エネルギー増強プログラムによって可能となる。重心系エネルギー 500 GeV までをカバーする ILC は、標準理論を超える物理のいかに関わらず、この任務遂行のための理想的な加速器である。幸運なら、500 GeV で拡張ヒッグスセクターに属する他のヒッグス粒子生成が可能かも知れない。LHC での発見が期待される。もし、新しい物理の兆候が見つからなかった場合には、LHC や ILC を超えるより高いエネルギーの加速器が必要となる。ヒッグスの精密測定は、そのエネルギーを決める指針を与えるであろう。

ここまで、LHC で発見された 125 GeV ヒッグス粒子: $X(125)$ のみが標準理論を超える物理のプロープとなる場合に焦点を絞って議論してきた。しかし、今後 LHC で新物理の発見がなされる可能性は大いにある。ここで、ILC もまたエネルギー・フロンティア加速器であることを強調しておかねばならない。ILC は、これまでレプトン加速器では探索された事のない未知の領域の探索を行う。そこには、LHC で発見困難な、強い相互作用をしない新粒子が発見を待っている可能性は十分高い。以下、この可能性について例をあげて議論する。

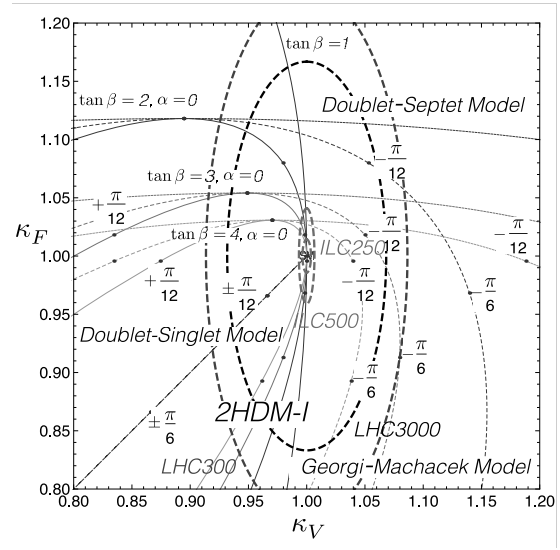


図 28: κ_V - κ_F 平面における LHC と ILC のモデル選別能力の比較。ただし、 κ_V および κ_d は標準理論に規格化したヒッグスのベクトル・ボソン (W/Z) およびダウン型クォークへの結合定数。

4.5 自然な超対称性模型と大統一のテスト

超対称性のご利益については既に議論した。125 GeV ヒッグス粒子の存在も超対称性から期待される質量域と矛盾しない。しかし、これまでの所、125 GeV ヒッグス粒子以外のヒッグス粒子、超対称性粒子の兆候は見えていない。LHC でのクォークやグルーオンの超対称性の相棒 (スクォーク、グレイノ) 探索の結果は、これらの質量が予想以上に重い事を意味している。一方、 $m_h = 125$ GeV は、トップクォークの相棒の質量が重い事を示唆する。これは、超対称性が自然さの問題の解決のために導入された事を考慮すると、素朴な期待に反する結果である。しかし、スクォーク、グレイノといった強い相互作用をする超対称粒子の質量はレプトンの超対称の相棒であるスレプトンやチャージノ等の強い相互作用をしない粒子より軽いと考えられている。そして、強い相互作用をしない超対称粒子の LHC での探索は、スクォーク、グレイノの探索より難しい。とりわけ、一般に超対称粒子は、最終的には最も軽い超対称粒子 (LSP) と通常の標準理論の粒子に崩壊するが、LSP との質量差が小さい場合、その発見は極めて困難である⁸。一方、自然さの

⁸LSP は暗黒物質候補である。それは物質との相互作用が非常に弱く、ニュートリノのように ILC 測定器では直接検出できない。一般に超対称粒子は必ず対として生成されるので、超対称粒子生成は、大きな横運動量欠損を伴った折れ曲がった事象として観測される。しかし、質量差が小さい場合には、観測可能な粒子の運動量が

要求を満たすには、最も軽い超対称性粒子がニュートラリーノと呼ばれる2つのヒッグスボソンの相棒(ヒグシーノ)と $U(1)_Y$ ゲージボソン (B) の相棒(ビーノ: \tilde{B})、中性の $SU(2)_L$ ゲージボソン (W_3) の相棒(中性ウィーノ: \tilde{W}_3) からなる4つの混合状態の内最小の質量を持つ状態 ($\tilde{\chi}_1^0$) で、また、その次に軽い超対称粒子がチャージーノと呼ばれる荷電ヒッグス (H^\pm) の相棒と W^\pm の相棒(荷電ウィーノ: \tilde{W}^\pm) の2つの混合状態の内軽い方 ($\tilde{\chi}_1^\pm$) であって、しかもその主要成分がヒグシーノ成分で占められていれば良いことが知られている。面白いのは、この場合、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ と $\tilde{\chi}_1^0$ の質量差が ~ 20 GeV 以下と非常に小さく LHC での発見が不可能だと考えられている事である。ILC ならば、ISR-タグ法を使って、質量差が 1 GeV 程度であっても問題なく発見できる。しかも、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ や $\tilde{\chi}_1^0$ の質量を 1% レベルで、そして質量差を数 10 MeV 以下の精度で精密測定できる。質量差が 20 GeV 程度であれば、この質量測定の結果と異なるビーム偏極に対する断面積測定の結果から、 $\tilde{\chi}_1^\pm$ や $\tilde{\chi}_1^0$ に含まれるわずかなウィーノ、ビーノ成分を引き出す事も可能である。これは、力の大統一のエネルギースケールでゲージノ質量の統一が起こるかどうかのテストを可能とする(図 29 を見よ)。これらが、実際にこのように GUT

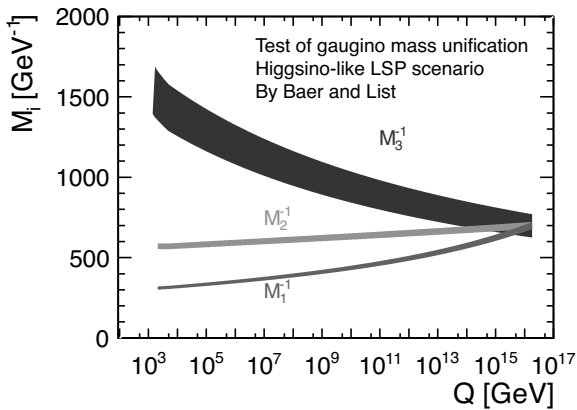


図 29: ゲージノ質量統一のテスト。 M_1 、 M_2 は、ILC での $\tilde{\chi}_1^\pm$ 、 $\tilde{\chi}_1^0$ の質量および断面積測定から決まる $U(1)_Y$ 、 $SU(2)_L$ ゲージノ質量パラメータ、 M_3 は LHC でのグルイーノ探査で決まるグルイーノ質量パラメータ。

小さく、バックグラウンド粒子の陰に埋もれてしまう。ILC では、このような場合でも、クリーンな環境のおかげで、始状態の電子または陽電子からの始状態光子放射 (ISR) を要求する事で、横運動量キックを与え、これらの微弱な信号を検出する事が可能である。この探索方法を ISR-タグ法と言う。

スケールに外挿した際に一致すれば大統一の強力な証拠となる。また、超対称性が破れるメカニズムに対する重要な知見が得られる。

4.6 新物理の兆候が見つからなかった場合

万が一、標準模型を超える一切の兆候が見られなかった場合、標準理論がいったいどれほど高いエネルギーまで成立しうるのかを真剣に問わねばならなくなる。125 GeV ヒッグス粒子の存在は、標準理論を微妙な立場に追いやった。図 30 は、標準理論が加速器で到達可能なエネルギーを遙かに超えて成立すると仮定した場合に、ヒッグス4点結合定数 λ がエネルギーとともにどう変化するかをプロットしたものである。これは、

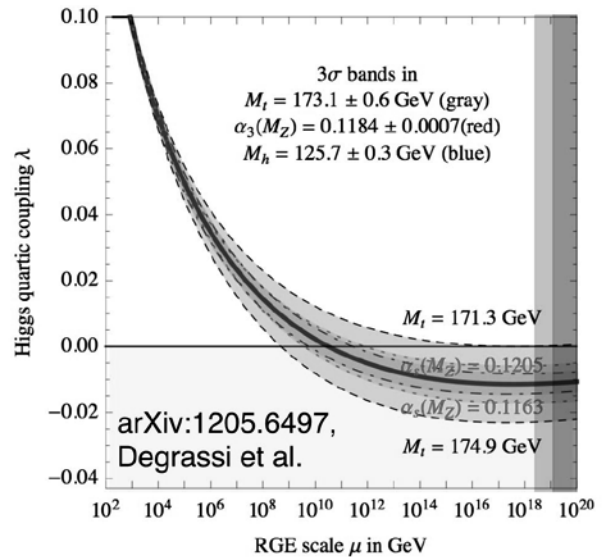


図 30: ヒッグス4点結合定数 λ のスケール依存性(標準理論)。

現在のトップクォーク質量の精度では、 λ が高エネルギーで 0 または負になることを示唆している。 $\lambda > 0$ ならばヒッグスポテンシャルが有限下限値を持ち真空が安定であることを意味するが、 $\lambda < 0$ は、真空の不安定性を意味する。標準模型の真空がプランクスケールまで完全に安定なのか、それとも準安定であるに過ぎない可能性があるのか極めて興味深い問題であり、トップクォーク質量がその命運を決める。プランクスケールでちょうど $\lambda = 0$ となる場合は、プランクスケールである種の新しい対称性が現れる事を示唆し、それはそれでまた非常に興味深い可能性である。準安定の場合、プランクスケール以下のスケールで $\lambda < 0$ となるが、その場合、それ以上のスケールでは新しい

物理の効果が現れて、結果的に真空のエネルギーが下からバウンドされると考えられ、我々の真空より低いエネルギーを持った本当の真空が存在する事になる。この場合、我々の宇宙は、非常に長い有限の寿命を持った準安定状態だということになる。もちろん、標準模型がその手前で破綻する場合はその限りではないので、はっきりと言えるのは、少なくともあるエネルギースケールまでには標準模型が破綻するということである。

5 まとめ

以上に見てきたように、第1期 ILC 実験 ($\sqrt{s} = 250 \sim 500$ GeV) には、電弱対称性の破れの謎に迫る多くのまた極めて重要な物理がある。標準理論は、ヒッグスが何故真空に凝縮したかに関して何も教えてくれない。一方、それに答えようとする理論は、必然的にヒッグスセクターの拡張を伴う。そしてヒッグスセクターの拡張は、125 GeV ヒッグス粒子の性質に標準理論からのズレを生じる。これまで LHC でヒッグス粒子以外の新粒子の兆候が見られないことは、このズレが小さい事を示唆する。よって、このズレの検出には LHC のそれを超える高い精度を要する。ILC で 125 GeV ヒッグス粒子をプローブとして使えば、「ヒッグス粒子が素粒子か複合粒子か？ヒッグスセクターの構造はどうなっているか？」を始めとする本質的な質問の答えを見いだせるであろう。もし、ズレのパターンが超対称性理論の予言と一致した場合には、軽い超対称性粒子（ヒグシーノ成分を主成分とするチャージノやニュートラリーノ）の存在が強く示唆される。この場合、質量差が小さく、LHC での発見は極めて困難となる。ILC ならば、この場合でも、これらの超対称性粒子の発見が可能である。のみならず、それらの質量の精密測定、さらにはそれを使った GUT スケールの物理のテストも可能となるであろう。一方、125 GeV ヒッグス粒子の性質の標準模型からのズレの大きさから新物理のスケールに関する情報が得られる。これは、LHC、ILC に続く次の加速器の進むべきエネルギーを決める際の指針となるであろう。この点で、第1期 ILC 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。ILC には豊かな物理がある。ILC 加速器の技術設計書も完成している。要素技術は成熟し、国内候補地も選ばれた。ILC 計画実施の機は熟したと言える。ILC の実現は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。

6 REFERENCES

- [1] "リニアコライダーの物理"、藤井恵介、Oho-95、1995
- [2] ACFA Liner Collider WG, K. Abe, et al., hep-ph/0109166 (2002).
- [3] "ILC 技術設計書：物理の巻"、arXiv:1306.6352、2013
- [4] "Snowmass 報告：ヒッグス物理"、arXiv:1310.0763、2013
- [5] "Snowmass 報告：BSM 物理"、arXiv:1307.5248、2013
- [6] "Snowmass 報告：トップクォークの物理"、arXiv:1307.8265、2013
- [7] "Snowmass 報告：電弱精密測定 of 物理"、arXiv:1307.3962、2013