

物理学の中の Standard Model(とその先)

日笠健一(東北大)



Standard Model とは

- 日本語でモデルというと、本物に似せてあるが本物でないという意味がこめられています。Standard Model はそういう意味ではモデルというよりは基本的な真実を表していると言えらると思います。
- Standard Model はいろいろな面で「これ以外にない」ということが言えます。これが具体的に何を意味しているかを含めて話せたらよいと考えています。

基本的な物理法則

- 素粒子物理は自然の最も基本的な物理法則を明らかにするのが大きな目標

- 一般に、基本的な物理法則とは
 - より基本的なものに還元されない
 - 適用範囲が広範囲

2つのタイプの基本法則

□ 1. 運動の法則

- 古典力学: Newtonの運動方程式

$$m \frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = \mathbf{F}$$

- 量子力学: Schrodinger方程式

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V(\mathbf{x})\psi$$

運動の法則の普遍性

- 運動の法則は、以下の意味で**普遍的に**成立する法則
 - あらゆる初期条件に対し適用可能
 - さまざまな力(ポテンシャル)に対し適用可能
 - 運動を記述する座標系によらず適用可能
(一定の範囲内:慣性系で)

反復可能性

- 「力」とは何か？
- 実験を1回しか行わなければ
 - 運動 $x(t)$ を測定
 - t で二回微分すれば力 F が得られる
 - それ以上の内容は含まない
- 同じ条件下で実験を反復できてはじめて意味を持つ

反復可能であるためには

- 最初の実験のあとで同様の実験を行って検証
 - 時間のスタート地点によらず同じ物理法則が成立
- 別の実験室で実験を行ってもよい
 - 空間座標の原点によらず同じ物理法則が成立
 - 同じ実験室でも、時間が異なると宇宙の中では全く異なる場所, 向き
 - 同じ地球上でも、夏と冬では公転によりお互いに大きな相対速度を持つ ($6 \times 10^4 \text{m/s}$)
- さまざまな座標系で同じ物理法則が成立 (相対性原理)

相対性原理の帰結

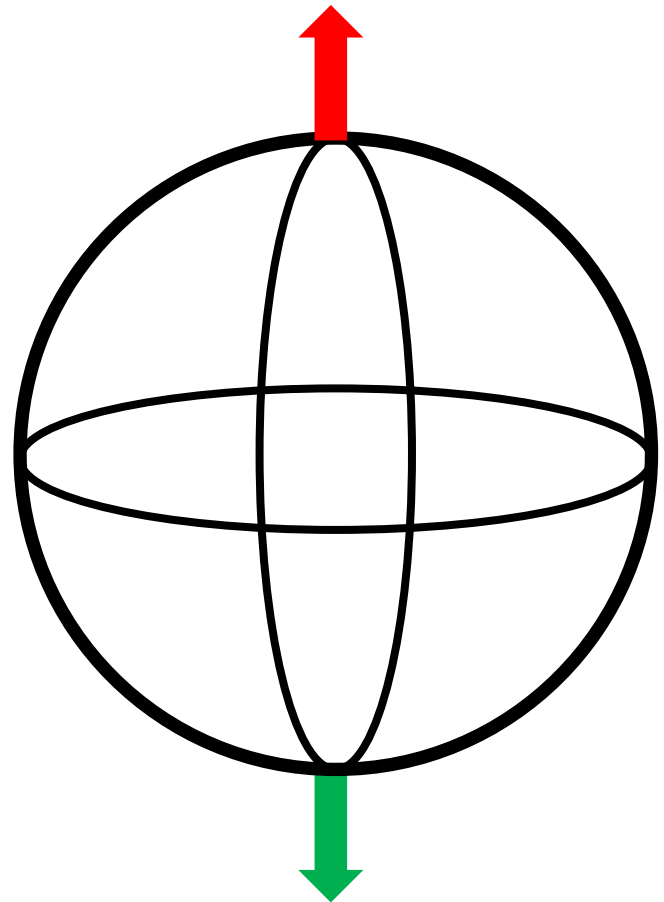
- ある座標系で静止している粒子があったとする
- この座標系に対して速度 $-v$ で運動している座標系では, この粒子は速度 v を持つ
- 2番目の座標系で速度 v の粒子が存在するのなら, 最初の座標系でも速度 v の粒子が存在できないといけない。
- どの座標系でも粒子は任意の速度を持てる(特殊相対論では $|v| < c$)

量子力学では

- 量子力学でも同様に，任意の運動量 \mathbf{p} の粒子が存在しうる。
- 粒子の静止系で，粒子が回転によってどのようにふるまうかを考える。
- 最も簡単な場合は，回転しても状態が変わらない場合。
- この場合，それぞれの状態は運動量 \mathbf{p} によって特徴付けられ，状態全体は ∞^3 の自由度がある。

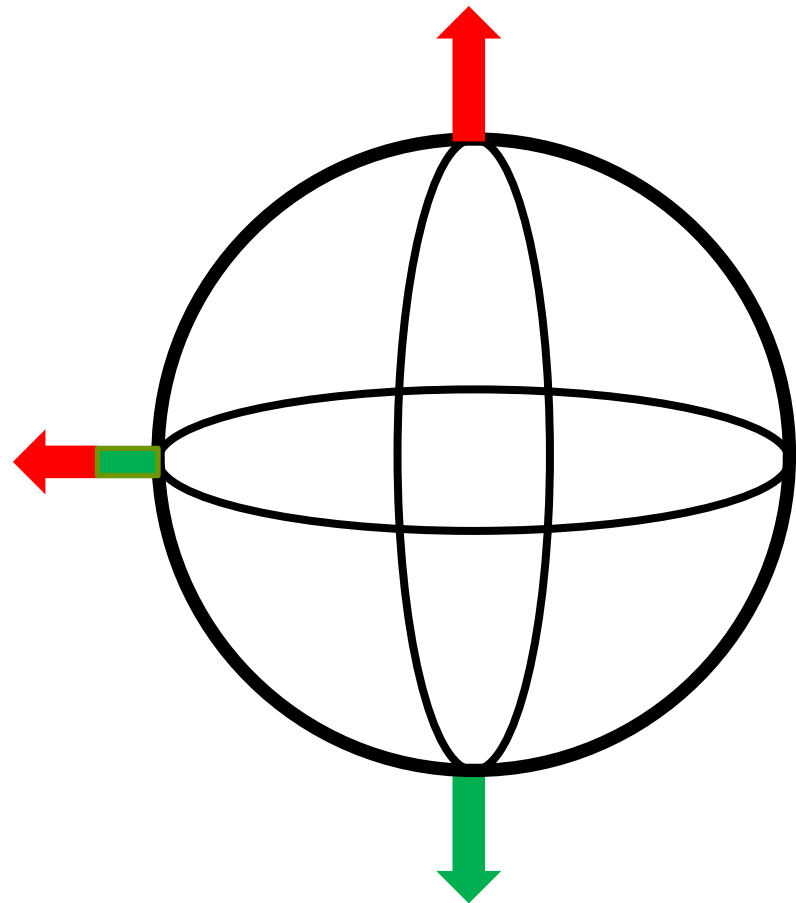
次に簡単な場合

- 次に簡単な場合は，状態を180度回転したときに全く別の状態になる場合。



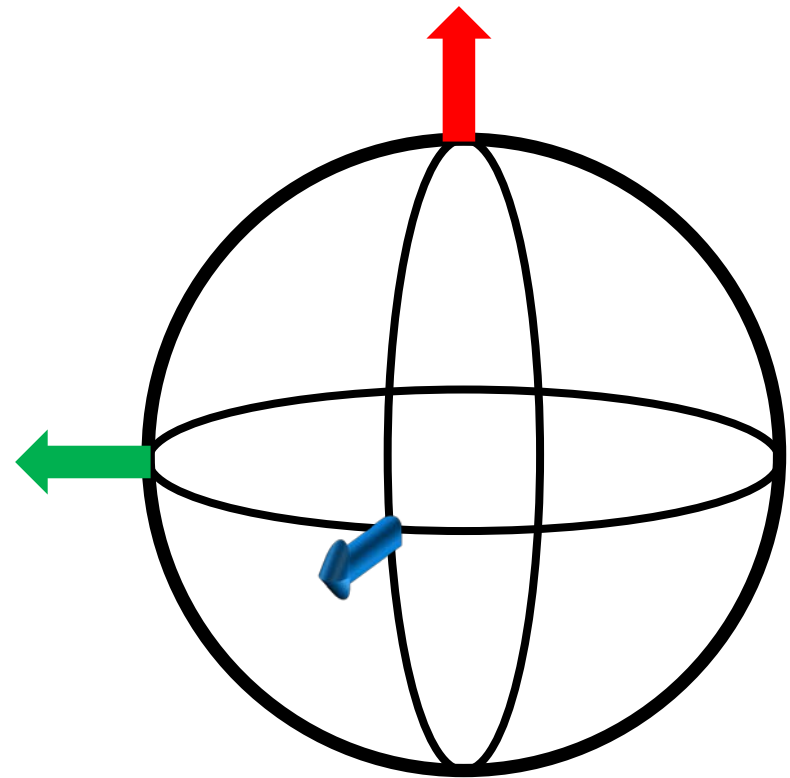
次に簡単な場合

- 状態を90度回転すると, 2つの状態が1対1で混合した状態になる。
- どちらの方向に90度回転するかによって, 2つの状態の相対位相が異なる。
- 360度回転すると, もとの状態に戻るが位相が-1倍となる。



その次に簡単な場合

- 状態を90度回転すると全く別の状態になる。
- 180度回転すると, もとの状態 $\times (-1)$
- 全部で3つの独立な状態が存在。



スピン

- 回転のもとで、全体的につじつまが合っていることが必要 → 数学的には、回転群の表現
- 上の3通りの場合は、それぞれスピン0, $\frac{1}{2}$, 1の状態に相当する。
- 全状態数は、運動量とスピンを含めてそれぞれ ∞^3 , $2 \times \infty^3$, $3 \times \infty^3$

質量が0の場合

- 静止系が存在しないので、いままでの議論は無効
 - 有限の運動量 \mathbf{p} を持っているので、回転すると運動量の向きが変わってしまう。
- 運動量の向きを軸とする回転は運動量を変えないので、これにより状態がどうなるかを考える
- 一般に、角度 ϕ だけ回転すると、状態は ϕ に比例した位相 $e^{i\lambda\phi/2\pi}$ だけ変化できる。360度回転して元に戻るためには λ は整数か半整数 (-1倍を許す)
- λ を **ヘリシティ** と呼び、運動量方向のスピン成分

質量が0の場合

- 回転しても新しい状態が混ざってこないなので、全状態数は ∞^3 (運動量の自由度)
- ただし、おまじない(CPT)によって、ヘリシティ λ の状態があると、ヘリシティ $-\lambda$ の状態も存在しないといけない。
- λ が0でなければ、全状態数は $2 \times \infty^3$ となる。
- スピン1(以上)の場合、質量が0でない場合と0の場合の状態数は、(無限に)異なる。

2つのタイプの基本法則

□ 2. 力の法則

- 運動方程式だけでは、系のふるまいは決定できない。
- 考えている系にどのような力が働くかを知らないと無意味。
- いろいろな力を持つさまざまな系に適用可能という意味で、運動の法則は普遍的であるが、力を決定する法則はどうか。
- **普遍的な力の法則**は存在するか。

Gravity

- Newton は運動方程式だけでなく、自然界の基本的な力の一つを発見：万有引力（重力）
- どんな物体（粒子）でも、その質量だけによって、力が決まる。
- Einstein: 正確には質量（静止質量）でなくエネルギー（一般相対性理論）

Electromagnetism

- 電気現象と磁気現象を統一的に記述 (Maxwell)
 - Maxwell 方程式 + Lorentz 力
- 物体(粒子)の種類によらず, その電荷によって力が決まる
- いわゆる電気・磁気以外にも非常に広範囲の物理が電磁気に起源を持つ
 - 光
 - 原子・分子の構造
 - 物質の構造

量子力学と素粒子

- 同じ種類の素粒子は原理的に区別できない
- 統計性: フェルミ(ボーズ)粒子 → 粒子の入れ替えのもとで波動関数は反対称(対称)
- 世の中の(例えば)電子は, すべて全く同じ質量, 同じ性質を持つ。

素粒子の場

- 個別の電子でなく、電子一般を理論的に一度に扱うことが可能：電子の場
- 電子の場を用いると、任意の数の電子を含む系を一挙に記述できる。
- 量子場：素粒子をつくる・消すという作用を持つ。
 - 真空(粒子のない状態)から任意の粒子数の状態を生成できる
 - 粒子の散乱は、もとの運動量の粒子を消して散乱後の運動量の粒子をつくることで記述できる

スピン0の粒子の場

- ローレンツ変換のもとでスカラー
(座標系によらず同じ形)

$$\varphi(x) = \int \frac{d^3 p}{(2\pi)^3 2E_p} \left[a(\mathbf{p}) e^{-ip \cdot x} + b^\dagger(\mathbf{p}) e^{ip \cdot x} \right]$$

↑
ローレンツ不変な
運動量の和

↑
粒子の
消滅演算子

↑
反粒子の
生成演算子

相互作用

□ 相互作用に対する要請

- 相対論的に不変(座標系によらない)
- 因果律を破らない(情報が光速より速く伝わらない)



□ 局所場の理論

- 相互作用はラグランジアン(密度)で決まる
- ラグランジアン(密度)はローレンツスカラー(密度)
- ラグランジアン(密度)の各項は同一点における場の積

例えば $\mathcal{L}(x) = \lambda \phi^\dagger(x)\phi^\dagger(x)\phi(x)\phi(x)$



結合定数

摂動展開 (a la Feynman)

- 相互作用がなければ(結合定数0)自由粒子:何も起こらない
- 粒子の間の相互作用項によって散乱, 崩壊などが起こる
- 相互作用の結合定数は十分小さいとして摂動論で展開(散乱振幅はファインマンダイアグラムを用いて表すことができる)

中間状態の和

- 摂動論の2次以上：初期状態とエネルギーの異なる中間状態が現れる

$$E_i^{(2)} = \sum_{j \neq i} \frac{\langle i | \hat{H}' | j \rangle \langle j | \hat{H}' | i \rangle}{E_i^{(0)} - E_j^{(0)}}$$

- 中間状態の寄与はエネルギー差の逆数で小さくなる（エネルギー非保存は $\Delta t \sim \hbar / \Delta E$ の時間だけ許される）
- 中間状態の和をとると、必ずしも小さくならず、無限大になることがある（発散の問題） \Rightarrow **くりこみ**

くりこみ可能性

□ 理論のくりこみ可能性

- ラグランジアンに含まれるパラメータ(質量, 結合定数)の再定義(再規格化, renormalization)により, あらゆる物理量が有限になる。(無限大をパラメータに「くりこむ」)
- スピン1を超える粒子の理論はくりこみ不可能
- スピン0, 1/2の粒子を含む理論は, 結合定数がある条件をみたせばくりこみ可能
- スピン1の粒子も含む理論でくりこみ可能なのはゲージ理論だけ

発散の構造

□ 無次元の結合定数 e (くりこみ可能)

- 中間状態の和をエネルギースケール Λ まで行くと

$$e_{\text{obs}} = e_0 + \frac{e_0^3}{(4\pi)^2} b_0 \log \frac{\Lambda^2}{m^2} + \dots$$

- 無限に高いエネルギーまで理論が厳密に成立しているとするとうと発散
- 電磁相互作用の場合, m : 電子の質量, Λ : プランクスケールとしても「発散項」の大きさは最低次の項より十分小さい。
- あらゆる過程の振幅が e_{obs} を用いると発散のない形になる。

スピン0粒子の相互作用

$$\mathcal{L} = K\varphi^n$$

- 相互作用のくりこみ可能性は, 結合定数 K の次元によって決まる
 - 自然単位系: $\hbar = c = 1$
 - [エネルギー] = [運動量] = [質量] = 1/[長さ] = 1/[時間]
 - $\dim \mathcal{L} = 4, \dim \varphi = 1 \Rightarrow \dim K = 4 - n$
- K が無次元か正の次元を持つときくりこみ可能
 - $\mathcal{L} = \mu\varphi^3: \dim \mu = 1$
 - $\mathcal{L} = \lambda\varphi^4: \dim \lambda = 0$

スピン1/2の粒子の相互作用

□ スピン1/2とスピン0の相互作用

- $\mathcal{L} = f \psi\psi\phi$ (湯川相互作用)のみがくりこみ可能
 - $\dim \psi = 3/2$ ($\mathcal{L} = i \psi \gamma \cdot \partial \psi$)
 - $\dim f = 0$

□ スピン1/2だけを含む相互作用はくりこみ不可能

- $\mathcal{L} = G \psi\psi\psi\psi \Leftrightarrow \dim G = -2$
 - 弱い相互作用のFermiの有効相互作用

くりこみ不可能な相互作用

- ψ^4 のようなくりこみ不可能な相互作用を持つ理論では、もともとの相互作用以外に無限種類の発散が生ずる。
- くりこみ不可能な相互作用は特徴的なスケール M を持つ
 - $\mathcal{L} = (1/M^2) \psi\psi\psi\psi$
 - $(1/M_{\text{obs}}^2) = (1/M^2) + (1/M^4) \times \Lambda^2 + \dots$
 - 中間状態のうち、エネルギー $< M$ の状態の寄与は小さく、エネルギー $> M$ の状態の寄与が激しく発散

Decoupling Theorem

- 特徴的なスケール M を持つ理論を考える。
- エネルギースケールが M よりずっと小さい領域では、 M よりずっと小さい質量を持つ粒子のみを残した理論(有効理論)に簡略化できる。
- 有効理論では、質量 M 以上の重い粒子の効果は $1/M$ (以上)で抑制される。
- すなわち、有効理論は、軽い粒子で書かれたくりこみ可能な相互作用に加えて、くりこみ不可能な相互作用が現れるが、後者は $1/M$ で抑制される。

時空の次元

- 相互作用がくりこみ可能かどうかは時空の次元による。
 - $D=4$: ϕ^3 , ϕ^4 , Yukawa, gauge
 - $D=5, 6$: ϕ^3 のみくりこみ可能
 - $D>6$: くりこみ可能な相互作用なし

ゲージ結合定数と時空の次元

- 空間3次元のときだけゲージ結合定数は無次元
 - 電気力線の保存: 力の強さは球の表面積に反比例
$$F = a/r^{d-1} \quad (d=3 \text{ で } F \propto 1/r^2)$$
 - ポテンシャルエネルギーは $V = a/r^{d-2}$
$$(d=3 \text{ で } V \propto 1/r)$$
 - r の次元は V の逆なので $d=3$ のときだけ a は無次元
 - 空間1次元の場合は $V \propto r$ (クォークの閉じ込め...)

スピン1の粒子

- スピン1の粒子の理論の高エネルギーでのふるまいは、粒子が質量を持っているかどうかで全く異なる

スピン1 粒子の偏極ベクトル

□ 静止系

$$p = (m, 0, 0, 0)$$

$$\varepsilon_1 = (0, 1, 0, 0)$$

$$\varepsilon_2 = (0, 0, 1, 0)$$

$$\varepsilon_3 = (0, 0, 0, 1)$$

$$p^2 = m^2$$

$$\varepsilon \cdot p = 0$$

$$\varepsilon^2 = -1$$



boost

□ 一般の系: 運動量//z

$$p = (E, 0, 0, p)$$

$$\varepsilon_1 = (0, 1, 0, 0)$$

$$\varepsilon_2 = (0, 0, 1, 0)$$

$$\varepsilon_3 = \left(\frac{p}{m}, 0, 0, \frac{E}{m}\right)$$

ヘリシティ0偏極ベクトル $\propto E$

質量を持つスピン1粒子の propagator

□ Proca propagator

$$D_{\mu\nu}(p) = \frac{i(-g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m^2})}{p^2 - m^2}$$

- 分子の構造は偏極ベクトルから

$$\sum_i \varepsilon_\mu^{(i)*} \varepsilon_\nu^{(i)} = -g_{\mu\nu} + \frac{p_\mu p_\nu}{m^2}$$

- 第2項が高エネルギーで悪いふるまい \Rightarrow くりこみ不可能

質量0のスピン1粒子

- スピン自由度は2 ($\neq 3$)
 - 光: 横波だけ, 縦波は存在しない
- 対応する場 A_μ は物理的でない自由度をもつ \Rightarrow ゲージ対称性

偏極ベクトルとゲージ対称性

- 運動量がz軸方向, 偏極がx軸方向の光子

$$p = (E, 0, 0, E); \quad \varepsilon = (0, 1, 0, 0)$$

- x方向にブースト

$$p = (\sqrt{2}E, E, 0, E); \quad \varepsilon = (1, \sqrt{2}, 0, 0)$$

- xz平面内で -45° 回転

$$p = (\sqrt{2}E, 0, 0, \sqrt{2}E); \quad \varepsilon = (1, 1, 0, 1) \quad (\text{A})$$

- 最初の状態をz方向にブースト

$$p = (\sqrt{2}E, 0, 0, \sqrt{2}E); \quad \varepsilon = (0, 1, 0, 0) \quad (\text{B})$$

- 状態AとBは同じ状態のはずだが, 偏極ベクトルが異なる。その差は p に比例: **ゲージ変換**

偏極ベクトルとゲージ対称性

□ ε_μ と $\varepsilon_\mu + c\rho_\mu$ は同じ物理的状态



□ A_μ と $A_\mu + \partial_\mu c$ は同じ物理に対応



□ 質量0のスピンの1粒子はゲージ対称性を意味する

ゲージ対称性

- 電磁相互作用の理論(QED)の場合(電子+光)

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) + \partial_\mu \theta(x)$$

$$\psi(x) \rightarrow \psi(x) e^{-ie\theta(x)}$$

$$L = \bar{\psi} i \gamma^\mu D_\mu \psi - m \bar{\psi} \psi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}$$

$$D_\mu = \partial_\mu + ieA_\mu \quad (\text{共変微分})$$

量子力学とゲージ変換

運動量が位置の微分で表されることが正準交換関係から導けるか？

$$\hat{p} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \quad \begin{array}{c} \longrightarrow \\ \longleftarrow \\ ? \end{array} \quad [\hat{p}, \hat{x}] = -i\hbar$$

答えは **NO**

共変微分の形

一般に $\hat{p} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} + f(x)$ でOK

位置の固有状態の位相を再定義してやると

$$|x\rangle \rightarrow e^{i\varphi(x)} |x\rangle$$

$$\hat{p} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} + [f(x) + \hbar\varphi'(x)]$$

量子力学にはゲージ変換が自然に組み込まれている。

非可換ゲージ理論

- 内部自由度のある場合：位相変換より大きな対称性
- 1954 Yang-Mills: Isospin SU(2)に作用するゲージ理論
- ゲージ場： $A_\mu^a(x)$, $a=1,2,3$
- ゲージ場同士の相互作用

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g \varepsilon^{abc} A_\mu^b A_\nu^c$$

$$L = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a}$$

理論の作り方

1. ゲージ群を決める

ゲージ場 (Adjoint 表現)

ゲージ結合定数 (ゲージ群につき1つ)

2. 物質場 (スピン1/2, 0)

ゲージ群の表現・個数 \Rightarrow ゲージ相互作用

(スピン1/2: ゲージアノマリー)

3. グローバル対称性

4. 他の相互作用・質量項 (スカラーポテンシャル, 湯川)

ゲージ対称性・グローバル対称性

(グローバル対称性: ソフトな破れ)

くりこみ不可能な相互作用: suppressed by high scale

Standard Modelの場合

1. ゲージ群を決める

$SU(3) \times SU(2) \times U(1) \Rightarrow$ gluon, W, B

ゲージ結合定数: g_s, g, g'

2. 物質場 (スピン1/2, 0)

$(q_L, u_R, d_R, \ell_L, e_R) \times 3, \phi$

(ゲージアノマリーはクォークとレプトンで打ち消す)

3. グローバル対称性

(B, L は自動的! but anomaly)

4. 他の相互作用・質量項 (スカラーポテンシャル, 湯川)

$\mu^2, \lambda, \text{Yukawas}$ (10+3 physical param.)

Standard Model: Particle Contents

□ 破れた対称性の意味...

□ ここに到るまで

Field	Spin	Color	I	I_3	Y	Q	B	L
$q_L = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	3	$\frac{1}{2}$	$\begin{matrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{matrix}$	$+\frac{1}{6}$	$\begin{matrix} +\frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{matrix}$	$+\frac{1}{3}$	0
u_R	$\frac{1}{2}$	3	0	0	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0
d_R	$\frac{1}{2}$	3	0	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{1}{3}$	0
$\ell_L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$\begin{matrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{matrix}$	$-\frac{1}{2}$	$\begin{matrix} 0 \\ -1 \end{matrix}$	0	+1
ν_R	$\frac{1}{2}$	1	0	0	0	0	0	+1
e_R	$\frac{1}{2}$	1	0	0	-1	-1	0	+1
g	1	8	0	0	0	0	0	0
$\begin{pmatrix} W^+ \\ W^0 \\ W^- \end{pmatrix}$	1	1	1	$\begin{matrix} +1 \\ 0 \\ -1 \end{matrix}$	0	$\begin{matrix} +1 \\ 0 \\ -1 \end{matrix}$	0	0
B	1	1	0	0	0	0	0	0
$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi^+ \\ \varphi^0 \end{pmatrix}$	0	1	$\frac{1}{2}$	$\begin{matrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{matrix}$	$+\frac{1}{2}$	$\begin{matrix} +1 \\ 0 \end{matrix}$	0	0

素粒子 第二版

(湯川・片山・福留)

1969年3月

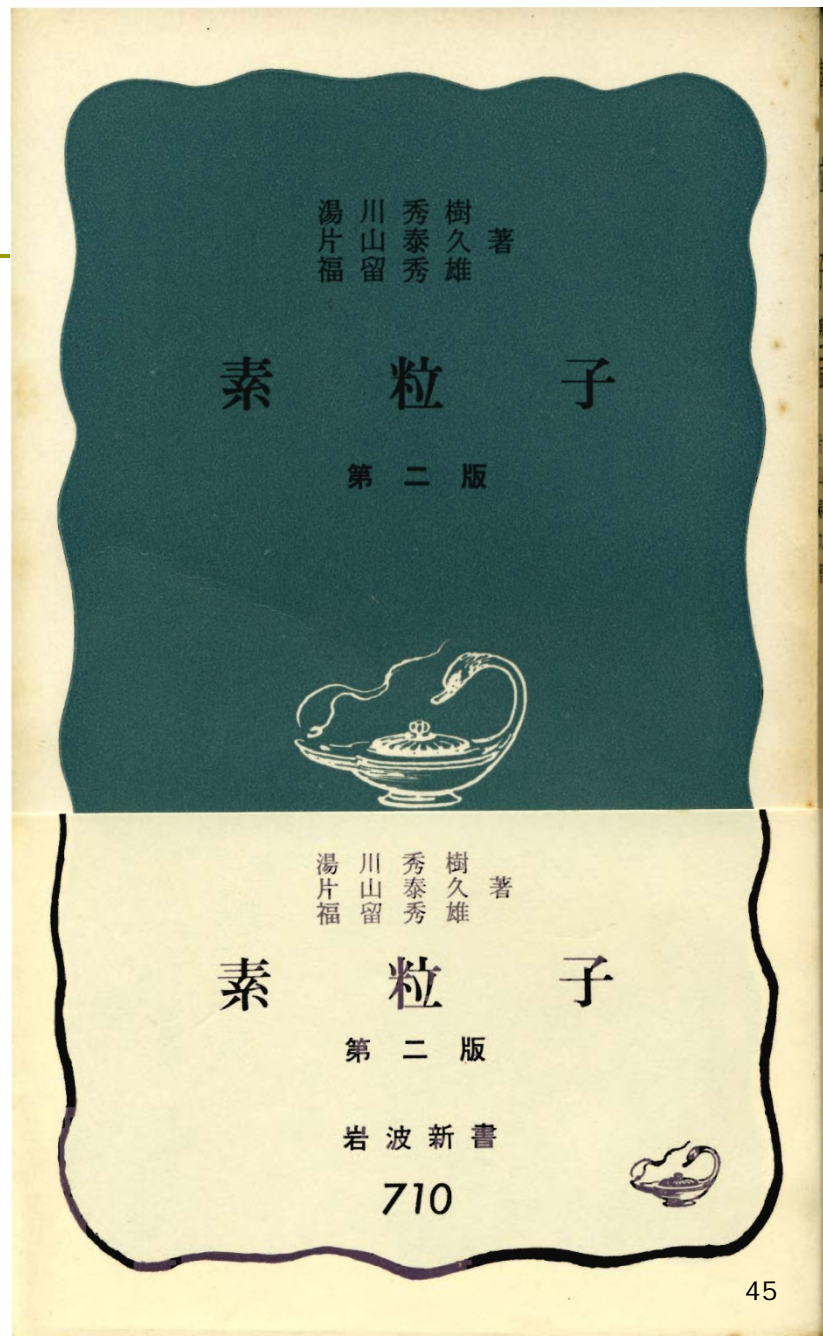


Table of Elementary Particles (1969)

素粒子の表 I

分類	名称	アイソスピン (奇妙さ)*	スピン	偶奇性	質量(Mev)	幅(Mev)		
核子	$N \begin{Bmatrix} p \\ n \end{Bmatrix}$	1/2(0)	1/2	+	938.3 939.6	— —		
	$N'(1470)$		1/2	+	1470	210		
	$N(1518)$		3/2	—	1525	115		
	$N(1550)$		1/2	—	1550	130		
	$N(1680)$		5/2	—	1680	170		
	$N(1688)$		5/2	+	1690	130		
	$N'(1710)$		1/2	—	1710	300		
	$N(2190)$		7/2	—	2200	250		
	$N(2650)$		11/2	—	2650	360		
	$N(3030)$?	?	3030	400		
デルタ粒子	$\Delta(1236)$	3/2(0)	3/2	+	1236	120		
	$\Delta(1640)$		1/2	—	1640	180		
	$\Delta(1920)$		7/2	+	1950	220		
	$\Delta(2420)$		11/2	+	2420	310		
	$\Delta(2850)$		15/2	+	2850	400		
	$\Delta(3230)$?	?	3230	440		
ジイ粒子	$Z(1865)$	0(+1)	?	?	1865	180		
ラムダ粒子	Λ	0(-1)	1/2	+	1115.5	—		
	$\Lambda(1405)$		1/2	—	1405	50		
	$\Lambda(1520)$		3/2	—	1519	16		
	$\Lambda'(1670)$		1/2	—	1670	18		
	$\Lambda'(1690)$		3/2	—	1690	45		
	$\Lambda(1750)$		1/2	+	1750	—		
	$\Lambda(1815)$		5/2	+	1816	74		
	$\Lambda(1830)$		5/2	—	1827	76		
	$\Lambda(1870)$		7/2	+	1870	—		
	$\Lambda(2100)$		7/2	—	2100	140		
$\Lambda(2350)$?	?	2350	210				
シグマ粒子	$\Sigma \begin{Bmatrix} \Sigma^+ \\ \Sigma^0 \\ \Sigma^- \end{Bmatrix}$	1(-1)	1/2	+	1189.5 1192.5 1197.4	— — —		
	$\Sigma(1385)$		3/2	+	1382	37		
	$\Sigma(1610)$		1/2	+	1610	—		
	$\Sigma(1660)$		1/2	—	1660	50		
	$\Sigma(1690)$		3/2	+	1690	120		
	$\Sigma(1770)$		5/2	—	1767	95		
	$\Sigma(1910)$		5/2	+	1910	60		
	$\Sigma(2030)$		7/2	+	2030	120		
	$\Sigma(2250)$?	?	2250	200		
	$\Sigma(2455)$?	?	2455	140		
	$\Sigma(2595)$?	?	2595	140		
	グザイ粒子		$\Xi \begin{Bmatrix} \Xi^0 \\ \Xi^- \end{Bmatrix}$	1/2(-2)	1/2	+	1314.9 1321.3	— —
			$\Xi(1530)$		3/2	+	1530	7

素粒子の表 II

分類	名称	アイソスピン (奇妙さ)	スピン	偶奇性	質量(Mev)	幅(Mev)
	$\Xi(1815)$		3/2	—	1815±3	16
	$\Xi(1930)$?	?	1930	140
オメガ粒子	Ω^-	0(-3)	3/2	+	1672	—
パイ中間子	$\pi \begin{Bmatrix} \pi^+ \\ \pi^0 \\ \pi^- \end{Bmatrix}$	1(0)	0	—	139.6 135.0	— —
	$\rho \begin{Bmatrix} \rho^+ \\ \rho^0 \\ \rho^- \end{Bmatrix}$		1	—	755~775 760~780	110~140 90~150
	δ		?	?	962	<5
	π_v		0	+	1016	25
	Δ_1		1	+	1070	80
	B		1	+	1220	129
	Δ_2		2	+	1270~1370	30
	F_1		?	?	1650	~70
	π_A		?	?	1654	109
	ρ_v		?	?	1660	169
	$R_1 R_2 R_3 R_4$?	?	1650~1850	—
	S		?	?	1929±14	≤35
	T		?	?	2195±15	≤13
	U		?	?	2382±24	≤30
イータ中間子	η	0(0)	0	—	549	2.3·10 ⁻³
	ω		1	—	783	12
	$\eta^0(\eta')$		0	—	958	<4
	H		1	+	990	80
	ϕ		1	—	1019	3
	η_v		0	+	1069	80
	f		2	+	1263	141
	D		1	+	1285	32
	E		0	—	1424	71
	f'		2	+	1514	73
ケイ中間子	$K \begin{Bmatrix} K^+(K^-) \\ K^0(\bar{K}^0) \end{Bmatrix}$	1/2(+1)	0	—	493.8 497.8	— —
	K^*		1	—	893	49
	K_v		1	—	1100	~400
	$C(K_A)$		1	+	1230	60
	K_A		1	+	1320	60
	K_v'		2	+	1419	89
	$L(K_A)$?	?	1781	72
軽粒子	$\nu \begin{Bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{Bmatrix}$	—	1/2	+	~0	—
	e		1/2	+	<2.1	—
	μ		1/2	+	0.5	—
光子	γ	0, 1(0)	1	—	0	—

* 反粒子の奇妙さは反対符号

現在素粒子とみなされている粒子

強い相互作用：クォークとハドロン

□ ハドロンの分類

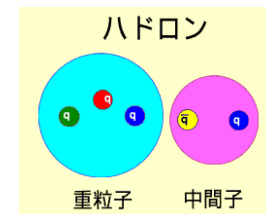
- 1953: 中野-西島, Gell-Mann \Rightarrow Strangeness
- 1955: 坂田模型 (p, n, Λ)
- 1961: SU(3) octets (Gell-Mann, Neeman)
- 1964: Quark model (Gell-Mann, Zweig)
3 flavors of quarks (up, down, strange)

□ カラー自由度

- 1964: パラ統計 (Greenberg)
- 1965: Han-南部
 - 3 colors of quarks (red, green, blue)

QCD (Quantum Chromodynamics)

- カラー自由度の対称性 $SU(3)$ は局所的ゲージ対称性
 - ⇒ クォークと相互作用するゲージ場: グルオン
- 摂動論的にはグルオン交換によりクーロンの力: 観測されない
- 漸近自由性の発見 (Gross-Wilczek, Politzer: 1973) により, QEDとの本質的な違い
- カラー相互作用のダイナミクスによりカラーの「閉じ込め」: 単独のクォークは取り出せない



“Visible” quarks and gluons

- 1969 SLAC-MIT: Bjorken scaling \Rightarrow partons
- 1975 SPEAR: nonspherical (jet?) events in $e^+e^- \rightarrow$ hadrons
- 1978 PETRA: “Visible” quarks as jets, three-jet events \Rightarrow gluons

弱い相互作用

- 1896 Becquerel: Radioactivity
- 1899 Rutherford: β ray
- 1900 Becquerel: $\beta = e$
- 1911+ Continuous energy spectrum
- 1930 Pauli: Neutrino hypothesis
- 1934 Fermi: Fermi theory of weak int.
- 1956 Lee-Yang: Parity violation
- 1958 V – A structure

弱い相互作用の構造

□ カレント×カレント構造 ⇔ スピン1の媒介粒子

$$L = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J_\mu^\dagger J^\mu$$

□ 結合定数の普遍性 ⇔ ゲージ対称性

$$J_\rho = \bar{\nu}_e \gamma_\rho (1 - \gamma_5) e + \bar{\nu}_\mu \gamma_\rho (1 - \gamma_5) \mu + \bar{\nu}_\tau \gamma_\rho (1 - \gamma_5) \tau + \dots$$

電弱統一

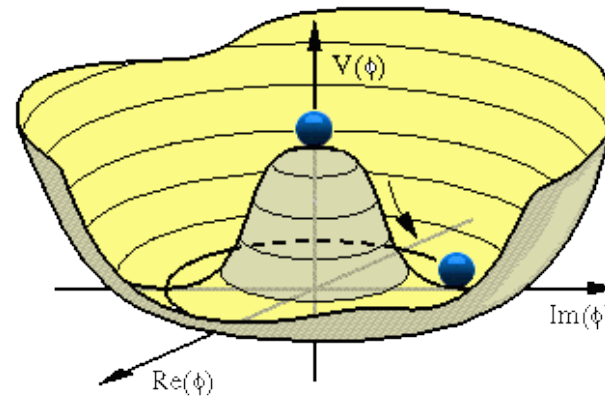
- W は電荷1を持つ \Rightarrow 光子と相互作用
- $WW \gamma$ の結合は非可換ゲージ理論に含まれる
 - W と γ が同じ群に属する: **電弱統一**
 - 最も経済的な可能性: $SU(2)$ 群
- $SU(2)$ の問題点: パリティの破れ
 - e_L は W と相互作用するが, e_R はしない
 $\Rightarrow e_R$ は γ とも相互作用できない
- 解決方法(の1つ: 自然が選んだ解決)
 - γ は $SU(2)$ ゲージ場と別のゲージ場 [$U(1)$]の混合
 \Rightarrow 中性カレント (Z ボソン)の予言

Wの質量

□ 自発的ゲージ対称性の破れ



□ ヒッグス機構によりゲージボソンが質量を持つ



Higgs機構

- Two key relations

$$2 + 1 = 3$$

$$0 / 0 = \text{有限}$$

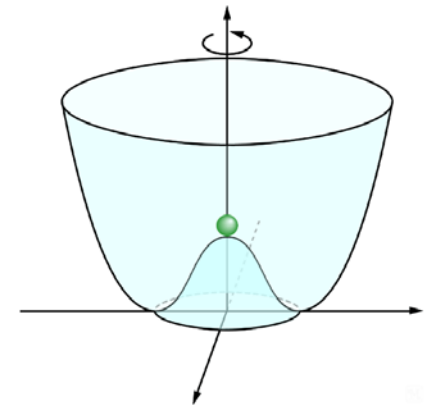
$$2 + 1 = 3$$

□ 状態の自由度

- 質量のないゲージボソン: スピン自由度2
- スカラーボソン(南部-Goldstoneボソン): 1
- 質量を持つスピン1ボソン: スピン自由度3

0 / 0 = 有限

- ゲージボソンの質量はゲージ対称性により0
- (ゲージ)対称性が自発的に破れると質量0の南部-Goldstoneボソンが出現
- Propagator では質量が分母に



電弱統一

- 1961 Glashow: $SU(2) \times U(1)$; W mass by hand
- 1964 Higgs mechanism
- 1967 Weinberg; 1968 Salam:
 $SU(2) \times U(1)$ breaking with Higgs mechanism
- 1971 't Hooft: Renormalizability
- Quarks incorporated
- 1973 Neutral current
- 1978 NC structure agree with $SU(2) \times U(1)$
- 1983 W, Z

SU(2)対称性の破れ方: $\Delta I = 1/2$

□ W, Z masses

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = 1 \quad \Leftarrow \quad \Delta I = \frac{1}{2}$$

- $\Delta I = 1/2$ 以外の破れでは, 一般に異なる関係

□ Quark, lepton masses

- left=doublet, right=singlet $\rightarrow \Delta I = 1/2$
- $\Delta I = 1/2$ 以外の破れでは q, ℓ の質量出せない

General Higgs

ϕ Weak isospin I
VEV をもつ成分 I_3

*restriction for the breaking pattern
(by hand)*

$$Q = I_3 + Y = 0 \Rightarrow Y = -I_3$$

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi + i g T^a W_\mu^a \phi - i g' I_3 B_\mu \phi$$

$$= \partial_\mu \phi + \frac{i g}{\sqrt{2}} (T^+ W_\mu^+ + \text{h.c.}) \phi + i (g T^3 W_\mu^3 - g' I_3 B_\mu) \phi$$

T^a : SU(2) の "I" 表現

$$m_W^2 = \frac{1}{2} \langle I_3 | T^+ T^- + T^- T^+ | I_3 \rangle g^2 \langle \phi \rangle^2$$

$$T^\pm = T^1 \pm i T^2$$

$$= [I(I+1) - I_3^2] g^2 \langle \phi \rangle^2$$

$$m_Z^2 = 2 I_3^2 (g^2 + g'^2) \langle \phi \rangle^2$$

If 複数の Higgs
 $\langle \phi \rangle^2 \rightarrow \sum_n \langle \phi_n \rangle^2$

$Z_\mu \propto g W_\mu^3 - g' B_\mu$
always

$$\rho = \frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2 \theta_W} = \frac{I(I+1) - I_3^2}{2 I_3^2}$$

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。

Standard Model のパラダイム

- 自然界の4つの基本相互作用のうち重力以外

- 電磁相互作用
- 強い相互作用
- 弱い相互作用

は、すべてスピン1のゲージ場で媒介される。

- 見かけ上性質の異なる3つの相互作用を統一的に理解。
- 未知の相互作用として湯川・ヒッグス自己相互作用

3つの相互作用・3つの相

- 電磁相互作用 ← クーロン
 - 光子交換: $1/r$ の長距離力
- 強い相互作用 ← 閉じこめ
 - QCDのダイナミクスにより, カラーは単離できない
 - グルーオンの長距離力は外に現れない
- 弱い相互作用 ← 対称性の自発的破れ
 - 真空がゲージ対称性を持っていない
 - W, Z が質量を得る(ヒッグス機構)

ヒッグス粒子の探索

- 質量は理論的下限, 上限以外には予言なし
- Standard Model を仮定すれば電弱精密測定より情報
- 直接探索

素粒子データブック:1982

```
-----  
H      HIGGS BOSON MASS LIMIT (GEV)                                1/82*  
H      A      0  0.409  CR MORE                                DZHELYADI 81      ETAPRIM-->ETA HIGGS 1/82*  
H  
H      A      DZHELYADIN 81 OBTAINED BR(ETA PRIM-->ETA MU+MU-)<1.5E-5 (CL=.90) 1/82*  
H      A      WHICH EXCLUDES A LIGHT HIGGS BOSON IN MU+MU- CHANNEL. 1/82*  
-----
```

Higgsのセクションはなく、「他の素粒子探索」の一部

素粒子データブック:1988

255

See key on page 129

Stable Particle Full Listings

SEARCHES FOR NEUTRAL AND CHARGED HIGGS BOSONS

SEARCHES FOR NEUTRAL AND CHARGED HIGGS BOSONS

NOTE ON THE HIGGS BOSON

The Standard Model¹ contains one neutral scalar Higgs

would seem to be ruled out. The experimental limit¹³ on $BF(K^+ \rightarrow \pi^+ \mu \mu)$ is too weak to constrain the Higgs mass from this process. However, there is the possibility of a second contribution to $K \rightarrow \pi H^0$ arising from the process where the u or d quark in the K meson participates directly in the Higgs production. This contribution is more difficult to evaluate,¹⁴ and it is possible that it could partially cancel¹⁵ that from the first process. Early results¹⁴⁻¹⁶

Higgs section 新設

H^0 (HIGGS BOSON) MASS LIMIT

For early higgs search papers see J Ellis, M K Gaillard, D V Nanopoulos, Nucl Phys B106, 292 (1976)

VALUE (GeV)	CL %	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
>0.100	90	1 BAKER 87	CALO	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm H^0 (H^0 \rightarrow e^+ e^-)$
none 0.6-3.9	90	2 LEE FRANZINI 87	RVUE	$T(1535) \rightarrow \gamma H^0$
none 0.003-0.014	95	3 FREEDMAN 84	CNTR	$He^+ \rightarrow He H^0$ $(H^0 \rightarrow e^+ e^-)$
none 0.00103-0.00584		4 MUKHOPAD 84	RVUE	$O^+ \rightarrow O H^0$ $(H^0 \rightarrow e^+ e^-)$
>0.013		5 BARBIERI 75	RVUE	$nN \rightarrow nN$
*** We do not use the following data for averages fits limits etc ***				
		6 DRUZHININ 87	CALO	$\phi \rightarrow \gamma H^0 (H^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0)$
>0.010		BELTRAMI 86	SPEC	Muonic atoms
none 0.05-0.211		7 WILLEY 86	RVUE	$K^\pm \rightarrow \pi^\pm H^0$ $(H^0 \rightarrow e^+ e^-)$
		8 HOFFMAN 83	CNTR	$\pi D \rightarrow n H^0$ $(H^0 \rightarrow e^+ e^-)$
none 0.25-0.409		9 DZHELYADIN 81		$\eta' \rightarrow \eta H^0$ $(H^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$
>9		10 WITTEN 81	COSM	
>9		10 GUTH 80	COSM	
>9		10 SHER 80	COSM	

素粒子データブック:1990

H^0 (Higgs Boson) MASS LIMIT

These limits apply to the Higgs boson of the three-generation Standard Model with the minimal Higgs sector. Limits that depend on the $Ht\bar{t}$ coupling may also apply to a Higgs boson of an extended Higgs sector whose couplings to up-type quarks are comparable to or larger than those of the standard one-doublet model H^0 couplings.

Some of the experiments for a light Higgs utilize its coupling with nucleons. We parameterize the Higgs-nucleon coupling (which is dominantly isoscalar) as $g_{HNN} = \eta_{HNN}(\sqrt{2}GF)^{1/2} m(N)$. The limits depend on the value of η_{HNN} used. Shifman *et al.* [Phys. Lett. 78B, 443 (1978)] obtained $\eta_{HNN} = 0.22$ assuming three heavy flavors. More recently, T.P. Cheng [Phys. Rev. D38, 2869 (1988)], H.-Y. Cheng [Phys. Lett. B219, 347 (1989)], and Barbieri and Curci [Phys. Lett. B219, 503 (1989)] took into account the strange quark content of the proton as well as the heavy quark effects, and derived $\eta_{HNN} = 0.56$.

For early Higgs search papers, see J. Ellis, M.K. Gaillard, D.V. Nanopoulos, Nucl. Phys. B106, 292 (1976).

For recent and comprehensive reviews, see Gunion, Haber, Kane, and Dawson, "The Higgs Hunter's Guide," (Addison-Wesley, Menlo Park, CA, 1990), M. Sher, Phys. Rep. 179, 273 (1989), and R.N. Cahn, Rep. Prog. Phys. 52, 389 (1989).

VALUE (GeV)	CL%	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
>24 (CL = 95%) OUR LIMIT				
none 3.0-19.3	95	1.2 AKRAWY	90c OPAL	$Z \rightarrow H^0 + (e^+ e^-, \mu^+ \mu^-, \nu\bar{\nu})$
> 0.026	90	3 ATIYA	90 CNTR	$K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} H^0$
none 0.012-0.211	90	4 BARR	90 CNTR	$K_L^0 \rightarrow \pi^0 H^0$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
> 0.32		5 DAWSON	90 RVUE	K decays

none 0.032-15	95	2.6 DECAMP	90 ALEP	$Z \rightarrow H^0 + (e^+ e^-, \mu^+ \mu^-, \tau^+ \tau^-, \nu\bar{\nu}, q\bar{q})$
none 11-24	95	7 DECAMP	90H ALEP	$Z \rightarrow H^0 + (e^+ e^-, \mu^+ \mu^-, \nu\bar{\nu})$
none 0.0012-0.052	90	DAVIER	89 BDMP	$e^+ Z \rightarrow e^+ H^0 Z$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
none 0.010-0.10	90	8 EGLI	89 CNTR	$\pi^+ \rightarrow e^+ \nu H^0$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
> 0.010	68	9 BELTRAMI	86 SPEC	Muonic atoms
none 0.003-0.012	95	10 FREEDMAN	84 CNTR	$\text{He}^* \rightarrow \text{He} H^0$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
none 0.00103-0.00584		11 MUKHOPAD...	84 RVUE	$O^+ \rightarrow O H^0$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
• • • We do not use the following data for averages, fits, limits, etc. • • •				
none 0.21-3.57		12 DAWSON	90 RVUE	$B \rightarrow \mu^+ \mu^- X$; $B \rightarrow K(\mu^+ \mu^-, \pi^+ \pi^-, K^+ K^-)$
> 0.3		13 LEUTWYLER	90 RVUE	$K^+ \rightarrow \pi^+ H^0$
none 0.21-1.0	90	14 ALAM	89B CLEO	$B \rightarrow H^0 K, (H^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-, \pi^+ \pi^-)$
none 1.0-3.6	90	14 ALAM	89B CLEO	$B \rightarrow H^0 X$ ($H^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$)
none 0.29-0.57	90	15 ALBRECHT	89 ARG	$T(1S) \rightarrow H^0 \gamma$ ($H^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$)
none 0.22-0.32		16 ATIYA	89 CNTR	$K^+ \rightarrow \pi^+ H^0$ ($H^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$)
> 0.28		17 CHENG	89 RVUE	$K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} H$
none 3.6-4.6		18 EILAM	89 RVUE	$B \rightarrow H^0 X$, ($H^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$)
> 0.018		19 GRIFOLS	89 RVUE	$\sigma_{\text{tot}}(n\text{Pb})$
none 0.211-0.700		20 LINDNER	89 THEO	Vacuum stability
none 0.07-0.21	90	22 SNYDER	89 MRK2	$B \rightarrow H^0 X$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
none 0.015-0.04	90	23 YEPES	89 RVUE	$\pi^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu H^0$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
none 0.03-0.20		24 YEPES	89B RVUE	$\rho N \rightarrow H^0 X$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
> 0.36		25 CHIVUKULA	88 RVUE	$K \rightarrow \pi^+ H^0$
none 0.00103-3.57		21 CHIVUKULA	88 RVUE	$B \rightarrow H^0 X$, $m(\text{top}) > 80 \text{ GeV}$
none 2-3.7		21 GRINSTEIN	88 RVUE	$B \rightarrow H^0 X$, $m(\text{top}) > 80 \text{ GeV}$
none 0.21-5	90	26 LEE-FRANZINI	88 CUSB	$T(1S,3S) \rightarrow \gamma H^0$
	90	27 BAKER	87 CALO	$K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} H^0$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
		28 DRUZHININ	87 ND	$\phi \rightarrow \gamma H^0$ ($H^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$)
none 0.05-0.211		29 WILLEY	86 RVUE	$K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} H^0$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
		30 HOFFMAN	83 CNTR	$\pi p \rightarrow n H^0$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
		31 DZHELADIN	81	$\eta' \rightarrow \eta H^0$ ($H^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$)
		32 WITTEN	81 COSM	
		32 GUTH	80 COSM	
		32 SHER	80 COSM	
> 0.006		33 BARBIERI	75 RVUE	$nN \rightarrow nN$

データ3倍に
LEP limit

素粒子データブック:1992

相互作用別リスト (Z/W, quarkonium, B, K, N, other) MSSM Higgs, H^{++}

Limits from Coupling to Z/W^{\pm}

VALUE (GeV)	CL%	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
>48 (CL = 95%) OUR LIMIT				
>48	95	1 DECAMP	92 ALEP	$Z \rightarrow H^0 Z^*$
>38	95	2 ABREU	91C DLPH	$Z \rightarrow H^0 Z^*$
>11.3	95	3 ACTON	91 OPAL	$H^0 \rightarrow \text{anything}$
>41.8	95	4 ADEVA	91 L3	$Z \rightarrow H^0 Z^*$
none 3-44	95	5 AKRAWY	91 OPAL	$Z \rightarrow H^0 Z^*$
none 0.21-14	95	6 ABREU	90C DLPH	$Z \rightarrow H^0 Z^*$
none 2-32	95	7 ADEVA	90H L3	$Z \rightarrow H^0 Z^*$
> 2	99	8 ADEVA	90N L3	$Z \rightarrow H^0 Z^*$
none 0.032-15	95	9 DECAMP	90 ALEP	$Z \rightarrow H^0 Z^*$
> 0.057	95	10 DECAMP	90M ALEP	$Z \rightarrow H^0 e e, H^0 \mu$
none 11-41.6	95	11 DECAMP	90N ALEP	$Z \rightarrow H^0 Z^*$
● ● ● We do not use the following data for averages, fits, limits, etc. ● ● ●				
> 0.21	99	12 ABREU	91B DLPH	$Z \rightarrow H^0 Z^*$
		13 ADEVA	91D L3	$Z \rightarrow H^0 \gamma$
none 3-25.3	95	14 AKRAWY	91C OPAL	$Z \rightarrow H^0 Z^*$
> 1.4	68	15 ELLIS	91B RVUE	Electroweak
		16 HIOKI	91 RVUE	Electroweak
none 0.21-0.818	90	17 ABE	90E CDF	$p\bar{p} \rightarrow (W^{\pm}, Z) + H^0 + X$
none 0.846-0.987	90	17 ABE	90E CDF	$p\bar{p} \rightarrow (W^{\pm}, Z) + H^0 + X$
none 3.0-19.3	95	18 AKRAWY	90C OPAL	$Z \rightarrow H^0 Z^*$
> 0.21	95	19 AKRAWY	90P OPAL	$Z \rightarrow H^0 Z^*$
none 11-24	95	20 DECAMP	90H ALEP	$Z \rightarrow H^0 Z^*$
> 1.8	68	21 ELLIS	90B RVUE	Electroweak

From Quarkonium Decay

VALUE (GeV)	CL%
>0.086	90
none 0.29-0.57	90
none 0.21-5	90

● ● ● We do not use the follow

From B Decay

VALUE (GeV)	CL%
none 0.21-3.57	90
none 0.21-1.0	90
none 1.0-3.6	90

● ● ● We do not use the follow

From K Decay

VALUE (GeV)	CL%
>0.026	90
none 0.012-0.211	90
>0.32	90
>0.3	90

● ● ● We do not use the following data for averages, fits, limits, etc. ● ● ●

From Coupling with Nucleons

Some of the experiments for a light Higgs utilize its couplir parameterize the Higgs-nucleon coupling (which is dominantly $\eta_{HNN}(\sqrt{2}G_F)^{1/2} m(N)$). The limits depend on the value of *et al.* [Physics Letters **78B** 443 (1978)] obtained $\eta_{HNN} = 0.2$; [Physics Letters **B219** 347 (1989)], and Barberi and Curci [P (1989)] took into account the strange-quark content of the prot quark effects, and derived $\eta_{HNN} = 0.56$.

From Other Techniques

VALUE (GeV)	CL%	DOCUMENT ID	TECN	CC
none 0.0012-0.052	90	DAVIER	89 BDMP	$e^- Z \rightarrow e H^0 Z$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
none 0.010-0.10	90	48 EGLI	89 CNTR	$\pi^+ \rightarrow e^+ \nu H^0$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
none 0.015-0.04	90	49 LINDNER	89 THEO	Vacuum stability
		50 YEPES	89 RVUE	$\pi^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu H^0$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
		51 DZHELADIN	81	$\eta' \rightarrow \eta H^0$ ($H^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$)
		52 WITTEN	81 COSM	
		52 GUTH	80 COSM	
		52 SHER	80 COSM	
>0.018		41 GRIFOLS	89 RVUE	σ_t
none 0.03-0.20		42 YEPES	89B RVUE	$p t$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
>0.010	68	43 BELTRAMI	86 SPEC	Muonic atoms
none 0.003-0.012	95	44 FREEDMAN	84 CNTR	$He^* \rightarrow He H^0$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
none 0.00103-0.00584		45 MUKHOPAD...	84 RVUE	$O^* \rightarrow O H^0$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
		46 HOFFMAN	83 CNTR	$\pi p \rightarrow n H^0$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
>0.006		47 BARBIERI	75 RVUE	$n N \rightarrow n N$

From Other Techniques

VALUE (GeV)	CL%	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
● ● ● We do not use the following data for averages, fits, limits, etc. ● ● ●				
none 0.0012-0.052	90	DAVIER	89 BDMP	$e^- Z \rightarrow e H^0 Z$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
none 0.010-0.10	90	48 EGLI	89 CNTR	$\pi^+ \rightarrow e^+ \nu H^0$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
none 0.015-0.04	90	49 LINDNER	89 THEO	Vacuum stability
		50 YEPES	89 RVUE	$\pi^{\pm} \rightarrow e^{\pm} \nu H^0$ ($H^0 \rightarrow e^+ e^-$)
		51 DZHELADIN	81	$\eta' \rightarrow \eta H^0$ ($H^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$)
		52 WITTEN	81 COSM	
		52 GUTH	80 COSM	
		52 SHER	80 COSM	

素粒子データブック:その後

- 1998-: LEP2 limits
- 2004-2008: LEP 最終結果
- 2010-: Tevatron limits
- 2012: LHC limits

論文数

code	section	encoder	2007	2008	2009	2010	2011	2012
S066/67	neutrinos	Nakamura	2	9	7	9	8	11
Q007	top quark	Hagiwara	16	17	27	23	34	37
Q008/09	fourth generation	Hagiwara	2	2	3	4	9	12
S055	Higgs bosons	Hikasa	8	21	27	14	29	57
S029	axions	Takahashi*	9	8	18	14	19	15
S056	heavy bosons	Tanabashi	11	14	15	15	37	37
S054	compositeness	Tanabashi	1	3	1	7	6	11
S057	technicolor	Tanabashi	1	0	1	2	1	2
S030	other searches	Hikasa	38	27	37	43	55	67
total # of papers examined			88	101	136	131	198	249

*Replaced Murayama in 2010

LHC Effect!

素粒子データブック: 2013 on web

Values instead of limits at last!

ZZとの結合 >>

$\gamma\gamma$ との結合

⇒ Hは電弱対称性の破れと深く関係

Higgs Bosons — H^0 and H^\pm

H^0 Mass $m = 125.9 \pm 0.4$ GeV

H^0 signal strengths in different channels

Combined Final States = 1.07 ± 0.26 (S = 1.4)

$W W^*$ Final State = 0.88 ± 0.33 (S = 1.1)

$Z Z^*$ Final State = $0.89^{+0.30}_{-0.25}$

$\gamma\gamma$ Final State = 1.65 ± 0.33

$b\bar{b}$ Final State = $0.5^{+0.8}_{-0.7}$

$\tau^+\tau^-$ Final State = 0.1 ± 0.7

[HTTP://PDG.LBL.GOV](http://pdg.lbl.gov)

Page 4

Created: 7/12/2013 14:49

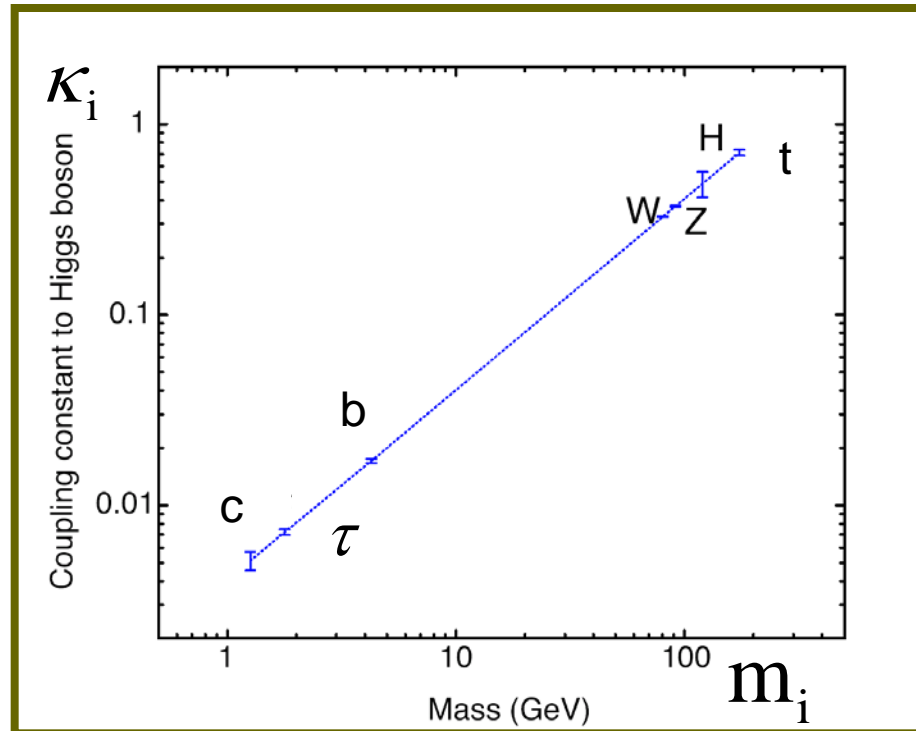
I. Beringer et al. (Particle Data Group), PR D86, 010001 (2012) and 2013 partial update for the 2014 edition (URL: <http://pdg.lbl.gov>)

H^0 DECAY MODES	Fraction (Γ_i/Γ)	p (MeV/c)
$W W^*$	seen	—
$Z Z^*$	seen	70
$\gamma\gamma$	seen	—
$b\bar{b}$	possibly seen	—
$\tau^+\tau^-$	possibly seen	—

Higgs physics

- ヒッグスボソンの関与する相互作用(の多く)は, 今まで観測されたことのない新しいタイプの相互作用
 - 湯川相互作用: ゲージ相互作用と異なり普遍性なし
 - ヒッグス自己相互作用
- (最小) Standard Model (1 Higgs doublet) には, 唯一の次元を持つパラメータ μ^2 (or 真空期待値 v) \Rightarrow 質量-結合定数の比例関係
- この破れは2つめのヒッグス場の存在を意味

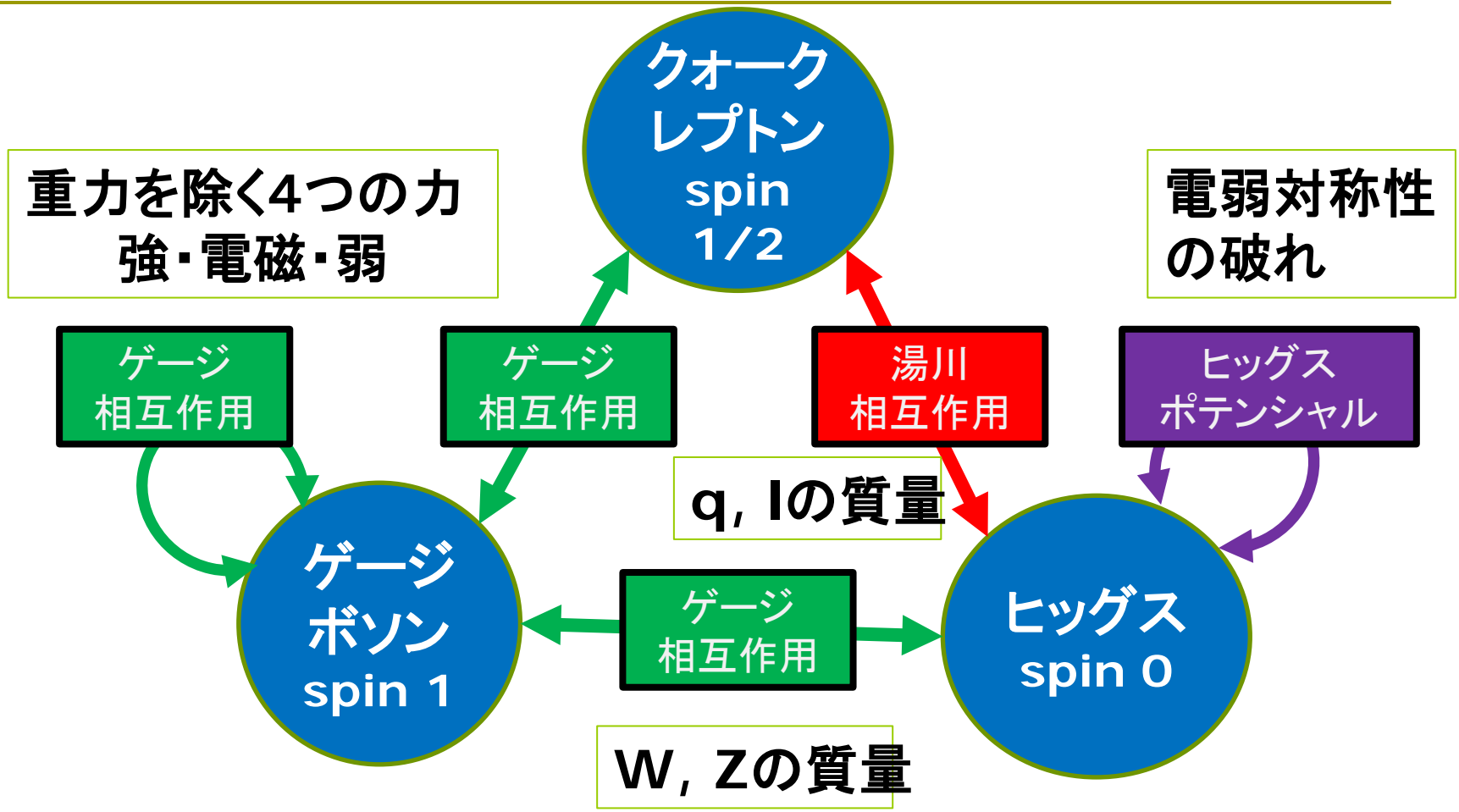
Mass-Coupling Proportionality



Conclusions



Standard Model



標準模型：3つの「普遍性」

- ゲージ相互作用
 - ゲージ結合定数は(各ゲージ群に)一つだけ
- ヒッグスセクター
 - あらゆる質量はヒッグス真空期待値に比例(例外： Λ_{QCD})
- 世代構造
 - 世代の違いの起源は湯川結合のみ
 - あらゆるフレーバー混合は CKM 行列で決定される

Virtues of the Standard Model

- Only 18 parameters to describe almost all observations
- Unique pattern of symmetry breaking
- Unique source of flavor mixing (GIM cancellation)
- FCNC suppressed
- Automatic baryon and lepton number conservation (up to nonperturbative effects)

Unanswered questions

- Why $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$?
- Why five fermion representations (per family) of arbitrary looking quantum numbers?
 - $Q(e) + Q(p) = 0$
- Why three families?
- Characteristic pattern of fermion masses and mixings (Yukawa coupling)
 - Hierarchical generations
 - Small mixing, Wolfenstein pattern
- Small neutrino masses, large mixing

Unanswered questions (cont'd)

- Why just one scalar field with negative mass squared?
- Strong CP problem
- Origin of baryon excess
- Dark Matter, Dark Energy
- Why the universe is so long-lived?
- Cosmological constant problem
- How gravity is incorporated into the picture?
- Why the Fermi scale is so much smaller than the Planck scale? (Hierarchy problem)