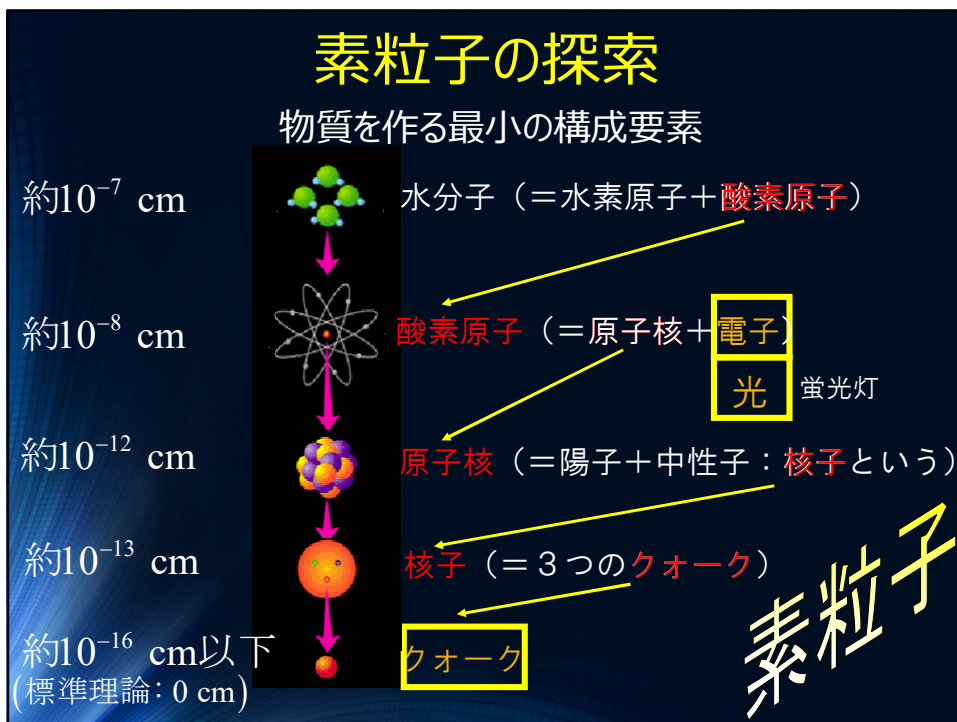
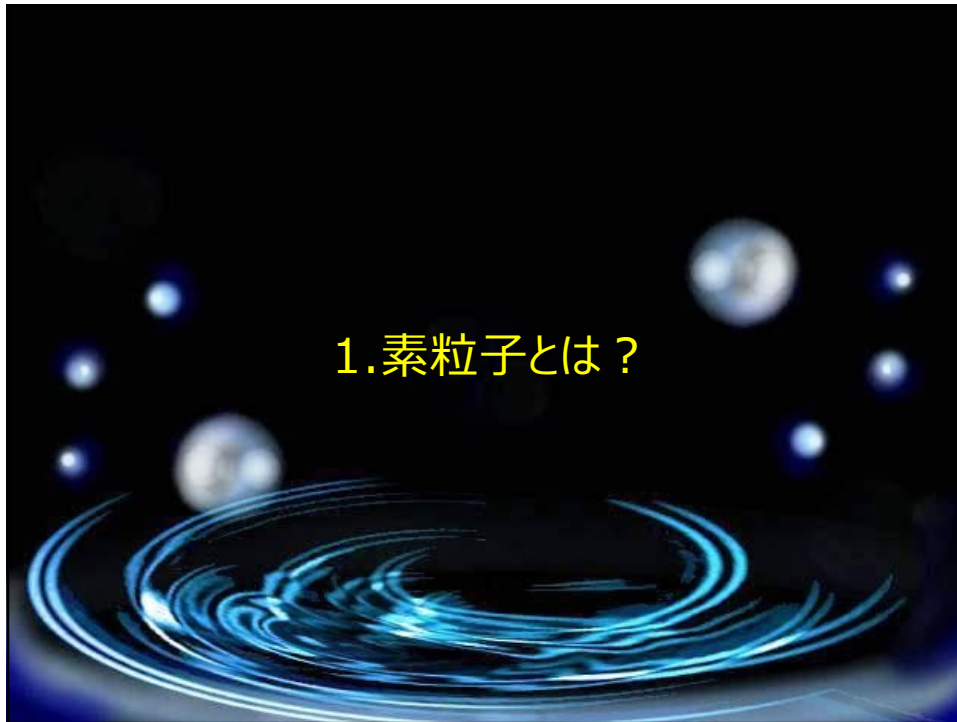


# 素粒子の標準模型と ヒッグス粒子の役割

安江正樹  
東海大学理学部物理学科  
素粒子物理学専攻

## 内容

- 1.素粒子とは？（2ページ）
- 2.素粒子の力学へのヒント（4ページ）
- 3.素粒子場の未知の力（2ページ）
- 4.素粒子場のエネルギー（4ページ）
- 5.ヒッグス粒子による電子質量の生成（6ページ）
- 6.ヒッグス粒子の生成（4ページ）
- 7.標準模型準拠の電子とヒッグス粒子（1ページ）



## 標準模型での素粒子

物質粒子

|        | 第1世代                | 第2世代                  | 第3世代                    |
|--------|---------------------|-----------------------|-------------------------|
| クォーク   | 0.005<br>$u$<br>アップ | 1.5<br>$c$<br>チャーム    | 170<br>$t$<br>トップ       |
| クォーク   | 0.01<br>$d$<br>ダウン  | 0.2<br>$s$<br>ストレンジ   | 5.0<br>$b$<br>ボトム       |
| ニュートリノ | $e$<br>電子ニュートリノ     | $\mu$<br>$\mu$ ニュートリノ | $\tau$<br>$\tau$ ニュートリノ |
| レプトン   | 0.0005<br>$e$<br>電子 | 0.1<br>$\mu$<br>ミューオン | 1.8<br>$\tau$<br>タウ     |

力の場に伴う粒子

強い相互作用

$g$   
グルーオン

電磁相互作用

$\gamma$   
光子

弱い相互作用

$W^+$   $W^-$   $Z$   
Wボソン Zボソン

補助場に伴う粒子

(GeV:陽子の質量=0.938GeV)

125  
 $H$   
ヒッグス粒子

?  
ヒッグス粒子

?  
ヒッグス粒子

3つ子

RGB

陽子を作る力

水素原子を作る力

放射能ベータ線を出す力

質量を作る力



## 素粒子の力学は何？

- 粒子(電子)であり波(光子)である 量子力学  
( $h$ : プランク定数)
- エネルギー  $E = h \overset{\text{振動数}}{\nu}$
- 運動量  $p = \frac{h}{\underset{\text{波長}}{\lambda}}$   $\Rightarrow \psi(x, t) \propto e^{ikx - i\omega t}$ 

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega = 2\pi\nu = \frac{E}{\hbar} \\ k = 2\pi/\lambda = \frac{p}{\hbar} \end{array} \right. \left( \hbar = \frac{h}{2\pi} \right)$$
- 光速や光速近くで移動できる 特殊相対性理論  
( $c$ : 光速)
- アインシュタインの関係式  $E = mc^2$  (静止中)
- $E = \sqrt{p^2 c^2 + (mc^2)^2}$  (運動中)
- (\* ) 3次元ベクトル表記:  $p, \vec{p}$
- $E = \sqrt{p^2 c^2 + (mc^2)^2}$

## 量子力学からのヒント

- 素粒子の振る舞いの理論的予測 波動関数  $\psi(x, t) (\propto e^{ikx - i\omega t})$
- シュレディンガー方程式:  $i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial t} = E\psi(x, t) \left( \hbar = \frac{h}{2\pi} \right)$
- 不確定性関係  $[x, p] = i\hbar$ :  $-i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial x} = p\psi(x, t)$
- (\* ) 3次元ベクトル表記:  $\psi(x, t) [x_i, p_j] = i\hbar \delta_{ij} \frac{\partial}{\partial x} \rightarrow \nabla$
- 波動関数は複素数  $\Leftrightarrow$  観測値 (実験データ) は実数
- $x_{\text{観測値}} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^*(x, t) x \psi(x, t) dx \Rightarrow x_{\text{観測値}}^* = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x, t) x \psi^*(x, t) dx = x_{\text{観測値}}$
- $p_{\text{観測値}} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^*(x, t) p \psi(x, t) dx = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^*(x, t) \left( -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi(x, t) dx$   
 $\Rightarrow p_{\text{観測値}}^* = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(x, t) \left( +i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right) \psi^*(x, t) dx = p_{\text{観測値}}$
- (\* )  $\psi(\pm\infty, t) = 0$ と部分積分 $\uparrow$

## 特殊相対性理論からのヒント

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (*) E = \sqrt{p^2 c^2 + (mc^2)^2}$$

$$E^2 \psi(x, t) = (p^2 c^2 + m^2 c^4) \psi(x, t) \Leftrightarrow \text{波動関数 } \psi(x, t)$$

$$\Leftrightarrow E\psi(x, t) = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \psi(x, t) \quad p\psi(x, t) = -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \psi(x, t)$$

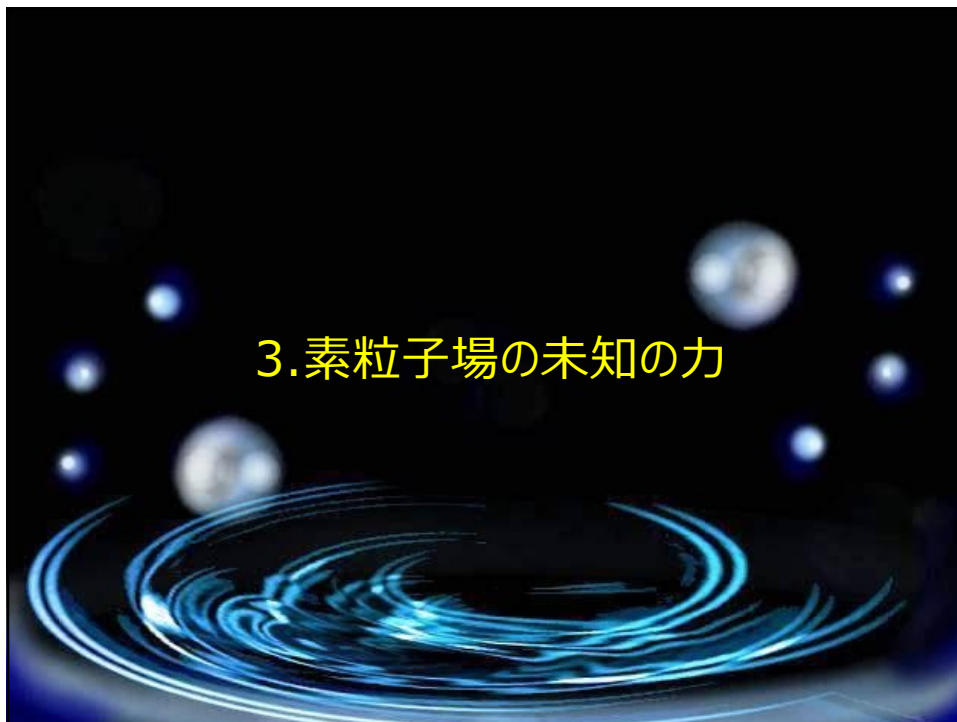
$$\left( i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \right)^2 \psi(x, t) = \left( -i\hbar \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 c^2 \psi(x, t) + m^2 c^4 \psi(x, t) \Leftrightarrow \begin{cases} \text{4次元座標} \\ \boxed{ct}, x, y, z \end{cases}$$

$$\boxed{\frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2}} \psi(x, t) = \left[ \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x, t) - \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi(x, t) \right]$$

$$\left[ \left( \frac{\partial}{c \partial t} \right)^2 - \left( \frac{\partial}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 \right] \psi(x, t) = 0 \quad \text{素粒子の運動方程式}$$

## クライン・ゴルドン方程式

### 3. 素粒子場の未知の力



## クラインゴルドン方程式と背後にある力

静止中の素粒子場  $\psi(x, t)$

$$\Rightarrow \text{運動量}=0 \Rightarrow p\psi(x, t) = -i\hbar \frac{\partial \psi(x, t)}{\partial x} = 0$$

$\Rightarrow \psi(x, t)$  = どの場所  $(x)$  でも同じ値

$$\frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \psi(x, t) = \underbrace{\frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x, t)}_{x \text{ に依らない}} - \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \psi(x, t)$$

- 素粒子場の運動方程式???  $\frac{\partial^2}{c^2 \partial t^2} \psi(x, t) = -\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \psi(x, t) = \text{力の源???}$
- 物体の運動方程式  $m \frac{d^2}{dt^2} x(t) = -mg (= F_{\text{重力}})$ : 例えは重力  $\uparrow$

### 力が分からないときの力学

- 解析力学 ラグランジュ関数  $= L(x, v, t) \leftarrow v = \frac{dx}{dt}$

## 解析力学と未知の力

- ラグランジュ運動方程式  $\frac{dP}{dt} = \frac{dL}{dx} = F_{\text{未知}} \leftarrow P = \frac{\partial L}{\partial v} \left( v = \frac{dx}{dt} \right)$

➢ ニュートン力学  $L = \frac{1}{2}mv^2 - U(x) \leftarrow U(x)$  の例:  $U(x) = mgx$

$$\text{➢ 運動方程式} \begin{cases} P = \frac{\partial L}{\partial v} = mv \Rightarrow \frac{dP}{dt} = m \frac{dv}{dt} \left( = m \frac{d^2x}{dt^2} \right) \\ F_{\text{未知}} = \frac{\partial L}{\partial x} = \frac{d(-U(x))}{dx} = -mg (= F_{\text{重力}}) \end{cases} \Rightarrow \boxed{m \frac{dv}{dt} = -mg}$$

- ラグランジュ関数  $L$  は観測できない  $\Rightarrow$  エネルギーに似ている

$$L = \frac{1}{2}mv^2 - U \Leftrightarrow E = \frac{1}{2}mv^2 + U$$

➢ 観測可能なエネルギー  $\boxed{E = Pv - L} \left( P = \frac{\partial L}{\partial v} \right)$  (\*) ルジャンドル変換

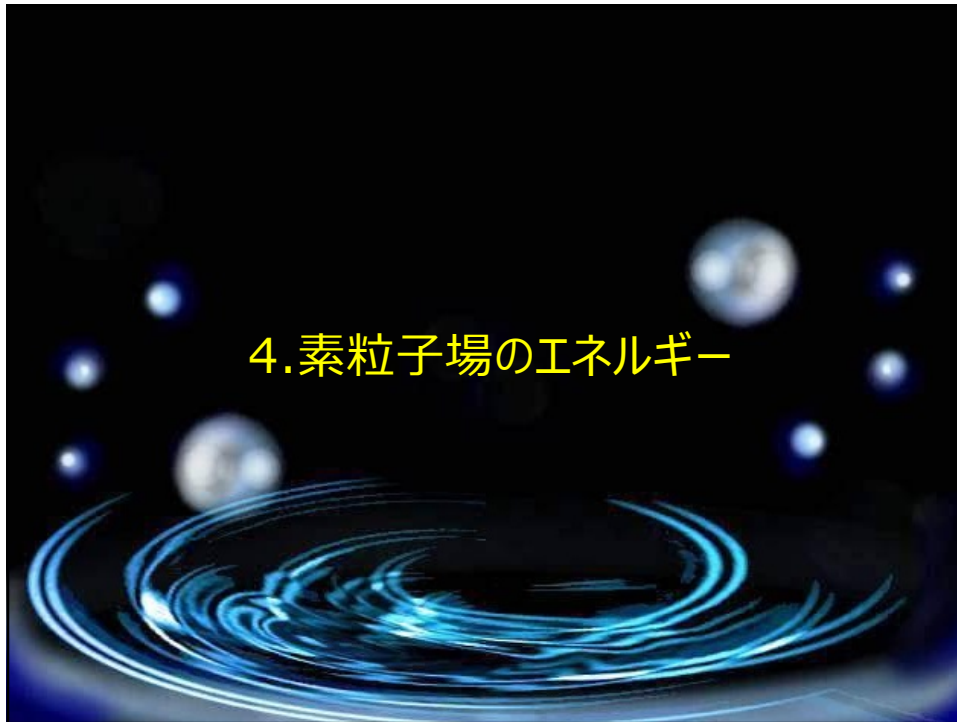
➢ ニュートン力学からの答え  $E = \boxed{\frac{1}{2}mv^2 + U}$   $L = \frac{1}{2}mv^2 - U \Rightarrow E = \frac{\overbrace{P^2}^{x,v(t)}}{2m} + U$

## 素粒子場のラグランジュ関数

- 素粒子場の運動方程式  $\frac{\partial^2 \psi(x,t)}{c^2 \partial t^2} = -\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \psi(x,t)$
- 知っているラグランジュ関数から...
 
$$L = \frac{1}{2} m \left(\frac{dx}{dt}\right)^2 - U(x) \Rightarrow \frac{d}{dt} \frac{dL(x)}{dv} = \frac{dL(x)}{dx} \Rightarrow m \frac{dv}{dt} = m \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{dU}{dx} \left( v = \frac{dx}{dt} \right)$$
- こんな感じかな?
 
$$L = ??? (\Rightarrow E) = \text{実数} \leftarrow \boxed{???} \leftarrow \frac{\partial v}{c \partial t} = -\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \psi(x,t) \left( v = \frac{\partial \psi(x,t)}{c \partial t} \right)$$
- 推論すると...
 
$$\frac{d}{dt} \frac{dL(x)}{dv} = \frac{dL(x)}{dx} \Rightarrow \begin{cases} \frac{\partial}{c \partial t} \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial v} = \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial \psi} \\ \frac{\partial}{c \partial t} \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial v^*} = \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial \psi^*} \end{cases} \quad (*) \text{実数} = \begin{cases} \psi + \psi^* \\ i(\psi - \psi^*) \end{cases}$$
- できたかも?
 
$$L = v^* v - \psi^* \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \psi \Rightarrow \frac{\partial}{c \partial t} \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial v^*} = \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial \psi^*} \Rightarrow \frac{\partial v}{c \partial t} = -\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \psi$$

## 素粒子場の運動方程式

- 素粒子場のラグランジアン
 
$$L = v^* v - \psi^* \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \psi = \left(\frac{\partial \psi(x,t)}{c \partial t}\right)^* \frac{\partial \psi(x,t)}{c \partial t} - \psi^* \left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \psi$$
- 素粒子場の運動方程式
 
$$\begin{cases} \frac{\partial}{c \partial t} \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial v} = \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial \psi} \\ \frac{\partial}{c \partial t} \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial v^*} = \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial \psi^*} \end{cases} \quad \begin{cases} P = \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial v^*} = v = \frac{\partial \psi(x,t)}{c \partial t} \\ F_{\text{未知}} = \frac{\partial L(\psi, \psi^*)}{\partial \psi^*} = -\left(\frac{mc}{\hbar}\right)^2 \psi \end{cases}$$
- 素粒子場のエネルギー???  $H \quad \boxed{E = Pv - L} \leftarrow P = \frac{dL}{dv} \left( v = \frac{dx}{dt} \right)$



## 4.素粒子場のエネルギー

### 素粒子のエネルギー $H$

• 静止中 
$$L = \mathbf{v}^* \mathbf{v} - \psi^* \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi = \frac{\partial \psi^*}{c \partial t} \frac{\partial \psi}{c \partial t} - \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi^* \psi$$

$H$ : 素粒子のエネルギー  $\leftarrow [E = P\mathbf{v} - L] \left( P = \frac{dL}{dv} = mv \right)$

$H = \overbrace{P\mathbf{v} + P^* \mathbf{v}^*}^{\text{実数}} - L \quad \left\{ P = \frac{\partial L}{\partial v} = v^* = \frac{\partial \psi^*}{c \partial t}, P^* = \frac{\partial L}{\partial v^*} = v = \frac{\partial \psi}{c \partial t} \right\}$

$$= v^* \mathbf{v} + \psi^* \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 \psi = \left| \frac{1}{c} \frac{\partial \psi}{\partial t} \right|^2 + \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 |\psi|^2$$


• 運動中  $\Rightarrow p\psi(x,t) = -i\hbar \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial x} \Rightarrow H = \left| \frac{1}{c} \frac{\partial \psi}{\partial t} \right|^2 + \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|^2 + \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 |\psi|^2$

$$H_{\text{観測値}} = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \left| \frac{1}{c} \frac{\partial \psi}{\partial t} \right|^2 + \left| \frac{\partial \psi}{\partial x} \right|^2 + \left( \frac{mc}{\hbar} \right)^2 |\psi|^2 \right) dx \quad \left( \frac{\partial \psi}{\partial x} \rightarrow \sum_{i=1}^3 \nabla_i \psi^* \nabla_i \psi \right)$$

$dx \rightarrow dx dy dz$




# ヒッグス粒子と電子のエネルギー

- ヒッグス粒子のエネルギー  $\phi(x, t)$  
  - 質量  $m_h$  光子,  $W^\pm, Z^0$  など (スピン量子数 = 0, 1)

$$H_{\text{観測値}} = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 + \left| \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|^2 + \left( \frac{m_h c}{\hbar} \right)^2 |\phi|^2 dx \quad \left( \frac{\partial \phi}{\partial x} \rightarrow \sum_{i=1}^3 \nabla_i \phi^* \nabla_i \phi \right)$$

$dx \rightarrow dx dy dz$



- 電子のエネルギー  $\psi(x, t)$  
  - 質量  $m_e$  ニュートリノ, クォーク など (スピン量子数 =  $\frac{1}{2}$ )

$$H_{\text{観測値}} = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \psi^{*T} i \frac{\partial \psi}{c \partial t} + \psi^{*T} \gamma^0 \gamma^i \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{m_e c}{\hbar} \psi^{*T} \gamma^0 \psi \right) dx \quad \left( \gamma^i \frac{\partial \psi}{\partial x} \rightarrow \sum_{i=1}^3 \gamma^i \nabla_i \psi \right)$$

$dx \rightarrow dx dy dz$

$\psi(x, t) = \begin{pmatrix} * \\ * \\ * \\ * \end{pmatrix}$

- \* 電子の波動関数
- \* 陽電子の波動関数
- \* の複素共役

ディラックの $\gamma$ 行列  
 $\gamma^{0,1,2,3} = 4 \times 4$ 行列 =  $\begin{pmatrix} * & * & * & * \\ * & * & * & * \\ * & * & * & * \\ * & * & * & * \end{pmatrix}$



# 素粒子のエネルギーの基準

- どこを基準にして測るかでエネルギーの値は変わる
- 通常、エネルギー値0を基準にして、増加分を測る
  - 数学による定義  $H_{\text{観測値}} = \text{最低エネルギー状態} = \text{真空}$

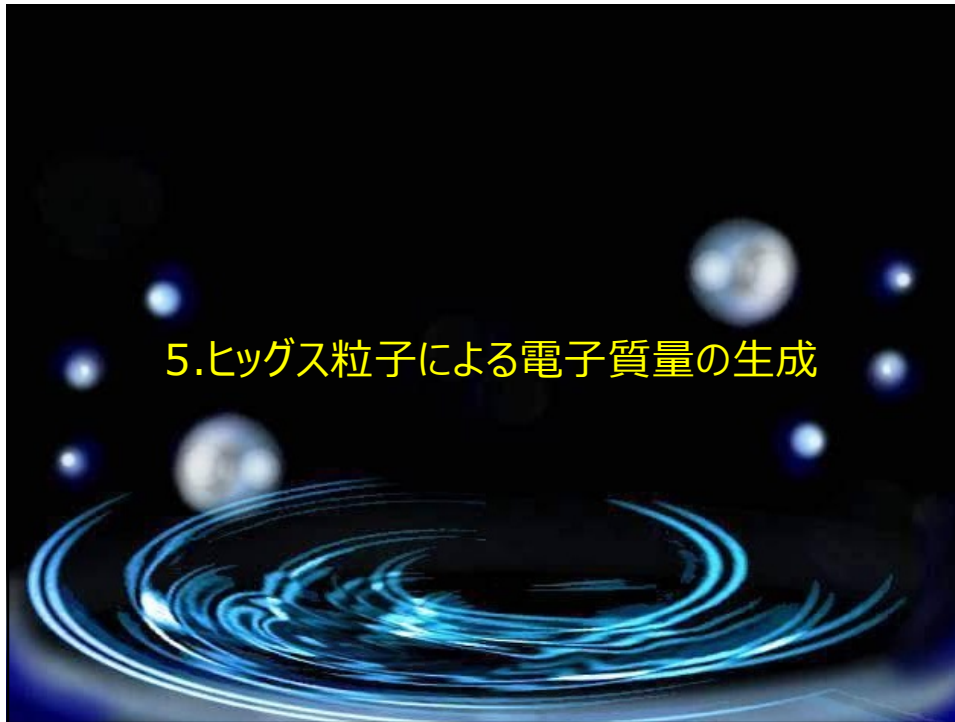
$$H_{\text{観測値}} = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 + \sum_{i=1}^3 \nabla_i \phi^* \nabla_i \phi + \left( \frac{m c}{\hbar} \right)^2 |\phi|^2 dx dy dz$$

$$\geq \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{1}{c} \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)^2 + \sum_{i=1}^3 \nabla_i \phi^* \nabla_i \phi + \left( \frac{m c}{\hbar} \right)^2 |\phi|^2 dx dy dz$$

$$= \left( \frac{m c}{\hbar} \right)^2 \int_{-\infty}^{\infty} |\phi|^2 dx dy dz = \left( \frac{m c}{\hbar} \right)^2 V \geq 0 \quad (\phi=0 \text{で最低値} 0)$$

$$H_{\text{観測値}} \geq \text{最低エネルギー状態の値} = 0 (= H_{\text{真空}})$$

最低エネルギー状態を基準にする



## 5. ヒッグス粒子による電子質量の生成

### ヒッグス粒子と電子質量( $m_e$ )生成

$$H_{\text{電子}} = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \psi^{*T} i \frac{\partial \psi}{c \partial t} + \psi^{*T} \gamma^0 \gamma^i i \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{m_e c}{\hbar} \psi^{*T} \gamma^0 \psi \right) dx$$

$$H_{\text{質量}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{m_e c}{\hbar} \psi^{*T} \gamma^0 \psi dx \quad \leftarrow \psi(x,t) = \begin{cases} * & \text{電子の波動関数} \\ * & \text{陽電子の波動関数} \\ * & \text{の複素共役} \end{cases}$$

- 運動しないヒッグスのエネルギー = 一定値  $\neq 0$  ???

$$H_{\text{質量}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{m_e c}{\hbar} \psi^{*T} \gamma^0 \psi dx \Rightarrow m_e = \overbrace{\left[ \phi \right]}^{\text{一定の値}} \Rightarrow H_{\text{質量}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\overbrace{\left[ \phi \right]}^{\text{一定の値}}}{\underbrace{\hbar}_{\text{一定の値}}} c \psi^{*T} \gamma^0 \psi dx$$

(\* 厳密に言うと:  $\phi = \overbrace{\left[ \phi \right]}^{\text{一定の値}} + \phi_{\text{量子場}}$ )

- 運動しないヒッグスの最低エネルギー = 0

$$H_{\text{ヒッグス}} = \left( \frac{m_h c}{\hbar} \right)^2 \overbrace{\left[ \phi \right]^2}^{\text{一定の値}} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy dz \stackrel{V(=\infty)}{=} \left( \frac{m_h c}{\hbar} \right)^2 \overbrace{\left[ \phi \right]^2}^{\text{一定の値}} V = 0 \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{自動的に } \overbrace{\left[ \phi \right]^2}^{\text{一定の値}} = 0 \\ m_e = 0 \text{ も導かれる} \end{array} \right.$$

## ヒッグス粒子と自発的電子質量生成

$$H_{\text{電子質量の源}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{m_e c}{\hbar} \psi^{*T} \gamma^0 \psi dx = \int_{-\infty}^{\infty} f_e \psi^{*T} \gamma^0 \phi \psi dx \quad \left( m_e = f_e \overbrace{|\phi|}^{\text{一定の値}} \neq 0 \right)$$

$$H_{\text{ヒッグス}} = \left( \frac{m_h c}{\hbar} \right)^2 \overbrace{|\phi|^2}^{\text{一定の値}} V \geq 0 \Rightarrow \overbrace{|\phi|^2}^{\text{一定の値}} = 0 \text{が最低値を与える} \quad \left( \overbrace{|\phi|}^{\text{一定の値}} = 0 \right)$$

- 数学による解析  $\Rightarrow \overbrace{|\phi|}^{\text{一定の値}} \neq 0$  (最低値のエネルギーを与える)???
- ヒッグスさんは、考えた・・・

$$H_{\text{ヒッグス}} / V (= \text{エネルギー密度}) = \left( \frac{m_h c}{\hbar} \right)^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4 \quad (\lambda > 0) \quad \mu = \frac{m_h c}{\hbar}$$

$$\mu^2 \geq 0 \quad H_{\text{ヒッグス}} / V = \mu^2 |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4 \geq 0 \Rightarrow |\phi|^2 = 0 \text{で最低値}$$

$$\mu^2 < 0 \quad H_{\text{ヒッグス}} / V = \left( |\phi|^2 + \frac{\mu^2}{2\lambda} \right)^2 - \frac{\mu^4}{4\lambda} \geq -\frac{\mu^4}{4\lambda} \Rightarrow \overbrace{|\phi|^2}^{\text{正}} = -\frac{\mu^2}{2\lambda} \neq 0 \text{で最低値} \quad \mu^2 < 0 \Rightarrow \mu = i|\mu|$$

$\mu$ は虚数質量 $m_h$ を与え許されない

## 虚数質量のヒッグス

$$|\phi|^2 = -\frac{\mu^2}{2\lambda} > 0 \Leftrightarrow \mu^2 < 0 \Leftrightarrow \mu^2 = \left( \frac{m_h c}{\hbar} \right)^2 \Leftrightarrow m_h^2 < 0 \Leftrightarrow m_h = i|m_h|$$

- 光速を超えて移動  $\frac{v}{c} = \frac{pc}{E} = \frac{pc}{\sqrt{p^2 c^2 + m_h^2 c^4}} = \frac{pc}{\sqrt{p^2 c^2 - |m_h|^2 c^4}} > 1$
- 因果律を破る  $\Rightarrow v > c$
- 入試問題の内容が入試が終わった未来から送られてくる

- 南部陽一郎(1961)による処方箋 

- ヒッグスさん達は、この処方箋を用いてヒッグス粒子の困難を解決
- ヒッグスさんの論文のレフリーは南部さん

◆  $H_{\text{ヒッグス}} / V = 0$  から素粒子のエネルギーを測ると虚数質量  
最低値

◆  $H_{\text{ヒッグス}} / V = -\frac{\mu^4}{4\lambda}$  から素粒子のエネルギーを測り直す  
最低値

## 実数質量のヒッグス粒子

$\frac{H_{\text{ヒッグス最低値}}}{V} = \boxed{-\frac{\mu^4}{4\lambda}}$  から素粒子のエネルギーを測り直す

$(*) \phi = \overset{=0}{\phi} + \phi_{\text{量子場}} \Rightarrow \phi = \overset{\neq 0}{\phi} + \phi_{\text{量子場}}$

$\frac{H_{\text{ヒッグス}}}{V} = \boxed{0} + \overbrace{\left(\frac{m_h c}{\hbar}\right)^2}^{\mu^2 = \text{負!!!}} |\phi|^2 + \lambda |\phi|^4 \quad (\lambda > 0)$

$\Leftarrow \overbrace{\phi}^{\text{複素数}} = \frac{v+h}{\sqrt{2}} e^{i\xi} \left( \left. \phi \right|_{h=\xi=0} = \frac{v}{\sqrt{2}} = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} \right) : v \text{ for } \overbrace{\text{vacuum expectation value}}^{\text{真空期待値}}$   
 $0+h \text{ (0からでなく)} \quad v+h \text{ (} v \text{ から測り直す)}$

$= \boxed{0} + \mu^2 \left| \frac{v+h}{\sqrt{2}} e^{i\xi} \right|^2 + \frac{\lambda}{4} \left| \frac{v+h}{\sqrt{2}} e^{i\xi} \right|^4 \quad (|e^{i\xi}|=1)$

$= \boxed{-\frac{\mu^4}{4\lambda}} + \frac{1}{2} \overbrace{(-2\mu^2)}^{\text{正!!!}} h^2 + \lambda v h^3 + \frac{\lambda}{4} h^4$

$\Leftarrow m_h^2 = \left. \frac{\partial^2}{\partial h \partial h} \left( \frac{H_{\text{ヒッグス}}}{V} \right) \right|_{h=0} = -2\mu^2 > 0$

## ヒッグス機構

$H_{\text{電子質量の源}} = \int_{-\infty}^{\infty} f_e \overbrace{\Psi^{*T} \gamma^0 \phi \Psi}^{\Psi^{*T}} dx = \int_{-\infty}^{\infty} f_e \Psi^{*T} \phi \Psi dx \Leftarrow \begin{cases} \psi : \text{主に電子}(e^+) = e^- \\ \Psi : \text{主に陽電子}(e^-) \\ \text{の複素共役} = e^{+*} \end{cases}$

$= \int_{-\infty}^{\infty} f_e (e^{+*})^{*T} \phi e^- dx = \int_{-\infty}^{\infty} f_e e^{+T} \phi e^- dx \Leftarrow \phi = \frac{h+v}{\sqrt{2}} e^{i\xi} \left( \frac{v}{\sqrt{2}} = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} \right)$

$= \int_{-\infty}^{\infty} f_e e^{+T} \frac{h+v}{\sqrt{2}} e^{i\xi} e^- dx = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{f_e}{\sqrt{2}} e^{+T} h + \frac{f_e v}{\sqrt{2}} e^{+T} \right) e^{i\xi} e^- dx$

$\Leftarrow e^- = e^{i\xi} e^- \text{ (=ヒッグス粒子}(\xi)\text{を吸い込んだ電子)}$

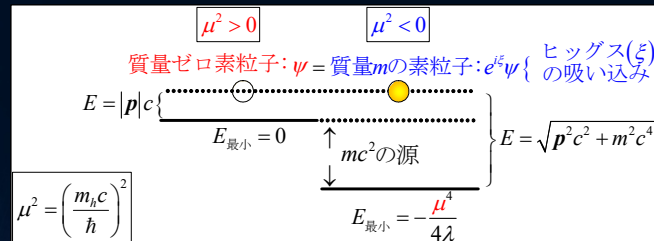
$\Leftarrow e^- = e^{i\xi} e^- \text{ (=実験で観測される電子)}$

$= \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{f_e}{\sqrt{2}} e^{+T} h e^- + \frac{f_e v}{\sqrt{2}} e^{+T} e^- \right) dx = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{f_e}{\sqrt{2}} e^{+T} h e^- + \boxed{m_e e^{+T} e^-} \right) dx$

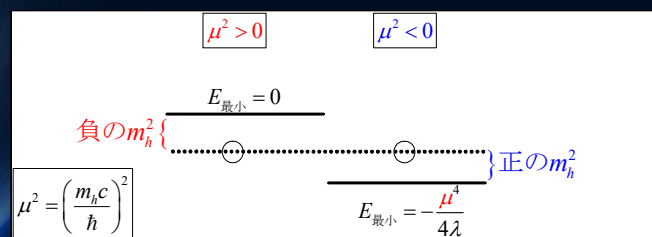
$m_e = \frac{f_e v}{\sqrt{2}} \left( \frac{v}{\sqrt{2}} = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} \right)$

## ヒッグス機構のイメージ

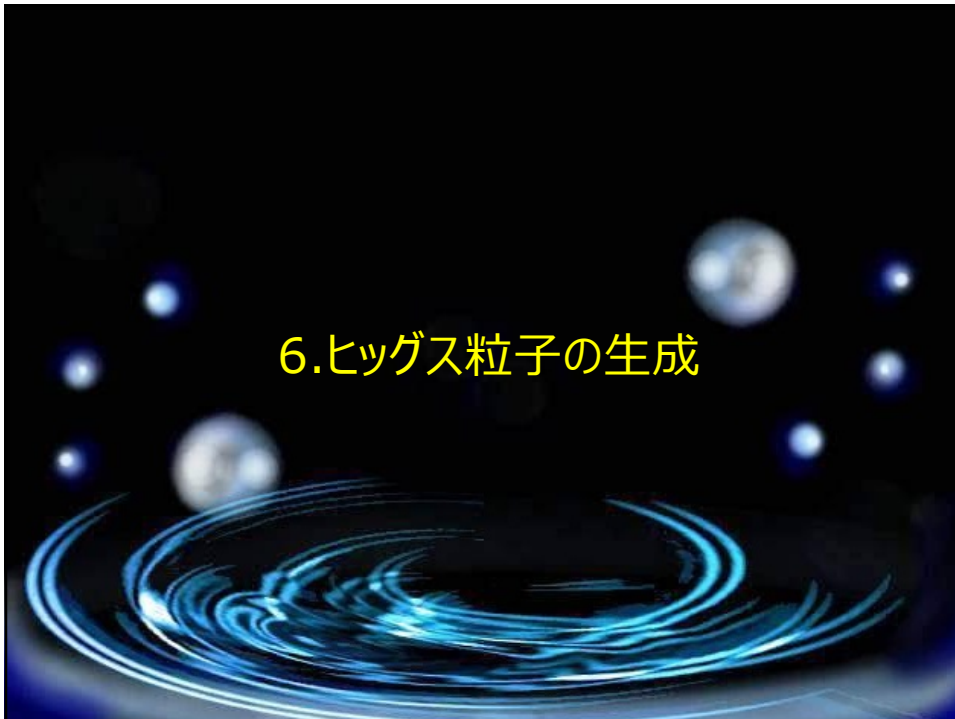
- 質量ゼロの素粒子から質量有りの素粒子へ  $E = \sqrt{|p|^2 c^2 + m^2 c^4}$



- 虚数質量のヒッグスから実数質量のヒッグスへ



## 6. ヒッグス粒子の生成



# ヒッグス粒子の生成過程

$$H_{\text{電子質量の源}} = \int_{-\infty}^{\infty} \left( \frac{f_e}{\sqrt{2}} e^{+T} h e^{-} + m_e e^{+T} e^{-} \right) dx \quad \left( m_e = \frac{f_e v}{\sqrt{2}} \right)$$

$$e^{+T} h e^{-} \Rightarrow \begin{cases} h \rightarrow e^{+} e^{-} & f_e \text{ が大きいほどたくさん生成される} \\ e^{+} e^{-} \rightarrow h & m_e \text{ が大きいほどたくさん生成される} \end{cases} \Rightarrow m_e = \frac{f_e v}{\sqrt{2}}$$



$m_e$  に対応する質量比 1 : 200 : 1900

$$h \rightarrow \tau^{+} \tau^{-}$$

# ヒッグス粒子の発見



ヒッグス粒子は大型ハドロン衝突器(Large Hadron Collider:LHC)で、2012年7月に発見され、2013年8月に、1964年にピーター・ヒッグスとフランソワ・エングラート(と故ロバート・ブルー)の予言した粒子であると確認された。

Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire  
CERN  
European Organization for Nuclear Research  
(欧州合同原子核研究機構)

ATLAS Collaboration, "Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC", *Physics Letters B* 726 (2013) 88–119  
ATLAS Collaboration, "Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data", *Physics Letters B* 726 (2013) 120–144

**CERN sites**

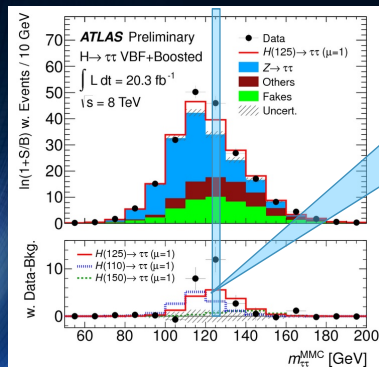
$h \rightarrow Z + Z \rightarrow e^{+} e^{-} + e^{+} e^{-}$

ATLAS EXPERIMENT  
<http://atlas.ch>

# 観測されたヒッグス粒子

$$H_{\text{タウ質量の源}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f_{\tau}}{\sqrt{2}} \tau^{+T} h \tau^{-} dx \quad \left( m_{\tau} = \frac{f_{\tau} v}{\sqrt{2}} \right)$$

$$h \rightarrow \tau^{+} \tau^{-}$$

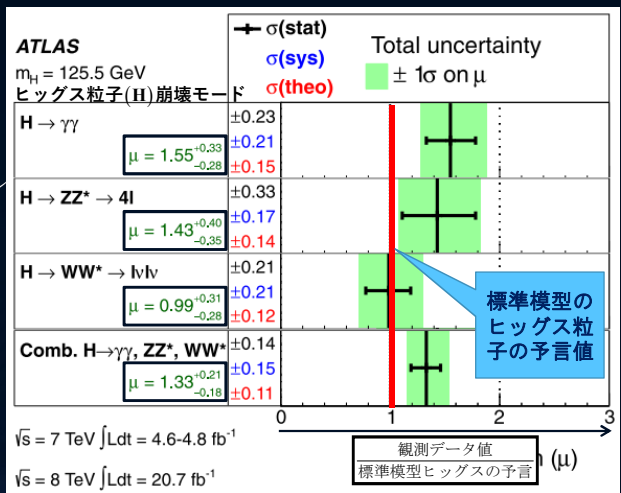


$m_h = 125 \text{ GeV} \leftarrow m_{\text{陽子}} = 0.938 \text{ GeV}$

Evidence for Higgs Boson Decays to the  $\tau^{+} \tau^{-}$  Final State with the ATLAS Detector  
ATLAS-CONF-2013-108 (28 November 2013)

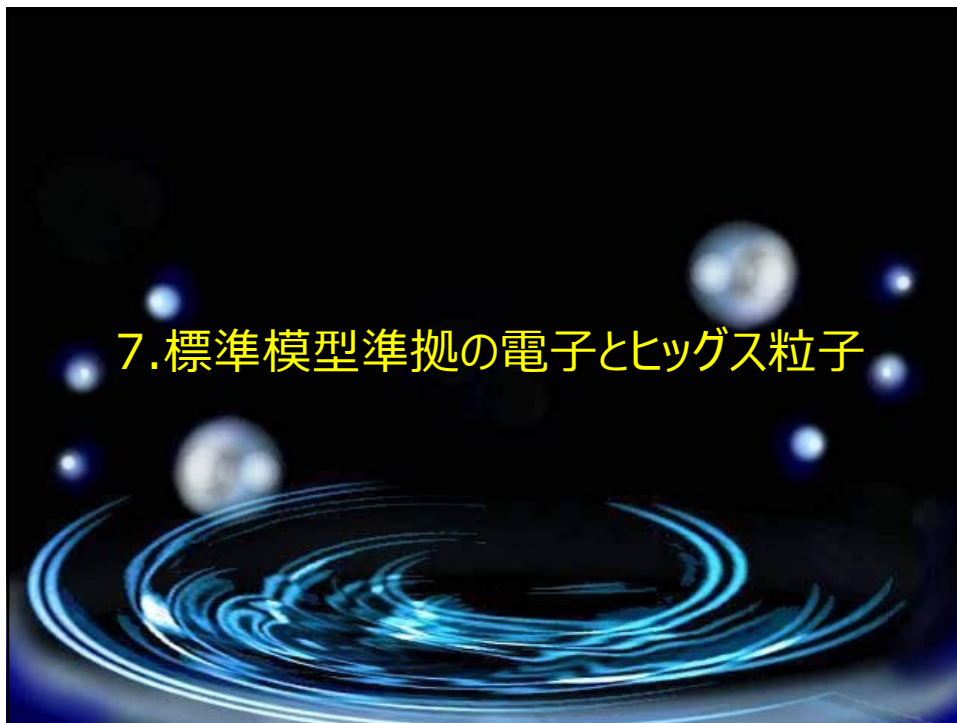
# 標準模型の予言とヒッグス粒子

- 電磁相互作用  $\gamma$
- 弱い相互作用  $W, Z$
- $\gamma\gamma = 2$ 個の光子
- $ZZ = 2$ つのZボゾン  $4l = e^+e^-e^+e^-$ など
- $W^*W = W^+W^-$   $lvlv = e^+ \nu_e e^- \bar{\nu}_e$ など
- 3のデータ値の平均値




エングランドさん・ヒッグスさん(1964)






## 7. 標準模型準拠の電子とヒッグス粒子

### 標準模型でのヒッグス機構



$e^-$



$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$

$$H_{\text{電子質量の源}} = \int_{-\infty}^{\infty} f_e e^+ \phi e^- dx dy dz$$

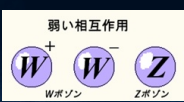
$$H_{\text{電子質量の源}} = \int_{-\infty}^{\infty} f_e e^+ (\phi^+, \phi^0) \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix} dx dy dz = (\phi^+, \phi^0)^*$$

$$\phi = \frac{h+v}{\sqrt{2}} e^{i\xi}$$

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{h+v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} e^{i \begin{pmatrix} \xi_3^+ & \xi_1^- \\ \xi_2^+ & -\xi_3^- \end{pmatrix}}$$

$$e^- = e^{i\xi} e^-$$

$$\begin{pmatrix} \nu_e' \\ e^- \end{pmatrix} = e^{i \begin{pmatrix} \xi_3^+ & \xi_1^- \\ \xi_2^+ & -\xi_3^- \end{pmatrix}} \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$$



弱い相互作用

$\begin{pmatrix} W^{'+} \\ Z' \\ W'^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W^+ \oplus \xi_1^+ \\ Z \oplus \xi_3^3 \\ W^- \oplus \xi_1^- \end{pmatrix}$

観測される  
ニュートリノ( $\nu_e$ )  
と電子( $e^-$ )

観測される  
 $W^\pm, Z$

質量0素粒子