2016年度3年後期
素粒子物理学 1
第10回 2016年12月16日

戸本　誠
高エネルギー物理学研究室（N研）

今日の内容

対称性

ゲージ対称性とゲージ相互作用

→　ヒッグス機構と電弱統一にむけた準備

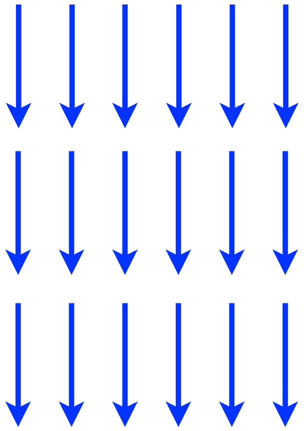
対称性

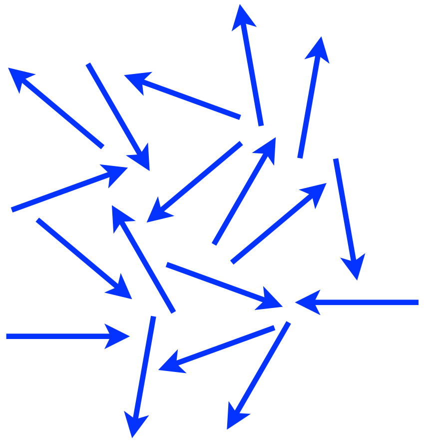
区別できない状態のこと

回転対称

$$\frac{2\pi}{3} \times n \quad 回転対称$$

対称性が保ているのはどっち？





対称性

ある操作を行った前後で物理法則が変わらない

オイラー・ラグランジェ方程式 $$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L(q_i,\dot{q}_i)}{\partial \dot{q}_i}\right)-\frac{\partial L(q_i,\dot{q}_i)}{\partial q_i}=0$$

対称性が存在するとそれに対応した保存量→Noetherの定理

並進対称性 $q \to q+a \quad \dot{q} \to \dot{q} \qquad \delta q = a \ , \ \delta \dot{q} = 0$

$L(q,\dot{q})$ が変化しない

$$\begin{aligned}
\delta L &= \frac{\partial L}{\partial q}\delta q + \frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\delta \dot{q} \\
&= \frac{\partial L}{\partial q}\delta q + \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\delta q\right) - \delta q \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\right) \\
&= \underbrace{\left(\frac{\partial L}{\partial q} - \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\right)\right)}_{=0}\delta q + \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\delta q\right) = 0
\end{aligned}$$

$$P=\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} \qquad \frac{dP}{dt}=0$$ → 運動量保存

量子力学での対称性

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t} = H\psi \xrightarrow{\psi \to \psi' = U\psi} i\frac{\partial\psi'}{\partial t} = H\psi'$$

$$i\frac{\partial\psi}{\partial t} = U^{-1}HU\psi \qquad U^{-1}HU = H$$

Uはユニタリー行列

ユニタリー行列(U)は、エルミート行列(Q)を用いて

$$U = e^{-iaQ} = 1 - iaQ + \frac{1}{2!}(-iaQ)^2 + \cdots$$ とおける

$$U^\dagger = [\exp(-iaQ)]^\dagger = \exp(iaQ^\dagger) = \exp(iaQ) = U^{-1}$$

$$U^{-1}HU = (1 + iaQ)H(1 - iaQ) = H - i\boxed{[Q, H]}a = H$$

微小変換

$$i\frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t} = [Q, H]$$

=0　Qが保存量

並進対称　$$\psi'(x) = U\psi(x) = \psi(U^{-1}x) = \psi(x - a)$$

$$\psi(x - a) = \psi(x) - a\frac{\partial\psi}{\partial x} + \cdots + \frac{(-a)^n}{n!}\frac{\partial^n\psi}{\partial x^n} + \cdots$$

$$= \exp\left[-ia\left(\frac{1}{i}\frac{\partial}{\partial x}\right)\right]\psi(x) = \exp(-iap)\psi(x)$$

→運動量保存

対称性と保存量

対称性があると保存量がある

並進対称性　→　運動量保存

回転対称性　→　角運動量保存

時間対称性　→　エネルギー保存

…

対称性によって、自由粒子の運動が規定される

相互作用をゲージ対称性によって規定してみよう！

いろいろな運動方程式に対するLagrangian

場に関するEuler-Lagrange 方程式

$$L(q_i, \dot{q}_i, t) \to \mathcal{L}(\phi, \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu}, x_\mu) \qquad \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial \mathcal{L}(\phi, \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu}, t)}{\partial(\partial\phi/\partial x_\mu)}\right) - \frac{\partial \mathcal{L}(\phi, \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu}, t)}{\partial \phi} = 0$$

Klein-Gordon方程式

$$(\Box^2 + m^2) = 0 \quad \leftarrow \quad \mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) - \frac{1}{2} m^2 \phi^2$$

Dirac方程式

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0 \quad \leftarrow \quad \mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma_\mu \partial^\mu \psi - m\bar{\psi}\psi$$

Maxwell方程式

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = j^\nu \quad \leftarrow \quad \mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - j^\mu A_\mu$$

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$$

補足(Maxwell方程式に関して)

Maxwell 方程式

$$\nabla \cdot E = \rho \qquad \nabla \cdot B = 0$$

$$\nabla \times E + \frac{\partial B}{\partial t} = 0 \qquad \nabla \times B - \frac{\partial E}{\partial t} = j$$

スカラーポテンシャル
ベクトルポテンシャル

$$E = -\frac{\partial A}{\partial t} - \nabla \phi \qquad B = \nabla \times A$$

電磁場をまとめて、電磁場テンソル(F$^{\mu\nu}$)として

$$F^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -E_x \\ E_z & -B_y & E_x & 0 \end{pmatrix}$$

$$F^{01} = \partial^0 A^1 - \partial^1 A^0 = \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial x} = -E_x \qquad F^{12} = \partial^1 A^2 - \partial^2 A^1 = -\frac{\partial A_y}{\partial x} + \frac{\partial A_x}{\partial y} = -B_z$$

Maxwell方程式は、$\partial_\mu F^{\mu\nu} = j^\nu$ となる

$$\partial_\mu F^{\mu 0} = \frac{\partial F^{00}}{\partial t} + \frac{\partial F^{10}}{\partial x} + \frac{\partial F^{20}}{\partial y} + \frac{\partial F^{30}}{\partial z} = \nabla \cdot E = j^0 = \rho$$

$$\partial_\mu F^{\mu 1} = \frac{\partial F^{01}}{\partial t} + \frac{\partial F^{11}}{\partial x} + \frac{\partial F^{21}}{\partial y} + \frac{\partial F^{31}}{\partial z} = -\frac{\partial E_x}{\partial t} + \frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} = (\nabla \times B)_x - \frac{\partial E_x}{\partial t} = j^1$$

大局的ゲージ変換

「内部」座標変換　：時空の変換ではないことに注意

電子場は位相変換 $\psi(x) \to e^{i\alpha}\psi(x)$ に対して、

$$\partial_\mu \psi = e^{i\alpha}\partial_\mu \psi \qquad \overline{\psi} = e^{-i\alpha}\overline{\psi}$$ より

$$\mathcal{L} = i\overline{\psi}\gamma_\mu \partial^\mu \psi - m\overline{\psi}\psi$$ ディラック方程式が不変

位相変換の集まりU(α)=e^{iα}は、U(1)群をつくる。

LagrangianはU(1)変換に対して不変であると言う

大局的U(1)ゲージ不変

U(1)対称性に対する保存量

微小変換 $\psi \to (1+i\alpha)\psi$ を考え、この変換の不変性を要求

$$
\begin{aligned}
0 &= \delta\mathcal{L} = \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\psi}\delta\psi + \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)}\delta(\partial_\mu\psi) + \delta\bar{\psi}\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\bar{\psi}} + \delta(\partial_\mu\bar{\psi})\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\bar{\psi})} \\
&= \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\psi}(i\alpha\psi) + \frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)}(i\alpha\partial_\mu\psi) + \dots \bar{\psi}\text{ の項} \\
&= i\alpha\underbrace{\left[\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial\psi} - \partial_\mu\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)}\right)\right]}_{=0}\psi + i\alpha\partial_\mu\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)}\psi\right) + \dots \bar{\psi}\text{ の項}
\end{aligned}
$$

$$
j^\mu = \frac{ie}{2}\left(\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\psi)}\psi - \bar{\psi}\frac{\partial\mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu\bar{\psi})}\right) = -e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi
$$

$\partial_\mu j^\mu = 0$ ラグラジアンがある連続変換のもとで不変であれば、それに関連したカレントが存在

U(1)対称性に対する保存量

$$\partial_\mu j^\mu = 0 \qquad \frac{\partial j^0}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{j} = 0$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_V j^0 \mathrm{d}^3\boldsymbol{x} + \int_V \boldsymbol{\nabla}\cdot\boldsymbol{j}\mathrm{d}^3\boldsymbol{x} = 0$$

↓ ガウスの発散定理

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\int_V j^0 \mathrm{d}^3\boldsymbol{x} + \underline{\int_S \boldsymbol{j}\cdot\mathrm{d}\boldsymbol{S}} = 0$$

=0 (場は無限遠で十分速く減少する)

$$Q = \int_V j^0 \mathrm{d}^3\boldsymbol{x} \qquad \frac{\mathrm{dQ}}{\mathrm{d}t} = 0$$

U(1)不変であるために

電荷保存

U(1)局所ゲージ不変性

より一般的な変換
$$\psi(x) \to \psi'(x) = e^{i\alpha(x)}\psi(x)$$
$$\overline{\psi}(x) \to \overline{\psi'}(x) = e^{-i\alpha(x)}\overline{\psi}(x)$$
に拡張

$\mathcal{L} = i\overline{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\overline{\psi}\psi$ の不変性を考える

$\partial_\mu\psi' = e^{i\alpha(x)}\partial_\mu\psi + ie^{i\alpha(x)}\psi\partial_\mu\alpha$ となるので

$$\begin{aligned} i\overline{\psi'}\gamma^\mu\partial_\mu\psi' &= ie^{-i\alpha(x)}\overline{\psi}(x)\gamma^\mu\left[e^{i\alpha(x)}\partial_\mu\psi + ie^{i\alpha(x)}\psi\partial_\mu\alpha\right] \\ &= i\overline{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - \underline{\overline{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\alpha} \end{aligned}$$

ラグランジアンは、局所変換に対して不変ではない！！

U(1)局所ゲージ不変性

局所ゲージ不変性に固執してみる

$\partial_\mu \psi \rightarrow e^{i\alpha(x)} \partial_\mu \psi + i e^{i\alpha(x)} \psi \partial_\mu \alpha$　ではなく、

$D_\mu \psi \rightarrow e^{i\alpha(x)} D_\mu \psi$

位相変換に対して「共変的」に変換する微分D$_\mu$を探す

$\boxed{D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu}$　ベクトル場A$_\mu$を導入

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha$$ の様に変換する

U(1)局所ゲージ不変性

$$D_\mu \psi = \partial_\mu \psi - ieA_\mu \psi$$

$$\begin{aligned} D_\mu \psi' &= e^{i\alpha(x)}\partial_\mu \psi + ie^{i\alpha(x)}\psi\partial_\mu\alpha - ieA_\mu e^{i\alpha(x)}\psi - ie^{i\alpha(x)}\psi\partial_\mu\alpha \\ &= e^{i\alpha(x)}[\partial_\mu\psi - ieA_\mu\psi] \\ &= e^{i\alpha(x)}D_\mu\psi \end{aligned}$$

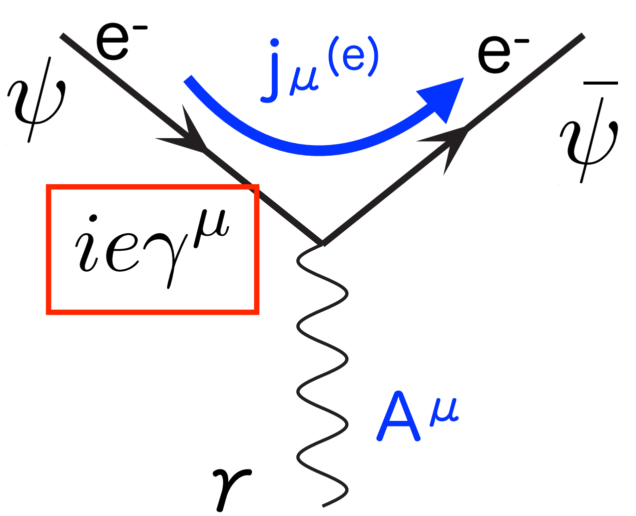
$$\mathcal{L} = i\overline{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\overline{\psi}\psi \quad \rightarrow \quad \mathcal{L} = i\overline{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\overline{\psi}\psi$$

ラグラジアンの不変性は $\partial_\mu \rightarrow D_\mu$ でよい！

$$\mathcal{L} = i\overline{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - m\overline{\psi}\psi + \underline{e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi A_\mu}$$

局所位相変換に対する不変性を要求 → ベクトル場 A_μ の導入

ゲージ場



電荷 -e のDirac粒子との相互作用

QEDのラグランジアン

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

$$\mathcal{L} = \overline{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi + e\overline{\psi}\gamma^\mu A_\mu \psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$$

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_e + \mathcal{L}_{int} + \mathcal{L}_\gamma$$

自由粒子のラグランジアンが 局所位相変換

$\psi \to e^{-ie\chi(x)}\psi$ に対して不変であるべしという要求をすると、

$$\alpha(x) = -e\chi(x)$$

結合

つまり、ゲージ(ベクトル)場（光子場）を導入し、

$D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu$ 微分の代わりに共変微分

$A_\mu \to A_\mu - \partial_\mu \chi$ ベクトル場も同時にゲージ変換すると、

相互作用する場を扱うQEDが得られる

ゲージ原理

$\psi \to e^{-ie\chi(x)}\psi$ の位相変換をすると $\partial_\mu\psi$ から $\partial_\mu\chi(x)$ が出てきてしまう。

→ ゲージ場 A_μ(x)がこの項をキャンセルする。

→ 位相変換によってゲージ場の性質が決まっている

ψのゲージ変換のパラメータとAのゲージ変換のパラメータは同一関数

$\boxed{\text{運動法則は局所ゲージ変換で不変である}}$

U(1)ゲージ対称性に基づく保存量 $Q = e\int j^0 \mathrm{d}^3\boldsymbol{x}$

U(1):QED

SU(2):弱い相互作用　正確ではないが、、、（次々回の授業で詳細説明）

SU(3):強い相互作用

ゲージ粒子の質量

質量項をLagrangianに手で入れると

$$m^2 A^\mu A_\mu \to m^2 (A^\mu - \partial^\mu \chi)(A_\mu - \partial_\mu \chi) \neq m^2 A^\mu A_\mu$$

ゲージ対称性が破れる！

ゲージ粒子の質量はゼロでなくてはならない

実際に、光子とグルーオンの質量は0！！

$m_W > 0$, $m_Z > 0$ ← ゲージ対称性が破れている？

ヒッグス機構

アイソスピン対称性

u, dは、同じ質量を持つ自由なフェルミオン

$$\psi = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \qquad \psi \to U\psi$$

回転を考える

$$\psi^\dagger \psi = \psi^\dagger U^\dagger U \psi \ \to \ U^\dagger U = 1$$

$$\mathcal{L}' = \bar{\psi}'(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi' = \psi \bar{U}^\dagger (i\gamma^\mu \partial_\mu - m)U\psi = \mathcal{L}$$

ラグランジアンは不変

$$U = \underline{e^{i\phi}} \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ -\beta^* & \alpha^* \end{pmatrix} \qquad |\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$$

=1 (detU=1) : SU(2)群

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \ \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \ \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$\left[\frac{\sigma_i}{2}, \frac{\sigma_j}{2}\right] = i\varepsilon_{ijk}\frac{\sigma_k}{2} \qquad U = e^{-i\boldsymbol{\alpha}\cdot\frac{\boldsymbol{\sigma}}{2}}$$

と書ける

エルミート行列

SU(2)局所ゲージ対称性

$$\psi = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \psi \to \psi' = U(x)\psi = \exp(-ig\boldsymbol{\alpha}(x)\cdot\frac{\boldsymbol{\tau}}{2})\psi$$

の位相変換に対して

$\mathcal{L} = \overline{\psi} i\gamma^\mu \partial_\mu \psi$ の不変性を考える

質量項＝0としておく

$$U(x) = e^{-ig\boldsymbol{\alpha_a}(x)\boldsymbol{\tau_a}/2} = e^{-ig\boldsymbol{\alpha}(x)\cdot\boldsymbol{t}}$$

$$\tau_i = \sigma_i \qquad \boldsymbol{\alpha}(x)\cdot\boldsymbol{t} = \alpha_1(x)t_t + \alpha_2(x)t_2 + \alpha_3(x)t_3$$

QED:U(1)ゲージ対称性と同じことをする。

$$D_\mu \equiv \partial_\mu - ieA_\mu$$

$$D_\mu = \partial_\mu + igt_a W_\mu^a$$

D$_\mu$を書き下すと $\mathcal{L} = \overline{\psi} i\gamma^\mu \partial_\mu \psi - g(\overline{\psi}\gamma^\mu t_a \psi)W_\mu^a$

SU(2)ゲージ不変性では、3つのゲージ場 W_μ^a (a=1,2,3)

光子場の拡張、3種のゲージ粒子

SU(2)局所ゲージ対称性

$(D_\mu\psi)' = U(x)D_\mu\psi$ となるように W_μ^a の変換性を考える

$$\rightarrow\ (\partial_\mu + igt_aW_\mu^{'a})(U\psi) = U(\partial_\mu + igt_aW_\mu^a)\psi$$

$$\rightarrow\ (\partial_\mu U)\psi + U\partial_\mu\psi + igt_aW_\mu^{'a}U\psi = U\partial_\mu\psi + Uigt_aW_\mu^a\psi$$

$$\rightarrow\ (\partial_\mu U + ig\underbrace{t_aW_\mu^{'a}}_{\tilde{W}_\mu^{'}}U)\psi = igU\underbrace{t_aW_\mu^a}_{\tilde{W}_\mu}\psi$$

$$\tilde{W}_\mu' = U\tilde{W}_\mu U^\dagger + \frac{i}{g}(\partial_\mu U)U^\dagger = \tilde{W}_\mu - ig[\boldsymbol{\alpha}\cdot\boldsymbol{t}, \tilde{W}_\mu] + \partial_\mu(\boldsymbol{\alpha}\cdot\boldsymbol{t})$$

$$U(x) = e^{-ig\boldsymbol{\alpha_a}(x)\boldsymbol{\tau_a}/2} = e^{-ig\boldsymbol{\alpha}(x)\cdot\boldsymbol{t}}$$

$$t_kW_\mu^k \rightarrow t_kW_\mu^k - ig[\underline{\alpha^i t_i, W_\mu^j t_j}] + (\partial_\mu\alpha^k)t_k$$

$$\alpha^iW_\mu^j[t_i, t_j] = i\alpha^iW_\mu^j\epsilon_{ijk}t_k$$

$$W_\mu^k \rightarrow W_\mu^k + \partial_\mu\alpha^k + \boxed{g\varepsilon_{ijk}\alpha_iW_\mu^j}$$

QED (U(1)ゲージ対称性)には現れない項

SU(2)局所ゲージ対称性

ゲージ場の運動エネルギー項を足してラグランジアン完成

$$W^k_{\mu\nu} = \partial_\mu W^k_\nu - \partial_\nu W^k_\mu - g\varepsilon_{ijk} W^i_\mu W^j_\nu$$

(c.f. $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$)

$$\mathcal{L} = \overline{\psi} i\gamma^\mu D_\mu \psi + \frac{1}{4} W^k_{\mu\nu} W^{k^{\mu\nu}} \qquad D_\mu = \partial_\mu + igt_a W^a_\mu$$

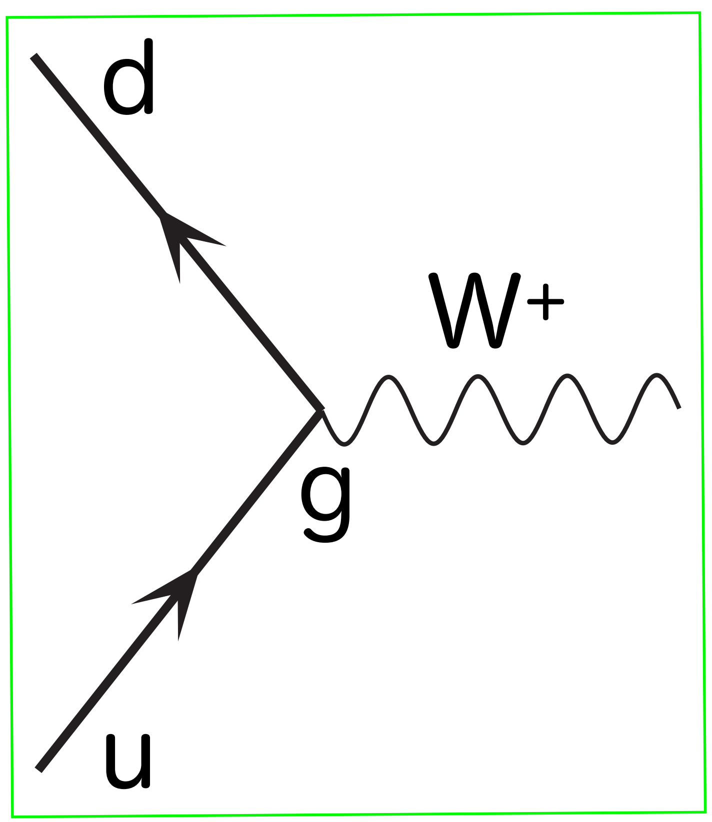
$$\bar{\psi} i\gamma^\mu D_\mu \psi = \begin{pmatrix} \overline{u}, & \overline{d} \end{pmatrix} \left[\begin{pmatrix} \gamma^\mu \partial_\mu u \\ \gamma^\mu \partial_\mu d \end{pmatrix} + i\frac{g}{2} \left[\begin{array}{c} W^3 u + \sqrt{2} W^+ d \\ \underline{\sqrt{2} W^- u - W^3 d} \end{array} \right] \right]$$

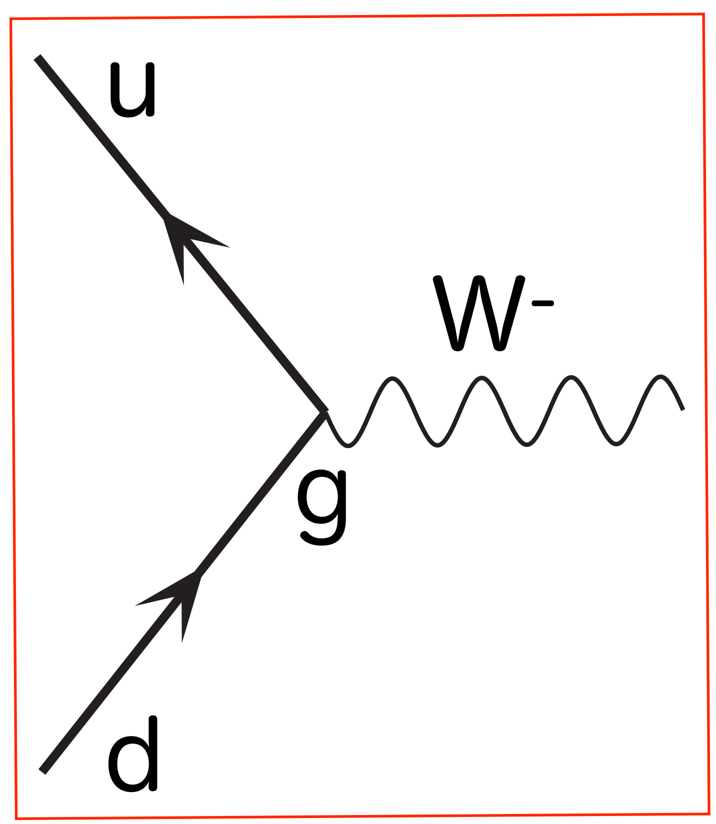
$$\begin{aligned} \tau_a W^a &= \begin{pmatrix} 0 & W^1 \\ W^1 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -iW^2 \\ iW^2 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} W^3 & 0 \\ 0 & -W^3 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} W^3 & W^1 - iW^2 \\ W^1 + iW^2 & -W^3 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

$$W^\pm_\mu \equiv \frac{1}{\sqrt{2}} (W^1_\mu \mp iW^2_\mu)$$

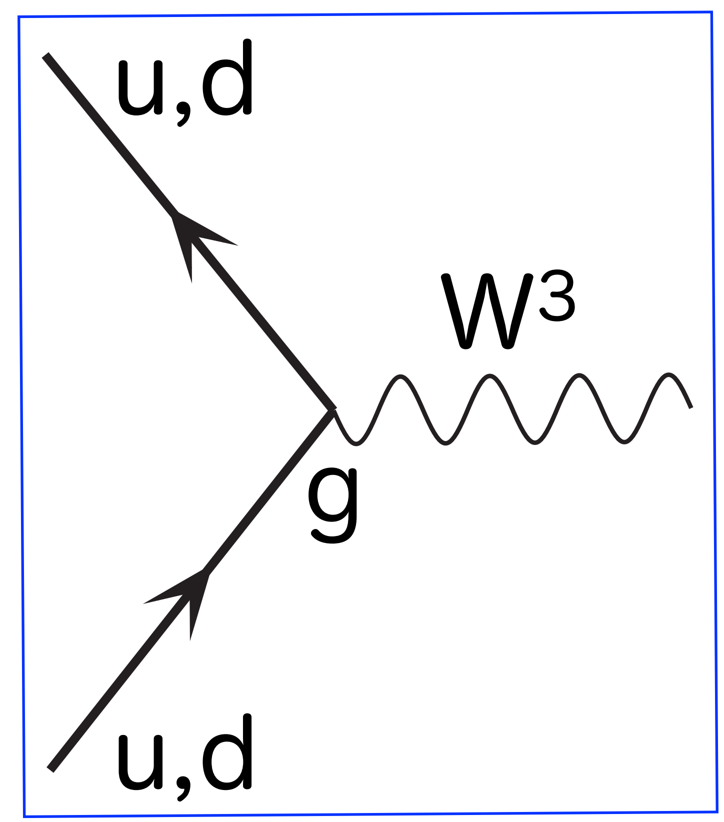
フェルミオンとWの反応

$$\mathcal{L} = i(\overline{u}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}u + \overline{d}\gamma^{\mu}\partial_{\mu}d)$$
$$-\frac{g}{2}\left[\sqrt{2}\boxed{(\overline{u}\gamma^{\mu}W_{\mu}^{+}d}+\boxed{\overline{d}\gamma^{\mu}W_{\mu}^{-}u)}+\boxed{\overline{u}W^{3}u-\overline{d}W^{3}d}\right]$$





荷電ゲージ粒子



中性ゲージ粒子

ゲージ場の運動項

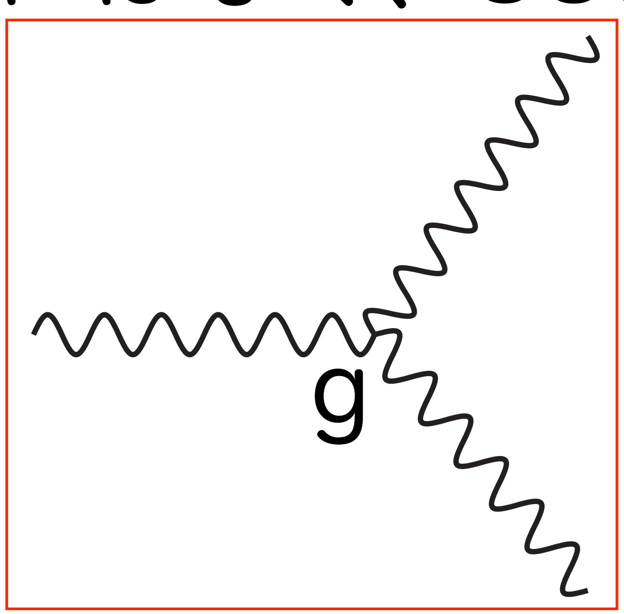
$$-\frac{1}{4}W^k_{\mu\nu}W^{k\mu\nu} =$$

$$-\frac{1}{4}(\partial_\mu W^k_\nu - \partial_\nu W^k_\mu - g\varepsilon_{ijk}W^i_\mu W^j_\nu)(\partial^\mu W^{k^\nu} - \partial^\nu W^{k^\mu} - g\varepsilon_{ijk}W^{i^\mu}W^{j^\nu})$$

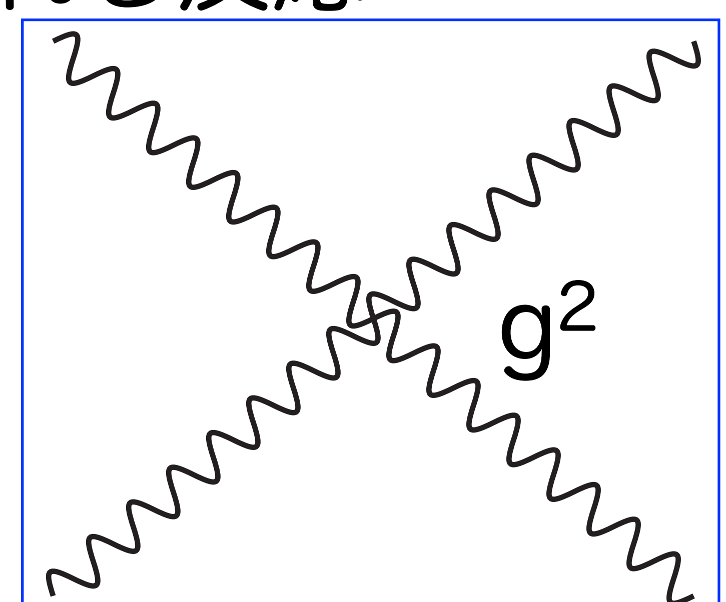
$$= \quad -\frac{1}{4}[(\partial_\mu W^k_\nu - \partial_\nu W^k_\mu)(\partial^\mu W^{k^\nu} - \partial^\nu W^{k^\mu})$$

$$-\boxed{2g\varepsilon_{ijk}W^i_\mu W^j_\nu(\partial^\mu W^{k^\nu} - \partial^\nu W^{k^\mu})} + \boxed{g^2\varepsilon_{ijk}\varepsilon_{lmk}W^i_\mu W^j_\nu W^{l^\mu}W^{m^\nu}}]$$

U(1)にはなく、SU(2)にのみ現れる反応

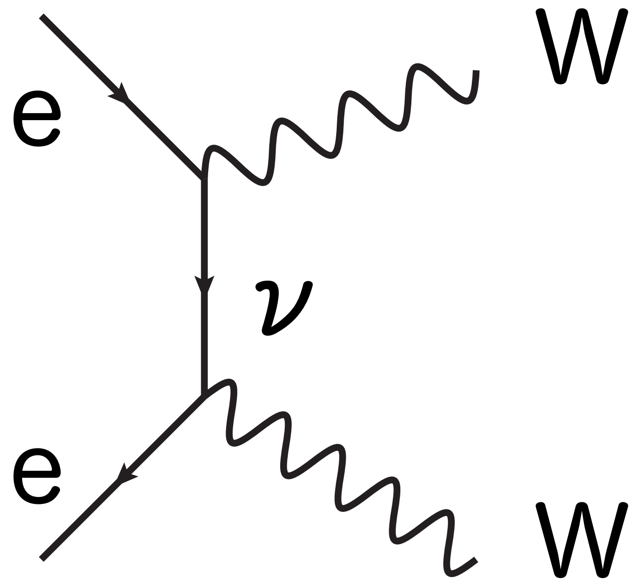


3点ゲージ結合

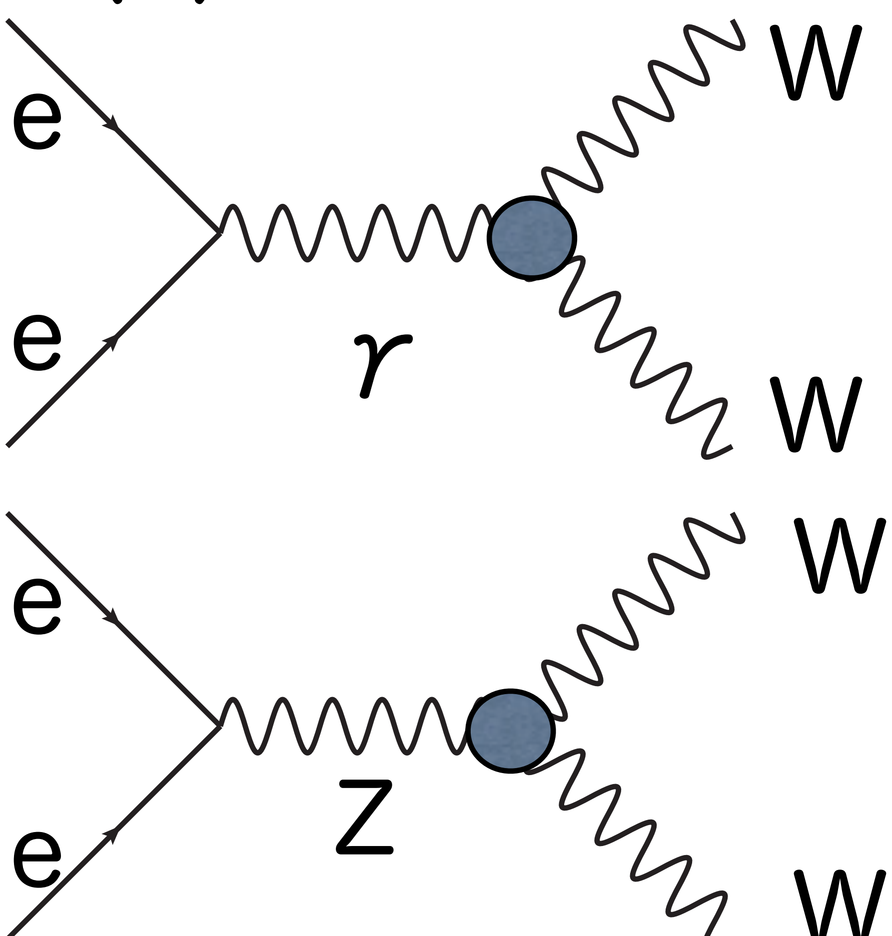


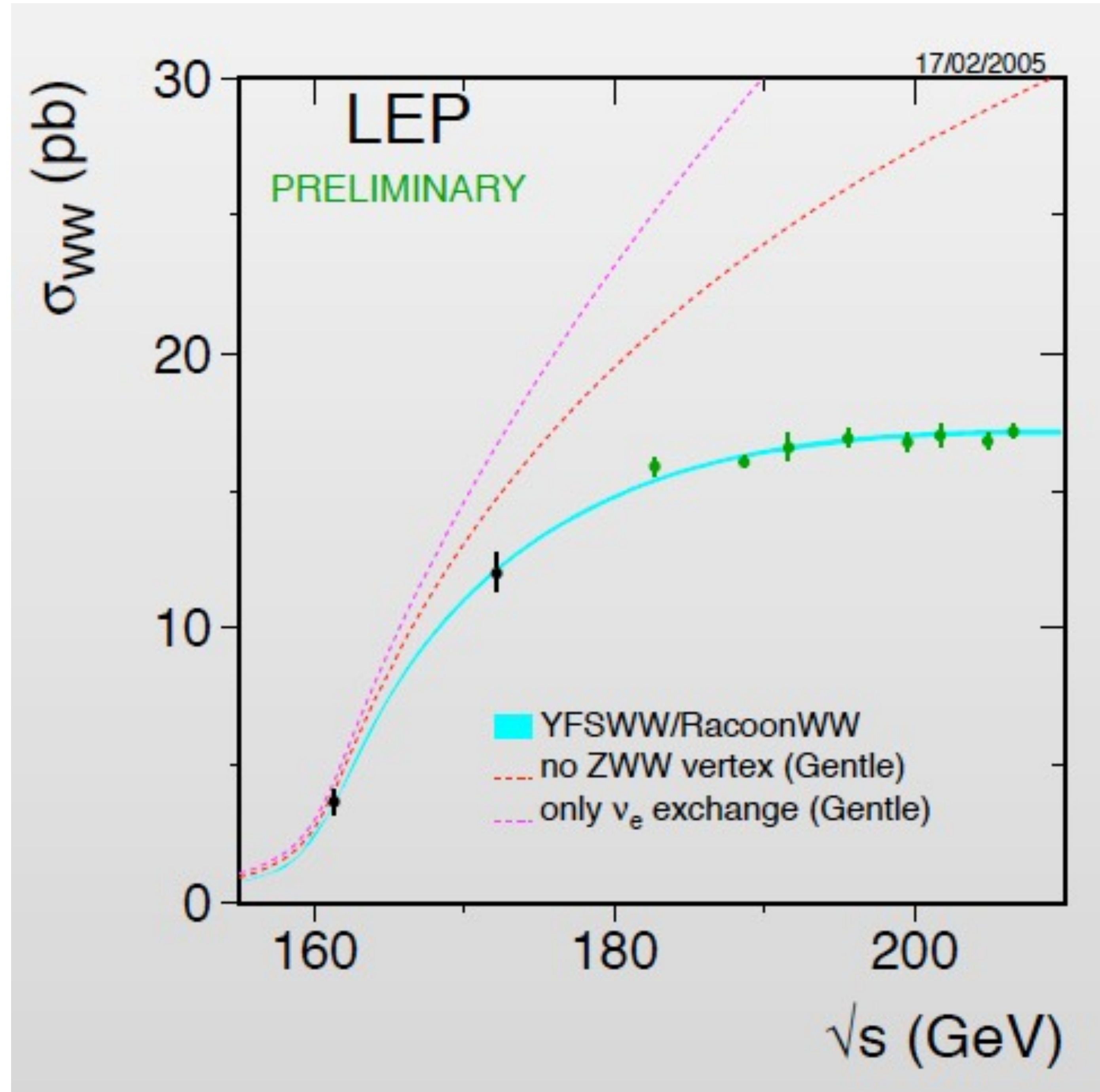
4点ゲージ結合

SU(2)の実験的検証



SU(2)でしか現れない





ZWW/γWW結合を確認

断面積が無限大にならない

まとめ

対称性と保存量

対称性によって物理法則が導き出せる

ゲージ対称性によって相互作用が規定できる。

U(1)対称性	：	QED
SU(2)対称性	：	弱い相互作用
SU(3)対称性	：	強い相互作用

実験的にもLEP, Tevatron等で検証済み