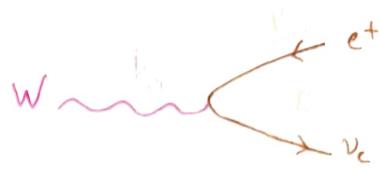


6

EXEMPLES DE PROCESSUS DU SM

6.1 Désintégration du boson W

$$\textcircled{1} \quad W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$$



$$\rightarrow \text{On regarde } L \ni \frac{g}{\sqrt{2}} J_\alpha^\mu W^{\mu\nu} \text{ avec } J_\alpha^\mu = \bar{\nu}_e \gamma_\mu \nu_e$$

↳ L'élément de matrice associé est:

$$M = i \frac{g}{\sqrt{2}} E^\lambda \bar{\nu}_e \gamma_\nu (p_e) \gamma^\mu P_L \nu_e (p_e)$$

Puisque W est massif, il possède 3 polarisations. En effet, il faut résoudre $\partial^\mu F_{\mu\nu} + m^2 A_\nu = 0 \Rightarrow \int \partial^\nu A_\nu = 0$

La solution est donnée par: $\left\{ (\partial^2 + m^2) A^\mu = 0 \right.$

$$W^{\mu\nu} = \int d^3k \left(\sum_{\text{polar.}} \underbrace{\epsilon^\mu(\lambda, k)}_{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2E_W}} \underbrace{\alpha_x^\dagger(k)}_{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2E_W}} + \epsilon^{*\mu}(\lambda, k) \underbrace{\epsilon_x(k)}_{(2\pi)^{3/2} \sqrt{2E_W}} \alpha_x(k) \right)$$

Or, on a contrainte \star : $\epsilon^\mu k_\mu = 0$, donc pour $k_\mu = (k_0, 0, 0, k)$, les 3 polarisations permises sont $\epsilon_1 = (0, 1, 0, 0)$, $\epsilon_2 = (0, 0, 1, 0)$, $\epsilon_3 = \frac{1}{m_W} (k, 0, 0, k_0)$ où ϵ_1 et ϵ_2 sont transverses et ϵ_3 longitudinale. Ainsi, on a:

$$\sum \epsilon^\mu(\lambda, k) \epsilon^{\rho*}(\lambda, k) = \underbrace{-g^{\mu\rho} + k^\mu k^\rho / m_W^2}_{}$$

$$\hookrightarrow |M|^2 = \frac{1}{3} \sum_\lambda \sum_{\text{spin}} |M|_\lambda^2$$

$$= \frac{1}{3} \left(\frac{1}{2} g^2 \right) \sum_\lambda \underbrace{\epsilon^\mu \epsilon^{\rho*} \cdot \sum_{\text{spin}} \left\{ \bar{\nu}_e \gamma_\nu \gamma_\lambda \left(\frac{1-\gamma_5}{2} \right) \bar{\nu}_e \gamma_\nu \gamma_\rho \left(\frac{1-\gamma_5}{2} \right) \nu_e \right\}}$$

$$\sum_{\text{spin}} \text{Tr} \left\{ \bar{\nu}_e \gamma_\nu \gamma_\lambda \gamma_\rho \left(\frac{1-\gamma_5}{2} \right) \bar{\nu}_e \gamma_\nu \gamma_\lambda \gamma_\rho \left(\frac{1-\gamma_5}{2} \right) \nu_e \right\}$$

$$= \text{Tr} \left\{ (p_\nu + m_\nu) \gamma_\lambda \left(\frac{1-\gamma_5}{2} \right) (p_e - m_e) \gamma_\rho \left(\frac{1-\gamma_5}{2} \right) \right\}$$

$$= 2 (P_e \alpha P_\nu \rho + P_\rho P_\nu \kappa - g \alpha \rho (P_e \cdot P_\nu))$$

$$= \frac{1}{3} g^2 m_W^2 + O(m_e/m_W)^2$$

La largeur de désintégration est alors donnée par:

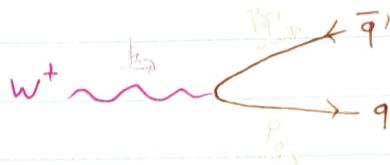
$$\Gamma(W \rightarrow e\nu) = \frac{|CM|^2}{16\pi M_W} = \frac{g^2}{48\pi} M_W = \frac{g}{48\pi} \cdot \frac{m_W^3}{g^2}$$

$v = 246 \text{ GeV}$

Prop En négligeant les termes d'ordre $\mathcal{O}(m_{e\nu}^2/m_W^2)$, on observe l'universalité des couplages $SU(2)_L$ non abélien :

$$\Gamma(W \rightarrow e\nu) = \Gamma(W \rightarrow \mu\nu) = \Gamma(W \rightarrow \tau\nu)$$

① $W^+ \rightarrow q\bar{q}'$:



→ La situation est similaire, avec un courant différent:

$$J_\alpha^+ = \frac{g}{\sqrt{2}} (\bar{u} \bar{c} \bar{t}) \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \gamma_\alpha P_L \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

? facteur $\frac{2}{\sqrt{2}} \neq J_\alpha^+ ??$

→ La largeur de désintégration est alors la même, modulée par un terme de la matrice CKM : (toujours à l'ordre $\mathcal{O}(m_q/m_W)$)

$$\Gamma(W \rightarrow u\bar{d}) = \Gamma(W \rightarrow e\nu) \cdot |V_{ud}|^2$$

$$\Gamma(W \rightarrow u\bar{s}) = \Gamma(W \rightarrow e\nu) \cdot |V_{us}|^2$$

$$\Gamma(W \rightarrow u\bar{b}) = \Gamma(W \rightarrow e\nu) \cdot |V_{ub}|^2$$

$$\Gamma(W \rightarrow c\bar{d}) = \Gamma(W \rightarrow e\nu) \cdot |V_{cd}|^2$$

$$\Gamma(W \rightarrow c\bar{s}) = \Gamma(W \rightarrow e\nu) \cdot |V_{cs}|^2$$

$$\Gamma(W \rightarrow c\bar{b}) = \Gamma(W \rightarrow e\nu) \cdot |V_{cb}|^2$$

② Largeur totale :

→ La largeur totale est alors donnée par

$$\Gamma_{\text{tot}} = \Gamma(W \rightarrow e\nu) \cdot (1 + 1 + 1 + 3(|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2) + 3(|V_{cd}|^2 + |V_{cs}|^2 + |V_{cb}|^2))$$

3 couleurs $\textcolor{blue}{f} = 1 \text{ car } W^+ = 1$

→ Rapport de brancement peut être alors calculé :

$$\text{Br}\{W \rightarrow e\nu\} = 1/9 \sim \text{mesuré: } 10,7\%$$

$$\text{Br}\{W \rightarrow \mu\nu\} = 1/9 \sim \text{mesuré: } 10,6\%$$

$$\text{Br}\{W \rightarrow \tau\nu\} = 1/9 \sim \text{mesuré: } 11,2\%$$

$$\text{Br}\{W \rightarrow \text{hadrons}\} = \sum_{q,\bar{q}} \text{Br}\{W \rightarrow q\bar{q}'\} = 6/9$$

processus inclusif



→ par ex:

→ Les corrections radiatives modifient les rapports de brancheur :

$$\Gamma_W^{\text{tot}} = \Gamma_W^{\text{tot}}|_{\text{tree level}} \cdot \left(1 + 2 \frac{\alpha_s(m_W^2)}{3\pi}\right)$$

① Mesures de m_W et Γ_W^{tot} :

→ Mesurer les taux de brancheur est facile, il suffit de compter les événements.

→ On détermine la masse du W au LEP II, un collisionneur e^+e^- :


→ puisqu'il faut que $s > 2m_W$, on fait s varier jusqu'à observer un effet de seuil (un canal qui s'ouvre)

→ On peut aussi déterminer la masse du W au LHC, un collisionneur hadronique, à partir de la distribution de moment transverse p_T dans les processus $W \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow \mu\nu$

→ La largeur totale Γ_W^{tot} est trop grande pour observer $e^{-t/2\Gamma_W}$.
On fait plutôt la distribution de Breit-Wigner de la masse invariante m_Z , qui dépend de m_W et Γ_W^{tot} .

↳ Le SM prédit $m_W = g_F/2 = 80,363 \pm 0,020 \text{ GeV}$
et $\Gamma_W^{\text{tot}} = 2,091 \pm 0,002 \text{ GeV}$

↳ Les fits donnent $m_W = 80,399 \pm 0,012 \text{ GeV}$

$$\Gamma_W^{\text{tot}} = 2,085 \pm 0,012 \text{ GeV}$$

⇒ Accord excellent!

6.2 Forme du pic du Z : m_Z et Γ_Z^{tot} (Z line shape)

② Désignation du Z:

leptons et fermions

→ La partie du Lagrangien décivant $Z \rightarrow f\bar{f}$ est

$$L \ni \frac{-g}{\cos\theta_W} Z_\mu \left(g_L^f \bar{L}_L \gamma^\mu L_L + g_R^f \bar{L}_R \gamma^\mu L_R \right)$$

→ L'élément de matrice correspondant est :

$$CM = -i \frac{g}{\cos \theta_W} \bar{\psi}_L^\dagger \Gamma_2 (g_L^L \gamma^\mu p_L + g_R^L \gamma^\mu p_R) \psi_L$$

↳ Pour les neutrinos (pas de ν_R): similaire à $W \rightarrow e\nu$ en remplaçant

$$\frac{g}{\sqrt{2}} \rightarrow \frac{g}{\cos \theta_W} g_L^\nu. \text{ Alors } \Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) = \frac{g^2 m_Z}{\cos \theta_W 96\pi} \cdot 4 g_L^\nu \frac{m_Z}{\cos \theta_W} \simeq 170 \text{ MeV}$$

↳ Pour le reste: $\Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}) = 4(g_L^f)^2 \Gamma(Z \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) + O(m_f/m_Z)$

→ En effet, $|CM|^2 \propto p_L(p + m_Z) \bar{\psi}_R \psi_R$ ne survit que si $m_f \neq 0$

$$\rightarrow \text{On trouve } \Gamma_Z^{\text{tot}} = \sum \Gamma(Z \rightarrow f\bar{f}) \simeq 2,5 \text{ GeV}$$

③ 4^e génération de neutrinos:

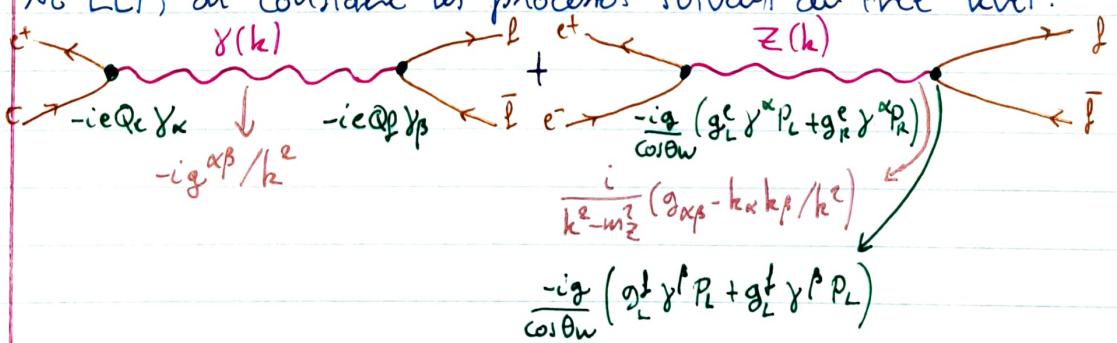
→ On 4^e génération de neutrinos possible en théorie a été exclue par le LEP qui a mesuré $\Gamma_Z^{\text{tot}} = 2,4952 \pm 0,0023 \text{ GeV}$.

L'inertitudo est bien plus petite que les 170 MeV qu'il faudrait rajouter.

↳ Mais comment déterminer Γ_Z^{tot} expérimentalement?

④ Forme du pic du Z:

→ Au LEP, on considère les processus suivants au tree level:



$$\rightarrow CM = (ie)^2 Q_e Q_l (\bar{\psi}_e \gamma_\mu \psi_e) (\bar{\psi}_l \gamma_\mu \psi_l) \cdot (-ig^{\alpha\beta}/k^2) \text{ et}$$

$$CM_Z = \left(\frac{-ig}{\cos \theta_W}\right)^2 \bar{\psi}_e \gamma_\mu (g_L^e p_L + g_R^e p_R) \psi_e \cdot \frac{-i}{k^2 - m_Z^2} \cdot \left(g^{\alpha\beta} - \frac{k^\alpha k^\beta}{m_Z^2}\right)$$

$$\times \bar{\psi}_l \gamma_\mu (g_L^l p_L + g_R^l p_R) \psi_l$$

→ At $k^2 = m_Z^2$, the propagator diverges. We need to consider radiative corrections.

→ The full propagator is $\cancel{m} + \cancel{m}\Sigma\cancel{m} + \cancel{m}\Sigma\cancel{m}\Sigma\cancel{m} + \dots$

$$= \frac{i}{k^2 - m_Z^2} (1 + (-i\Sigma)) \frac{i}{k^2 - m_Z^2} + (-i\Sigma)^2 \left(\frac{i}{k^2 - m_Z^2} \right)^2 + \dots$$

$$= \frac{i}{k^2 - m_Z^2} \cdot \frac{1}{1 - \frac{\Sigma}{k^2 - m_Z^2}} = \frac{i}{k^2 - m_Z^2 - \Sigma} = \frac{i}{k^2 - (m_Z^2 + \text{Re } \Sigma) + i \text{Im } \Sigma}$$

C'est une réécriture de Dyson

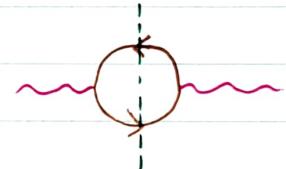
DEF On introduit le propagateur de Breit-Wigner

$$\frac{i}{k^2 - m_Z^2 \text{phys} + i k^2/m_Z \cdot \Gamma_Z^{\text{tot}}} \quad \text{avec } m_Z^2 \text{phys} \equiv m_Z^2 + \text{Re } \Sigma$$

$$\frac{i}{m_Z^2} \Gamma_Z^{\text{tot}} = \text{Im } \Sigma$$

↳ On voit que $k^2 - (m_Z^2 + \text{Re } (\Sigma)) \Big|_{k^2 = (m_Z^2 \text{phys})^2} = 0$: c'est la partie réelle du propagateur

Thm (Théorème optique) $\text{Im} \{ \Sigma(k^2) \} = \frac{k^2 \Gamma_Z^{\text{tot}}}{m_Z}$

→ En effet, si on effectue un cut de Cutkovsky : 
on a que $\cancel{m}\Sigma\cancel{m} \propto |mC|^2 \times \Gamma_Z^{\text{tot}}$.

Lorsque les 2 fermions de la boucle sont sur leur couche de masse, le propagateur $\sim 1/iE$. Par ailleurs, si les 2 fermions sont réels, alors le processus est similaire à la désintégration $Z \rightarrow f\bar{f}$. Ainsi, $\text{Im } \Sigma \sim \sum_f |CM_Z \rightarrow f\bar{f}|^2 \times \Gamma_Z^{\text{tot}}$

→ L'élément de matrice s'écrit alors comme :

$$|CM|^2 = \underbrace{|CM_Y|^2}_\textcircled{1} + \underbrace{|CM_Z|^2}_\textcircled{2} + \underbrace{2 \text{Re} \{ CM_Y^* CM_Z \}}_\textcircled{3}$$

$$\text{avec } \textcircled{1} \sim \frac{e^4 Q_F^2 h^4}{k^4}, \textcircled{2} \sim \frac{g^2}{\cos^2 \theta_W} \frac{k^4}{(k^2 - m_Z^2)^2 + k^4 \Gamma_Z^{\text{tot}}^2 / m_Z^2} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \text{on a écrit } m_Z \mapsto m_Z^{\text{phys}}$$

$$\textcircled{3} \sim 2 e^2 Q_F \frac{g}{\cos \theta_W} \text{Re} \left\{ \frac{k^4}{h^2} \frac{1}{k^2 - m_Z^2 + i k^2 \Gamma_Z^{\text{tot}} / m_Z} \right\}$$

$$\sim \frac{1}{h^2} \frac{k^2 - m_Z^2}{(k^2 - m_Z^2)^2 + k^4 \Gamma_Z^{\text{tot}}^2 / m_Z^2} \cdot h^4$$

→ Lorsque $k^2 < m_Z^2$: ① > ③ > ②

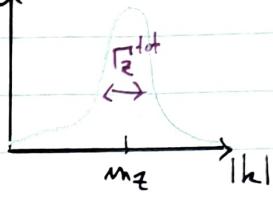
↳ Alors $|CM|^2 \sim \frac{1}{k^4} k^4 \sim \text{constante}$ et $\sigma \sim 1/k^2 = 1/s$

→ Lorsque $k^2 \sim m_Z^2$: ③ no, ② > ①

↳ Alors $|CM|^2 \propto \frac{k^4}{(k^2 - m_Z^2)^2 + m_Z^2 \Gamma_Z^2} \Rightarrow$ Il y a résonance!

↳ En $k^2 = m_Z^2$, on a :

$$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f})_Z}{\sigma(e^+e^- \rightarrow f\bar{f})_\gamma} \approx \frac{1/m_Z^2 \Gamma_Z^2}{1/m_Z^4} \sim \frac{m_Z^2}{\Gamma_Z^2} \sim 1000$$



↳ C'est la largeur totale qui intervient dans la résonance car toutes les particules contribuent dans la bosse (un éventuel ν_e également), tant que $m_{\nu_e} \leq m_Z/2 \sim 45 \text{ GeV}$.

⇒ Le LEP exclut un 4^{er} neutrino plus léger que 45 GeV.

→ Lorsque $4m_c^2 \ll k^2 \ll m_Z^2$: ④ > ③ > ②

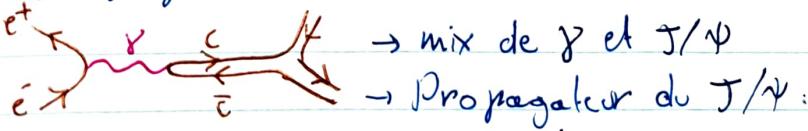
DEF On définit le rapport R selon

$$R_h \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}$$

↳ On a: $R_h = N_c \cdot (\bar{Q}_u^2 + \bar{Q}_d^2 + \bar{Q}_s^2 + \bar{Q}_c^2 + \bar{Q}_b^2) / \bar{Q}_\mu^2$
 $= 33/9$

↳ Tant que $4m_c^2 < k^2 < 4m_b^2$, le quark beauty ne contribue pas:
 $R_h = 30/9$

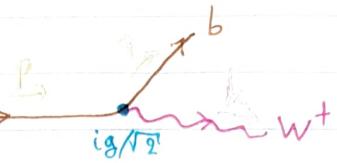
↳ Il y a un effet de seuil : chaque fois que $k^2 \downarrow$ en dessous de $4m_c^2$, R_h change. Cependant, il y a des corrections QCD et des résonances. Par exemple, lorsque $k^2 \sim 4m_c^2$, on émet le c̄ et formé : le J/ψ



$$\frac{i}{k^2 - m_{J/\psi}^2 + i \frac{k^2}{m_{J/\psi}} \Gamma_{J/\psi}}$$

5.3 Désintégration $t \rightarrow b W$ et thm d'équivalence de Goldstone

→ On s'intéresse à la désintégration $t \rightarrow b W^+$



$$\hookrightarrow \text{On a: } iCM = \frac{ig}{\Omega} \bar{u}_b(q) \gamma^\mu P_L u_t(p) E_\mu^{+*}(k)$$

trans longue

$$\text{Donc } \overline{|CM|^2} = \frac{1}{2} \sum_{\text{signes}} |CM|^2 = \frac{g^2}{2} \left(p \cdot q + 2 \frac{(k \cdot q)(k \cdot p)}{m_W^2} \right)$$

+ -

$$\text{puisque } \sum_{\lambda} E_\mu E_\nu = - (g_{av} - k_{av} v / m_W^2)$$

→ Puisque $m_t^2 > m_W^2 \gg m_b^2 = q^2$, on peut approximer:

$$2 p \cdot q \approx 2 q \cdot k = m_t^2 - m_W^2 \quad \text{et} \quad 2 k \cdot p = m_t^2 + m_W^2$$

$$\text{Ainsi, } \overline{|CM|^2} \approx \frac{g^2}{4} \frac{m_t^4}{m_W^2} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2} \right) \left(1 + 2 \frac{m_W^2}{m_t^2} \right)$$

$$\text{et } \Gamma(t \rightarrow b W) = \frac{g^2}{64\pi} \frac{m_t^3}{m_W^2} \left(1 - \frac{m_W^2}{m_t^2} \right)^2 \left(1 + 2 \frac{m_W^2}{m_t^2} \right)$$

$$\approx \frac{g^2}{64\pi} \frac{m_t^3}{m_W^2} = \frac{g^2}{64\pi} \frac{m_t^3}{g^2 v^2 / 4} = \frac{m_t^3}{16\pi g^2} = \frac{i}{32\pi} y_t^2 \cdot m_t \quad (m_t = \frac{y_t v}{\sqrt{2}})$$

⇒ $\Gamma(t \rightarrow b W)$ est déterminé par y_t !

→ En l'absence de BSS, en supposant la même cinétique, on aurait:

$$L \ni y_t \bar{t}_L \phi^+ t_R + \text{h.c.}$$

$$\text{Donc } \overline{|CM|^2} = y_t^2 q \cdot p \quad \text{et} \quad \Gamma(t \rightarrow b \phi^+) = \frac{y_t^2 m_t}{32\pi}$$



Thm Le théorème d'équivalence du Goldstone stipule que, dans la limite des hautes énergies $\vec{p}_W \gg m_W$, on a:

$$\Gamma(t \rightarrow b W_L) = \Gamma(t \rightarrow b \phi^+)$$

→ Aux hautes énergies, W est purment longitudinal

③ Théorème d'équivalence du Goldstone en détail :

a) On regarde $L \ni \frac{1}{2} (D_\mu \phi)^+ (D^\mu \phi)$

$$\ni -g A_\mu^\alpha J^{\alpha\mu} \quad J^{\alpha\mu} = +i \partial^\mu \phi^+ T^\alpha \phi^-$$

$$\ni -\frac{g}{\sqrt{2}} W_\mu^+ J^\mu + \text{h.c.}$$

$$\Rightarrow J_\mu^+ = +i \partial^\mu \phi^{+\star} \frac{v}{\sqrt{2}} \quad \text{avec } \phi^{+\star} = \phi^-$$

$$\text{et } J_\mu^+ = J_\mu^1 + i J_\mu^2$$

DEF On introduit le paramètre d'ordre F défini comme $F \equiv v/\sqrt{2}$

$$\rightarrow \langle 0 | J_\mu^+ | \phi^- \rangle = -ip^\mu e^{-ip \cdot x} F \cdot (-i) = -p^\mu e^{-ip \cdot x} v/\sqrt{2}$$

$$\langle 0 | J_\mu^- | \phi^+ \rangle = -ip^\mu e^{-ip \cdot x} F \cdot i = +p^\mu e^{-ip \cdot x} v/\sqrt{2}$$

$$\Rightarrow \text{si BSS, } \langle 0 | J_\mu^\pm | \phi^\pm \rangle \neq 0$$

b) On regarde $L \ni \frac{g}{\sqrt{2}} (W_\mu^+ J^{+\mu} + W_\mu^- J^{-\mu})$

$$\ni -ig \frac{v}{\sqrt{2}} \left(+W_\mu^+ \partial^\mu \phi^- - W_\mu^- \partial^\mu \phi^+ \right)$$

$$\rightarrow \text{Alors } \frac{P_1}{\phi^+} - \frac{P_2}{W^+} \quad CM = i(-ip^\mu) \frac{ig}{\sqrt{2}} \frac{v}{\sqrt{2}} E_\mu^*$$

PROP Ainsi, ϕ^+ peut se désintégrer, avec constante de désintégration F : c'est l'échelle du brisou de symétrie.

$$\rightarrow \frac{P_1}{\phi^+} - \frac{P_2}{W^+} - \frac{P_3}{\phi^-} = \left(-ip^\mu \frac{g}{\sqrt{2}} F \right) \frac{i}{p^2} \left(ip^\nu \frac{g}{\sqrt{2}} F \right) E_\mu^{\text{in}} E_\nu^{\text{out}*}$$

$$= \frac{ig^2 F^2}{2} \frac{p^\mu p^\nu}{p^2} E_\mu^{\text{in}} E_\nu^{\text{out}*} = \frac{ig^2 v^2}{4} \frac{p^\mu p^\nu}{p^2} E_\mu^{\text{in}} E_\nu^{\text{out}*}$$

\Rightarrow La masse du W est reliée au mélange $\phi^+ - W^+$:

$$m_W^2 \propto F^2 \propto g^2 v^2$$

\Rightarrow La constante de désintégration du Goldstone est directement reliée au mélange $\phi^+ - W^+$ et à m_W .

c) Les J_μ^\pm conservés par invariance de charge du L :

→ On a $\partial_\mu J^\mu = 0 \Leftrightarrow p_\mu J^\mu = 0$ où p_μ est l'impulsion du W

→ Considérons tout les processus conservant un W⁺ avec d'autres particules via J_μ^\pm . On a :

$$p_\mu \cdot \left(\text{Diagramme } J_\mu^\pm \text{ et } W^+ \right) \Big|_{\text{sans } E_\mu \text{ (du W)}} = 0$$

↓
amputé

Ces processus sont issus de 2 types de contribution :

$$\Leftrightarrow p_\mu \cdot \left(\text{Diagramme } J_\mu^- \text{ et } W^+ + \text{Diagramme } J_\mu^+ \text{ et } \phi^+ \right) \Big|_{\text{sans } E_\mu} = 0$$

↓
amputé

$$\Leftrightarrow p_\mu \cdot \Gamma^\mu + p_\mu \Gamma \cdot \frac{i}{p^2} (+) p^\mu \frac{g_F}{\sqrt{2}} F = 0$$

$$\Leftrightarrow p_\mu \Gamma^\mu = \Gamma \frac{g_F}{\sqrt{2}} F = \Gamma m_W$$

$$\text{Or, } \varepsilon_L^\mu = (p/m_W, 0, 0, E_p/m_W) \stackrel{p \gg m_W}{\downarrow} p^\mu/m_W \quad (\varepsilon^\mu = \varepsilon_L^\mu \text{ pour } m_e \gg m_{W,b})$$

Thm On obtient les identités de Ward :

$$p_\mu \Gamma = \Gamma m_W \Rightarrow \varepsilon_L^\mu \Gamma^\mu = \Gamma$$

$$\rightarrow \text{En particulier : } t \overbrace{\dots w^+}^b = t \overbrace{\dots \phi^+}^b$$

d) Problèmes d'unitarité :

→ Processus $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-$:

→ Seulement avec du courant chargé. Deux diagrammes contribuent :



→ Pour $s = (p_e^- + p_{e^+})^2 \gg m_W^2$, (a) + (b) donnent

$$\sigma(e^+ e^- \rightarrow W^+ W^-) \sim \frac{\alpha^2}{16 m_W^2} \sim \text{cste}$$

↳ Cette section efficace constante brise l'unitarité, qui requiert $\sigma \sim 1/s$

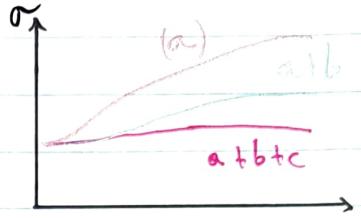
→ Le théorème d'équivalence de Goldstone implique

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^-) = \sigma(e^+e^- \rightarrow \phi^+\phi^-) \text{ pour } s \gg m_\phi^2$$

Or, $\sigma(e^+e^- \rightarrow \phi^+\phi^-) \sim 1/s$! \Rightarrow Il manque une contribution !
 et $\xrightarrow{\text{et}} e^+ \xrightarrow{\text{z}} \xrightarrow{\text{W}^+} \text{O}$. On peut montrer que $\sigma(\text{O} + \text{O} + \text{O}) \sim 1/s$

→ Suppression due à l'identité de Ward, donc à l'invariance du jauge.

↳ Le courant neutre sauve l'unitarité.



→ Processus $W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-$:

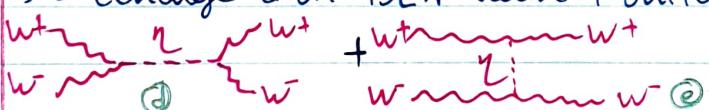
→ Processus pur jauge. 3 contributions :



$$\hookrightarrow \text{On a } \mathcal{M} \{ \text{(a)} + \text{(b)} + \text{(c)} \} = \frac{-g^2}{4m_W} 3u + \mathcal{O}(s^0) \text{ où } u = (p_{W,\text{in}}^+ - p_{W,\text{out}}^-)^2$$

et $a+u+b=4m_W^2$

→ L'échange d'un BEH sauve l'unitarité :



$$\text{Alors } \mathcal{M} \{ \text{(a)} + \text{(c)} \} = \frac{g^2}{4m_H^2} 3u + \mathcal{O}(s^0)$$

→ On a $\mathcal{M}_{\text{gauge}+\text{BEH}} \propto \mathcal{O}(s^0)$ comme prévu par l'unitarité

○ N.B.:

$$s \gg m_H^2 \gg m_W^2$$

→ On a $\mathcal{M}(W_L^+ W_L^- \rightarrow W_L^+ W_L^-) \stackrel{s \gg m_H^2}{=} \frac{g^2 m_W^2}{4m_W^2}$ augmente avec m_H , à m_W fixé.

Ainsi, on a une contrainte supplémentaire à cause de l'unitarité :

$m_H \leq 900 \text{ GeV}$, on savait alors que η devait être découvert au LHC, puisque $\sqrt{s}_{\text{LHC}} \approx 10 \text{ TeV}$