

Section efficace avec des diagrammes de Feynman

$$\mathcal{M} = g^2 \left\{ \frac{1}{(p_1 - p_3)^2 - m^2} + \frac{1}{(p_1 - p_4)^2 - m^2} + \frac{1}{(p_1 + p_2)^2 - m^2} \right\}$$

Puisque les particules en question sont indiscernables on rajoute un facteur  $\frac{1}{2}$  pour enlever les états comptés en trop

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \frac{|\mathcal{M}|^2}{(8\pi)^2} \frac{|\mathbf{p}_3|}{|\mathbf{p}_1|} \frac{1}{E^2}$$

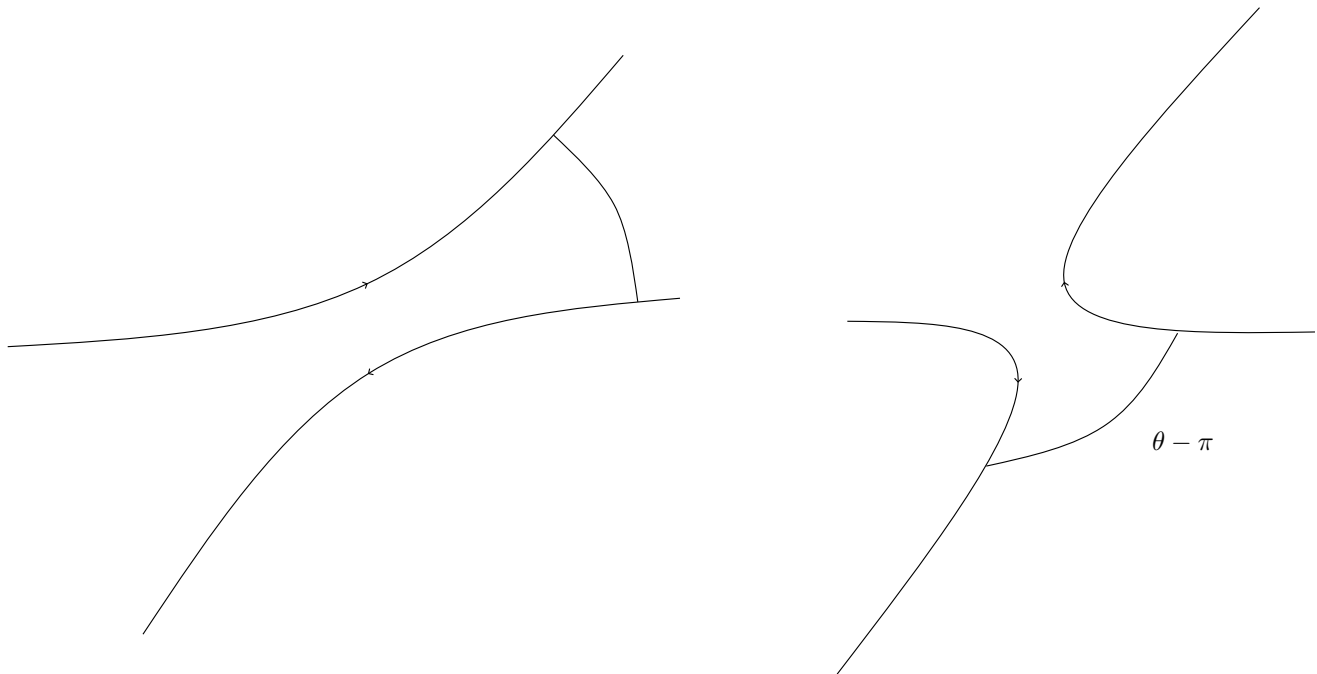


FIGURE 1 – collsion

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_1 &= p\hat{x} \\ \mathbf{p}_2 &= -p\hat{x} \\ \mathbf{p}_3 &= p\hat{n} \\ \mathbf{p}_4 &= -p\hat{n} \end{aligned}$$

...

$$(p_1 + p_4)^2 = (2E)^2 = 4E^2$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{128\pi^2} \frac{1}{\gamma^2} \left( \frac{1}{4(\gamma^2 - 1) \sin^2 \frac{\theta}{2} + 1} + \frac{1}{4(\gamma^2 - 1) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 1} + \frac{1}{4\gamma^2 - 1} \right)$$

limite non relativiste ( $\gamma \rightarrow 1$ ) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \rightarrow \frac{g^4}{128\pi^2 m^4} \left( \frac{5}{3} \right)^2$$

Limite ultra relativiste ( $\gamma \gg 1$ ) :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \rightarrow \frac{g^4}{128\pi^2 m^2} \frac{1}{\gamma^2} \left( \frac{1}{\sin^2 \theta} - \frac{1}{4} \right)^2$$

On remarque que la probabilité de collision dans la limite ultra relativiste est beaucoup plus faible que dans la limite classique.

## Feynman rules !

1.  $i\mathcal{M}$
2. identifier les particles entrantes et sortantes
3. construire les diagrammes  $\rightarrow N$  vertex (ordre  $N$  en théorie des perturbation)
4. chaque ligne  $\rightarrow$  4-impulsion
5. vertex  $\rightarrow -ig (2\pi)^4 \delta(k_1 + k_2 - k_3)$
6. ligne interne  $\rightarrow \frac{-i}{q^2 - m^2}$
7. intégrer sur les 4-impulsion internes  $\int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4}$
8. Amputer le facteur global  $(2\pi)^4 \delta(p_1 + p_2 \cdots - p_n)$

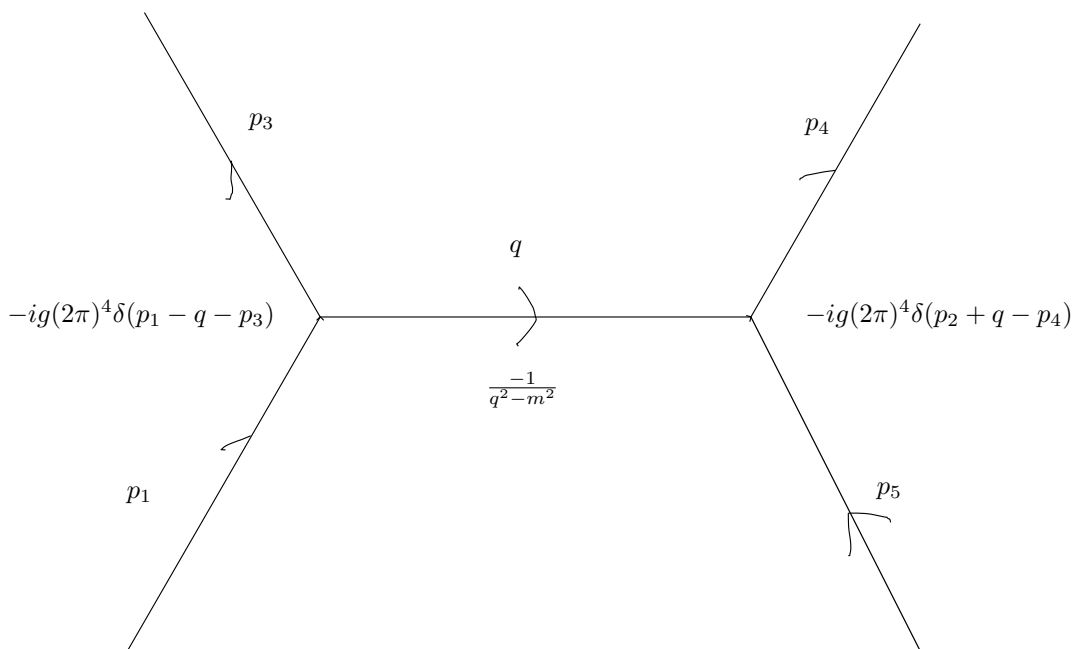


FIGURE 2 – Diagramme

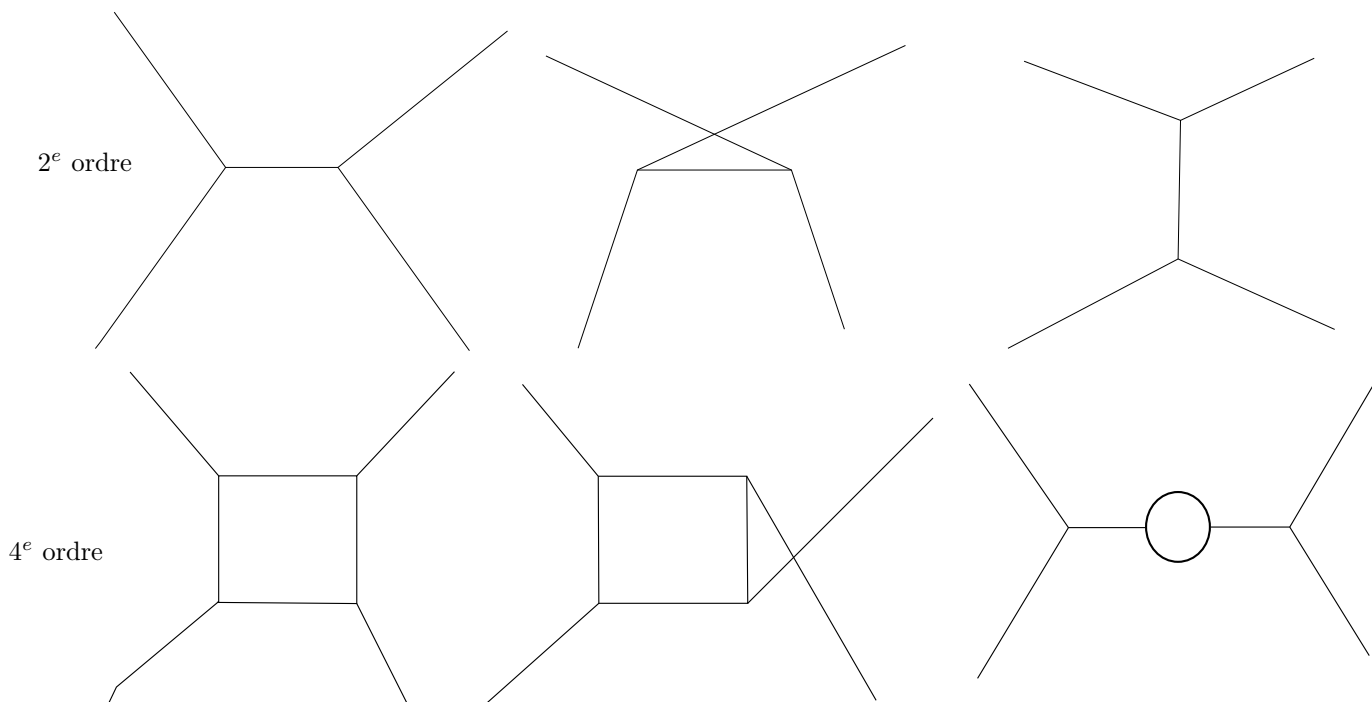


FIGURE 3 – diagrammes

## Potentiel de Yukawa

Le potentiel de Yukawa donne le potentiel généré par des particules virtuelles. Il décroît exponentiellement en fonction de la masse. Cela explique la portée limitée des forces qui utilisent des bosons massifs. La force électromagnétique a une portée infinie car le photon est sans masse.

$$U(r) = -\frac{g}{4\pi} \frac{e^{-mr}}{r}$$

$$\nabla^2 \Phi - \cancel{\partial_t^2} \Phi = -e\delta(\mathbf{r}) \quad \text{Potentiel retardé}$$

$$\nabla^2 \Phi = -e\delta(\mathbf{r}) \rightarrow \Phi(\mathbf{r}) = \frac{e}{4\pi r}$$

spin

$$\Psi = \begin{pmatrix} \psi_{\uparrow} \\ \psi_{\downarrow} \end{pmatrix}$$

rotation :

$$\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}' = \mathcal{R}(\mathbf{r}, \theta)\mathbf{r}$$

$$\psi(\mathbf{r}) \rightarrow R(\hat{n}, \theta)\psi(\mathbf{r})$$

$$R(\hat{n}, \theta) = \exp\left(i\frac{\theta}{2}\hat{n} \cdot \boldsymbol{\sigma}\right) = \cos\frac{\theta}{2} + i\hat{n} \cdot \boldsymbol{\sigma} \sin\frac{\theta}{2} \quad \boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x \quad \sigma_y \quad \sigma_z)$$

$$\psi^\dagger x \rightarrow \text{scalaire}$$

$$\psi^\dagger \boldsymbol{\sigma} x \rightarrow \text{vecteur}$$