2022-11-21

$$\mathscr{L}_{QCD} = -\frac{1}{4}\underbrace{\left(\partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu - g f_{bca} A^b_\mu A^c_\nu\right)}_{F^a_{\mu\nu}}\left(\partial^\mu A^{a\nu} - \partial^v A^{a\mu} - g f_{dea} A^{d\mu} A^{ev}\right) + \sum_f \bar{\psi}_f \left(i\gamma^\mu \mathcal{D}_\mu - m_f\right)\psi_f$$

$$f_{abc}: \text{ complètement antisymétrique}$$

La QCD est une théorie fort (toudoum tish) compliqué car c'est une théorie non linéaire

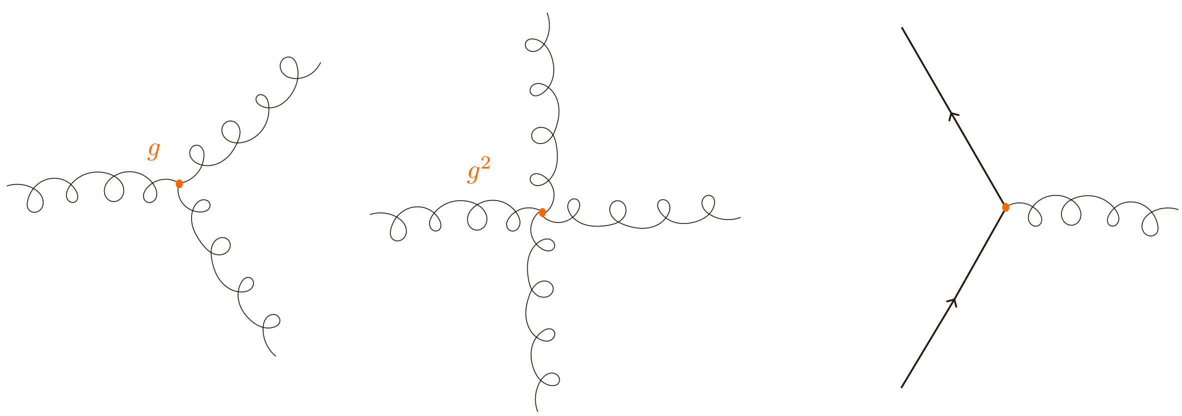

Figure 1 – diagrammes non-linéaires

C'est la QED avec une constante de couplage variable

$$\frac{1}{\alpha_s\left(q^2\right)} = \frac{1}{\alpha_s\left(q_0^2\right)} + \frac{33 - 2N_q}{12\pi}\ln\frac{q^2}{q_0^2}$$

Les boules de *glu* sont des états formées exclusivement de gluons qui existe d'après la théorie des groups mais qu'on a jamais mesuré hors de tout doute.

L'interaction entre les hadrons nucléaire est analogue à l'interaction de Wandervall au sens ou les nucléons sont neutres. L'interaction entre les nucléons est donc assez complex.

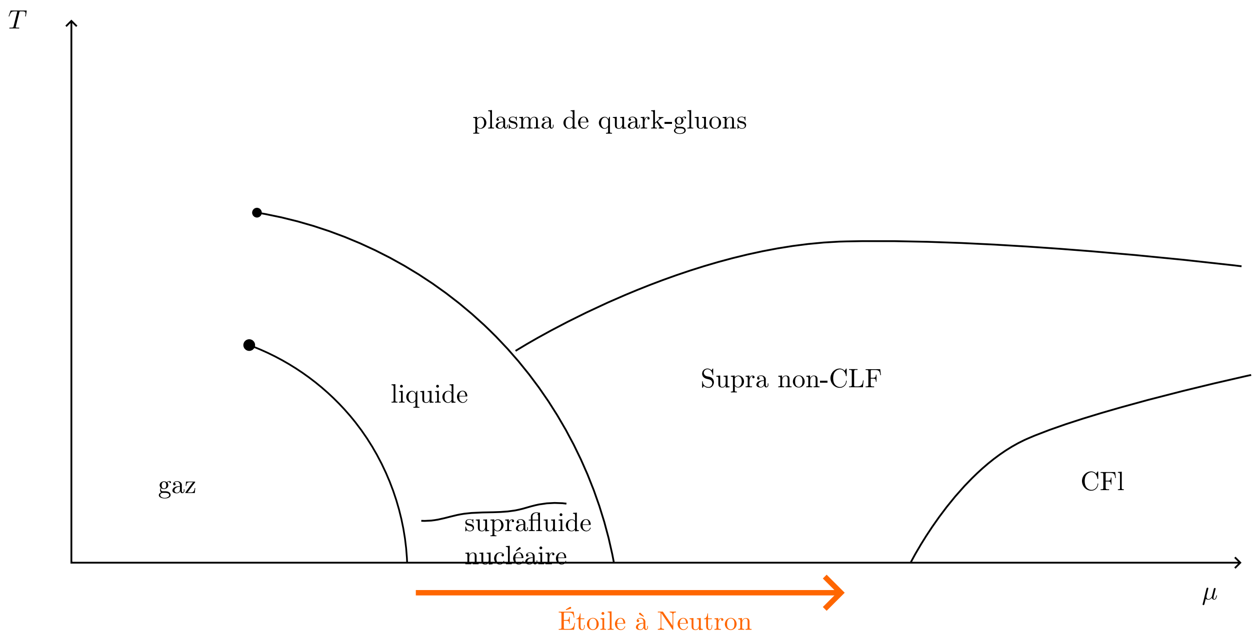

Figure 2 – Diagramme de phase (théorique) de la matière hadronique

Symétries discrètes

P : Parité   C : Conjugaison de charge   T : Inversion du temps

1. P

$$(t,x,y,z) \to (t,-x,-y,-z) \quad \text{ou} \quad (t,x,y,z) \to (t,-x,-y,-z) \quad (\mathbf{r} \to -\mathbf{r})$$

vecteur <u>polaires</u> :

$$\mathbf{r},\, \mathbf{v},\, \mathbf{a},\, \mathbf{p},\, \mathbf{f}, \mathbf{E}$$

vecteur <u>axiaux</u> :

$$\mathbf{B}, \vec{J}$$

<u>scalaires</u> :

$$\mathbf{pv}$$

<u>pseudo-scalaire</u> :

$$\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} \to -\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$$

En MQ $|\mathbf{r}\rangle = |-\mathbf{r}\rangle$

$$\Pi^2 = \mathbb{1} \implies \lambda = \pm$$

Si $[H, \Pi] = 0$, alors les état ont une *parité* : $\Pi |\psi\rangle = \pm |\psi\rangle$

Action de la parité sur le champ de Dirac

$$\psi = \begin{pmatrix} \chi_L \\ \chi_R \end{pmatrix}$$

$$\text{rep. chiral : } \gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} \psi(\mathbf{r}, t) &\to \psi'(\mathbf{r}, t) = \eta\gamma^0\psi(-\mathbf{r}, t) \\ A_\mu(\mathbf{r}, t) &\to A'_\mu(\mathbf{r}, t) = \tilde{A}_\mu(-\mathbf{r}) \to A'_\mu(\mathbf{r}, t) = \tilde{A}_\mu(-\mathbf{r}, t) && \textit{dotted} \\ \partial'_\mu &\to \tilde{\mu} \end{aligned}$$

$$i\gamma^\mu\partial_\mu\psi = e\gamma^\mu A_\mu\psi - m\psi = 0$$

On remplace tout par les quantié primé et on vérifie que ça donne bien 0

$$\dots$$

ça donne bien 0 ! : L'équation de Dirac est invariante par parité.

$$\gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$$

rep chirale :

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

rep Dirac :

$$\gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\frac{1}{2}\left(1 + \gamma^5\right) = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \text{chiral}$$

$$\begin{aligned} \psi_R &= \frac{1}{2}\left(1 + \gamma^5\right)\psi \\ \psi_L &= \frac{1}{2}\left(1 - \gamma^5\right)\psi \\ \bar{\psi}_R &= \bar{\psi}\frac{1}{2}\left(1 - \gamma^5\right) \\ \bar{\psi}_L &= \frac{1}{2}\bar{\psi}\left(1 - \gamma^5\right) \end{aligned}$$

Propritété importante : γ^5 anti-commute avec tout les matrices de Dirac ($\{\gamma^5, \gamma^i\} = 0;\ i \in \{0, 1, 2, 3\}$)

Conjugaison de charge

$$\psi \to \psi^c = i\eta_c \gamma^2 \psi^*$$

$$A_\mu \to A_\mu^c = -A_\mu$$

$$\begin{aligned}
u^c_{\mathbf{p},1} &= v_{\mathbf{p},1} \\
u^c_{\mathbf{p},2} &= -v_{\mathbf{p},2} \\
v^c_{\mathbf{p},1} &= u_{\mathbf{p},1} \\
v^c_{\mathbf{p},2} &= -u_{\mathbf{p},2}
\end{aligned}$$

Moulin à café (équation de Dirac)