

PHYSIQUE DES INTERACTIONS FORTES - F477

Laurent Favart - IINE

1 INTRODUCTION

→ À partir des années 1960, la QCD (quantum chromodynamique) permet de décrire de manière simple la dynamique des objets hadroniques et de prédire leurs interactions avec quarks et des gluons.

→ 3 difficultés p/r à la QCD :

① La constante de couplage associée à la QCD α_s peut atteindre des valeurs supérieures à l'unité (lors d'interactions se déroulant sur un temps long).

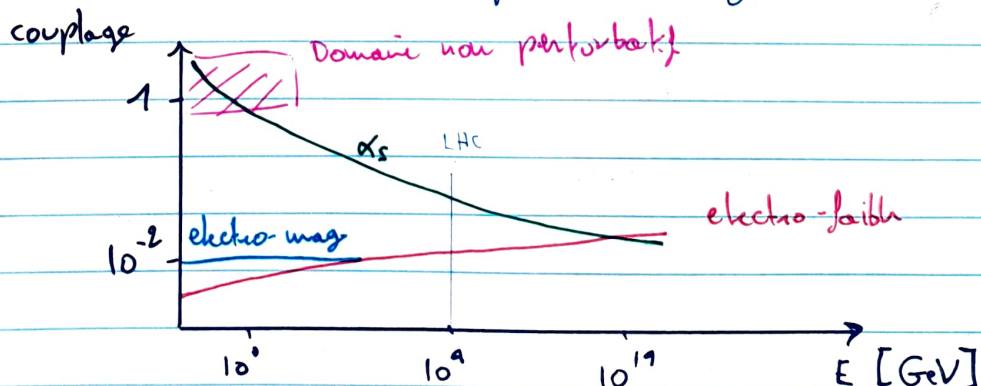
→ Si $\alpha_s \sim 1$: confinement des quarks

→ Si $\alpha_s \ll 1$: liberté asymptotique ($\sim \text{GeV}$)

↳ Comment factoriser les phénomènes perturbatifs des non perturbatifs.

② La QCD possède un caractère non abélien qui correspond à l'auto-couplage du gluon (champ de jauge de QCD). En effet, les gluons portent une charge de couleur.

③ Les observables sont basées sur la mesure de combinaisons complexes et multiples de quarks et de gluons.



1.1 Un brin d'histoire

1.1.1 1909-1937 : de l'atome au noyau

① Découverte du noyau atomique

→ 20^e s. : atomes électriquement neutres, contenant des électrons, chargés négativement et de masse faible

↳ Comment est répartie la matière lourde et chargée positivement au sein de l'atome?

→ 1909 : Geiger, Marsden et Rutherford bombarde des feuilles de métal par des rayons α (~ 10 MeV) issus de ^{214}Po .

↳ Passage du modèle de Thomson ("plum pudding") au modèle de Rutherford (noyau central positif, e^- autour).

1911 → Rutherford calcule la dépendance angulaire attendue pour son modèle atomique. La section efficace différentielle en l'angle solide, pour la diffusion d'une particule de spin 0 par un noyau de spin 0, est donnée par

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = \frac{Z^2 e^4}{4 E_\alpha^2} \cdot \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \quad \text{avec} \quad \alpha = \frac{e^2}{4\pi}$$

↳ déduction : noyau 10^{-4} plus petit que l'atome, $\sim 10^{-14}$ m

→ 1913 : Bohr propose le modèle de Bohr qui reproduit les raies spectrales de l'hydrogène.

② Le proton et le neutron :

- 1919 : Rutherford montre que l'atome contient des protons
- 1932 : Chadwick montre l'existence du proton neutre, le neutron
- Le proton est le seul hadron stable ($\tau > 10^{33} \text{ s}$)

DEF 1 Le magnéton de Bohr μ_N est donné par $\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_N c}$

	Proton	neutron
masse	938,3 MeV	939,6 MeV
temps de vie	stable	900 s
charge	+1	0
spin	1/2	1/2
moment magnétique	$\sim 3 \mu_N$	$\sim -2 \mu_N$

- Le moment magnétique du proton étant éloigné de $1 \mu_N$, on s'attend à une sous-structure.
- Le neutron peut se désintégrer de façon faible selon
$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (\text{souvent négligé p/r aux IF}).$$

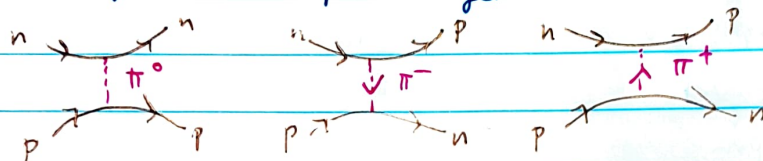
De plus, $m[{}^2\text{D} = (1p, 1n)]$ est stable. On observe
$${}^2\text{He} = (2p, 1n) \rightarrow {}^2\text{D} + e^+ + \nu_e$$
- Du pdr des IF, le proton $\simeq$ neutron. Heisenberg introduira la notion d'isospin pour rendre compte de ces caractéristiques.

① Théorie de Yukawa :

→ 1935 : Yukawa imagine le pion pour expliquer la stabilité du noyau des atomes (qui devrait se désintégrer par répulsion E-M) : le pion est porteur de la force nucléaire forte qui lie protons et neutrons. $m_{\pi} \sim 200 m_e$

→ 1947 : pion découvert dans les émulsions nucléaires en bombardant une cible de carbone de particules α . On observe
$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}$$

↳ Modèle de Yukawa pour les forces nucléaires :



→ La portée de l'interaction R est tp $R = c \Delta t \sim \frac{\hbar}{\Delta E} \sim \frac{1}{m}$

La portée des IF $\sim 10^{-15} \text{ m} \Rightarrow$ masse de la particule échangée est donc $m \sim 100 \text{ MeV}$

DEF Le potentiel de Yukawa
$$U_Y(r) = \frac{g}{4\pi r} e^{-r/R} \quad \text{pour } r > 0$$

Pour $R \rightarrow \infty$, on retrouve le potentiel coulombien de l'Iem.

1.1.2 1940-1960 : les années folles ou une pléthore de hadrons

→ Au milieu des années 1940, on connaît $\{n, p, e^-, \gamma\}$.

⊙ Des multiplets de hadrons aux quarks

→ 1940-50 : développement des accélérateurs de particules (synchrocyclotron, synchrotron, Bevatron, ...). Découverte de l'anti proton et de résonances (particules à courte durée de vie).

→ 1960 : découverte d'un certain de hadrons sensibles à l'IF, classés en baryons de spin demi-entier, et de mésons de spin entier.

→ 1962 : la voie octuplet "eightfold way" fondée sur $SU(3)$ d'hypercharge

→ 1964 : le modèle des quarks

⊙ La "voie octuplet" :

→ 1932 : Heisenberg introduit l'isospin fort $\mathbf{I}$ avec $p = |\frac{1}{2} \frac{1}{2}\rangle$ et $n = |\frac{1}{2} \frac{-1}{2}\rangle$ (en général, un nucléon est tq $|\mathbf{I} \mathbf{I}_3\rangle$). L'IF ne peut distinguer ces 2 états $\Leftrightarrow$ invariance par rotation dans l'espace d'isospin $\Rightarrow$ conservation du # quantique d'isospin. Le groupe d'invariance associé est $SU(2)$, et le nucléon appartient à la représentation fondamentale $\underline{2}$. Le pion (π^+, π^0, π^-) appartient à la rep. adjointe $\underline{3}$.

→ 1947 : découverte des particules étranges. On définit alors

DEF
1 l'hypercharge Y tq $Y = \overbrace{\bar{S}}^{\# \text{ d'étrangeté}} + \overbrace{\bar{B}}^{\# \text{ baryonique}}$ et tq $Q = I_3 + \frac{Y}{2}$

↳ l'hypercharge est conservée dans les IF.

→ Néeman et Gell-Mann introduisent alors le groupe d'invariance $SU(3)$ qui combine la symétrie $SU(2)$ d'isospin et l'étrangeté, et classent les hadrons dans les rep. de ce groupe.

→ Les hadrons d'un $\hat{n}$ multiplet ont les $\hat{n}$ spins, parité et C-parité mais $\neq$ hypercharges Y et I_3 .

→ Les hadrons sont donc dans les reps 8 et 10, et les mésons dans les rep 1 et 8.

On peut alors lier des σ . par ex: $\sigma(\pi^+p \rightarrow \pi^+p) = \sigma(\pi^-n \rightarrow \pi^-n)$ car $|I_3|$ est conservé: $|1 + 1/2| = |-1 - 1/2|$

DEF La symétrie d'hypercharge est cette symétrie $SU(3)$ non exacte. (particules dans un $\hat{n}$ multiplet ont des masses $\neq$)

DEF La symétrie d'isospin $SU(2)$ est également brisée par les Iem.

① Le modèle des quarks:

DEF Les quarks sont des particules hypothétiques, membre de la rep. fondamentale 3 de $SU(3)$, appelé alors $SU(3)$ de saveur.

① Ces quarks ont le $\#Q$ suivant:

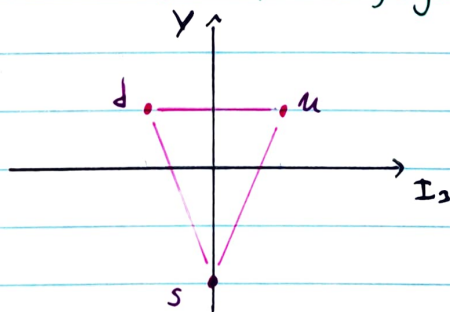
→ charges fractionnaires $(2/3, -1/3, -1/3)$

→ $\#$ baryonique $(1/3, 1/3, 1/3)$

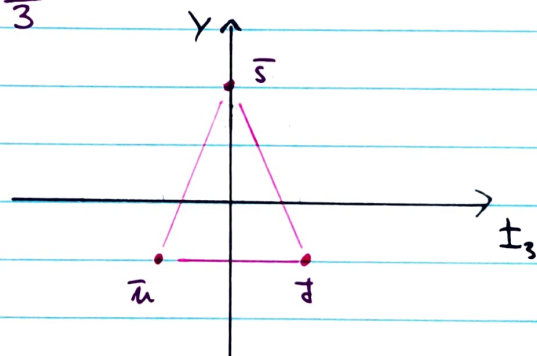
→ étrangeté $(0, 0, -1)$

et donc hypercharge $(1/3, 1/3, -2/3)$

① Ces 3 quarks correspondent à 3 saveurs (u, d, s). Les antiquarks sont dans la rep. conjuguée $\bar{3}$



quarks



antiquarks

→ Meson = $(q\bar{q})$ et baryon = (qqq) .

① La structure hadronique:

- 1968: des expériences de diffusion inélastiques de leptons sur des nucléons mq les nucléons sont constitué de particules légères et quasiment libres: les partons.
- En fait, les partons étaient les quarks, en présence d'un potentiel particulin.
- 1970-80: unification des modèles des hadrons construits apd de l'étude de spectroscopie et diffusion à haute énergie et la Chromodynamique Quantique QCD

① La couleur:

- Problème théorique: la Ψ d'un baryon était symétrique pour l'échange de 2 quarks $\nless$ statistique de Fermi - Dirac

→ Regardons un exemple. Baryons (S, Q, J) . On a

$$\Delta^-(0, -1, 3/2), \Delta^{++}(0, 2, 3/2), \Omega^-(-3, -1, 3/2)$$

$$\Delta^-(ddd) \quad \Delta^{++}(uuu) \quad \Omega^-(sss)$$

- Ce sont des particule de spin $3/2$, donc $\exists$ un état particulier où les 3 spin sont alignés, dans l'état $T_z = 3/2$ par ex.

- Pour Δ^{++} , on peut écrire la fonction d'onde comme

$$|\Delta^{++}(T_z = 3/2)\rangle = |uuu\rangle \otimes |\uparrow\uparrow\uparrow\rangle \otimes |\text{orbital}\rangle$$

↳ L'état orbital est associé à $\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3)$ solution d'une éq. d'onde.

En générale, la solution d'énergie minimale d'une telle éq. ne s'annule pas $\Rightarrow$ pas antisymétrique $\Rightarrow |\Delta^{++}\rangle$ pas antisym pour l'échange de 2 quarks quelconques.

DEF

Le nouveau $\#Q$ de couleur est introduit par Greenberg, Han et Nambu. Chaque quark existe en 3 couleurs $N_c = 3$ tel que

$$u = (u_r \ u_g \ u_b) \quad d = (d_r \ d_g \ d_b) \quad s = (s_r \ s_g \ s_b)$$

- On associe le groupe de symétrie $SU(3)_c$ à ce nouveau $\#Q$.

→ Chaque quark est un triplet de couleur, et on postule que les hadrons sont des 1 de couleur (les hadrons sont incolores et la couleur est donc une symétrie cachée).

↳ La fonction d'onde du Δ^{++} , de spin $J_z = 3/2$ est donnée par :

$$\Delta^{++} = \frac{1}{\sqrt{6}} \left(u_r^\uparrow u_g^\uparrow u_b^\uparrow - u_r^\uparrow u_b^\uparrow u_g^\uparrow - u_b^\uparrow u_g^\uparrow u_r^\uparrow + u_g^\uparrow u_b^\uparrow u_r^\uparrow - u_b^\uparrow u_r^\uparrow u_g^\uparrow + u_r^\uparrow u_b^\uparrow u_g^\uparrow \right)$$

est totalement antisym sous permutation des couleurs.

→ La fonction d'onde d'un baryon s'écrit selon :

$$|\text{hadron}\rangle = |\text{couleur}\rangle \otimes |\text{savoir}\rangle \otimes |\text{spin}\rangle \otimes |\text{orbital}\rangle$$

→ Il n'existe alors pas de hadrons dans 1 de savoir car sa fct d'onde serait globalement symétrique (car antisym dans les couleurs et dans les savoirs).

→ Les mésons sont des singulets de $SU(3)_c$, et leur fct d'onde du pdr de la couleur s'écrit

$$\text{meson} = \frac{1}{\sqrt{3}} (q_r \bar{q}'_r + q_g \bar{q}'_g + q_b \bar{q}'_b)$$

→ Les états de couleurs sont dégénérés (pas de $\neq$ de niveaux d'énergie pour $\neq$ états de couleurs). C'est l'invariance de Jauge par rotation dans l'espace de couleur $SU(3)_c$ qui fait apparaître les champs de Jauge associés aux gluons du QCD.

→ Le modèle des quarks s'est enrichi au cours des années avec la découverte de 3 nouveaux éléments.

1.1.3 1958-2015 : Le modèle standard

① Découvertes du charme et de la beauté :

1970 → Un 4^e quark avait été postulé (mécanisme de GIM) pour expliquer que les courants neutres (couplage au Z) conservent la saveur ($Z \rightarrow u\bar{u}$ mais pas $Z \rightarrow d\bar{s}$). De plus, les oscillations $K^0 - \bar{K}^0$ nécessitent d'introduire le charme.

→ 1974 : le méson Ψ ou J/ψ est découvert simultanément par :

$e^+e^- \rightarrow \Psi \rightarrow \text{hadrons}$	$p \text{ Be} \rightarrow \Psi + \text{hadrons}$
↳ e^+e^-	↳ e^+e^-
↳ $\mu^+\mu^-$	

→ Le quark "bottom" ou "beauty" est découvert sous forme d'état lié χ en 1977

② Découverte des gluons :

→ 1978 : A Dory, on observe $e^+e^- \rightarrow \chi \rightarrow \text{hadrons}$, qui met en évidence le spin 1 du gluon.

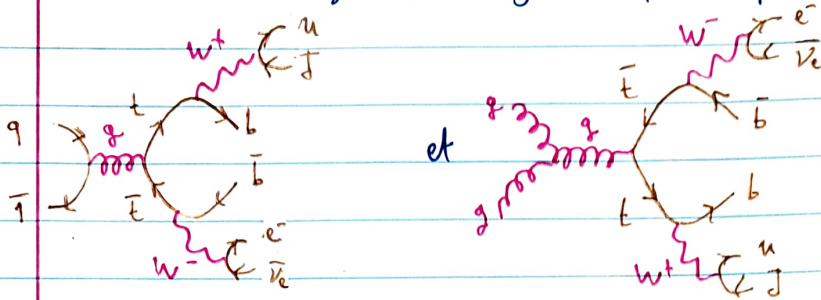
→ Preuve directe : $e^+e^- \rightarrow 3 \text{ jets}$

③ Découverte du top :

→ 1994 : Découverte au Tevatron. Il était aussi nécessaire pour expliquer la large fréquence du mélange $B^0 - \bar{B}^0$

→ Le quark t ne peut pas former un hadron $t\bar{t}$ car sa largeur de désintégration $\Gamma_{\text{top}} \sim G_F m_{\text{top}}^3 \Rightarrow \tau_{\text{top}} \sim 10^{-25} \text{ s}$ alors que l'hadronisation a pour échelle d'énergie $\Lambda_{\text{QCD}} \sim 200 \text{ MeV} \Rightarrow \tau_{\text{had}} \sim 10^{-23} \text{ s}$

- La mise en évidence d'un signal issu de la production de top est faite en sélectionnant une topologie du type { 4 jets, un lepton chargé et un grand p_T manquant } :



① Résumé :

- Les quarks apparaissent en 6 saveurs, regroupées en 3 générations : (u, d) , (c, s) et (t, b) . Chaque quark ayant 3 couleurs (r, g, b)

quark	B	Q	T_3	s	c	b	t	masse
u	$1/3$	$2/3$	$1/2$	0	0	0	0	10^{-3} GeV
d	$1/3$	$-1/3$	$-1/2$	0	0	0	0	10^{-3} GeV
s	$1/3$	$-1/3$	0	-1	0	0	0	10^{-2} GeV
c	$1/3$	$2/3$	0	0	1	0	0	1 GeV
b	$1/3$	$-1/3$	0	0	0	-1	0	4 GeV
t	$1/3$	$2/3$	0	0	0	0	1	10^2 GeV