LES QUARKS ÉTRANGES DANS LE NUCLÉON

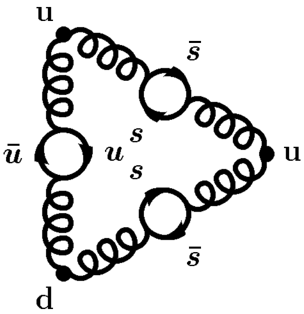
DOMAINE : STRUCTURE du NUCLÉON & QCD

COMPRENDRE la STRUCTURE DES HADRONS
à partir des
QUARKS et les GLUONS de QCD (INTERACTION FORTE)

QCD NONPERTURBATIF

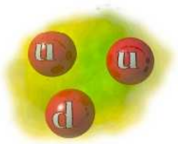
QUARKS QCD et QUARKS CONSTITUANTS

- Le proton de QCD



$P = uud + q\bar{q} + g + ...$
QCD non perturbatif, confinement, réseaux

- Le proton dans le modèle des quarks constituants (Gell-Mann)



$P = UUD$, 3 quarks constituants
modèle assez prédictif : g_a, μ_B

Si l'on identifie les Quarks constituants aux Quarks QCD, alors
$< N|\bar{s}\Gamma_\mu s|N > = 0$, pour $\Gamma_\mu = 1, \gamma_\mu, \gamma_\mu\gamma_5$.

INDICATIONS EXPÉRIMENTALES

$$< N|\bar{s}\Gamma_\mu s|N > \neq 0$$

- Les expériences de diffusion πN indiquent que $< N|\bar{s}s|N > \neq 0$, 30 % de la masse du P provient des quarks s.
- Les expériences de diffusion profondément inélastique $\vec{e}\vec{p} \to eX$ montrent que $< N|\bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s|N >$ $-10\% \pm 2\%$ (1989-1997 au SPhN).

L'étrangeté au sein du nucléon permet de contraindre la théorie.

Il faut mesurer le plus possible d'éléments de matrice du quark étrange, en particulier $< N|\bar{s}\gamma_\mu s|N >$.

ÉLÉMENTS DE MATRICE DE QCD

Ils sont paramétrisés par des Facteurs de Forme :

- Courant Vectoriel

$$< N(p)|\bar{u}\gamma_\mu u|N(p') > = \bar{\mathcal{U}}(p')\left[\gamma_\mu F_1^{(u)} + i\frac{\sigma^{\mu\nu}}{2M_N}q_\nu F_2^{(u)}\right]\mathcal{U}(p)$$

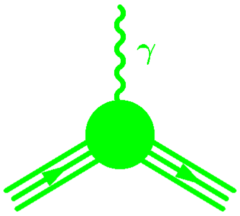
$$< N(p)|\bar{d}\gamma_\mu d|N(p') > = \bar{\mathcal{U}}(p')\left[\gamma_\mu F_1^{(d)} + i\frac{\sigma^{\mu\nu}}{2M_N}q_\nu F_2^{(d)}\right]\mathcal{U}(p)$$

$$< N(p)|\bar{s}\gamma_\mu s|N(p') > = \bar{\mathcal{U}}(p')\left[\gamma_\mu F_1^{(s)} + i\frac{\sigma^{\mu\nu}}{2M_N}q_\nu F_2^{(s)}\right]\mathcal{U}(p)$$

- Courant Axial :

$$< N(p)|\bar{q}_i\gamma_\mu\gamma_5 q_i|N(p') > = \bar{\mathcal{U}}(p')\left[\gamma_\mu\gamma_5 G_1^{(i)} + \frac{1}{M_N}q_\nu\gamma_5 G_P^{(i)}\right]\mathcal{U}(p)$$

FACTEURS de FORME ÉLECTROMAGNÉTIQUES du NUCLÉON



$$< N(p)|\hat{\mathcal{J}}_{E,\mu}|N(p') > = \bar{\mathcal{U}}(p') \left[\gamma_\mu F_1^{(\gamma,p)} + i\frac{\sigma^{\mu\nu}}{2M_N} q_\nu F_2^{(\gamma,p)}\right] \mathcal{U}(p)$$

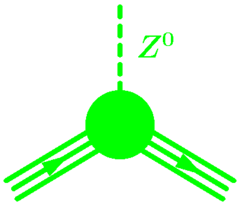
$$F_{1,2}^{(\gamma,p)} = \frac{2}{3} F_{1,2}^{(u)} - \frac{1}{3} F_{1,2}^{(d)} - \frac{1}{3} F_{1,2}^{(s)}$$

$$F_{1,2}^{(\gamma,n)} = \frac{2}{3} F_{1,2}^{(d)} - \frac{1}{3} F_{1,2}^{(u)} - \frac{1}{3} F_{1,2}^{(s)}$$

Mesures 1970-1997 (p,n) (SPhN, ALS).

Insuffisant pour déterminer les facteurs de forme des quarks ...

FACTEURS de FORME NEUTRES FAIBLES du NUCLÉON



$$< N|\hat{\mathcal{J}}_{W,\mu}|N > = \bar{\mathcal{U}} \left[\gamma_\mu F_1^{(Z,p)} + i\frac{\sigma_{\mu\nu}}{2M_N} q^\nu F_2^{(Z,p)} + \gamma_\mu \gamma_5 G_1^{(Z,p)} + \frac{1}{M_N} q_\mu \gamma_5 G_P^{(Z,P)}\right] \mathcal{U}$$

grâce à l'Unification électrofaible

$$F_{1,2}^{(Z,p)} = \left(+\frac{1}{4} - \frac{2}{3}\sin^2\theta_W\right) F_{1,2}^{(u)} + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W\right) F_{1,2}^{(d)} + \left(-\frac{1}{4} + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W\right) F_{1,2}^{(s)}$$

SITUATION EXPÉRIMENTALE

Les facteurs de forme faibles du nucléon n'ont jamais été mesurés.

$$F_{1,2}^{(Z,p)} = \frac{1}{4}\left[\left(1 - 4\sin^2\theta_W\right) F_{1,2}^{(\gamma,p)} - F_{1,2}^{(\gamma,n)} - F_{1,2}^{(s)}\right]$$

But de notre expérience :

$$\boxed{\text{Mesure de } F_{1,2}^{(Z,p)} \text{ pour extraire } < N|\bar{s}\gamma_\mu s|N >}$$