

Az erős kölcsönhatás a kvarkoktól az atommagokig (Tematika a 2010/11. tanév tavaszi félévére)

I. Kvantumkromodinamika

A nem-abeli gluondinamika konstrukciója

Kvark-gluon csatolás

A kvarkok közötti kölcsönhatás

Coulomb törvény és aszimptotikus szabadság

Lineáris erőtörvény és kvarkbezárás

Kvarkbezárási modellek

A zsák model

Duális szupravezető modell

II. A maganyag kvantumtérelmélete

A maganyag fogalma és tulajdonságai

A legegyszerűbb térelméleti modell és egyensúlyi viselkedése véges sűrűségre átlagtér elméletből

III. Királis mezon-dinamika (várhatóan 5 előadás)

A kvantumkromodinamika közelítő királis szimmetriája, a pionok Goldstone-jellege

A 4-fermion modell (Nambu—Jona-Lasinio) – a nem renormalizálhatóság gondja

A Hubbard-Stratonovich transzformáció és a spontán szimmetriasértés tárgyalása

A színes szupravezetés jelensége nagy barionsűrűség esetén

A lineáris szigma-modell (Gell-Mann—Lévy) – a renormalizálhatóság előnye

A szigma-tér: a királis szimmetriasértés rendparamétere

IV. Pionok és nukleonok királis dinamikája

Nem-lineáris szigma modell a pionok kölcsönhatásainak leírására

Nukleonok bevezetése a királis effektív elméletbe

Nukleonok kvarkhullámf-f-e:

$$\Psi(x_i, s_i, f_i, c_i) = \Psi(x_1, x_2, x_3) \otimes \frac{1}{\sqrt{18}} [2(|d^+, d^+, u^- \rangle + |u^-, d^+, d^+ \rangle + |d^+, u^-, d^+ \rangle) - |d^-, u^+, d^+ \rangle - |u^+, d^-, d^+ \rangle - |d^+, u^+, d^- \rangle - |d^-, d^+, u^+ \rangle - |d^+, d^-, u^+ \rangle - |u^+, d^+, d^- \rangle] \otimes \Psi(c_1, c_2, c_3)$$

\uparrow $S_z = +\frac{1}{2}$
 \uparrow $T_3 = -\frac{1}{2}$
 \uparrow $SU(2) \times SU(3) \Rightarrow SU(6)$
 \uparrow u, d, s kvark
 \uparrow mért. alapl.
 $[]$ szimm.
 \uparrow antiszimm.

a természetben csak teljesen antiszimmetrikus szinglet állapotok létezhetnek (axióma)

QCD - ben tulajdonság \Rightarrow bizonyítani kell

1972. Gell-Mann, Fritsch, Leutwyler

QED analógiájára, ahol $U(1)$ mértékszimmetria van, QCD $SU(3)$ mértékszimmetria

$q_c(x)$ $c=1,2,3$ 3 fermionter
 szimmetria $q_c(x) \xrightarrow{G} \omega_{cd}(x) q_d(x)$
 \uparrow $SU(3)$ \hookrightarrow lokális! transzformáció

$\mathcal{L}_{kin} = \frac{1}{2} \partial_\mu \Psi(x) \partial^\mu \Psi(x)$
 $\omega_{cd}(x) \Psi_d(x) = \Psi'_c(x)$ \rightarrow kinetikus tag nem invariáns a lokális transzformációra

$\Psi \rightarrow \omega \Psi$ $\partial_\mu \Psi \not\rightarrow \omega \partial_\mu \Psi$
 kovariáns derivált $D_\mu \Psi(x) \rightarrow \omega(x) D_\mu \Psi(x)$

kompenzáló tér
 $x \rightarrow x + \Delta x$ $e^{-i \Delta x_\mu A^\mu(x)} \in SU(3)$
 $A^\mu(x) = t^a A^a_\mu(x)$
 \uparrow $SU(3)$ 8 generátora $a=1 \dots 8$
 $[t^a, t^b] = i f^{abc} t^c$
 $t^a = \frac{1}{2} \lambda^a \leftarrow$ Gell-Mann mátrixok

$$(t^a)^+ = t^a$$

$$D_\mu \psi(x) = \lim_{\Delta x^\mu \rightarrow 0} \frac{\psi(x) - e^{-i\Delta x^\mu A_\mu(x)} \psi(x - \Delta x^\mu)}{\Delta x^\mu} \approx$$

$$\approx \frac{\psi(x) - (1 - i\Delta x^\mu A_\mu(x))(\psi(x) - \Delta x^\mu \partial_\mu \psi(x))}{\Delta x^\mu} \approx$$

$$\approx i A_\mu(x) \psi(x) + \partial_\mu \psi(x) = (\partial_\mu + i A_\mu(x)) \psi(x)$$

$$D_\mu = \partial_\mu + i A_\mu(x)$$

$$D_\mu \psi(x) \rightarrow \omega(x) D_\mu \psi(x)$$

$$D_\mu \psi(x) \rightarrow \omega(x) (\partial_\mu + i A_\mu^\omega(x)) \psi(x) = (\partial_\mu + i A_\mu^\omega(x)) \omega(x) \psi(x)$$

$$\stackrel{!}{=} \omega(x) (\partial_\mu + i A_\mu(x)) \psi(x)$$

azt kell látni $(\partial_\mu + i A_\mu^\omega(x)) \psi = \omega(x) (\partial_\mu + i A_\mu(x)) \omega^{-1}(x) \psi$
 ennek kell teljesülni $i A_\mu^\omega(x) = \omega(x) \partial_\mu \omega^{-1}(x) + i \omega(x) A_\mu(x) \omega^{-1}(x)$

$$A_\mu^\omega(x) = -i \omega(x) \partial_\mu \omega^{-1}(x) + \omega(x) A_\mu(x) \omega^{-1}(x)$$

így kell a kompenzáció tétel transformálási

$$\partial_\mu (\omega(x) \omega^{-1}(x)) = 0 = (\partial_\mu \omega) \omega^{-1} + \omega \partial_\mu \omega^{-1}$$

$$A_\mu^\omega(x) = \omega(x) (A_\mu(x) - i \partial_\mu) \omega^{-1}(x)$$

$$\psi^\omega(x) = \omega(x) \psi(x)$$

$$q^\omega(x) = \omega(x) q(x) \leftarrow 3 \text{ komponensű vektor}$$

U(1) esetén $\omega(x) = e^{i\alpha(x)}$

$$A_\mu^\omega(x) = A_\mu(x) - \partial_\mu \alpha(x) \quad \text{QED mértéktérforja}$$

Most $A_\mu(x)$ 8 db mátrix \rightarrow 8 db gluon

$$A_\mu(x) = A_\mu^a t^a$$

$$\frac{1}{2} (D_\mu \psi)^+ D^\mu \psi \rightarrow \frac{1}{2} (D_\mu \psi)^+ \omega^{-1} \omega (D^\mu \psi) \quad D_\mu \psi \rightarrow \omega D_\mu \psi$$

$$(D_\mu \psi)^+ = \psi^+ (\partial_\mu - i A_\mu)$$

$$(D_\mu \psi)^+ \rightarrow (D_\mu \psi)^+ \omega^{-1}$$

$$\frac{1}{2} (D_\mu \psi)^2 \quad \text{kinetikus tag invariáns}$$

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = \bar{\psi} (i \partial_\mu \gamma^\mu - m) \psi$$

Dirac Lagrange - sűrűség

electrodinamika esetén

$$\bar{\Psi} (i (\partial_\mu + i A_\mu) \gamma^\mu - m) \Psi$$

$$\mathcal{L}_{\text{photon}} = \frac{1}{4e^2} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu}$$

$$A_\mu = e \begin{matrix} \uparrow \\ \text{igazi} \end{matrix} \begin{matrix} \uparrow \\ \text{ves} \end{matrix} \begin{matrix} \uparrow \\ \text{potencial} \\ \text{töltés} \end{matrix}$$

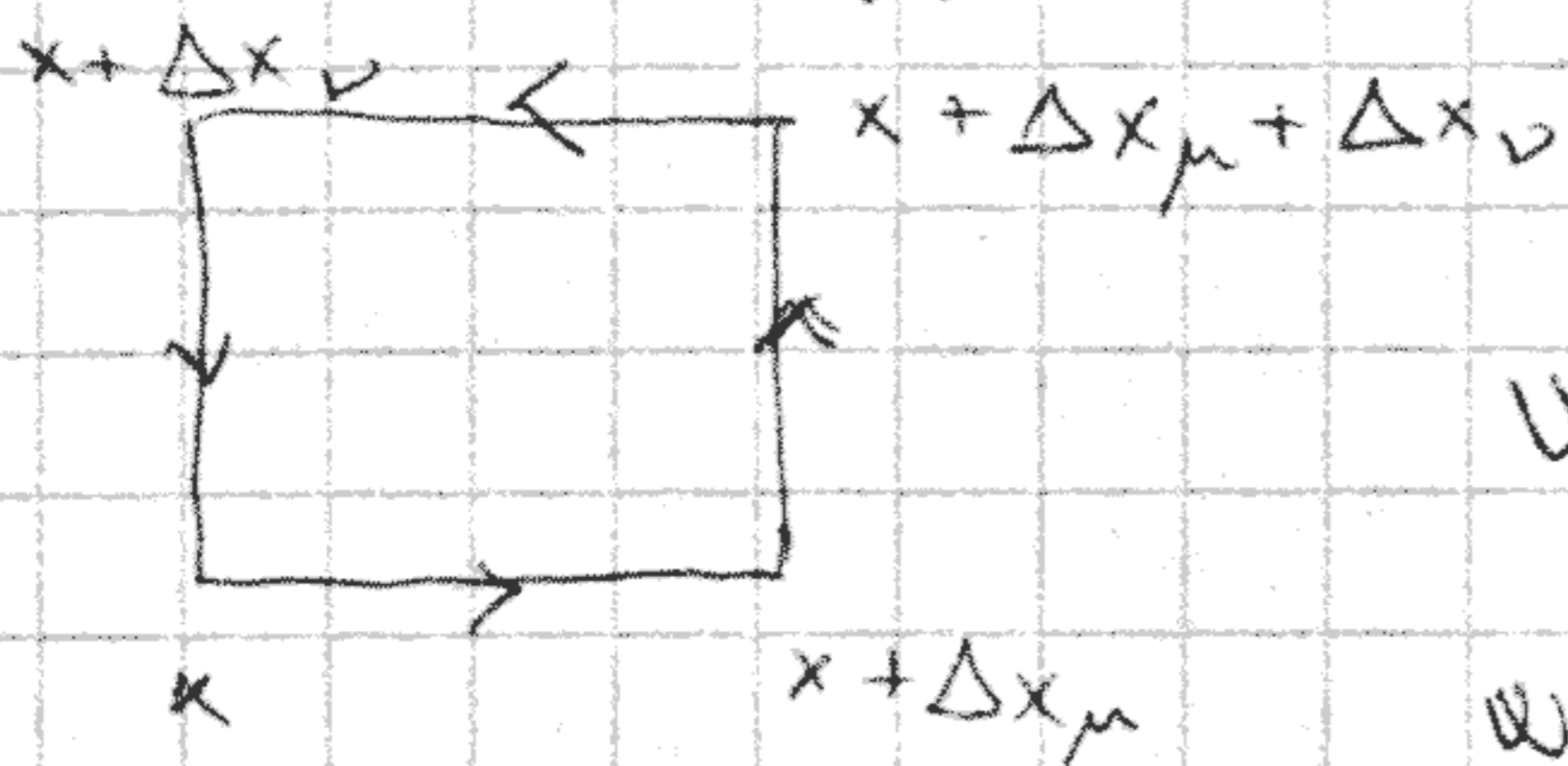
$$\mathcal{L}_{\text{matter}} = \bar{q}(x) [i (\partial_\mu + i g A_\mu) \gamma^\mu - m_q] q(x)$$

↑
erős csatolási állandó

ez külső gluonteret esetén jó, kell a gluonok dinamikája is

követelmény: - négyzetes kifejezés (egyszerűség)

- legegyszerűbb invariáns kombináció



$$W = e^{i \Delta x_\nu A^\nu(x)} e^{i \Delta x_\mu A^\mu(x + \Delta x_\nu)} e^{-i \Delta x_\nu A^\nu(x + \Delta x_\mu)} e^{-i \Delta x_\mu A^\mu(x)}$$

↑
Wilson-hurok = 4 párhuzamos eltolás

$$W = e^{i \Delta x_\nu A^\nu(x)} e^{i \Delta x_\mu A^\mu(x + \Delta x_\nu)} e^{-i \Delta x_\nu A^\nu(x + \Delta x_\mu)} e^{-i \Delta x_\mu A^\mu(x)}$$

$$\approx F_{\mu\nu} \Delta x^\mu \Delta x^\nu \text{ fog kijönni}$$