

QCD, hadronit ja kovat prosessit

Samu Kurki

Teoreettisen fysiikan laudatur-seminaari, 29.1.2008

Sisältö

- 1 QCD ja häiriöteoria
- 2 Kovat prosessit
- 3 Hadronien rakenne

Fysikaalisesti

- QCD on teoria vahvasta vuorovaikutuksesta, sitoo kvarkit hadroneihin sekä nukleonit atomeihin
- Nimensä mukaisesti vahva: sidosenergia luokkaa $\sim 200 \text{ MeV}$, vertaa vetyatomin elektronin sidosenergiaan $\sim 13,6 \text{ eV}$
- Kantama on lyhyt, luokkaa $\sim 1/(200 \text{ MeV}) \sim 10^{-15} \text{ m} = 1 \text{ fm} \sim$ protonin säde
- Välittäjähiukkanen on massaton gluoni, jolla on myös värivaraus: gluonit vuorovaikuttavat gluonien kanssa

Matemaattisesti

- Kvarkkien ja gluonien symmetriaryhmää SU(3) vastaava Yang-Mills kvanttikenttäteoria
- Kvarkki- ja gluonikentät muuntuvat SU(3):n ei-triviaaleissa esityksissä, teoria on siis ei-abelinen
- Ei-abelisuus tuo uusia efektejä verrattuna QED:hen
- QCD:tä kvanttikenttäteoriana kuvaa kaksi suuretta: teorian Lagrangen tiheys sekä sen perustila:

$$\mathcal{L}_{QCD} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + i \sum_q \bar{\psi}_q^i \gamma^\mu (D_\mu)_{ij} \psi_q^j - \sum_q m_q \bar{\psi}_q^i \psi_q^i$$

$$|\Omega\rangle = \phi_0 |0\rangle + \phi_{q\bar{q}\gamma} |q\bar{q}\gamma\rangle + \dots$$

Häiriöteoriasta

Kvanttikenttäteorioita tutkitaan häiriöteorialla:

- Teorian kytkentävakio mittaa vuorovaikutuksen todennäköisyyttä
- Häiriöteoria on jonkin suureen kehittämistä sarjaksi kytkentävakiossa: $\sigma = \alpha^1 \sigma^{(1)} + \alpha^2 \sigma^{(2)} + \dots$
- Tuloksia, jotka täsmäävät hyvin koetulosten kanssa, kuten elektronin magneettinen momentti
- Tärkein sovelluskohde vaikutusalojen laskeminen
- Asymptoottisia sarjoja, eivät suppene!

QCD:n häiriöteoriasta

QCD on kvanttikenttäteorianan samantyyppinen kuin QED, mutta eroja löytyy:

- Perustilassa kvarkkikondensaatti, jonka vuorovaikutusta kuvaa QCD-skaala $\Lambda_{QCD} \simeq 200 \text{ MeV}$. Tätä ei osata käsitellä häiriöteorialla, joten häiriöteoriaa käytetään kun vuorovaikutus kondensaatin kanssa on merkityksetön (energiat $\gg \Lambda_{QCD}$)
- QCD:n kytkentävakio riippuu energiasta, mutta teorian ei-abelisestä luonteesta johtuen se pienenee energian kasvaessa. Riittävän suurilla energioilla voidaan siis soveltaa häiriöteoriaa

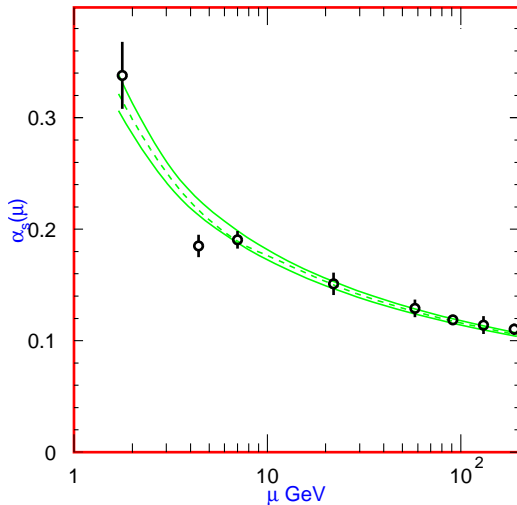
QCD:n häiriöteoriasta

Kytkevävaktion riippuvuus energiasta saadaan renormalisaatioryhmästä, yhden loopin tasolla:

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{4\pi}{\left(11 - \frac{2}{3}n_f\right) \ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}}$$

- $Q^2 \rightarrow \Lambda_{QCD}^2$ kytkeväväkio divergoi, kondensaatin vaikutus merkittävä
- $Q^2 \rightarrow \infty$ kytkeväväkio menee nollaan, asympotoottinen vapaus
- QCD:n tutkiminen häiriöteorialla vaatii siis rajoittumista korkeaan energiin, eli koviin prosesseihin

QCD:n kytkentävakio



Kovista prosesseista

Kovia prosesseja luonnehtii yksi energiaskaala Q , joka on suurempi kuin muut massadimensiolliset suureet.

Tärkeimmät tulokset kovia prosesseja käsiteltäessä:

- Asymptoottinen vapaus: Q :n ollessa suuri on QCD:n kytkentävakio pieni, ja häiriöteoria toimii
- Faktorisaatio: Sirontaprosessin vaikutusala voidaan esittää tulona kovasta ja pehmeästä prosessista, kovan prosessin määrätessä hitujen kulmariippuvuuden

Kokeellisesti: Kovassa prosessissa havaitaan suuren poikittaisimpulssin omaavia hituja

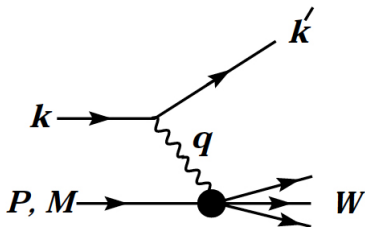
$e^+ e^-$ annihilaatio hadroneiksi

Yksinkertainen esimerkki kovasta prosessista: $e^+ e^- \rightarrow$
hadroneja:

- Fotonin neli-impulssin Q ollessa riittävän suuri, tulee merkittävin kontribuutio kovasta kvarkki-antikvarkkiparituotosta
- Kvarkki- ja antikvarkki hadronisoituvat pehmeiden prosessien kautta kahdeksi jetiksi
- Fysikaalisesti: parituoton aikaskaala $\frac{1}{Q} \ll$
hadronisaation aikaskaala $\frac{1}{\Lambda_{QCD}}$, joten prosessit eivät interferoi

Syvä epäelastinen sironta (DIS)

Toinen tärkeä QCD:n häiriöteorian sovelluskohde on korkeaenerginen elektroni-hadronisironta, eli syvä epäelastinen sironta (DIS):



DIS:n kinematiikkaa

Korkeaenerginen virtuaalinen fotoni hajottaa hadronin, ja vain elektronin alku- ja loppuimpulssit mitataan.
Kinemaattisia suureita (elektronin massa ~ 0):

$$\nu = \frac{q \cdot P}{M} = E - E'$$

$$Q^2 = -q^2 = 4EE' \sin^2 \theta/2$$

$$x_B = \frac{Q^2}{2M\nu}$$

$$y = 1 - \frac{E'}{E}$$

Hadronien rakenne

Matalaenergisissä elektroni-hadronisironnoissa mitataan hadronin muotokerrointa:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2}(eh \rightarrow eh) \propto \frac{F_h^2(Q^2)}{Q^4}$$

Korkealla energialla hadroni hajoaa, havaitaan että:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2 dx}(eh \rightarrow eX) \propto \frac{1}{Q^4}$$

ei muotokerrointa, vertaa elektroni-elektronisirontaan!

Hadronien rakenne

Korkeaenergisisissä sirontakokeissa havaittiin siis hadronien koostuvan pistemäisistä fermioneista, tämä johti partonimallin muotoiluun:

- Hadronit koostuvat pistemäisistä hiukkasista, partoneista
- Partonit eivät vuorovaikuta keskenään sirontaprosessin aikana
- Partoneilla on pieni poikittaisimpulssi
 $\sim \Lambda_{QCD} \simeq 200 \text{ MeV}$
- Partonilla i on prosessista riippumaton todennäköisyys $f_i(x) dx$ kuljettaa osa x hadronin pitkittäisestä impulssista

DIS partonimallissa

Funktiot $f_i(x)$ riippuvat hadronin dynaamisesta rakenteesta, joka on pehmeä ilmiö - ne on siis otettava mittaustuloksista.

Faktorisaation perusteella vaikutusala voidaan esittää:

$$\sigma(eh \rightarrow eX) = \int_0^1 dx \sum_i f_i(x) \sigma(eq \rightarrow eX)$$

DIS partonimallissa

Vaikutusala voidaan myös esittää muodossa:

$$\frac{d^2\sigma^{em}}{dx dy} \propto L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}$$

jossa $L^{\mu\nu}$ liittyy elektroniinverteksiin, $W_{\mu\nu}$ hadroniverteksiin.

$W_{\mu\nu}$ voidaan parametrizoida hadronin rakennetta kuvaavilla rakennefunktoilla $F_i(x_B, Q^2)$, joiden partonimalli ennustaa skaalautuvan:
Björkenin rajankäynnillä

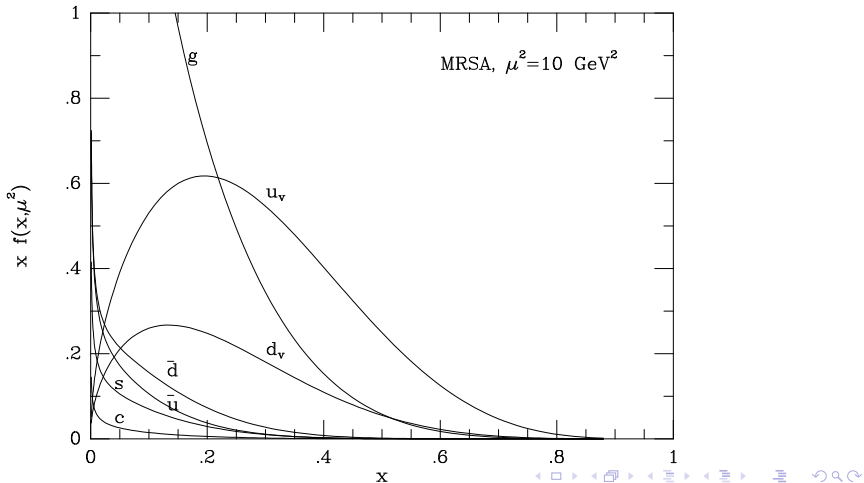
$$Q^2 \rightarrow \infty, \quad x_B = \text{vakio}$$

rakennefunktiot riippuvat vain x :stä, eivät ollenkaan Q :sta!

DIS partonimallissa

- Fysikaalisesti: fotonin resoluutio poikittaissuunnassa on $1/Q$. Resoluution pienentyessä fotoni ei näe enempää rakennetta, vaan siroaa pistemäisestä partonista
- DIS-kokeita tehdään myös neutriinoilla, jolloin saadaan tietoa eri makuisten kvarkkien jakaumista hadroneissa

Protonin rakennefunktiot



QCD ja partonimalli

Partonit vuorovaikuttavat vahvalla vuorovaikutuksella. Faktorisaatio takaa, että pehmeä gluonivaihto ei vaikuta kulmariippuvuuteen. Kovien gluonien vaihto sen sijaan vaikuttaa:

- Suuren poikittaisimpulssin omaavien gluonien emissio \rightarrow jettejä suurella poikittaisimpulssilla
- Pienen poikittaisimpulssin ($Q^2 \gg \mu_F \gg \Lambda_{QCD}$) omaavien gluonien emissio \rightarrow logaritminen Q^2 -riippuvuus rakennefunktoihin, saadaan DGLAP-yhtälöistä

Rakennefunktion Q^2 -riippuvuus

