SAVREMENE METODE TEORIJE POLJA I FIZIKA ELEMENTARNIH ČESTICA

Dragan Popović
Institut za fiziku, Beograd

Poslednjih petnaestak godina svedoci smo neverovatnog prodora koji je fizika elementarnih čestica napravila u razumevanju osnovnih interakcija. Naša slika o njima potpuno se izmenila. Čini se da se naš mozaik znanja sklapa u jedinstvenu sliku prirode, u kojoj su sve interakcije zapravo različite manifestacije samo jedne fundamentalne interakcije. Otkriće da se ne-Abelovim gradijentno invarijantnim teorijama mogu opisati sve fundamentalne interakcije, od gravitacionih do jakih, deluje svakako impresivno. Dokaz da od svih renormalizabilnih teorija samo ne-Abelove ispoljavaju "asimptotsku slobodu", fenomen koji je eksperimentalno dobijen u dubokom neelastičnom rasejanju, poljuljao je i poslednje skeptike, i široko otvorio vrata koja su dugo stajala zatvorena na putu našeg razumevanja jakih interakcija. Doduše, možda prerano, ogroman uspeh perturbativne kvantne hromodinamike stvorio je ubeđenje da već imamo u ruci teoriju jakih interakcija, i da je samo tehničko pitanje kako ćemo je rešiti. No kako vreme prolazi sve je jasnije da još nismo blizu rešenja. Nižu se razne metode, ali bez većeg uspeha bar što se krajnjeg cilja tiče. Ima se utisak da smo u začaranom krugu iz koga nas pre mogu izvući nove fizičke ideje nego računski trikovi.

Namera ovog izlaganja je da se na pristupačan, razumljiv način izlože osnovne ideje koje leže u konceptu renormalizacione grupe, asimptotske slobode i konfinacije, kao i da se da elementarni uvod u neke od savremenih metoda rešavanja QCD-a.

Zašto kolor?

I pored relativnog uspeha naivnog kvark modela, bez odgovora su ostala neka veoma važna pitanja:

(i) postojanje čestica sastavljenih od tri identična u-kvarka sa potpuno simetričnom talasnom funkcijom, što je u suprotnosti sa Fermi-Dirac-ovom statistikom,

(ii) odsustvo slobodnih kvarkova

(iii) činjenica da su odnosi preseka za $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow$ hadroni sa $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ kao i širina raspada za $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ tri puta veći od dobijene teorijske vrednosti (ustvari tri puta u slučaju e^+e^- i 3^2 puta u slučaju π^0).

Najubedljiviji izlaz do sada nadjen je u pretpostavci da se svaka vrsta (flavor) kvarka pojavljuje u tri različita kolora (boje), na pr. crvenom, belom i plavom. Sada talasnu funkciju osnovnog stanja, iako simetričnu po svim ostalim indeksima, možemo napraviti antisimetričnom po koloru.

Na jeziku teorije grupa zahtev da talasna funkcija bude totalno antisimetrična po koloru znači uzimanje singletnog stanja u odnosu na grupu simetrije $SU(3)_c$.

Zato izgleda prirodno da se pretpostavi da su barioni singletna stanja tri kvarka, $|\text{barion}\rangle \sim \sum \varepsilon_{ijk} |q_i q_j q_k\rangle$ a mezoni singleti kvark-antikvark, $|\text{mezon}\rangle \sim \sum |q_i \bar{q}_i\rangle$.

Interesantno je primetiti na ovom mestu da dva, kao i četiri kvarka ne mogu formirati kolor-singlete. Na sreću do sada nisu otkrivena stanja sa dva i četiri kvarka.

Da bismo na konzistentan način, u smislu prethodnih argumenata, opisali hadrone uvešćemo sledeći postulat:

sve fizičke opservable su kolor neutralne t.j. fizičke opservable su kolor singleti.

Ovaj postulat razrešava i problem odsustva slobodnih kvarkova. Ukoliko bi se pojavio slobodan kvark bio bi narušen postulat o kolor neutralnosti, jer kvark nosi kolorni naboj.

Uvodjenjem kolora uspešno je rešen i problem (iii), pa su dobijeni teorijski rezultati u odličnoj saglasnosti sa eksperimentalnim.

Bez navodjenja još mnogih eksperimenata koji idu u prilog opravdanosti uvodjenja kolora, ovaj koncept pružio nam je izvanredan teorijski okvir za formulisanje teorije jakih interakcija (bar u domenu visokih energija).

Teorija polja jakih interakcija – kvantna hromodinamika – (QCD).

U kvantnoj teoriji polja svakoj čestici pridruženo je polje koje zapravo opisuje moguću kreaciju ili anihilaciju te čestice. Pomoću lagranžijana, koji je polinom po poljima i izvodima tih polja, opisuje se interakcija izmedju datih čestica. Pošto je dinamika zadana lagranžijanom, dinamička simetrija mora biti i simetrija lagranžijana.

U tom smislu, kvantna hromodinamika je renormalizabilna kvantna teorija polja jakih interakcija, čiji su osnovni konstituenti polja spina 1/2 ali razlomljenog električnog naboja-kvarkovi, i ne-Abelova gradijentna (gauge) polja spina 1-gluoni, koji interaguju sa kvarkovima ali i medjusobno.

Pretpostavlja se da polja kvarkova realizuju kolorne triplete grupe $SU(3)_c$. U duhu gradijentno invarijantnih teorija zahteva se da $SU(3)_c$ bude lokalna simetrija. Da bi se to ostvarilo, neophodno je uvesti kompenzirajuće vektorske potencijale $A^a_\mu(x)$; $a=1,2 \ldots 8$, koji se transformišu kao pridružena reprezentacija $SU(3)_c$. Ovaj oktet vektorskih potencijala nazivamo gluonima. Sada smo u stanju da napišemo lagranžijan za QCD:

$$L = -\frac{1}{4} F^a_{\mu\nu} F^{a\mu\nu} + i\bar{\Psi}_j \gamma_\mu D^\mu_{jk} \Psi_k - \bar{\Psi}_j M_{jk} \Psi_k$$

Prvi član je čist Yang-Mills-ov lagranžijan za samo-interagujuća

$SU(3)_c$ gradijentna polja gde je

$$F^a_{\mu\nu} = \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu + g f^{abc} A^b_\mu A^c_\nu$$

a f^{abc} su strukturne konstantne grupe $SU(3)_c$ tj. $[\lambda^a, \lambda^b] = 2if^{abc}\lambda^c$. Interakcija izmedju kvarkova i gluona data je preko kovarijantnog izvoda u drugom članu lagranžijana

$$D^\mu_{jk} = \delta_{jk}\partial^\mu - \frac{1}{2} g \lambda_{ajk} A^\mu_a$$

Bez ulaženja u detalje, na ovom mestu istaći ćemo neke specifične osobine ovako uvedene interakcije.

Primećujemo da je jačina svih interakcija izmedju kvarkova i gluona potpuno odredjena samo jednom konstantom interakcije g.

Sledeća specifičnost QCD je postojanje trostrukog gluonskog verteksa. Upravo ovaj verteks je odgovoran za pojavu "asimptotske slobode", jedinstvene karakteristike ne-Abelovih lokalno gradijentnih teorija. (Ova osobina biće kasnije objašnjena).

Renormalizaciona grupa; efektivna konstanta i asimptotska sloboda

U osnovi renormalizacione grupe leži zapravo veoma jednostavna ideja. Kao što je poznato, renormalizabilna teorija polja sadrži dve vrste parametara: mase ili konstante veza sa pozitivnom masenom dimenzijom i bezdimenzione konstante veza. Konstante veza sa negativnom masenom dimenzijom su tipične za nerenormalizabilne teorije. Ako posmatramo Green-ove funkcije za velike vrednosti impulsa, očekujemo da je opravdano zanemariti masene članove u lagranžijanu. Dakle, očekujemo da je asimptotsko ponašanje Green-ovih funkcija (bar u najnižem redu teorije perturbacije) isto kao kad bi se računalo od samog početka sa bezmasenom teorijom. Obzirom da bezmasena teorija ne sadrži ni jedan dimenzioni parametar, logično je zaključiti da se asimptotsko ponašanje amplituda može odrediti čistom dimenzionom analizom. Medjutim, taj zaključak nije sasvim tačan, jer teorija ipak sadrži, doduše skriven, dimenzioni parametar. Naime, prilikom procedure renormalizacije neophodno je sprovesti tzv. subtrakcije. Ali zbog infracrvenih beskonačnosti ove subtrakacije se moraju ostvariti van masene površi, za vrednosti impulsa $p^2 = -\mu^2$, pa tako iako bezmasena, teorija sadrži parametar μ. Fizičke konstante interakcije kao i renormalizacione konstante talasne funkcije su tada funkcije parametra μ. No kako je tačka subtrakcije, μ, potpuno proizvoljna, onda fizičke veličine ne smeju da zavise od promene parametra μ. Upravo ovu činjenicu odražava jednačina renormalizacione grupe (RG). Drugim rečima RG daje nam vezu izmedju Green-ovih funkcija odredjenih impulsa p_i i konstante interakcije g sa Green-ovom funkcijama promenjenih impulsa λp_i i konstante interakcije druge vrednosti $g(\lambda)$. Da bismo napisali ovu vezu, dovoljno je da znamo funkciju koja odredjuje promenu konstante interakcije u zavisnosti od μ. Posebno je pokazano da se asimptotsko ponašanje amplituda može povezati sa njihovim vrednostima za fiksne impulse i jednom efektivnom konstantom interakcije. Drugim rečima, ultraljubičasto ponašanje teorije biće odredjeno asimptotskom vrednošću te efektivne konstante interakcije. Ta vrednost je odredjena nulama tzv. Callan-Symanzik-ove (C-S) β funkcije, a ove nule se zovu fiksne tačke RG.

Veza izmedju efektivne konstantne interakcije $\bar{g}$ i C-S β-funkcije data je sledećom jednačinom:

$$\frac{d}{dt}\,\bar{g}(t,g) = \beta(\bar{g}) \quad , \quad \bar{g}(o,g) = g$$

gde je $t=\ln\lambda$, a g je renormalizaciona konstanta interakcije.

Mi smo posebno zainteresovani za rešenje tipa

$$\lim_{t\to\infty} \bar{g}(t,g) = g_\infty$$

Postoje tri različita slučaja:

1- kažemo da je fiksna tačka ultraljubičasto (UV) stabilna ako i samo ako je

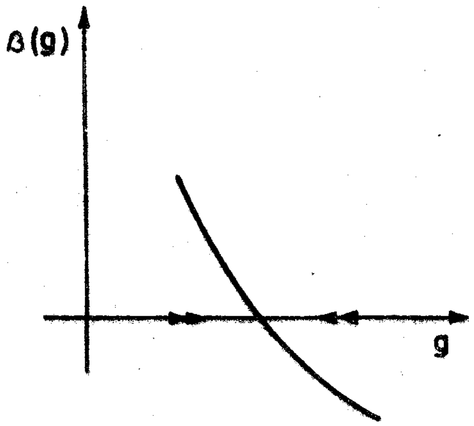
$$\beta(g_{\infty}) = 0 \quad ; \quad \frac{d}{dg}\beta(g_{\infty}) < 0$$

2- fiksna tačka je infracrveno stabilna (IR) ako i samo ako je

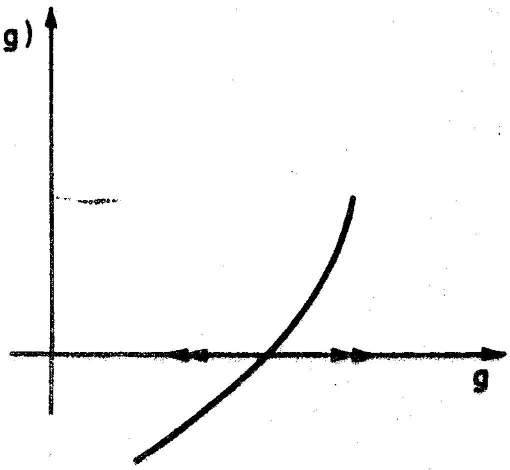
$$\beta = 0 \quad ; \quad \frac{d\beta}{dg} > 0 \qquad \text{za } t \to -\infty$$

3- teorija je nazvana asimptotski slobodnom ako je

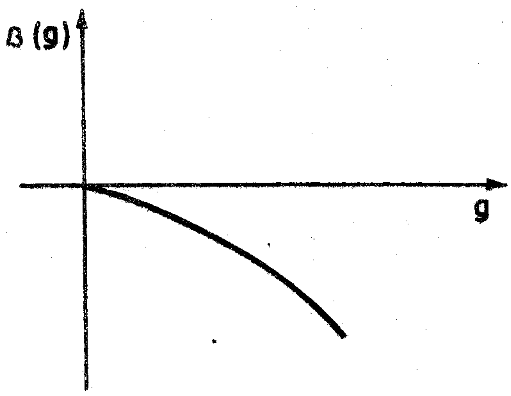
$$\lim_{t \to \infty} \bar{g}(t,g) = 0 \quad \text{i} \quad \frac{d}{dg}\beta(o) < 0$$



(1)



(2)



(3)

Kakav je zapravo smisao ovih fiksnih tačaka ?

Prvi primer nam pokazuje da, bilo sa koje strane fiksne tačke se nalazi konstanta interakcije $g = \bar{g}(0,g)$, $g < g_\infty$ ili $g > g_\infty$, sa povećanjem t ($t \to \infty$), efektivna konstanta interakcije menjaće se sve dok ne dostigne vrednost fiksne tačke g_∞. U samoj fiksnoj tački ß-funkcija je jednaka nuli, pa promena t više ne utiče na promenu efektivne konstante. Zato se ovakva tačka naziva ultraljubičasta stabilna fiksna tačka. U drugom primeru, ponašanje efektivne konstante je suprotno od prethodnog slučaja. Naime, ako $t \to \infty$, efektivna konstanta se udaljava od vrednosti fiksne tačke. Medjutim, ukoliko posmatramo oblast $t \to -\infty$ ($\lambda = 0$), vidimo da efektivna konstantna, bilo da se nalazi sa leve ili sa desne strane fiksne tačke, teži ovoj vrednosti ($\lim_{t \to -\infty} \bar{g}(t,g) = g_{-\infty}$). Pa stoga i naziv infracrvena stabilna fiksna tačka.

Treći primer može nam se učiniti na prvi pogled trivijalnim. Naime jasno je, da za g=0, ß-funkcija mora biti jednaka nuli, jer je to slučaj slobodne teorije polja. Dakle, sve teorije sa jednom konstantom interakcije ili su asimptotski slobodne ili infracrveno stabilne u zavisnosti od znaka ß-funkcije. Kod asimptotski slobodnih teorija koordinatni početak (u ravni gß) je UV stabilna fiksna tačka. Značaj ovog rezultata je u tome što nam ukazuje da postoje teorije kod kojih što je manje rastojanje izmedju čestica to je i manja konstanta interakcije. Otkriće da su ne-Abelove gradijentne teorije jedine teorije koje su u četvoro-dimenzionom prostor-vremenu asimptotski slobodne, otvorilo je put ka boljem razumevanju jakih interakcija. To je i najubedljiviji argument da su gradijentne teorije najozbiljniji kandidat (za sada i jedini) za opis jakih interakcija. Prvi put su se mogli dobiti kvantitativni rezultati za jake interakcije, jer je upotreba perturbacione metode bila moguća (doduše samo u UV domenu).

Svakako je interesantno na ovom mestu komentarisati rezultate koje dobijamo u specifično izabranom modelu jakih interakcija, napred pomenutom modelu QCD.

Za C-S ß-funkciju dobijamo

$$\beta(g) = -1/16\pi^2 \left[11 - 2/3N_f\right] g^3 = - bg^3$$

dok je efektivna konstanta interakcije data izrazom

$$\bar{g}^2(t) = \frac{g^2}{1 + 2bg^2 t}$$

Zahvaljujući činjenici što je ß-funkcija negativna, moguće je korektno uzimanje UV limesa u kome efektivna konstanta interakcije $\bar{g}^2(t) \rightarrow 0$ za $t \rightarrow +\infty$. Da bi $\beta(g)$ bila negativna, potrebno je da je $N_f \leqslant 16$ (što je u potpunoj saglasnosti sa eksperimentom; naime za sada nam je poznato 5 vrsti kvarkova (flavor) $N_f = 5$: u,d,s,c, b...).

Ovo izuzetno ponašanje ne-Abelovih gradijentnih teorija u odnosu na druge poznate teorije, potiče od doprinosa trostrukog gluonskog verteksa koji nije prisutan ni u jednoj drugoj poznatoj teoriji.

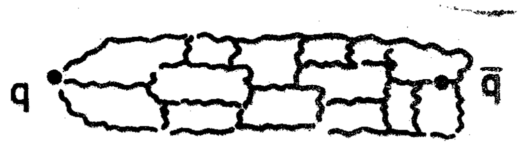
O ovakvom ponašanju ß-funkcije kao i efektivne konstante sa sigurnošću možemo tvrditi jedino pri veoma visokim energijama (domen važenja perturbacije). Tako da ponašanje ß-funkcije dato na sl. 3. treba shvatiti kao očekivano ponašanje koje zadovoljava i asimptotsku slobodu i konfinaciju.

Zašto ne vidimo kvark ? Konfinacija

Pitanje koje se prirodno postavlja posle dobijanja asimptotske slobode u okviru QCD je sledeće: da li ovaj model samo u asimptotskom domenu opisuje jake interakcije ili nam on zapravo daje teoriju jakih interakcija ? Drugim rečima, ukoliko je hipoteza o konfinaciji kvarkova tačna, tj. ako zbilja priroda "ne dozvoljava" pojavljivanje kolora, onda od teorije očekujemo da objasni mehanizme ove pojave i da omogući izračunavanje masa ili drugih dinamičkih veličina singeltnih fizičkih stanja.

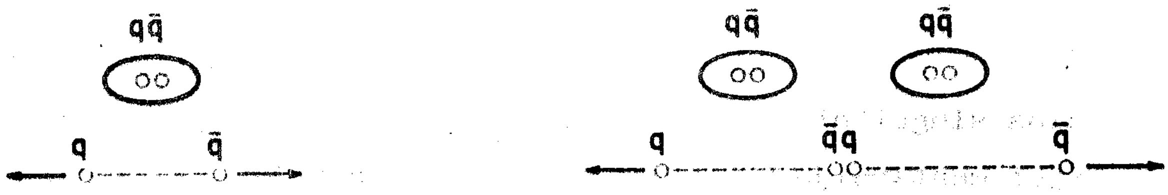
Najelementarnija slika mehanizma konfinacije je sledeća.

Podjimo od primera QED. U ovoj teorije prisutan je Abelov gluon, foton, a sila izmedju elektrona i pozitrona je privlačna. Električno polje se širi po celom prostoru budući da foton ne interaguje sam sa sobom. Kada se jedno od naelektrisanja udalji u beskonačnost, onda je potencijal na rastojanju r od zadržanog naelektrisanja, nezavisno od pravca, proporcionalan 1/r. U QCD ne-Abelovi gluoni interaguju medju sobom, pa se može pretpostaviti da je fluks skupljen u cev (tubu), formirajući tako tipičnu konfinirajuću konfiguraciju kod koje je promena potencijalne energije linearna funkcija rastojanja razdvojenosti. Dakle za separaciju nosioca kolora iz kolor singletnog stanja potrebna je beskonačna energija. Za ilustraciju neka nam posluži priložena skica mezona.



- talasaste linije predstavljaju kolor fluks koji prenosi gluonsko polje

Profinjenija verzija konfinacije je infracrveno zarobljavanje. Kao što je već pokazano u prethodnom odeljku, koristeći renormalizacionu grupu moguće je definisati efektivnu konstantu $\bar{g}(t)$, koja teži nuli za $t \to \infty$. U infra crvenoj oblasti, $t \to -\infty$, ne možemo ništa reći o ponašanju $\bar{g}(t)$, ali moglo bi se dogoditi da $\bar{g}(t)$ raste i postaje beskonačno, što odgovara beskonačnim silama koje sprečavaju fragmentaciju kolor-singleta u kolorna stanja. Pokušaj razdvajanja kvarkova mogli bismo grafični da predstavimo na sledeći način:



Dakle, usled udaljavanja kvarkova potencijalna energija raste linearno, da bi dostigla prag stvaranja para $q\bar{q}$, pa umesto da se dobiju slobodni kvarkovi stvaraju se zapravo dva vezana stanja ($q\bar{q}$ i $q\bar{q}$). Medjutim, jedino što sa sigurnošću možemo da tvrdimo je činjenica da je infracrvena oblast u QCD od interesa za konfinaciju. Ali to je takodje oblast jake konstante, pa stoga nijedna od standardnih računskih tehnika nije primenljiva u razmatranju ovih problema.

Dakle, dokaz konfinacije u QCD još uvek je otvoren i nerešen problem.

Interesantno je napomenuti na ovom mestu da bi, ukoliko dodje do narušenja lokalne $SU(3)_c$ simetrije, gluoni dobili masu i pojavili se kao slobodne čestice. (Što nije slučaj, bar na sadašnjim raspoloživim energijama). Sledi zaključak da, ukoliko postoji konfinacija, lokalno gradijentna invarijantnost mora ostati egzaktna i nenarušena.

Gradijentno invarijantne teorije na rešetki

Jedini uspešan metod u rešavanju teorija polja koji smo imali na raspolaženju bio je metod perturbacije. Potrebno je bilo napisati hamiltonijan, pa onda dijagonalizovati njegov slobodni deo, dok se interakcioni član uzimao kao mala perturbacija. Ovaj pristup nam očigledno ne koristi mnogo u slučaju QCD, gde je konstanta interakcije velika, možda čak i beskonačna. Bolji pristup bi mogao da bude da se dijagonalizuje interakcioni član a da se slobodni hamiltonijan smatra za perturbaciju (razvoj po velikoj konstanti). Medjutim teškoće nastaju zbog toga što je, bez obzira na veličinu konstante interakcije, kinetički član za dovoljno male talasne dužine tj. visoke energije uvek dominantan. Dakle, neophodno je uvesti odsecanje (cut-off) koje će nam omogućiti neperturbativni pristup QCD-u. Upravo takvu mogućnost nam pruža formulacija teorije na rešetki. Ako pretpostavimo da se prostor sastoji od seta diskretnih tačaka zadatog rastojanja a, sa poljima koja su definisana jedino u čvorovima rešetke, očigledno je da smo na taj način isključili talasne dužine manje od a (tj. energije veće od $a^{-1} = \Lambda$) .

Ako se svakoj medjučvornoj vezi rešetke asocira polje gluona, bez ulaženja u detalje konstrukcije hamiltonijana na rešetki, dobija se, u limesu velike konstante, da su kvarkovi konfinirani u QCD-u na rešetki.

Ključno je pitanje da li ova osobina ostaje nenarušena pri prelasku na kontinum tj. uzimanja limesa $a \to 0$. Drugim rečima, potrebno je konstruisati hamiltonijan (ili lagražnijan) na rešetki takav da u limesu velike konstante daje konfinaciju a u limesu $a \to 0$ prelazi u teoriju od koje smo i počeli - kvantnu hromodinamiku. No to nije sve. Ostaje da se povežu oblasti velike i male konstante, tj. da se odgovori na pitanje da li postoji fazni prelaz (iz faze zarobljenih kvarkova u fazu slobodnih kvarkova).

U principu postoje dve formulacije gradijentnih teorija na rešetki-hamiltonijanska, u kojoj je samo prostor diskretan, i lagranžijanska, u kojoj su i prostor i vreme diskretni.

Osnovna ideja je da se beskonačno teški kvark i antikvark postave u čvorove rešetke na rastojanju R i da se izračuna energija osnovnog stanja sistema u funkciji R. Na ovom mestu treba istaći da su polja teških kvarkova nedinamičke varijable (nepokretni kvarkovi), a da problem uključivanja lakih kvarkova u teoriju još uvek nije rešen. Očekuje se, pitanje je koliko je to opravdano, da njihovo uključivanje neće upropastiti dobijenu konfinaciju.

Za ovako definisan sistem nadjeno je da je potencijalna energija sistema kvark-antikvark data izrazom

$$V(R) = - \lim_{T \to \infty} 1/T \ln \left\langle \mathrm{tr} \exp (i \oint dx\, A) \right\rangle$$

gde se konturni integral računa po zatvorenoj pravougaonoj putanji, širine R i dužine T - u literaturi poznatoj kao Wilson-ova petlja. Sada imamo jednostavan kriterijum za konfinaciju: ukoliko pri izračunavanju Wilson-ove petlje dobijemo "zakon površine", potencijal će biti proporcionalan rastojanju - $V(R) \sim R$, pa je potrebna beskonačna energija da bi se razdvojili kvark i antikvark. Ako račun, s druge strane, da "zakon obima", onda je potencijal konstantan, $V(R) \sim$ const., što ukazuje da je lako razdvojiti kvark i antikvark- dakle nema konfinacije. Za slučaj QCD na rešetki (statički kvarkovi) u oblasti velike konstante nadjen je "zakon površine", dakle konfinacija.

Da zaključimo: Dejstvo na rešetki u domenu velike konstante pokazuje jednostavne osobine, koje bi mogle da budu karakteristične za jake interakcije. S druge strane kontinualna kvantna teorija se pojavljuje u jednostavnom obliku na malim rastojanjima, i u dobrom je slaganju sa raspoloživim eksperimentima. Da li postoji veza izmedju ove dve teorije ? Postoji nada da one leže na dva kraja trajektorije renormalizacione grupe i da kvantna hromodinamika poseduje asimptotsku slobodu na "gustoj" (sitnoj) rešetki, dok na "krupnoj" pokazuje konfinaciju.

Na žalost zbog kompleksnosti teorije još uvek ne postoji ubedljiv dokaz u prilog ove nade. Raznim metodama su traženi mogući fazni prelazi u oblasti intermedijarne konstante, i za sad postoje indikacije da je jedina kritična tačka teorije u $g = 0$, što je svakako ohrabrujući rezultat.

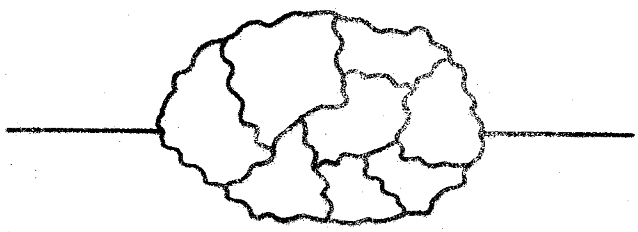
Razvoj 1/N

U pokušaju da se reši kvantna hromodinamika zapaženo je da konstanta interakcije zapravo i nije slobodan parametar jer se može faktorizovati u izrazu za lagranžijan. To je posledica renormalizacione grupe i činjenice da je C-S β-funkcija različita od nule, pa se zbog toga promena konstante veze može apsorbovati promenom skale rastojanja. Ali bez slobodnog parametra nema ni perturbacionog razvoja. Možda u teoriji postoji skriveni parametar.

U QCD-u, kao i u atomskoj fizici u slučaju Born-ovog razvoja, iako ne postoji karakteristična konstanta interakcije, postoji karakteristična masa. Ako je predata energija veća od ove mase, u teoriji postoji mali parametar po kome se može vršiti razvoj - efektivna konstanta interakcije $\bar{g}(t)$. Medjutim za samu fiziku hadrona ovaj parametar nije ni od kakve pomoći. Dakle, neophodno je naći neki skriveni parametar razvoja.

Upravo iz tog razloga predložen je razvoj 1/N skoro u isto vreme kad i QCD. Ideja se sastoji u tome da se QCD sa tri kolora i SU(3) gradijentne grupe uopšti na N kolora i SU(N) gradijentnu grupu, pa da se onda reši teorija za veliko N. Obično sa povećanjem broja varijabli teorija postaje složenija, medjutim u ovom slučaju ona se uprošćava.

Birajući za konstantu interakcije $g/\sqrt{N}$, gde se g drži fiksno kad $N \rightarrow \infty$, skupom svih Feynaman-ovih dijagrama dominira samo odredjena klasa dijagrama tzv. klasa "planarnih" dijagrama. Planarni dijagrami su oni dijagrami koji se mogu nacrtati u ravni ali tako da se dve linije nikad ne presecaju. Tipičan planarni dijagram sa mnogo petlji prikazan je na slici.



Da bi ovaj metod postao značajan za elementarne čestice neophodno bi bilo sračunati sve ovakve dijagrame. No, na prvi pogled jasno je da je to neizvodljivo.

Iako se zapravo nije otišlo dalje od početka u eksplicitnom izračunavanju svih planarnih dijagrama (sem u modelima u 1,2 i 3 dimenzije) impresivno je koliko nam je ovaj metod pomogao u dubljem razumevanju fenomenologije QCD-a. Naime odredjena selekciona pravila koja su predvidjena u 1/N razvoju mogu se uzeti kao test ovog razvoja. Prema dosadašnjim eksperimentalnim podacima slaganje sa predvidjanjima je sasvim zadovoljavajuće.

Pomenućemo na kraju da 1/N razvoj predvidja sasvim odredjene osobine za tzv. "glueball" (gluonska lopta) stanja (čestice sastavljene samo od gluona). Ukoliko ova stanja budu eksperimentalno pronadjena, biće interesantno da se vidi saglasnost sa predvidjanjima.

Jasno je da bez poznavanja vodećeg člana u 1/N razvoju ne možemo ići dalje. Iako smo bez izračunavanja vodećeg člana u razvoju prilično saznali o jakim interakcijama, zapravo se nalazimo u ćorsokaku. Pokušaj da se direktno računa, kao što smo već istakli, je beznadežan; dakle potreban nam je neki indirektan metod.

Za bolje razumevanje metoda poslužićemo se uočenom analogijom izmedju klasičnog limesa i limesa velikog N. Feynman-ovom formulom Green-ove funkcije u kvantnoj teoriji dobijaju se integraljenjem po svim mogućim klasičnim trajektorijama. Medjutim, kako se $\hbar$ približava nuli, mera se u prostoru funkcija sve oštrije koncentriše oko rešenja klasičnih jednačina kretanja, da bi za $\hbar = 0$ sve veličine bile date njihovim vrednostima za klasično rešenje. Sličan iskaz važi za slučaj $N \to \infty$. Sve gradijentno invarijantne Green-ove funkcije u limesu velikog N date su svojim vrednostima za "klasičnu" konfiguraciju gradijentnog polja. Znači dovoljno je naći "klasičnu" konfiguraciju polja, a sve potrebne veličine izračunaćemo za tu konfiguraciju. Na žalost upravo to ne znamo. Dok kod klasičnog limesa imamo algoritam za nalaženje dominantne konfiguracije - rešenje klasičnih jednačina kretanja, kod limesa velikog N imamo samo dokaz da takva konfiguracija postoji. Njeno nalaženje može biti isto tako teško kao i egzaktna dijagonalizacija hamiltonijana.

Bilo bi svakako poželjno da se nadje dinamički princip za odredjivanje ove konfiguracije. Na pr. da se nadje efektivno dejstvo čiji bi minimum bio tražena konfiguracija. Iako postoje mnoge interesantne ideje za rešenje ovog problema, za sam QCD nije napravljen značajan prodor koji bi nas približio krajnjem cilju.

. . . .

Možda je umesno na kraju postaviti pitanje šta će se dogoditi ako budu pronadjeni slobodni kvarkovi? Da li će ostati nešto od izloženih teorija ?

Da bismo bolje odgovorili na ova pitanja pre svega treba reći da je konfinacija kvarkova (na sadašnjim energijama) eksperimentalna činjenica a ne potreba unutar teorije. Zato se ne vide razlozi zbog kojih izložene teorije ne bi i dalje važile. Prirodno, suziće se njihov domen važenja. Iznad odredjenih energija biće potrebne izvesne njihove modifikacije, ali sve osnovne ideje koje smo izložili mogle bi se zadržati u neizmenjenom vidu.

S druge strane, ukoliko se pokaže da su kvarkovi večito konfinirani imali bismo krajnje neočekivanu situaciju: da kvantna mehanika koja toliko insistira na operaciona~~li~~zmu dovede do teorije u kojoj bi fundamentalni entiteti bili neempirijske, matematičke konstrukcije.

L i t e r a t u r a :

1. E.Reya, Phys.Reports 69 (1981) 195.
2. W. Marciano and H. Pagels, Phys. Reports 36c (1978) 137.
3. H.D. Politzer, Phys. Reports 14c (1974) 129.
4. D.J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. D8 3633 (1973).
5. D.J. Gross. Methods in field theory. Les Houches, 1975.
6. S. Coleman, Dilatations, Lectures given at the 1971 International Summer School of Physics "Ettore Majorana".
7. M. Bander, Phys. Reports 75 (1981) 205.
8. C.H. Llewellyn Smith, Proc. 1980 CERN School of Physics, 139
9. J.B. Kogut, Rev. Mod. Phys. V51 (1979) 659.
10. K.G. Wilson, Quarks and Strings on a Lattice, CLNS-321, Nov. 1975 (Erice lecture notes 1975).
11. S.Coleman, Preprint SLAC-PUB-2484, March ~~1980~~, (Erice lecture notes 1979).
12. E. Witten, HUTP-79/A078 (lecture at Cargese Summer School, August, 1979).