

# Kvantekromodynamikken – teorien for den stærke vekselvirkning

Af Bernhard Lind Schistad, Viborg Tekniske Gymnasium

En af de største triumfer i fysikken i det 20. århundrede var skabelsen af kvante-elektrodynamikken, feltteorien for elektromagnetismen. Den forklarer hvorledes elektrisk ladede partikler vekselvirker med hinanden ved udsendelse og absorption af fotoner. Den giver forudsigelser som er testet ved eksperimenter med 8 decimalers nøjagtighed. Det viste sig at blive en formidabel udfordring at lave en tilsvarende teori for den stærke vekselvirkning, som forklarer vekselvirkningen mellem kvarkerne. Det lykkedes dog til sidst og denne teori, som kaldes kvantekromodynamikken indgår nu som en del af Standardmodellen for partikelfysikken. Vi vil i denne artikel prøve at beskrive denne teori, som er lidet kendt udenfor partikelfysik miljøet.

Efter at kvark modellen i løbet af 1960'erne overbevisende havde gjort rede for masser og symmetrier af mesonerne og baryonerne, genstod at finde en feltteori for kvarkernes vekselvirkning. En sådan teori skulle også gerne forklare et af de store mysterier i forståelsen af hadronerne (partikler opbygget af kvarker eller antikvarker):

*Hvis alle hadroner består af kvarker med ladning  $-1/3$  og  $+2/3$  af elementærladningen, hvorledes kan det så være at ingen nogensinde har set en fri kvark? Hvorfor findes kvarkerne kun i kombinationen tre kvarker eller kvark/antikvark par?*

Inden vi beskriver udviklingen af feltteorien for kvarkernes vekselvirkning, skal vi se på om der overhovedet fandtes evidens for, at der er "noget" inde i hadronerne eller om kvarker kun er matematiske størrelser, som man troede i 1960'erne.

## Den indre struktur af hadroner

I 1963 udførte Richard Taylor, Henry Kendall og Jerome Friedman en række forsøg ved elektron lineacceleratoren SLAC ved Stanford [1]. De undersøgte dybt inelastisk spredning (kollisioner hvor der skabes mange sekundære partikler) af elektroner mod protoner og neutroner, for at studere nukleonernes eventuelle indre struktur. Dette er analogt med de forsøg som Rutherford udførte, da han afslørede atomkernens eksistens. Grunden til at man anvendte elektroner, er at disse ikke selv har nogen indre struktur (de er punktformede) og da de er upåvirket af kernekrafterne, vil de kun mærke den elektromagnetiske vekselvirkning.

Ligesom ved Rutherfords forsøg, ville en jævn ladningsfordeling inde i nukleonerne føre til at meget højenergetiske elektroner kun vil opleve en lille afbøjning, mens en koncentration af ladningen i kvarker vil afsløre sig ved, at nogle elektroner vil ramme en kvark og afbøjes i stor vinkel. Taylor har senere fortalt at de forventede at finde meget få elektroner afbøjet i store vinkler, svarende til en jævn ladningsfordeling, lidt à la Thomsons plumbudding model for atomet. Hvad de fandt, var lige så overraskende som Rutherfords spredningsforsøg:

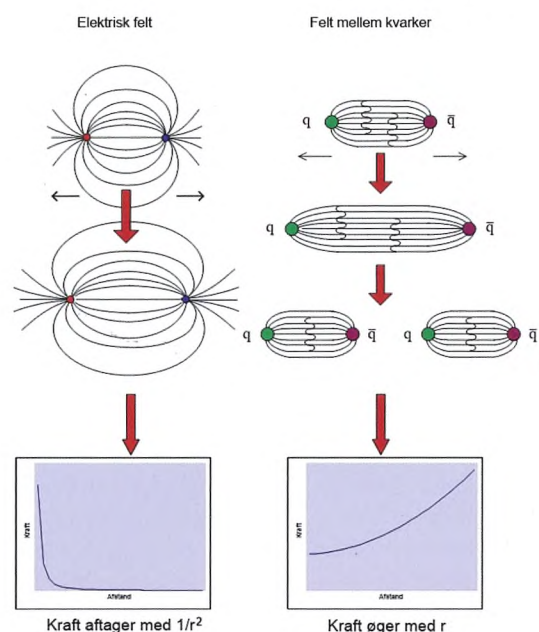
*En stor del af elektronerne blev spredt i meget store vinkler. Den observerede vinkelfordeling var konsistent med at protonen består af tre punktformede ladninger!*

Endvidere fandt de, at for lavere energier afhænger strukturfunktionen (en funktion som beskriver indre struktur) for protonen af elektronernes energi og af størrelsen af den impuls som overføres ved kollisionen, men når elektronernes energi øges afhænger strukturfunktionen ikke længere af energien. Dette kaldes Bjorken skalering efter den teoretiske fysiker James Bjorken [2].

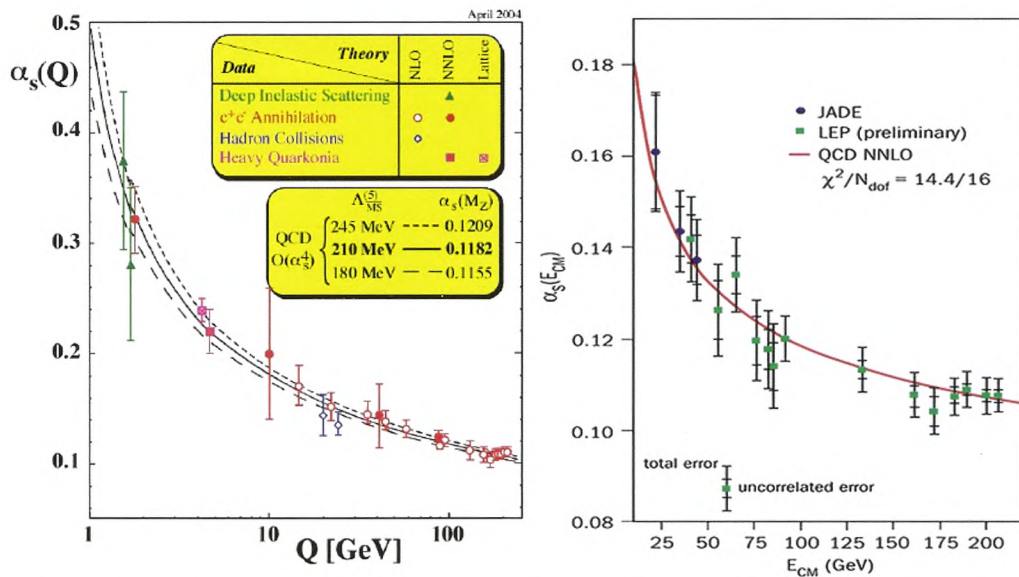
Forklaringen på dette blev fundet af Richard P. Feynmann: Des højere energi elektronerne havde, des mere opførte protonens bestanddele sig som frie partikler [3].

## Feltteorien for kvarkerne

Det store gennembrud for den teoretiske fysik i 1970'erne var skabelsen af en feltteori for den stærke vekselvirkning. En sådan teori skulle ligne kvante-elektrodynamikken så meget som muligt, men skulle forklare hvorfor kvarker altid er bundet i kombinationer af tre kvarker (baryoner) eller en kvark og en antikvark (mesoner). Man måtte derfor lede efter et felt som var fundamentalt anderledes end det elektromagnetiske felt.



Figur 1. Feltet mellem to partikler med modsat elektrisk ladning (tv) og feltet mellem to kvarker (th).



Figur 2. Variation af koblingskonstanten for den stærke vekselvirkning. Højere energi (i GeV) svarer til højere impuls.

Lad os først betragte det elektromagnetiske felt. Dette felt skyldes udveksling af virtuelle fotoner. Alle partikler med ladning kan udsende og absorbere fotoner. Der findes positiv og negativ ladning og ulige ladninger tiltrækker hinanden, mens lige ladninger frastøder hinanden. Vi kan kun skabe bundne tilstande af partikler med forskellig ladning.

To elektriske ladninger tiltrækker eller frastøder hinanden med en kraft der aftager med kvadratet af afstanden. Dette skyldes at feltet er sfærisk symmetrisk og skalerer som arealet af en kugleflade.

*Men hvad sker der hvis feltet tiltrækker sig selv?*

Hvis feltet tiltrækker sig selv, vil feltlinjerne samles til et rør, som forbinder de to ladninger. Når ladningerne fjernes fra hinanden, bliver røret længere, men feltet beholder samme styrke. Bliver vi ved med at trække ladningerne fra hinanden, sker det at når vi har tilført tilstrækkelig energi, dannes der et partikel/antipartikel par og røret "knækker" som illustreret på figur 1.

Et sådant felt vil give en kraft der er øger med afstanden og det vil kræve uendelig energi at separere ladningene. Det er præcis sådan et felt, der er ophavet til kraften mellem kvarkerne og forklarer hvorfor vi ikke kan separere dem fra hinanden.

### Asymptotisk frihed

Indtil starten af 1970'erne var der få fysikere som mente at kvarkerne havde nogen fysisk realitet eller at kvantefeltteori kunne anvendes på den stærke vekselvirkning. Tværtimod var den fremherskende teori dengang at alle elementarpartiklerne bestod af en blanding af hinanden (bølgefunktionen for en partikel var en blanding af bølgefunktionen for alle de andre), den såkaldte Bootstrap model.

Men i 1969 begyndte David J. Gross ved Princeton universitetet at prøve at forstå den Bjorken skalering som var observeret ved dyb inelastisk spredning (Taylor, Kendall og Friedman). Han kunne påvise at protonen opfører sig som om den består af punktformede partik-

ler med spin = 1/2. Videre fandt han at bestanddelene havde baryontal = 1/3. Men ingen kendt teori kunne forklare hvorledes sådanne partikler kunne opføre sig som frie partikler, da de jo måtte udøve en enorm tiltrækning på hinanden via den stærke vekselvirkning.

Gross besluttede sig for at prøve om han kunne konstruere en feltteori som kunne forklare denne asymptotiske frihed (asymptotisk: højere energi = mere frihed). Fra 1972 arbejdede han sammen med PhD-studenten Frank Wilczek og senere også David Politzer. De fandt inspiration i et gammelt arbejde af Chen-Nin Yang og Robert Mills fra 1954 hvor de havde forsøgt at konstruere en feltteori baseret på SU(2) gruppen for isospin og gauge symmetri (dvs. at da faset af feltet ikke kan måles, må teorien være uafhængig af justering af faset) [5].

Gross, Wilczek og Politzer konstruerede en teori [4] baseret på gauge symmetri, hvor kvarkerne i tillæg til den elektriske ladning, havde en ny ladning kaldet farveladning, med værdierne rød, grøn og blå. Årsagen til at der skulle være tre værdier var at det ville gøre det muligt at baryonernes bølgefunktion kunne blive antisymmetrisk, som krævet af Pauliforbudet, da baryonerne er fermioner. Teorien var baseret på eksakt SU(3) symmetri i farve kvantetallet. Til at formidle feltet mellem kvarkerne indførte de en ny partikel, gluonen, som spiller samme rolle i den stærke vekselvirkning som fotonen spiller i elektromagnetismen. Men i modsætning til fotonen, har gluonen selv ladning (farveladning). Dette gør at gluonerne mellem kvarkerne udfører en form for afskærmning af feltet, ligesom et magnetiserbart materiale som jern, afskærmer magnetisme.

I feltteorier med ladede partikler vil koblingskonstanten (styrken af feltets kobling til partiklen) afhænge af afstanden og dermed den overførte impuls (efter usikkerhedsrelationen) fordi vakuum indeholder virtuelle partikel/antipartikel par, som skærmer feltet. Normalt øger koblingskonstanten med impulsen, fordi partiklerne kommer tættere på hinanden. Dette er til-

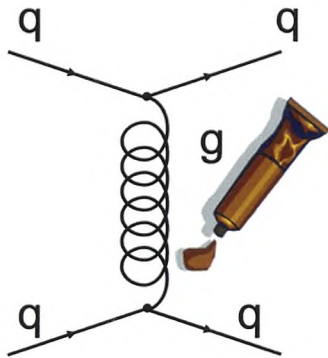
fælde for den elektromagnetiske vekselvirkning hvor finstruktur konstanten, der normalt er  $1/137$  øger til  $1/127$  ved høje impulser. En tilsvarende effekt ses ved den svage vekselvirkning. Men i den ny teori falder koblingskonstanten logaritmisk med impulsen.

Nu kunne Gross vise at deres nye teori havde både Bjorken skalering og asymptotisk frihed. Videre kunne man konstruere bølgefunktioner for alle mesoner og baryoner og de kunne beregne partiklernes masser med stor nøjagtighed, samt strukturfunktionerne til beregning af spredningsvikler og forholdet mellem forskellige mulige udfald af spredningsforsøg. Dette var en af de største succeser for kvantefeltteori siden kvanteelektrodynamikken. Pludselig faldt brikkerne på plads i vores forståelse af den stærke vekselvirkning. Teorien fik navnet QCD, kvantekromodynamikken.

På figur 2 ser vi hvorledes den målte værdi for koblingskonstanten  $\alpha_s$  smukt følger den teoretiske forudsigelse [6], det vil sige at koblingskonstanten aftager når energien (i GeV) og dermed impulsen, øger.

Gross, Wilczek og Politzer fik nobelprisen i fysik i 2004 for deres teori for asymptotisk frihed.

Den sidste brik i puslespillet var at vise at teorien var renormaliserbar, dvs. at uendelighederne kan fjernes (uendeligheder har en tendens til at dukke op i kvante feltteorier). Heldigvis havde den hollandske fysiker Gerard 't Hooft (Nobelprisen i 1999 sammen med Martinus Veltman) vist at alle (ikke abelske) gauge invariante feltteorier er renormaliserbare, selv ved brud på symmetrien [7].



Figur 3. Feynmann diagram.

### Gluonerne

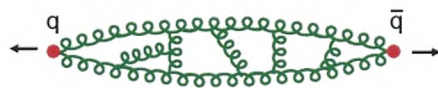
Som nævnt kaldes bæreren af den stærke vekselvirkning for gluonen (limpartiklen). Vi kan illustrere vekselvirkningen med simple diagrammer kaldet Feynmann diagrammer. Her repræsenterer den horisontale akse tiden og den vertikale akse rumkoordinaterne. En heltrukket linje med pil mod højre er en partikel mens en pil til venstre er en antipartikel. En bølgelinje er en foton eller gluon. Når tre linjer mødes i et punkt, sker der en vekselvirkning hvis styrke bestemmes af koblingskonstanten. Hvert ben i diagrammet repræsenterer et matematisk udtryk og ud fra Feynmann diagrammet kan man udregne an amplitude. For at udregne sandsynligheden for en bestemt sluttilstand, skal man summere amplituderne for alle diagrammer, som kan give denne sluttilstand.

Gluonen er som fotonen en vektor boson (spin = 1), men i modsætning til fotonen har den selv ladning og kobler til sig selv, dvs. gluoner kan udsende og absorbere gluoner. Dette giver følgende grundlæggende diagrammer for vekselvirkningen mellem kvarker og gluoner (figur 4).

	En kvark udsender en gluon
	Et kvark/antikvark par annihilerer til en gluon
	En gluon skaber et kvark/antikvark par
	En gluon udsender en gluon

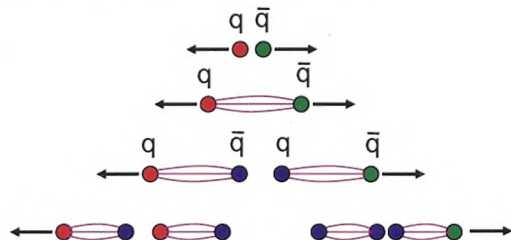
Figur 4. Vekselvirkningen mellem kvarker og gluoner.

Fordi gluonen vekselvirker med sig selv, vil gluon feltet samle sig et rør.



Figur 5. Gluonen vekselvirker med sig selv.

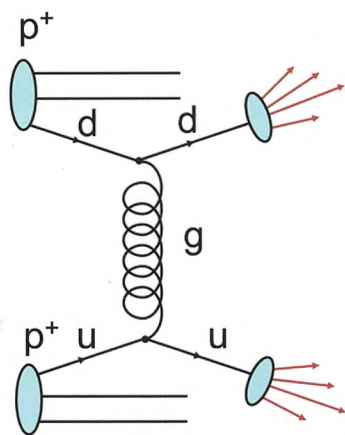
Dette gør at når vi prøver at fjerne kvarkerne fra hinanden, vil vi tilføre nok energi til at skabe flere kvark/antikvark par som vist på figur 6.



Figur 6. Dannelse af kvark-antikvark par.

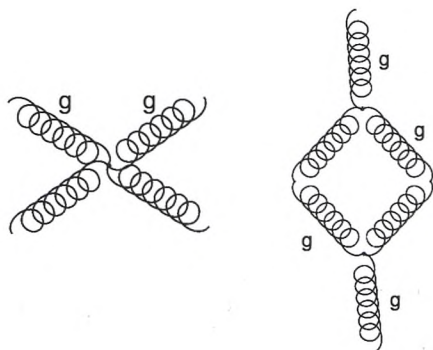
Dette er årsagen til de jets af partikler vi observerer ved sammenstød med hadroner.

Figur 7 viser et eksempel på Feynmann diagrammet for inelastisk sammenstød mellem to protoner.



Figur 7. Inelastisk sammenstød mellem to protoner.

Da gluonerne vekselvirker med sig selv, har vi alle former for gluon-gluon spredning og indre loops som giver ophav til den afskærmning, som påvirker koblingskonstanten (figur 8).



Figur 8. Vekselvirkning mellem gluoner.

### Farveladning

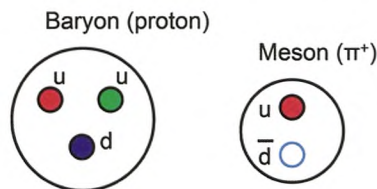
Som vi har nævnt introducerede QCD en ny form for ladning, associeret med en stærke vekselvirkning [8]. Da denne ladning har tre værdier, faldt det naturligt at bruge analogien til grundfarverne i RGB systemet og kalde værdierne for rød, grøn og blå. Dette har selvsagt intet med lysets farver at gøre, det er kun en nem måde at betegne ladningen på, ligesom + og - for elektrisk ladning. Hver kvark findes nu i tre udgaver med forskellig farve, mens antikvarerne har en antifarve, her angivet ved komplementærfarverne (figur 9).

Kvarker	Anti-kvarker
rød	antirød
grøn	antigrøn
blå	antiblå

Figur 9. Farveladning.

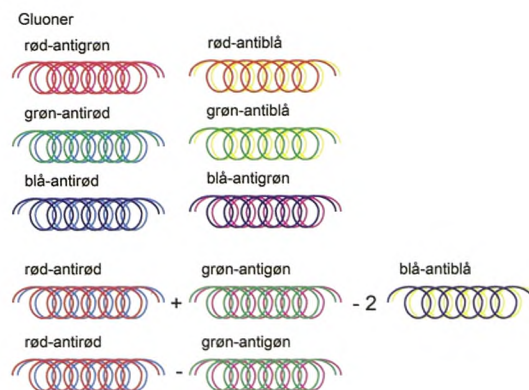
Nu får bølgefunktionen for hadronerne den rigtige paritet (odde for fermionerne og lige for mesonerne). Alle baryonerne består af tre kvarker med forskellig farve og er derfor "hvide" mens mesonerne består af en kvark med en farve og en antikvark med den tilsvarende

antifarve og er derfor også hvide. Kun hvide partikler er tilladt og vupti, vi har "forklaret" hvorfor der ikke findes partikler med flere eller færre kvarker.



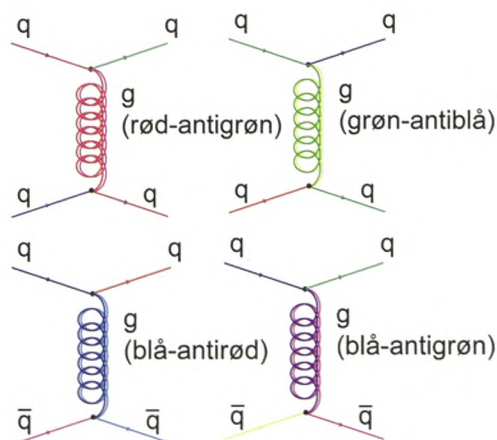
Figur 10. Farveladning i baryoner og mesoner.

For gluonerne er situationen lidt mere kompliceret. En kvark kan skifte farve ved at udsende en gluon og det samme kan en antikvark. Det skulle give  $3 \times 3 = 9$  kombinationer, men den ene er kombinationen  $R\bar{R} + G\bar{G} + B\bar{B}$ . Den bortfalder da den er hvid (farve neutral) og følgelig ville kunne slippe ud af partiklen. De forskellige reaktioner svarer til rotationer i et tredimensionalt farverum og symmetrigruppen er den velkendte  $SU(3)$ . Vi står derfor tilbage med otte gluoner, som hver bærer en farve og en antifarve. De otte gluoner er vist i figur 11.



Figur 11. Farveladning i gluoner.

Som vi ser er de to sidste gluoner linearkombinationer af farve/antifarve. Kun partikler med farveladning kan udsende eller absorbere gluoner, derfor mærker leptonerne ikke den stærke vekselvirkning.



Figur 12. Kvark/kvark spredning.

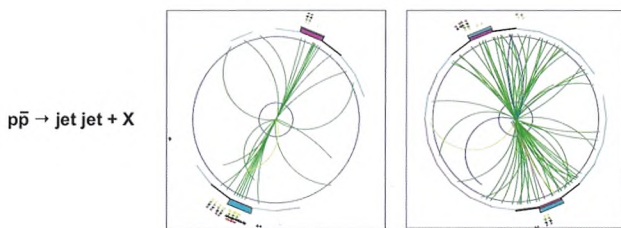
Vi kan nu tegne et par Feynmann diagrammer med eksempler på farveskifte. Først et eksempel på kvark/kvark spredning (figur 12).

Vi må fremhæve at der ikke eksisterer nogen måde at observere en kvarks farve på. Den er udelukkende en matematisk størrelse, som er indført for at give teorien den rigtige symmetri.

### Eksperimentel verifikation af QCD

QCD giver meget nøjagtige forudsigelser af alle kendte eksperimentelle data, ikke kun partikel masserne men også levetider og forholdet mellem forskellige henfald [9]. Vi kan lige vise et par eksempler.

Når protoner og antiprotoner kolliderer ved lager-ringerne ved Tevatronen i Stanford, producerer de jets af sekundærpartikler fra kvarkerne når de prøver at undslippe og røret af feltet brydes. Figur 13 viser et par eksempler på sådanne jets.



Figur 13. Jets observeret fra kvarker som forsøger at undslippe.

Ud fra QCD kan man beregne vinkelfordelingen af disse jets ved forskellige energier. Som vi ser viser disse beregninger en overbevisende overensstemmelse med målingerne. Figur 14 viser sandsynligheden for spredning i forskellige vinkler, som funktion af overført transversal energi.

Vi har nu også direkte bevis på gluon produktion ved CERNs LEP elektron/positron lagring. Her ser vi et eksempel på reaktionen:

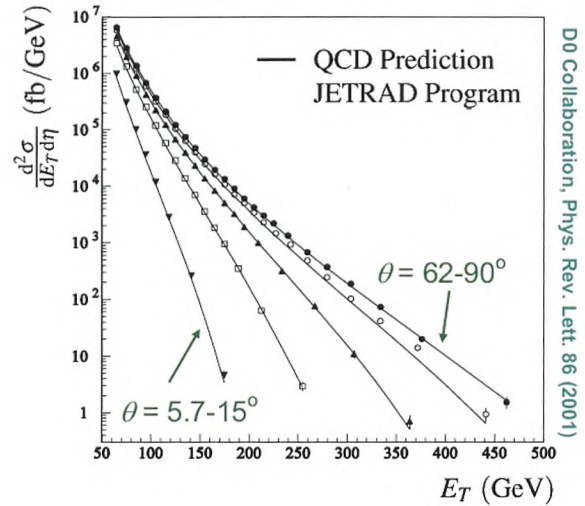
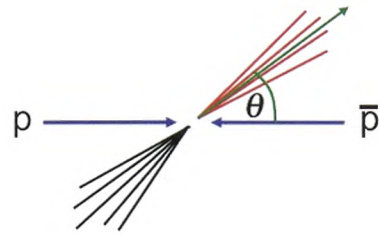
$$e^+ + e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q + \bar{q} + g \quad (1)$$

De to kvarker og gluonen giver hver en jet som tydelig ses i detektoren (figur 15).

### Valenskvarker og søkvarker

De tre kvarker i baryoner og kvark/antikvark parret i mesoner, som giver partiklen dens ladning, spin, isospin, charme osv. kaldes valenskvarker. I tillæg til disse findes der en sø af virtuelle kvar/antikvark par og gluoner som skyldes kobling af højere ordens Feynmann diagrammer til valens kvarkerne [10]. Nogle eksempler på sådanne diagrammer findes på figur 16.

På grund af den stærke kobling mellem kvarker og gluoner, er hadronerne fulde af virtuelle kvark/antikvark par. Disse kaldes søkvarker. Ved spredning af f.eks. neutrinoer mod protoner, kan man derfor opleve at neutrinoen vekselvirker med en strange kvark, selv om protonen ikke indeholder stangeness. Dette skyldes at det kun er valenskvarkerne der er u og d kvarker, mens søkvarkerne også indeholder strange (og charm + en lille smule top og bottom).

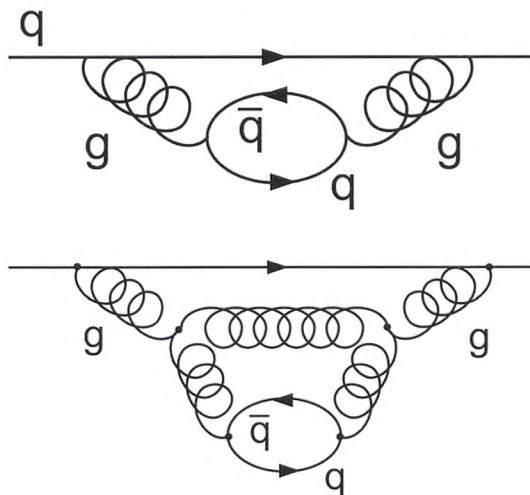


Figur 14. Vinkelfordeling af jets fra kvarker.



Figur 15. Jets fra to kvarker og en gluon.

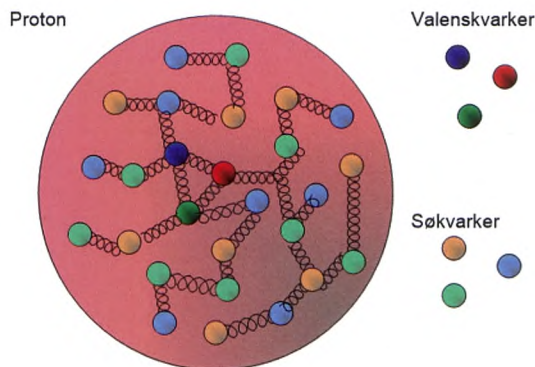
Da gluonerne kobler lige stærkt til kvarkerne som til hinanden, er hadronerne også fulde af gluoner. De kommer dels fra kraften mellem valenskvarkerne, men også fra at gluonen selv udsender nye gluoner. Dette medfører, at en væsentlig del af hadroners energi ligger i gluonerne. Selv om de er masseløse, kan de alligevel have impuls og man regner med, at ca. halvdelen af hadronernes impuls bæres af gluonerne, mens valenskvarkerne bærer den anden halvdel. Tilsvarende udgør valenskvarkerne masse kun en lille del af hadronens totale masse. Det meste af massen kommer fra bindingsenergi i feltet, altså fra gluonerne.



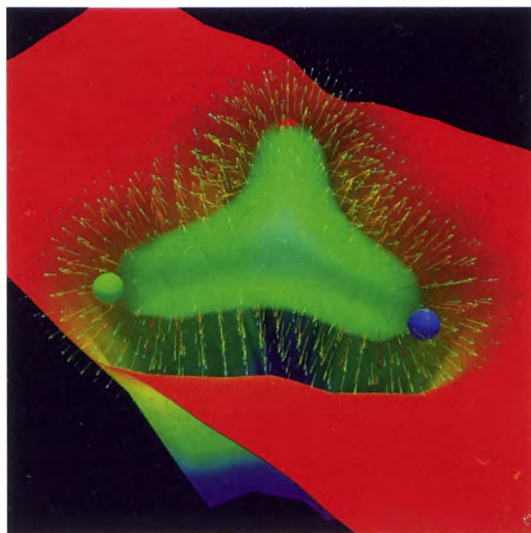
Figur 16. Dannelse af søkvarker.

### Elementarpartiklernes masse

Det viser sig at den langt overvejende del af hadronernes masse skyldes bindingsenergi i gluonfeltet. For at illustrere dette vil vi sammenligne brint atomet med protonen. Brint atomet er en bundet tilstand af en elektron og en proton bundet sammen af den elektromagnetiske vekselvirkning.



Figur 17. Valenskvarker og søkvarker i protonen.



Figur 18. Gluonfeltet i protonen.

Brintatomets masse er 938,5 MeV, hvoraf bindingsenergien er 13,6 eV ( $1\text{eV} = 1,602 \times 10^{-19}\text{ J}$ ). Protonens masse er 938 MeV, men summen af masserne til de tre kvarker er ca. 12 MeV, det vil sige at 98,7% af protonens masse er bindingsenergi og vakuum polarisationsenergi fra gluonfeltet.

Figur 18 viser en computerberegning af gluonfeltet mellem valenskvarkerne i protonen. Pilene angiver gradienterne i fluksen af feltet [11].

### Litteratur

- [1] Jerome I. Friedman, Henry W. Kendall og Richard E. Taylor (1991) *Deep inelastic scattering*, Rev. Mod. Phys., bind **63**, side 629.
- [2] J. Bjorken og E. Paschos (1969) *Inelastic Electron-Proton and  $\gamma$ -Proton Scattering and the Structure of the Nucleon*, Physical Review, bind **185**, side 1975–1982.
- [3] R. P. Feynman (1969) *The Behavior of Hadron Collisions at Extreme Energies. High Energy Collisions: Third International Conference at Stony Brook*, N.Y. Gordon & Breach, side 237–249.
- [4] F. Wilczek og D. J. Gross (1973) *Asymptotically Free Gauge Theories*, Physical Review D., bind **8**, side 3633.
- [5] C. N. Yang og R. Mills (1954) *Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance*, Physical Review D, bind **96**, side 191–195.
- [6] T. Wengler (2006) *Determination of the strong coupling constant at LEP*, Proceedings of DIS06, XIV International Workshop on Deep Inelastic Scattering, Tsukuba, Japan, 20-24 April.
- [7] G. 't Hooft og M. Veltman (1972) *Combinatorics of Gauge Fields*, Nuclear Physics, bind **B44**, side 189, ibid. bind **B50**, side 318.
- [8] O. W. Greenberg (1964) *Spin and Unitary-Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons*, Phys. Rev. Lett., bind **13**, side 598.
- [9] S. Bethke (1964) *Experimental tests of asymptotic freedom*, Progress in Particle and Nuclear Physics, bind **58**, side 351–386.
- [10] Roelof Bijker og Elena Santopinto (2015) *Valence and sea quarks in the nucleon*, J. Phys.: Conf. Ser., 578 012015.
- [11] F. Bissey, F-G. Cao, A. R. Kitson, D. B. Leinweber, B. G. Lasscock, A. I. Signal og A. G. Williams (2007) *Gluon flux-tube distribution and linear confinement in baryons*, Phys. Rev. D, bind **76**, side 114512.



Bernhard Lind Schistad er cand.real. fra Universitetet i Oslo. Han har været forsker i partikelfysik ved Niels Bohr Institutet og CERN og senere arbejdet med udvikling af grafiske systemer og radar. Han har i de sidste fem år undervist i fysik og matematik på Viborg Tekniske Gymnasium.