

Technicolor ved LHC

Af

MADS T. FRANDBSEN

Mads T. Frandsen er ph.d.-studerende ved Niels Bohr Institutet og High Energy Physics Center, Syddansk Universitet.

E-mail:toudal@nbi.dk

Resumé

I denne artikel vil jeg beskrive Technicolor som en mulig forklaring på mekanismen bag det elektrosvage symmetribrud i det tidlige univers. Det store LHC projekt ved CERN er netop bygget til at afdække denne mekanisme i løbet af de kommende år og til at be- eller afkræfte hvorvidt Technicolor eller en anden udvidelse af Standard Modellen, som f.eks Supersymmetri, ligger bag.

En del af mit PhD projekt består netop i at undersøge hvor godt LHC vil kunne observere nogle bestemte Technicolor teorier der er udviklet her på Niels Bohr Institutet for få år siden og som nu undersøges intensivt flere steder i verden. Jeg viser tilsidst nogle af de første resultater fra denne undersøgelse.

1 Introduktion

Det enorme LHC eksperiment ved CERN er bygget til at afsløre hvad der skete i et af historiens mest skelsættende øjeblikke, da universet undergik den såkaldte elektrosvage faseovergang og det elektrosvage symmetribrud fandt sted, ca. 10^{-12} sekunder efter Big Bang. Som vi forstår det idag var alle elementarpartiklerne masseløse før denne faseovergang. Da universet havde udvidet sig tilpas meget og den typiske energi i partikel kollisioner var nede omkring 1 TeV, altså ca. 10^{-12} sekunder efter Big Bang, gennemgik universet denne faseovergang til en ny fase hvor

den elektrosvage symmetri var brudt og W og Z bosonerne var blevet massive. Hvis Standard Modellen er korrekt og Higgs partiklen stod bag faseovergangen var det også her at de andre massive elementarpartikler vi kender dvs alle fermionerne, quarkerne, elektronerne osv., fik deres masse.

Hvis alle partikler i stedet var forblevet masseløse under universets udvidelse, hvis der altså ikke havde forekommet en sådan pludselig faseovergang, ville universet idag have været at sammenligne med en enorm diffus gas. Og i særdeleshed ville vi ikke have været her! Det er derfor en bogstaveligt talt skelsættende begivenhed som LHC vil forsøge at afdekke.

I denne artikel vil jeg beskrive, hvordan Standard Modellen og Higgs partiklen ikke rigtig giver en forklaring på, men nærmere en parametrisering af, den elektrosvage faseovergang. I stedet for vil jeg beskrive Technicolor som en mulig teori bag den elektrosvage faseovergang.

2 Standard Modellen

I et foregående nr. af Gamma beskrev jeg kort og hektisk Standard Modellen, Higgs mekanismen og Higgs partiklen. Her gentager jeg kort den beskrivelse. Standard modellen er en

$$SU(3)_c \times SU(2)_W \times U(1)_Y \quad (2.1)$$

gauge teori hvor $SU(3)_c$ gauge teorien beskriver den stærke kernekraft der virker på quarkerne via de 8 kraftbærende gauge bosoner, kaldet gluonerne. $SU(2)_W \times U(1)_Y$ gauge teorien beskriver den elektrosvage kernekraft via 3+1 kraftbærende gauge bosoner kaldet 'Weak' og 'Hypercharge' (!). De sidste to gauge symmetrier har vi imidlertid ikke direkte bevis for. De var kun symmetrier i den tidlige fase af universet før det elektrosvage symmetribrud. I den brudte fase som vi befinder os i idag, er denne del af gauge symmetrien brudt til det vi kender som elektromagnetisme

$$SU(2)_W \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{EM} , \quad (2.2)$$

hvor $U(1)_{EM}$ er den ubrudte gauge symmetri der beskriver elektromagnetisme. I universets nuværende fase er der altså i virkeligheden kun 8+1

masseløse gauge bosoner, gluonerne og fotonen, mens de resterende 3 gauge bosoner fra det tidlige univers blev massive under faseovergangen, det er dem vi kalder W og Z bosonerne.

Hvad der lå bag denne elektrosvage faseovergang er som nævnt et af de helt store ubesvarede spørgsmål i Standard Modellen; ubesvaret fordi denne faseovergang i Standard Modellen udelukkende er en partikels fortjeneste, Higgs partiklen, og vi har indtil nu ikke fundet noget bevis for dens eksistens. Umiddelbart er det ikke det eneste problem, for den måde hvorpå en evt. Higgs partikel ville forklare det elektrosvage symmetribrud er både mangelfuld og problematisk:

1) Higgs partiklen er en skalar elementarpartikel og ingen andre elementarpartikler har vist sig at være skalare partikler indtil nu - Det er lidt af et pseudo-argument, men det er stadig tankevækkende givet hvor mange forskellige elementarpartikler vi kender.

2) Standard Modellen med Higgs partiklen er en (teknisk) unaturlig teori pga. hierarki problemet: Kvantefluktuasjoner vil tilsyneladende drive Higgs partiklens masse unaturligt stor, på en måde der synes at gøre teorien inkonsistent i sidste ende.

3) Ingen førende pop/rock artister støtter Higgs partiklen.

Der er flere problemer som vi ikke behøver at komme ind på her.

3 Technicolor

Hvis vi antager at Higgs partiklen virkelig ikke findes og det i stedet er en Technicolor teori der ligger bag det elektrosvage symmetribrud har vi ikke de ovennævnte problemer.

1) Technicolor involverer kun nye fermioner hvis egenskaber ikke er væsensforskellige fra de quarker vi allerede kender i naturen.

2) Technicolor er teknisk naturlig og uden et hierarki problem pr. konstruktion fordi Technicolor er en ren gauge teori som altid er naturlig. Det vil vi vende tilbage til.

3) Coldplay støtter Technicolor! (For den stærkest mulige suggestive effekt af denne artikel anbefales det at afspille 'Life in Technicolor' under læsningen.)

For at anskueliggøre ideen i Technicolor er vi nødt til at genkalde et par egenskaber af QCD sektoren, dvs $SU(3)_c$ delen af Standard Modellen

for sig selv og derefter Higgs-sektoren.

3.1 QCD sektoren

Der er to relaterede egenskaber fra QCD vi er nødt til at beskrive for at kunne forstå Technicolor: Confinement og chiralt symmetribrud. Se også Kim Splittorffs artikel i Gamma 128.

Isoleret fra resten af Standard Modellen er QCD beskrevet af en meget simpel Lagrange funktion bestående af fermioner (quarker) og gauge bosoner (gluoner).

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} &= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\bar{u}_L\gamma_\mu D^\mu u_L + i\bar{u}_R\gamma_\mu D^\mu u_R + i\bar{d}_L\gamma_\mu D^\mu d_L \\
 &\quad + i\bar{d}_R\gamma_\mu D^\mu d_R \\
 F^{\mu\nu} &= \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + ig_c[A_\mu, A_\nu] , \\
 D^\mu u_L &= \partial^\mu u_L + ig_c A^\mu u_L .
 \end{aligned} \tag{3.1}$$

u_L og u_R er Weyl fermioner der tilsammen udgør u quarken og tilsvarende for de andre quarker, jeg har kun medtaget u og d quarkerne her. L(eft) og R(ight) referer til helicitet der er relateret til spin, spin op og spin ned. $F^{\mu\nu}$ er feltstyrke tensoren og A_μ er potential feltet for gluonerne i analogi med potentialet i elektromagnetisme.

g_c er en koblingskonstant der bestemmer styrken af vekselvirkningen mellem gluonerne og quarkerne. I virkeligheden er $g_c(t)$ en funktion af energiskalaen t for en given vekselvirkning. Det viser sig at $g_c(t) < 1$ ved høje energier, og $g_c(t) > 1$ ved lave energier. Derfor gælder der at $g_c(t) \sim 1$ ved en bestemt energi som eksperimentelt kan bestemmes til $\Lambda_{QCD} \sim 200 MeV$. Her bryder perturbationsteori baseret på den ovenstående Lagrange funktion sammen¹.

Det er i overensstemmelse med eksperimenter fordi vi ikke observerer frie quarker, men derimod pioner og andre mesoner som protoner og neutroner ved lave energier. Via gluonerne er quarkerne bundet i disse tilstande ved lave energier dvs ca $E < 1 GeV$. Dette fænomen er også en faseovergang og kaldes 'confinement' faseovergangen fra en 'deconfined' fase bestående af quarker og gluoner ved høje energier til en 'confined'

¹Men det betyder ikke at Lagrangen ikke længere beskriver fysikken korrekt, man må blot anvende perturbative metoder...

fase bestående af pioner og andre bundne tilstande ved lave energier. En meget simplificeret analogi kunne være når vand køles ned og molekylestrukturen ved tilpas lav temperatur bliver 'confined' i en bestemt gitterstruktur også kendt som is.

Pionerne, π^+ , π^- , π^0 som består af u og d quarker er bemærkelsesværdigt meget lettere end andre bundne tilstande som protonerne og neutronerne i den 'confined' fase pga. en meget vigtig underliggende symmetri. QCD Lagrange funktionen har en $SU(2)_L \times SU(2)_R$ symmetri, kaldet chiral symmetri, mellem u og d quarkerne. $u_{L,R}$ er jo blot komplekse (Grassman) tal (funktioner af rumtiden) så hvis vi skriver Lagrange funktionen

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\left(\bar{u}_L \quad \bar{d}_L\right)\gamma_\mu D^\mu \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} + i\left(\bar{u}_R \quad \bar{d}_R\right)\gamma_\mu D^\mu \begin{pmatrix} u_R \\ d_R \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

ses det at Lagrange funktionen er invariant under rotationerne

$$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix} \rightarrow g_L \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, \quad \left(\bar{u}_L \quad \bar{d}_L\right) \rightarrow \left(\bar{u}_L \quad \bar{d}_L\right) g_L^\dagger \quad (3.3)$$

'Bar' symbolet i \bar{u} er dybest set bare kompleks konjugering, $g_L \in SU(2)_L$ er en $SU(2)$ matrice (L og R er blot symboler der viser at vi kan foretage rotationer med to vilkårlige separate $SU(2)$ matricer) som kendt fra kvantemekanik og tilsvarende med R felterne. I confinement fasen hvor quarkerne er bundne er også den chirale symmetri brudt til en diagonal undergruppe $SU(2)_V$ af $SU(2)_L \times SU(2)_R$. Pionerne er lette fordi de er de partikelexcitationer der svarer til de i alt 3 brudte symmetriretninger, dvs de er såkaldte Goldstone bosoner. Faktisk ville pionerne være præcist masseløse hvis den chirale symmetri var eksakt i den ubrudte 'deconfined' fase. Det har vi påstået den er i QCD set i isolation, men det er den ikke i naturen fordi quarkerne er koblet til resten af Standard Modellen. Men den approksimative chirale symmetri er stadig skyld i at pionerne er lette, ca 10 gange så lette som protonen og neutronen. Ved helt lave energier kan QCD derfor beskrives af en ny Lagrange funktion som består af et matrixfelt af pionerne og en yderligere skalar bunden tilstand (sigma mesonen) og som kender til den chirale symmetri, dvs transformerer under

den chirale symmetri

$$\begin{aligned} M &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma + i\vec{\tau} \cdot \vec{\pi}) , \quad M \rightarrow g_L M g_R^\dagger \\ \mathcal{L}_M &= \text{Tr}[\partial_\mu M^\dagger \partial_\mu M] + \dots \end{aligned} \quad (3.4)$$

$\vec{\tau}$ er de tre Pauli matricer.

Moralen af den ovenstående smøre er: Gauge teorier som QCD ovenfor har 2 meget vigtige egenskaber: Confinement og chiralt symmetribrud. De genererer dynamisk en faseovergang ved lave energier der bryder den chirale $SU(2)_L \times SU(2)_R$ symmetri og binder (confinement) fermionerne i bundne tilstande der svarer til pionerne, protonerne osv. i QCD. Det spektakulære er at en sådan gauge teori, i modsætning til vand der fryser til isfasen, er et fundamentalt system uden nogle frie parametre, så faseovergangen er i streng forstand forklaret når den er påvist i sådan en gauge teori i og med teorien.

3.2 Higgs sektoren

Lad os nu betragte Higgs sektoren af Standard Modellen for at forstå hvordan en Technicolor teori lignende QCD vil kunne spille Higgs partiklens rolle bedre end Higgs partiklen selv. Higgs feltet i standard modellen er et komplekst skalart felt som er en doublet under $SU(2)_W$ dvs. i vektorrepræsentationen af $SU(2)_W$. Det har altså 4 frihedsgrader og vi kan beskrive det som en kompleks 2 vektor eller som et 2x2 matrix felt

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \pi_2 + i\pi_1 \\ \sigma - i\pi_3 \end{pmatrix} \rightarrow M = \frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma + i\vec{\tau} \cdot \vec{\pi}) . \quad (3.5)$$

$\vec{\tau}$ er igen de tre Pauli matricer og $\sigma, \pi_1, \dots, \pi_3$ er nu de fire frihedsgrader i Higgs feltet, der allerede ligner hvad vi så i ovenstående afsnit.

Koblingen af Higgs feltet til den elektrosvage kraft kan beskrives gennem den kovariante afledte

$$D_\mu M = \partial_\mu M - igW_\mu M + ig' M B_\mu , \quad W_\mu = W_\mu^a \tau^a , \quad B_\mu = B_\mu \frac{\tau^3}{2} . \quad (3.6)$$

W og B beskriver de 3+1 elektrosvage gauge bosoner og g, g' er de elektrosvage koblingskonstanter svarende til g_c for QCD. Higgs sektoren af

Standard Modellen kan beskrives koncist ved Lagrange funktionen

$$\mathcal{L} = \text{Tr}[D_\mu M^\dagger D^\mu M] - \frac{M_H^2}{4} \text{Tr}[M^\dagger M] - \frac{M_H^2}{8v^2} \text{Tr}[M^\dagger M]^2, \quad (3.7)$$

hvor M_H er Higgs partiklens masse. Den elektrosvage faseovergang kan nu forstås på følgende måde. Hvis $M_H^2 > 0$ kan man overbevise sig om at Higgs feltet vil have middelværdien nul i universet som følge af det ovenstående potentiale $\langle M_i^j \rangle = 0$. Dvs både Lagrange funktionen og grundtilstanden, universets vacuum er symmetrisk under den elektrosvage symmetri. Hvis imidlertid $M_H^2 < 0$ er potentialets minimum eller vacuum tilstanden givet ved

$$\langle M_i^j \rangle = v \delta_j^i \quad (3.8)$$

hvor værdien af $v \sim 250$ GeV er relateret til Fermi-konstanten er skalaen for W og Z bosonernes masse. Vacuumet i universet er nu ikke længere 'tomt' men nærmere som om hele universet var blevet magnetiseret i en bestemt retning...det kan man så klø sig lidt i hovedet over hvad det skal betyde! I hvert fald er universets vakuum ikke længere invariant under elektrosvage rotationer.

En anden vigtig symmetri af Higgs Lagrange funktionen kaldes 'Custodial' symmetry. I grænsen hvor den elektrosvage kraft er nul, dvs $g, g' \rightarrow 0$ har Higgs Lagrangen en $SU(2)_L \times SU(2)_R$ global symmetri hvis $M_H^2 > 0$, men den er brudt til den diagonal undergruppe $SU(2)_V$ når $M_H^2 < 0$ (præcis samme mønster som det chirale symmetribrud i QCD!). Denne symmetri er meget vigtig fordi som konsekvens heraf er forholdet mellem W og Z bosonens $\frac{M_W^2}{M_Z^2} = \frac{g^2}{g^2 + g'^2}$ masse bestemt, selvom størrelsen ikke er det (den er i stedet bestemt af værdien af v). I virkeligheden er $g, g' \neq 0$ og symmetrien er eksplicit brudt af den elektrosvage vekselvirkning (præcis ligesom den chirale symmetri i QCD i virkeligheden var eksplicit pga koblingen til resten af Standard Modellen!) til $SU(2)_L \times U(1)_R$ som bryder til en diagonal $U(1)_V$ når $M_H^2 < 0$, men denne brudte symmetri bestemmer altså alligevel en meget vigtig relation mellem W og Z bosonernes masse.

Endnu en lang smøre hvor moralen er: Higgs sektoren har nogle symmetrier og symmetribrud som er meget besnærende lig de symmetrier og symmetribrud vi finder i QCD. I QCD er det confinement faseovergangen og det relaterede chirale symmetribrud som sker dynamisk. I Higgs sektoren er det det elektrosvage symmetribrud som sker fordi Higgs partiklens

masse M_H som ændrer sig fra $M_H^2 > 0$ til $M_H^2 < 0$ og et Higgs felt som på mystisk vis gennemtrænger universets vakuum!

3.3 Technicolor

Nu gør vi en meget nærliggende observation: Vi så at QCD netop har en $SU(2)_L \times SU(2)_R$ global symmetri og vi så at QCD selv bryder denne symmetri dynamisk til en diagonal undergruppe $SU(2)_V$ ved lave energier ~ 200 MeV.

Vi kan antage at der findes en QCD lignende teori/kraft mere i universet, Technicolor, og at den elektrosvage gauge gruppe er en undergruppe i den globale symmetrigruppe $SU(2)_L \times SU(2)_R$ af denne teori. Den globale symmetri bryder dynamisk ved lave energier til $SU(2)_V$ og når det sker bryder den elektrosvage undergruppe dynamisk også til $U(1)_{EM}$. W og Z bosonerne vil automatisk få det korrekte masseforhold fra Technipionerne pga den chirale symmetri i denne teori og vi har virkelig forklaret symmetribruddet fordi det fulgte af en egenskab i en fundamental parameterløs teori, Technicolor teorien. Vi skal altså blot antage at den nye Standard Model har en ny Technicolor gauge gruppe, f.eks

$$SU(3)_c \times SU(2)_W \times U(1)_Y \times SU(2)_{TC} \quad (3.9)$$

Lagrange funktionen fra den nye Technicolor sektor vil rumme en del der til forveksling ligner Higgs Lagrange funktionen ovenfor, men nu vil vi tænke på π_1, \dots, π_3 som Technipioner. Higgs partiklen vil være en bunden tilstand af Techniquarker, analogen til den partikel vi i QCD kaldte 'sigma' partiklen.

Ideen i Technicolor er altså en simpel og vigtigst af alt dynamisk forklaring på det elektrosvage symmetribrud. I modsætning til Higgs forklaringen hvor ingenting forklarer hvorfor Higgs partiklen pludselig får en middelværdi. Det er samtidig en type teori som vi allerede ved naturen benytter sig af i andre tilfælde hvor der er behov for symmetribrud: Det chirale symmetri brud i QCD og også f.eks. Cooper pairing i superledning sker ved en analog type dynamik.

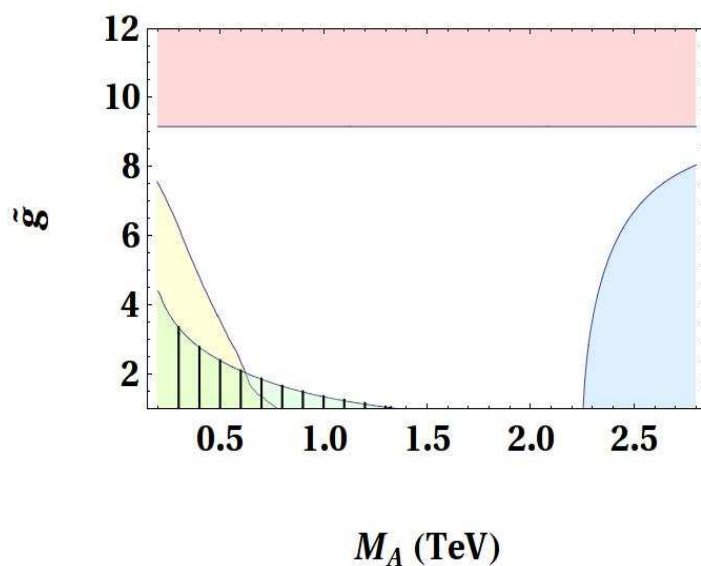
3.4 Minimal Walking Technicolor og LHC signaler

I virkeligheden kræver det lidt arbejde at finde realistiske Technicolor modeller set i lyset af indirekte 'constraints' på Technicolor teorier fra det foregående LEP eksperiment ved CERN og Tevatron eksperimentet ved Fermilab. Jeg undersøger to bestemte Technicolor teorier kaldet (Next to) Minimal Walking Technicolor som blev konstrueret her på NBI [1]. Der foregår i øjeblikket meget forskning, bla. ved hjælp af (super-)computer simulationer i USA og Storbritanien, i at forstå disse teorier. En del af denne forskning er opsummeret i et antal præsentationer ved en nylig konference afholdt på Syddansk Universitet [2].

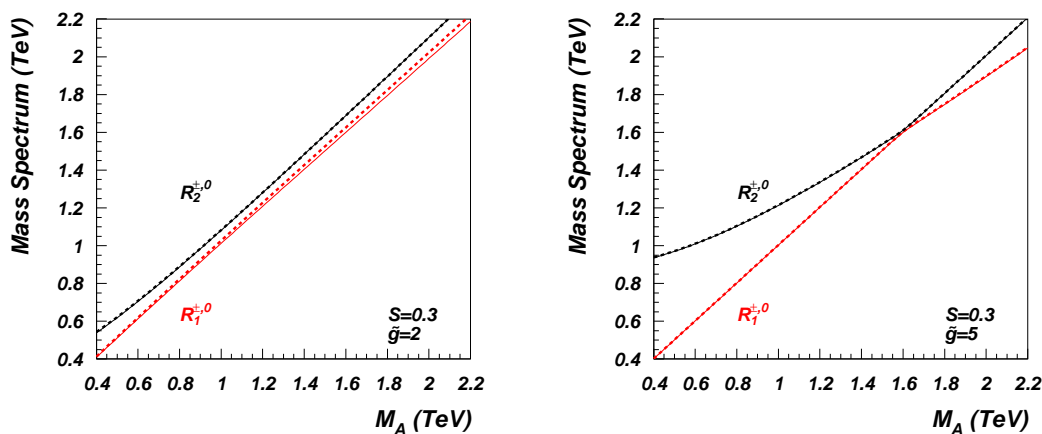
I denne sidste del af artiklen vil jeg kort beskrive de første LHC resultater for disse teorier [3] baseret på en Lagrange funktion [4] i stil med den skitseret i Eq. (3.4) der beskriver disse teorier ved den energi som er relevant for LHC. Her kan interesserede læsere finde flere detaljer og referencer om modellerne. Pointen er at hvis ikke LHC vil kunne observere signaler fra sådanne teorier så er det ikke særlig frugtbart at spekulere på hvorvidt de kan beskrive det elektrosvage symmetribrud eller ej. Det første skridt er da at undersøge hvorvidt disse teorier overhovedet kan skelnes fra Standard Modellen ved LHC og i næste omgang hvorvidt de kan skelnes fra andre bud på teorien bag det elektrosvage symmetribrud som f.eks. Supersymmetri. Her vil vi kun bekymre os om det første.

Den simpleste af de to technicolor teorier forudsiger eksistensen af en 'Higgs' partikel og nogle nye tunge vektor bosoner $R_{1,2}^{\pm,0}$ der er analoger til W^{\pm}, Z vektor bosonerne, men tungere. Disse nye partikler er altså alle sammen bundne tilstande af techni-quarker. Udover de nye partikler er der to vigtige frie parametre: en ny masseskala M_A og en ny effektiv kobling mellem de bundne tilstande \tilde{g} . Massen af $R_{1,2}$ er således bestemt af M_A mens massen af W^{\pm}, Z er bestemt af v præcis som i Standard Modellen. Fig. 3.1 viser hvilke værdier af \tilde{g} og M_A som er tilladte (det midterste område) bl.a. i lyset af LEP og Tevatron. F.eks. er det stribede område ikke tilladt, for så skulle signaler fra teorien allerede være set ved Tevatron. Fig. 3.2 viser massen af $R_{1,2}$ som funktion af \tilde{g} og M_A . S er en anden parameter som ikke er fri.

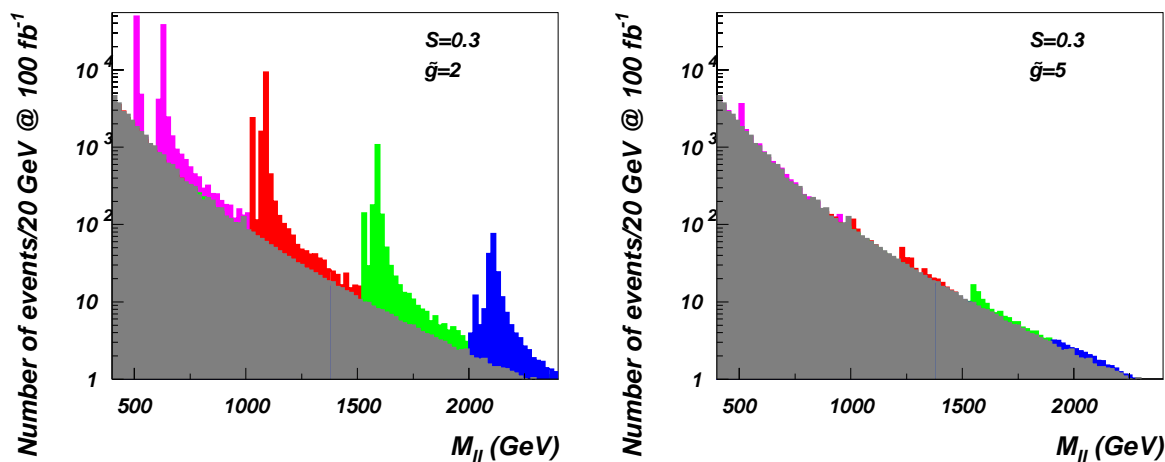
Problemet med at observere en teori der ligger ud over Standard Modellen er at i langt de fleste tilfælde, og også her, vil de nye partikler henfalde så hurtigt at de ikke kan observeres direkte ved LHC. Derfor er vi nødt



Figur 3.1: Tilladte værdier af \tilde{g} og M_A (Den store indrammede midterste region) og værdier der allerede kan udelukkes (de ydre regioner) af f.eks data fra det tidligere Tevatron eksperiment (regionen til venstre for den stejle kurve i nederste venstre hjørne) samt det tidligere LEP eksperiment ved CERN (regionen under den fladere kurve i nederste venstre hjørne)



Figur 3.2: Masse spektret $M_{R_{1,2}^{\pm,0}}$ som funktion af M_A for $\tilde{g} = 2$ (venstre) og $\tilde{g} = 5$ (højre). De fulde linier er for $R_{1,2}^{\pm}$, mens de punkterede linier er for $R_{1,2}^0$.



Figur 3.3: Dilepton invariant mass distribution $M_{\ell\ell}$ for $pp \rightarrow R_{1,2}^0 \rightarrow \ell^+\ell^-$ signal and background processes. We consider $\tilde{g} = 2, 5$ respectively and masses $M_A = 0.5$ TeV (purple), $M_A = 1$ TeV (red), $M_A = 1.5$ TeV (green) and $M_A = 2$ TeV (blue).

til at identificere nogle processer hvor de nye partikler spiller en indirekte rolle. F.eks vil de nye partikler påvirke produktionen af elektron-positron par i proton-proton kollisionerne ved LHC. Når de to protoner kolliderer kan $R_{1,2}^0$ blive produceret af kollisionsenergien og derefter henfalde til et elektron-positron par. Den samme proces vil foregå i Standard modellen når en Z partikel produceres og henfalder til et sådant par. I fig. 3.3 viser jeg hvordan produktionen vil se ud i Standard Modellen (grå flade) som funktion af elektron-positron parrets invariante masse og hvordan det vil se ud i Technicolor modellen for 4 forskellige værdier af $M_A = 0.5, 1, 1.5, 2$ TeV og $\tilde{g} = 2, 5$. Moralen er at hvis Technicolor modellen er realiseret i naturen vil der være et overskud af producerede elektron-positron par med invariant masse omkring massen af de nye $R_{1,2}$ partikler. Det er de store farvede 'toppe' på figuren. Det kan også ses at dette signal er meget mindre ved højere værdier af koblingen \tilde{g} på den højre figur, men så er der andre processer der vil udvise et tydeligere signal som vist til højre figur 3.4. hvor det ikke er elektron-positron par. Men produktion af elektron-positron par sammen med en muon og muon-neutrino par der plottes.

Igen er detaljerne ikke så vigtige men mere moralen: At LHC vil være i stand til at observere disse teorier i langt størstedelen af 'parameter-

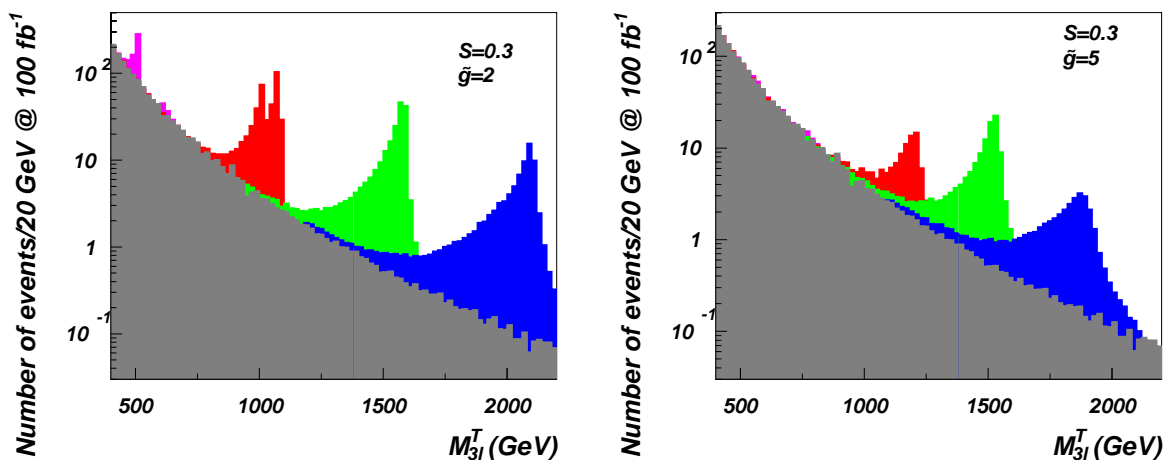


Figure 3.4: $M_{3\ell}^T$ mass distribution for $pp \rightarrow R_{1,2}^\pm \rightarrow ZW^\pm \rightarrow 3\ell\nu$ signal and background processes. We consider $\tilde{g} = 2, 5$ respectively and masses $M_A = 0.5$ Tev (purple), $M_A = 1$ Tev (red), $M_A = 1.5$ Tev (green) and $M_A = 2$ Tev (blue).

rummet', det vil sige de tilladte værdier af parametrene, f.eks massen af $R_{1,2}$ partiklerne. Her er det vigtigt at huske at disse parametre principielt er bestemt af den underliggende Technicolor teori, men vi har desværre ikke idag de fornødne redskaber, udover meget tidskrævende computersimulationer (som er undervejs) til at beregne deres værdi præcist fordi det er et ikke-perturbativt problem. Alligevel er der mange metoder der kan give forskellige estimater af disse parametres værdier, som jeg ikke vil komme ind på her. Men ved at måle placeringen af de 'toppe' set på figurene vil LHC kunne bestemme værdien disse parametre og forhåbentlig bestemme den eksakte underliggende teori.

4 Konklusion

Jeg har i denne artikel forsøgt at beskrive hvordan Technicolor teorier giver en naturlig og dynamisk forståelse af det elektrosvage symmetribrud, i modsætning til både Standard Modellen alene eller f.eks Supersymmetriske versioner af Standard Modellen. Dernæst har jeg meget kort anskueliggjort at disse teorier faktisk kan falsificeres eller verificeres ved LHC. Med LHC's færdiggørelse er vi gået ind i en ekstremt spændende

tid, der forhåbentlig vil lede os til at forstå det elektrosvage symmetribrud og dermed massens oprindelse - og Technicolor er igen blevet et meget aktivt forskningsområde. Der er imidlertid stadig meget der mangler i vores teoretiske forståelse af gauge teorier som QCD og Technicolor idag, udover skrible- og grublerier er simulationer og numeriske løsninger af disse teorier i øjeblikket med til at forbedre denne forståelse og det har aldrig før været mere velmotiveret at forsøge at løse disse problemer. Ydermere er de potentielle LHC signaler af disse teorier ikke nær så godt studerede som f.eks. i Supersymmetriske teorier så også her er der nok at tage fat på mens ingeniørerne får lappet LHC!

Litteratur

- [1] F. Sannino and K. Tuominen, “Orientifold theory dynamics and symmetry breaking,” *Phys. Rev. D* **71**, 051901 (2005) [arXiv:hep-ph/0405209].
- [2] <http://hep.sdu.dk/dewsb/schedule.html>
- [3] A. Belyaev, R. Foadi, M. T. Frandsen, M. Jarvinen, A. Pukhov and F. Sannino, arXiv:0809.0793 [hep-ph].
- [4] R. Foadi, M. T. Frandsen, T. A. Rytto and F. Sannino, “Minimal Walking Technicolor: Set Up for Collider Physics,” *Phys. Rev. D* **76**, 055005 (2007) [arXiv:0706.1696 [hep-ph]].
- [5] R. Foadi, M. T. Frandsen and F. Sannino, “Constraining Walking and Custodial Technicolor,” *Phys. Rev. D* **77**, 097702 (2008) [arXiv:0712.1948 [hep-ph]].