

# Hva lærer vi om elektrosvak fysikk ved LEP ?\*

Lars Bugge  
Fysisk Institutt, Postboks 1048,  
Universitetet i Oslo, 0316 Oslo

1. september 1995

## Sammendrag

Etter en kort gjennomgang av den elektrosvake sektor i Standardmodellen diskuteres en del av de sentrale resultatene innen elektrosvak fysikk som er oppnådd ved LEP<sup>1</sup>. Der det er naturlig kommenteres også relevante resultater fra Stanford og FERMILAB. For LEP og Stanford brukes resultater basert på data frem til og med 1993. Eksperimentelle detaljer berøres ikke i denne artikkelen<sup>2</sup>. Heller ikke gis noen beskrivelse av LEP-akseleratoren.

## 1 Standardmodellen i elementærpartikkelfysikk: elektrosvak sektor

I elementærpartikkelfysikken studeres teoretisk og eksperimentelt naturens byggestener og de kreftene som virker mellom dem. Den enkleste modellen som så langt er forenlig med alle eksperimentelle observasjoner kalles Standardmodellen (SM), eller den Minimale Standardmodellen (MSM). Det ligger i det siste navnet at det også finnes utvidelser av SM. Grunnen til dette er at SM er beheftet med et antall svakheter som gjør at de fleste som arbeider innen elementærpartikkelfysikk ikke har tro på at SM er den endelige teori. Disse meget interessante forhold skal vi imidlertid bare i liten grad berøre i denne artikkelen. Andre norske populære fremstillinger av partikkelfysikk kan finnes i ref.[3]. Populære fremstillinger av forhold og fenomener i grenseland mellom partikkelfysikk og astrofysikk kan finnes

---

\*Oppdatert versjon av foredrag gitt ved NTH, Trondheim, oktober 1994, og Fysisk Institutt, Universitetet i Oslo, mai 1995.

<sup>1</sup>Large Electron Positron collider ved CERN (den europeiske organisasjonen for forskning i partikkel- og kjernefysikk ved Geneve).

<sup>2</sup>Se imidlertid ref. [1] for en populær gjennomgang av prinsippene bak moderne partikkel-detektorer. Som et eksempel på et detektorkompleks er DELPHI-detektoren ved LEP beskrevet. Dette er den detektoren de norske gruppene ved LEP arbeider ved, og hvorfra hovedtyngden av resultatene i avsnitt 2 er hentet. En mer detaljert beskrivelse av detektoren finnes i ref. [2].

i ref.[4]. For en populær fremstilling av elementærpartikkelfysikken og dens historie, se ref. [5].

Standardmodellens byggestener er *kvarker* og *leptoner*. For oppbygging av verden omkring oss trengs to kvarker og to leptoner. Dette viser seg også å være de letteste kvarkene og leptonene. De to kvarkene benevnes  $u$  og  $d$ , mens de to leptonene er elektronet,  $e$ , og elektron-nøytrinoet,  $\nu_e$ . Det finnes flere kvarker og leptoner. Dette kommer vi tilbake til.

Med  $u$  og  $d$  kvarkene kan vi bygge de lette *baryoner* (partikler med halvtallig spinn bestående av tre kvarker) og *mesoner* (partikler med heltallig spinn bestående av en kvark og en antikvark). Kvarkene er selv fermioner (spinn  $1/2$ ). I enheter av protonladningen har  $u$  elektrisk ladning  $+2/3$  mens  $d$  har ladning  $-1/3$ . Kvarkstrukturen til velkjente partikler som nukleonene er: protonet:  $p = |uud\rangle$  og nøytronet:  $n = |udd\rangle$ . Med andre ord ser vi at vi med  $u$  og  $d$ -kvarkene og elektronet kan bygge opp atomer, og derved hele det periodiske system, det vil si alt som omgir oss. Introduksjoner til kvarkmodellen der disse forhold er beskrevet i stor detalj kan finnes i mange introduksjonstekster til partikkelfysikk [6]. I denne artikkelen fokuseres det på kvarkenes og leptonenes elektrosvake vekselvirkning<sup>3</sup>. Kvarkenes sterke vekselvirkning, som feltteoretisk beskrives i kvantekromodynamikken (QCD), skal vi bare i liten grad komme inn på.

Lesere som ikke har noen felt-teoretisk bakgrunn, eller som av andre årsaker bare ønsker en rudimentær innføring i SM, henvises direkte til appendiks A. Der presenteres SMs elektrosvake sektor på en populær måte. De nødvendige definisjoner og relasjoner som trengs for lesing av avsnitt 2 gis.

## 1.1 Svake krefter: $\beta$ -prosesser

Hva så med elektron-nøytrinoet, hvilken rolle spiller det i den verden som omgir oss? Man kan si at forståelsen av nøytrinoet, og de reaksjoner der nøytrinoer deltar, har vært avgjørende for vår forståelse av de såkalte *svake vekselvirkninger*. Dette er krefter som er ansvarlige for den delmengden av radioaktive prosesser i atomkjernene som går under navnet  $\beta$ -henfall. Således kan man med en viss rett hevde at historien til de svake vekselvirkninger startet i mars 1896 da Henri Becquerel oppdaget radioaktivitet [8]. I motsetning til  $\alpha$ -stråling, der atomkjernene sender ut heliumkjerner, resulterer  $\beta$ -prosessen i utsendte elektroner. Denne distinksjonen ble først gjort av Rutherford i 1899 [9]. De radioaktive prosessene forble i flere år et mysterium. Dette er ikke så merkelig når vi husker på at det ikke var før i 1911 at Rutherford lanserte sin atommodell. Niels Bohr var den første som, i 1913, foreslo at opprinnelsen til  $\beta$ -strålingen var inne i atomkjernen [10]. Ved  $\beta$ -henfall går en atomkjerne med protontall  $Z$  og nøytrontall  $N$  over til en kjerne med protontall  $Z + 1$  og nøytrontall  $N - 1$  ved utsendelse av et elektron. Dersom reaksjonen ikke involverer flere partikler, skulle elektronets energi være monokromatisk med verdi gitt ved masseforskjellen mellom moder- og datterkjernen. Imidlertid viste det seg som kjent at elektronet *ikke* har dette monokromatiske energispektret, men tvertimot en kontinuerlig fordeling fra null

---

<sup>3</sup>Fremstillingen i ref. [7] har vært til stor nytte for den presentasjon av Standardmodellen som gis i de følgende avsnitt.

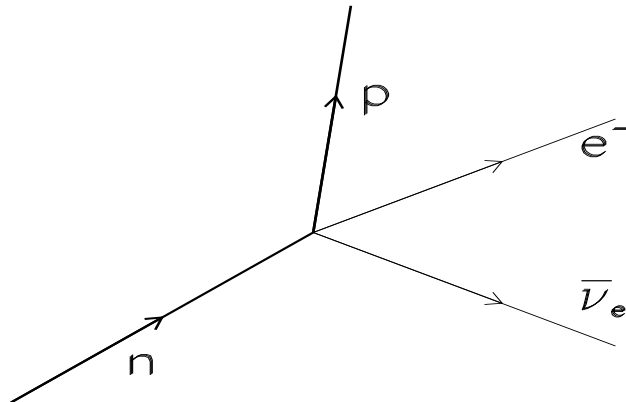
opp til det maksimalt tillatte [11]. Dette kunne ha to forklaringer: enten var ikke energien bevart i slike prosesser, eller det deltok en eller flere partikler i tillegg til elektronet, partikler som ikke ble observert i detektorene. Det virker kanskje overraskende på mange idag at Niels Bohr var tilhenger av den første teorien. Det var imidlertid Wolfgang Pauli som først kom med den korrekte forklaringen: i et brev til en gruppe fysikere som var samlet til konferanse i Tübingen i 1930, postulerte han at energiregnskapet ble reddet av en lett, elektrisk nøytral partikkel som ble sendt ut sammen med elektronet. (I det samme brevet unnskyldte han seg forøvrig for ikke å være tilstede på konferansen, men skyldte på et ball han heller ville delta på i Zürich !) Denne lette nøytrale partikkelen til Pauli er nettopp antipartikkelen til det som idag går under navnet elektron-nøytrinoet. Vi kan nå formulere  $\beta$ -henfall på følgende måte:

$$A_N^Z \rightarrow A_{N-1}^{Z+1} + e^- + \bar{\nu}_e \quad (1)$$

Vi ser altså at et av kjernens nøytroner har gått over til et proton:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2)$$

Denne prosessen er skjematisk skissert i figur 1.



Figur 1:  $\beta$ -prosessen i en approksimasjon der vekselvirkningen mellom de fire partiklene skjer i et punkt.

Punktvekselvirkningen som er fremstilt i figur 1 var nettopp utgangspunktet for Fermis teori for  $\beta$ -henfall [12]. Han tok utgangspunkt i kvante-elektrodynamikk (QED) der vekselvirkningen mellom et proton (betraktet som en fundamental partikkel) og det elektromagnetiske felt ble beskrevet ved en vekselvirknings-Lagrangetetthet  $\mathcal{L}_{em} = e\bar{p}(x)\gamma^\mu p(x)A_\mu$  der  $e$  er protonladningen,  $\bar{p}(x)\gamma^\mu p(x)$  er protonstrømmen og  $A_\mu$  er det elektromagnetiske vektorpotensialet. Fermi erstattet nå protonstrømmen med en nukleonstrøm  $\bar{p}(x)\gamma^\mu n(x)$ , vektorpotensialet

med en leptonstrøm  $\bar{e}(x)\gamma_\mu\nu(x)$  og ladningen  $e$  med en ny fundamental koplingskonstant  $G$ . Nukleon- og leptonstrømmen er hva vi vil kalle *ladde strømmer*, fordi de beskriver overganger mellom to nukleoner ( $p$  og  $n$ ) eller to leptoner ( $e$  og  $\nu$ ) med forskjellig elektrisk ladning. Fermis utgangspunkt for en teori for  $\beta$ -henfall var altså en vekselvirknings-Lagrangetetthet

$$\mathcal{L}_\beta = -G(\bar{p}(x)\gamma^\mu n(x))(\bar{e}(x)\gamma_\mu\nu(x)) \quad (3)$$

Konstanten  $G$  er bestemt til omkring  $G \approx 1.1 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$

Det neste viktige skritt i utviklingen av teorien for de svake vekselvirkninger kom da Yukawa [13] prøvde å videreføre kvanteelektrodynamikkens meget vellykkete beskrivelse av elektrisk ladde partiklers elektromagnetiske vekselvirkning som en reaksjon der de utvekslet et feltkvant, fotonet, til andre vekselvirkninger. Først og fremst er vel hans arbeid kjent for forsøket på å beskrive nukleonenes sterke vekselvirkning ved hjelp av utveksling av en feltpartikkel, pimesonet. At feltpartikkelen i dette tilfellet i motsetning til fotonet i QED måtte ha masse, var nødvendig på grunn av kjernekreftenes korte rekkevidde. Også de svake krefter har kort rekkevidde (husk Fermi fikk til en god beskrivelse ved å anta at vekselvirkningen skjedde i ett punkt). Det er kanskje mindre kjent at Yukawa i artikkelen [13] også foreslår at  $\beta$ -henfall formidles av et utvekslet feltkvant. Analogien mellom elektromagnetisk vekselvirkning og Yukawas foreslåtte mekanisme for  $\beta$ -henfall fremgår av figur 2. Der har vi foregrepet begivenhetenes gang, og kaller det utvekslete feltkvant for  $W$ . Yukawas innføring av et massivt boson som feltkvant modifierer Coulombpotensialet  $V_{Coul.}(r) = \frac{e^2}{4\pi r}$  til Yukawapotensialet

$$V_{Yuk.}(r) = \frac{g^2}{4\pi r} e^{-M_W r} \quad (4)$$

Dersom massen til  $W$ ,  $M_W$ , settes meget stor, kan Yukawas potensial tilnærmes med en deltafunksjon:

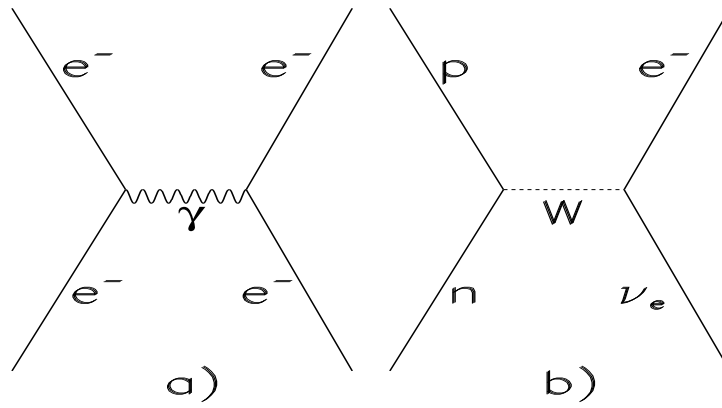
$$V_{Yuk.}(r) \rightarrow \frac{g^2}{m_W^2} \delta^3(x) \quad (5)$$

og diagrammet i figur 2 b) reduseres til en punktkopling som i Fermis opprinnelige teori (fig. 1). Fermis konstant for  $\beta$ -henfall er nå gitt ved  $G \sim \frac{g^2}{m_W^2}$ . Dersom Yukawa nå hadde gjettet at koplingskonstanten  $g$  var av samme størrelsesorden som den elektromagnetiske koplingskonstanten  $e$ ,  $g \approx e$ , kunne han anslått  $W$ -massen:  $M_W \approx \sqrt{4\pi\alpha/G} \simeq 90 \text{ GeV}$ . ( $\alpha$  er finstrukturkonstanten  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} \approx 1/137$ .) Idag vet vi at  $W$ -massen er ca 80 GeV. Det faktum at  $W$ -partikkelen først ble oppdaget i 1983 [14] (ved *SPS* ved CERN), viser hvilken dype innsikt Yukawa hadde 50 år tidligere.

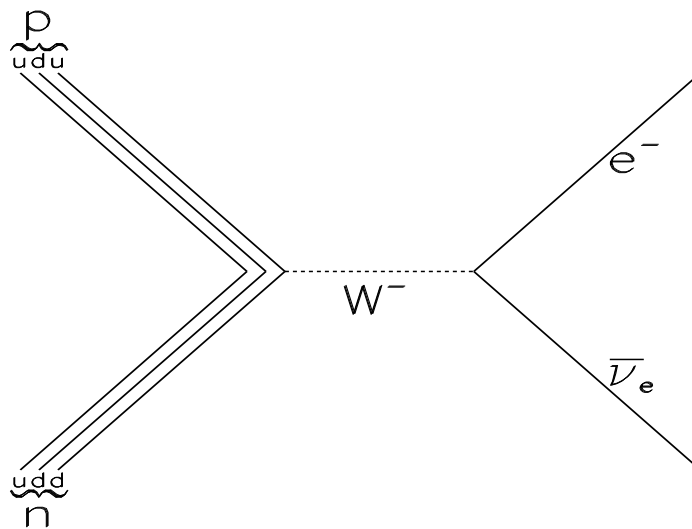
Før vi forlater  $\beta$ -henfall skal vi nevne at dagens beskrivelse av denne prosessen på elementærpartikkelnivå er følgende: Når en kjerne øker protontallet med én (likning (1)), er dette, som beskrevet i likning (2), fordi et nøytron går over til et proton, og dette skjer ved at en  $d$ -kvark under utsendelse av en  $W$ -partikkel går over til en  $u$ -kvark.  $W$ -partikkelen henfaller i sin tur til et elektron og et antinøytrino:

$$d \rightarrow uW \rightarrow ue\bar{\nu}_e \quad (6)$$

Dette er fremstilt i figur 3.



Figur 2: **a)**: Elektromagnetisk vekselvirkning formidlet ved foton-utveksling. **b)**:  $\beta$ -henfall formidlet ved  $W$ -feltpartikkelen.



Figur 3:  $\beta$ -henfall på elementærpartikkelnivå i Standardmodellen.

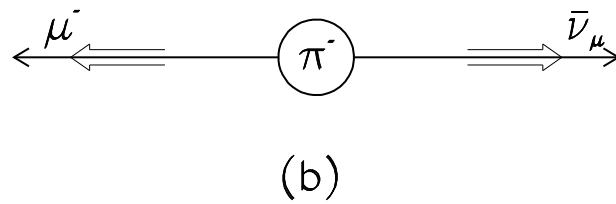
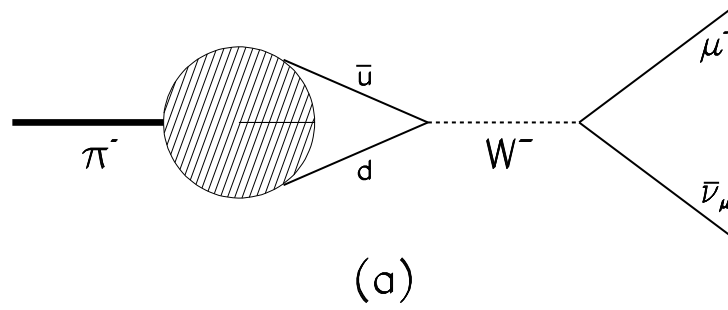
## 1.2 Naturen er venstrevridd !

For bare noen tiår tilbake var fysikere flest overbevist om at naturen ikke gjorde forskjell på høyre og venstre. Med dette noe upresise utsagn menes at det var en vanlig oppfatning at dersom man betraktet en gitt prosess, skulle speilbildet av prosessen også kunne opptre, og det med samme sannsynlighet. Imidlertid har det vist seg at dette ikke er tilfelle: De svake vekselvirkninger bryter denne speilbilledsymmetrien som går under navnet *paritet*. (Noe mer teknisk kan vi si at et kvantemekanisk systems paritet er egenverdien til paritetsoperatoren. Paritetsoperatoren foretar en speilbilde-transformasjon ved å endre koordinatsystemet ved  $\vec{X} \rightarrow -\vec{X}$ .) Det var Lee og Yang som først foreslo at paritet ikke var bevart [15]. Dette gjorde de for å kunne forklare at tilsynelatende samme partikkel kunne henfalle til to slutt-tilstander av motsatt paritet ( $K^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-, \pi^+\pi^0$ ). Allerede året etter ble det vist eksperimentelt at speilbilledsymmetrien ikke var respektert av de svake vekselvirkninger. Dette ble etablert ved Wu sitt berømte kobolt-60 eksperiment [16]. Ved paritets-transformasjonen vil vektorer (polarvektorer) som posisjon  $\vec{r}$  og impuls  $\vec{p}$  skifte fortegn. Imidlertid vil komponentene til en spinnvektor  $\vec{L} = \vec{r} \times \vec{p}$  bestå av produkter av posisjons- og impulskomponenter som begge skifter fortegn, og derfor selv *ikke* skifte fortegn. Slike kalles aksialvektorer. Skalarproduktet av en aksialvektor og en vektor, for eksempel  $\vec{p} \cdot \vec{L}$ , vil skifte fortegn under paritetsoperasjonen og kalles en pseudoskalar. En forutsetning for at pariteten er bevart i en gitt prosess, det vil si at prosessen og dens speilbilde er like sannsynlige, er derfor at alle observerbare pseudoskalarer har forventningsverdi null. Det Wu og samarbeidspartnere gjorde var nettopp å vise at forventningsverdien til en pseudoskalar ikke var null, nemlig  $\langle \vec{v} \cdot \vec{I} \rangle$  der  $\vec{v}$  er hastighetsvektoren til elektroner fra  $Co^{60}$   $\beta$ -henfall, og  $\vec{I}$   $Co^{60}$ -kjernenes spinnvektor. Elektronene viste altså en asymmetrisk intensitetsfordeling i forhold til kjernenes polarisasjonsakse. Det bør imidlertid nevnes at nesten 30 år tidligere, i 1928, rapporterte R. T. Cox og medarbeidere [18] at de under studier av  $\beta$ -henfall hadde observert en annen pseudoskalar som ikke var null, nemlig  $\langle \vec{p} \cdot \vec{\sigma} \rangle$ , der  $\vec{\sigma}$  er elektronets spinnvektor, det vil si at elektroner i  $\beta$ -henfall var polarisert. Imidlertid ble ikke dette resultatet tatt alvorlig av samtidens fysikere [19].

Vi skal kort nevne en annen type  $\beta$ -prosess der paritetsbrudd avsløres ved eksistensen av en pseudoskalar som ikke er null. Figur 4 viser hvordan SM beskriver pionhenfall til myon pluss antinøytrino:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (7)$$

Vi kaller her nøytrinoet  $\nu_\mu$ . At dette faktisk er forskjellig fra elektronnøytrinoet  $\nu_e$  ble eksperimentelt påvist i 1962 [17]. Det ble vist at nøytrinoer fra  $\pi$ -meson henfall (som er helt dominert av henfall til myon pluss (anti-)nøytrino) kun produserte myoner når de vekselvirket med materie. I motsetning til dette var det kjent at nøytrinoer fra  $\beta$ -henfall bare produserer elektroner, noe man kunne studere ved kjernereaktorer der det er en stor fluks av elektronnøytrinoer. I figur 4(b) er prosessen 7 skissert slik den tar seg ut i pimesonets hvilesystem. Pimesonet har spinn null. Derfor må myonets og nøytrinoets spinnkomponenter langs bevegelsesretningen være motsatt rettet. Målinger viser at spinnenes retninger alltid er som på figuren, det vil si peker i bevegelsesretningen. Vi sier at det negative myonet og antinøytrinoet har *positiv helisitet*. I MSM har nøytrinoet masse



Figur 4: **(a)**: Pimeson henfall til myon og anti-myonnøytrino. **(b)**: Henfallet i pimesonets hvilesystem. Åpne piler viser partiklenes spinnkomponent langs impulsaksen.

null. Da er det umulig å tenke seg et koordinatsystem med en Lorentz-boost langs antinøytrinoets retning som 'tar igjen' antinøytrinoet og derfor gir et antinøytrino med negativ helisitet. Men dette må da bety at antinøytrinoet *alltid* har positiv helisitet. Dette ville også kunne forklare utfallet av kobolt-60 eksperimentet.

Helisitetsoperatoren i Dirac-teori er  $\gamma_5$ . Hvis vi lar  $\Psi_{\pm}$  betegne masseløse Dirac-spinorer med positiv (negativ) helisitet, gjelder  $\gamma_5\Psi_{\pm} = \pm\Psi_{\pm}$ . Helisiteten vil skifte fortegn ved paritetstransformasjonen. Derfor er  $\gamma_5$  en pseudoskalar, og dersom den multipliseres med en vektor, får vi en aksialvektor. Tilstanden

$$\Psi_L(x) = \frac{(1 - \gamma_5)}{2}\Psi(x) \quad (8)$$

projiserer ut den venstredreieende komponenten av  $\Psi(x)$ . Siden eksperimentelle resultater slik vi har diskutert ovenfor tyder på at bare høyredreieende antinøytrinoer og venstredreieende nøytrinoer deltar i svake vekselvirkninger, var det naturlig å endre Fermis leptonstrøm  $J^{lept}(x) = \bar{e}(x)\gamma_{\mu}\nu(x)$  (likning (3)) til

$$J_{V-A}^{lept}(x) = \bar{e}(x)\gamma_{\mu}(1 - \gamma_5)\nu(x) \quad (9)$$

Denne strømmen kalles  $V - A$  siden  $\gamma_{\mu}$  er en vektor og  $\gamma_{\mu}\gamma_5$  derfor er en aksialvektor. Også nukleonstrømmen modifiseres, men ekstra konstanter  $g_A$  og  $g_V$  som gir styrken på aksial- og vektor-delene av nukleonkoplingen modifiserer den rene  $V - A$  strukturen. Dette kommer av hadroniske effekter som skyldes at nukleonene er sammensatte systemer. Med dette fikk Fermis opprinnelige likning 3 formen

$$\mathcal{L}'_{\beta}(x) = -\frac{G_{\beta}}{\sqrt{2}}\bar{p}(x)\gamma^{\mu}(g_V - g_A\gamma_5)n(x)\bar{e}(x)\gamma_{\mu}(1 - \gamma_5)\nu(x) \quad (10)$$

Fra presise målinger av  $\beta$ -henfall er  $G_{\beta}$  bestemt til

$$G_{\beta} = (1.14730 \pm 0.0006) \times 10^{-5} GeV^{-2} \quad (11)$$

### 1.3 Justérteori: $SU(2) \times U(1)$

Vi har i det foregående sett hvordan de eksperimentelle og tidlige teoretiske studier av svake vekselvirkninger har avslørt at kun venstredreieende nøytrinoer (og høyredreieende antinøytrinoer) deltar, og at dette lar seg beskrive i en effektiv strøm-strøm koplingsteori der strømmen har  $V - A$  struktur. I dette avsnittet skal vi se meget kortfattet og forenklet hvordan en moderne justér-(gauge-)teori fremkommer som har disse forhold innebygget. Blant hovedbidragsyttere til denne utviklingen kan nevnes Glashow, Weinberg, Salam, Iliopoulos og Maiani [20].

Vi har sett ovenfor at helisiteten bare er et godt kvantetall for masseløse partikler. (For en massiv partikkel vil, som vi så, helisiteten avhenge av referanse-systemet partikkelen betraktes fra.) Vi har også sett at paritetsbrudd i svake vekselvirkninger har sammenheng med at det masseløse nøytrinoet kun eksisterer med negativ helisitet (er venstredreieende). Det viser seg også at massive partikler har større og større sannsynlighet for å ha negativ helisitet jo lettere de er. Dette er grunnen til at sannsynligheten for at et pimeson skal henfalle til et elektron pluss et anti-elektronnøytrino er forsvinnende liten sammenliknet med



den myoniske henfallskanalen: Som vist i figur 4(b) må det negative leptonet ha positiv helisitet på grunn av spinnbevaring. Det viser seg at forholdet mellom henfalls-sannsynlighetene i  $V - A$  teori omtrent går som  $m_e^2/m_\mu^2$ . Dette stemmer bra med målinger, som viser et forhold mellom henfalls-sannsynlighetene på  $1.24 \times 10^{-4}$  [21]. I  $V - A$ -teori vil masseløse (anti-)partikler alltid ha negativ (positiv) helisitet. Elektronet er svært lett, så i lys av ovenstående kommentarer kan det synes rimelig å starte ut i en approksimasjon der elektronet liksom nøytrinoet er masseløst. Vi vet at i ladde svake strømmer finnes det kun et venstredreieende nøytrino. Siden nøytrinoet ikke har andre vekselvirkninger enn den svake, er det således nok å innføre et venstrehendt nøytrino i teorien:  $\nu_L(x) = \frac{(1-\gamma_5)}{2}\nu(x)$ . Elektronet derimot, som er elektrisk ladet, deltar også i elektromagnetisk vekselvirkning. Den elektromagnetiske vekselvirkning gjør ikke forskjell på høyredreieende og venstredreieende elektroner, så begge komponenter må inn i teorien, og defineres ved

$$\begin{aligned} e_L(x) &= \frac{(1-\gamma_5)}{2}e(x) \\ e_R(x) &= \frac{(1+\gamma_5)}{2}e(x) \end{aligned} \tag{12}$$

Vi har følgelig med tre felter å gjøre når vi nå skal bygge opp vår teori:  $\nu_L(x)$ ,  $e_L(x)$  og  $e_R(x)$ . Dersom vi tenker oss den elektromagnetiske vekselvirkningen avslått, er det ingen forskjell på  $e_L$  og  $\nu_L$ . De må inngå fullstendig symmetrisk i teorien. Dette er en situasjon som minner mye om situasjonen i kjernefysikk i begynnelsen av 30-årene. På noen  $MeV$  nær har protonet og nøytronet samme masse. Det var naturlig å tenke seg at protonet og nøytronet oppførte seg likt dersom man så bort fra elektromagnetisk vekselvirkning. Heisenberg foreslo at man kunne tilskrive de nær degenererte massetilstandene en rotasjonssymmetri i analogi med beskrivelsen av degenererte tilstander i hydrogenatomet [22]. Man tenker seg protonet og nøytronet som egentilstander med spinn opp henholdsvis spinn ned for en abstrakt spinnoperator. Denne formen for spinn fikk navnet *isotopisk spinn* eller bare *isospinn*. Videre antok man at de sterke vekselvirkninger var invariante overfor  $(SU(2))$ -rotasjoner i det todimensjonale rommet utspent av  $\begin{pmatrix} p \\ n \end{pmatrix}$ .

I analogi med sterkt isospinn antar vi at de to tilstandene  $\begin{pmatrix} \nu_L(x) \\ e_L(x) \end{pmatrix}$  spenner ut et todimensjonalt rom, og at rotasjoner i dette rommet kan foretas med en  $SU(2)$  rotasjonsoperator som vi vil benevne *svakt isospinn*. Dernest krever vi at vår teori – det vil si vår Lagrangetetthet – skal være invariant overfor slike rotasjoner. Og ikke nok med det: vi forlanger at teorien skal være invariant overfor vilkårlige rotasjoner i vilkårlige punkter i rommet (*lokal invarians*). Det er kravet om invarians overfor slike justeringer ( i dette tilfelle av retningen på tilstandsvektorene i isospinn-rommet) som har gitt opphav til navnet *justérteori*. Nå viser det seg at vår lokale rotasjon i det svake isospinnrommet ikke beholder Lagrangetettheten til de frie feltene invariant. Dette er en situasjon som er parallell til tilfellet vi har i QED når vi forlanger invarians overfor lokale justeringer av Diracfeltets fase. Invarians av den totale Lagrangetetthet oppnås ved å definere en bestemt transformasjonsregel for det elektromagnetiske felt,  $A_\mu$ , samt innføring

av et ledd ('feltstyrkeledd') i Lagrangetettheten som involverer  $A$ -feltet. I en viss forstand kan man si at det elektromagnetiske felt er en konsekvens av kravet om justérinvarians overfor lokale fasejusteringer.

Helt analogt til QED-tilfellet oppnår vi nå justérinvarians av vår elektrosvake Lagrangetetthet ved å innføre tre vektorfelter, et feltstyrkeledd i disse feltene samt en bestemt regel for hvordan feltene transformerer under  $SU(2)$  rotasjonen. Disse feltene kaller vi  $W_\mu^1$ ,  $W_\mu^2$  og  $W_\mu^3$ . At vi nå trenger tre felt mens vi oppnådde justérinvarians i QED med bare ett felt, har sammenheng med at vi nå foretar rotasjoner i et todimensjonalt rom istedetfor bare å multiplisere Diracfeltet med en fasefaktor som i QED. (Mens vi for  $SU(2)$  rotasjoner trenger  $3 = 2^2 - 1$  felt, trenger vi i QCD, der vi krever invarians overfor rotasjoner i et tre-dimensjonalt rom spent ut av de tre fargeladningene,  $3^2 - 1 = 8$  slike justérfelt (gluonfelt).) Av de nøytrale  $W^1$  og  $W^2$ -feltene kan vi lage ladde felter  $W^+$  og  $W^-$  som virker som heve- og senke-operatorer for svakt isospinn :

$$W_\mu^\pm(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1(x) \mp iW_\mu^2(x)) \quad (13)$$

Uttrykt ved disse feltene får vi nå en Lagrangetetthet som inneholder følgende koplingledd:

$$\mathcal{L}_{\nu e W} = -\frac{g}{2} \left\{ W_\mu^3 (\bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L - \bar{e}_L \gamma^\mu e_L) + \sqrt{2} W_\mu^+ \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L + \sqrt{2} W_\mu^- \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L \right\} \quad (14)$$

De to siste leddene i likning 14 beskriver nettopp koplingen mellom elektron, antinøytrino og  $W^-$ -boson i det høyre koplingspunktet i figur 3 og alle koplinger som kan dannes fra dette ved konjugering ( f.eks. kopling mellom positron, nøytrino og  $W^+$ -boson ). Vi ser da at  $W^-$ -bosonet må ha negativ elektrisk ladning siden det kan absorberes av et elektrisk nøytralt antinøytrino og omdanne dette til et negativt elektrisk ladet elektron. Tilsvarende har  $W^+$  positiv elektrisk ladning.

Vi har altså nå fått en teori som beskriver de ladde svake vekselvirkninger og som har den eksperimentelt observerte  $V - A$ -strukturen ( ekvivalent til at bare de venstredreie leptonene deltar i den ladde svake vekselvirkning ). Hva så med det første leddet i likning 14 som kopler til  $W^3$  ? Det kan ikke være elektromagnetismen, for den gjør jo ikke forskjell på høyredreie og venstredreie elektroner, og den kopler heller ikke til det elektrisk nøytrale nøytrinoet. Det kan heller ikke være den nøytrale delen av de svake vekselvirkninger, for den vet vi eksperimentelt også har en kopling til høyredreie elektroner.

Vi har med andre ord ikke en fullstendig beskrivelse av leptonenes vekselvirkninger. Neste logiske skritt er da å kreve at vår Lagrangetetthet også skal være invariant overfor rene fasetransformasjoner av tilstandene, akkurat som i QED. Og som i QED krever vi også at den høyredreie komponenten av elektronet skal kunne fasejusteres. Imidlertid tillater vi at størrelsen på justeringen ikke nødvendigvis er den samme for den venstrehendte dubletten og den høyrehendte elektronsingletten. Fasetransformasjonene kan skrives

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \nu_L(x) \\ e_L(x) \end{pmatrix} &\rightarrow e^{iy_L \chi} \begin{pmatrix} \nu_L(x) \\ e_L(x) \end{pmatrix} \\ e_R(x) &\rightarrow e^{iy_R \chi} e_R(x) \end{aligned} \quad (15)$$

Vi skal straks se at det er naturlig å velge  $y_L$  lik  $-\frac{1}{2}$  og at en verdi for  $y_R$  deretter følger naturlig av vårt krav om at teorien skal inneholde elektromagnetismen. Vi sier at den venstredreieende dubletten og den høyledreieende singletten har fått tilordnet *svak hyperladning* henholdsvis  $y_L$  og  $y_R$ .

For å beholde justérinvariansen gjør vi så som i QED : vi innfører et (elektrisk nøytralt) vektorfelt  $B_\mu(x)$ , inkluderer et feltstyrkeledd i Lagrangetettheten og en bestemt regel for hvordan  $B$ -feltet transformerer under fasejusteringen. På samme vis som  $W$ -feltene er assosiert med en koplingskonstant  $g$  fra SU(2)-gruppen, assosieres koplinger til hyperladningsgruppen U(1) via  $B$ -feltet med en koplingskonstant  $g'$ . Koplingsleddene i den resulterende Lagrangetetthet er:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}' = & -\frac{g}{\sqrt{2}} \left( W_\mu^+ \bar{\nu}_L \gamma^\mu e_L + W_\mu^- \bar{e}_L \gamma^\mu \nu_L \right) \\ & -\frac{1}{2} \left( gW_\mu^3 + 2y_L g' B_\mu \right) \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L \\ & +\frac{1}{2} \left( gW_\mu^3 - 2y_L g' B_\mu \right) \bar{e}_L \gamma^\mu e_L - y_R g' B_\mu \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \end{aligned} \quad (16)$$

I denne Lagrangetettheten identifiserer vi et ledd som utelukkende kopler til nøytrinoer, nemlig  $-\frac{1}{2} \left( gW_\mu^3 + 2y_L g' B_\mu \right)$ . Dette leddet kan følgelig ikke ha noe med elektromagnetisme å gjøre, og vi assosierer det med en feltpartikkel  $Z^0$  som formidler nøytrale svake vekselvirkninger. At en slik partikkel må finnes, ble klart da reaksjoner av typen

$$\begin{aligned} \bar{\nu}_\mu + e^- & \rightarrow \bar{\nu}_\mu + e^- \\ \nu_\mu + q & \rightarrow \nu_\mu + q \end{aligned} \quad (17)$$

der  $q$  betegner en  $u$  eller  $d$ -kvarke, ble observert ved CERN i 1973 [23]. Ti år senere ble  $Z^0$ -partikkelen direkte eksperimentelt observert ved CERNs  $SPS$   $p\bar{p}$  kollisjonsmaskin [14]. Vi skriver altså  $Z^0 = -\frac{1}{2} \left( gW_\mu^3 + 2y_L g' B_\mu \right)$ . Dersom vi normaliserer feltet, velger  $y_L = -1/2$  og definerer

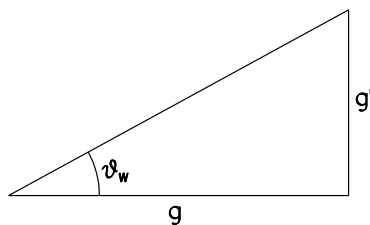
$$\begin{aligned} \cos \theta_W &= \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \\ \sin \theta_W &= \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \end{aligned} \quad (18)$$

kan  $Z^0$ -feltet og det ortogonale feltet,  $A$ , uttrykkes:

$$\begin{aligned} Z_\mu^0 &= \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu \\ A_\mu &= \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \end{aligned} \quad (19)$$

Fra likning 18 ser vi altså at koplingskonstantene  $g$  for SU(2) isospinngruppen og  $g'$  for U(1) hyperladningsgruppen er relatert via den *svake miksevinkelen*  $\theta_W$  som i figur 5. Feltet  $A_\mu$  vil vi assosiere med det elektromagnetiske felt. Dersom vi i Lagrangetettheten uttrykker  $W^3$  og  $B$  ved hjelp av  $Z$  og  $A$  ved bruk av likningene 19 og samler alle ledd som kopler til  $A$ , finner vi:

$$\mathcal{L}'_A = -\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} A_\mu \left( -\bar{e}_L \gamma^\mu e_L + y_R \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \right) \quad (20)$$



Figur 5: Sammenhengen mellom SU(2) og U(1) koplingskonstantene  $g$  og  $g'$  og den svake miksevinkelen  $\theta_W$ .

Etttersom vi vil assosiere dette uttrykket med den elektromagnetiske vekselvirkning som jo ikke ser noen forskjell på venstre- og høyredreie elektroner ser vi at den svake hyperladning må ha verdien  $y_R = -1$ . Siden den elektromagnetiske kopligen er  $e$ , får vi fra uttrykket 20 og ved bruk av likning 18 følgende fundamentale sammenhenger mellom koplingskonstanter og miksevinkel:

$$\frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} = e \quad (21)$$

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = \sqrt{g^2 + g'^2} \sin \theta_W \cos \theta_W \quad (22)$$

Hvis vi nå går tilbake til vekselvirkningslagrangettheten 16, uttrykker  $W^3$  og  $B$ -feltene ved  $Z$  og  $A$ , samler alle ledd som kople til  $Z$  og benytter relasjonene 21 og 22, ser vi at  $Z$ -feltet med koplingskonstant  $e/(\sin \theta_W \cos \theta_W)$  kople til en nøytral strøm

$$\mathcal{J}_{NC}^\mu = \frac{1}{2} \bar{\nu}_L \gamma^\mu \nu_L - \left( \frac{1}{2} - \sin^2 \theta_W \right) \bar{e}_L \gamma^\mu e_L + \sin^2 \theta_W \bar{e}_R \gamma^\mu e_R \quad (23)$$

Av dette uttrykket ser vi at  $Z^0$  kople med forskjellig styrke til venstre- og høyredreie elektroner. Det er vanlig å formulere denne forskjellen ved å innføre vektor- og aksialvektor-koplinger  $v_e$  og  $a_e$ . Disse defineres ved å bruke definisjonslikningene 12 i likning 23 og samle ledd proporsjonale med  $\gamma^\mu$  og  $\gamma^\mu \gamma_5$  hver for seg:

$$\mathcal{J}_{NC}^\mu = \frac{1}{2} \bar{\nu} \gamma^\mu (1 - \gamma_5) \nu + \frac{1}{2} \bar{e} (v_e \gamma^\mu - a_e \gamma^\mu \gamma_5) e \quad (24)$$

Fra likningene 23 og 24 følger da at i standardmodellen gjelder

$$\begin{aligned} v_e &= -\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W \\ a_e &= -\frac{1}{2} \end{aligned} \quad (25)$$

Med dette har vi fått en teori som inneholder en forent beskrivelse av svake og elektromagnetiske vekselvirkninger i en approksimasjon der alle partikler er masseløse. Teorien har i overensstemmelse med eksperimentelle resultater både en nøytral og en ladd svak vekselvirkning. Den ladde svake vekselvirkningen har en ren  $V - A$  struktur, også dette i overensstemmelse med eksperimentelle resultater. I tillegg forutsier vår teori at den nøytrale svake vekselvirkningen er forskjellig for høyre- og venstredreie elektroner. Forskjellen forutsies å være proporsjonal med  $\sin^2 \theta_W$ .

## 1.4 Masse : Higgs-mekanismen

Den enkleste måten å innføre masse på ville være å inkludere masseledd av typen  $m_e \bar{e}e$ ,  $M_W^2 WW$  og  $\frac{1}{2}M_Z^2 ZZ$  direkte i Lagrangetettheten. Imidlertid viser det seg at dette bryter justérinvariansen. Løsningen ble å introdusere en mekanisme for såkalt *spontant symmetribrudd*. Denne måten å gjøre det på stammer fra arbeider fra 60-årene av blant annet P. W. Higgs [24].

Vi innfører en  $SU(2)$  dublett av to skalare felt (*Higgs-felt*)

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi_1(x) \\ \phi_2(x) \end{pmatrix} \quad (26)$$

Vi innfører så et bidrag til Lagrangetettheten som bevarer invariansen overfor  $SU(2)$  rotasjoner av lepton- og  $\phi$ -dublettene. Dette bidraget har formen

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\phi &= (\partial_\mu \phi^\dagger)(\partial^\mu \phi) - V(\phi) \\ V(\phi) &= \kappa \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \end{aligned} \quad (27)$$

Vi velger så

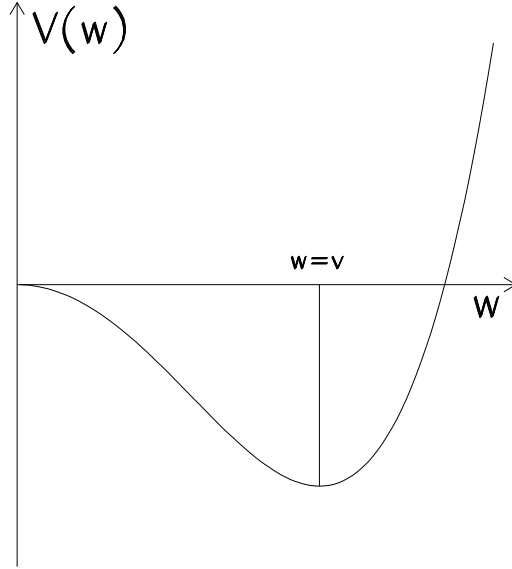
$$\begin{aligned} \kappa &= -\mu^2 < 0 \\ \lambda &> 0 \end{aligned} \quad (28)$$

Med dette valget får *Higgs-potensialet*  $V(\phi)$  en form som på figur 6 hvor  $w/\sqrt{2}$  betegner absoluttverdien (lengden) av Higgs-feltet,  $w/\sqrt{2} = \sqrt{\phi^\dagger \phi}$ . Vi observerer at potensialet har et minimum for en verdi  $w = v = \sqrt{\mu^2/\lambda} \neq 0$ . Det klassiske Higgs-feltet har altså en grunntilstand (tilstand av laveste energi) som ikke er null. Grunntilstanden kan ha en hvilken som helst retning i  $SU(2)$  isospinnrommet, det er bare lengden av feltet som er bestemt. Grunntilstanden er altså (uendelig) degenerert. Når feltet kvantiseres, assosieres nullpunktet  $v$  med feltets vakuum forventningsverdi,

$$\langle 0 | \phi(x) | 0 \rangle = v \quad (29)$$

Når vi nå velger en bestemt grunntilstand, brytes  $SU(2)$  symmetrien. Ved en  $SU(2)$  rotasjon vil selvfølgelig den valgte grunntilstand ikke være invariant. Det er dette som refereres til som *spontant symmetribrudd*. Teoriens fundamentale likning (Lagrangetettheten) er invariant overfor rotasjoner i  $SU(2)$ -rommet, mens grunntilstanden bryter denne symmetrien.

Neste skritt blir å innføre koplingsledd mellom Higgs-feltet og fermionene i teorien. Dette må igjen gjøres på en måte som bevarer  $SU(2) \times U(1)$  invariansen



Figur 6: Higgs-potensialet.

overfor isospinn- og hyperladningsjusteringene. Koplingen går under navnet *Yukawa-kopling* fordi den formelt har samme form som koplingen Yukawa foreslo [13] for å forklare de sterke vekselvirkninger mellom nukleonene. Han beskrev dette som en kopling mellom en (sterk) isospinndublett, bestående av protonet og nøytronet, og et skalart felt ( $\pi$ -mesonet). Et tilsvarende koplingsledd som respekterer både SU(2) og U(1) invariansene er

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{Yuk} &= -c_e \bar{e}_R \phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix} + h.k. \\ &= -c_e (\phi_1^* \bar{e}_R \nu_L + \phi_2^* \bar{e}_R e_L) + h.k. \end{aligned} \quad (30)$$

dersom Higgs-feltet tilordnes en svak hyperladning

$$y_H = y_L - y_R = \frac{1}{2} \quad (31)$$

(Med dette valget bevares hyperladning i de elementære prosessene som beskrives av koplingleddet 30, for eksempel  $e_L \rightarrow e_R + \phi_2$ .) *h.k.* i likningene over står for hermittisk konjugert.

Vi *velger* nå en bestemt av det uendelige antall mulige grunntilstander, nemlig feltet med vakuum forventningsverdi

$$\langle 0 | \phi(x) | 0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{\sqrt{2}} v \end{pmatrix} \quad (32)$$

Ved nå å erstatte  $\phi$  med et felt som har vakuum-forventning null, nemlig  $\phi'(x) = \phi(x) - \langle 0 | \phi(x) | 0 \rangle$ , og erstatte derivasjonsoperatoren  $\partial_\mu$  med den kovariante operatoren  $D_\mu$  som også involverer  $W$  og  $B$  feltene, oppstår blant annet følgende

ledd i den totale Lagrangetettheten:

$$\mathcal{L} = \dots + \frac{g^2 v^2}{4} W_\mu^- W^{\mu+} + \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{8} Z_\mu Z^\mu - c_e \frac{v}{\sqrt{2}} \bar{e} e \quad (33)$$

Når vi husker at  $W$  og  $Z$  er bosonfelt mens  $e$  er fermion Diracfelt, kan vi av uttrykkene i 33 lese ut massene direkte (for det nøytrale  $Z$ -bosonet kommer i henhold til Klein-Gordon-teori en ekstra faktor  $\frac{1}{2}$ ):

$$M_W^2 = \frac{g^2 v^2}{4} = \frac{e^2 v^2}{4 \sin^2 \theta_W} \quad (34)$$

$$\frac{M_Z^2}{2} = \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{8} = \frac{e^2 v^2}{8 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W}$$

$$m_e = c_e \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (35)$$

Vi har altså på en justérinvariant måte oppnådd masse på  $W$  og  $Z$  partiklene og elektronet, mens fotonet er forblitt masseløst (ingen ledd proporsjonale med  $A_\mu A^\mu$  oppstår). Dette er en følge av det spesielle valget av Higgsfeltets grunntilstand (likning 32), eller, om man vil, av måten det spontane symmetribrudd ble gjort på.

Fra uttrykkene 34 får vi den fundamentale masserelasjonen

$$M_Z^2 = \frac{M_W^2}{\cos^2 \theta_W} \quad (36)$$

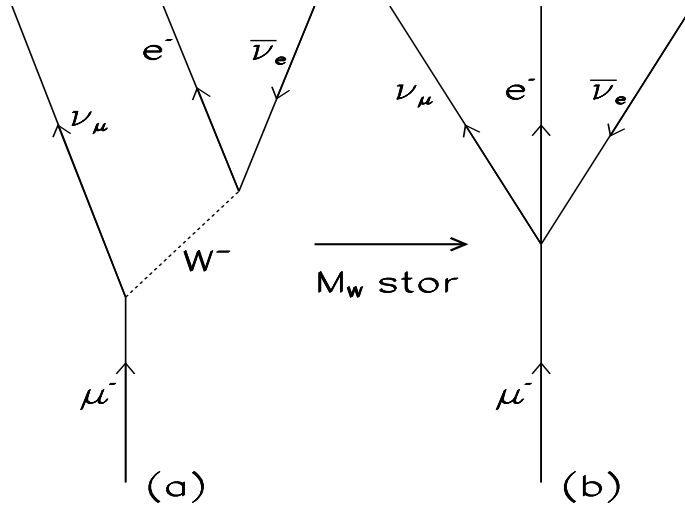
## 1.5 Generalisering til tre generasjoner kvarker og leptoner

Vi har i det ovenstående sett på en teori for elektronet og elektron-nøytrinoet. Uten å gå i detalj slår vi fast at en tilsvarende beskrivelse kan gis av den svake isospinn-dubletten bestående av  $u$  og  $d$  kvarkene. (Ingen av dem er masseløse så de vil begge ha en høyrehendt singlett i tillegg til dubletten.) Vi vet at i tillegg finnes i naturen ytterligere to ladde leptoner ( $\mu$  og  $\tau$ ) med hvert sitt nøytrino ( $\nu_\mu$  og  $\nu_\tau$ ) og to kvarker med ladning  $+2/3$  ( $c$  og  $t$ ) og to med ladning  $-1/3$  ( $s$  og  $b$ ). Av disse ble den tyngste,  $t$ -kvarken påvist i 1995 [25], med en masse på omkring 190 protonmasser ! Disse nye leptonene og kvarkene inkluderes som dubletter og singletter i teoreien helt analogt til måten det gjøres på for  $e$ ,  $\nu_e$ ,  $u$  og  $d$ . Det totale fermionspektret blir da som følger, når generasjonene telles fra de letteste og oppover, og vi ikke skriver opp de høyredreie singlettene:

$$\begin{array}{l} \text{Leptoner :} \\ \text{Kvarker :} \\ \text{Generasjon :} \end{array} \left| \begin{array}{c} \left( \begin{array}{c} \nu_e \\ e \end{array} \right)_L \\ \left( \begin{array}{c} u \\ d \end{array} \right)_L \\ 1 \end{array} \right| \left| \begin{array}{c} \left( \begin{array}{c} \nu_\mu \\ \mu \end{array} \right)_L \\ \left( \begin{array}{c} c \\ s \end{array} \right)_L \\ 2 \end{array} \right| \left| \begin{array}{c} \left( \begin{array}{c} \nu_\tau \\ \tau \end{array} \right)_L \\ \left( \begin{array}{c} t \\ b \end{array} \right)_L \\ 3 \end{array} \right. \quad (37)$$

## 1.6 Myonhenfall

Den totale Lagrangetettheten vil nå inneholde ledd som involverer alle fermionene. For prosesser der de involverte impulser er mye mindre enn  $W$ -massen kan fysikken uttrykkes i en effektiv Lagrangetetthet analogt til Fermis teori for  $\beta$ -henfall der leptonstrømmene vekselvirker i et punkt. Antakelsen om små impulser sammenliknet med  $W$ -massen er gyldig for myonhenfall der et myon henfaller til et elektron pluss to nøytrinoer, og fører oss fra en beskrivelse som i figur 7a) til 7b). De tilsvarende strøm-strøm-kopplingsleddene er (sammenlikn med likning 10 for



Figur 7: Myonhenfall. **(a)**: Feynman-diagram for prosessen i SM, der myon- og elektron-strømmene vekselvirker ved  $W$ -utveksling. **(b)**: Den effektive fire-fermion punktkoplingen som er en god effektiv beskrivelse siden  $W$ -massen er stor sammenliknet med de involverte impulser.

( $\beta$ -henfall):

$$\mathcal{L}_\mu = \frac{e^2}{8M_W^2 \sin^2 \theta_W} [\bar{\nu}_\mu \gamma^\lambda (1 - \gamma_5) \mu \bar{e} \gamma_\lambda (1 - \gamma_5) \bar{\nu}_e] \quad (38)$$

Kopplingskonstanten i dette uttrykket er Fermis kopplingskonstant for myonhenfall:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{e^2}{8M_W^2 \sin^2 \theta_W} \quad (39)$$

(Faktoren  $\frac{1}{\sqrt{2}}$  inngår i definisjonen av  $G_F$  av historiske grunner.) Denne likningen knytter standardmodellens parametrene  $M_W$  og  $\sin^2 \theta_W$  sammen via den eksperimentelt meget presist bestemte konstanten  $G_F$  [26],

$$G_F = 1.16639 \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \quad (40)$$

(Denne verdien avviker med ca. 2% fra verdien på  $\beta$ -henfallskonstanten  $G_\beta$  i likning 11. Dette har sammenheng med at kvarkenes masse-egentilstander ikke er de samme som egentilstandene for svakt isospinn:  $d'$ -kvarken (svakt isospinn



tredjekomponent  $-1/2$ ) inneholder ca 2% av den fysiske  $s$ -kvarken.) La oss i tillegg til denne verdien benytte  $W$ -massen [27],

$$M_W = (80.41 \pm 0.18) \text{ GeV}/c^2 \quad (41)$$

til å få et overslag over størrelsen av den svake miksevinkelen. Vi finner ( $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$  er finstrukturkonstanten)  $\sin^2 \theta_W = \frac{\sqrt{2}4\pi\alpha}{8G_F M_W^2} = 0.215$  når vi for  $\alpha$  bruker verdien  $1/137$ . Imidlertid vil vi i LEP-sammenheng være interessert i verdien av  $\sin^2 \theta_W$  ved energier tilsvarende  $Z^0$ -massen. Da viser det seg at finstrukturkonstanten har en annen verdi,  $\alpha(M_{Z^0}) \approx 1/128$  [29]<sup>4</sup>. Bruker vi denne verdien finner vi  $\sin^2 \theta_W = 0.230$ .

Før vi forlater myonhenfall skal vi legge merke til strukturen av SM-beskrivelsen av denne prosessen. Vi ser av figur 7a) at beskrivelsen ved hjelp av ladde svake strømmer som kopleter via  $W$ -feltet, leder til bevaring av hva vi kan kalle *lepton-tallet*. Vi definerer leptontallet som  $L = 1$  for leptoner ( $e^-$ ,  $\nu_e$ ,  $\mu^-$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\tau^-$ ,  $\nu_\tau$ ) og  $L = -1$  for antileptoner ( $e^+$ ,  $\bar{\nu}_e$ ,  $\mu^+$ ,  $\bar{\nu}_\mu$ ,  $\tau^+$ ,  $\bar{\nu}_\tau$ ). Prosessen  $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$  vil da ha  $L = 1$  både i initial- og slutt-tilstanden. Vi kan gå videre og definere et leptontall separat for hver generasjon,  $L_e$ ,  $L_\mu$ , og  $L_\tau$ , og ser at de ladde svake vekselvirkningene bevarer også disse. (I eksemplet ovenfor er både  $L_\mu = 1$  og  $L_e = 0$  bevart i prosessen.) Bevaring av leptongenerasjonstallene er typisk for MSM, men det er lett å konstruere utvidelser av MSM som ikke respekterer disse. Derfor er det interessant å søke etter reaksjoner der leptontall ikke er konserverte. En eventuell observasjon vil vise at det er ny fysikk utover den minimale SM.

## 2 Presisjonstester av Standardmodellens elektrosvake sektor ved LEP

Hvis vi ser bort fra Higgsbosonets og fermionenes masser, inngår 7 parametre som ikke får bestemt sine verdier av teorien, i Standardmodellens beskrivelse av den elektrosvake sektor. Disse er bosonmassene  $M_W$  og  $M_Z$ , koplingskonstantene  $e$ ,  $g$  og  $g'$ , miksevinkelen  $\theta_W$  og Higgs-feltets vakuum-forventningsverdi

---

<sup>4</sup>**Løpende koplingskonstanter.** Populært (og upresist) kan man si at det forhold at koplingskonstanter endrer verdi avhengig av energien de måles ved, har sammenheng med skjermingseffekter som igjen skyldes vakuum-fluktuasjoner. Et elektron vil stadig sende ut og absorbere fotoner. Fotonene kan danne meget kortlivede (virtuelle)  $e^+e^-$ -par. Disse vil polariseres i feltet fra moderelektronet. En ladd partikkel som passerer vil ha et mindre antall slike virtuelle par mellom seg og elektronet jo nærmere det passerer. Nærmere passasje svarer til høyere impulsoverføring, og dette svarer altså igjen til mindre skjerming fra de virtuelle parene og derved høyere effektiv elektronladning. Det er denne effekten som er ansvarlig for at finstrukturkonstanten  $\alpha$  øker fra ca  $1/137$  ved lave energier til omtrent  $1/128$  ved LEP energier. Da er det også tatt hensyn til effekter fra svak vekselvirkning, som for eksempel at fotonet i tillegg til elektronpar kan produsere (virtuelle)  $W^+W^-$ -par.

Den sterke koplingskonstanten  $\alpha_S$ , som gir styrken på kvark-vekselvirkninger, er også avhengig av størrelsen på de involverte impulsoverføringer. Men her emitterer og absorberer moderkvarken ikke fotoner, men gluoner. Gluonene bærer selv fargeladning. Svært forenklet kan vi si at de emiterte gluoner bidrar til å fordele moderkvarkens fargeladning ut i rommet, og at et prosjektil vil se *mindre* effektiv fargeladning jo nærmere det kommer. Derfor får skjermingseffekten i kvarktilfellet motsatt fortegn i forhold til QED-tilfellet: den sterke kopligen blir *svakere* ved høyere impulsoverføringer. For eksempel avtar  $\alpha_S$  fra omkring 0.36 ved energier tilsvarende  $\tau$ -massen (1.8 GeV) til omtrent 0.12 ved LEP-energi (ca 90 GeV).

$v$ . Imidlertid er ikke disse uavhengige, i seksjon 1 har vi utledet sammenhenger mellom disse parametrene som reduserer antall frie parametre til tre. Disse relasjonene er oppsummert i likningene A.1–A.4. I etterfølgende avsnitt skal vi se at mange størrelser som eksperimentelt kan bestemmes i SM har en eksplisitt avhengighet av en eller flere av parametrene. Ved å måle slike størrelser presist, kan parametrene bestemmes, og presise sjekker av SM blir mulig ved å teste de ovenfor nevnte relasjoner. Hvilke tre parametre tar vi så utgangspunkt i? Slik teorien er beskrevet, ville kanskje det mest naturlige være å velge de to koplingskonstantene  $g$  og  $g'$  sammen med vakuumforventningsverdien  $v$  som utgangspunkt. Som eksperimentalfysikere velger vi imidlertid tre parametre som er presist eksperimentelt bestemt. Et slikt sett av parametre er finstrukturkonstanten  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ , Fermis konstant  $G_F$  og  $Z$ -massen<sup>5</sup>:

$$\begin{aligned}\alpha^{-1} &= 137.0359895 \pm 6 \times 10^{-6} \\ G_F &= (1.16639 \pm 3 \times 10^{-5}) \times 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} \\ M_Z &= (91.1888 \pm 0.0044) \text{ GeV}/c^2\end{aligned}\tag{42}$$

Den høye presisjonen på finstrukturkonstanten er imidlertid noe av en tilsnikelse. Som forklart i fotnoten på side 17 endrer verdien av  $\alpha$  seg med energien den måles ved. Ved typiske LEP-energier er  $\alpha$  vesentlig mindre presist kjent [29],

$$\alpha^{-1}(M_Z) = 127.9 \pm 0.1\tag{43}$$

Ved LEP studeres prosesser av typen

$$e^+e^- \rightarrow f\bar{f}\tag{44}$$

der  $f$  betyr fermion, og kan være hvilket som helst av leptonene  $e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ , eller av kvarkene  $u, d, c, s, b$ .  $t$ -kvarken, derimot, er for tung [25] til å kunne parproduseres ved LEP. Prosessen, som ved massesenterenergier i nærheten av  $Z^0$ -massen er dominert av  $Z^0$ -utbytte, er skissert i figur 8<sup>6</sup>.

Vi skal i de etterfølgende avsnitt beskrive målinger basert på studier av

- $Z^0$ s produksjonsrate som funksjon av massesenterenergien
- Vinkelfordelinger av  $Z^0$ s slutt-tilstander

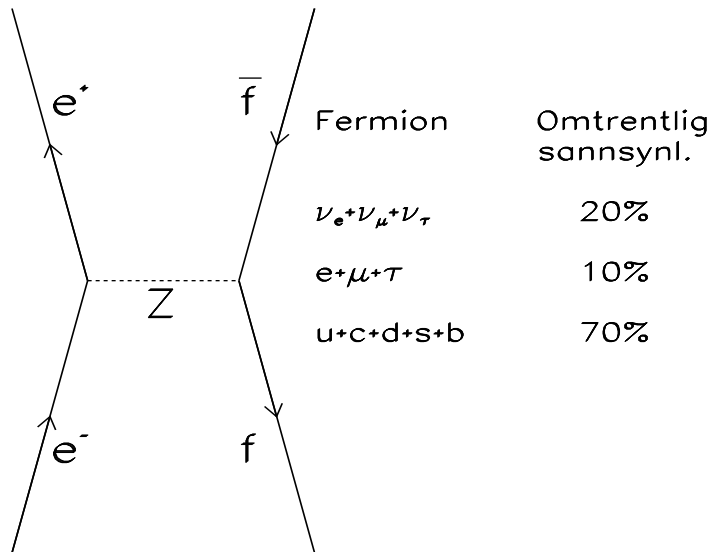
De målte størrelsene avhenger av SM-parametre som derved kan bestemmes, og deres innbyrdes relasjoner kan sammenliknes med forutsigelsene fra SM.

## 2.1 $Z^0$ -produksjon som funksjon av massesenterenergien

Hvis vi ser bort fra prosesser med foton i mellomtilstanden istedetfor  $Z^0$  og interferens mellom slike diagrammer og diagrammer med  $Z$ , kan det totale virknings-

<sup>5</sup>For en nærmere diskusjon av bestemmelsen av  $Z$ -massen, se avsnitt 2.1.

<sup>6</sup>For tilfellet der fermionene i slutt-tilstanden er et  $e^+e^-$ -par, såkalt *Bhabha-spredning*, er i tillegg det såkalte  $t$ -kanal-diagrammet, der elektronet emitterer et foton som absorberes av positronet, viktig, sågar dominerende ved små spredningsvinkler.



Figur 8: Reaksjonen  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$  er ved LEP energier dominert av  $Z^0$  mellomtilstand. De omtrentlige henfallssannsynlighetene for  $Z^0$  til nøytrinoer, ladde leptoner og kvarker er angitt på figuren.

tverrsnittet skrives<sup>7</sup>

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{\sigma_0^f}{(1 + \delta_{QED})} \frac{s \Gamma_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + \frac{s^2 \Gamma_Z^2}{M_Z^2}} \quad (45)$$

hvor  $s$  er den kvadrerte massesenterenergien,  $s = E_{CM}^2$ ,  $\Gamma_Z$  er  $Z^0$  sin totale vidde (som er den inverse levetiden,  $\Gamma_Z = 1/\tau_Z$ ), og hvor

$$\sigma_0^f = \frac{12\pi \Gamma_e \Gamma_f}{M_Z^2 \Gamma_Z^2} \quad (46)$$

$$\Gamma_f = \frac{G_F M_Z^3 N_c}{6\pi\sqrt{2}} (v_f^2 + a_f^2) (1 + \delta_{QED}) (1 + \delta_{QCD}) \quad (47)$$

$$\delta_{QED} = \frac{3\alpha Q_f^2}{4\pi} \quad (48)$$

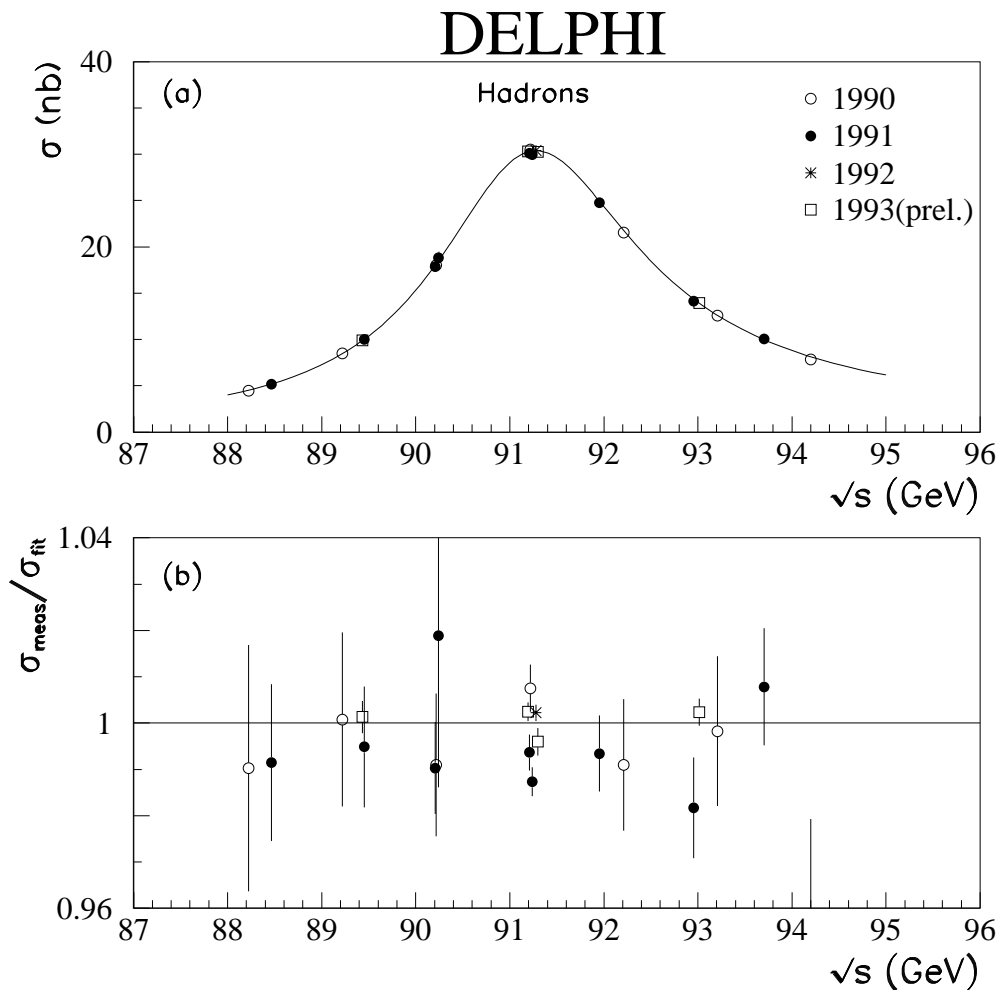
$$\delta_{QCD} = \begin{cases} \frac{\alpha_s}{\pi} + 1.409 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 - 12.805 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3 + \dots & \text{for kvarker} \\ 0 & \text{for leptoner} \end{cases} \quad (49)$$

Fargefaktoren  $N_c$  er 1 for leptoner og 3 for kvarker. Fermionets elektriske ladning er  $Q_f$ . Vektor- og aksialvektor-koplingene  $v_f$  og  $a_f$  er diskutert i avsnitt 1.3, og avhenger av fermionets elektriske ladning, dets tredjekomponent av isospinn samt av  $\sin^2 \theta_W$ . Vi ser av likning 45 og 46 at de ulike partialviddene  $\Gamma_f$  kan måles ved

<sup>7</sup>Sammenliknet med en vanlig Breit-Wigner form er  $\Gamma_Z^2$  her erstattet av den såkalte *s*-avhengige viddene  $s\Gamma_Z^2$ . Dette er en måte å parametrisere første ordens korreksjoner til det laveste ordens diagrammet 8 på [37].

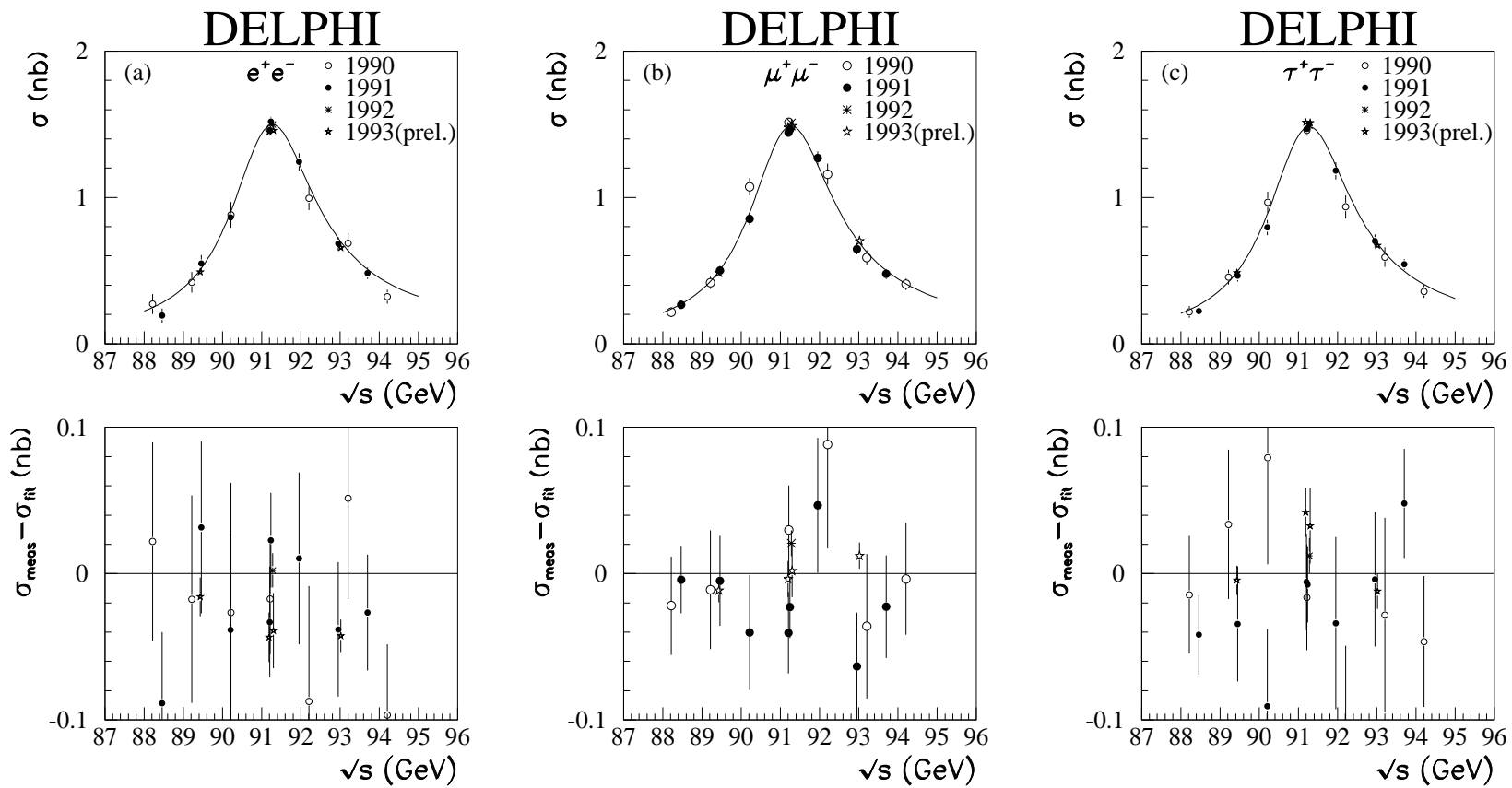
å måle virkningstverrsnittene for de ulike fermiontypene. Av uttrykkene 47 og 49 ser vi videre at vi kan bestemme den sterke koplingen  $\alpha_S$  ved å måle forholdet mellom leptoniske og hadroniske slutt-tilstander. Dette er i praksis en av de viktigste metodene som er brukt ved LEP til å bestemme  $\alpha_S$ . Imidlertid skal vi i denne artikkelen fokusere på de elektrosvake parametre i SM.

Ved å måle det totale virkningstverrsnittet i et antall massesenterenergi-punkter omkring  $\sqrt{s} = M_Z$ , kan fundamentale størrelser som  $M_Z$ ,  $\sigma_0^f$  og  $\rho_Z$  bestemmes ved maksimalsannsynlighets(maximum likelihood)-tilpasninger av de teoretiske uttrykkene til datapunktene. Figur 9 viser et eksempel på en slik såkalt *eksitasjonskurve*, hvor fermionene i slutt-tilstanden er kvarker. Figur 10 viser tilsvarende kurver for leptoniske slutt-tilstander. De fire LEP-eksperimentene ALEPH, DELPHI, L3 og OPAL har bestemt  $M_Z$  slik det fremgår av figur 11.

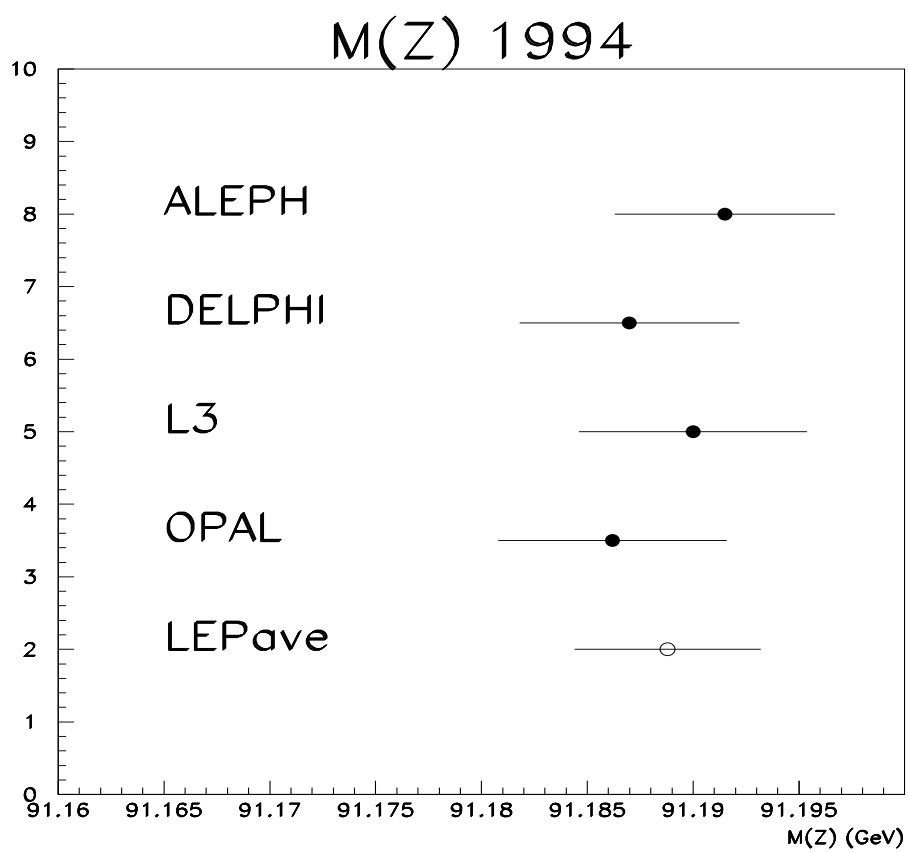


Figur 9: Hadroniske virkningstverrsnitt som funksjon av massesenterenergien. I (a) vises måleresultatene sammen med resultatet av en tilpasning til teorien. I (b) vises forholdet mellom datapunkter og tilpassete verdier. Fra ref. [38].

LEP-gjennomsnittet fra disse målingene [30] er  $M_Z = (91.1888 \pm 0.0044) GeV/c^2$ .



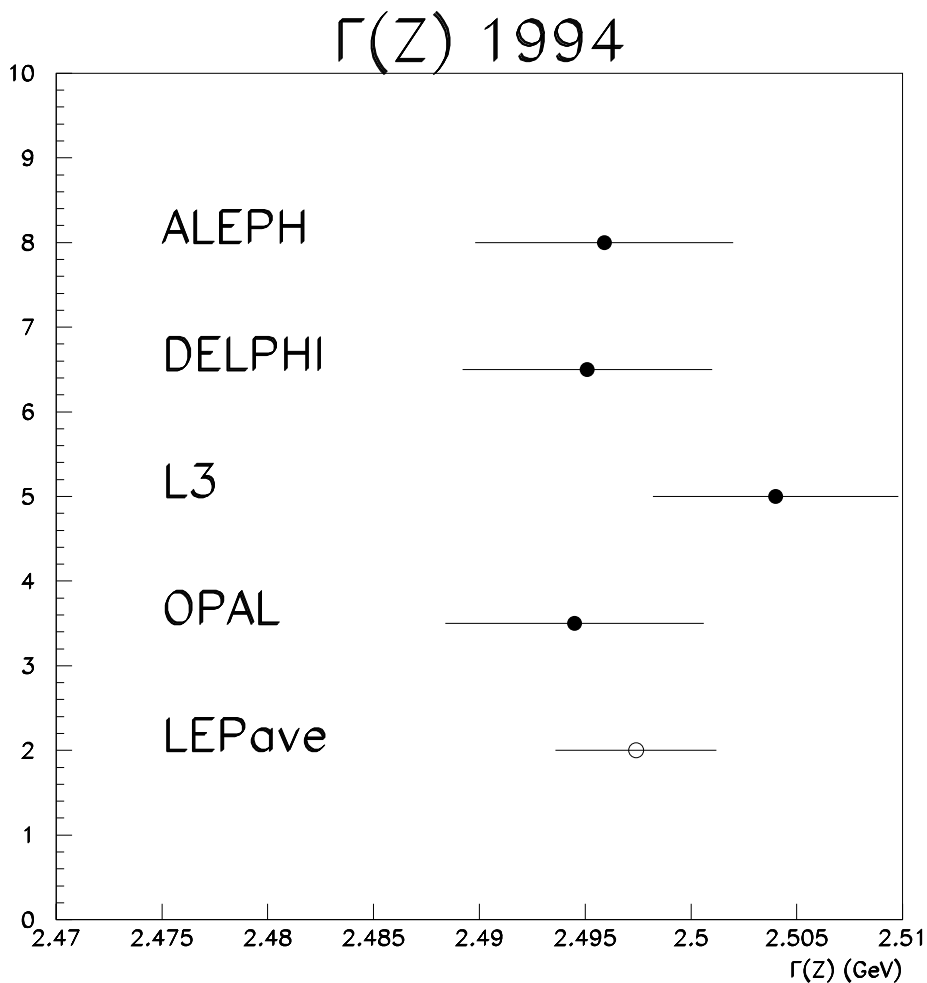
Figur 10: Virkningstversnitt som funksjon av massesenter-energien for leptoniske slutt-tilstander. Fra ref. [38].



Figur 11: Massen av  $Z^0$ -bosonet bestemt av de fire LEP-eksperimentene og deres middelvei.

Usikkerheten i dette tallet (omtrent  $4 \text{ MeV}/c^2$ ) utgjør en relativ usikkerhet på mindre enn  $5 \times 10^{-5}$  ! En viktig forutsetning for dette fantastisk nøyaktige resultatet, er presis kjennskap til LEPs stråle-energi. Dette diskuteres kort i neste avsnitt.

Som vist i avsnitt 2.2 er også presise målinger av  $Z^0$  sin totale vidde av stor viktighet. LEP-eksperimentenes måleresultater for denne størrelsen er vist i figur 12. LEP-gjennomsnittet er [30]  $\Gamma_Z = (2.4974 \pm 0.0038) \text{ GeV}/c^2$ .



Figur 12: Vidden av  $Z^0$ -bosonet bestemt av de fire LEP-eksperimentene og deres middelerverdi.

### 2.1.1 LEPs stråle-energi

Som nevnt i forrige avsnitt er presis kjennskap til stråle-energien i LEP avgjørende for muligheten til en nøyaktig bestemmelse av  $M_Z$ . Det viser seg at man ved elektronakseleratorer som LEP kan utnytte den tendensen strålene har til å bygge opp en polarisasjon på tvers av bevegelsesretningen (*transvers polarisas-*

jon). Man kan tenke på et spinnende elektron som en liten magnetisk dipol. Ved utsendelse av synkrotronstråling tenderer elektronene til å flippe spinnvektoren slik at den blir parallell (for positroner) eller antiparallell (for elektroner) med magnetfeltet i avbøyningsmagnetene, fordi dette gir den laveste potensielle energien ( $E_{pot} = -\vec{m} \cdot \vec{B}$  der  $\vec{m}$  og  $\vec{B}$  er henholdsvis det magnetiske momentet og magnetfeltet). Nå viser det seg at den oppbygde polarisasjonen momentant ødelegges dersom de sirkulerende elektronene utsettes for et radielt rettet oscillerende elektromagnetisk felt med en meget bestemt frekvens  $\omega_0$ . Denne frekvensen er gitt ved spinn-presesjonsfrekvensen som igjen er en funksjon av stråle-energien,  $\omega_0 = \omega_0(E_{str})$ . Strålenes polarisasjonsgrad bestemmes ved å se på vinkelfordelingen av bakoverspredt polarisert laserlys. Med denne såkalte *resonant spinn-depolarisasjons-metoden* kan stråle-energien, som typisk er omkring 45 GeV, bestemmes med en systematisk feil mindre enn 1.1 MeV, eller en relativ presisjon på ca  $2 \times 10^{-5}$  [31]. Med dette blir det systematiske feilbidraget fra usikkerhet i stråle-energien til usikkerheten i  $M_Z$  1.4 MeV/c<sup>2</sup>. Da slike målinger kom igang i 1992<sup>8</sup> observerte man at stråle-energien viste en systematisk avhengighet av tiden på døgnet. Denne avhengigheten tolkes som en effekt av tidevannskreftene [32]. Disse er mest kjent for høy- og lavvanns-fenomener, men analoge sykliske endringer finner sted i jordskorpen. Tidevannskreftene endrer LEPs omkrets med omtrent 1 mm (en relativ endring på  $\delta O/O \approx 10^{-8}$  der  $O = 27$  km er LEPs omkrets). Banelengden til de sirkulerende elektronene er gitt ved frekvensen til LEPs akselerasjons-system. En endring av LEPs omkrets medfører at elektronene ikke går gjennom kvadropolmagnetenes senter, men opplever ekstra avbøyning i disse, noe som svarer til en endret stråle-energi.

Stråledynamikken oversetter den relative omkrets-endringen på omkring  $10^{-8}$  til en relativ energi-endring på omkring  $10^{-4}$ . Disse endringene på ca  $\pm 4$  MeV skulle altså være målbare med resonant spinn-depolarisasjons-metoden. Dette illustreres i figur 13 som viser den målte stråle-energien som funksjon av tiden på døgnet.

## 2.2 Bestemmelse av antall generasjoner

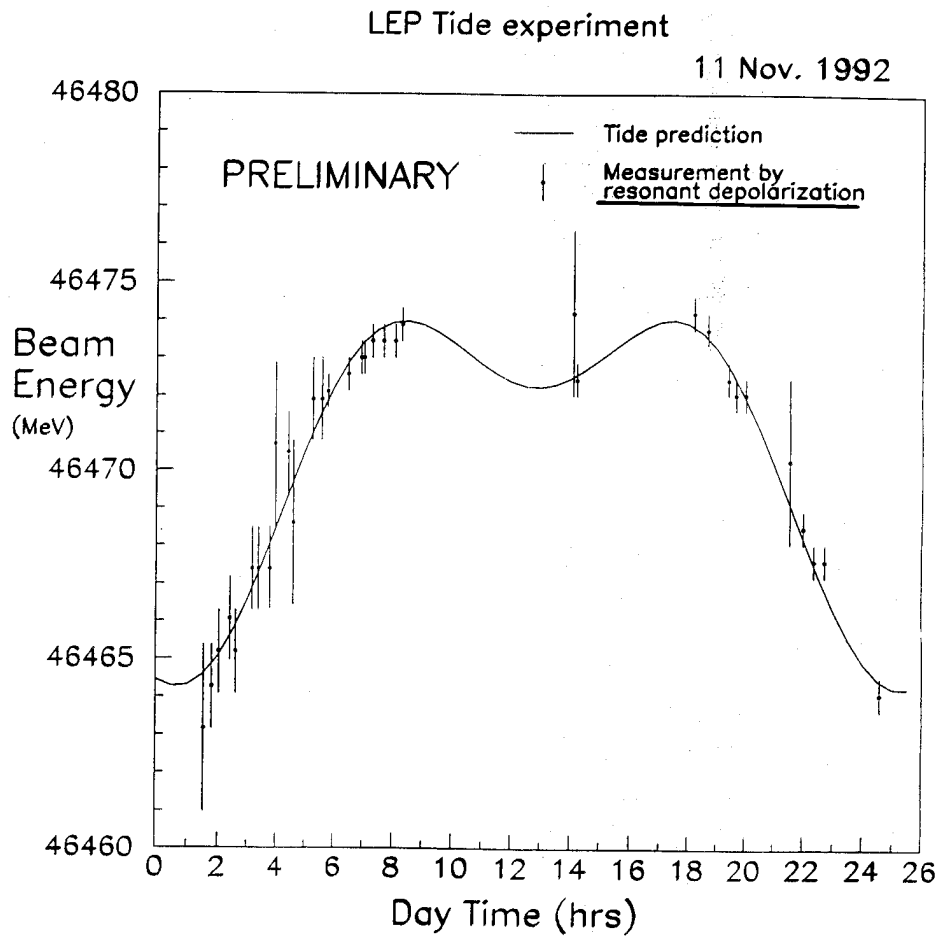
En vesentlig svakhet ved SM er at den ikke forklarer det forhold at leptonene og kvarkene kommer i flere generasjoner (likning 37), og dermed heller ikke sier hvor mange slike generasjoner det finnes. Den minimale SM som er beskrevet i seksjon 1 forutsetter at nøytrinoene er masseløse. Dette er i overensstemmelse med flertallet av målinger som er gjort av nøytrinomasser. Det finnes imidlertid publiserte resultater som indikerer at nøytrinoene har en masse. For en oppdatert oversikt, se referanse [33]. Et omdiskutert resultat, som når dette skrives ennå ikke er publisert, antyder at miksing mellom elektron- og myon-antinøytrinoer er observert [34]. Om denne observasjonen skulle bli bekreftet, vil det bety at nøytrinoene har en (liten) masse forskjellig fra null.

Den grunnleggende antakelsen som ligger bak bestemmelsen av antall generasjoner, er at nøytrinoet i hver familie er lettere enn halve  $Z^0$ -massen. Som

---

<sup>8</sup>Resonant spinn-depolarisasjonsteknikken er ikke ny, men ble utviklet tidlig på 70-tallet ved VEPP2M elektron-lagringsringen ved Novosibirsk laboratoriet [35]. Metoden ble videreutviklet ved SPEAR (Stanford [36]) og etterhvert tatt i bruk ved flere elektron-lagringsringer.





Figur 13: LEPs stråleenergi målt som funksjon av tiden på døgnet med resonant spinndepolarisasjons-metoden. Den heltrukne linjen er forutsigelsen fra beregninger av tidevannseffekten. Se ref. [32].

tidligere nevnt er vidden  $?_Z$  den inverse levetiden til  $Z^0$ . Jo flere fermion-anti-fermion-par som er tilgjengelige i prosessen  $Z^0 \rightarrow f\bar{f}$  jo kortere levetid, det vil si større vidde, vil  $Z^0$  ha. Vi ser altså at en presis måling av vidden vil være et mål på antall tilgjengelige fermioner  $Z^0$  kan henfalle til. Litt mer presist kan vi skrive totalvidden  $?_Z$  som en sum av de mulige partialviddene

$$\begin{aligned} ?_Z &= ?_u + ?_d + ?_c + ?_s + ?_b + ?_e + ?_\mu + ?_\tau + ?_{usynlig} \\ &= ?_h + 3?_l + N_\nu ?_\nu \end{aligned} \quad (50)$$

Her har vi benyttet at det ikke er noen forskjell på de ladde leptonenes koplinger til  $Z^0$  (*lepton universalitet*), slik at de tre leptoniske viddene er like. Videre har vi slått sammen alle de hadroniske partialviddene til  $?_h$  og benyttet at det i SM bare er  $Z^0$  henfall til nøytrino-par som ikke er synlige i detektoren og som derfor utgjør  $?_{usynlig}$ . Løser vi denne likningen med hensyn på antall nøytrinoer  $N_\nu$ , finner vi  $N_\nu = \frac{1}{?_\nu} (?_Z - ?_h - 3?_l)$  som ved bruk av likning 46 kan skrives

$$N_\nu = \frac{?_l}{?_\nu} \left( \sqrt{\frac{12\pi ?_h / ?_l}{\sigma_0^h M_Z^2}} - \frac{?_h}{?_l} - 3 \right) \quad (51)$$

Størrelsene  $\sigma_0^h$  og  $M_Z$  samt forholdet  $?_h / ?_l$  måles, mens forholdet  $?_l / ?_\nu$  tas fra teorien. De viktigste teoretiske usikkerhetene kansellerer i et slikt forhold. Det kombinerte LEP-resultatet for data til og med 1993 er [30]

$$N_\nu = 2.988 \pm 0.023 \quad (52)$$

*Det finnes altså ikke flere generasjoner kvarker og leptoner enn de tre som alt er påvist*<sup>9</sup>. Figur 14 illustrerer dette resultatet. Resultater av tilpasninger til eksitasjonskurven under antakelse av to, tre eller fire generasjoner er vist. Man kan spørre seg hvorfor det er så viktig å bestemme antall nøytrinoer så presist:  $3 \pm 0.1$  ville jo entydig bestemt antall generasjoner? Poenget her er at en kan tenke seg fysikk utover den minimale standardmodellen som kan bidra til  $Z^0$  sin usynlige vidde. Jo mer presist den usynlige vidden måles, jo større er følsomheten for ny fysikk som innvirker på denne.

### 2.3 Vinkelfordeling av $Z^0$ s henfallsprodukter

Spredningsvinkelen  $\theta$  i prosessen 44 er definert i figur 15. Det differensielle virkningstverrsnittet kan, når fermionmassene neglisjeres, uttrykkes

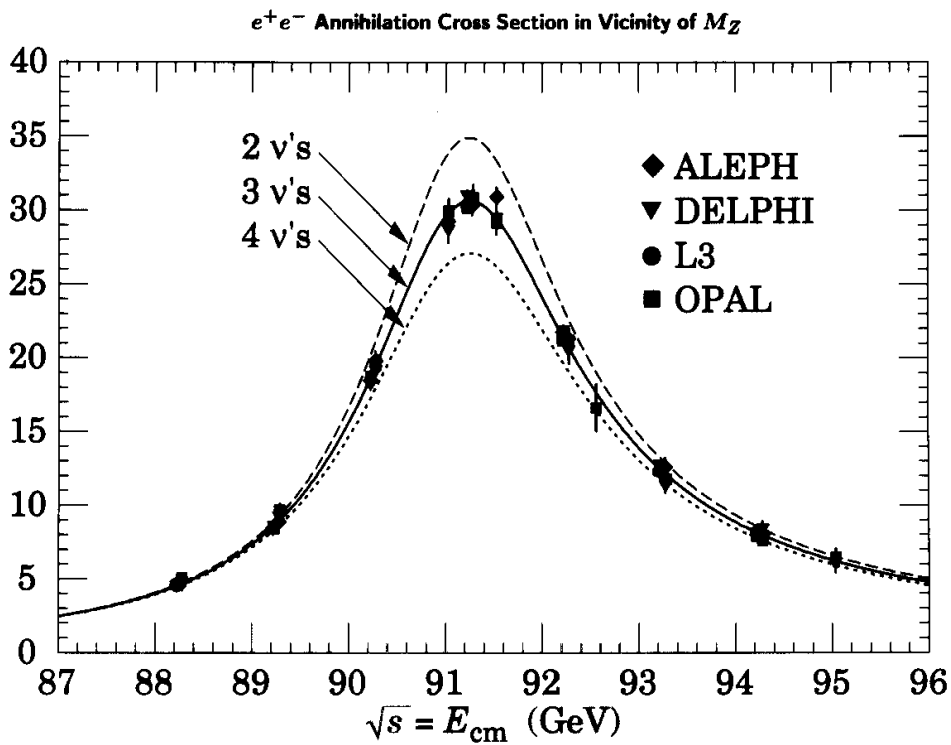
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \left\{ R_f(s) (1 + \cos^2 \theta) + I_f(s) \cos \theta \right\} \quad (53)$$

Vi ser at uttrykket inneholder et ledd proporsjonalt med  $\cos \theta$ . Dette har som konsekvens at tverrsnittet ikke er symmetrisk om  $90^\circ$ . Proporsjonalitetskonstanten kan skrives

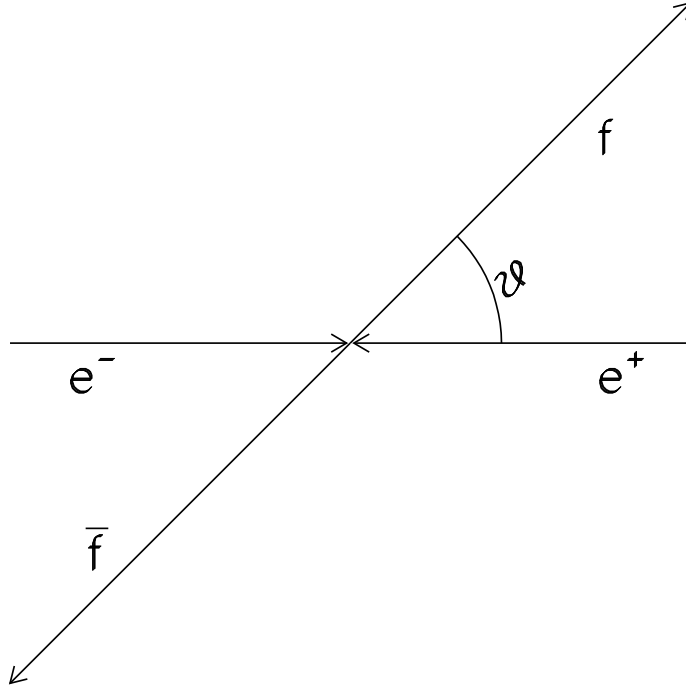
$$I_f(s) = N_c^f \left\{ 4Q_f a_e a_f \text{Re} K(s) + 8v_e a_e v^f a^f |K(s)|^2 \right\} \quad (54)$$

---

<sup>9</sup>Husk at forutsetningen for dette utsagnet er at eventuelle nye generasjoner med tunge ladde leptoner og kvarker fremdeles har lette nøytrinoer. Utvidelser av SM med nye generasjoner der nøytrinoene er tunge, er ikke i konflikt med dette resultatet.



Figur 14: Data fra de fire LEP-eksperimentene som viser virkningstverrsnittet for  $e^+e^- \rightarrow \text{hadroner}$  for massesenterenergi nær  $Z^0$ -massen. Resultater av teoretiske tilpasninger under antakelse av at det finnes 2, 3 eller 4 lette nøytrintyper er vist. Fra ref. [26].



Figur 15: Definisjon av spredningsvinkelen  $\theta$  i prosessen  $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ .

Funksjonen  $K(s)$  er kompleks, og er rent imaginær for  $s = M_Z^2$ . Det første leddet i parantesen er proporsjonalt med fermionets elektriske ladning  $Q_f$ , og stammer fra  $\gamma Z$ -interferens. Dette leddet er null for  $s = M_Z^2$ . Det andre leddet kommer fra interferens mellom vektor- og aksial-vektor delene av den nøytrale svake strømmen (se likning 24). Figur 16 viser eksempler på vinkelfordelinger av myonparproduksjon ved massesenterenergi under, på og over  $s = M_Z^2$ .

Dersom vi kaller tverrsnittet i foroverretningen for  $\sigma_F$ , det vil si  $\sigma_F = \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\Omega} d \cos \theta$ , og tverrsnittet i bakoverretningen  $\sigma_B = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\Omega} d \cos \theta$ , kan vi definere en *foroverbakover asymmetri*

$$A_{FB}(s) = \frac{\sigma_F(s) - \sigma_B(s)}{\sigma_F(s) + \sigma_B(s)} \quad (55)$$

Gjøres integralene av 53 finnes følgende enkle uttrykk for  $A_{FB}$ :

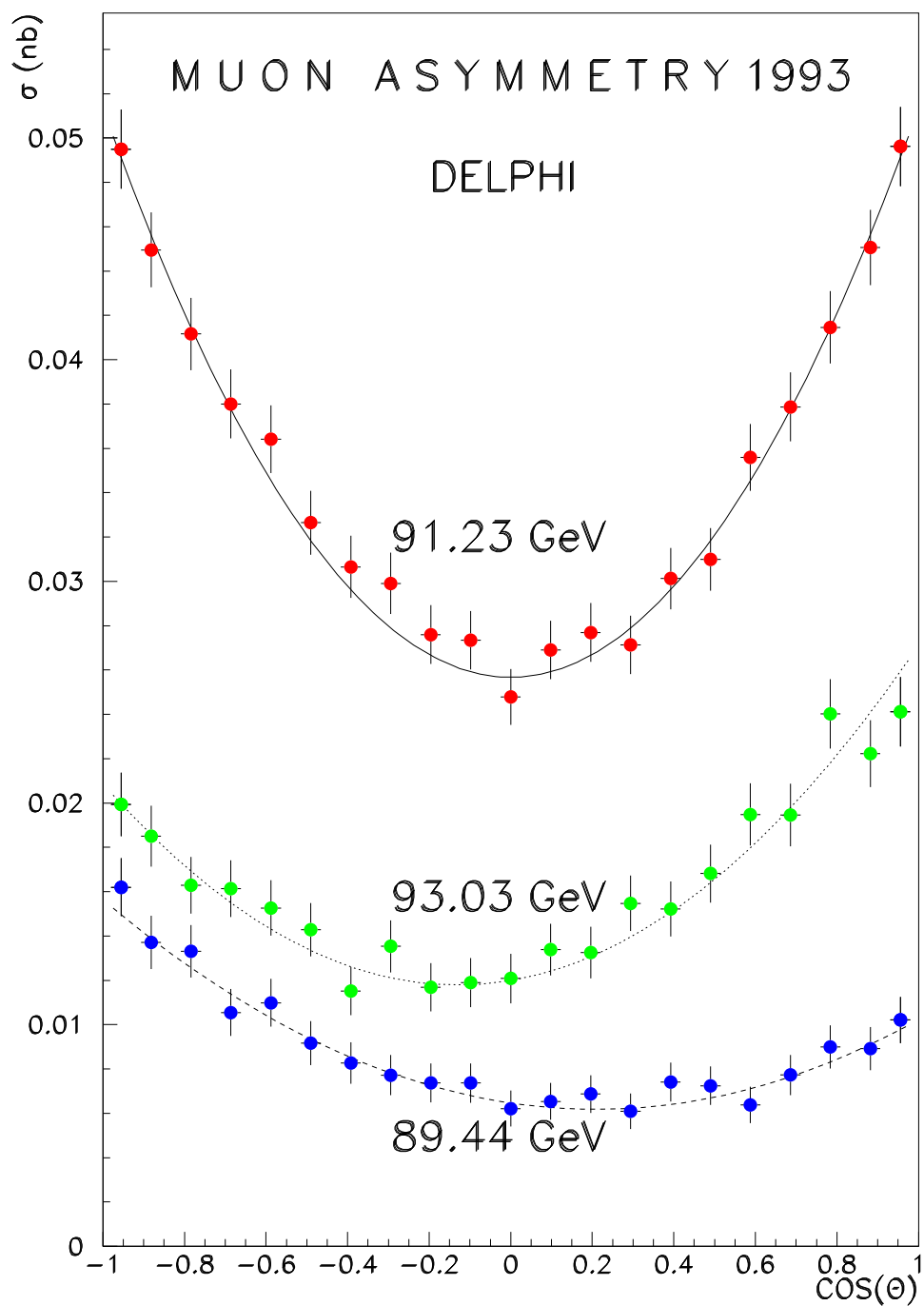
$$A_{FB}(s) = \frac{3}{8} \frac{I_f(s)}{R_f(s)} \quad (56)$$

På  $Z^0$  toppen,  $s = M_Z^2$ , får asymmetrien en særlig enkel form:

$$A_{FB}^0 = \frac{3}{4} \mathcal{A}_e \mathcal{A}_f \quad (57)$$

hvor

$$\mathcal{A}_f = 2 \frac{v_f a_f}{v_f^2 + a_f^2} = 2 \frac{1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W}{1 + (1 - 4|Q_f| \sin^2 \theta_W)^2} \quad (58)$$



Figur 16: Det differensielle virkningstverrsnittet for  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  som funksjon av kosinus til spredningsvinkelen for tre verdier av massesenter-energien. Kurvene er resultater av tilpasning av de teoretiske formler til data. Fra ref. [38].

Av uttrykkene ovenfor ser vi at vi kan bestemme  $\sin^2 \theta_W$  ved å gjøre presise målinger av forover-bakover-asymmetrien. Figur 17 viser eksempler på slike asymmetrier målt som funksjon av massesenterenergien. Vi kommer til resultater for  $\sin^2 \theta_W$  i avsnitt 2.5.

## 2.4 Vakuumpolarisasjon

Et diagram som det i figur 8 kalles et laveste ordens diagram. Det finnes med andre ord mer kompliserte bidrag til den samme prosessen. En viktig klasse av slike høyere ordens bidrag er det vi kaller *vakuumpolarisasjon*. Det er prosesser der det utbyttede vektorbosonet (foton eller  $Z$ ) kreerer et kortvarig (virtuelt) fermion-antifermion par eller et Higgsboson-par. Dette er illustrert i figur 18. Fermionløkkene modifiserer de laveste ordens uttrykkene som ble diskutert i seksjon 1. Korreksjonen domineres av det tyngste fermionet, toppkvarken, og er proporsjonal med  $M_t^2$ . Av likningene 36 og 39 ser vi at vi kan skrive  $M_Z$  og  $M_W$  som funksjoner av  $\sin^2 \theta_W$  når vi regner  $G_F$  som kjent. Fermionløkke-korreksjonene introduserer nå også en toppmasse-avhengighet. Higgsløkke-diagrammene introduserer videre en avhengighet av Higgsmassen (denne er imidlertid svakere, korreksjonen går som  $\ln\left(\frac{M_H}{M_W}\right)$ ). Vi kan derfor skrive

$$\begin{aligned} M_Z &= M_Z(\sin^2 \theta_W, M_t, M_H) \\ M_W &= M_W(\sin^2 \theta_W, M_t, M_H) \end{aligned} \quad (59)$$

Som vist i avsnitt 2.1 er  $M_Z$  kjent med stor presisjon. Derfor skriver vi

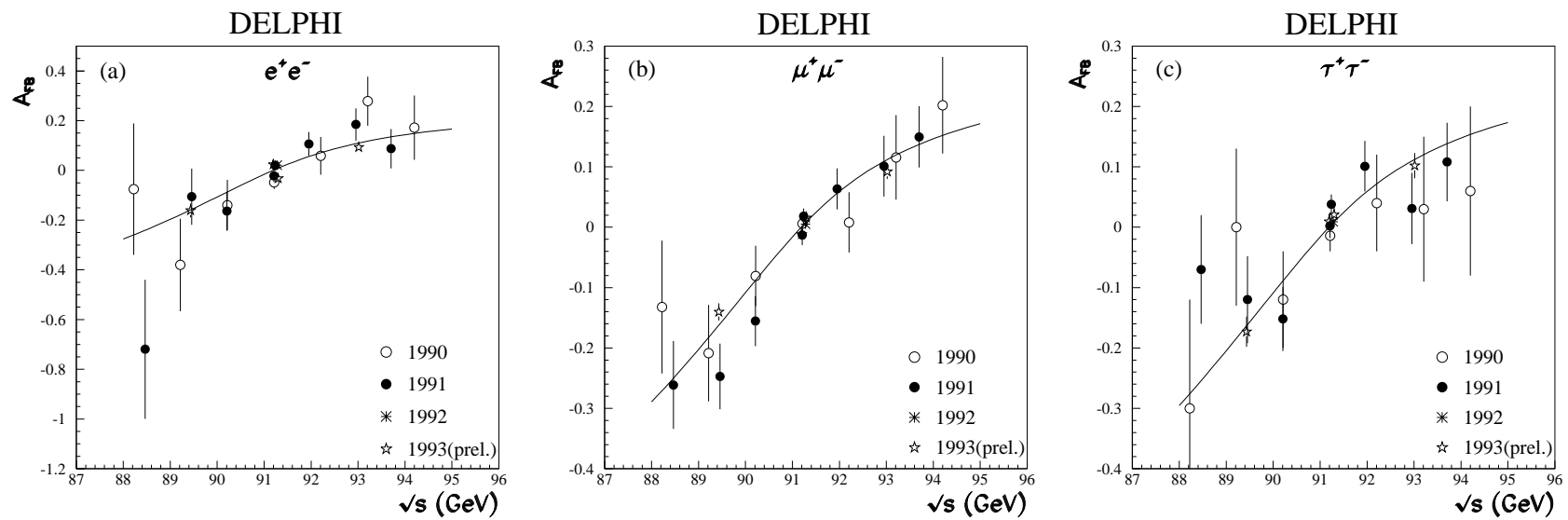
$$\theta_W = \theta_W(M_t, M_H) \quad (60)$$

$$M_W = M_W(M_t, M_H) \quad (61)$$

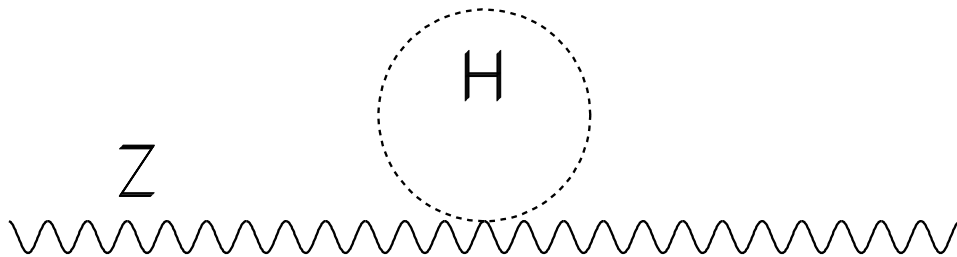
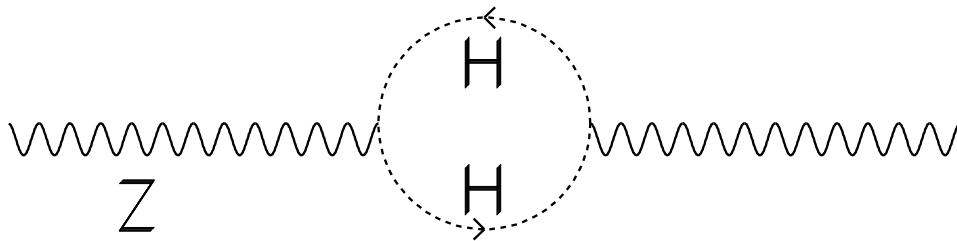
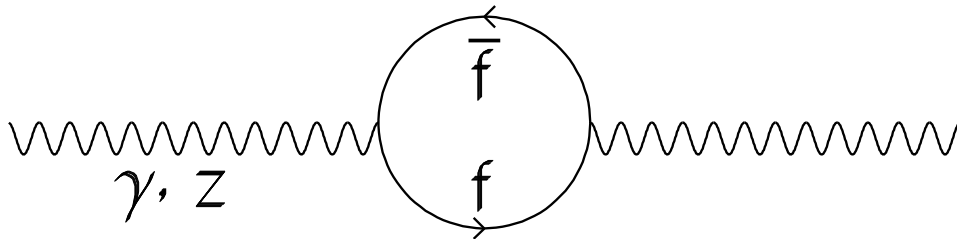
Av likning 61 ser vi at Higgs-massen kan bestemmes om bare  $M_W$  og  $M_t$  bestemmes tilstrekkelig nøyaktig. Dagens presisjon [27, 25] tillater ikke en slik bestemmelse av Higgs-massen, men måling av  $W$ -massen med en presisjon på  $50 \text{ MeV}/c^2$  ved LEP200 (LEPs energi skal oppgraderes fra 1996 slik at produksjon av  $W$ -par blir mulig) og av toppmassen til  $\pm < 5 \text{ GeV}/c^2$  ved FERMILAB vil gjøre anslag av Higgsmassen mulig (eller eventuelt kunne vise at SM er inkonsistent).

## 2.5 Bestemmelse av den svake miksevinkelen

Vi så i avsnitt 2.3 at forover-bakover-asymmetriene avhenger av  $\theta_W$ . I tillegg kan man måle på en asymmetri som skyldes at venstre- og høyredreieende fermioner kopler med forskjellig styrke til  $Z^0$ . Dette er det mulig å måle i  $\tau\bar{\tau}$  produksjon, ved å utnytte at tau-henfallsproduktene kinematikk avhenger av  $Z^0$ s og tauleptonets helisitet. Også denne *tau-polarisasjonen* avhenger av  $\theta_W$ . I figur 19 vises resultatet av forskjellige målinger av  $\sin^2 \theta_W$  ved asymmetri-målinger fra LEP. LEP-middelverdien fra disse målingene er  $\sin^2 \theta_W = 0.2321 \pm 0.0004$ . Ved SLC (SLAC Linear Collider) ved Stanford har man målt en venstre-høyre asymmetri  $A_{LR}$  som kun kan måles om man har longitudinelt polariserte stråler (som man ikke har ved LEP). Figuren viser at SLCs måling ligger over to standardavvik under LEP-resultatet. Dette kan være en statistisk fluktuasjon. Men en må hele



Figur 17: Forover-bakover asymmetrier i  $e^+e^-$ ,  $\mu^+\mu^-$  og  $\tau^+\tau^-$  slutt-tilstander. Kurvene er resultater av tilpasning av de teoretiske formler til data. Fra ref. [38].



Figur 18: Eksempler på vakuumpolarisasjonsdiagrammer i  $\gamma$  og  $Z$  propagatoren. Liknende diagrammer finnes for  $W$ .



tiden også tenke på mulighetene for å observere ny fysikk utover SM. I ref. [39] argumenteres det for at en slik forskjell mellom LEP og SLCs målinger kan forklares med eksistensen av et nytt vektorboson  $Z'$ , med masse nær  $M_Z$ . En har imidlertid ikke sett tegn til et slikt ekstra vektorboson ved LEP eller ved andre akseleratorer [40]. I avsnitt 2.4 så vi at vakuum-polarisasjon introduserer en avhengighet av  $\theta_W$  av topp- og Higgs-massene. Dette er vist nederst i figur 19 hvor  $M_t$  er plottet som funksjon av  $\sin^2 \theta_W$ . Vidden av det svarte båndet illustrerer effekten av å variere  $M_H$  fra 60 til 1000 GeV/c<sup>2</sup>. Vi ser at LEP-gjennomsnittet for  $\sin^2 \theta_W$  er kompatibelt med en toppmasse i området 130–210 GeV/c<sup>2</sup>, mens SLC-resultatet impliserer en tyngre toppkvark.

## 2.6 Om topp-massen ved LEP

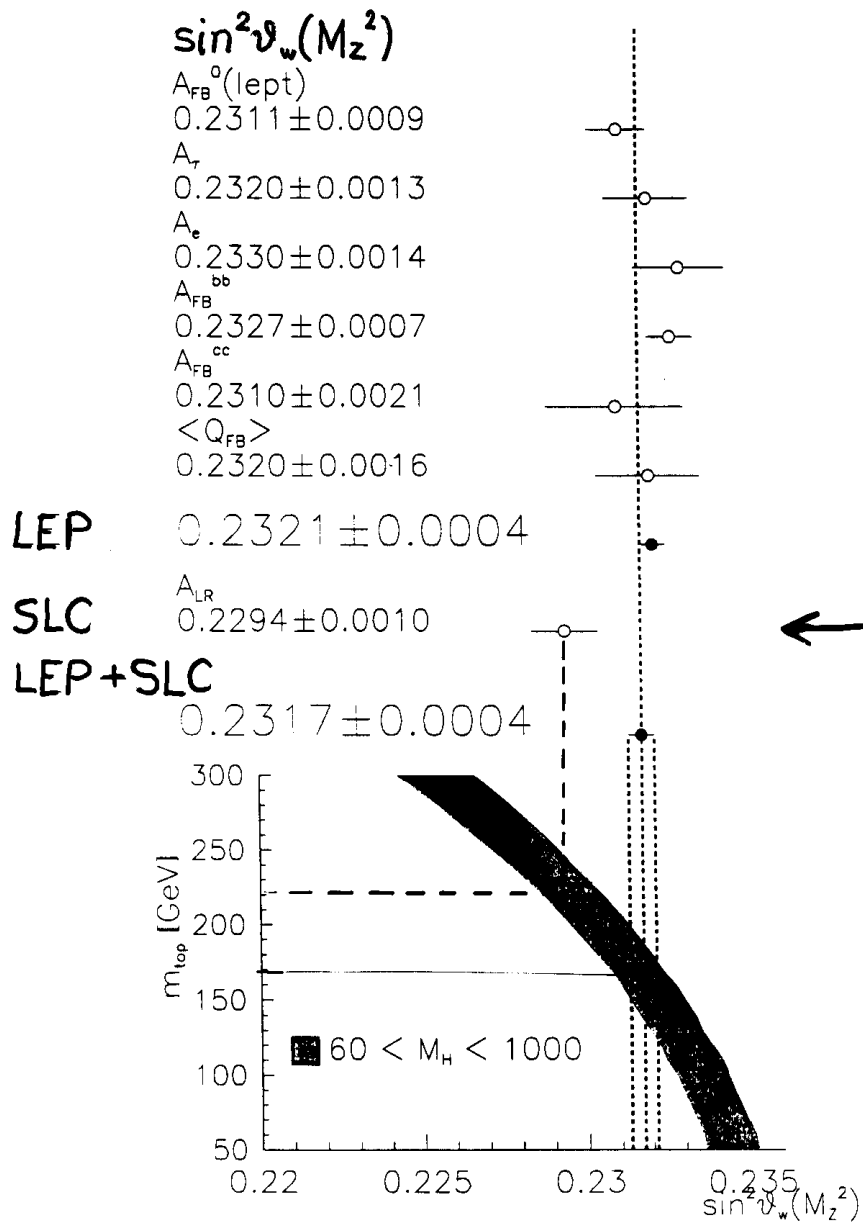
Vi har i de foregående avsnitt sett at mange observable som måles ved LEP avhenger av den svake miksevinkelen  $\theta_W$ . Vi har videre sett (likning 60) at miksevinkelen avhenger av topp- og Higgs-massene. I tillegg til vakuum-polarisasjonsdiagrammene (figur 18) introduserer såkalte verteks-korreksjoner en toppmasse-avhengighet, spesielt i  $Z^0$ -henfall til  $b\bar{b}$  kvarkpar. Eksempler på slike diagrammer er vist i figur 20. For en mer detaljert diskusjon henvises til for eksempel ref. [42]. Figurene 21 og 22 viser målte parametre og deres toppmasse-avhengighet i SM. De bidrar alle mer eller mindre til en avgrensning av de mulige verdier av  $M_t$ . Vi legger merke til at én av alle disse målingene, nemlig partialvidden  $\Gamma_{b\bar{b}}$ , ikke er konsistent med en toppmasse omkring 180 GeV/c<sup>2</sup>. Hvis man gjør en tilpasning med  $M_t$  som fri parameter til alle relevante data (LEP, SLC, hadronkollisjons-maskiner, nøytrino-spredning) fås en temmelig veldefinert toppmasse, avhengig av hva man antar for Higgsmassen. Dette er illustrert i figur 23 som viser  $\chi^2$ -kvadrat (et mål for hvor god tilpasningen er) som funksjon av  $M_t$  for ulike Higgsmasser. For en Higgsmasseantakelse  $M_H = 300 \text{ GeV}/c^2$ , er resultatet

$$M_t = (178 \pm 11_{-19}^{+18}) \text{ GeV}/c^2 \quad (62)$$

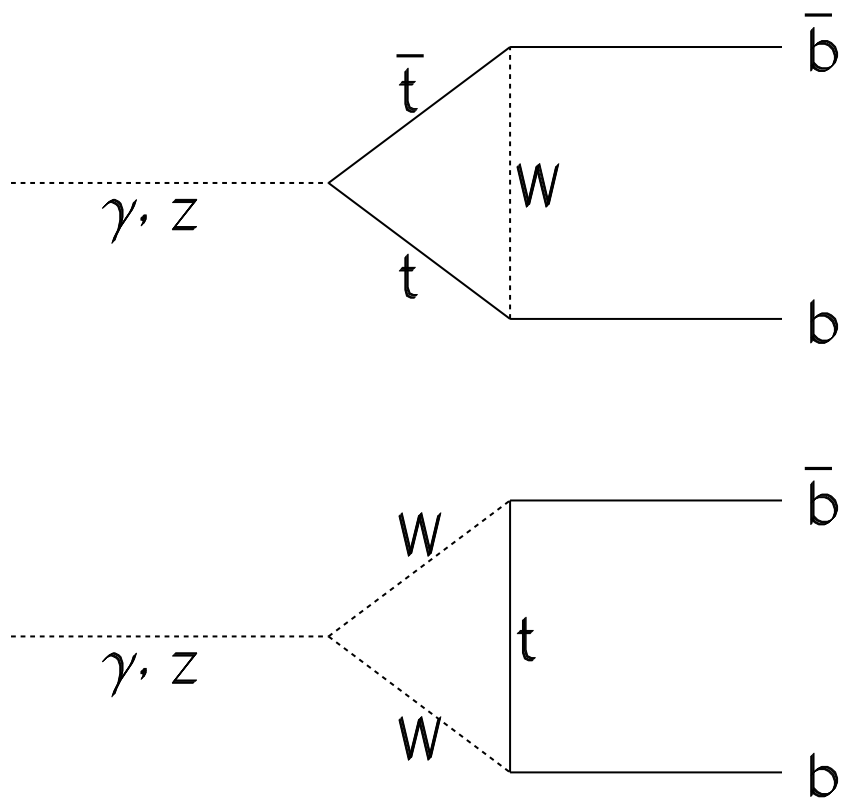
i ypperlig overensstemmelse med den direkte observerte verdien [25].

Fra figur 23 observerer vi ikke bare den forutsagte korrelasjon mellom topp- og Higgs-massene, men vi ser også at kvaliteten av tilpasningen er bedre (lavere minimumsverdi av  $\chi^2$ -kvadrat) for mindre Higgsmasser. Dette forhold inspirerer til en systematisk undersøkelse av tilpasningens avhengighet av Higgsmassen. Kan vi 'bestemme' Higgs-massen ved LEP? Figur 24 viser endringen fra minimum av  $\chi^2$ -kvadrat som funksjon av Higgsmassen.  $\chi^2$ -kvadrat endrer seg langsomt omkring minimumsverdien, så bastante konklusjoner kan ikke trekkes. Imidlertid må det kunne sies at LEP data ikke synes å favorisere en meget tung Higgs<sup>10</sup>. Se ref. [43] for en detaljert diskusjon.

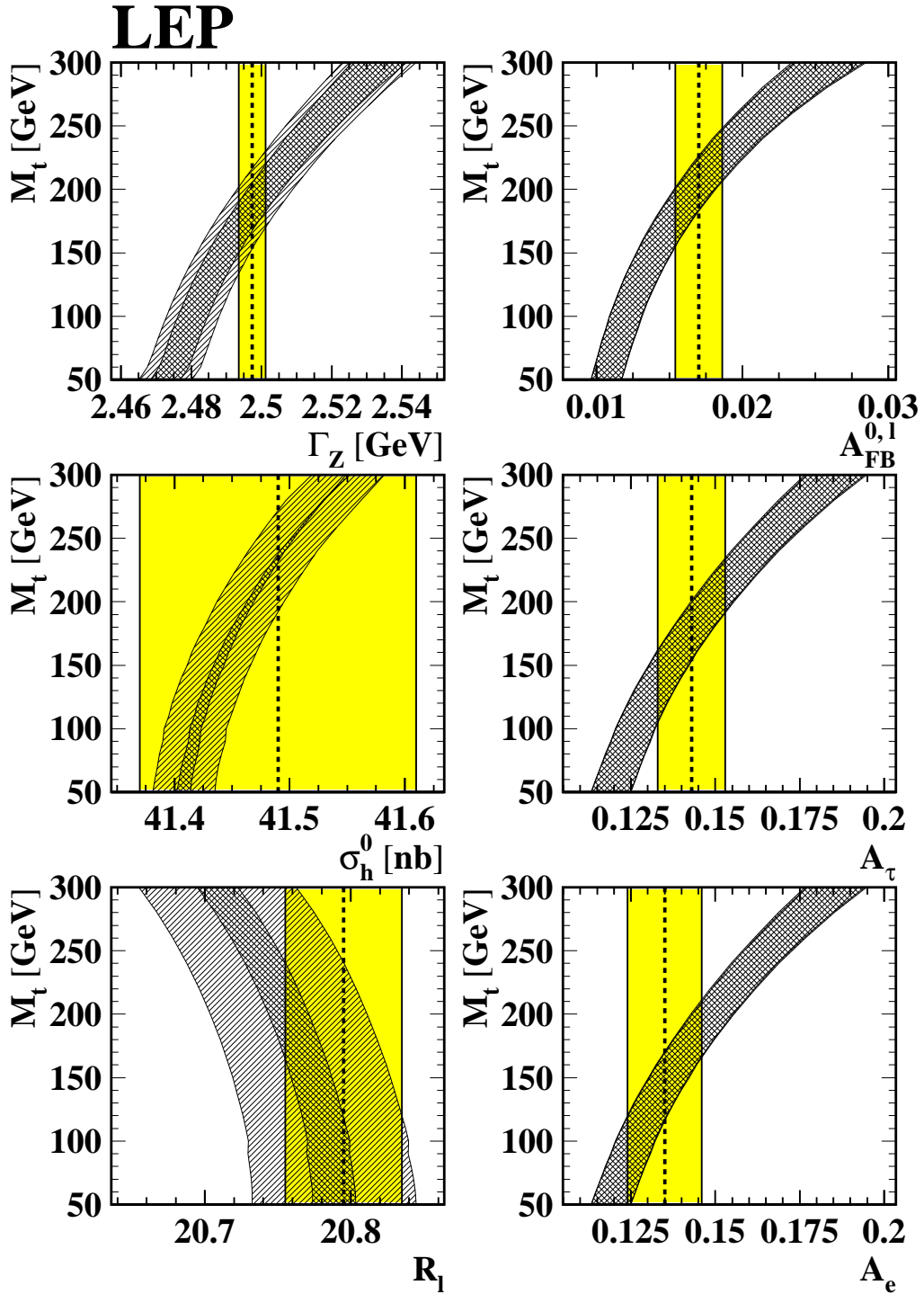
<sup>10</sup>Kjikkvadrats avhengighet av  $M_Z$  er såpass svak at et statistisk 95% konfidensområde inkluderer hele Higgsmasse-området i figur 23. Mindre inkonsistenser i resultatene er også nylig blitt påpekt [44]. Fjernning av de data som gir inkonsistens hevdes å ville favorisere en noe tyngre Higgs (i området (500–1000) GeV/c<sup>2</sup>).



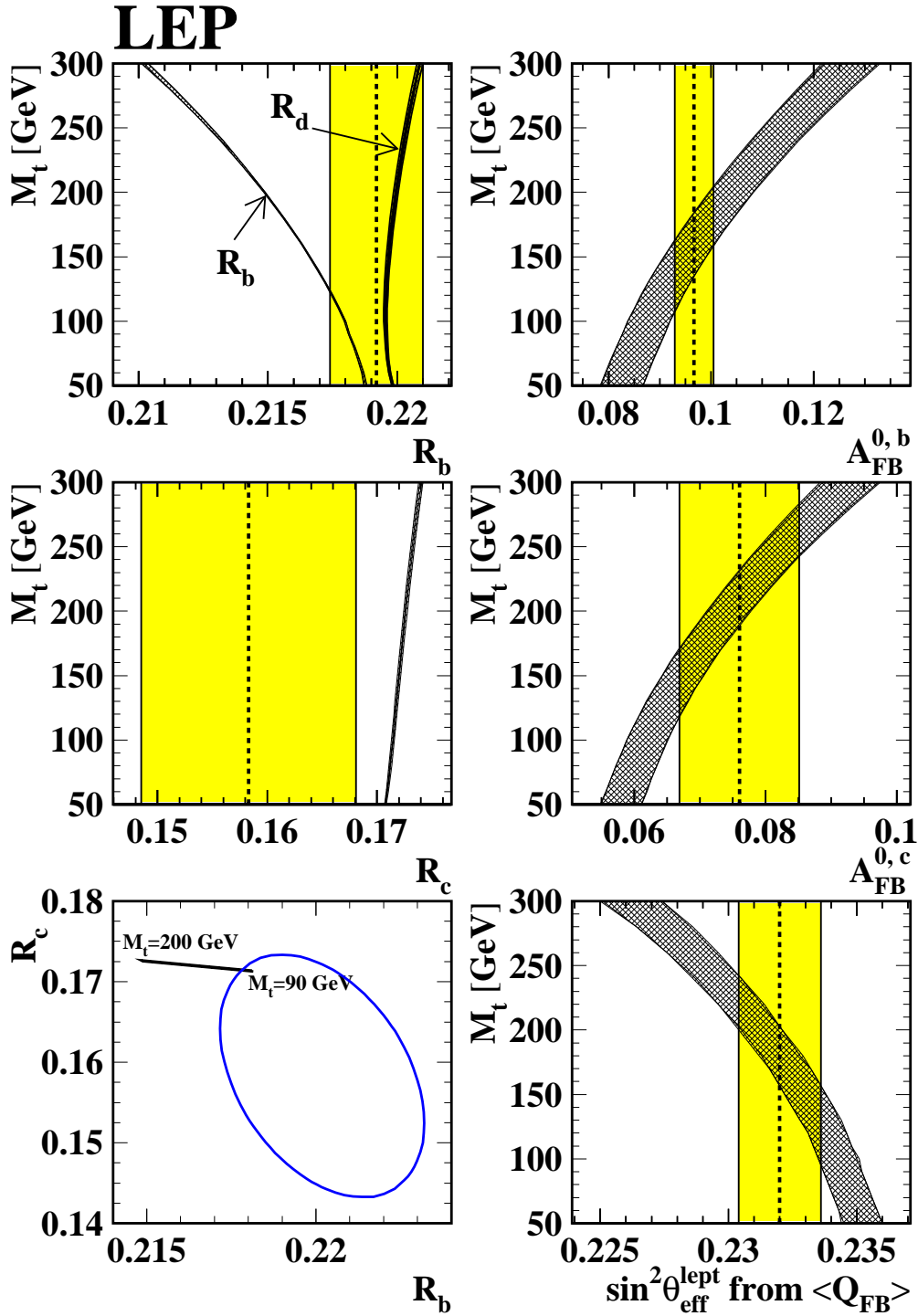
Figur 19: Diverse forover-bakover asymmetrimålinger av  $\sin^2 \theta_W$  ved LEP og høyre-venstre asymmetrimåling fra SLC (se teksten). SLC-resultatet skiller seg fra LEP-resultatet med over to standardavvik, og trenger en tyngre toppkvark enn observert for å være konsistent med SM. Grafen nederst viser SMs forutsigelse av toppmassen som funksjon av  $\sin^2 \theta_W$ . Vidden av kurven tilsvarer en variasjon av Higgs-massen fra 60 til 1000  $\text{GeV}/c^2$ . Fra ref. [41].



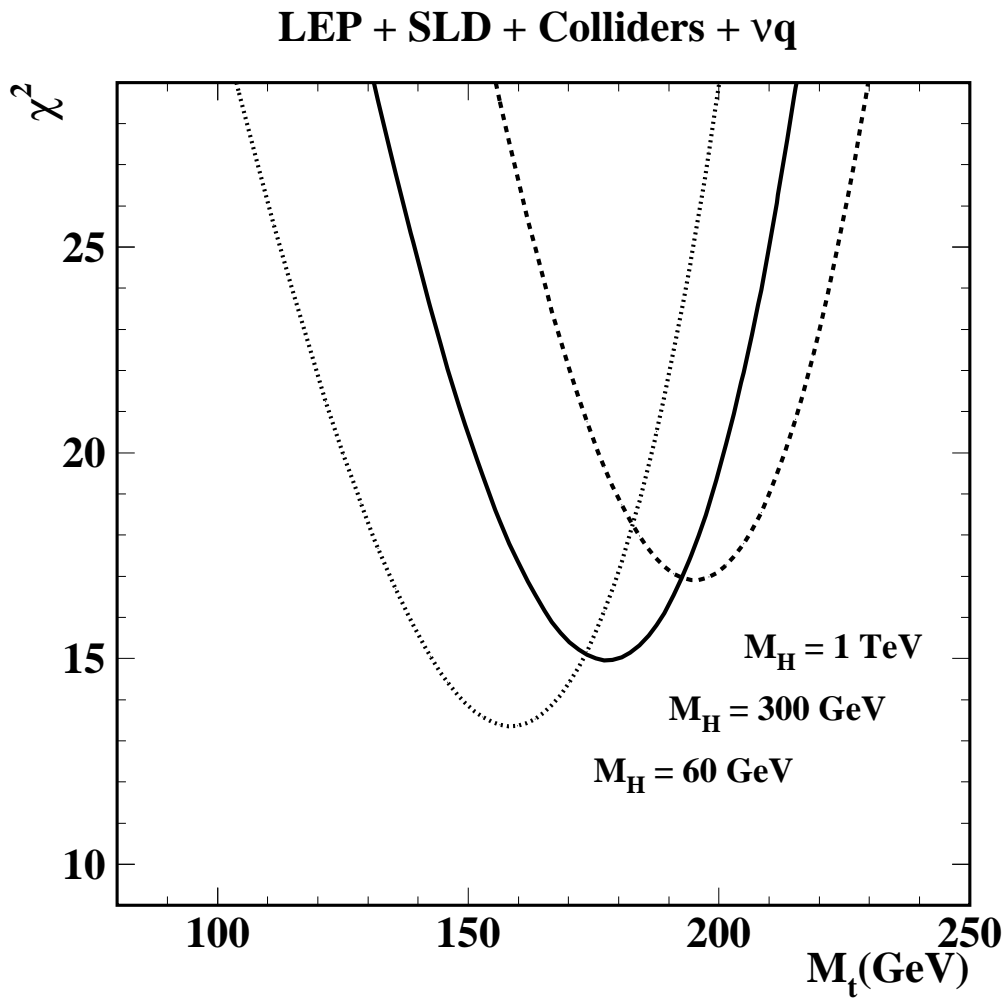
Figur 20: Verteks korreksjoner til  $b\bar{b}$ -produksjon.



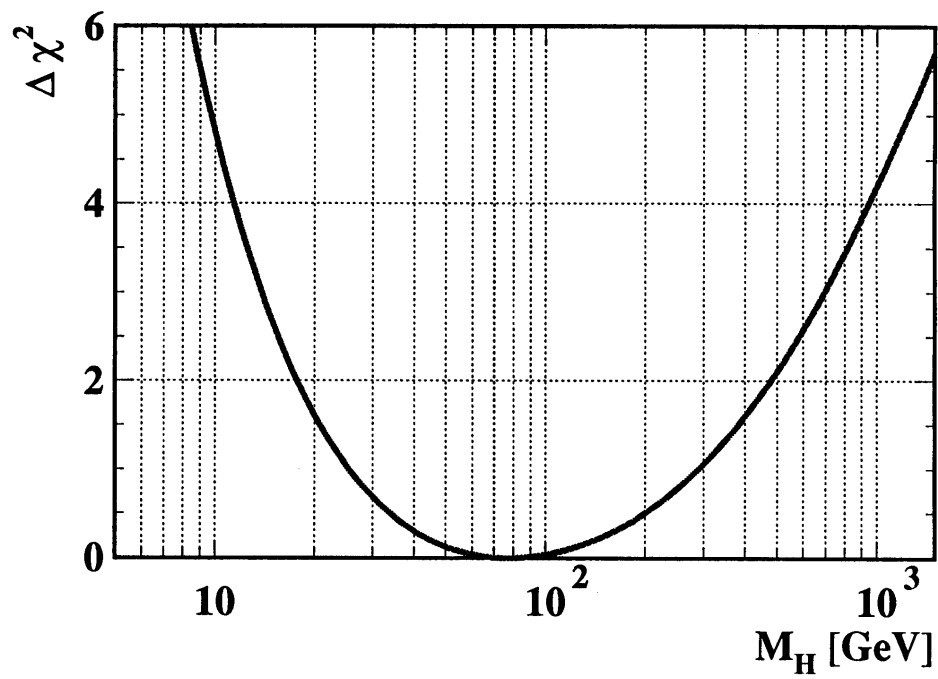
Figur 21: Sammenlikning mellom LEP måleresultater og Standardmodellens forutsigelser av  $M_t$  som funksjon av de målte størrelser. LEPs målinger er angitt ved vertikal stiplet linje, med måleusikkerhet gitt ved de vertikale helttrukne linjer. Det kryss-skraverte båndet viser SM forutsigelser for en variasjon av Higgsmassen innenfor  $60 < M_H(\text{GeV}/c^2) < 1000$ , og det enkelt-skraverte området tilsvarer en variasjon av den sterke koplingskonstanten innenfor  $\alpha_S(M_Z^2) = 0.123 \pm 0.006$ . Fra ref. [30].



Figur 22: Sammenlikning mellom LEP måleresultater og Standardmodellens forutsigelser av  $M_t$  som funksjon av de målte størrelser. LEPs målinger er angitt ved vertikal stiplet linje, med måleusikkerhet gitt ved de vertikale helttrukne linjer. Det kryss-skraverte båndet viser SM forutsigelser for en variasjon av Higgsmassen innenfor  $60 < M_H(\text{GeV}/c^2) < 1000$ , og det enkelt-skraverte området tilsvarer en variasjon av den sterke koplingskonstanten innenfor  $\alpha_S(M_Z^2) = 0.123 \pm 0.006$ . Usikkerhetene fra  $M_H$  og  $\alpha_S$  kansellerer i forhold mellom hadroniske partialvidder. Ellipsen i  $R_c$  versus  $R_b$  plottet er 68% C.L. konturen. Fra ref. [30].



Figur 23: Kjikvadrat (for 12 frihetsgrader) for tilpasning av toppmassen og den sterke koplingskonstanten til LEP-, SLC-, hadronkollisjons- og nøytrino-data for tre Higgsmasser. Fra ref. [30].



Figur 24: Forskjellen mellom  $\chi^2$ -kvadrat og den minimale verdien av  $\chi^2$ -kvadrat som funksjon av Higgs-massen. Toppmassen fra FERMILAB er brukt. Fra ref. [30].

## 2.7 Annen LEP-fysikk

I tillegg til de målinger som er omtalt i de foregående avsnitt arbeides det i de fire LEP-kollaborasjonene med følgende hovedproblemstillinger:

**$\tau$ -fysikk.** Disse studiene inkluderer målinger av tau-leptonets henfalls-sannsynligheter, levetiden  $\tau_\tau$ , og sjekk av lepton-universalitet (se avsnitt 2.2), i tillegg til tau-polarisasjonsmålinger som nevnt i avsnitt 2.5.

**b-fysikk.** Disse studiene inkluderer levetidsmålinger, studier av såkalte  $B\bar{B}$  oscillasjoner, og b-meson og b-baryon spektroskopi.

**Higgs-søk.** Den minimale standardmodellens Higgsboson (se avsnitt 1.4) søkes etter i kanalen  $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow Z^*H$  hvor Higgsbosonet  $H$  har størst henfalls-sannsynlighet til det tyngste kinematisk tilgjengelige  $f\bar{f}$ -systemet. Higgsbosonet er ikke observert, og en nedre grense for massen på ca.  $65 \text{ GeV}/c^2$  er satt [45].

**QCD-studier.** Studiet av kvarkenes sterke vekselvirkninger er et viktig og omfattende felt. Det omfatter målinger av den sterke koplingskonstanten  $\alpha_s$  ut fra topologien av slutttilstandene, sammenlikning av eventvariable med forutsigelseer fra QCD-baserte eventgeneratorer, spektroskopi etc. Et av de meget viktige resultater er påvisningen av at gluonene (feltpartiklene for den sterke vekselvirkning mellom kvarker) selv bærer fargeladning. Gluonenes fargeladning gjør at gluoner kan vekselvirke med gluoner. Det er ved LEP vist at slike gluon-gluon vekselvirkninger er nødvendige for å beskrive data [46].

**Søk etter fysikk utover den minimale standardmodellen.** Slike søk foregår på ulike måter. Noen av de viktigste listes her:

- Søk etter supersymmetri. Supersymmetriske modeller forutsier et rikt partikkelspektrum idet samtlige av Standardmodellens partikler vil ha en supersymmetrisk partner med en spinndifferanse på  $1/2$ . Fermionene (kvarker og leptoner) vil ha superpartnere (skvarker og sleptoner) med spinn null, vektorbosonene vil ha superpartnere (gauginoer) med spinn  $1/2$ . For en oversiktsartikkel om dette emnet, se ref. [47]. Det viser seg at også Higgs-sektoren blir rikere. I sin minimale versjon trenger supersymmetri fem Higgspartikler: tre nøytrale og to ladde. Den letteste av disse forventes å ha en masse under ca.  $140 \text{ GeV}/c^2$  [48]. Det er gjort målinger ved LEP som sammen med teoretiske argumenter favoriserer skvark- og slepton-masser i området  $1 \text{ TeV}/c^2$  [49]. Om dette er riktig vil ikke disse partiklene kunne observers direkte verken ved LEP slik den opereres nå eller ved LEP200.
- Søk etter ekstra vektorboson  $Z'$ . Heller ikke slike er observert. Modell-avhengige øvre grenser er satt, se for eksempel ref. [50].
- Søk etter sammensatte kvarker og leptoner. Intet signal er sett.
- Søk etter nye kvarker og leptoner. Intet signal er observert.
- Søk etter  $Z^0$ - og  $\tau$ -henfall som er forbudte i Standardmodellen. Intet signal er funnet.



## 2.8 LEP-fysikk de nærmeste år

I inneværende år (1995) vil LEP gjøre en sannsynligvis siste innsats for å forbedre presisjonen i bestemmelsen av SMs parametre ved å studere  $Z^0$ s eksitasjonskurve ved å måle ved forskjellige masse senter-energi.

Fra og med senhøstes 1995 og frem til tusenårs-skiftet vil LEPs energi trinvis oppgraderes (LEP200). Den første interessante energiterskelen kommer når  $E_{CM} \geq 2M_W$ . Da vil standardmodell-prosessen  $e^+e^- \rightarrow Z^*/\gamma^* \rightarrow W^+W^-$  og  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  via nøytrinoutveksling kunne finne sted. Dette vil åpne for presisjonstester av SM som hittil ikke har vært mulige. En regner med å kunne bestemme  $M_W$  til en presisjon på ca 50 MeV/c<sup>2</sup>. Betydningen av dette for en innsnevring av området for tillatte Higgs-masser er diskutert i avsnitt 2.4. Det er i denne sammenheng interessant å merke seg at man ved FERMILAB har som mål å bestemme toppkvark-massen til en presisjon på noen få GeV/c<sup>2</sup> innen år 2000.

Enhver økning av massesenterenergien er interessant for søk etter Higgs-bosoner, supersymmetriske partikler og andre indikasjoner på fysikk utover standardmodellen. Slike søk vil ha høy prioritet, og en ønsker så høy energi som mulig. Når dette skrives er den maksimale LEP200-energi ikke bestemt. Det er imidlertid så godt som sikkert at massesenterenergien ikke vil overstige 205 GeV.

Ved tusenårs-skiftet vil så LEP nedlegges, mens CERNs nye store akseleratorprosjekt LHC (Large Hadron Collider), en  $pp$  kollisjonsmaskin med massesenterenergi på omkring 14 TeV, skal installeres i LEP-tunnellen. Fysikken ved LHC vil, slik planene ser ut nå, starte i år 2004. Det får vi komme tilbake til i en senere artikkel...

## A En ikke-teknisk innføring i Standardmodellens elektrosvake sektor

Dette appendiks er beregnet for lesere som bare ønsker en populær fremstilling som gir tilstrekkelig innsikt i Standardmodellen (SM) til at avsnittene som omhandler LEP-resultater kan leses med utbytte. Se eventuelt de aktuelle avsnittene i seksjon 1 for referanser og utfyllende kommentarer.

Fermis teori for  $\beta$ -henfall var på mange måter starten til utviklingen av det vi nå kaller den elektrosvake sektor av Standardmodellen (SM). Han beskrev overgangen fra et nøytron til et proton ved en punkvekselvirkning mellom en nukleonstrøm og en leptonstrøm, se figur 1. Styrken på denne koplingen er gitt ved Fermis  $\beta$ -henfallskonstant  $G_\beta$  (se likningene 10 og 11. Yukawa foreslo at  $\beta$ -henfalls-kraften (den svake kraften) ble formidlet av et feltkvant, på samme måte som den elektromagnetiske kraft i kvante-elektrodynamikk (QED) blir formidlet av fotonet, se figur 2. Imidlertid var det kjent at den svake kraften har meget kort rekkevidde, noe som svarer til at feltkvantet, som vi vil kalle  $W$ , har stor masse. Litt løselig kan vi forstå dette ut fra Heisenbergs uskarphetsrelasjon [28] i energi og tid: En tung partikkel kan dannes uten ekstra energitilførsel dersom den eksisterer i et så kort tidsrom at den tilsvarende minste energi-uskarphet er større enn energien tilsvarende partikkelens hvilemasse. Når partikkelen må "låne energi" til sin eksistens på denne måten, kaller vi den en *virtuell partikkel*. Når

feltkvantet er tungt, modifiseres Coulomb-potensialet, se likning 4, og for meget stor masse på feltkvantet (i forhold til størrelsen på impulser på partikler som inngår i prosessen) kollapser potensialet til en deltafunksjon proporsjonal med den inverse kvadrerte feltkvantmassen (likning 5) og vi har effektivt en kopling mellom de fire partiklene i ett punkt. Fermis teori kan altså sees på som grensen av Yukawas teori når  $W$ -massen går mot uendelig.

Det viste seg at nøytrinoer i  $\beta$ -prosesser alltid er venstredreie (og at anti-nøytrinoer alltid er høyredreie). Dette forhold ønsket man å benytte når en teori skulle konstrueres for de svake vekselvirkninger i analogi med QED. I QED er det et viktig prinsipp at siden fasen til partiklenes bølgefunksjoner ikke er fysisk observerbar skal teoriens grunnleggende likninger være uavhengige av fasen. Nærmere presisert forlanges at likningene ikke skal forandres om fasen til bølgefunksjonene endres. En konsekvens av dette kravet blir at det må eksistere et vektorboson (partikkel med spinn 1), som må gi opphav til bestemte ledd i de fundamentale likninger, og som selv må endre seg på en bestemt måte når bølgefunksjonenes fase endres. Dette vektorfeltet er nettopp fotonfeltet. I en viss forstand kan vi si at kravet om invarians overfor fase-endringer leder til eksistensen av fotonet.

Dersom elektromagnetiske krefter tenkes avskrudd og vi ser bort fra elektronmassen, er det ingen forskjell på elektronet og nøytrinoet. Dette kan vi matematisk uttrykke ved å la elektronet og nøytrinoet spenne ut et plan, og kreve at fysikken skal være den samme uansett hvilke to innbyrdes ortogonale vektorer i dette planet vi kaller elektron og nøytrino. Vi innfører derfor i vår teori en dublett bestående av elektronet og elektron-nøytrinoet,  $e$  og  $\nu_e$ , og krever at likningene skal være uendret om vi foretar en rotasjon i planet og således redefinerer  $e$  og  $\nu_e$ . Nå viser det seg at for å bevare likningene uendret, må eksistens av tre vektorbosoner, vi kaller dem  $W^+$ ,  $W^-$  og  $W^3$ , legges inn i teorien, sammen med nye ledd i de fundamentale likninger, og en regel for hvordan disse nye feltene skal endre seg når  $e$  og  $\nu_e$  roteres over i hverandre. Gruppen som matematisk beskriver slike todimensjonale rotasjoner er  $SU(2)$ . Vi sier derfor at vi nå har oppnådd en teori som er invariant overfor  $SU(2)$  rotasjoner. Kvantetallet som er assosiert med disse rotasjonene kaller vi *svakt isospinn*. Dette er et kvantetall som er analogt til kvantemekanisk spinn. Siden vi har to isotopisk spinn-tilstander, har  $e$ - $\nu_e$  systemet isotopisk spinn  $1/2$ , og vi definerer tredjekomponenten av det svake isospinn til å være  $+1/2$  for  $\nu_e$  og  $-1/2$  for  $e$ .

Imidlertid har elektronet en masse  $m_e \neq 0$ . Dette betyr at elektronet nødvendigvis må kunne observeres både som venstre- og høyre-dreie. Dette kan forstås ut fra at det alltid vil være mulig å tenke seg et referansesystem som beveger seg forttere enn, og tar igjen, elektronet. Spinnet vil fortsatt ha samme omdreiningsretning, mens impulsen vil skifte retning, med andre ord vil elektronet skifte fra å være venstredreie i laboratoriesystemet til å være høyredreie i det nye referansesystemet eller omvendt. Det innføres derfor også et høyredreie elektron i teorien, men ikke noe høyredreie nøytrino så lenge det antas at nøytrinoet er masseløst. Akkurat som i QED kreves det at likningene må være invariante overfor en endring i bølgefunksjonenes (både de venstre- og den høyredreie) fase. Igjen leder dette til eksistensen av et vektorfelt, vi kaller det  $B$ , nye ledd i de fundamentale likningene og en bestemt regel for hvordan  $B$  endres

når fasene endres. Gruppen som genererer fasetransformasjoner er  $U(1)$ , og det tilsvarende kvantetallet kalles *svak hyperladning*. Teorien vår er nå invariant både overfor  $SU(2)$ -rotasjoner i det svake isospinnplanet og  $U(1)$  fasetransformasjoner. Denne totale invariansen beskrives ofte som invarians under  $SU(2) \times U(1)$ .

Inspiseres nå de fundamentale likningene for teorien, observeres koplingsledd som beskriver koplinger mellom elektroner og nøytrinoer ved hjelp av  $W^+$  og  $W^-$ , og koplinger mellom elektroner ved hjelp av  $W^3$  og  $B$ , samt koplinger mellom nøytrinoer, også ved hjelp av  $W^3$  og  $B$ . Den spesielle kombinasjonen av  $W^3$  og  $B$  som kopler til nøytrinoer, identifiserer vi med det svake vektorfelkvanter  $Z^0$ . Denne kombinasjonen, se likning 19, parametriseres ved *den svake miksevinkelen*  $\theta_W$ , som er gitt ved de to konstanter  $g$  og  $g'$  som bestemmer styrken av koplingene til henholdsvis  $W^-$  og  $B$ -feltene, se likning 18 og figur 5. Den ortogonale kombinasjonen assosieres med fotonfeltet  $A$ . Vi ser med dette at vi har fått etablert en teori som gir en felles beskrivelse av svake og elektromagnetiske krefter, en *elektrosvak* teori. Størrelsen av  $\theta_W$  gis ikke av teorien, så den må bestemmes eksperimentelt (se seksjon 2).

Teorien har så langt imidlertid en avgjørende svakhet: den omhandler bare masseløse partikler. Dette er i åpenbar kontrast til eksperimentelle kjensgjerninger. Det viser seg at dersom eksplisitte masseledd av den typen man kjenner fra Klein-Gordon teori (for vektorbosonene) og fra Dirac-teori (for elektronene) inkluderes direkte i teoriens fundamentale likninger, mistes  $SU(2) \times U(1)$ -invariansen som er hele teoriens grunnlag. Derfor må en annen mekanisme for introduksjon av masse finnes. Løsningen var å innføre en ny dublett av komplekse felt, kalt *Higgs-feltet*, ialt fire reelle felter. Det er da enkelt å konstruere en kopling mellom denne dubletten,  $e-\nu_e$ -dubletten og elektronsingletten som er invariant under de aktuelle transformasjoner. Ved å kreve at energien til feltet i grunntilstanden har en verdi som er forskjellig fra null, og ved å velge en helt bestemt retning på feltet i isospinnplanet, oppstår det boson- og fermion-masseledd i de fundamentale likningene for teorien, se likningene 33, 34 og 35. Fotonfeltet, derimot, forblir masseløst. Dette er en konsekvens av den helt bestemte retningen som ble valgt for Higgsfeltets grunntilstand i det svake isospinnplanet. Det at Higgsfeltets grunntilstand *ikke* er invariant overfor  $SU(2)$  rotasjoner, kalles et *spontant symmetribrudd*. De masseløse vektorpartiklene kan bare være transverst polarisert (som fotonet). Når de nå får masse, får hver av dem en ny frihetsgrad, nemlig longitudinell polarisasjon. Man kan litt løselig si at av de fire reelle feltene som Higgs-dubletten består av, går tre med til de tre nye frihetsgradene (longitudinell polarisasjon for  $W^+$ ,  $W^-$  og  $Z^0$ ), mens den fjerde opptrer i teorien som en ny partikkel, *Higgs-bosonet*. Man har ingen garanti for at denne såkalte *Higgs-mekanismen* er den riktige måte å generere masse på. Det er derfor intens aktivitet igang, blant annet ved LEP, for å lete etter et slikt boson. Denne letingen er vanskelig fordi Standardmodellen ikke sier hvilken masse Higgs-bosonet får. Dette blir igjen opp til eksperimenter å bestemme. Men først må altså eksistensen av Higgs-bosonet påvises !

Hvis vi ser bort fra massene av teoriens fermioner, inngår følgende parametre i den elektrosvake teorien:

De tre koplingskonstanter :  $e$ ,  $g$  og  $g'$ , to vektorbosonmasser  $M_W$  og  $M_Z$ , den svake miksevinkelen  $\theta_W$  og Higgsfeltets vakuum-forventningsverdi  $v$ . Imidlertid

er ikke disse parametrene uavhengige. Det eksisterer relasjoner som binder dem sammen. En av disse relasjonene forbinder de to vektorbosonmassene via den svake miksevinkelen:

$$M_Z^2 = \frac{M_W^2}{\cos^2 \theta_W} \quad (\text{A.1})$$

mens en annen relasjon forbinder vakuum-forventningsverdien  $v$  med  $W$ -massen, miksevinkelen og den elektromagnetiske koplingskonstanten:

$$v = 2M_W \sqrt{\frac{\sin^2 \theta_W}{e^2}} \quad (\text{A.2})$$

Når den elektromagnetiske vekselvirkning identifiseres i de fundamentale likningene (se likning 20), kan dessuten følgende viktige sammenheng mellom koplingskonstantene leses ut:

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W \quad (\text{A.3})$$

En ytterligere sammenheng fremkommer når myonhenfall til elektron og nøytrinoer (se figur 7) beskrives i en tilnærming der det utnyttes at  $W$ -massen er meget stor sammenliknet med myonets masse (se likning 38), og det sammenliknes med Fermis teori som uttrykker henfallsraten ved en presist bestemt konstant  $G_F$  (likning 40):

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{e^2}{8M_W^2 \sin^2 \theta_W} \quad (\text{A.4})$$

Tar vi hensyn til relasjonene A.1–A.4, er det bare tre av parametrene som er uavhengige. Siden mange av de målbare størrelsene vi kan måle ved LEP avhenger av en eller flere av parametrene, skjønner man at eksperimenter ved LEP sammen med de gitte relasjonene gir enestående muligheter for tester av Standardmodellen. Dette er emnet for seksjon 2 av denne artikkelen.

# Referanseliste

- [1] E. Lillethun, *Big Bang i miniformat*, FFV Nr 1(1989)19
- [2] DELPHI koll.(P. Aarnio et al.), Nucl.Instr.Meth.**A303**(1991)233
- [3] A.Salam, *Naturens krefter – Kan de forenes ?* (oversettelse v. Ø. Holter), FFV Nr 2(1992)36  
P. Osland, *Partikkelfysikk — Teorier og modeller*, FFV Nr 1(1988)6  
J. O. Eeg, *Standardmodellen — Det endelige svar ?*, FFV Nr 1(1988)11  
C. A. Lütken. *Strengteori — Teorien for alt ?*, FFV Nr 1(1988)19  
G. Løvhøiden og T. F. Torsteinsen, *Kvark Gluon plasma — Jakten på urstoffet*, FFV Nr 2(1988)43  
E. Lillestøl, *CERN forener krefter*, Forskningsnytt**29**(1984)5  
J. M. Leinaas, *Det aktive vakuum*, Forskningsnytt**29**(1984)10
- [4] C. Jarlskog, *Universet — en boble i et hav av bobler ?*, Forskningsnytt**29**(1984)16  
R. Stabell, *Det tidlige univers — Der partikkelfysikk, kjernefysikk og astrofysikk møtes*, FFV Nr 1(1988)3  
S. O. Sørensen, *Himmelske partikkel-akseleratorer — Cygnus X-3 og Herkules X-1*, FFV Nr 3(1989)62  
S. O. Sørensen, *Mørk materie*, FFV Nr 3(1990)57  
S. O. Sørensen, *Kosmisk stråling – Del I*, FFV Nr 2(1995)37
- [5] G. Fraser, E. Lillestøl og I. Sellevåg, *The Search for Infinity; solving the mysteries of the Universe*, Reed International Books Ltd., 1994.
- [6] Se for eksempel:  
F. E. Close, *An introduction to quarks and partons*, London: Academic Press, 1979.  
I. S. Hughes, *Elementary particles*, Cambridge University Press, 1985.  
D. H. Perkins, *Introduction to high energy physics*, Reading, Mass. : Addison-Wesley, 1987.  
B. R. Martin and G. Shaw, *Particle physics*, London, Wiley, 1992.
- [7] O. Nachtmann, *Elementary Particle Physics. Concepts and Phenomena*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1990.
- [8] H. Becquerel, C.R.Acad.Sci.(Paris)**122**(1896)501.
- [9] E. Rutherford, Phil.Mag.**47**(1899)109.
- [10] N. Bohr, Phil.Mag.**26**(1913)476.
- [11] J. Chadwick, Verh.Dtsch.Phys.Ges.**16**(1914)383.  
C. D. Ellis and W. A. Wooster, Proc.Roy.Soc.London **A117**(1927)109.
- [12] E. Fermi, Ricera.Scient.**2**(1933)hefte 12.  
E. Fermi, Z.Phys.**88**(1934)161
- [13] H. Yukawa, Proc.Phys.Math.Soc.Japan**17**(1935)48

- [14] G. Arnison et al. (UA1), Phys.Lett.**122B**(1983)103  
 G. Arnison et al. (UA1), Phys.Lett.**126B**(1983)398  
 M. Banner et al., (UA2), Phys.Lett.**122B**(1983)476  
 P. Bagnaia et al. (UA2), Phys.Lett.**129B**(1983)130
- [15] T. D. Lee and C. N. Yang, Phys.Rev.**104**(1956)254
- [16] C. S. Wu et al., Phys.Rev.**105**(1957)1413
- [17] G. Danby et al., Phys.Rev.Lett.**9**(1962)36
- [18] R. T. Cox, C. G. McIlwraith, and B. Kurrelmeyer,  
 Nat.Acad.Sci.Proc.**14**(1928)544
- [19] Se for eksempel E. Segrè, *Nuclei and Particles*, W. A. Benjamin, Inc., 1965,  
 side 346.
- [20] S. L. Glashow, Nucl.Phys.**22**(1961)579  
 S. L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys.Rev.**D2**(1970)1285  
 S. Weinberg, Phys.Rev.Lett.**19**(1967)1264  
 A. Salam, i Proc.8th Nobel Symposium: "*Elementary Particle Theory*",  
 red.av N. Svartholm (Almquist og Wiskell, Stockholm 1968), side 367.  
 Se også :  
 A. Salam, *Naturens krefter – Kan de forenes ?* (oversettelse v. Ø. Holter),  
 FFV Nr **2**(1992)36
- [21] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*,  
 Phys.Rev.**D50**(1994)1173, side 1176.
- [22] W. Heisenberg, Z.Phys.**77**(1932)1
- [23] F. J. Hasert et al., Phys.Lett.**46B**(1973)121  
 F. J. Hasert et al., Phys.Lett.**46B**(1973)138  
 F. J. Hasert et al., Nucl.Phys.**B73**(1974)1
- [24] P. W. Higgs, Phys.Lett.**12**(1964)132  
 P. W. Higgs, Phys.Rev.Lett.**13**(1964)508  
 P. W. Higgs, Phys.Rev.**145**(1966)1156
- [25] F. Abe et al. (CDF koll.), Phys.Rev.Lett.**74**(1995)2626  
 S. Abachi et al.(D0 koll.), Phys.Rev.Lett.**74**(1995)2632  
 F. Abe et al. (CDF koll.), Phys.Rev.**D51**(1995)4623
- [26] Particle Data Group, *Review of Particle Properties*,  
 Phys.Rev.**D50**(1994)1173.
- [27] F. Abe et al. (CDF koll.) FERMILAB-PUB-95/035-1995
- [28] W. Heisenberg, Z.Phys.**43**(1927)172
- [29] S. Fanchiotti et al., Phys.Rev.**D48**(1993)307
- [30] LEP Kollab. og The LEP Electroweak Working Group, CERN/PPE/94-187

- [31] L. Arnaudon et al., Z.Phys.**C66**(1995)45  
R. Assman et al., Z.Phys.**C66**(1995)567
- [32] L. Arnaudon et al., Nucl.Instr.Meth.**A357**(1995)249
- [33] G. Gelminit and E. Roulet, CERN-TH.7541/94 (1994)
- [34] CERN COURIER, **Vol.35** Nr.4(1995)13
- [35] A. D. Bukin et al., Yad.Fiz.**27**(1978)976
- [36] G. E. Fischer et al., PEP-Note 316, Sept.1979, SLAC.
- [37] M. Consoli and W. Hollik, *Electroweak radiative corrections for Z physics*, i : CERN 89-08, Vol.1, September 1989, red. G. Altarelli, R. Kleiss og C. Verzegnassi
- [38] DELPHI koll., DELPHI 94-114 PHYS 431, 1st June 1994, Bidrag til Int.Conf.High Energy Phys., Glasgow, 1994.
- [39] F. Caravaglios og G. Ross, Phys.Lett.**B346**(1995)159
- [40] P. Langacker, *Tests of the Standard Model and Searches for New Physics*, i : *Precision Tests of the Standard Electroweak Model*, World Scientific Publ., 1995 (red.: P. Langacker).
- [41] D. Schaile, foredrag ved 27th.Int.Conf.on High Energy Physics, Glasgow, Scotland, 20-27 July 1994.
- [42] J. M. Benlloch et al., Z.Phys.**C59**(1993)471
- [43] P. H. Chankowski og S. Pokorski, Phys.Lett.**B356**(1995)307
- [44] M. Consoli og Z. Hioki, Mod.Phys.Lett.**A10**(1995)845
- [45] A. Sopczak, *Status of Higgs Hunting at LEP—Five Years of Progress*, CERN-PPE/95-46, April 5, 1995.
- [46] Se for eksempel :  
P. Abreu et al.(DELPHI koll.), Z.Phys.**C59**(1993)357  
P. Abreu et al.(DELPHI koll.), Phys.Lett.**B255**(1991)466
- [47] H. Baer et al., *Low Energy Supersymmetry Phenomenology*, CERN-PPE/95-45, April 5, 1995.
- [48] J. Ellis, G. Ridolfi og F. Zwirner, Phys.Lett.**B257**(1991)83  
R. Barbieri, M. Frigeni og F. Caravaglios, Phys.Lett.**B258**(1991)167  
Y. Okada et al., Phys.Lett.**B262**(1991)54  
U. Ellwanger, Phys.Lett.**B303**(1993)271  
T. Elliot et al., Phys.Lett.**B305**(1993)71  
P. N. Pandita, Phys.Lett.**B318**(1993)338, Z.Phys.**C59**(1993)575  
M. Carena et al., Phys.Lett.**B355**(1995)209
- [49] U. Amaldi, W. de Boer og H. Fürstenau, Phys.Lett.**B260**(1991)447
- [50] P. Abreu et al.(DELPHI koll.),Z.Phys.**C65**(1995)603