

Mysteriet om vektorbosonernes masse

Bernhard Lind Schistad, Midtbyens Gymnasium, Mercantec

I standardmodellen formidles den svage vekselvirkning af tre vektorbosoner. Deres masse kan beregnes teoretisk ud fra andre parametre i standardmodellen, og indtil for nyligt var der god overensstemmelse mellem den teoretiske forudsigtelse og målinger af massen udført ved CERN og Fermilab.

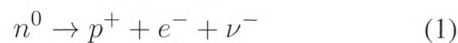
Imidlertid er der lige offentliggjort nye resultater baseret på en stor mængde data fra gamle målinger ved Fermilab. Her viser det sig, at massen af de to ladede vektorbosoner W^+ og W^- er højere, end standardmodellen forudsiger. Hvis de nye resultater er rigtige, afviger den målte værdi fra den teoretiske forudsigtelse med syv standardafvigelser. Dette indikerer, at der kan være "ny fysik", som ikke er en del af standardmodellen. De nye resultater har vakt betydelig opsigt i partikelfysik-miljøerne.

Den svage vekselvirkning

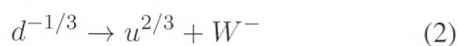
I standardmodellen er der fire fundamentale vekselvirkninger:

- Den elektromagnetiske (som er ophavet til elektricitet og magnetisme)
- Den svage (som er ophavet til radioaktivt henfald)
- Den stærke (som er ophavet til kernekrafterne)
- Gravitationen

Den svage vekselvirkning er ophavet til radioaktivt henfald. Det simpleste eksempel herpå er neutronhenfald. En fri neutron vil henfalde til en proton, en elektron og en antineutrino efter processen:



Men standardmodellen fortæller os, at neutronen består af tre kvarker, en u -kvark og to d -kvarker. Det, der virkelig sker ved neutronhenfald, er, at den ene u -kvark forvandler sig til en d -kvark. Dette gør den ved at udsende en negativt ladet vektorboson

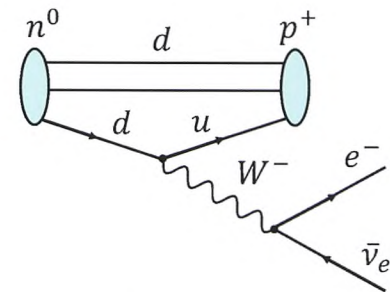


Da vektorbosonen er ustabil, henfalder den igen til en elektron og en antineutrino:



Vi kan derfor illustrere hele processen ved neutronhenfald med diagrammet i figur 1.

I løbet af 1960'erne lykkedes det for Abdus Salam, Steven Weinberg og Sheldon Glashow at skabe en fælles teori for elektromagnetismen og den svage vekselvirkning [1]. I denne teori, kaldet den elektrosvage teori, er både den elektromagnetiske og den svage vekselvirkning facetter af en mere fundamental elektrosvag kraft. I starten af Big Bang, hvor temperaturen var højere end ca. 4×10^{16} K, var de to kræfter identiske, men da temperaturen på grund af universets udvidelse faldt under denne kritiske grænse, skete der et symmetribrud, og den elektromagnetiske og den svage kraft blev forskellige. Samtidig fik elementarpartiklerne masse, efter at de havde været masseløse før dette symmetribrud.



Figur 1. Neutronhenfald.

Vektorbosonerne

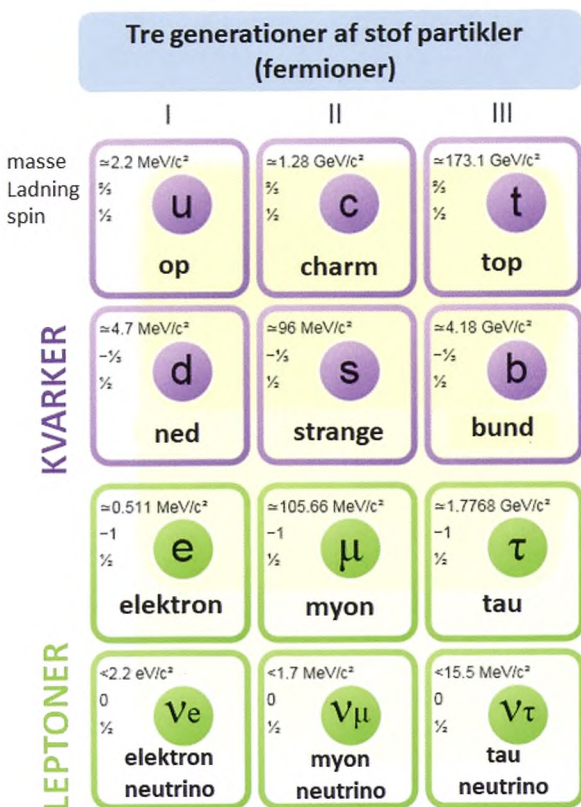
I kvanteteorien for elektromagnetismen skabes elektrisk og magnetisk vekselvirkning ved udveksling af fotoner. Fotonen er kvantet for det elektromagnetiske felt, og den er en masseløs partikel med heltalligt spin ($S=1$). Alle elementarpartikler med elektrisk ladning kan udveksle fotoner. Da fotonen har spin, kan lys polariseres.

I den elektrosvage teori skabes vekselvirkningen ved udveksling af de såkaldte vektorbosoner. De er kvantet for det svage felt, men i modsætning til fotonen har de en meget høj masse, ca. 70 gange protonens masse. De kaldes vektorbosoner, fordi de har spin $S=1$, og derfor er impulsmomentet en vektor. På grund af det heltallige spin adlyder de Bose-Einstein-statistik og er derfor bosoner. Alle partikler som har elektrosvag ladning (kvarkerne og neutrinoen) kan udsende og absorbere vektorbosoner, men kun hvis de er venstrehåndede. Det betyder, at spinvektoren er rettet modsat bevægelsesretningen. Dette strider mod al fornuft, men vi har ingen forklaring på, hvorfor det forholder sig sådan.

Der findes tre forskellige vektorbosoner:

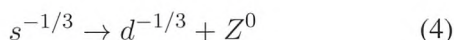
- W^+ med elektrisk ladning +1
- W^- med elektrisk ladning -1
- Z^0 uden elektrisk ladning (0)

Når en kvark udsender eller absorberer en W -boson, skifter den type. Dette er ophavet til beta-radioaktivitet. I Standardmodellen findes der tre familier af stofpartikler. I hver familie er der to kvarker med ladning $+2/3$ og $-1/3$ (up, down), (charm, strange), (top, bottom), se figur 2.



Figur 2. Partiklerne i Standardmodellen.

Når en kvark udsender eller absorberer en vektorboson, forvandler den sig til en anden type kvark. Hvis det er en W -boson, vil kvarken skifte ladning. På denne måde kan kvarken forvandle sig til den anden type i samme familie eller til en af de to andre familier. Men når den udsender en neutral vektorboson Z^0 , forvandler den sig altid til en kvark i en anden familie. Et eksempel er reaktionen:



Opdagelsen af vektorbosonerne

Da man havde den elektrosvage teori på plads, begyndte jagten på at finde vektorbosonerne. Her blev det efterhånden klart, at deres store masser gjorde, at der ikke var tilstrækkelig energi i de daværende accelerators til at producere dem. Fysikerne David Cline, Peter McIntyre og Carlo Rubbia foreslog derfor at ombygge CERNs SPS-synkrotron til lagerringe, således at man i samme vakuumrør kunne køre protoner den ene vej og antiprotoner den anden vej [2]. Massecenterenergien er nemlig meget højere ved lagerringe, end når man skyder accelererede partikler mod et stationært mål. Forslaget fremkom lige efter, at man havde lært at mestre teknologien omkring stokastisk køling, som gjorde det muligt at fylde ringen med antiprotoner, selv om de kun kan skabes med en forsvindende lille intensitet, sammenlignet med protoner.

Interessen for at teste teorien var stor nok til, at man vedtog at igangsætte ombygningen af synkrotronen, og i 1981 begyndte man den første opsamling af data fra proton/antiproton-kollisioner. De to partikelstråler

krydsede hinanden på to steder langs maskinens 7 km omkreds, og ved disse krydsningspunkter havde man opstillet to gigantiske detektorer, UA1 og UA2.

I oktober 1982 observerede man de første begivenheder, hvor der skete produktion af W , og i januar 1983 offentliggjorde Carlo Rubbia opdagelsen [3].

I april 1983 observerede man for første gang produktion af Z^0 .

I 1984 fik Carlo Rubbia og Simon van der Meer nobelprisen i fysik for opdagelsen af vektorbosonerne og for den banebrydende teknologi med stokastisk køling.

Vektorbosonernes masse

Da man formulerede teorien for den svage vekselvirkning, stødte man ind i et problem med partiklernes masse. I kvantefeltteori beskriver vi elementarpartiklerne med felter. Vi kan forestille os, at hele universet er fyldt med et felt for hver type elementarpartikel. Hvis vi har en elektron i vores apparat, beskrives dette ved, at elektronfeltet har en værdi større end nul inde i apparatet. Men for at feltteorien skal have mening, er den nødt til at opfylde visse krav til symmetrier. Et af disse krav kalder matematikerne for "gauge invarians", vi kunne kalde det skalainvarians. Det har at gøre med, at hvorvidt vi har en partikel i vores apparat, ikke kan være afhængig af, hvorledes vi har sat vores koordinatsystem, hvilken vej akserne vender, eller hvilke enheder vi bruger. Dette opfyldes, hvis teoriens matematiske udtryk til at beskrive feltet er skalainvariante.

Men kravet til skalainvarians kan ikke opfyldes, hvis partiklerne har hvilemasse. Men en partikel uden hvilemasse vil altid bevæge sig med lyshastigheden. Løsningen på dette paradoks blev fundet af François Englert og Peter Higgs (samt flere andre) i 1964 [4]:

Elementarpartiklerne er "egentlig" masseløse, men får masse ved at vekselvirke med Higgsfeltet. Denne vekselvirkning opstår ved, at de skifter mellem at være venstrehåandede og højrehåandede, ved at udsende og absorbere Higgs-partikler.

I Standardmodellen er en partikels masse bestemt af, hvor kraftig den kobler til Higgsfeltet. Vi har ingen fundamental teori, som giver værdien for massen, i stedet har Standardmodellen 18 frie parametre som skal "lægges ind med håndkraft" for at teorien skal passe [5]. Dette betyder, at vi ikke kan forklare hvor parametrene kommer fra, men vi tror ikke, at de alle kan være fundamentale naturkonstanter (som Plancks konstant og lyshastigheden).

De frie parametre i Standardmodellen er:

- To koblingskonstanter for den elektrosvage vekselvirkning:
 - Koblingskonstanten for elektrosvagt isospin g
 - Koblingskonstanten for elektrosvag hyperladning g'
- Koblingskonstanten g_3 for den stærke vekselvirkning (kernekræfterne)
- Higgs vakuumforventningsværdien v som angiver den kritiske energi, hvor symmetrien mellem den

elektromagnetiske og den svage vekselvirkning brydes

- Higgspartiklens masse
- Tre Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-vinkler (θ_{12} , θ_{23} , θ_{13}), som angiver, hvorledes kvarker af forskellig type kan blandes, når de vekselvirker
- Fasevinklen δ for brud på CP-symmetri
- Ni Yukawa-koblingskonstanter, som bestemmer massen af de seks kvarker og tre leptoner i Standardmodellen

Af disse 18 parametre er der tre, som bestemmer vektorbosonernes masse. Disse masser er givet ved:

De to ladede W^+ og W^- bosoner har samme masse:

$$m_W = \frac{1}{2}vg \quad (5)$$

Den neutrale Z^0 har massen:

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g^2 + g'^2} \quad (6)$$

De bedste værdier, vi har for de tre parametre, baseret på en række målinger af partikelreaktioner ved CERN, Fermilab og andre laboratorier, er:

$$g = 0,652$$

$$g' = 0,357$$

$$v = 246 \text{ GeV}/c$$

Dette giver vektorbosonernes masser:

$$m_{W^+} = m_{W^-} = 80,196 \text{ GeV}/c$$

$$m_Z = 91,43 \text{ GeV}/c$$

På grund af vektorbosonernes høje masse (næsten hundrede gange protonens masse) har de ekstremt kort levetid (ca. 10^{-26} s) og vil derfor ikke kunne observeres direkte i en partikelkollision.

Vektorbosonernes henfald

Som nævnt indgår vektorbosonerne i alle processer, som involverer beta-radioaktivitet. Men på grund af deres korte levetid kan vi ikke observere dem i nogen partikeldetektor. Vi er derfor henvist til at observere deres henfaldsprodukter. Vi vil derfor se lidt på vektorbosonernes henfald.

Vektorbosonerne kan henfalde til en lepton og en antilepton, eller en kvark og en antikvark af passende type, så den elektriske ladning er bevaret.

Eksempler på leptonhenfald er:

$$W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \text{ (positron + elektronneutrino)}$$

$$W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \text{ (antimyon + myonneutrino)}$$

$$W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \text{ (elektron + anti-elektronneutrino)}$$

$$W^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \text{ (myon + anti-myonneutrino)}$$

$$Z^0 \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e \text{ (elektronneutrino + anti-elektronneutrino)}$$

$$Z^0 \rightarrow \nu_\mu + \bar{\nu}_\mu \text{ (myonneutrino + anti-myonneutrino)}$$

Eksempler på kvarkhenfald:

$$W^+ \rightarrow u^{+2/3} + \bar{d}^{+1/3} \text{ (u-kvark + d-antikvark)}$$

$$W^+ \rightarrow u^{+2/3} + \bar{s}^{+1/3} \text{ (u-kvark + s-antikvark)}$$

$$W^- \rightarrow \bar{u}^{-2/3} + d^{-1/3} \text{ (u-antikvark + d-kvark)}$$

$$W^- \rightarrow \bar{u}^{-2/3} + s^{-1/3} \text{ (u-antikvark + s-kvark)}$$

$$Z^0 \rightarrow u^{+2/3} + \bar{u}^{-2/3} \text{ (u-kvark + u-antikvark)}$$

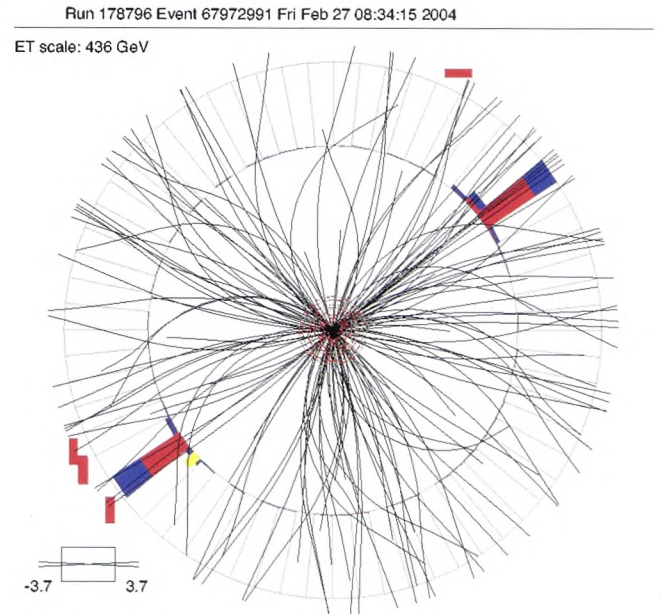
$$Z^0 \rightarrow d^{-1/3} + \bar{d}^{+1/3} \text{ (d-kvark + d-antikvark)}$$

$$Z^0 \rightarrow s^{-1/3} + \bar{s}^{+1/3} \text{ (s-kvark + s-antikvark)}$$

Da en fri kvark ikke kan undslippe fra en partikelreaktion, vil kvarkerne fra vektorboson-henfald altid forbinde sig med andre kvarker til at danne enten en Baryon (proton, neutron etc. bestående af tre kvarker) eller en meson (π , K etc. bestående af en kvark og en antikvark). Vi har beskrevet dette i en tidligere artikel her i Kvant [6].

Måling af vektorbosonernes masse

Som vi har set, har vektorbosonerne så kort levetid, at vi aldrig vil kunne observere dem i en partikeldetektor. Vi er derfor henvist til at observere deres henfaldsprodukter. De partikelsammenstød, som producerer flest vektorbosoner, er annihilation af en partikel med dens antipartikel. I praksis vil det sige enten en elektron med en positron, eller en proton med en antiproton. Imidlertid vil et sådant sammenstød producere en række andre partikler, hvor kun nogle af partiklerne i sluttilstanden stammer fra en vektorboson. Et typisk eksempel på et proton/antiproton-sammenstød er vist på figur 3.



Figur 3. Sekundærpartikler fra proton-antiproton-sammenstød.

Ca. 70% af de W -bosoner, der produceres ved sådanne sammenstød, henfalder til kvark/antikvarkpar. Da frie kvarker ikke kan undslippe, vil dette medføre jets af hadroner, hovedsagelig mesoner i sluttilstanden. Men det er i praksis umuligt at skelne de mesoner, der stammer fra W -henfald, fra de andre sekundærpartikler, der blev produceret ved sammenstødet. Vi kan derfor ikke bruge mesoner i sluttilstanden til at bestemme W -bosonernes masse.

Vi er derfor henvist til at bruge leptonhenfald, hvor W -partiklerne henfalder til en elektron eller myon samt en neutrino. Neutrinoen kan vi ikke detektere, da den ikke vekselvirker med stof i en partikeldetektor, men her kan vi udnytte, at W -bosonerne, der dannes ved kvark/antikvark-annihilation, hovedsagelig produceres

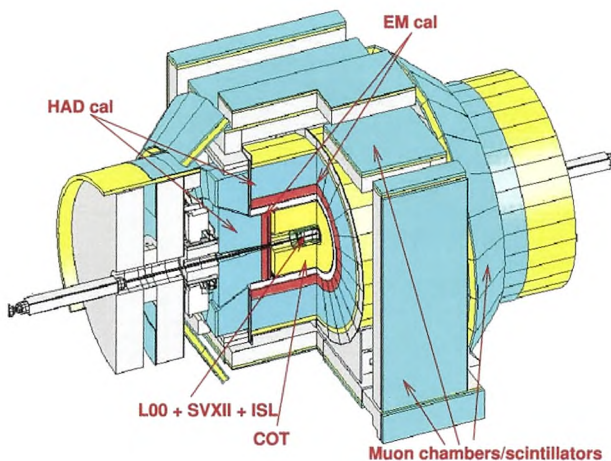
kolineært med beamaksen i partikelacceleratoren. Det vil sige, at deres impuls vinkelret på beamaksen vil være nul. Når de henfalder til en lepton og en neutrino, vil disse hver have halvdelen af W -bosonens impuls. Hvis vi derfor måler impulsen for leptonen (elektron eller myon), kan vi også bestemme impulsen for neutrinoen og dermed W -bosonens impuls og energi.

I praksis kan vi derfor bestemme W -massen ved at måle energi og impuls for et stort antal elektroner og myoner med stor transversal impuls, forenelig med det interval vi forventer fra W -henfald.

En stor "fabrik" for vektorbosoner har været Fermilabs Tevatron-lagring, som producerer sammenstød mellem protoner og antiprotoner med en massecentere-energi på 980 GeV/c. Maskinen var i drift mellem 1984 og 2011.

CDF II-detektoren

Ved Tevatronen var der installeret to store partikeldetektorer: CDF II og D0. CDF II-detektoren [7] var optimeret til at detektere hadronjets og myoner fra partikelsammenstød og derfor velegnet til at observere W -henfald. I løbet af sin aktive periode registrerede den ca. 4 millioner vektorbosoner.



Figur 4. CDF II-detektoren.

Detektoren, som er vist på figur 4, indeholder blandt andet:

- En supraledeende solenoidemagnet, som giver et magnetfelt på 1,4 T parallelt med beamaksen.
- Diverse scintillationsdetektorer giver input til triggerlogikken, som træffer beslutningen om, at der er sket en begivenhed, som skal registreres. Uden denne udvælgelse ville datamængden blive alt for stor.
- Hadronkalorimetre, som måler energien i jets af hadroner.
- Elektromagnetiske kalorimetre, som måler energien i fotoner.
- Myonkalorimetre, som kan måle energien i myoner.

- Cylindriske driftkamre, som registrerer partikelbaner, og gør det mulig at bestemme ladede partiklers impuls ved at måle krumningsradien i magnetfeltet.

Måleresultaterne fra CDF II

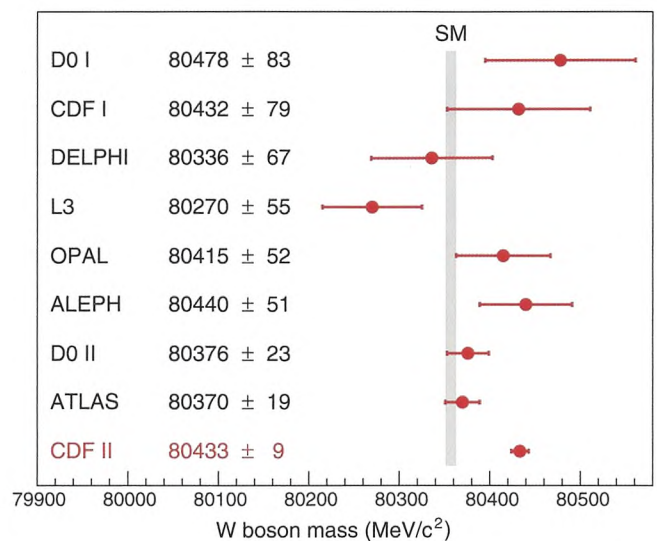
Fra CDF II-detektoren begyndte at optage data i 2001 til Tevatronen lukkede i 2011 har den registreret 1.811.700 W -henfald til elektron + neutrino og 2.424.486 henfald til myon + neutrino. Efterhånden som resultaterne fra disse henfald er blevet analyseret, har man kunnet lave mere nøjagtige målinger af W -bosonernes masse.

Da Tevatronen blev lukket ned i 2011, var der god overensstemmelse mellem disse målinger og de teoretiske beregninger. Men på dette tidspunkt havde fysikerne ved CDF II store mængder af data, som ventede på at blive analyseret.

Nu er alle data analyseret, og holdet bag detektoren har lige publiceret den mest nøjagtige måling af W -massen, der hidtil er foretaget. Men nu er billedet et andet [8]:

De nye målinger afviger fra Standardmodellens forudsigelser med syv standardafvigelse. Dette er ikke en statistisk fluktuation, men en opdagelse!

En sammenligning mellem Standardmodellen (grå stribe) og data fra forskellige tidligere målinger (D0 (Fermilab), DELPHI – L3 – OPAL - ALEPH (CERN LEP), ATLAS (CERN LHC) samt de nye CDF II-data er vist i tabellen i figur 5.



Figur 5. Målinger af W -bosonernes masse.

Konsekvenser af målingerne

De nye målinger afviger fra Standardmodellens forudsigelse med ca. syv standardafvigelse. Dette er for meget til, at det kan forklares med en statistisk fluktuation. I princippet står vi derfor med tre mulige forklaringer:

Systematiske målefejl

Det er påfaldende, at alle tidligere målinger falder indenfor 1,5 standardafvigelse fra den teoretiske værdi. Det er derfor svært at forklare, hvorfor denne sidste måling ligger så langt væk. På den anden side er den

inden for standardafvigelsen for flere af de tidligere målinger. Alligevel vil der blive foretaget en meget kritisk gennemgang af de nye resultater. Hvis der for eksempel er systematiske fejl i målingerne af magnetfeltet i CDF II-detektoren, vil det påvirke bestemmelsen af massen.

Fejlagtige parametre i Standardmodellen

Den teoretiske beregning er baseret på Higgs-vakuumforventningsværdien og to koblingskonstanter i Standardmodellen. Disse er bestemt ud fra andre målinger end W -massen. Der kan være ukendte systematiske fejl i bestemmelsen af disse parametre. På den anden side er de baseret på analyse af en meget stor mængde data fra eksperimenter ved Tevatronen, LEP og LHC. De giver rigtige forudsigelser for en række andre udregninger baseret på Standardmodellen.

Standardmodellen er ufuldstændig og mangler partikler eller vekselvirkninger, som påvirker W -massen
Den forklaring, de fleste fysikere hælder til, er, at der er "huller" i Standardmodellen. Det vil sige, at der eksisterer elementarpartikler og/eller vekselvirkninger, som ikke er med i modellen. Eventuelt kan hele Standardmodellen være forkert og skulle erstattes af noget bedre.

Et vigtig argument for, at forklaringen på uoverensstemmelsen ligger i modellen selv, er, at den ikke kan løse problemerne med neutrinoernes masse eller myonens magnetiske moment [9].

Konklusion

De nye målinger af vektorbosonernes masse har givet fysikerne noget at tænke over. Der foregår i øjeblikket en hektisk aktivitet omkring gennemgang af måleresultaterne. Der er også fokus på Standardmodellen, specielt hvad angår den svage vekselvirkning. Vi kan regne med, at dette vil påvirke prioriteringen af fremtidige forsøg i partikelfysik og eventuelle nye partikelacceleratorer.

Litteratur

- [1] J. Iliopoulos (2016) "Introduction to the Standard Model of the Electro-Weak Interactions", Proceedings of the 2015 CERN-Latin-American School of High-Energy Physics, CERN-2016-005 (CERN, Geneva).
- [2] C. Rubbia, P. McIntyre og D. Cline (1977) "Producing Massive Neutral Intermediate Vector Bosons with Existing Accelerators", *Proc. International Neutrino Conference*, red. H. Faissner, H. Reither og P. Zerwas, Vieweg, Braunschweig, 683.
- [3] L. Di Lella, C. Rubbia (2015) "The Discovery of the W and Z Particles", udgivet i "60 Years of CERN Experiments and Discoveries", World Scientific Publishing.
- [4] P.W. Higgs (1964) "Broken symmetries and the masses of gauge boson", *Physical Review Letters*, bind 13, side 508–09.
- [5] C.D. Froggatt og H.B. Nielsen (2003) "Trying to understand the Standard Model parameters", *Surveys in High Energy Physics*, bind 18, side 55–75.

- [6] B. Schistad (2018) "Kvantekromodynamikken – teorien for den stærke vekselvirkning", *Kvant*, bind 29, nr. 1, side 10–15.
- [7] CDF Collaboration (1996) "The CDF II Detector Technical Design Report", FERMILAB-Pub-96/390-E.
- [8] CDF Collaboration (2022) "High-precision measurement of the W boson mass with the CDF II detector", *Science*, bind 376, side 170–176.
- [9] B. Schistad (2018) "G-2-eksperimentet – den mest nøjagtige test af kvanteelektrodynamikken", *Kvant*, bind 29, nr. 3, side 121–29.



Bernhard Lind Schistad er cand.real. fra Universitetet i Oslo. Han har været forsker i partikelfysik ved Niels Bohr Institutet og CERN og senere arbejdet med udvikling af grafiske systemer og radar. Han underviser i fysik og matematik på Midtbyens Gymnasium, Mercantec, i Viborg.

PFEIFFER VACUUM

Nyhed
Oliefri vacuumpumpe - HiScroll (6-20 m³/t)
Ekstrem lyd- og vibrationsvag
pumpe med kompakt design



Tlf. 3166 8708
Lars.Scholte@pfeiffer-vacuum.dk
www.pfeiffer-vacuum.com