České vysoké učení technické v Praze

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky

Historie objevu Z^0 bosonu a výzkumu jeho vlastností

rešeršní práce

Miroslav Myška

Vedoucí práce: RNDr. Pavel Staroba, CSc., FzÚ AV ČR, Praha

Akademický rok 2004/2005

Obsah

Úvod 3
1 Vývoj teorie
1.1 β rozpad. 3
1.2 Fermiho teorie. 4
1.3 Objev π a μ mesonů 6
1.4 Narušení parity. 7
1.5 V – A teorie. 8
1.6 Teorie elektroslabého sjednocení. 9
1.7 Higgsův mechanismus. 12
1.8 Narušení CP invariance. 14
2 Objev neutrálních proudů. 15
3 Objev Z^0 na SPS v CERN. 16
4 Výzkum vlastností Z^0 na LEP v CERN. 18
5 Výzkum vlastností Z^0 na Tevatronu. 20
6 Program výzkumu Z^0 na ATLAS v CERN. 21
7 Konečná podoba GWS teorie. 23
Závěr 27
Reference 28

Úvod

V této práci jsou popsány jednotlivé mezníky v historii objevu Z^0 bosonu[11], od prvopočátků výzkumu procesů řídících se slabou interakcí až po připravované experimenty na urychlovači LHC v CERN. Největší prostor je věnován těm momentům, ve kterých došlo k významným změnám v poznání mikrosvěta. Mezi takové patří především samotná předpověď Z^0 a ostatních slabých bosonů při formování teorie sjednocující slabé i elektomagnetické interakce a první přímé pozorování bosonů Z^0 v interakcích antiproton-proton v experimentech UA1 a UA2 v CERN.

Kapitola 1

Vývoj teorie

1.1 β-rozpad

Přestože vlastní historie Z^0 bosonu začíná až v šedesátých letech 20. století formulací teorie elektroslabé interakce, je pevně spojena s výzkumem slabé interakce jako celku. Jelikož dodnes není znám žádný stabilní systém poutaný slabou silou, je logické hledat její kořeny v počátcích výzkumů radioaktivních jaderných rozpadů.

Již od Rutherfordových pokusů počátkem 20. století mnohé naznačovalo, že v jádrech atomů působí daleko silnější síla, než je elektromagnetická. Naproti tomu byly také pozorovány jaderné přeměny a rozpady, jejichž charakteristiky odpovídaly daleko slabší interakci, neboť střední doba života částice (v této době především jader) je nepřímo úměrná vazbové konstantě, podle které můžeme porovnávat intenzity jednotlivých nových typů interakce.

Nejstarším a nejznámějším procesem způsobeným touto nejslabší interakcí je jaderný β rozpad [9](kap.9.12), tj. spontánní emise elektronu z atomového jádra. Na počátku třicátých let už bylo naměřeno dostatečné množství dat, aby právě na základě vlastností β rozpadu mohl Hideki Yukawa být jedním z prvních, kdo začal hovořit o různých typech interakcí. Z počátku rozlišoval jen silnou vazbu a slabý rozpad *(„strong binding“* a *„weak decay“)*. Přesnější klasifikace jednotlivých procesů přišla až později s rostoucím počtem objevených částic a jejich rozpadů. Typickým příkladem střední doby života částic rozpadajících se silnou interakcí je 10^{-23} s, kdežto u částic rozpadajících se slabou interakcí je doba života od 10^{-13} s až do dnů a roků.

Právě v této době, kdy ještě neexistoval žádný relevantní model atomového jádra – tedy v době před rokem 1932, ve kterém James Chadwick oznámil objev neutronu, na jehož základě W. Heisenberg formuloval první nukleonový model jádra – se na základě experimentálních údajů objevoval závažný problém se zákonem zachování energie při procesech probíhajících díky slabé interakci. Jedním, kdo se nezdráhal připustit, že základní zákon fyziky je při slabých procesech narušen, byl Niels Henrik David Bohr. Ani jeho autorita nedokázala přimět fyziky, aby se vydali touto cestou. Byl to právě 31. letý Wolfgang Pauli, který nakonec uspěl. Na základě

matematických výpočtů konstatoval existenci elektricky neutrální, fakticky nehmotné částice, kterou vysvětlil energetický schodek při radioaktivním rozpadu β.

Ve stejné době slavila v oblasti elektrodynamiky nevídaný úspěch kvantová teorie pole. Tyto úspěchy teoretické fyziky byly završeny v roce 1933 Nobelovou cenou pro Erwina Schrödingera, a především pak pro Paula Adriena Maurice Diraca za jeho formulaci relativistické kvantové teorie pole z roku 1928.

Vše bylo tedy připraveno pro někoho, kdo všechny zmíněné poznatky zkombinuje. Nebyl to nakonec nikdo menší než Enrico Fermi, který dokázal připravit první kvantitativní teorii β rozpadu, jež se pro dostatečně nízké energie ukázala velice platnou. Obstála dokonce i v konkurenci s Yukawovou teorií, která byla v mnohém pokročilejší než Fermiho teorie a to především v představě krátkodosahového působení slabé síly. Tu podle Yukawy měly zprostředkovávat ty samé mesony, které navrhl jako intermediální pro interakci silnou. Podle jeho představ měly tyto mesony poutat těžké částice silně a lehké slabě. Pozdější objevy však tuto teorii zcela vyloučily. Dalším, kdo se po vzoru QED vydal po cestě hledání intermediálních bosonů, byl Oskar Klein. Jeho výpočty z třicátých let ukazovaly na existenci částice se spinem 1 a hmotou přibližně rovnou stonásobku hmoty protonu.

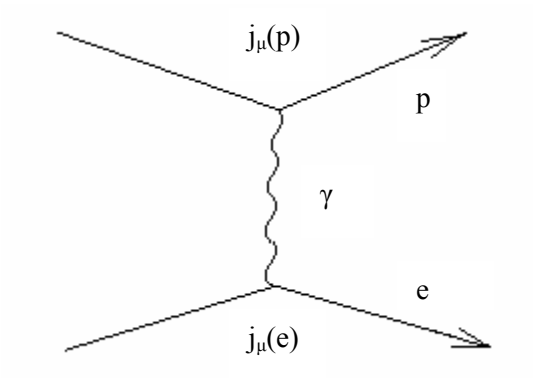
1.2 Fermiho teorie

V roce 1933 Sargent zpracoval veliké množství experimentálních dat a vydal rozsáhlou analýzu charakteristik přirozených β zářičů[9]. Na tomto základě mohl Enrico Fermi již v následujícím roce předložit svou teorii β rozpadu jako vůbec první kvantitativní teorii tohoto jevu. Z hlediska atomové fyziky, tedy pro dostatečně nízké energie, je tento model velice přesný a po dlouhou dobu sloužil jako výchozí pro další teoretická upřesnění. Z tohoto důvodu je tedy dobré ji blíže přiblížit.

Jak je naznačeno již v kapitole 1.1, Fermiho myšlenky měly jisté logické předpoklady, přesto však byly velice pokrokové. Základní stavebním kamenem celého modelu se stal Lagrangián, který byl analogickým způsobem přenesen z QED. Tím se však Fermi stal prvním, kdo seriózně rozšířil koncept kreace a anihilace fotonu i na jiné částice. V takových procesech tedy našla široké uplatnění kvantová teorie pole.

Druhým pokrokovým prvkem Fermiho teorie bylo využití Pauliho částice, kterou nazval neutrinem. Zavedení neutrina a výzkum jeho vlastností otevřelo celou novou kapitolu fyziky, která je dodnes zdrojem nových poznatků. Velice důležitou roli v β rozpadu sehrálo a hraje spektrum emitovaných elektronů, z nějž je možno usoudit na interval možných hodnot klidové hmotnosti neutrina.

Fermi vzal tedy za vzor elektromagnetickou interakci, při které ovšem dochází k výměně virtuálního fotonu mezi nabitými částicemi. Jako velice názorný příklad vezměme elektron – protonový pružný rozptyl $e^- + p \rightarrow e^- + p$, jehož Feynmanův diagram je složen ze dvou vertexů o třech liniích a je znázorněn na obr. 1.



Obr. 1 Pružný rozptyl protonu a elektronu.

Tento proces je popisován [6](kap.12) jako interakce dvou proudů odpovídajících protonovému a elektronovému poli. Tyto proudy lze zapsat jako

$$j_\mu^{em}(p) = - e\ \bar{u}_{f(p)}\ \gamma_\mu\ u_{i(p)}$$
$$j_\mu^{em}(e) = - e\ \bar{u}_{f(e)}\ \gamma_\mu\ u_{i(e)}\ , \qquad (1.2.1)$$

kde u_f a u_i Dirakovy bispinory popisující počáteční a koncové stavy daného pole a γ_μ jsou Dirakovy matice. Zde bereme proton jako elementární Dirakovskou částici.

Invariantní amplitudu tohoto rozptylu lze pak zapsat jako součin protonového a elektronového proudu a propagátoru fotonu.

$$\mathcal{M} = - \frac{e^2}{q^2}\ (j_\mu^{(em)})_p\ (j^{(em)\mu})_e \qquad (1.2.2)$$

Fermi tedy navrhl (obr. 2)

Obr. 2 Fermiho čtyřvertex pro β rozpad neutronu.

přímou interakci čtyř fermionových polí, odpovídající zúčastněným částicím, bez zprostředkující částice. Takovou interakci nazýváme interakcí v bodě, nebo také interakcí s nulovým dosahem.

Ve vzorci pro výpočet invariantní amplitudy (1.2.2) stačí jen nahradit člen – $1/q^2$ odpovídající propagátoru fotonu vazbovou konstantou a zaměnit symboly interagujících částic. Získáme tak dlouho očekávanou invariantní amplitudu pro β rozpad neutronu:

$$\mathcal{M} = G_F\ (\ \bar{u}_n\ \gamma^\mu\ u_p\ )\ (\ \bar{u}_\nu\ \gamma_\mu\ u_e\ ) \qquad (1.2.3)$$

Jelikož dochází k přenosu elektrického náboje, mluvíme o takových interakcích jako o nabitých proudech. (Neutrální proudy, ve kterých vystupuje právě Z^0, byly poprvé pozorovány až v roce 1973.)

Fermi nahradil kreaci fotonu kreací elektronu a protonu, ale samotnou intermediální částici vynechal. Jednoduše její eventuelní propagátor zahrnul do své konstanty G_F, o které předpokládal, že je univerzální vazbovou konstantou slabé síly. Její hodnota pak byla určena experimentálně [10]:

$$\frac{G_F}{(\hbar c)^3} = 1{,}16637(1)\ .\ 10^{-5}\ \mathrm{GeV}^{-2}$$

Na závěr této podkapitoly ještě uveďme Fermiho tvar hustoty Lagrangiánu pro slabou interakci té doby. Budeme pak moci porovnat tento první Lagrangián s konečnou formou elektroslabého sjednocení [4].

$$\mathcal{L}^{(\mathrm{Fermi})} = -\ G_F\ (\overline{\psi}_p\, \gamma^\mu\, \psi_n)(\ \overline{\psi}_e\, \gamma^\mu\, \psi_\nu) + \text{herm. sdruž. člen} \qquad (1.2.4)$$

První člen odpovídá rozpadu neutronu (popř. K-záchytu elektronu) a druhý člen (hermitovsky sdružený) odpovídá jadernému přechodu protonu.

1.3 Objev π a μ mesonů

Ve čtyřicátých letech byla připravena teorie a čekala na objevy, které ji vyvrátí, nebo které jí umožní další vývoj. Jednak se uplatňovala Femiho teorie při různých jaderných reakcích a jednak se velice rychle rozvíjel obor fyziky zkoumající kosmické záření.

A právě v kosmickém záření byly v roce 1947 objeveny dvě částice, jejichž význam byl stěžejní. Na Pic du Midi ve Francii vědci z Bristolské Univerzity v Anglii nalezli první důkaz existence dvou mesonů, které již tak dlouho očekával Yukawa. Použitím detektorů vybavených speciální fotografickou emulzí zaznamenali dráhy nabitých částic, které odpovídaly rozpadu těžšího mesonu na lehčí. Těžší z nich byl později nazván π - meson (pion) a ten lehčí μ – meson, neboli mion. Ovšem podle dnešní klasifikace patří mion mezi leptony, neboť narozdíl od pionu nemá kvarkovou strukturu.

Studium pionů produkovaných v kosmickém záření a na prvních částicových urychlovačích brzy potvrdilo existenci kladně a záporně nabitých i neutrálních pionů, které předpověděl Nicholas Kemmer již v roce 1938. Spolu s objevy dalších částic s podobnými vlastnostmi se začala rychle rozvíjet teorie izotopického spinu, jakožto vnitřní vlastnosti subatomových částic. S touto hypotézou přišel jako první W. Heisenberg při tvorbě pojmu nukleonu.

Právě studium rozpadů pionů a mionů ukázalo, že slabá interakce způsobuje i jiné procesy než jen β rozpad. Příkladem slabých rozpadů, jejichž střední doby života jsou příliš dlouhé nato, aby byly způsobeny silnou či elektromagnetickou silou, jsou rozpad záporně nabitého pionu na mion a následný rozpad mionu na elektron. V obou případech vše probíhalo za současné emise neutrin, které byly později odlišeny jako mionové a elektronové[10].

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \qquad \tau = 2{,}6 \,.\, 10\text{-}8 \text{ s}$$
$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu \qquad \tau = 2{,}2 \,.\, 10\text{-}6 \text{ s}$$

U neutrálního pionu je pravděpodobnost rozpadu na fotony daleko větší než u jiného slabého procesu. U nabitého pionu a u mionu je ale situace opačná. Jiný proces než slabý rozpad připuštěn není. Tak byly postupně postulovány zákony zachování jednotlivých kvantových čísel, jako jsou leptonové elektronové číslo, leptonové mionové číslo a později i leptonové tauonové číslo. Navíc byl slabý rozpad nabitých pionů jedním z důkazů, že slabá síla působí na všechny částice hmoty. Tedy i na hadrony a leptony.

Dalšími pozorovanými slabými rozpady byly neutrinové i bezneutrinové rozpady podivných částic zvaných K mesony

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \qquad K^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$$
$$K^+ \rightarrow \pi^0 + \mu^+ + \nu_\mu \qquad K^+ \rightarrow \pi^0 + e^+ + \nu_e$$
$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \qquad K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- \qquad K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$$

Tyto rozpady v sobě skrývaly budoucí revoluci základních představ fyziků o symetrii přírody.

1.4 Narušení parity

Až do poloviny padesátých let celý vědecký svět věřil, že existují tři základní symetrie přírody. Jsou to symetrie označené P, C a T. P invariance, neboli zákon zachování parity, který prvně formuloval Eugene P. Wiegner ve třicátých letech, vyjadřoval víru, že pro fyzikální jevy není rozdílu mezi pravotočivou a levotočivou souřadnou soustavou a že nelze objektivně odlišit pravou stranu od levé. Matematicky ji můžeme ztotožnit s operací převrácení orientace souřadných os a původní kladné kartézské souřadnice nahradit zápornými, tj. (x,y,z) → (-x,-y,-z).

C invariance, anglický výraz pro nábojovou sdruženost, symbolizovala dokonalou symetrii mezi hmotou a antihmotou. A konečně T invariance, tedy symetrie otočení toku času. Dlouho opěvovaná symetrie klasické mechaniky a fyziky vůbec, znázorňuje nezávislost fyzikálních dějů na směru toku času.

Do roku 1956 byla uskutečněna řada pokusů s již zmíněnými K mesony, jejichž některé rozpady nesplňovaly pravolevou symetrii. Právě v tomto roce dva američtí vědci čínského původu Tsung-Dao Lee a Chen Ning Yang z Institute for Advanced Study v Princtonu v New Jersey, U. S., udělali rozsáhlou revizi dat z těchto procesů[4]. Na jejich základě potvrdili, že se jedná o slabou interakci a současně vyslovili hypotézu o narušování parity slabou silou. Výsledkem jejich práce byl návrh pokusu s β rozpadem polarizovaného jádra ^{60}Co[3].

$$^{60}\text{Co} \rightarrow {}^{60}\text{Ni}^* + e^- + \bar{\nu}_e.$$

Pokus realizovala o rok později Chien–Shiung Wu spolu se skupinou vědců z National Bureau ve Standfordu ve Washingtonu, U. S. [3]. Výsledkem byla pozorovaná asymetrie při emitování elektronů v opačném směru, než byl spin jádra. Přesně jak bylo předpovězeno a Lee a Yang obdrželi za svou práci ještě téhož roku Nobelovu cenu.

Tento a mnoho dalších experimentů potvrdilo, že ve slabých interakcích vystupuje pouze levotočivé neutrino ν_L a pravotočivé antineutrino $\bar{\nu}_R$. Absence pravotočivého neutrina a levotočivého antineutrina je důkazem nejen narušení zákona zachování parity, ale i narušením nábojové sdruženosti. Právě takovéto zásadní objevy přiměly přední teoretiky, aby Fermiho teorii opravili a rozšířili.

1.5 V – A teorie

Rozšíření Fermiho teorie z modelu vektorových proudů je teoreticky možné hned několika způsoby. Volba vektorů nebyla jediná z celé řady různých kombinací kovariantních bilineárních Dirakovských spinorů při konstrukci Lagrangiánu teorie. Dokonce se vektorová forma ukázala jako méně univerzální, neboť některé jevy nedokázala vysvětlit. Jedno takové rozšíření z vektor – vektorového tvaru na vektor – tensorový formalismus navrhli G. Gamow a E. Teller pro popis speciálních rozpadů závisejících na změně spinu jádra [4].

Nejužitečnějším a nakonec i jediným správným rozšířením byl přechod na vektor – axial vektor formu. S touto matematickou teorií přišli v roce 1958 Murray Gell-Mann a Richard P. Feynman a označuje se jako V – A teorie („*Vektor minus Axial vektor theory*“). Velikým přínosem této teorie a zároveň částečným jejím potvrzením byla její schopnost předpovědět pozorované narušení parity. Základním krokem kupředu bylo nahrazení členu γ^μ ve Fermiho Lagrangiánu členem $\gamma^\mu(1-\gamma^5)$. Rozšířením Fermiho Lagrangiánu (1.2.4) do V – A formy a nahrazením γ^μ členem $\gamma^\mu(1-\gamma^5)$ získáme nový Lagrangián, který sice ještě pořád popisuje bodovou interakci proudů, ale obsahuje již narušení invariance C a P. Dokonce popisuje jejich narušení takovým způsobem, že celková CP symetrie zůstává zachována. Tato teorie byla v souladu s tehdejšími experimenty. Takový Lagrangián je pak tvaru[4]

$$\mathcal{L} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}}\,[\bar{\psi}_p\,\gamma_\mu\,(1 - f\,\gamma_5)\,\psi_n)]\,[\,\bar{\psi}_e\,\gamma^\mu\,(1-\gamma_5)\,\psi_\nu\,] + \text{herm. sdruž. člen.} \qquad (1.5.1)$$

Je to součin dvou proudů – lineární kombinace Lorentzových vektorů a axiálních vektorů. To ale stále ještě není konečný Lagrangián V - A teorie, neboť Gell-Mann a Feynman udělali další důležitý krok postulováním univerzální proud – proudové formy slabé interakce. Zavedli slabý proud J^μ, který se skládá z leptonové a hadronové části,

$$J^\delta = \bar{\psi}_{\nu e}\,\gamma^\delta\,(1 - \gamma_5)\,\psi_e + \bar{\psi}_{\nu\mu}\,\gamma^\delta\,(1 - \gamma_5)\,\psi_\mu + J^\delta_{(hadron)} \qquad (1.5.2)$$

kde jsme pouze index μ přenechali mionu a nahradili ho δ. Zprvu byly známé pouze nabité proudy, při kterých docházelo ke zvyšování

$$J^{\mu(1)} = J^\mu = \bar{u}_\nu\,\gamma^\mu\,\frac{1}{2}(1 - \gamma^5)\,u_e \qquad (1.5.3)$$

nebo ke snižování elektrického náboje.

$$J^{\mu(2)} = J^{\mu\dagger} = \bar{u}_e \gamma_\mu \frac{1}{2}(1 - \gamma^5) u_\nu . \qquad (1.5.4)$$

Ale cesta k neutrálním proudům se otevřela.

Zapíšeme-li tedy Lagrangián v nových pojmech, získáme velice jednoduchý tvar V - A teorie:

$$\mathcal{L} = - \frac{G_F}{\sqrt{2}} J^\mu J_\mu^\dagger . \qquad (1.5.5)$$

Dalším problémem Fermiho teorie byla odlišnost hodnot vazbové konstanty pro β rozpad a pro mionový rozpad. $G_\mu > G_\beta$. N. Cabibbo v tomto směru V - A model vylepšil zavedením nového parametru Θ_C, dnes známého jako Cabibbův úhel[4]

$$\frac{G_\beta}{G_\mu} = \cos\theta_C .$$

Experimentálně zjištěná hodnota byla stanovena na Θ_C = 13°, ale vysvětlení tohoto rozdílu získáme, až když uvažujeme daleko pestřejší slabé procesy. Jde o hadronové rozpady, kde se nezachovává podivnost. Např. $\Sigma^- \rightarrow n + e^- + \bar{\nu}_e$

1.6 Teorie elektroslabého sjednocení

V současné době se věří, že všechny interakce částic jsou dány tzv. lokálně kalibračními symetriemi. A právě na začátku 60. let tento trend začal nabývat na síle, i když spojení zákonů zachování s časoprostorovými symetriemi je známo už od dob Emmy Noetherové. Nejinak tomu bylo i v případě slabé interakce, které byla přiřazena symetrie SU(2) jakožto symetrie vůně při slabých interakcích.

V matematice je tato symetrie popsána komplexními maticemi 2x2. Tyto matice jsou unitární s determinantem rovným jedné. Máme tedy 8-4-1=3 volné parametry. V dnešní době tomu odpovídají tři různé intermediální částice. V šedesátých letech to však mělo jiný význam, a to možnost neutrálního slabého proudu $J^{\mu(3)}$. Tak byl zaveden slabý isospinový triplet $J^{\mu(i)}$, i =1,2,3.

Právě teorie isospinového tripletu slabých proudů nabízela naději, jak se vyprostit ze slepé uličky, kterou se stala V - A teorie. Ta totiž začala ve výpočtech vykazovat nekonečné divergence u jednoduchých pozorovaných procesů. Podobné divergence již byly v kvantové elektrodynamice (QED) napraveny matematickým postupem zvaným renormalizace, avšak podobný postup byl pro V-A teorii nepoužitelný.

Od roku 1961 pracovali fyzikové na tomto problému a prvními, kterým se podařilo uspět, byli v roce 1968 Sheldon Lee Glashow, Steven Weinberg a Abdus Salam. Dokázali vyřešit problémy SU(2) symetrie a spojit ji s U(1) symetrií elektromagnetické interakce[11]. Na jejich počest byla teorie elektroslabého sjednocení, neboli SU(2)xU(1) teorie, nazvána teorií GWS a je součástí dnešního tzv. Standardního modelu.

Nový neutrální proud plynoucí z vlastností SU(2) však její symetrii nerespektoval. Snahou bylo využít elektromagnetický proud $j^{\mu(em)}$ a zachránit SU(2). Sice nerespektoval ani tuto symetrii, ale existují jejich ortogonální kombinace, které jsou už symetrické vůči SU(2). Tak vznikl pojem slabého hypernáboje, který nahradil

operátor elektrického náboje a stal se novým generátorem grupy $U(1)_Y$. Operátor elektrického náboje Q je spojen s třetí komponentou isospinu T^3 a hypernábojem Y rovností (1.6.1), jež zavedli Gell-Mann a Nishijima pro silnou interakci a Glashow jej zobecnil i na slabou.

$$Q = T^3 + \frac{Y}{2}. \qquad (1.6.1)$$

Tak došlo ke spojení slabého neutrálního proudu $J^{\mu(3)}$ a slabého hypernabitého proudu j_μ^Y do jednoho [6](13.14).

$$j_\mu^{(em)} = J_\mu^{(3)} + \frac{1}{2} j_\mu^Y. \qquad (1.6.2)$$

Na základě QED, kde je elektromagnetický proud spojen s přenosem fotonu, se předpokládalo, že slabé proudy jsou spojeny s vektorovými bosony. Z pohledu Standardního modelu tedy máme isotriplet vektorových polí $W_\mu^{(i)}$ spojených s intenzitou g a současně singlet vektorového pole B_μ spojeného se slabým hypernabitým proudem j_μ^Y s intenzitou g'/2. Máme tedy jednotnou teorii, ale dvě nezávislé grupy s různými vazbovými konstantami. $W\mu^{(1,2)}$ označme pole jejichž kombinace odpovídá nabitým bosonům a $W_\mu^{(3)}$ a B_μ neutrální pole. Základní elektroslabá interakce je tedy dána [6](13.17)

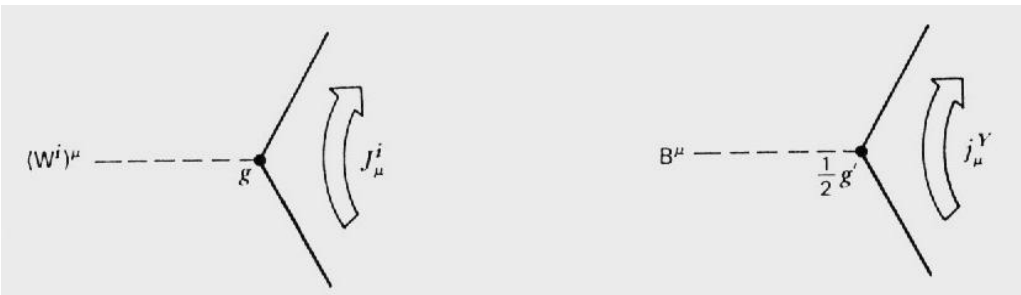
$$- i\, g\, (J^i)^\mu W_\mu^{\,i} - i\, \frac{g'}{2} (j^Y)^\mu B_\mu \qquad (1.6.3)$$

Již ověřeným faktem byl velice krátký dosah slabé interakce (méně než 10^{-17} m), čemuž odpovídala relativně vysoká klidová hmotnost intermediálních vektorových bosonů reprezentovaných poli $W_\mu^{(i)}$. Přibližný odhad O. Kleina byl kolem 100 GeV.

Problém interpretace polí $W_\mu^{(3)}$ a B_μ byl vyřešen použitím nového parametru Θ_W, tzv. Weinbergova úhlu. Ten se stal jakýmsi koeficientem kombinace dvou neutrálních polí $W_\mu^{(3)}$ a B_μ, ze kterého získáme dvě nová fyzikální pole. Jedno nehmotné odpovídající fotonu a druhé hmotné reprezentující právě Z^0 boson. [6](13.19,13.20)

$$A_\mu = B_\mu \cos \Theta_W + W_\mu^{(3)} \sin \Theta_W \quad \text{(nehmotné)} \qquad (1.6.4)$$
$$Z_\mu = - B_\mu \sin \Theta_W + W_\mu^{(3)} \cos \Theta_W \quad \text{(hmotné)} \qquad (1.6.5)$$

A tak byly rozpoznány všechny čtyři částice, které dnes považujeme za nositele elektroslabé síly, tj.W^+, W^-, Z^0, γ.



Obr. 3 Spojení vektorových bosonů se slabým isospinovým a hypernabitým proudem.[6](obr.13.1)

Pokud definice (1.6.4) a (1.6.5) dosadíme do výrazu pro elekroslabou interakci(1.6.3) a omezíme se pouze na neutrální proudy, získáme

$$- i\, g\, J_\mu^{\,3}\, (W^{(3)})^\mu - i\, \frac{g'}{2}\, j_\mu^{\,Y}\, B^\mu = \tag{1.6.6}$$

$$- i\, (g \sin \Theta_W\, J_\mu^{(3)} + \frac{g'}{2} \cos \Theta_W\, j_\mu^{\,Y})\, A^\mu \; - i\, (g \cos \Theta_W\, J_\mu^{(3)} - \frac{g'}{2} \sin \Theta_W\, j_\mu^{\,Y})\, Z^\mu .$$

Pro účely této práce uveďme ještě jiný zápis, tentokrát už pouze část odpovídající Z^0.

$$\frac{-g}{\cos \theta_w}\, (J_\mu^{(3)} - \sin^2 \Theta_W\, j_\mu^{(em)})\, Z^\mu . \tag{1.6.7}$$

Srovnáním první závorky v (1.6.6), která odpovídá elektromagnetické interakci, s $j^{\mu(em)}$ v (1.2.1) získáme vztah určující Weinbergův úhel v závislosti na vazbových konstantách g a g‘

$$g \sin \Theta_W = g' \cos \Theta_W = e . \tag{1.6.8}$$

Tedy hodnota Weinbergova úhlu je dána poměrem dvou nezávislých konstant

$$\mathrm{tg}\, \Theta_W = \frac{g'}{g} . \tag{1.6.9}$$

Experimentálně byla hodnota Θ_W určena až v roce 1988[4]. Její dnešní hodnota činí $\sin \Theta_W$ = 0,231209(15). To už je závěrečný krok k získání definice slabého neutrálního proudu (NC).

$$J_\mu^{NC} = J_\mu^{(3)} - \sin^2 \Theta_W\, j^{\mu(em)} \tag{1.6.10}$$

Aby byla teorie kompletní, doplňme ještě ke vztahu (1.6.6) výraz pro nabitou interakci

$$- i\, \frac{g}{\sqrt{2}}\, (J^\mu W_\mu^{\,+} + J^\mu W_\mu^{\,-}) . \tag{1.6.11}$$

Pokud uvažujeme předpoklad, že přenesený čtyřimpuls je dostatečně malý, můžeme propagátor bosonu W^+ (resp. W^-) aproximovat hodnotou $1/M_w^2$ a výpočet invariantní amplitudy pro nabitý proud (CC) bude [6](13.31)

$$\mathcal{M}^{CC} \approx \frac{1}{M_w^{\,2}} \left(\frac{g}{\sqrt{2}} J_\mu \right) \left(\frac{g}{\sqrt{2}} J^{\mu +} \right). \tag{1.6.12}$$

Upravíme-li Fermiho invariantní amplitudu (1.2.3) do proudového tvaru a omezíme se na část pro nabité proudy, získáme

$$\mathcal{M}^F = \frac{4G_F}{\sqrt{2}}\, J_\mu\, J^{\mu\dagger} . \tag{1.6.13}$$

Z rovnosti invariantní amplitud (1.6.12) a (1.6.13) získáme porovnání Fermiho konstanty s vazbovou konstantou elektroslabé interakce

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8\, M_w^{\,2}} \tag{1.6.14}$$

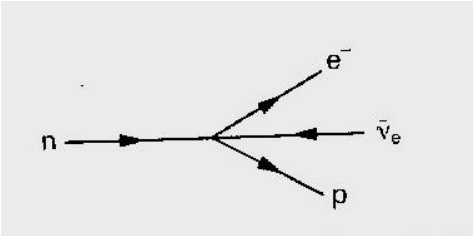
Zcela analogickým postupem, tentokrát pro neutrální proud, získáme vztah

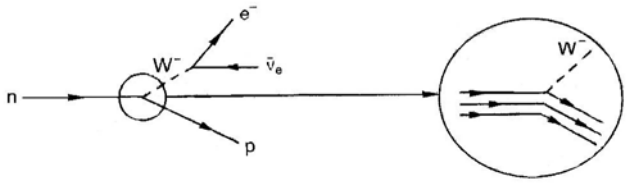
$$\rho \frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8 M_w^{\ 2} \cos^2 \theta_w} \tag{1.6.15}$$

kde ρ je parametr, který charakterizuje relativní intenzitu neutrální a nabité slabé interakce a je dán

$$\rho = \frac{M_w^{\ 2}}{M_Z^{\ 2} \cos^2 \theta_w} \ . \tag{1.6.16}$$

Hodnota parametru ρ je s velice malou chybou určena experimentálně jako 1. Tato hodnota je také předpovězena modelem Weinberga a Salama.





a) Fermiho čtyřvertex

b) dva vertexy spojené propagátorem W^-

Obr. 4 Porovnání Feynmanových diagramů pro β rozpad neutronu. [9](obr.9.18, obr.9.22)

1.7 Higgsův mechanismus

Nenulová hmotnost intermediálních bosonů byla do SU(2)xU(1) teorie zavedena Weinbergem a Salamem pomocí Higgsova mechanismu, který je nastíněn v této podkapitole.

Pokud do Lagrangiánu vneseme příslušný hmotnostní člen

$$M^2 W_\mu W^\mu \tag{1.7.1}$$

a jednoduše budeme ignorovat skutečnost, že jsme tím narušili jeho lokální symetrii, získáme teorii, jejíž výpočty povedou k nerenormalizovatelným divergencím.

Druhá cesta k hmotnostem byla nalezena v postupu použitém Higgsem (avšak na jiný problém). Lagrangián zůstane bez hmotnostních členů, tedy symetrický, ale zavedeme nové pole, které spontánně narušuje tuto symetrii. Jeho důsledkem je pak nenulová hmotnost slabých bosonů. Někdy je tento způsob nazýván skrytou symetrií.

Pokud budeme uvažovat globální symetrii, metoda spontánního narušení symetrie povede k vytvoření nehmotných skalárních bosonů, tzv. Goldstoneových bosonů, které nejsou pozorovány. Pokud ale budeme požadovat lokální symetrii, získáme velice slibný výsledek.

Nyní nastíním Higgsův mechanismus pro grupu SU(2). Vezměme Lagrangián [6](14.59)

$$\mathcal{L} = (\partial_\mu \Phi)^\dagger (\partial^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \tag{1.7.2}$$

kde Φ je SU(2) dublet komplexního skalárního pole

$$\Phi = \sqrt{\frac{1}{2}}\begin{pmatrix}\Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4\end{pmatrix}. \qquad (1.7.3)$$

Tento L je invariantní vůči lokální SU(2) transformaci

$$\Phi \rightarrow \Phi' = \Phi\, e^{i\alpha_i(x)\tau_i/2}. \qquad (1.7.4)$$

Derivaci ∂_μ nahradíme kovariantní derivací D_μ

$$D_\mu = \partial_\mu + ig\,\frac{\tau_i}{2} W_\mu^{\,i} \qquad (1.7.5)$$

a kalibrační pole se pak transformují jako

$$\vec{W}_\mu \rightarrow \vec{W}_\mu - \frac{1}{g}\partial_\mu \vec{\alpha} - \vec{\alpha} \times \vec{W}_\mu \qquad (1.7.6)$$

Ve vzorci vystupuje člen vektorového součinu, neboť grupa SU(2) je ne-Abelovská. Zavedením členu odpovídající kinetické energii

$$\mathbf{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu \qquad (1.7.7)$$

získáme invariantní Lagrangián [6] (14.65)

$$\mathcal{L} = \left(\partial_\mu \Phi + ig\frac{1}{2}\vec{\tau}\cdot\vec{W}_\mu \Phi\right)^\dagger \left(\partial^\mu \Phi + ig\frac{1}{2}\vec{\tau}\cdot\vec{W}^\mu \Phi\right) - V(\Phi) - \frac{1}{4}\mathbf{W}_{\mu\nu}\,\mathbf{W}^{\mu\nu} \qquad (1.7.8)$$

s

$$V(\Phi) = \mu^2\, \Phi^\dagger\Phi + \lambda(\Phi^\dagger\Phi)^2 \qquad (1.7.9)$$

Pokud by $\mu^2 > 0$, Lagrangián by popisoval systém čtyř skalárních částic Φ_i, každá o hmotě μ interagující s třemi nehmotnými bosony $W_\mu^{\,i}$. Nás zajímá případ, kdy $\mu^2 < 0$ a $\lambda > 0$. Z vyšetřování minima takového Lagrangiánu a analogického postupu k spontánnímu narušení symetrie necháme expandovat $\Phi(x)$ z vakua. Získáme $\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi_4 = 0$, $\Phi_3^2 = v^2$ a tedy

$$\Phi = \sqrt{\frac{1}{2}}\begin{pmatrix}0 \\ v\end{pmatrix} \qquad (1.7.10)$$

a expanzí

$$\Phi = \sqrt{\frac{1}{2}}\begin{pmatrix}0 \\ v + h(x)\end{pmatrix} \qquad (1.7.11)$$

Výsledkem jsou čtyři skalární pole, z nichž pouze jedno je nenulové – Higgsovo pole h(x). Dosadíme-li (1.7.10) do Lagrangiánu, získáme faktor

$$\left|\left(-ig\frac{1}{2}\vec{\tau}\cdot\vec{W}_\mu - i\frac{g'}{2}B_\mu\right)\Phi\right|^2 = \left(\frac{1}{2}vg\right)^2 W_\mu^{\,+} W^{\mu-} + \frac{1}{8}v^2\left(W_\mu^{\,3}, B_\mu\right)\begin{pmatrix} g^2 & -gg' \\ -gg' & g'^2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}W^{\mu 3} \\ B^\mu\end{pmatrix} \qquad (1.7.12)$$

kde $|\ |^2 = (\ )^\dagger(\ )$. Když to srovnáme s typickým hmotnostním členem pro bosony (1.7.1), nalezneme $M_w = 1/2\, gv$. Zbývající členy pro $W_\mu^{\,3}$ a B_μ

$$\frac{1}{8}v^2\left[g^2\left(W_\mu{}^3\right)^2 - 2gg'W_\mu{}^3B^\mu + g'^2G_\mu{}^2\right] = \frac{1}{8}v^2\left[gW_\mu{}^3 - g'B_\mu\right]^2 + 0\left[g'W_\mu{}^3 - gB_\mu\right]. \quad (1.7.13)$$

Tedy pro fyzikální pole Z_μ a A_μ přechází tento člen na

$$\frac{1}{2}M_Z{}^2Z_\mu{}^2 + \frac{1}{2}M_A{}^2A_\mu{}^2 \quad (1.7.14)$$

Pro normalizovaná pole pak získáváme [6](15.20,15.21)

$$A_\mu = \frac{g'W_\mu{}^3 + gB_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.7.15)$$

$$Z_\mu = \frac{gW_\mu{}^3 - g'B_\mu}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.7.16)$$

a dostaneme Lagrangián popisující tři hmotné kalibrační pole $W_\mu{}^i$ a jedno hmotné skalární pole h, a žádné nehmotné Goldsteinovy bosony.

Závěrečným krokem k dokončení elektroslabého sjednocení bylo odstranění nekonečen, která vycházela ve výpočtech pomocí teorie GWS. Renormalizace elektroslabé teorie byla ještě složitějším problémem, než tomu bylo u QED. Již Weinberg a Salam se pokoušeli různými matematickými triky divergence z výpočtů odstranit. V letech 1969 až 1971 na této úloze pracovali i J. G. Veltman z univerzity v Utrechtu a především jeho student Gerardus t'Hooft, který ji dovedl do úspěšného konce. Nobelovou cenou byly oba oceněni v roce 1999[11].

1.8 Narušení CP invariance

V kapitole 1.4 jsou popsány základní symetrie přírody označené C, P a T. Již Wolfgang Pauli dokázal, že kombinace všech tří je ve všech fyzikálních dějích zachována[14]. Neboli nanejvýše může dojít k narušení jednotlivých symetrií tak, aby celková zůstala zachována. Tato hypotéza, označovaná jako CPT teorém, nabyla v šedesátých letech nové důležitosti.

V roce 1964 James W. Cronin a Val Logsdon Fitch[11](CP violation) demonstrovali, že neutrální K-meson, který se většinou rozpadá na tři piony, se také rozpadl na dva piony. Tedy narušil CP symetrii, kterou V - A teorie předpokládala zachovat. Za předpokladu, že Pauliho CPT teorém je stále platný, implikuje narušení CP narušení T, ale tento efekt byl pozorován pouze u dvou z tisíců případů.

Tyto výsledky vyvolaly teorie hovořící jednak o tzv. superslabé síle, mnohem slabší síle, než je slabá, a která se projevuje pouze v K-mesonovém systému nebo v elektrickém dipólu neutronů. Další možností rozšíření je teorie Kobayashi – Maskawova pojednávající o určitých kvantově mechanických efektech slabé interakce mezi kvarky jako důsledek narušení CP invariance.

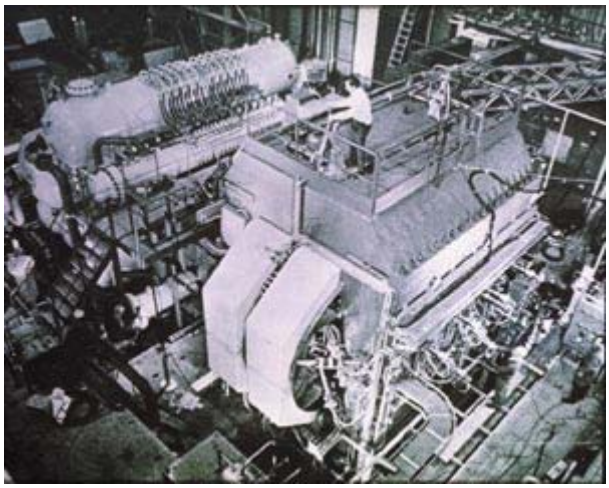
Kapitola 2
Objev neutrálních proudů

Model elektroslabé interakce předpovídal kromě Higgsova skalárního bosonu především existenci neutrálních proudů, jejichž nosičem je Z^0. Slabé proudy jsou slabé procesy, při kterých nedochází k přenosu elektrického náboje. První experimenty na potvrzení jejich existence začaly v sedmdesátých letech.

Souhrnně lze říci, že v této době v oboru neutrinové fyziky spolu soupeřily dvě pracoviště: Fermilab (Fermiho národní laboratoř v Batávii nedaleko Chicaga, U. S.) a CERN (Evropská laboratoř částicové fyziky u Ženevy). První přímé pozorování neutrálních proudů bylo oznámeno v roce 1973 vědci z CERN.

Pracoviště CERN v té době disponovalo kruhovým urychlovačem PS (proton synchrotron), vybudovaným do roku 1959 a urychlujícím svazky o 10^{10} protonech až na 26 GeV. V roce 1961 CERN udělal velice závažný krok kupředu a jistě tím zvýšil své šance na vítězství. Giorgio Brianti a Simon van der Meer vynalezli magnetickou anténu na získání intenzivnějšího svazku neutrin. Metoda byla založena na fokusaci nabitých částic (nejčastěji pionů), které se dále rozpadají na neutrina či antineutrina.

Na konferenci v Miláně v roce 1968 byl představen experiment v CERN a stanoveny cíle pro jeho detektor Gargamelle [1]. Na prvních místech bylo hledání intermediálních částic W, hluboký nepružný rozptyl a škálování, zkoumání vlastností a předpovědí Diagonálního modelu, $\Delta S = 1$ procesy a až mezi posledními hledání slabých proudů. Gargamelle byla veliká bublinová komora (viz obr. 5) vyvinutá týmem vědců ze Saclay pod vedením Andrého Lagarrigua a stala se hlavním detektorem pro PS urychlovač.



Obr. 5 Bublinová komora Gargamelle.
Délka 4,8 m a průměr 1,9 m. Hmotnost náplně 20 tun. V dnešní době je vystavena v recepci CERN.

Na experimentu Gargamelle pracovalo více než 50 fyziků z různých zemí pod vedením A. Lagerrigua, A. Rousseta a Paula Musseta. Náplní práce bylo studium fotografií pořízených na Gargamelle, které znázorňovaly dráhy nabitých částic procházejících bublinovou komorou. Ta byla vystavena svazku mionových antineutrin. V reakcích slabých proudů bylo antineutrino jednoduše rozptýleno na elektronu kapalné náplně komory. Jelikož přicházející i odcházející antineutrino nezanechává v bublinové komoře stopu, jedinými kandidáty na neutrální proud se staly krátké elektronové stopy.

Ze získaného počtu asi 1,4 miliónů snímků bylo pouze 64 označeno za kandidáty na neutrální proud. Konečného potvrzení se pak dostalo pouze třem případům. Na jaře 1973 byl objev s velikou slávou oznámen a teorie elektroslabého sjednocení nabyla nového uznání. Potvrzení od jiného nezávislého experimentu

přišlo ze spolupráce Kalifornského Institutu Technologie a Fermilabu (CITF) a poslední zbytky pochyb o neutrálních proudech byly vymýceny.

Kapitola 3

Objev Z^0 na SPS v CERN

Po úspěších experimentů v CERN při hledání neutrálních proudů v roce 1973 bylo na řadě přímé pozorování intermediálních vektorových bosonů W a Z. Jelikož očekávané hmotnosti těchto částic byly pro W 65 GeV a pro Z 80 GeV, tedy nedostupné pro soudobou urychlovací techniku, byl nutný nejdříve další vývoj zařízení [2], [4](př. 5.2), [9](obr.9.19).

Pro dosažení takových efektivních energií byly srážky se stacionárním terčem nemyslitelné a idea stavby dvou velkých protonových urychlovačů pro proton-protonové srážky byla velice rychle opuštěna. V roce 1976, kdy byl dokončen první z těchto urychlovačů – super proton synchrotron (SPS), byla dána zelená projektu se vstřícnými srážkami protonů a antiprotonů, navržená Carlem Rubbiou, jelikož protony a antiprotony mohou obíhat v opačných směrech v témže magnetickém poli. Carlo Rubbia dokázal tento technicky velice náročný přechod od SPS ke srážeči vstřícných svazků za jediný rok.

Tento hlavní okruh urychlovačové kaskády, který má obvod 7 km, dokázal urychlit svazek až na 270 GeV. Na dvou místech urychlovače, kde docházelo ke srážkám, byly umístěny detektory, kódově označené jako UA1 a UA2. Oba detektory měly zkoumat srážky protonů s antiprotony o těžišťové energii 540 GeV. Uvážíme-li, že ve skutečnosti dochází ke srážkám kvarků, získáme po vydělení asi 90 GeV na kvark-antikvarkovou čelní srážku. Takováto hodnota už byla pro produkci reálných W a Z dostatečná.

Dalším náročným úkolem bylo připravit dostatečně intenzivní svazek antiprotonů. K tomuto účelu byl v roce 1981 vybudován malý okruh zvaný antiprotonový akumulátor (AA). Antiprotony byly produkovány při srážkách protonů z PS o energii 28 GeV s měděným terčíkem. Antiprotony vylétaly ze srážky v náhodných směrech a energiích a byly sbírány magnetickým polem do značně širokého svazku, který byl injektován do skladovacího okruhu *(„storage ring“)*. Svazek byl postupně kolimován na užší a monoenergetický. Tuto techniku nazvanou „*stochastic cooling*" vyvinul Simon van der Meer a stala se stěžejní pro celý experiment. Hlavní ideou metody byly dva body na akumulátorovém okruhu. V jednom bodě byla měřena průměrná odchylka svazku od požadované trajektorie a do druhého bodu byl podle toho vyslán korekční elektronický signál. Když antiprotonový svazek dosáhne dostatečné hustoty, je injektován do SPS okruhu v opačném směru než svazek protonů.

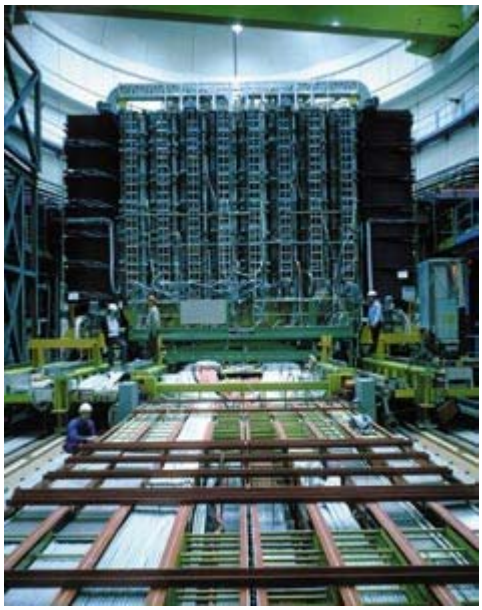
Úloha hledání slabých bosonů byla rozdělena na dva experimenty UA1 a UA2. Jelikož při produkci W je nutno počítat s nedetekovatelnými neutriny, je metoda detekce od detekce Z^0 značně odlišná. Nalézt bosony W^+ a W^- především díky rozpadům

$$W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$$
$$W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$$

měl za úkol detektor UA2 (viz obr. 6).

Obr. 6 Detektor UA2.

Větší detektor UA1, který měl nalézt Z^0, měl rozměry 5m x 5m x 10m (viz obr. 7). Prostor těsně sousedící s místem srážky byl tzv. vnitřní detektor, složený ze systému driftových komor uložených v silném magnetickém poli. Cílem bylo detailně zaznamenat dráhy vylétávajících nabitých částic. Tento vnitřní detektor je obklopen elektromagnetickými a hadronovými kalorimetry. Kalorimetry byly sestaveny z vrstev olova a železa proložených vrstvami scintilátorů. Vnější část detektoru tvořil systém driftových mionových komor.



Obr. 7 Detektor UA1.

Ve většině případů proton-antiprotonových srážek vznikaly dva jety hadronů (pionů) s nízkou příčnou hybností, tedy kolimovaných pod velice nízkým úhlem vůči ose detektoru na obě strany od místa srážky. Jen velice zřídka vyprodukuje srážka reálné W nebo Z, které se velice rychle rozpadají. Na jejich existenci pak usuzujeme z nárůstu účinného průřezu charakteristického pro všechny rezonanční částice. Jeden z hledaných rozpadových kanálů Z^0 je

$$Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$$

Elektrony a pozitrony z této srážky jsou vysoce energetické částice a lze je snadno zachytit v elektromagnetickém kalorimetru, tedy změřit jejich energii. Ze zakřivení jejich dráhy v magnetickém poli vnitřního detektoru pak můžeme určit hybnosti a tedy spočítat hmotnost původní částice. Elektron-pozitronový pár vzniklý rozpadem Z^0 vyletuje zpravidla pod velikým úhlem, a proto je spoušť nastavena na eliminaci všech detekovaných leptonů s příčnou hybností menší než 2 GeV. Po této selekci zbude maximálně vždy jen jeden takový pár. V prvním období nabírání dat byly pozorovány čtyři takové případy[12].

Soutěž o první objev vyhrála skupina u detektoru UA2, která oznámila přímé pozorování reálného W 21. ledna 1983. Objev reálného Z^0 na detektoru UA1 byl oznámen až 27. května. Výsledné naměřené hodnoty byly

$$M_W = 81 \pm 5 \text{ GeV}$$
$$M_Z = 91{,}16 \text{ GeV}.$$

Carlo Rubbia a Simon van der Meer za svou vedoucí roli v těchto objevech získali v roce 1984 Nobelovu cenu.

Obr. 8 Carlo Rubbia a Simon van der Meer při oslavách objevu.

Kapitola 4
Výzkum vlastností Z^0 na LEP v CERN

V roce 1989 byl v Evropské laboratoři fyziky částic uveden do plného chodu velký kruhový urychlovač elektronů a pozitronů s názvem LEP (Large Electron Positron Collider). Celý urychlovač je umístěn v tunelu zhruba 100 metrů pod zemským povrchem a jeho obvod činí téměř 27 kilometrů. Po dosažení požadované energie obíhají elektrony a positrony (každý opačným směrem) po určitou dobu (v ideálním případě mnoho hodin) uvnitř prstence a na čtyřech stanovených místech dochází ke srážkám vstřícných svazků. V těchto místech jsou mohutné detektory. Každý z detektorů má své specifické zaměření a odpovídá mu i jiná pracovní skupina. Na LEP tyto čtyři detektory dostaly jména ALEPH, DELPHI, OPAL a L3 [7]. Jejich umístění na urychlovači je vidět na obr. 9.

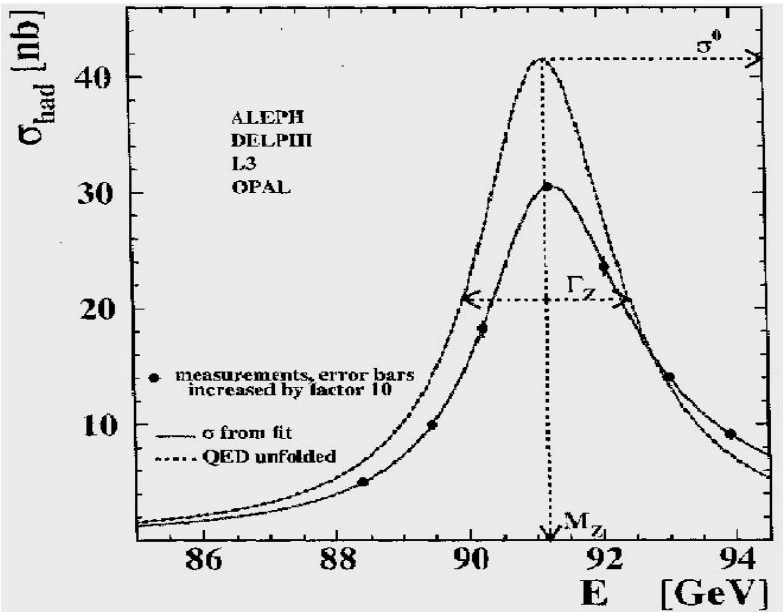
Obr. 9 Letecký snímek areálu CERN se znázorněním jednotlivých částí kaskády urychlovačů a rozmístění detektorů.

Částice na urychlovači LEP dosahovaly energie kolem 100 GeV, jedná se tedy o 200 GeV maximální těžišťové energie srážky. Těsně před ukončením provozu bylo dosaženo až 206 GeV efektivní energie srážky $e^- e^+$. Konkrétní hodnoty energií a luminosity svazku na LEP jsou shrnuty v tabulce 1.

Tabulka 1: Aproximace těžišťových energií a integrálních luminosit dosažených na LEP [7](tab.1).

rok	energie svazku [GeV]	integrální luminosita [pb^{-1}]
1989	[88,2;94,2]	1,7
1990	[88,2;94,2]	8,6
1991	[55,5;93,7]	18,9
1992	91,3	28,6
1993	89,4;91,2;93,0	40,0
1994	91,2	64,5
1995	89,4;91,2;93,0	39,8

V rozmezí let 1989 až 1995 produkoval LEP data ze srážek e^- a e^+ s těžišťovou energií od 88 do 95 GeV. Tato hodnota byla zvolena tak, aby byla v těsné blízkosti klidové hmotnosti Z^0, která byla předpokládána m_z = 91,187 GeV. Cílem LEPu, a především Elektroslabé pracovní skupiny na LEP, bylo pozorovat Z^0, a to díky součinnosti všech čtyřech pracovišť ALEPH, DELPHI, L3 a OPAL. Analýza rozpadů Z^0 na hadrony, resp. na jety kvarků, a na leptonové páry byla použita pro výpočet klidové hmotnosti (m_z) a šířky (Γ_z) rezonance Z^0, hadronového účinného průřezu na pólu σ_h^0 , poměr šířek hadronového a leptonového rozpadu (R_l) a leptonové předo-zadní asymetrie na pólu ($A_{FB}^{0,l}$).



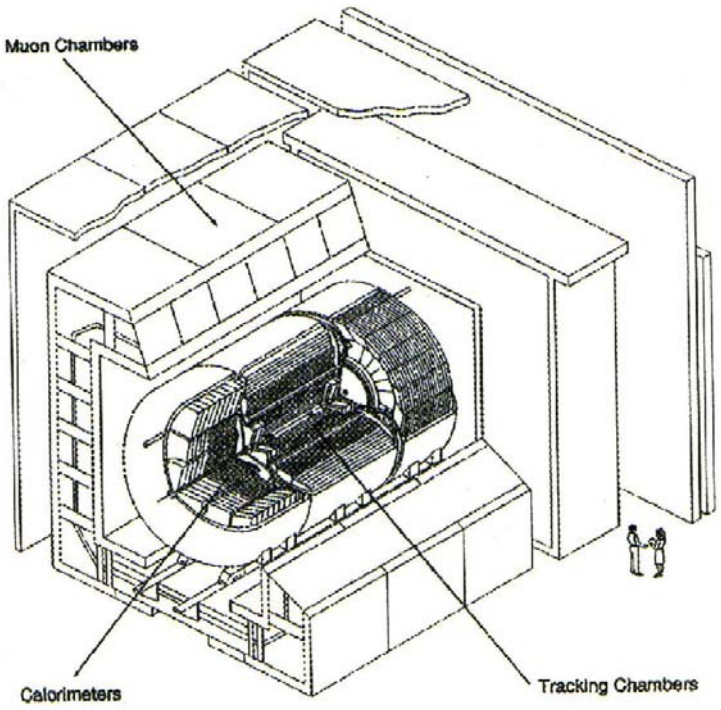
Obr. 10 Měření účinného průřezu jako funkce těžišťové energie. [7] (obr.1.)

Všechny čtyři experimenty dohromady pozorovaly 17 milionů případů se Z^0. Na experimentech LEP byla pro výpočty použita standardní sada parametrů, z nichž ty nejdůležitější jsou odhadovaná hmota Z^0 m_z = 91,187 GeV, Fermiho vazbová konstanta G_F = (1,16637 ± 0,00001).10^{-5} GeV^{-2}, elektromagnetická vazbová konstanta α = 1/127,877 ± 0,090, silná vazbová konstanta α_s = 0,119 ± 0,002, hmota t kvarku m_t = 174,3 ± 5,1 GeV a přibližná hmota Higgsova bosonu m_H = 150 GeV. Konečné hodnoty výše popsaných veličin a jejich chyby z měření charakteristik rezonance Z^0 na LEP v CERN jsou

m_z = 91,1875 ± 0,0021 GeV
Γ_z = 2,4952 ± 0,0023 GeV
σ_h^0 = 41,540 ± 0,037 nb
R_l = 20,767 ± 0,025
$A_{FB}^{0,l}$ = 0,0171 ± 0,0010.

Kapitola 5
Výzkum vlastností Z^0 na Tevatronu

Dalším článkem v řetězu při výzkumu Z^0 bosonu je experiment D0[8] ve Fermiho národní laboratoři (Fermilab) na urychlovači Tevatron nabírající data od devadesátých letech. Tevatron je veliký prstencový urychlovač o obvodu 6,3 km, který urychluje protony a antiprotony v opačných směrech až na 1 TeV na svazek. Jedním z cílů experimentu bylo měření účinného průřezu produkce Z^0 při srážkách $p+\overline{p}$ při těžišťové energii $\sqrt{s}$ =1,8 TeV důležitého při ověření teoretických předpovědí GWS teorie i QCD. Během provozu operoval urychlovač s instantní luminositou $4{,}0.10^{30}$ cm^{-2} s^{-1} a maximální luminositou $9{,}7.10^{30}$ cm^{-2} s^{-1}. Uvnitř detektoru D0 (obr. 11) byl centrální dráhový systém bez magnetického pole, který obklopovaly kalorimetry z kapalného argonu a uranu spojené se scintilátory. Vnější část tvořily mionové spektrometry. Centrální dráhový systém byl schopen měřit pozici interakčních vertexů podél směru svazku, a to s rozlišením 8 mm, a rozlišit jednotlivé nabité částice, stejně jako odlišit e^+ e^- páry od γ konverze.



Obr. 11 Průřez detektorem D0. [8] (obr.1).

Použitím partonové distribuční funkce CTEQ2M byla vymodelována teoretická předpověď pro účinný průřez produkce Z^0 při srážkách $p+\overline{p}$ s $\sqrt{s}$ =1,8 TeV a to

$$\sigma_z = \sigma(p\overline{p} \to Z + X) = 6{,}71^{+0{,}33}_{-0{,}27}\,\text{nb}\,.$$

Abychom mohli tuto teoretickou hodnotu srovnat s naměřenou hodnotou, musíme ji ještě vynásobit větvícím poměrem B („*branching fractions*“) kvůli korekci na různé rozpadové kanály. Z důvodu obtížné detekce hadronových kanálů byl brán v úvahu pouze leptonový rozpad. Tauonový rozpad se hůře detekuje a proto se v tabulce výsledků (tab. 2) objevuje jen elektronový a mionový rozpadový kanál. Hodnota tohoto faktoru tedy je

$$B(Z \rightarrow ll) = (3{,}366 \pm 0{,}006)\%.$$

Při měření bylo výběrové kritérium rekonstrukčního algoritmu nastaveno tak, aby vyhledávalo spršky v elektromagnetickém kalorimetru. Na základě dat z centrálního detektoru pak odliší fotony a elektrony. Pro rozpadový kanál $Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$ byl pro odlišení pozadí použita spoušť započítávající e^+ a e^- pouze s p_T>25 GeV a relativistické hmotě 65-250 GeV. Pro rozpadový kanál $Z^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ byla nastavena na p_T>5 GeV.

Experimentální hodnota byla získána ze vzorce

$$\sigma \cdot B = \frac{N(1-f)}{A\varepsilon \int L dt},$$

kde N je počet případů v konečném vzorku, f je poměr pozadí/N, A je akceptance detektoru, ε je účinnost pro příjem eventů do vzorku a $\int L dt$ je integrální luminosita. Konečné výsledky, stejně jako hodnoty ostatních parametrů, jsou shrnuty v tabulce 2. Výsledky jsou v dobré shodě s teoreticky předpověděnými hodnotami. Chyba ve výsledku je ve formátu: statistická chyba, systematická chyba, chyba luminosity.

Tabulka 2: Pozorované účinné průřezy produkce Z^0 vynásobené leptonovým (*branching fractions*). [8] (tab.9).

	$Z^0 \rightarrow e^+ + e^-$	$Z^0 \rightarrow \mu^+ + \mu^-$
N [1]	775	77
f [%]	4,0 ± 1,4	10,1 ± 3,7
A [%]	36,3 ± 0,4	6,5 ± 0,4
ε [%]	73,6 ± 2,4	52,7 ± 4,9
$\int L dt$ [pb^{-1}]	12,8 ± 0,7	11,4 ± 0,6
σ.B [nb] ± (stat),(syst),(lum)	0,218 ±0,008±0,008±0,012	0,178 ±0,022±0,021±0,009

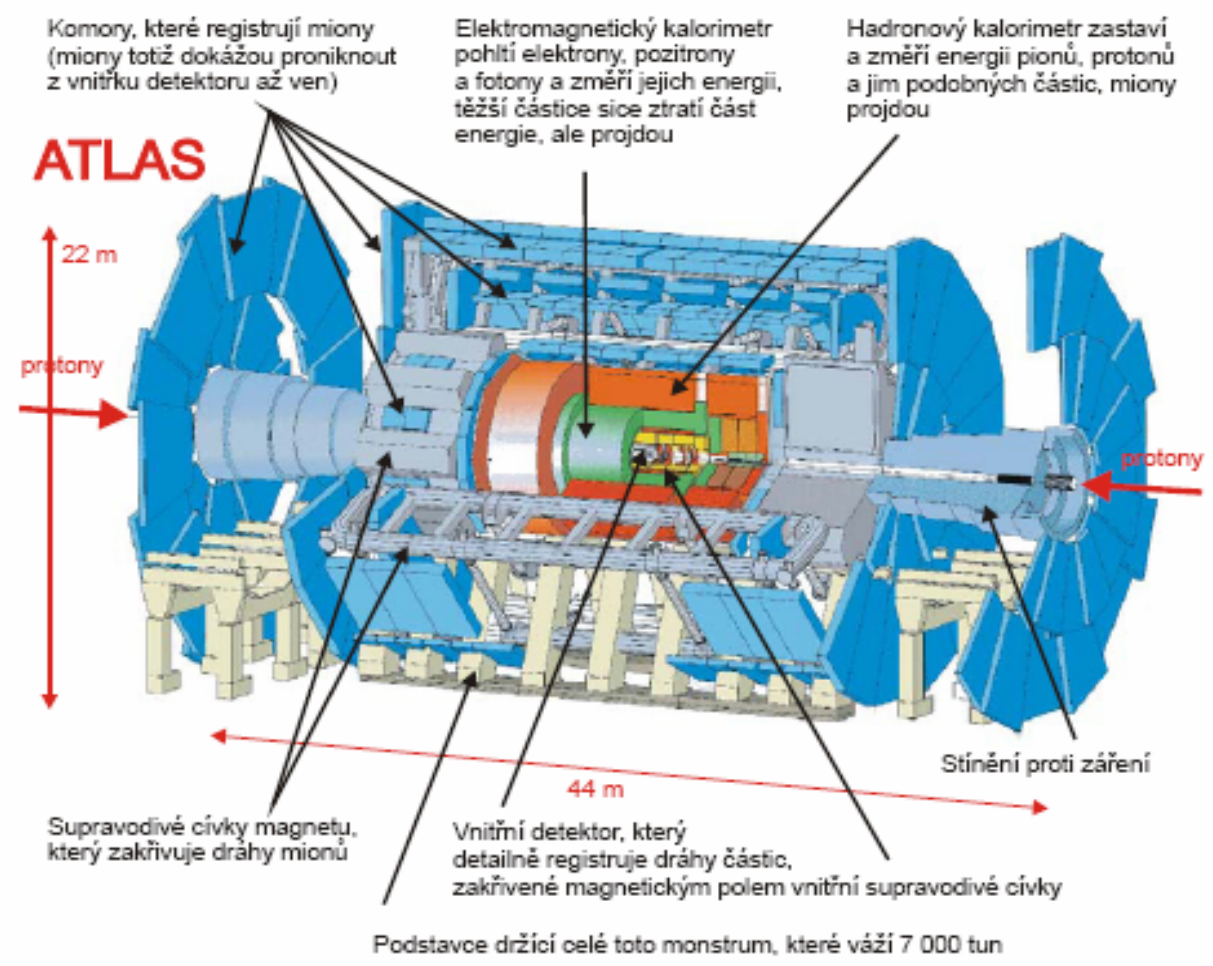
Kapitola 6

Program výzkumu Z^0 na ATLAS

Nejambicióznějším projektem dnešní doby je stavba supravodivého prstencového urychlovače v laboratoři CERN u Ženevy, tzv. LHC (Large Hadron Collider)[5]. Jeho parametry předčí všechny současné urychlovače na světě a to na dlouhou dobu. Do třídění dat, produkovaných na něm při srážkách protonů s protony o těžišťové energii do 14 TeV a luminositě svazku 1.10^{34} cm^{-2} s^{-1}, budou zapojeni vědci z více než třiceti zemí světa. Celý prstenec bude uložen v tunelu dlouhém 26,659 km, ve kterém býval do roku 2002 LEP. Jeho stavba má být dokončena v roce 2007.

Ze čtyř chystaných experimentů na urychlovači LHC – ATLAS, ALICE, LHC-B a CMS, se čeští fyzikové podílejí na experimentech ALICE a ATLAS. Experiment

ATLAS bude jedním ze dvou (vedle CMS) velkých či univerzálních experimentů na LHC. Jeho detektor (viz. obr. 12) bude co do rozměrů vůbec největší. Má tvar válce o průměru 22 m a délce 44 m a bude mít hmotnost 7000 tun. Bude umístěn v obrovské podzemní hale a bude zaznamenávat údaje o vznikajících částicích při 800 milionech srážek za vteřinu.



Obr. 12 Popis detektoru ATLAS[13].

Cílů experimentu ATLAS je hned několik. Mezi stěžejní programy bude patřit hledání Higgsova bosonu, předpovězeného teorií elektroslabé interakce, hledání supersymetrických partnerů ke známým částicím a hledání nových kalibračních bosonů. Dalšími cíly experimentu bude pozorování narušení CP invariance v rozpadech B mesonů, přesné měření hmotností bosonu W a kvarku t, měření strukturních funkcí a měření vlastností Z^0 bosonů. Pro určení hmotnosti W se očekává produkce 300 milionů jednotlivých případů ročně, což vede k odhadu statistické chyby na pouhé 2 MeV. Samozřejmě nedílnou součástí experimentu jsou již rozsáhlé počítačové simulace různých procesů, na jejichž základě teprve proběhne ověření experimentem.

Hledání Higgsova bosonu bude velice náročný úkol a jako takový určil i vlastnosti detektoru. Hlavními požadavky na detektor tedy bude vysoká citlivost na rozpadové produkty Z^0, tedy elektrony, miony a fotony, výborná schopnost detekce sekundárních tauonových a b-kvarkových vertexů a vysoké rozlišení kalorimetrů pro

detekci jetů a chybějící příčné energie, což je stěžejní pro pokrytí celé škály možných hmotností H.

Ve standardním modelu (SM) vystupuje jeden dublet skalárního Higgsova pole vedoucího k předpovědi existence neutrální skalární částice H^0, jejíž hmotnost není nijak teoreticky předpovězena. To je důvod, proč se od tohoto experimentu tolik očekává. Pokud Higgsův boson nebude nalezen, bude to znamenat pro fyziku velikou změnu.

Hlavními hledanými procesy budou rozpady

$$H \to Z\gamma \qquad H \to \gamma\gamma \qquad H \to b\bar{b} \qquad H \to ZZ^* \to 4l.$$

Boson Z^0 bude v experimentu zkoumán z několika důvodů. Jednak je to fyzikální program důležitý sám o sobě. Přesné měření vlastností Z^0 bosonu umožní upřesnění a testování obou složek standardního modelu – teorie elektroslabé interakce i kvantové chromodynamiky. Produkty rozpadu Z^0 budou použity pro přesnou kalibraci komponent detektoru ATLAS. Vzhledem k vysoké četnosti vzniku bosonů Z^0 budou produkty jejich rozpadu tvořit pozadí pro ostatní zkoumané fyzikální procesy. Proto je nutné jejich rozpoznání a oddělení od zbytku interakce.
Významným důvodem je skutečnost, že Z^0 je očekáván v některých rozpadových kanálech hledaného Higgsova bosonu.

Dalším významným testem SM a zároveň sondou do nové fyziky bude studium interakce tří nebo i čtyř kalibr. bosonů ($W^{\pm}$, Z^0,γ) navzájem.

Kapitola 7

Konečná podoba GWS teorie

V kapitole 1 je podrobně popsán celý historický vývoj fyzikálních představ o interakci částic, kterou dnes nazýváme elektroslabou. Zde jsou shrnuty dosažené výsledky a diskuse Lagrangiánu GWS teorie, především ve vztahu k Feynmanovým diagramům všech známých elektroslabých procesů.

Pomocí spontánního narušení lokální kalibrační transformace $SU(2)_L x U(1)_Y$, která působí na levotočivé fermiony

$$\chi_L \to \chi_L' = \chi_L \, e^{i\alpha(x)\vec{T} + i\beta(x)Y} \tag{7.1}$$

a na pravotočivé fermiony

$$\psi_R \to \psi_R' = \psi_R \, e^{i\beta(x)Y} \tag{7.2}$$

získáme renormalizovatelnou teorii elektroslabé interakce zahrnující hmotné intermediální bosony $W^{\pm}$ a Z^0. Jak už je patrno ze zápisu, generátorem grupy $SU(2)_L$ je isospin $\vec{T}$ a generátorem $U(1)_Y$ je hypernáboj Y, jež spolu souvisí vztahem (1.6.1).

Lokálnost transformace zajišťuje právě závislost konstant α(x) a β(x) na souřadnicích prostoru.

Tabulka 3 Přehled elementárních částic vystupujících v GWS teorii. [10]

Leptony	Q [e]	T[ħ]	m[MeV]	Kvarky	Q [e]	T[ħ]	M[MeV]
e	-1	1/2	0,511	u	2/3	1/2	1,5-4,0
ν_e^*	0	1/2	0	d	-1/3	1/2	4,0-8,0

μ	-1	1/2	105,658	c	2/3	1/2	1150-1350
ν_μ^*	0	1/2	0	s	-1/3	1/2	80-130
τ	-1	1/2	1776,990	t	2/3	1/2	174300±5100
ν_τ^*	0	1/2	0	b	-1/3	1/2	4100-4400

* nenulová hmota neutrin zde není ještě zahrnuta

Intermediální bosony	Q [e]	T[ħ]	m[MeV]
γ	0	1	0
W^+	1	1	80 425±38
W^-	-1	1	80 425±38
Z^0	0	1	91 188±02

Higgsův boson

H^0	0	0	>114 400

Na základě výčtu částic z tabulky 3 je možné podat úplný přehled možných polí χ_L a ψ_R. [4](kap.7.10)

Levotočivé $SU(2)_L$ dublety:

$$L^{(e)} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \qquad L^{(\mu)} = \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \qquad L^{(\tau)} = \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$$

$$L^{(d)} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \qquad L^{(s)} = \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \qquad L^{(b)} = \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L .$$

Pravotočivé singlety: e_R, μ_R, τ_R, d_R, u_R, c_R, s_R, b_R, t_R .

Přejdeme-li do formalismu teorie pole, máme čtyři pole $\vec{W}^\mu$ a B^μ. Pole $W^{\mu(1)}$ a $W^{\mu(2)}$ mají přímou analogii ve fyzikálních polích pro bosony W^+ a W^-, kdežto neutrální pole $W^{\mu(3)}$ a B^μ musíme zkombinovat pomocí Weinbergova úhlu Θ_W (viz (1.6.4) a (1.6.5)), abychom získali fyzikální pole Z^μ a A^μ. Odpovídající Z^0 a γ. Zavedeme-li tensory

$$\vec{\mathbf{W}}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu \tag{7.3}$$

$$\mathbf{B}_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu , \tag{7.4}$$

které odpovídají kinetické energii jednotlivých polí a jejich samointerakcím, můžeme už rovnou vyjádřit Lagrangián GWS teorie [6](15.40)

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & - \vec{\mathbf{W}}_{\mu\nu} \cdot \vec{\mathbf{W}}^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\ & + \overline{\chi}_L \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - g'\frac{Y}{2} B_\mu \right) \chi_L + \overline{\psi}_R \gamma^\mu \left(i\partial_\mu - g'\frac{Y}{2} B_\mu \right) \psi_R \\ & + \left| \left(i\partial_\mu - g\frac{1}{2}\vec{\tau} \cdot \vec{W}_\mu - g'\frac{Y}{2} B_\mu \right) \Phi \right|^2 - V(\Phi) \end{aligned} \tag{7.5}$$

$$- \left(G_1 \overline{\chi}_L \Phi \psi_R + G_2 \chi_L \Phi^+ \psi_R + G_1 \overline{\psi}_R \Phi^+ \chi_L + G_2 \psi_R \Phi \chi_L \right)$$

V posledních dvou členech ještě vystupují Higgsovo pole Φ, které generuje hmotu slabým bosonům, pokud ho rozvineme v okolí vakua, a standardní Higgsův potenciál V(Φ).

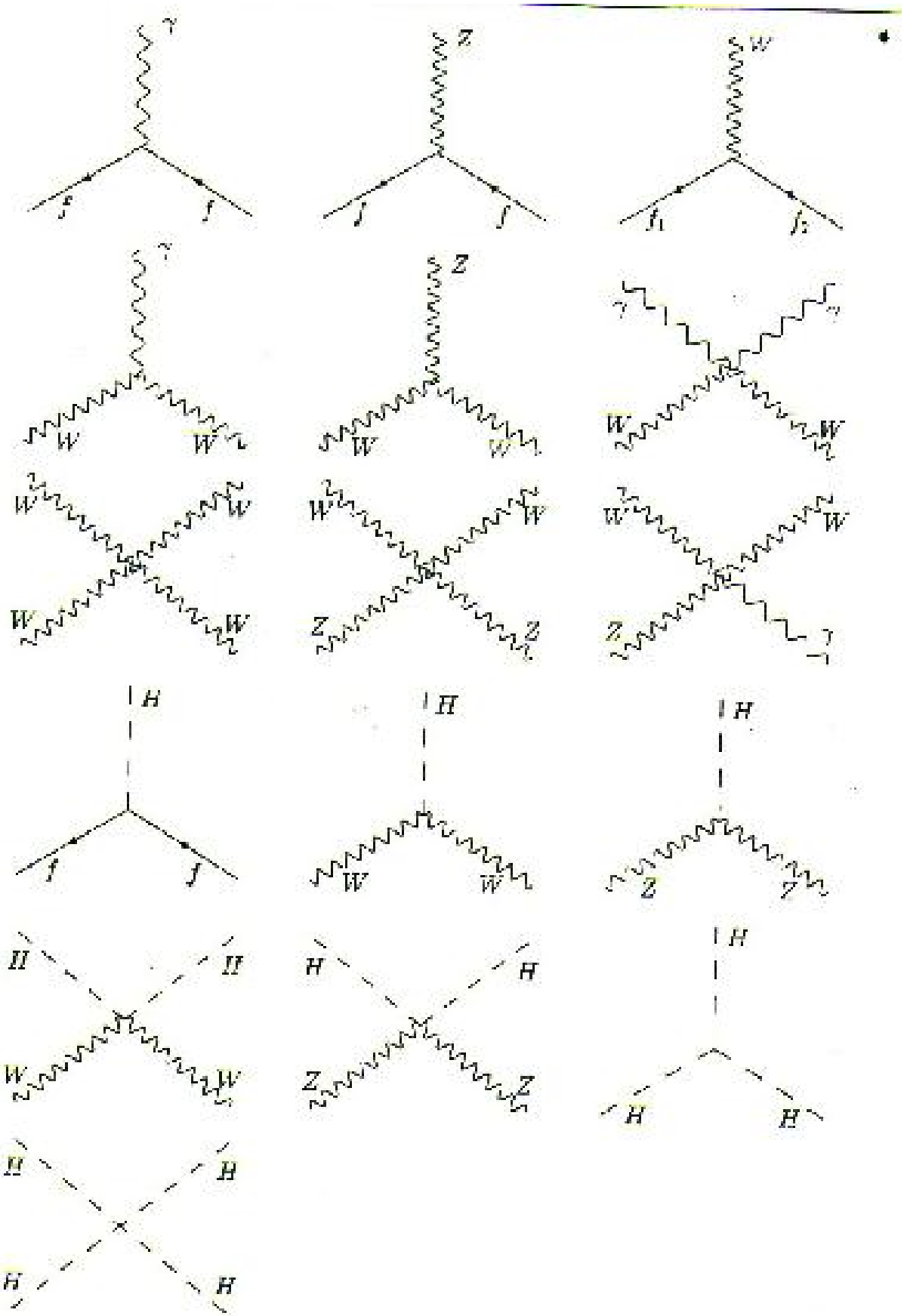
První člen Lagrangiánu (7.5) byl už vysvětlen výše. V zápisu Feynmanových diagramů na obr. 13 tomuto členu odpovídají vertexy znázorňující interakci různých kombinací γ, Z a W.

Druhý člen Lagrangiánu (7.5) popisuje kinetické energie leptonů a kvarků a jsou formálním zápisem vertexů Feynmanových diagramů pro interakci libovolného fermionu f s polní částicí γ, Z a W.

V zápise třetího členu Lagrangiánu GWS vystupují kvadráty ($| \ |^2 = (\ )^\dagger (\ )$) jednotlivých polí $\vec{W}^\mu$ a B^μ a Higgsův potenciálV(Φ). Z tohoto členu je možné spočítat hmotnosti jednotlivých bosonů W^+, W^-, Z^0 a Higgsova bosonu. Ve Feynmanově reprezentaci mu odpovídají vertexy spojující H s bosony Z, W i sám se sebou.

Čtvrtý a poslední člen formálně popisuje interakce fermionů (leptonů a kvarků) s Higgsovým polem a tedy generaci jejich hmoty. Této velice pestré škále interakcí můžeme přiřadit jediný vertex spojující obecný fermion f s H.

Posledním, a ne zrovna triviálním krokem bylo dokázat renormalizovatelnost teorie. t'Hooft ukázal, že na to, aby bylo možné výpočty renormalizovat, musí být teorie Yang-Millsova. Tedy musí podléhat lokální kalibrační symetrii. Pouze takovýto stupeň symetrie může odstranit vznikající divergence.



Obr. 13 Všechny typy interakcí obsažných v Lagrángiánu elektroslabé teorie. [4](obr. 32)

Závěr

Standardní model je velice úspěšný model popisující interakce elemetárních částic. Je založen na kvantové teorii pole, která popisuje interakce bodových fermionů. Tyto interakce jsou založeny na představě výměny kalibračních bosonů, které jsou důsledkem lokálních kalibračních symetrií.

Elektroslabá interakce je popsána lokální symetrií SU(2)xU(1), která je spontánně narušována skalárním Higgsovým polem. To vede k nutné existenci masivních kalibr. bosonů $W^{\pm}$ a Z^0 a nehmotného fotonu. Higgsovo pole je reprezentováno skalárním bosonem H^0, jehož nalezení bude hlavním cílem blízké budoucnosti.

Z^0 boson byl poprvé postulován v šedesátých letech jako důsledek slabé SU(2) symetrie a nedlouho později i SU(2)xU(1). Jako zprostředkující částice vystupuje při slabých interakcích, ve kterých nedochází k přenosu náboje, zvané neutrální proudy. První pozorování neutrálních proudů bylo uskutečněno v laboratoři CERN v roce 1973 na experimentu Gargamelle.

O deset let později byl v CERN při srážkách p a $\bar{p}$ na SPS oznámen i objev reálných Z^0 v rámci experimentu UA1. Výsledkem experimentu byla především změřená hmotnost Z^0 a to 91,16 GeV. Objev byl po zásluze oceněn Nobelovou cenou pro Simona van der Meera a Carlo Rubbiu, jejichž vynálezy vůbec experiment umožnily.

Výzkum konkrétních vlastností rezonance Z^0 byl jedním z hlavních cílů experimentů na urychlovači LEP v CERN v letech 1989 až 1995. Při srážkách e^- a e^+ při maximální těžišťové energii 200GeV byl studován rezonanční peak Z^0. Výsledkem experimentu bylo přesnější měření hmotnosti, šířky rezonance, účinný průřez srážky pro hadronový a leptonový kanál a předozadní asymetrie.

$$m_z = 91{,}1875 \pm 0{,}0021 \text{ GeV}$$
$$\Gamma_z = 2{,}4952 \pm 0{,}0023 \text{ GeV}$$
$$\sigma_h^0 = 41{,}540 \pm 0{,}037 \text{ nb}$$
$$R_l = 20{,}767 \pm 0{,}025$$
$$A_{FB}^{0,l} = 0{,}0171 \pm 0{,}0010.$$

Jedním z mála experimentů, na kterých byl produkovám Z^0 byl D0 na Tevatronu ve Fermilabu v U.S.A. Při srážkách p a $\bar{p}$ při těžišťové energii kolem 1,8TeV byly měřeny účinné průřezy pro elektronový a mionový rozpad Z^0. Výsledky jsou

$$\sigma.B(Z\rightarrow e^-e^+) = 0{,}218 \text{ nb},$$
$$\sigma.B(Z\rightarrow \mu^-\mu^+) = 0{,}178 \text{ nb}.$$

V krátké budoucnosti bude nejvýznamnějším experimentem pro výzkum vlastností Z^0 detektor ATLAS na urychlovači LHC v CERN. Jeho výsledkem bude zpřesnění obou teorií SM – elektroslabé teorie a kvantové chromodinamiky. Zajímavá bude jistě i odpověď na otázku existence Higgsova bosonu H^0.

Reference

[1] CERN Courier, June 2003, Donald Perkins: "Neutral currents".

[2] CERN Courier, April 2004, Pierre Darriulat: "the W and Z particles: a personal recollection".

[3] W.Greiner, B.Muller: "Gauge Theory of Weak Interactions", Springer Berlin 2000.

[4] Jiří Hořejší: "Fundamentals of Elektroweak Theory", Karolinum Praha 2002.

[5] ATLAS Collaboration: CERN/LHCC/99-15: "Detector and Physics Performance Technical Design Report", Volume II.

[6] F. Halzen, A. D. Martin: "Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics", John Wiley and Sons 1984

[7] Elektroweak Working Group of the LEP: "Combination procedure for the precise determination of Z boson parameters from results of the LEP experiments", CERN-EP, 2000.

[8] B. Abbot et. al(D0 Collaboration): Physical Review D, volume 60, 052003-1 (1999): "Measurements of W a Z boson production cross sections in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}$ = 1.8 TeV".

[9] W. S. C. Williams: "Nuclear and Particle Physics", Oxford, 1992.

[10] S. Eidelman et al.:"Rewiev of particle physics", Physics Letters B 592, Issues 1-4, 2004

[11] Encyclopedia Britannica 2003, Ultimate Reference Suite CD-ROM.

[12] C. Albajar et al. (UA1 Collaboration):Z. Phys.C 44, 15-61 (1989): “Studies of intermediate vector boson production and decay in UA1 at the CERN proton-antiproton collider”

[13] http://nc25.troja.mff.cuni.cz/dolejsi/outreach/cern50_tisk.pdf

[14] http://bbs.inway.cz/bbs2www/CZscience/036c