Natura 11/2004
30. října 2004

Higgsův boson ve standardním modelu

zpracoval: Jiří Svršek [1]

podle článku [1] Petera A. McNamary III a Sau Lan Wua

Abstract

V současnosti jsou všechna experimentální data z mnoha experimentů fyziky částic a fyziky vysokých energií v souladu se standardním modelem. Ve standardním modelu však je jedna částice, Higgsův boson, která zodpovídá za hmotnost všech částic s hmotností. V tomto smyslu Higgsův boson zaujímá jedinečné postavení.Higgsův boson dosud nebyl pozorován experimentálně. První možné důkazy existence této částice podaly čtyři týmy sdružené kolem velkého urychlovače elektronů a positronů *(LEP, the Large Electron Positron collider)* v CERN nedaleko Ženevy ve Švýcarsku. Očekává se, že hmotnost Higgsova bosonu by měla být asi 115 GeV/c^2.

[1]e-mail: natura@dkozak.cz, WWW: http://natura.baf.cz

References

[1] **Peter A. Namara III, Sau Lau Wu: The Higgs particle in the standard model: experimental results from LEP.** Department of Physics, University of Wisconsin, Madison, WI 53706, USA. Published: 13 March 2002. *Institute of Physics Publishing. Reports on Progress in Physics, 65 (2002) 465 - 528.*

[2] **Odehnal, Milan: Supravodivost a jiné kvantové jevy.** Academia, Praha 1992. ISSN: 0528-7103

[3] **Feynman, Richard P.; Leighton, Robert B.; Sands, Matthew: Feynmanove prednášky z fyziky, 3.** Alfa, Bratislava 1988. (z angl. orig.: The Feynmann lectures on physics. Addison-Wesley Publishing Company, 1966)

[4] **Victor J. Stenger: Where Did the Laws of Physics Come From?** Department of Philosophy, University of Colorado. Department of Astronomy, University of Hawaii.
e-Print archive. Los Alamos National Laboratory. US National Science Foundation.
`http://xxx.lanl.gov/abs/physics/0207047`

1 Silové interakce a hmota v přírodě

Jedním z největších myšlenkových úspěchů 19. století byla teorie, že elektrické náboje na sebe navzájem působí prostřednictvím elektromagnetického pole. Počátkem 20. století **Albert Einstein** předpověděl, že elektromagnetické vlny jsou také částicemi, fotony.

Foton, který je zodpovědný za elektromagnetickou interakci mezi nabitými částicemi, se nazývá **kalibrační částice**. Nejdůležitější krok k pochopení kalibračních částic učinili **C.N. Yang** a **R.L. Mills**, když v roce 1954 ukázali, že na rozdíl od fotonu jiné kalibrační částice mohou interagovat samy se sebou. Všechny známé silové interakce s jejich kalibračními částicemi jsou uvedeny v tabulce 1. Jak je v této tabulce vidět, elektromagnetická a slabá interakce jsou sjednoceny do jediné elektroslabé interakce.

Tabulka 1.

interakce	kalibrační částice
silná	gluony
elektroslabá	foton γ, bosony $W^{\pm}$, Z^0
gravitační	(graviton)

Přestože gravitace má pro existenci velkorozměrných struktur ve vesmíru, jako jsou hvězdy a galaxie, zcela zásadní význam, ve fyzice elementárních částic nehraje žádnou podstatnou roli. Důvod spočívá ve velikosti gravitace, která je velká pro makroskopická tělesa, avšak nepatrná pro subatomové částice. Proto se gravitaci mezi elementárními částicemi věnuje nepatrná pozornost.

Kromě dosud hypotetického gravitonu existují čtyři kalibrační částice, foton γ pro elektromagnetickou interakci, bosony $W^{\pm}$ a Z pro slabou jadernou interakci a gluony pro silnou jadernou interakci. Gluony byly poprvé přímo pozorovány v roce 1979 v německé národní laboratoři DESY v Hamburgu a bosony W a Z v roce 1984 v CERN poblíž Ženevy ve Švýcarsku.

Na rozdíl od čtyř silových interakcí existuje řada různých typů hmoty, jako je pevná látka, kapalina, plyn a plasma. Jedním ze základních principů fyziky je redukce velkého počtu jevů, objektů a sil na rozumný počet elementárních jevů a objektů. Tento proces probíhal v 19. a 20. století několika cestami.

Prvním velkým a významným krokem byla myšlenka chemických prvků. Něco přes sto základních substancí (prvků) složených z atomů pouze jednoho druhu se může kombinovat tak, že vytváří veškerou známou hmotu v podobě chemických sloučenin.

Dalším velkým krokem byl objev, že každý atom se skládá z jádra a elektronů. Elektrony v elektronovém obalu kolem atomového jádra jsou příčinou všech chemických vlastností prvků a umožňují, aby atomy vytvářely molekuly. Tím se otevřela cesta ke zjištění, že atomové jádro se skládá z protonů a neutronů. Veškerou hmotu bylo možno popsat pomocí tří elementárních částic.

Brzy se však ukázalo, že situace není zdaleka tak jednoduchá. Protony a neutrony musí nějak interagovat, aby tvořily atomové jádro. Protože tato interakce musí překonávat odpuzování kladně elektricky nabitých protonů, byla nazvána silná jaderná interakce. Částice, na něž působí silná jaderná interakce, byly nazvány hadrony. Od 40. let 20. století bylo experimentálně objeveno několik stovek různých hadronů.

V roce 1964 Murray Gell-Mann a Georg Zweig nezávisle na sobě navrhli koncept kvarků (které

Zweig nazýval "esa"), z nichž jsou hadrony složeny. [2] Jednou ze zvláštních vlastností kvarků je jejich neceločíselný elektrický náboj, který může být ±1/3 nebo ±2/3. V původním návrhu existovaly tři kvarky, později byly doplněny na šest (podle rostoucí hmotnosti "u" (up), "d" (down), "s" (strange), "c" (charm), "b" (bottom), "t" (top)).

Ještě před myšlenkou kvarků byla experimentálně pozorována částice s vlastnostmi podobnými elektronů, avšak s hmotností 200 krát větší. Tato částice byla nazvána mion. Částice jako elektron a mion, na které nepůsobí silná jaderná interakce, byly nazvány leptony. V současnosti známe šest leptonů, elektricky nabité leptony elektron, mion, tauon a elektricky neutrální leptony elektronové neutrino, mionové neutrino, tauonové neutrino.

Některé z vlastností šesti kvarků a šesti leptonů jsou společně uvedeny v tabulkách 2a a 2b společně s kalibračními částicemi. Všechny kalibrační částice mají baryonové číslo rovno 0 a spin roven 1. Všechny kvarky a leptony mají spin 1/2, antikvarky a antileptony mají opačný elektrický náboj a opačný spin.

Tabulka 2a.

částice	elektrický náboj (e)	hmotnost (GeV/c^2)
g (gluon)	0	0
γ (foton)	0	0
$W^{\pm}$	± 1	$80,422 \pm 0,047$
Z^0	0	$91,188 \pm 0,002$

Tabulka 2b.

generace	částice	elektrický náboj (e)	baryonové číslo	hmotnost (GeV/c^2)
I.	u (kvark 'up')	$+2/3$	1/3	$0,001 - 0,005$
	d (kvark 'down')	$-1/3$	1/3	$0,003 - 0,009$
	ν_e (elektronové neutrino)	0	0	malá
	e (elektron)	-1	0	$0,000511$
II.	c (kvark 'charm')	$+2/3$	1/3	$1,15 - 1,35$
	s (kvark 'strange')	$-1/3$	1/3	$0,075 - 0,170$
	ν_μ (mionové neutrino)	0	0	malá
	ν (mion)	-1	0	$0,105658$
III.	t (kvark 'top')	$+2/3$	1/3	$174,3 \pm 5,1$
	b (kvark 'bottom')	$-1/3$	1/3	$4,0 - 4,4$
	ν_τ (tauonové neutrino)	0	0	malá
	τ (tauon)	-1	0	$1,77699 \pm 0,00029$

Kvarky a leptony jsou fermiony, tedy částice s poločísleným spinem. Kalibrační částice jsou bosony, tedy částice s celočíselným spinem. Každý kvark a lepton má svoji antičástici s opačným elektrickým nábojem a baryonovým číslem. Baryonové číslo každého kvarku je 1/3, protože vždy tři kvarky tvoří proton a neutron. Hmotnosti neutrin ještě nebyly změřeny, avšak zřejmě jsou menší než 1 eV/c^2. Chemie a biologie jsou téměř výlučně založeny na částicích první generace.

[2] Záhadné pojmenování má svůj původ v citaci z románu Jamese Joyce: "Three quarks for Muster Mark"! *(James Joyce: Finnegans Wake, 1939).* Slovo "quark" prý Joyce převzal z německého "der Quark" - tvaroh. Podle jazykovědců se tento výraz dostal do němčiny zkomolením původního slovanského slova. Joyce upoutalo především mnoho významů, které slovo "Quark" v němčině má. Často se používá ve významu "hloupost, nesmysl, malichernost", a právě takové slovo Joyce potřeboval.

2 Standardní model a Higgsův boson

2.1 Standardní model

Tabulky 2a. a 2b. popisují některé vlastnosti kvarků a leptonů, z nichž je složena veškerá hmota ve vesmíru. V tabulce 2a. jsou popsány kalibrační částice elektromagnetické interakce, slabé jaderné interakce a silné jaderné interakce. Všechny částice v obou tabulkách již byly experimentálně pozorovány.

Fyzikální zákony jsou invariantní vůči současně provedeným transformacím CPT, kde C (charge conjugation) je záměna částic antičásticemi, P (parity) je zrcadlení a T (time reversal) označuje změnu toku času. Za normálních okolností jsou fyzikální zákony invariantní i při samotných transformacích CP.

V roce 1956 Lee a Yang teoreticky předpověděli, že slabá interakce porušuje invarianci vůči transformaci P. Krátce poté byla jejich hypotéza dokázána experimentálně. Ve standardním modelu je tento rozdíl v chování fermionů popsán tak, že levostranné a pravostranné komponenty kvarků a leptonů mají různé kalibrační transformace, tedy odlišnou vazbu ke kalibračním částicím.

Kalibrační transformace pro pravostranné komponenty jsou stejné jako v běžné elektromagnetické teorii, tedy kalibrační transformace pro grupu $U(1)$. Na druhé straně kalibrační transformace pro levostranné komponenty jsou stejné jako v původní Yangově-Millsově teorii, tedy pro grupu $SU(2)$. Poznamenejme, že $U(1)$ odpovídá grupě fází $e^{i\alpha}$ a $SU(2)$ odpovídá grupě unitárních matic typu 2×2 s determinantem rovným jedné. Tato situace odpovídá kalibrační teorii s grupou $U(1) \times SU(2)$.

Rozdíl mezi chováním pravostranných a levostranných komponent, které vyplývá z porušení zachování parity, má zásadní důsledky. Představme si elektron o vysoké energii, který je levostranný, tedy jeho spin a hybnost jsou antiparalelní. Protože elektron má hmotnost asi $0,5\ MeV/c^2$, Lorentzova transformace ve směru opačném k jeho hybnosti zmenšuje jeho rychlost. Tuto rychlost lze obrátit dostatečně velkou Lorentzovou transformací. Levostranný elektron se stane pravostranným elektronem, protože směr spinu se Lorentzovou transformací nemění. Jinými slovy, Lorentzova transformace může změnit levostranný fermion na pravostranný fermion a naopak. Ovšem jak tato vlastnost může být kompatibilní s faktem, že levostranné a pravostranné komponenty mají různé kalibrační transformace?

Jediným řešením tohoto problému je předpokládat, že všechny fermiony mají nulovou hmotnost. Pro nehmotný elektron žádná Lorentzova transformace nemůže obrátit směr hybnosti bez změny spinu. Takové chování odpovídá například fotonu. Protože foton má nulovou klidovou hmotnost, pohybuje se vždy rychlostí světla.

Jak by však bylo možné, aby všechny fermiony měly nulovou hmotnost? Z tabulky 2. plyne, že kvarky a leptony mají nenulovou hmotnost. Nedávno se dokázalo, že také neutrina mají nenulovou hmotnost, přestože je velmi malá. Protože kvarky a leptony jsou stavebními bloky veškeré hmoty ve vesmíru, jejich hmotnosti jsou příčinou, proč všechna tělesa ve vesmíru, od atomů a molekul, přes biologické organismy až po planety, hvězdy a galaxie mají nenulovou hmotnost, která těsně souvisí s gravitací.

Nejdůležitější otázkou z hlediska těchto úvah tedy je, jak do kalibrační teorie $U(1) \times SU(2)$ zavést hmotnost. Abychom získali hmotnost, musí být levostranné a pravostranné komponenty pole (nebo částic) navzájem vázány. Protože se levostranné komponenty transformují kalibrační grupu $SU(2)$

a pravostranné komponenty grupu $U(1)$, musí být navzájem vázány novým polem (částicí), která se transformuje kalibrační grupou $U(1) \times SU(2)$. Touto novou částicí je Higgsův boson, který je dán tzv. střední hodnotou energie vakua, aby mohl produkovat hmotnost. Toto zavedení střední hodnoty energie vakua se nazývá spontánním narušením symetrie. Nejjednodušším způsobem, jak získat střední hodnotu energie vakua, je zvolit Higgsovu částici se spinem 0, tedy boson. Nepřesně řečeno, Higgsův boson je všudypřítomné pole, které dává hmotnost všem kvarkům, leptonům a také bosonům $W^{\pm}$ a Z^0.

Standardní model se tedy skládá z částic popsaných v tabulce 2, které byly již experimentálně pozorovány a z Higgsova bosonu. Kvůli svému jedinečnému postavení v teorii je nutné Higgsův boson pozorovat experimentálně. Na hledání Higgsova bosonu se zejména soustředují týmu pracující kolem velkého urychlovače elektronů a positronů LEP *(the Large Electron Positron collider)* v CERN.

2.2 Potenciály a kalibrační transformace.

Pro lepší pochopení principů kalibrační invariance použijeme klasickou teorii elektromagnetického pole a její potenciály a v dalším odstavci kvantovou mechaniku.

Klasická teorie elektromagnetického pole toto pole popisuje pomocí elektrického pole $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{t})$ a pomocí magnetického pole $\mathbf{B}(\mathbf{r}, \mathbf{t})$. Obě vektorová pole jsou vázána soustavou Maxwellových rovnic elektromagnetického pole

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \tag{1}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \tag{2}$$

$$c^2 \nabla \times \mathbf{B} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\mathbf{i}}{\varepsilon_0} \tag{3}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \tag{4}$$

Pokud chceme Maxwellovy rovnice řešit v obecném případě, můžeme problém zjednodušit použitím následujících dvou vět:

- **Věta 1.:**

Jestliže $\nabla \times \mathbf{A} \equiv \text{rot } \mathbf{A} = \mathbf{o}$, pak existuje skalární pole ϕ takové, že platí :

$$\mathbf{A} = \nabla\phi \equiv \text{grad } \phi.$$

- **Věta 2.:**

Jestliže $\nabla \cdot \mathbf{D} \equiv \text{div } \mathbf{D} = 0$, pak existuje vektorové pole $\mathbf{C}$ takové, že platí :

$$\mathbf{D} = \nabla \times \mathbf{C} = \text{rot } \mathbf{C}.$$

Začneme vztahem

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

Podle *věty 2.* existuje vektorové pole $\mathbf{A}$ takové, že platí:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \tag{5}$$

Vektorové pole $\mathbf{A}$ se nazývá **vektorový potenciál**. Pomocí složek lze vektorový potenciál vyjádřit ve tvaru

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \det \begin{pmatrix} \mathbf{e}_1 & \mathbf{e}_2 & \mathbf{e}_3 \\ \nabla_x & \nabla_y & \nabla_z \\ A_x & A_y & A_z \end{pmatrix} = \tag{6}$$

$$= \left(\frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z}\right)\mathbf{e}_1 + \left(\frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x}\right)\mathbf{e}_2 + \left(\frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y}\right)\mathbf{e}_3 \tag{7}$$

Skalární potenciál vektorového pole C je takové skalární pole ϕ, pro které platí $\mathbf{C} = \nabla\phi$. Skalární potenciál ϕ není svojí definicí plně určen, protože platí :

$$\mathbf{C} = \nabla\phi = \nabla(-\phi + C) \qquad C \in R^1.$$

Vektorový potenciál **A** získáváme z vektorového pole **B** jeho derivací a přidáním konstanty k **A** se jeho význam nemění. Lze však ukázat, že pokud k vektorovému potenciálu **A** přidáme vektorové pole takové, že je gradientem nějakého skalárního pole, význam **A** se opět nezmění. Uvažujme vztah:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}' = \nabla \times \mathbf{A}$$

Z tohoto vztahu plyne:

$$\nabla \times \mathbf{A}' - \nabla \times \mathbf{A} = \nabla \times (\mathbf{A}' - \mathbf{A}) = 0$$

Podle *věty 1.* však musí existovat skalární pole ϕ takové, že

$$\mathbf{A}' - \mathbf{A} = \nabla\phi$$

$$\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla\phi.$$

Zabývejme se opět řešením Maxwellových rovnic. Vezmeme vztah

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times \mathbf{A})$$

Z tohoto vztahu převedením na levou stranu plyne:

$$\nabla \times \left(\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}\right) = 0 \tag{8}$$

Podle *věty 1.* musí existovat skalární pole ϕ takové, že

$$\mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\nabla\phi \tag{9}$$

kde znaménko gradientu je pouze věcí dohody. Z tohoto vztahu ihned máme:

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

Pro popis vektorových polí **E** a **B** tedy potřebujeme čtyři potenciálové funkce, tj. skalární funkci ϕ a tři potenciálové funkce obsažené ve vektorovém potenciálu **A**

Protože vektorový potenciál **A** určuje jak vektorové pole **E**, tak vektorové pole **B**, zajímá nás, co se stane, pokud provedeme transformaci

$$\mathbf{A}' = \mathbf{A} + \nabla\psi$$

$$\phi' = \phi - \frac{\partial \psi}{\partial t} \tag{10}$$

Snadno se zjistí , že význam rovnice (8) se nezmění :

$$\mathbf{E} = -\nabla\left(\phi - \frac{\partial\psi}{\partial t}\right) - \frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{A} + \nabla\psi) = -\nabla\phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$$

Dosaďme nyní vztah (8) do vztahu (1). Dostaneme

$$\nabla \cdot \left(-\nabla\phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}\right) = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

$$-\nabla^2\phi - \frac{\partial}{\partial t}\,\nabla \cdot \mathbf{A} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \tag{11}$$

Poslední vztah bude složitější. Přepíšeme nejprve rovnici (3) s využitím potenciálů (5) a (8):

$$c^2\,\nabla \times \mathbf{B} - \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{\mathbf{i}}{\varepsilon_0}$$

$$c^2\,\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) - \frac{\partial}{\partial t}\left(-\nabla\phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}\right) = \frac{\mathbf{i}}{\varepsilon_0}$$

První člen lze upravit pomocí identity vektorové algebry

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{h}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{h}) - (\nabla \cdot \nabla)\mathbf{h} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{h}) - \nabla^2\mathbf{h}$$

do tvaru

$$-c^2\,\nabla^2\mathbf{A} + c^2\nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) + \frac{\partial}{\partial t}\nabla\phi + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \frac{\mathbf{i}}{\varepsilon_0} \tag{12}$$

Nyní lze využít možnosti výběru libovolné divergence z **A**. Volba $\nabla \cdot \mathbf{A}$ se nazývá **kalibrace** a změna **A** přidáním členu $\nabla\psi$ se nazývá **kalibrační transformace**. Použijeme **Lorentzovu kalibraci**:

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = -\frac{1}{c^2}\frac{\partial \phi}{\partial t} \tag{13}$$

a dostaneme

$$-c^2\,\nabla^2\mathbf{A} + c^2\nabla\left(-\frac{1}{c^2}\frac{\partial\phi}{\partial t}\right) + \frac{\partial}{\partial t}\nabla\phi + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \frac{\mathbf{i}}{\varepsilon_0}$$

$$-c^2\nabla^2\mathbf{A} - \frac{\partial}{\partial t}\nabla\phi + \frac{\partial}{\partial t}\nabla\phi + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = \frac{\mathbf{i}}{\varepsilon_0}$$

$$\nabla^2\mathbf{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\frac{\mathbf{i}}{\varepsilon_0 c^2} \tag{14}$$

Použitím Lorenztovy kalibrace na rovnici (10) dostaneme

$$\nabla^2\phi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \tag{15}$$

Povšimněme si, že hustota náboje je spojena se skalárním potenciálem ϕ, proud **i** je spojen s vektorovým potenciálem **A**. Rovnice (14) má tvar **diferenciální rovnice potenciálu**:

$$\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} \tag{16}$$

Maxwellovy rovnice tedy vedou k diferenciální m rovnicím pro potenciály ϕ a **A** a jsou s těmito rovnicemi ekvivalentní .

Ukázali jsme, že elektromagnetické pole lze popsat pomocí potenciálů

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \tag{17}$$

$$\mathbf{B} \;=\; \nabla \;\times\; \mathbf{A} \tag{18}$$

Toto vyjádření není jednoznačné, protože hodnoty vektorových polí **E** a **B** se při kalibrační transformaci

$$\begin{aligned} \mathbf{A}' \;&=\; \mathbf{A} \;+\; \nabla\psi \\ \phi' \;&=\; \phi \;-\; \frac{\partial\psi}{\partial t} \end{aligned} \tag{19}$$

nezmění. Funkce $\psi(\mathbf{r}, t)$ je libovolné skalární pole a obecně se nazývá **fáze**.

Jak jsme dále ukázali, zavedení potenciálů umožnilo snadněji nalézt obecné řešení Maxwellových rovnic. Moderní fyzika ukázala, že potenciály nemají pouze teoretický význam pro výpočty, ale že jsou základními charakteristikami elektromagnetického pole a mají pozorovatelné důsledky. Jejich význam byl potvrzen **kalibračními teoriemi**, které sjednocují různé silové interakce.

Určitá vybraná forma potenciálů se nazývá **kalibrace**. Přechod od jedné kalibrace $(\phi, \mathbf{A})$ k jiné kalibraci $(\phi', \mathbf{A}')$ se nazývá **kalibrační transformace**.

V kvantové mechanice se zavádí **kanonická hybnost**

$$\mathbf{P} \;=\; m\mathbf{v} \;+\; e\mathbf{A} \;=\; \mathbf{P} \;+\; e\mathbf{A}$$

pro vektorový potenciál **A**. Podobně je tomu s hamiltoniánem, kde místo $\mathcal{H} \;= p^2/m$ se definuje

$$\mathcal{H} \;=\; \frac{1}{2m}(\mathbf{P} \;-\; e\mathbf{A})^2 \;+\; e\phi$$

Kvantová teorie tedy důsledně používá potenciály a nikoliv pole. Všechny pokusy o formalizaci kvantové teorie pomocí polí vedly k rozporům.

Jak v teorii elektromagnetického pole tak v kvantové teorii jakákoliv měřitelná veličina nesmí záviset na volbě kalibrace. Proto je jak klasická tak kvantová mechanika **kalibračně invariantní**.

Hermann Weyl v roce 1919 jako první pochopil význam kalibrační invariance, ale jeho myšlenky byly plně pochopeny až o 50 let později.

2.3 Kalibrační invariance v kvantové mechanice.

Nyní naznačíme principy kalibrační invariance v kvantové mechanice. Schrödingerova rovnice volné částice bez vnějšího elektromagnetického pole má tvar

$$i\hbar\frac{\partial\Psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \;=\; +\;\frac{1}{2m}(-\;i\hbar\nabla)^2\Psi(\mathbf{r}, t) \tag{20}$$

Tato vlnová rovnice je invariantní vzhledem k transformaci vlnové funkce

$$\Psi \longrightarrow \Psi' \;=\; \Psi \cdot e^{i\Theta_0} \tag{21}$$

kde Θ_0 je konstanta nezávislá na čase a na souřadnicích, nazývaná **globální fáze**. Transformace (21) se nazývá **globální kalibrační transformace**. Dokazuje pouze, že absolutní globální fáze není měřitelná.

Hermann Weyl studoval **lokální kalibrační transformaci** $\Theta \;=\; \Theta(\mathbf{r}, t)$, kdy se požaduje invariance Schrödingerovy rovnice vůči této transformaci. V každém bodě časoprostoru se předpokládá jiná hodnota fáze. Transformace (21) je zobecněna

$$\Psi \longrightarrow \Psi' \;=\; \Psi \cdot e^{i\Theta(\mathbf{r}, t)} \tag{22}$$

Dosazením (22) do (20) není Schrödingerova rovnice pro volnou částici vůči lokální kalibrační transformaci invariantní. Lokální kalibrační transformace vyžaduje *existenci kompenzujících polí*, která by vynulovala přírůstky $\Delta\Theta(\mathbf{r},t)$, $\partial\Theta(\mathbf{r},t)/\partial t$. Proto požadavek lokální kalibrační invariance vede ke "vzniku" nových kompenzujících polí, která se nazývají **kalibrační pole**. Lze ukázat, že tato invariance generuje Maxwellovu teorii.

Místo rovnice (20) použijeme Schrödingerovu rovnici pro částici v elektromagnetickém poli s potenciály $\mathbf{A},\phi$ ve tvaru, který požaduje **lokální fázová kalibrační transformace**:

$$\frac{1}{2m}\left(-\,i\hbar\nabla\ -\ e\mathbf{A}\right)^2\Psi\ +\ e\phi\Psi\ =\ i\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t} \tag{23}$$

kde e je náboj elektronu. Tato rovnice nezmění tvar, pokud zaměníme současně potenciály $(\phi,\mathbf{A})$ a vlnovou funkci Ψ na výrazy

$$\begin{aligned}\mathbf{A}\longrightarrow\mathbf{A}'\ &=\ \mathbf{A}\ +\ \frac{\hbar}{e}\nabla\Theta(\mathbf{r},t)\\ \phi\longrightarrow\phi'\ &=\ \phi\ -\ \frac{\hbar}{e}\frac{\partial\Theta(\mathbf{r},t)}{\partial t}\\ \Psi\longrightarrow\Psi'(\mathbf{r},t)\ &=\ e^{i\Theta(\mathbf{r},t)}\Psi(\mathbf{r},t)\end{aligned} \tag{24}$$

Požadavek lokální kalibrační invariance generuje další silové interakce, silnou interakci a slabou interakci. Kalibrační teorie je základem současných pokusů o sjednocení všech fyzikálních interakcí. Zatím se podařilo úspěšně sjednotit elektromagnetickou a slabou interakci. Za tuto teorii získali v roce 1979 **Abdul Salam, Steven Weinberg a S. Glashow** Nobelovu cenu za fyziku. Potvrzením jejich teorie byl objev intermediálních bosonů W^+, W^- a Z^0, za který dostali v roce 1984 Nobelovu cenu **Van der Meer a Carlo Rubbia**.

Fázový faktor $\Theta(\mathbf{r},t)$ lze zapsat ve tvaru

$$\hbar\Theta(\mathbf{r},t)\ =\ e\chi(\mathbf{r},t)$$

Vztahy (24) pak mají tvar

$$\begin{aligned}\mathbf{A}'\ &=\ \mathbf{A}\ +\ \nabla\chi\\ \phi'\ &=\ \phi\ -\ \frac{\partial\chi}{\partial t}\\ \Psi'\ &=\ \Psi e^{ie\chi/\hbar}\end{aligned} \tag{25}$$

Smysl této lokální kalibrační invariance spočívá také v tom, že v každém bodě prostoru lze zvolit jinou souřadnicovou soustavu. Tato potřeba se objevila již v obecné teorii relativity a později moderní fyzika začala využívat teorii topologických prostorů. V této teorii jsou základními pojmy lokální soustava souřadnic a diferencovatelná varieta.

Požadavek lokální soustavy souřadnic a diferencovatelného přechodu od jedné soustavy k druhé na diferencovatelné varietě je v řadě případů fyzikální nutností.

Herman Weyl chtěl spojit fáze v různých lokálních soustavách souřadnic a zjistil, že tuto transformaci lze zajistit pomocí elektromagnetických potenciálů $\mathbf{A}$ a ϕ. Srovnáním vztahů (20) a (23) je vidět, že došlo k náhradě prostorové a časové derivace výrazy

$$i\hbar\nabla\longrightarrow-\,i\hbar\nabla\ -\ e\mathbf{A}$$

$$-\,i\hbar\frac{\partial}{\partial t} \longrightarrow -\,i\hbar\frac{\partial}{\partial t} \;-\; e\phi \tag{26}$$

Derivace **D** představovaná výrazy (26) se nazývá **kovariantní derivace**. Kovariantní derivace souvisí s pojmem **paralelního přenosu** vektorového pole podél křivky v časoprostoru a spojuje tak geometrii v jednom bodě s geometrií v jiném bodě.

Prostor vnitřních stupňů volnosti elektromagnetického pole je zakřivený. Tím je vidět souvislost s obecnou teorií relativity, kde zakřivený prostoročas je projevem gravitační interakce. Kalibrační teorie se snaží nalézt společný zdroj interakcí, kalibrační pole v zakřivených prostorech. Hmota určuje zakřivení prostoru a zakřivení prostoru určuje silové interakce hmoty.

Historicky je zajímavé, že Albert Einstein a někteří další fyzikové se snažili ukázat, že myšlenka Hermanna Weyla o roli lokální invariance není v souladu s fyzikálními zákony. Tím Einstein odmítl možnou cestu ke sjednocení interakcí, kterou po celý zbytek života hledal.

2.4 Kalibrační teorie pole

Jak bylo uvedeno výše, standardní model je kalibrační teorií. Proto je nezbytný krátký úvod do kalibračních teorií pole.

Nejjednodušší a nejlépe známé kalibrační pole je elektromagnetické pole. Elektromagnetické pole interaguje se všemi nabitými částicemi nebo poli. Protože nabité částice jsou popsány komplexním polem, její vlnová funkce má amplitudu a fázi závislou na prostoročasových souřadnicích. Druhá mocnina amplitudy v nějakém bodě prostoročasu popisuje hustotu pravděpodobnosti výskytu částice v tomto bodě. Pokud uvažujeme nějaký prostoročasový interval, pak integrál hustoty pravděpodobnosti přes tento interval udává pravděpodobnost výskytu částice v tomto intervalu. Fáze však nemá žádný fyzikální význam. Tento fakt je příčinou kalibrační podstaty fotonu.

Předpokládejme, že se fáze vlnové funkce změní o hodnotu α. Pokud α nezávisí na prostoru a čase, pak ze zákona zachování náboje plyne, že změna fáze nemá žádné důsledky. Důležitější však je případ, kdy α závisí na $\vec{r}$ a t.

$$\phi(\vec{r},t) \;\longrightarrow\; e^{i\alpha(\vec{r},t)}\cdot\phi(\vec{r},t) \tag{27}$$

Tento vztah je znám jako kalibrační transformace 2. druhu. Pohybové rovnice systému částic se působením této kalibrační transformace nezmění za předpokladu, že interagující systém se skládá z elektricky nabitých částic a elektromagnetického pole. Protože $\alpha(\vec{r},t)$ je libovolná hodnota, fáze vlnové funkce se může měnit podle potřeby. Pro každý vektor $\vec{r}$ a pro každý čas t fáze $\exp(i\alpha(\vec{r},t))$ tvoří grupu $U(1)$ a proto se elektromagnetické pole také nazývá pole s kalibrační grupou $U(1)$.

Uvažujme nyní zajímavější případ Yangova-Millsova pole. Místo fázového posunu (27) uvažujme trojrozměrnou rotaci, jíž lze popsat grupou $SU(2)$. Vlnová funkce se v tomto případě skládá ze dvou komponent a vztah (27) má tvar

$$\phi(\vec{r},t) \;\longrightarrow\; S(\vec{r},t)\cdot\phi(\vec{r},t) \tag{28}$$

kde $S(\vec{r},t)$ je unitární matice typu 2×2 s jednotkovým determinantem. Pro pohybové rovnice invariantní vzhledem k transformaci (28) je nutné zavést zobecnění elektromagnetické pole, které obsahuje tři trojrozměrné rotace čtyř prostoročasových komponent elektromagnetického pole s grupou $SU(2)$, tedy celkem 12 komponent. Pro každý vektor $\vec{r}$ a pro každý čas t matice $S(\vec{r},t)$ tvoří grupu $SU(2)$, proto se tento speciální případ Yangova-Millsova pole také nazývá pole s kalibrační grupou $SU(2)$.

Význam kalibrační transformace (invariance) (28) je následující. Protože matice $S(\vec{r}, t)$ popisuje trojrozměrnou rotaci, volba horních a dolních komponent vlnové funkce se transformací (28) změní. Protože matice $S(\vec{r}, t)$ závisí na $\vec{r}$ a t, tato volba horních a dolních komponent vlnové funkce může být provedena libovolně a nezávisle v každém bodě prostoročasu. Tímto způsobem Yangova-Millsova teorie je konsistentní s konceptem lokalizovaného pole.

Rozepsáním vztahů

$$\mathbf{E} = -\nabla\phi - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \qquad\qquad \mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

mezi potenciály a intenzitami elektrického a magnetického pole lze ukázat, že komponenty vektorů $\mathbf{E}$ a $\mathbf{B}$ lze chápat jako komponenty antisymetrického 4-tensoru

$$F_{\mu\nu} = \frac{\partial A_\mu}{\partial x^\nu} - \frac{\partial A_\nu}{\partial x^\mu}$$

který se nazývá **tensor elektromagnetického pole** a má komponenty

$$F_{\mu\nu} = \begin{Vmatrix} 0 & E^1 & E^2 & E^3 \\ -E^1 & 0 & -B^3 & B^2 \\ -E^2 & B^3 & 0 & -B^1 \\ -E^3 & -B^2 & B^1 & 0 \end{Vmatrix}$$

$$\mathbf{B} = B^\alpha \mathbf{e}_\alpha \qquad \mathbf{E} = E^\alpha \mathbf{e}_\alpha$$

Jednou z nových vlastností Yangovy-Millsovy teorie je vztah mezi tensorem (polem) $\vec{F}_{\mu\nu}$ a potenciály ve tvaru $\vec{A}_\mu$

$$\vec{F}_{\mu\nu} = \frac{\partial \vec{A}_\mu}{\partial x^\nu} - \frac{\partial \vec{A}_\nu}{\partial x^\mu} - g\vec{A}_\mu \times \vec{A}_\nu \tag{29}$$

Poslední člen, který je nelineární, způsobuje, že toto pole samointeraguje, což je hlavní rozdíl od elektromagnetického pole. Protože grupa $SU(2)$ je neabelovská, což znamená, že prvky této grupy vzájemně nekomutují, Yangova-Millsova teorie je také neabelovská.

2.5 Interakce ve standardním modelu

V odstavci *"Standardní model"* byl stručně popsán standardní model, který navrhli **Abdul Salam, Steven Weinberg a S. Glashow**. Účelem tohoto odstavce je podrobnější popis interakcí ve standardním modelu kvůli lepšímu pochopení významu Higgsova bosonu.

Jak v odstavci *"Standardní model"* tak zde jsou pro jednoduchost silné jaderné interakce vynechány, tedy nejsou uvažovány interakce s gluony. Standardní model, který je kalibrační teorií $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ byl takto zjednodušen na kalibrační teorii $U(1) \times SU(2)$, která se obvykle nazývá **elektroslabá teorie**. Vynechání gluonových interakcí umožňuje vyhnout se komplikacím, které lze obtížně vysvětlit, jako je problém uvěznění kvarků v hadronech. Historicky byl standardní model vypracován nejprve pro elektroslabou interakci bez zahrnutí silné jaderné interakce.

Pro experimentální účely stačí uvažovat elektroslabou kalibrační teorii $U(1) \times SU(2)$, protože kvůli uvěznění v hadronech nelze kvarky pozorovat přímo, ale projevují se ve výtryscích hadronů působením silné jaderné interakce.

V kvantové mechanice podobně jako v klasických relativistických teoriích jsou interakce nejúčinněji popsány pomocí Lagrangiánu, který je invariantní vzhledem k Lorentzově transformaci.

Pro standardní model je symbolem $\vec{A}_\mu$ označeno neabelovské Yangovo-Millsovo kalibrační pole pro grupu $SU(2)$ a B_μ abelovské kalibrační pole pro grupu $U(1)$. Pomocí $\vec{A}_\mu$, B_μ a příslušných polí pro leptony a kvarky má hustota Lagrangiánu tvar

$$\begin{aligned}
\mathcal{L} \;=\; & -\frac{1}{4}\left(\frac{\partial \vec{A}_\mu}{\partial x^\nu} - \frac{\partial \vec{A}_\nu}{\partial x^\mu} - g\vec{A}_\mu \times \vec{A}_\nu\right)\cdot\left(\frac{\partial \vec{A}^\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial \vec{A}^\nu}{\partial x_\mu} - g\vec{A}^\mu \times \vec{A}^\nu\right) \\
& -\frac{1}{4}\left(\frac{\partial B_\mu}{\partial x^\nu} - \frac{\partial B_\nu}{\partial x^\mu}\right)\left(\frac{\partial B^\mu}{\partial x_\nu} - \frac{\partial B^\nu}{\partial x_\mu}\right) \\
& + i[\bar{\psi}_{uL}, \bar{\psi}_{dL}]\gamma^\mu\left(\frac{\partial}{\partial x^\mu} - \frac{1}{2}ig\vec{\tau}\cdot\vec{A}_\mu + \frac{1}{6}ig'B_\mu\right)\begin{bmatrix}\psi_{uL}\\ \psi_{dL}\end{bmatrix} \\
& + i\bar{\psi}_{uR}\gamma^\mu\left(\frac{\partial}{\partial x^\mu} + \frac{2}{3}ig'B_\mu\right)\psi_{uR} + + i\bar{\psi}_{dR}\gamma^\mu\left(\frac{\partial}{\partial x^\mu} - \frac{1}{3}ig'B_\mu\right)\psi_{dR} \\
& + i[\bar{\psi}_{\nu_e L}, \bar{\psi}_{eL}]\gamma^\mu\left(\frac{\partial}{\partial x^\mu} - \frac{1}{2}ig\vec{\tau}\cdot\vec{A}_\mu - \frac{1}{2}ig'B_\mu\right)\begin{bmatrix}\psi_{\nu_e L}\\ \psi_{eL}\end{bmatrix} \\
& + i\bar{\psi}_{\nu_e R}\gamma^\mu\frac{\partial}{\partial x^\mu}\psi_{\nu_e R} + i\bar{\psi}_{\nu_e R}\gamma^\mu\left(\frac{\partial}{\partial x^\mu} - ig'B_\mu\right)\psi_{eR} \\
& + \text{podobné členy pro II. a III. generaci}
\end{aligned} \tag{30}$$

V tomto vztahu ještě nejsou zahrnuty příspěvky Higgsova pole a budou uvažovány v následujícím odstavci. První člen vztahu (30) představuje Lagrangeovu hustotu pro kalibrační pole $\vec{A}_\mu$ a druhý člen představuje Lagrangeovu hustotu pro kalibrační pole B_μ. Zbývající explicitně vyjádřené členy popisují elektroslabou interakci pro první generaci kvarků a leptonů z tabulky 2. Podobné členy popisují elektroslabou interakci pro druhou a třetí generaci kvarků a leptonů.

Připomeňme, že γ^μ jsou Diracovy matice

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 1\\ 1 & 0 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0 & 0\end{pmatrix} \qquad \gamma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1\\ 0 & 0 & -1 & 0\\ 0 & 1 & 0 & 0\\ 1 & 0 & 0 & 0\end{pmatrix}$$

$$\gamma^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & i\\ 0 & 0 & -i & 0\\ 0 & -i & 0 & 0\\ i & 0 & 0 & 0\end{pmatrix} \qquad \gamma^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 1\\ 1 & 0 & 0 & 0\\ 0 & -1 & 0 & 0\end{pmatrix}$$

$$\gamma_5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$$

Komponenty vektoru $\vec{\tau}$ jsou Pauliho matice

$$\sigma_1 = \frac{1}{2}\begin{Vmatrix} 0 & 1\\ 1 & 0\end{Vmatrix} \qquad \sigma_2 = \frac{1}{2}\begin{Vmatrix} 0 & -i\\ i & 0\end{Vmatrix} \qquad \sigma_3 = \frac{1}{2}\begin{Vmatrix} 1 & 0\\ 0 & -1\end{Vmatrix}$$

$$\sigma_0 = \frac{1}{2}\begin{Vmatrix} 1 & 0\\ 0 & 1\end{Vmatrix}$$

Indexy L, R označují levé a pravé komponenty fermionového pole, g je vazební konstanta pro grupu $SU(2)$ a g' je vazební konstanta pro grupu $U(1)$. Například

$$\psi_{eL} = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\psi_e \qquad \psi_{eR} = \frac{1}{2}(1+\gamma_5)\psi_e \tag{31}$$

pro elektron.

2.6 Higgsův boson

Jak bylo diskutováno již v odstavci *"Standardní model"*, z faktu, že pravostranné a levostranné komponenty kvarkových a leptonových polí interagují odlišně, vyplývá nutnost, aby tato pole měla nulovou hmotnost. Tento fakt je explicitně vidět v Lagrangeově hustotě (30), v níž se nevyskytuje žádný hmotnostní člen. Vezměme například elektron. Jeho hmotnostní člen, jak plyne z Diracovy rovnice, je roven

$$m_e \bar{\psi}_e \psi_e \tag{32}$$

kde m_e je hmotnost elektronu. Pokud tento vztah vyjádříme pomocí levostranných a pravostranných komponent, dostaneme

$$m_e(\bar{\psi}_{eL} + \bar{\psi}_{eR})(\psi_{eR} + \psi_{eL}) \;=\; m_e \bar{\psi}_{eL}\psi_{eR} + m_e \bar{\psi}_{eR}\psi_{eL} \tag{33}$$

kde kvůli vztahu (31) jsou dva členy rovny nule. Tento vztah explicitně ukazuje nezbytnost vazby pravostranných a levostranných komponent, aby se objevil hmotnostní člen.

Protože však kalibrační invariance nedovoluje členy jako (33), pravostranné a levostranné komponenty pole elektronu jsou vázány nově zavedeným Higgsovým polem ϕ. Dodatečné členy v Lagrangeově hustotě mají tvar

$$G_e \left([\bar{\psi}_{\nu_e L}, \bar{\psi}_{eL}] \phi \psi_{eR} \;+\; \bar{\psi}_{eR} \phi^\star \begin{bmatrix} \psi_{\nu_e L} \\ \psi_{eL} \end{bmatrix} \right) \tag{34}$$

Tyto členy vyžadují, aby Higgsovo pole bylo dubletem se spinem 0

$$\psi \;=\; \begin{bmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{bmatrix} \tag{35}$$

Ve standardním modelu existuje právě jeden Higgsův dublet. Higgsův dublet je popsán buď dvěma komplexními poli nebo čtyřmi reálnými poli. Tato čtyři reálná pole se navzájem transformují jedno v druhé pomocí transformací grupy $SU(2)$. Protože pro grupu $SU(2)$ existují tři reálné parametry, lze tyto parametry použít pro zjednodušení Higgsova dubletu (34). Jednou z možností je položit $\phi_1 = 0$ a ϕ_2 položit reálné:

$$\phi \;=\; \begin{bmatrix} 0 \\ \psi^0 \end{bmatrix} \tag{36}$$

Proto dostáváme:

$$\phi^\star \;=\; [0, \phi^0] \tag{37}$$

Tato volba je známa jako unitární kalibrace. Není však účelem tohoto článku diskutovat o výhodách nebo nevýhodách této unitární kalibrace.

Substituce (36), (37) ve vztahu (36) vede k vazbě Higgsova pole s polem elektronu

$$G_e(\bar{\psi}_{eL}\phi^0\psi_{eR} \;+\; \bar{\psi}_{eR}\phi^0\psi_{el}) \;=\; G_e \bar{\psi}_e \phi^0 \psi_e \tag{38}$$

Názorné je porovnat vztah (38) s požadovaným členem pro hmotnost (32). Vidíme, že veličina m_e, jíž považujeme za hmotnost elektronu, odpovídá operátoru pole $G_e\phi^0$. Jinými slovy, výraz (38) reprezentuje člen s hmotností elektronu, pokud Higgsovo pole má nenulovou střední hodnotu energie vakua

$$\langle \phi^0 \rangle \;=\; \frac{1}{\sqrt{2}} v \tag{39}$$

Faktor $1/\sqrt{2}$ vyplývá z normalizace komplexních polí. Požaduje se posunout Higgsovo pole o střední hodnotu energie vakua, což vede ke vztahu

$$\phi^0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H) \tag{40}$$

kde H je operátor pole pro fyzikální Higgsův boson. Substituce vztahu (40) ve vztahu (38) dává:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}G_e v\bar{\psi}_e\psi_e + \frac{1}{\sqrt{2}}G_e H\bar{\psi}_e\psi_e \tag{41}$$

Tento vztah je velmi názorný. Pokud první člen považujeme za hmotnostní člen (32), pak vztah mezi hmotností elektronu a vazbou Higgsova pole je

$$m_e = \frac{1}{\sqrt{2}}G_e v \tag{42}$$

Protože veličina G_e je úměrná hmotnosti m_e, druhý člen ve vztahu (41) obecně ukazuje, že vazba mezi fermionem a Higgsovým bosonem je úměrná hmotnosti fermionu.

Protože ve standardním modelu existuje pouze jediná Higgsova částice, existuje také jediná střední hodnota energie vakua v.

Aniž bychom zacházeli do dalších podrobností dodejme, že transformační vlastnost Higgsova dubletu ϕ vzhledem ke kalibrační grupě $U(1) \times SU(2)$ určuje vazby ke kalibračním polím $\vec{A}_\mu$ a B_μ. Spontánní narušení symetrie dané vztahem (40) je zodpovědné za hmotnostní členy těchto kalibračních polí podobným způsobem jako v odvození (41) pro fermiony. Diagonalizace těchto hmotnostních členů vede k hmotným bosonům $W^\pm$ Z^0, kde $W^\pm$ pochází z $A_{1\mu}$ a $A_{2\mu}$ a Z^0 je směsí $A_{3\mu}$ a B_μ. Protože hmotnostní členy jsou také úměrné střední hodnotě v, ze známých hmotností bosonů $W^\pm$ a Z^0 lze odhadnout

$$v = 246 GeV/c^2 \tag{43}$$

Podobně jako v případě fermionů také hmotnosti bosonů $W^\pm$ a Z^0 jsou úměrné vazbě Higgsova bosonu k těmto bosonům. Tento fakt má strategickou důležitost pro experimentální objev Higgsova bosonu H.

3 Hledání Higgsova bosonu

Vazba částice k Higgsovu bosonu je úměrná její hmotnosti. Z toho vyplývá, že proces vzniku Higgsových bosonů bude mít tím větší účinný průřez, čím hmotnější bude příslušná částice, pokud kinematika částic takový proces umožňuje. Například účinný průřez pro rozpad

$$e^+e^- \longrightarrow c\bar{c}H$$

je významně větší než pro rozpad

$$e^+e^- \longrightarrow s\bar{s}H$$

Z tabulky 2. plyne, že nejhmotnější známou částicí je kvark "top". Protože hmotnost kvarku "top" je přibližně 174 GeV/c^2 a maximální dosažitelná hmotnost srážkového urychlovače elektronů a positronů LEP *(the Large Electron Positron collider)* v CERN je 209 GeV, na Higgsův boson zbývá jen 35 GeV. Těchto 35 GeV se však ještě sníží, protože kvark "top" je fermion a musí vznikat v párech. Druhou nejtěžší částicí je boson Z^0, který lze poměrně jednoduše produkovat a navíc výkon urychlovače LEP je v tomto případě dostačující. Proto nejslibnějším procesem je

$$e^+e^- \longrightarrow Z^0H$$

Jak boson Z^0 tak Higgsův boson jsou nestabilní částice, které se rozpadají téměř okamžitě po svém vzniku. V detektorech proto lze pozorovat pouze produkty jejich rozpadu.

Boson Z^0 se rozpadá následujícím způsobem:

$$
\begin{array}{lcl}
Z^0 & \longrightarrow & \text{kvarky} \qquad (69.9\%) \\
Z^0 & \longrightarrow & \nu\bar{\nu} \qquad (20.0\%) \\
Z^0 & \longrightarrow & e^+e^- \text{ a } \mu^+\mu^- \qquad (6.9\%) \\
Z^0 & \longrightarrow & \tau^+\tau^- \qquad (3.4\%)
\end{array}
$$

Vyskytuje se také malý příspěvek z radioaktivních rozpadů.

Protože vazba Higgsova bosonu H je úměrná hmotnosti částice, nejčastější rozpady Higgsova bosonu s energií pod 120 GeV/c^2 jsou

$$
\begin{array}{lcl}
H & \longrightarrow & b\bar{b} \\
H & \longrightarrow & \tau^+\tau^-
\end{array}
$$

Při energii 115 GeV/c^2 se očekává, že rozpad $H \longrightarrow b\bar{b}$ nastane s pravděpodobností 77% a rozpad $H \longrightarrow \tau^+\tau^-$ s pravděpodobností 7%. Zbývající pravděpodobnost připadá na dvojice podivných kvarků "charm", gluony a bosony $W^{\pm}$.