

HIGGSOV MEHANIZEM

MITJA FRIDMAN

Fakulteta za matematiko in fiziko
Univerza v Ljubljani

V članku je predstavljen Higgsov mehanizem, ki opisuje generiranje mase osnovnih delcev. Vpeljan je Lagrangeov formalizem, s katerim se obravnavajo zvezna skalarna in vektorska polja. Zatem je na primeru feromagneta prikazan spontani zlom simetrije, ki je prisoten tudi pri Higgsovem mehanizmu. V poglavjih Goldstoneov teorem in Higgsov mehanizem v umeritveni $U(1)$ teoriji je nato opisan teoretični model Higgsovega mehanizma. Na koncu so navedene mase šibkih umeritvenih bozonov in Higgsovega bozona znotraj standardnega modela (SM) osnovnih delcev in sil.

THE HIGGS MECHANISM

In this article the Higgs mechanism is presented, which describes generation of mass of elementary particles. The Lagrange formalism, with which the continuous scalar and vector fields are considered, is introduced. Then the spontaneous symmetry breaking, which is also present within the Higgs mechanism, is shown on an example of a ferromagnet. The theoretical model of the Higgs mechanism is described later. At the end, the masses of the weak gauge bosons and the Higgs boson in the standard model (SM) are mentioned.

1. Uvod

Higgsov mehanizem je v fiziki osnovnih delcev bistven, ker razloži mehanizem generiranja mase osnovnih delcev [1]. V standardnem modelu osnovnih delcev osnovni delci dobijo maso prek Higgsovega mehanizma, tako da interagirajo s Higgsovim poljem, ki prežema ves prostor oz. celo Vesolje. Higgsovo polje je analogno elektromagnetnemu polju, z razliko, da ima neničelno konstantno vrednost povsod in da je Lorentzov skalar [2]. Vektorski bozoni v teorijah z nezlomljeno umeritveno simetrijo morajo biti brezmasni, W^+ , W^- in Z bozoni pa imajo maso okrog 80 GeV. V umeritveni teoriji Higgsovo polje povzroči spontani zlom simetrije, kjer se pojavi tudi Higgsov bozon. Higgsov bozon oz. Higgsov delec je osnovni delec standardnega modela fizike osnovnih delcev. V tem modelu dobijo delci maso preko Higgsovega mehanizma, tako da se zlomi elektro-šibka simetrija $SU(2)_L \times U(1)_Y$. Aplikacijo Higgsovega mehanizma na $SU(2)$ in posplošitev na mase fermionov je leta 1967 napravil Weinberg [3].

Higgsov mehanizem je sprva predlagal Philip W. Anderson leta 1962 [4] in se je navezoval na opis superprevodnosti. Relativistični model so leta 1964 razvile tri neodvisne skupine [5, 6, 7]. V eni izmed njih je bil François Englert in v drugi Peter Higgs, ki sta 8. oktobra 2013 prejela Nobelovo nagrado iz fizike za teoretično odkritje mehanizma, ki prispeva k razumevanju izvora mase za subatomske delce. Ta napoved je bila eksperimentalno potrjena z odkritjem predvidenega delca z eksperimentoma ATLAS in CMS na CERN-ovem velikem hadronskem trkalniku [8].

2. Lagrange-ov formalizem

Povezava med simetrijami in ohranitvenimi zakoni je najbolje opisana v okviru Lagrangeove formulacije za kontinuum, oziroma zvezna polja. Za tak opis je potrebno Lagrangeov formalizem klasične mehanike, ki opisuje sisteme s koordinatami $q_i(t)$, posplošiti na relativistično teorijo polja z zveznimi $\phi(x_\mu)$. Lagrangeova funkcija L se potem zapiše kot Lagrangeova gostota

$$L(q_i, \dot{q}_i, t) \rightarrow \mathcal{L} \left(\phi, \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu}, x_\mu \right), \quad (1)$$

kjer je $x_\mu = (ct, -\mathbf{x})$ kontravariantni četverec koordinat in $\partial/\partial x_\mu = \partial^\mu = (\frac{\partial}{\partial t}, -\nabla)$ kovariantni odvod, oz. odvod četverca. Potem se znana Euler-Lagrangeova enačba zapiše kot

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial\phi/\partial x_\mu)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial\phi} = 0. \quad (2)$$

Iz invariantnosti Lagrangeove gostote na translacije, rotacije in zamik časa sledi ohranitev gibalne količine, vrtilne količine in energije. Za primer se lahko vzame enostavna Lagrangeova gostota za realno skalarno polje

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2. \quad (3)$$

Če se vstavi Lagrangeovo gostoto (3) v Euler-Lagrangeovo enačbo (2), potem sledi Klein-Gordonova enačba

$$\partial_\mu \partial^\mu \phi + m^2 \phi \equiv (\square^2 + m^2) \phi = 0, \quad (4)$$

ki je relativistična verzija Schrödingerjeve enačbe in velja le za skalarna polja. Tukaj je $\square^2 = \partial_\mu \partial^\mu = \partial^2/\partial t^2 - \nabla^2$ d'Alembertov operator. Konstanta m^2 predstavlja kvadrat mase skalarnega delca (tj. delca s spinom 0), če se za polje uporabi nastavek za relativistični ravni val $\phi = B \exp(iEt - i\mathbf{p} \cdot \mathbf{x})$ in se reši Klein-Gordonova enačba [9]. Očitno je, da je Klein-Gordonova enačba invariantna na transformacijo $\phi \rightarrow e^{i\chi} \phi$, kjer je χ neka poljubna umeritvena funkcija. Reče se, da za Klein-Gordonovo enačbo velja umeritvena simetrija $U(1)$.

Podobno velja tudi za vektorska polja, za katera se zapiše Euler-Lagrangeova enačba kot

$$\frac{\partial}{\partial x_\mu} \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial A_\nu/\partial x_\mu)} \right) - \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial A_\nu} = 0, \quad (5)$$

kjer je $A_\nu = (\varphi, -\mathbf{A})$ elektromagnetno vektorsko polje. φ je električni potencial in \mathbf{A} je magnetni potencial. Lagrangeova gostota za konkreten primer elektromagnetnega vektorskega polja je

$$\mathcal{L}_v = \frac{1}{2} E^2(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{2} B^2(\mathbf{x}, t) + \mathbf{A}(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{j}(\mathbf{x}, t) - \varphi(\mathbf{x}, t) \rho(\mathbf{x}, t), \quad (6)$$

kjer je E jakost električnega polja, B gostota magnetnega polja, \mathbf{j} gostota električnega toka in ρ gostota električnega naboja. Vse količine v Lagrangeovi gostoti (6) so v splošnem odvisne od kraja \mathbf{x} in časa t . Lagrangeova gostota (6) se v kovariantni obliki zapiše kot

$$\mathcal{L}_v = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - A^\mu j_\mu, \quad (7)$$

kjer je $j_\mu = (\rho, -\mathbf{j})$ štirivektor toka ter $F_{\mu\nu}$ kontravariantni elektromagnetni tenzor

$$F_{\mu\nu} = \begin{bmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & -B_z & B_y \\ -E_y & B_z & 0 & -B_x \\ -E_z & -B_y & B_x & 0 \end{bmatrix}. \quad (8)$$

Če se vstavi Lagrangeovo gostoto (7) v Euler-Lagrangeovo enačbo (5), potem iz tega sledijo Maxwellove enačbe, zapisane v kovariantni obliki

$$\partial_\nu F^{\mu\nu} = j^\mu, \quad (9)$$

kjer je pri izpeljavi in končnem rezultatu upoštevana zveza $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$. Z upoštevanjem Lorenzove umeritve $\partial_\mu A^\mu = 0$, se zapis (9) pretvori v

$$\square^2 A^\mu = -j^\mu. \quad (10)$$

Kontinuitetna enačba za izvore elektromagnetnega polja sledi iz Lorenzove umeritve. Maxwelllove enačbe so invariantne na umeritveno transformacijo $A^\mu \rightarrow A^\mu - \partial^\mu \chi$ [10]. Tudi za Maxwelllove enačbe velja umeritvena simetrija $U(1)$. Tudi iz gostote toka delcev

$$\mathbf{j} = i(\phi \nabla \phi^* - \phi^* \nabla \phi) \quad (11)$$

je očitna invariantnost na transformacijo $\phi \rightarrow e^{i\chi} \phi$.

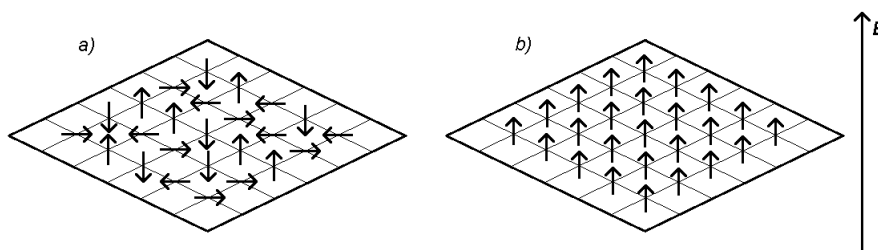
3. Spontani zlom globalne simetrije

Najbolj pogost primer spontanega zloma simetrije je primer neskončnega feromagneta, ki ga opisuje Isingov model s Hamiltonovo funkcijo

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j - \mathbf{h} \cdot \sum_i \mathbf{S}_i, \quad (12)$$

kjer je $J > 0$ sklopitvena konstanta med spini, \mathbf{S}_i spin delca na i -tem mestu in \mathbf{h} konstanta, ki se nanaša na zunanje magnetno polje. $\sum_{\langle i,j \rangle}$ je vsota po vseh sosedih [11].

V neurejeni paramagnetni fazi, ki obstaja nad Curiejevo temperaturo T_C in v odsotnosti zunanega polja ($\mathbf{h} = 0$), Hamiltonova funkcija kaže točno simetrijo $SO(3)$ (na poljubne rotacije v treh dimenzijah). Spontana magnetizacija sistema je $\mathbf{M}_s = 0$ in sistem nima preferirane smeri v prostoru. Priviligirana smer se lahko izbere z vključitvijo zunanega magnetnega polja ($\mathbf{h} \neq 0$), ki hoče poravnati vse spine v materialu. To povzroči zlom simetrije $SO(3)$ na aksialno simetrijo $SO(2)$. $SO(2)$ je simetrija rotacij okrog smeri zunanega polja. Popolna simetrija je ponovno vzpostavljena, ko je izključeno zunanje polje [9]. Primer shematsko prikazuje slika 1.



Slika 1. Spini v feromagnetu brez zunanega magnetnega polja a) in z zunanjim magnetnim poljem b).

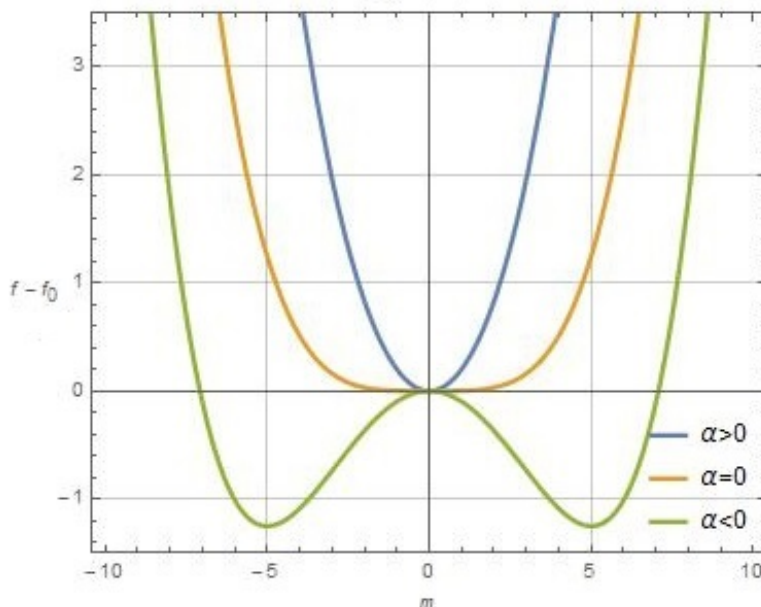
Za temperature pod T_C je sistem v urejeni feromagnetni fazi in situacija je drugačna. Feromagnet je šel čez fazni prehod pri temperaturi T_C . Ker je prehod zvezen, je očitno, da gre za fazni prehod II. reda. Landauova teorija faznih prehodov pravi, da je nek termodinamski potencial funkcija ureditvenega parametra m . V tem primeru je termodinamski potencial prosta energija feromagneta f in ureditveni parameter kar spontana magnetizacija $m = |\mathbf{M}_s|$. Prosto energijo se razvije po ureditvenem parametru (za majhne m) po sodih potencah (ob prisotnosti magnetnega polja ($\mathbf{h} \neq 0$), bi bile zraven lihe potence in ne bi šlo več za prehod II. reda, ampak I. reda)

$$f(T) = f_0(T) + \frac{1}{2}\alpha(T)m^2 + \frac{1}{4}\beta(T)m^4 + \dots, \quad (13)$$

kjer so $f_0(T)$, $\alpha(T)$ in $\beta(T)$ parametri, odvisni od temperature T . $f_0(T)$ je poljuben, $\beta(T) > 0$ zaradi stabilnosti (da obstaja minimum) in $\alpha(T) = \alpha_0(T - T_C)$ je pozitiven za $T > T_C$ in negativen za $T < T_C$. α_0 mora biti pozitiven ($\alpha_0 > 0$). Minimum energije sledi iz $\partial f / \partial m = 0$. Za $\alpha > 0$ je minimum, oziroma spontana magnetizacija kar $m_* = |\mathbf{M}_s| = 0$. Za $\alpha < 0$, pa je minimum, oziroma spontana magnetizacija

$$m_* = |\mathbf{M}_s| = \pm \sqrt{-\frac{\alpha_0}{\beta(T)}(T - T_C)}. \quad (14)$$

Sistem se bo vedno hotel postaviti v stanje z najnižjo energijo, zato bo po faznem prehodu prešel v enega iz med minimumov in dobil neničelno magnetizacijo $|\mathbf{M}_s| \neq 0$ (slika 2) [12].



Slika 2. Fazni prehod II. reda: spreminjanje minimuma proste energije s spreminjanjem parametra α .

Velja $|\mathbf{M}_s| \neq 0$, ker sila najbližjih sosedov preferira vzporedno poravnavo spinov. V teh okoliščinah se $SO(3)$ simetrija spontano zlomi v $SO(2)$. Dejstvo, da je smer spontane magnetizacije naključna in da merljive lastnosti neskončnega feromagneta niso odvisne od njegove orientacije, nakazuje na izvirno $SO(3)$ simetrijo. Osnovno stanje je potem neskončnokrat degenerirano. Določena smer spontane magnetizacije se lahko izbere z vključitvijo zunanega polja, ki eksplicitno zlomi simetrijo $SO(3)$. Spontani zlom simetrije se lahko pojavi, če ima Lagrangeova gostota sistema simetrije, ki ne drži za osnovno stanje sistema. Higgsov mehanizem je realizacija takega spontanega zloma simetrije za umeritvene simetrije [9].

Za relativističen primer zloma simetrije se vzame preprosto realno skalarno polje ϕ z Lagrangeovo gostoto, ki opisuje skalarne delce

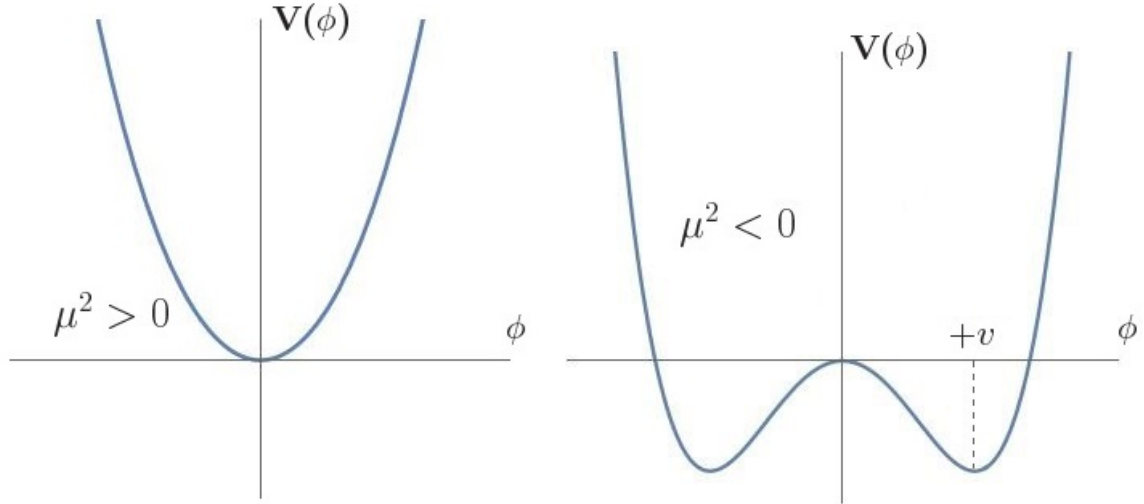
$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi), \quad (15)$$

kjer je $V(\phi)$ potencial. Priročno je uporabiti sodi ($V(\phi) = V(-\phi)$) potencial

$$V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4. \quad (16)$$

Lagrangeova gostota s takim potencialom je invariantna na zrcalno simetrijo $\phi \rightarrow -\phi$, ker ni nobenih kubičnih členov. Parameter λ mora biti pozitiven ($\lambda > 0$), da v potencialu $V(\phi)$ obstaja minimum. Če je kvadratni člen pozitiven ($\mu^2 > 0$), je potencial $V(\phi)$ vedno pozitiven in minimum takega potenciala je določen z $\langle 0|\phi|0 \rangle \equiv \phi_0 = 0$, kot prikazuje leva stran slike 3. Potem Lagrangeova gostota (15) ustreza delcu s spinom 0 in maso μ . Če pa je kvadratni člen negativen ($\mu^2 < 0$), ima potencial $V(\phi)$ minimum, ki sledi iz odvoda po skalarnem polju $\partial V/\partial \phi = \mu^2 \phi + \lambda \phi^3 = 0$. Kvadrat minimuma je potem pri

$$\langle 0|\phi^2|0 \rangle \equiv \phi^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \equiv v^2 \quad (17)$$



Slika 3. Potencial $V(\phi) = 1/2(\mu^2\phi^2) + 1/4(\lambda\phi^4)$ za $\mu^2 > 0$ (levo) in za $\mu^2 < 0$ (desno).

in ne kar $\phi^2 = 0$. Minimuma sta potem $\langle 0|\phi|0\rangle \equiv \pm v$, kar je razvidno iz desne strani slike 3. Količina $\pm v$ se imenuje vakuumska pričakovana vrednost skalarnega polja ϕ . V tem primeru Lagrangeova gostota (15) ne ustreza več delcu z maso μ . Za pravilno interpretacijo teorije je potrebno potencial razviti okrog minimuma $\phi = v + \eta$, kjer je η majhna sprememba polja okrog minimuma. Ta razvoj se vstavi v (15). Lagrangeova gostota je potem

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}\partial_\mu\eta\partial^\mu\eta - (-\mu^2)\eta^2 - \sqrt{-\mu^2}\lambda\eta^3 - \frac{\lambda}{4}\eta^4 + \text{konst.} \quad (18)$$

Ob primerjavi Lagrangeove gostote (18) v najnižjem redu z Lagrangeovo gostoto (3) je razvidno, da Lagrangeova gostota (18) opisuje skalarno polje (bozon) η z maso $m^2 = -2\mu^2$. V Lagrangeovi gostoti (18) so po razvoju okrog minimuma prisotni kubični členi, kar je posledica spontanega zloma zrcalne simetrije. Razlog za spontani zlom simetrije je $\mu^2 < 0$. To je najpreprostejši relativistični primer spontanega zloma simetrije [13].

4. Goldstoneov teorem

Goldstoneov teorem pravi: Za vsak zlomljen generator simetrije Lagrangeove gostote dobimo po en brezmasen bozon [13]. Vsak tak brezmasen bozon se imenuje Goldstoneov bozon.

Relativističen primer, pri katerem se pojavi Goldstoneov bozon, je primer, kjer se vpelje kompleksno skalarno polje $\phi = \sqrt{1/2}(\phi_1 + i\phi_2)$ in se ponovi prejšnji postopek. Lagrangeova gostota za tako polje je

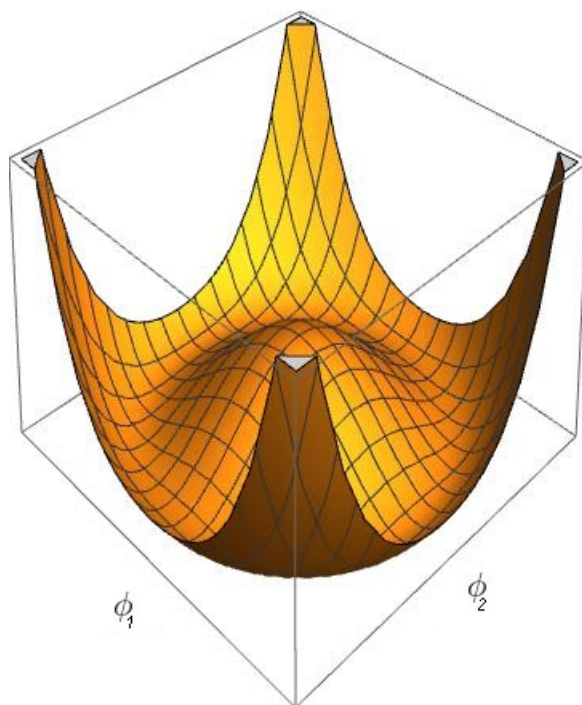
$$\mathcal{L} = (\partial_\mu\phi)^*(\partial^\mu\phi) - \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2 \quad (19)$$

in je invariantna na transformacijo $\phi \rightarrow e^{i\alpha}\phi$. To pomeni, da ima Lagrangeova gostota (19) globalno simetrijo $U(1)$. Spet velja $\lambda > 0$ in $\mu^2 < 0$. Kompleksni potencial $V(\phi)$ prikazuje slika 4.

Z vstavitvijo kompleksnega skalarnega polja, Lagrangeova gostota (19) dobi obliko

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_1)(\partial^\mu\phi_1) + \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_2)(\partial^\mu\phi_2) - \frac{1}{2}\mu^2(\phi_1^2 + \phi_2^2) - \frac{1}{4}\lambda(\phi_1^2 + \phi_2^2)^2. \quad (20)$$

Na enak način kot prej je potrebno izračunati minimum potenciala $V(\phi)$. V tem primeru je minimum potenciala krožnica v kompleksni ravnini ϕ_1, ϕ_2 z radijem v , tako da je $\phi_1^2 + \phi_2^2 = v^2$ kot prikazuje slika 5. Kot prej je $v^2 = -\mu^2/\lambda$ in pričakovana vrednost polja ϕ se prestavi iz 0 v v . Brez izgube



Slika 4. Kompleksni potencial $V(\phi) = \mu^2 \phi^* \phi + \lambda(\phi^* \phi)^2$ za $\mu^2 < 0$ z $\phi = \sqrt{1/2}(\phi_1 + i\phi_2)$.

splošnosti se za minimum lahko vzame kar točka pri $\phi_1 = v$ in $\phi_2 = 0$. Polje se razvije okrog minimuma s poljema η in ξ

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}[v + \eta(x) + i\xi(x)]. \quad (21)$$

in se vstavi v Lagrangeovo gostoto (20),

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \xi)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu \eta)^2 + \mu^2 \eta^2 + \mathcal{O}(\eta^3, \xi^3) + \mathcal{O}(\eta^4, \xi^4) + \text{konst.} \quad (22)$$

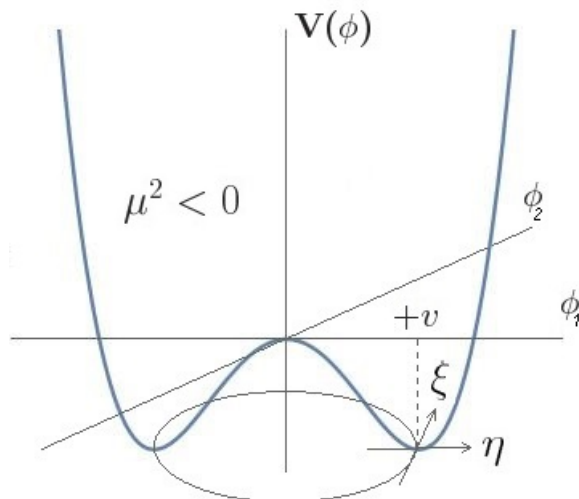
Tretji člen Lagrangeove gostote (22) ima obliko masnega člena $-(1/2)m_\eta^2 \eta^2$ za polje η . Zato ima polje η maso $m_\eta = \sqrt{-2\mu^2}$. Prvi člen Lagrangeove gostote (22) predstavlja kinetično energijo polja ξ , noben člen pa ne predstavlja masnega člena za polje ξ . Torej polje ξ predstavlja brezmasni skalar, oziroma Goldstoneov bozon. Iz slike 5 je razvidno, zakaj. Polje ξ predstavlja tangentno, plosko smer na krožnici minimuma in zaradi tega ni nobenega upora k vzbuditvam vzdolž te smeri, kar se interpretira kot brezmasni način [9].

V primeru feromagneta Goldstoneove bozone predstavljajo magnoni. Magnoni so kolektivne vzbuditve elektronske spinske strukture na kristalni mreži. V valovni sliki kvantne mehanike se magnoni obravnavajo kot kvantizirani spinski valovi [14].

5. Higgsov mehanizem v umeritveni $U(1)$ teoriji

Umeritvena $U(1)$ teorija je primer lokalne simetrije $U(1)$, kjer je vpeljano kompleksno skalarno polje ϕ , ki je sklopljeno samo s sabo in z elektromagnetnim poljem A_μ . Tako polje opisuje Lagrangeova gostota

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + D_\mu \phi^* D^\mu \phi - V(\phi), \quad (23)$$



Slika 5. Kompleksni potencial $V(\phi) = \mu^2 \phi^* \phi + \lambda(\phi^* \phi)^2$ za $\mu^2 < 0$ z $\phi = \sqrt{1/2}(\phi_1 + i\phi_2)$ predstavljen s krožnico minimuma in vzbuditvama η in ξ v radialni in tangencialni smeri.

kjer je D_μ umeritveni kontravariantni odvod ($D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$) ter $V(\phi)$ skalarni kompleksni potencial. Potential ima obliko

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^* \phi + \lambda(\phi^* \phi)^2. \quad (24)$$

Lagrangeova gostota (23) je invariantna na lokalno umeritveno transformacijo $\phi(x) \rightarrow e^{i\alpha(x)}\phi(x)$, $A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - (1/e)\partial_\mu\alpha(x)$. Za $\mu^2 > 0$, Lagrangeova gostota (23) opisuje nabiti skalarni delec z maso μ . Za $\mu^2 < 0$ polje ϕ spet dobi pričakovano vrednost vakuuma in minimum potenciala $V(\phi)$ je

$$\langle \phi \rangle_0 \equiv \langle 0 | \phi | 0 \rangle = \left(-\frac{\mu^2}{2\lambda} \right)^{1/2} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}}. \quad (25)$$

Tudi tukaj se razvije potencial okrog minimuma

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}}[v + \phi_1 + i\phi_2]. \quad (26)$$

Z vstavitvijo razvoja (26) v Lagrangeovo gostoto (23) sledi

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + (\partial^\mu + ieA^\mu)\phi^*(\partial_\mu - ieA_\mu)\phi - \mu^2\phi^*\phi - \lambda(\phi^*\phi)^2 \\ &= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_1)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu\phi_2)^2 - v^2\lambda\phi_1^2 + \frac{1}{2}e^2v^2A_\mu A^\mu - evA_\mu\partial^\mu\phi_2. \end{aligned} \quad (27)$$

Višji redi so zaradi preprostosti zanemarjeni. Iz Lagrangeove gostote (27) sledi spekter delcev

- Pojavi se masni člen za foton: $(1/2)m_A^2 A_\mu A^\mu$, kjer je $m_A = ev = -e\mu^2/\lambda$.
- Pojavi se skalarni delec ϕ_1 z maso $m_{\phi_1} = \sqrt{-2\mu^2}$.
- Pojavi se tudi brez-masni delec ϕ_2 , ki je Goldstoneov bozon.

To nakazuje, da je sedaj generirana masa za umeritveno polje, ampak problem še vedno ni rešen, ker je prisoten Goldstoneov bozon. Zaradi izvendiagonalnega člana v poljih $A_\mu\partial^\mu\phi_2$, sistem sklopljenih diferencialnih enačb, ki jih vrne Lagrangeova gostota (27), ni rešljiv in je potrebno pazljivo interpretirati Lagrangeovo gostoto (27). Z dodelitvijo mase polju A_μ so se dvignile polarizacijske prostostne stopnje fotona iz 2 na 3, ker je lahko sedaj tudi longitudinalno polariziran. To nakazuje,

da se polja v Lagrangeovi gostoti (27) ne skladajo nujno z dejanskimi delci. Tukaj je potrebno spet poiskati umeritveno transformacijo, ki izloči brezmasno polje iz Lagrangeove gostote in naredi sistem sklopljenih diferencialnih enačb rešljiv. Razvoj (26) se v najnižjem redu zapiše

$$\phi \simeq \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \phi_1)e^{i\phi_2/v} \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}[v + H(x)]e^{i\theta(x)/v}, \quad (28)$$

kjer so polja nadomeščena z drugim naborom realnih polj H , θ in A_μ . Ta posebna izbira umeritve z θ je izbrana tako, da je H realno. Iz tega se lahko pričakuje, da bo teorija neodvisna od θ . Umeritvena transformacija je potem

$$A_\mu(x) \rightarrow A_\mu(x) - \frac{1}{ev} \partial_\mu \theta(x) \quad (29)$$

in se skupaj z (28) vstavi v Lagrangeovo gostoto (27), ki se potem zapiše kot

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + \frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2 - \lambda v^2 H^2 + \frac{1}{2}e^2 v^2 A_\mu^2 - \lambda v H^3 \\ &- \frac{1}{4}\lambda H^4 + \frac{1}{2}e^2 A_\mu^2 H^2 + ve^2 A_\mu^2 H. \end{aligned} \quad (30)$$

V tej umeritvi Goldstoneov bozon ni več prisoten. Taka umeritev se imenuje *unitarna umeritev*. Lagrangeova gostota (30) opisuje dva interagirajoča masivna delca, vektorski umeritveni bozon A_μ in masivni skalarni delec H , ki se imenuje *Higgsov delec*. Neželjeni brezmasni Goldstoneov bozon se je spremenil v longitudinalno polarizacijo polja A_μ in mu dodelil maso. Umeritvena simetrija $U(1)$ ni več razvidna in zato se reče, da je spontano zlomljena. To se imenuje *Higgsov mehanizem* [9].

Nerelativistična analogija Higgsovega mehanizma je Meissnerjev efekt v superprevodnikih, kjer je na podoben način zlomljena umeritvena simetrija $U(1)$. Pri zlomu simetrije nastane Goldstoneov bozon (plazmon), ki v interakciji z umeritvenim poljem poda maso elektromagnetnim načinom (Meissnerjev efekt), ne glede na umeritveno invariantnost [15].

6. Mase delcev

Kot že omenjeno, Higgsov mehanizem generira mase osnovnim delcem. Sam teoretični postopek izpeljave mas delcev je preveč zapleten in ne bo eksplicitno obravnavan. Potrebno je zapisati Lagrangeovo gostoto za standardni model osnovnih delcev in izvesti enak postopek razvoja polja in umeritvenih transformacij, kot v prejšnjem poglavju. Z zlomom simetrije standardnega modela osnovnih delcev $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$ (brez močnih interakcij $SU(3)$), se pojavijo trije Goldstoneovi bozoni, ki postanejo longitudinalne komponente šibkih bozonov W^\pm in Z in jim tako dodelijo mase. Ker pa ostane simetrija $U(1)_Q$ nezlomljena, ostane foton brez mase. Mase šibkih bozonov in fotona so tako

$$m_W = \frac{1}{2}vg_2, \quad m_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_2^2 + g_1^2}, \quad m_A = 0, \quad (31)$$

kjer je v vakuumska pričakovana vrednost (oziroma minimum potenciala $V(\phi)$) Higgsovega polja ter g_1 in g_2 hipernabojna in šibka sklopitvena konstanta. Iz znane mase za m_W se izračuna pričakovana vrednost vakuuma, ki je $v = 246$ GeV [13].

Masa Higgsovega bozona se prebere iz tretjega člena Lagrangeove gostote (30), ki predstavlja masni člen skalarnega delca

$$m_H = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2} \quad (32)$$

in ker je λ prost parameter, v teoriji tako ni možno natančno izračunati mase Higgsovega bozona [13].

7. Zaključek

Lagrangeov formalizem je priročno vpeljati, ker najbolje opisuje povezavo med simetrijami in ohranitvenimi zakoni, ki je posebej pomembna na področju osnovnih delcev, kvantne mehanike in teorije polja. S primerom faznega prehoda II. reda na feromagnetu je prikazan princip spontanega zloma simetrije, ki je analogen kot pri Higgsovem mehanizmu. Pravi problem, ki ga je izpostavil Goldstone, je pojav brezmasnih Goldstoneovih bozonov v spektru ob vsakem spontanem zlomu globalne zvezne simetrije. Goldstoneov teorem je najbolj nazoren v primeru kompleksnega polja, kjer je iz potenciala razvidno, zakaj je Goldstoneov bozon brez mase. Problem Goldstoneovih bozonov se reši v okviru umeritvenih teorij. V umeritveni $U(1)$ teoriji se s primerno izbiro umeritve pokaže, da je Goldstoneov bozon le longitudinalna polarizacija vektorskega polja, ki temu vektorskemu polju dodeli maso. Ta teorija napove tudi Higgsov bozon in se v celoti imenuje Higgsov mehanizem. V določenih razširitvah standardnega modela osnovnih delcev Higgsov bozon ni edini tak delec, prav tako kot ni edina taka izbira Higgsovega polja. Obstaja več teorij, ki vključujejo drugačna Higgsova polja, iz katerih sledi več Higgsovih delcev. Higgsov bozon je zaradi tega zelo pomemben delec, katerega odkritje je potrdilo Higgsov mehanizem generiranja mase osnovnim delcem in tudi veljavnost standardnega modela. Izpeljava mas šibkih bozonov zahteva dobro poznavanje teorije osnovnih delcev, zato ni obravnavana in so izpeljane mase le informativno navedene. Postopek izpeljave pa je kvalitativno enak.

LITERATURA

- [1] G. Bernardi, M. Carena, T. Junk, *Higgs bosons: theory and searches*, Reviews of Particle Data Group: Hypothetical particles and Concepts, 2007.
- [2] P. Onyisi, *Higgs boson FAQ*, dosegljivo na <https://wikis.utexas.edu/display/utatlas/Higgs+boson+FAQ> (1.3.2015).
- [3] S. Weinberg, *A model of leptons*, Physical Review Letters, 19: 1264, 1967.
- [4] P. W. Anderson, *Plasmons, gauge invariance nad mass*, Physical Review, American Physical Society, 130: 439, 1963.
- [5] P. W. Higgs, *Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons*, Physical Review Letters, 13: 508, 1964.
- [6] F. Englert, R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Physical Review Letters, 13: 321, 1964.
- [7] G. Guralnik, C. Hagen, T. Kibble, *Global Conservation Laws and Massless Particles*, Physical Review Letters, 13: 585, 1964.
- [8] PRESSMEDDELANDE Press release, *The Nobel Prize in Physics 2013*, dosegljivo na http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2013/press.pdf (1.3.2015).
- [9] L. Anchordoqui, F. Halzen, *Lessons in Particle Physics*, arXiv:0906.1271v4, 2011.
- [10] R. Podgornik, A. Vilfan, *Elektromagnetno polje*, (DMFA-založništvo, Ljubljana, 2012).
- [11] R. Fitzpatrick, *The Ising model*, dosegljivo na <http://farside.ph.utexas.edu/teaching/329/lectures/node110.html> (4.4.2015).
- [12] P. Hadley, *Landau theory of second order phase transition*, dosegljivo na http://lamp.tu-graz.ac.at/hadley/ss2/landau/second_order.php (4.4.2015).
- [13] A. Djouadi, *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking*, arXiv:hep-ph/0503172v2, 2005.
- [14] S. O. Demokritov, V. E. Demidov, O. Dzyapko, G. A. Melkov, A. A. Serga, B. Hillebrands, A. N. Slavin, *Bose-Einstein condensation of quasi-equilibrium magnons at room temperature under pumping*, Nature 443, 430-433. 28 September 2006.
- [15] The University of Edinburgh, *A Brief History of the Higgs Mechanism: The scientific work behind the Higgs boson*, dosegljivo na <http://www.ph.ed.ac.uk/higgs/brief-history> (6.4.2015).