دانشگاه تربیت معلم سبزوار

دانشکده علوم پایه

گروه فیزیک

پایان نامه

برای دریافت درجه کارشناسی ارشد در رشته

فیزیک گرایش ذرات بنیادی

عنوان

محاسبه ی عددی جرم ذرات ابر تقارنی در مدل استاندارد حداقل ابر تقارنی

استاد راهنما

آقای دکتر احمد فرزانه کرد

استاد مشاور

آقای دکتر کوروش جاویدان

پژوهشگر

حسن شهفر

۱۳۹۰

بِسْمِ اللّٰهِ الرَّحْمٰنِ الرَّحِيم

تقدیم به

یگانه ی عالم وجود

حضرت فاطمه زهرا سلام الله علیها

السلام علیک یا ممتحنة قد امتحنک الذی خلقک قبل ان یخلقک فوجدک لما امتحنک صابره...

سلام بر تو ای امتحان شده ای که قبل از خلقت مورد امتحان قرار گرفتی و خداوند تو را در این امتحان صابر یافت...

بخشی از زیارت حضرت فاطمه (س)

تقدیر و تشکر

از استاد راهنمای ارجمند جناب آقای دکتر احمد فرزانه کرد به خاطر راهنمایی این پایان نامه بسیار تشکر می کنم. همچنین از استاد مشاور گرامی جناب آقای دکتر کوروش جاویدان نیز صمیمانه قدردانی می کنم. اساتید گرانقدر جناب آقایان دکتر سید علی اصغر علوی و دکتر بهنام آزادگان در طول دوران تحصیل از آنچه داشته اند برایم دریغ نکرده اند، بدین وسیله از ایشان تشکر می کنم. همچنین از دوستان عزیزم جناب آقایان حامد اسماعیل زاده و حسن استادی که در به اتمام رساندن این پایان نامه به من کمک کرده اند، صمیمانه سپاسگزاری می کنم. در پایان نیز از مادرم و برادرانم علی و محمد که همواره حمایت های مالی و معنویشان همراه من بوده است، بسیار بسیار سپاسگزاری می کنم. آنچه دارم از لطف خدا و حمایت های ایشان است.

نام خانوادگی دانشجو: شهفر نام: حسن

عنوان: محاسبه ی عددی جرم ذرات ابر تقارنی در مدل استاندارد حداقل ابر تقارنی

استاد راهنما : آقای دکتر احمد فرزانه کرد

استاد مشاور: آقای دکتر کوروش جاویدان

مقطع تحصیلی: کارشناسی ارشد رشته: فیزیک گرایش: ذرات بنیادی دانشگاه تربیت معلم سبزوار

تاریخ فارغ‌التحصیلی: ۱۳۹۰ تعداد صفحه: ۱۰۳

کلید واژه‌ها: MSSM، طیف جرمی ذرات ابر تقارنی

چکیده

هدف از این تحقیق محاسبه ی جرم ذرات ابر تقارنی در مدل استاندارد حداقل ابرتقارنی می باشد. بر اساس باز بهنجارش، تمام پارامتر های موجود در لاگرانژین از جمله جرم ها به مقیاس انرژی وابسته هستند. تحول این پارامتر ها را دسته معادلات گروه بازبهنجارش (RGE) یا همان توابع بتا (β) به عهده دارند. از این رو جرم این ذرات از طریق حل یک مجموعه معادله دیفرانسیل به دست می آید. شرایط مرزی این معادلات را قید های فیزیکی شکست ابرتقارنی تعیین می کنند. در این تحقیق از مدل شکست ابرتقارنی Minimal Super Gravity استفاده شده است. همچنین از اطلاعات مربوط به جرم ذره ی Z نیز به عنوان قید هایی که در انرژی پایین و

در آزمایشگاه به دست آمده‌اند، بهره برده ایم. به دلیل مشخص نبودن جرم ذرات ابر تقارنی ابتدا یک مقدار انرژی حدسی برای این ذرات انتخاب می کنیم. سپس بعد از اعمال شرایط شکست ابر تقارنی در گستره ی انرژی بالا (GUT) کل معادلات را تا این انرژی حدسی اجرا می کنیم. در این انرژی با در نظر گرفتن ۱: تصحیحات تابشی ذرات ابر تقارنی و ۲: تصحیحات پارامتر اختلاط هیگز جرم ذره ی مورد نظر را محاسبه می کنیم. سپس کل فرایند را تا رسیدن به یک همگرایی بر روی جرم ذره و پارامتر اختلاط هیگز تکرار می کنیم. به این ترتیب جرم ذره ی ابرتقارنی محاسبه می شود.

فهرست مطالب

۱.۰ مقدمه

مدل استاندارد حداقل ابر تقارنی (MSSM)، توسعه ای از مدل استاندارد با حداقل ابر تقارن ممکن است. این مدل دارای ویژگی های پدیده شناسی بسیار جالب و مهمی است. در این مدل می توان یکی از مهم ترین مشکلات مدل استاندارد، یعنی مسئله ی سلسله مراتب را به سادگی حل کرد. همچنین وحدت بزرگ نیروها یا همان GUT در این مدل امکان پذیر می باشد. از طرف دیگر MSSM پیش بینی می کند که سبک ترین ذرات ابر تقارنی یا همان LSP[۱] به عنوان یکی از مهم ترین نامزدهای ماده ی تاریک مطرح هستند. اما در کنار تمامی این موارد، این نظریه ذرات موجود در عالم را محدود به ذرات مدل استاندارد نمی داند. این نظریه ادعا دارد که به هر ذره ی بوزونی و فرمیونی موجود در مدل استاندارد می توان یک ابر شریک فرمیونی و بوزونی نسبت داد. بنا بر این نظریه، اعداد کوانتومی و جرم این ذرات جدید با ذره ی مربوط در مدل استاندارد برابر است و تنها در یک اسپین ۱/۲ با هم اختلاف دارند. با نگاهی به ذرات موجود در مدل استاندارد می توان فهمید که هیچ دو ذره ی فرمیونی و بوزونی با جرم و اعداد کوانتومی یکسان وجود ندارد. همین امر منجر به گسترش ذرات موجود در مدل استاندارد می شود و این یعنی محدود نبودن ذرات عالم به آن چه مدل استاندارد می گوید. فیزیک دانان علت عدم کشف این ذرات جدید را شکست در ابر تقارن می دانند. بسیار واضح است که شناختن ویژگی های فیزیکی این ذرات از قبیل جرم، اسپین، اعداد کوانتومی، مدهای واپاشی و هر مطلب فیزیکی دیگری به عنوان ذراتی که تا کنون کشف نشده اند، بسیار حائز اهمیت می باشد.

همان طور که در بالا ذکر شد، ابر تقارن بیان مشخصی در مورد اعداد کوانتومی و اسپین این ذرات دارد اما به دلیل شکست موجود در ابر تقارن در مورد جرم و مد های واپاشی این ذرات،

[۱] Light Supersymmetric Particles

چیزی نمی دانیم. البته واضح است که شناخت فیزیک واپاشی این ذرات نیز به طور کامل به جرم این ذرات وابسته است. آنچه که در این پایان نامه انجام شده است، محاسبه ی جرم ذرات ابر تقارنی در MSSM بوده است. چگونگی جزئیات محاسبه و نتایج در فصل ۲ آمده است. این پایان نامه در ۳ فصل تدوین گشته است.

در فصل اول با مدل استاندارد، مشکلات مدل استاندارد، چیستی ابر تقارن، پتانسیل های نظری ابر تقارن و مدل استاندارد حداقل ابر تقارنی آشنا می شویم.

فصل دوم فصل اصلی این پایان نامه است. در ابتدای این فصل به تحلیل عمده کارهای محاسباتی انجام گرفته، پرداخته شده است.در ادامه به روش پیدا کردن جرم ذرات اشاره کرده ایم. در پایان نیز نتایج محاسبات خود و دیگران را در جدول های آخر این فصل آورده ایم.

در فصل سوم با نگاهی دقیق تر به نتایج به دست آمده، به تحلیل این نتایج پرداخته و نقش تصحیحات تابشی و توابع بتا را در تاثیر گذاری بر روی جرم ها بررسی کرده‌ایم.

فصل ۱

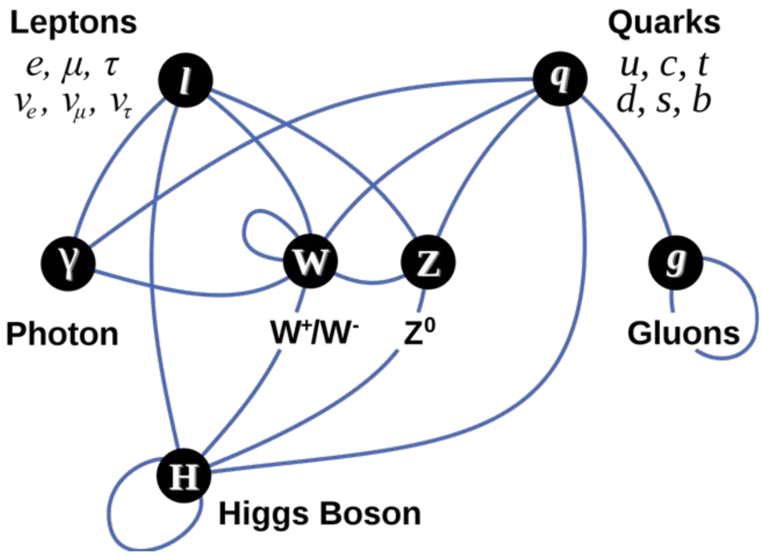
بیان مفاهیم

۱.۱ مدل استاندارد

مدل استاندارد در طول چند دهه به صورت نظری و تجربی مورد مطالعه و گسترش قرار گرفته است و توانسته نتایج تجربی را با دقت قابل قبولی توصیف کند. به طور نظری این مدل بر اساس اصل پیمانه ای بنا نهاده شده است.

سه برهم کنش قوی، ضعیف و الکترو مغناطیسی از طریق تبادل ذرات میدانی با اسپین ۱ (بوزون های پیمانه ای) توصیف می شوند. گروه تقارنی مدل استاندارد $SU(۳)_c \otimes SU(۲)_L \otimes U(۱)_Y$ می باشد. ۳ نوع مختلف از میدان در این مدل وجود دارد. اولین نوع، میدان های پیمانه ای هستند که مسوولیت انجام برهم کنش ها در نظریه را به عهده دارند. این ذرات میدانی دارای اسپین ۱ و شامل گلوئون ها بوزون های پیمانه ای ضعیف $Z, W^{\pm}$ و فوتون می باشند و به ترتیب مسئولیت برهم کنش های قوی، ضعیف و الکترو مغناطیسی را به عهده دارند.

می توان به صورت طرح وار برهم کنش بین میدان (ذرات) مختلف را به صورت زیر نشان داد.



شکل ۱.۱: برهم کنش بین ذرات مختلف در مدل استاندارد

دومین نوع، میدان های فرمیونی هستند. این میدان ها به دو دسته لپتون ها و کوارک ها تقسیم بندی می شوند. لپتون های چپ گرد[۱] تحت گروه تقارنی $SU(۲)_L \otimes U(۱)_Y$ قرار دارند در حالی که لپتون های راست گرد تنها با بوزون های پیمانه ای که تحت گروه تقارنی $U(۱)_Y$ قرار دارند برهم کنش می کند. الگوی مشابه‌ای نیز برای کوارک ها وجود دارد. علاوه بر این کوارک ها تحت گروه تقارنی $SU(۳)_c$ قرار دارند و برهم کنش شان در این حالت توسط کرومودینامیک کوانتمی (QCD)[۲] توصیف می گردد. در نهایت یک دوگانه[۳] از میدان اسکالر هیگز داریم که به منظور جرم دار کردن لپتون ها و کوارک ها و همچنین جرم دار کردن بوزون های پیمانه ای ضعیف از طریق شکست خود به خودی تقارن بکار می رود. جدول زیر بیانگر مفاد میدان ها در مدل استاندارد می باشد.

Field	Bosons	Fermions	SU(3)	$SU_L(۲)$	$U_Y(۱)$
G^k	*gluon* g		۸	۱	۰
V^k	$Weak$ W(W^+,W^-),Z		۱	۳	۰
V'	$Hypercharge$ B(γ)		۱	۱	۰
L_i		$Lepton\quad doublet\ L_i = (\nu, e)_L$	۱	۲	-۱
E_i		$Lepton\quad singlet\ E_i^c = e_R^\dagger$	۱	۱	۲
Q_i		$Quark\quad doublet\ Q_i = (u, d)_L$	۳	۲	۱/۳
U_i		$Qquark\quad singlet\ U_i^c = u_R^\dagger$	۳*	۱	$-$۴/۳
D_i		$Lepton\quad singlet\ D_i^c = d_R^\dagger$	۱	۱	۲/۳
H	$Higgs\quad doublet(h^\circ,h^-)$		۱	۲	-۱

جدول ۱.۱: مشخصات میدان ها در مدل استاندارد

[۱] left handed
[۲] Quantum Choromodynamics
[۳] doublet

در نظریه میدان کوانتومی لاگرانژی مدل استاندارد به صورت زیر بیان می شود:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{Yukawa} + \mathcal{L}_{Higgs} \tag{۱.۱}$$

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{gauge} &= \frac{۱}{۴}G^a_{\mu\nu}G^a_{\mu\nu} - \frac{۱}{۴}W^i_{\mu\nu}W^i_{\mu\nu} - \frac{۱}{۴}B_{\mu\nu}B_{\mu\nu} \\ &+ i\bar{L}_\alpha\gamma^\mu D_\mu L_\alpha + i\bar{Q}_\alpha\gamma^\mu D_\mu Q_\alpha + i\bar{E}_\alpha\gamma^\mu E_\mu L_\alpha \\ &+ i\bar{U}_\alpha\gamma^\mu D_\mu U_\alpha + i\bar{D}_\alpha\gamma^\mu D_\mu D_\alpha + (D_\mu H)^\dagger(D_\mu H)\end{aligned} \tag{۲.۱}$$

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = Y^L_{ij}\bar{L}_i E_j H + Y^D_{ij}\bar{Q}_i D_j H + Y^U_{ij}\bar{Q}_i U_j \tilde{H} \tag{۳.۱}$$

$$\mathcal{L}_{Higgs} = -V = m^۲ H^\dagger H - \frac{\lambda}{۲}(H^\dagger H) \tag{۴.۱}$$

که $\tilde{H} = i\tau_۲ H^\dagger$ و $i,j = ۱,۲,۳$ اندیس های نسل و D_μ مشتق هم وردا می باشد. در مدل استاندارد میدان هیگز می تواند دارای یک مقدار چشمداشتی مخالف صفر شود و در نتیجه ی این مقدار مخالف صفر، گروه تقارنی مدل استاندارد به گروه برهم‌کنش الکتروضعیف می شکند. این شکست، به شکست خود به خودی تقارن[۴] معروف است. در نتیجه این شکست بوزون های پیمانه ای ضعیف جرم دار می شوند. در این حالت فوتون به صورت ترکیبی از گروه $U(۱)$ و $SU(۲)$ نوشته می شود. بدین ترتیب کوارک و لپتون های باردار به طور طبیعی جرم دار می شوند. می توان شکست خود به خودی گروه های پیمانه ای مدل استاندارد را به صورت زیر نمایش داد:

$$SU(۳)_c \otimes SU(۲)_L \otimes U(۱)_Y \longrightarrow SU(۲)_L \otimes U_{EM}(۱) \tag{۵.۱}$$

---

[۴] Spontaneous Symmetry Breaking

بوزون های ضعیف پیمانه ای و میدان فوتونی را می توان به صورت زیر نوشت:

$$W_\mu^{\mp} = \frac{W_\mu^1 \mp iW_\mu^2}{\sqrt{2}}, \qquad Z_\mu = -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3$$
$$\gamma_\mu = \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W_\mu^3 \qquad (6.1)$$

این میدان های فیزیکی دارای جرم های زیر هستند:

$$m_W = \frac{1}{\sqrt{2}} g v, m_Z = \frac{m_W}{\cos\theta_W}, \qquad (7.1)$$

میدان فوتونی (γ_μ) نیز فاقد جرم باقی می ماند. در اینجا $\tan\theta_W = \frac{g'}{g}$، $v = \frac{m}{\lambda}$، g' جفت شدگی مربوط به گروه $U(1)$ و g جفت شدگی مربوط به $SU(2)$ می باشد.

موفقیت های مدل استاندارد شایان توجه است. پیش بینی های مدل استاندارد در بسیاری از آزمایش ها آزموده شده اند و نتایج دقیقی به دست آمده است. تمام ذرات موجود در مدل استاندارد بجز بوزون هیگز، همه به صورت تجربی پیدا شده اند. با این وجود در این مدل با چند مشکل برای توضیح فیزیک در انرژی های بالا مواجه هستیم. اولین مشکل زیاد بودن درجات آزادی موجود در نظریه است. مشکل بعدی وجود مسئله ی سلسله مراتب می باشد. این مسئله از تصحیح تابشی جرم هیگز، با بدست آوردن تصحیحی از مرتبه M_{GUT} به وجود می آید. مشکلات دیگری نیز وجود دارد که در قسمت ابرتقارن به آن ها اشاره می کنیم. جواب این سوال ها و مشکلات در فیزیک فراسوی مدل استاندارد قرار دارد و ابرتقارن یکی از نظریه هایی است که می تواند پاسخ گوی مناسبی برای حل این مشکلات باشد.

۱.۱.۱ ناوردایی پیمانه ای

زمانی که به طبیعت نگاه می کنیم، تقارن های مشخصی را می بینیم یا به طور دقیق تر، می بینیم که فیزیک تحت یک سری از تبدیلات ناوردا باقی می ماند. این تبدیلات توسط نظریه گروه توصیف می شود. با این بیان، مدل استاندارد فیزیک ذرات توسط گروه $SU(۳)_C \otimes SU(۲)_L \otimes U(۱)_Y$ توصیف می شود. این مدل توسط الزام ناوردایی تحت این گروه تقارنی بدست می آید[۳۲]. در این بخش با لاگرانژین ذرات با اسپین $\frac{۱}{۲}$ بحث را شروع و سپس اصول تقارن موضعی را معرفی می کنیم.

تقارن پیمانه ای آبلی

ذرات با اسپین $\frac{۱}{۲}$ متداول ترین ذرات مشاهده شده هستند. این ذرات توسط یک اسپینور ψ که دارای ۴ درجه آزادی است، توصیف می گردد. برای ذرات فاقد جرم، ۲ درجه آزادی برای خود ذره و ۲ درجه آزادی دیگر برای توصیف پاد ذره بکار برده می شود. با این حال می توانیم ψ را به دو بخش چپ گرد ψ_L و راست گرد ψ_R توسط عملگر هلیسیته تقسیم کنیم. ذرات جرم دار همیشه به صورت ترکیب خطی از ψ_L و ψ_R بیان می شوند زیرا می توانند به وسیله یک تبدیل لورنتس مشخص، به هم تبدیل شوند. فرمیون های فاقد جرم که با سرعت نور حرکت می کنند، ویژه تابع های عملگر هلیسیته هستند. بنابر این عملگر هایی که این ذرات را توصیف می کنند، دارای ۲ درجه آزادی می باشند.

جمله انرژی جنبشی برای فرمیون های فاقد جرم در لاگرانژی نسبیتی دیراک به صورت زیر است:

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi \qquad (۸.۱)$$

γ^μ همان ماتریس های گامای دیراک است. می خواهیم تقارن های موجود در این لاگرانژین را پیدا کنیم. بر اساس قضیه نئودر[۵]، یک گروه تقارن پیوسته به یک بار پایسته و یک جریان پایسته اشاره دارد و بالعکس. از این رو کمیت های پایسته ما را به تقارنی که دارای این کمیت ها هستند، راهنمایی می کنند. ساده ترین مثال بار الکتریکی ذره است. این پایستگی بار، توسط تقارن $U(۱)$ در لاگرانژی ۸.۱ تحت تبدیل فاز ثابت زیر توصیف می شود:

$$\psi \longrightarrow e^{i\phi}\psi \tag{۹.۱}$$

این نوع از تقارن سراسری نامیده می شود. یعنی این که تقارن برای هر نقطه از فضا—زمان یکسان است. آنچه که درصدد بررسی آن هستیم این است که این تقارن بجای سراسری، موضعی باشد. بنا بر این پارامتر فاز ϕ دیگر ثابت نیست و فرض می کنیم که به فضا—زمان بستگی داشته باشد. این تقارن قابل حس و قابل فهم تر است. به عنوان مثال می توان به گرانش که به طور ذاتی موضعی است و همه جا یکسان عمل نمی کند، اشاره داشت. با این وجود دلیل مهمی که ما را به معرفی تقارن موضعی و کارکردن تحت این تقارن اشاره می دارد این است که این نوع تقارن در فیزیک کاراست و نتایج بسیار خوب و موثری را به ارمغان می آورد. می خواهیم لاگرانژیمان تحت تبدیل ۹.۱ ناوردا بماند. (حتی در صورتی که ϕ به فضا—زمان بستگی داشته باشد) از این رو مشتق ∂_μ را با یک مشتق هموردای

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_۱ A_\mu \tag{۱۰.۱}$$

جایگزین می کنیم، A_μ یک میدان برداری (میدان پیمانه ای) و $g_۱$ ثابت جفت شدگی است. در مورد تقارن $U(۱)$، ناوردایی مشتق هموردا تحت تبدیلات پیمانه ای موضعی، این الزام رادر پی

[۵] Noethe's Theorem

دارد که A_μ به صورت زیر تبدیل شود:

$$A_\mu \longrightarrow A_\mu + \frac{1}{g_1}\partial_\mu \phi \qquad (1.11)$$

معادله ۱.۱۱ را به عنوان آزادی پیمانه ای در نظریه الکترو مغناطیس می شناسیم. در ادامه لاگرنژی را با اضافه کردن جمله انرژی جنبشی میدان A_μ، کامل می کنیم. ساده ترین کاری که می توانیم انجام دهیم، این است که از جابجایی ۲ مشتق هم وردا استفاده کنیم. در مورد تقارن $U(1)$، این مورد تانسور میدان الکترو مغناطیسی را نتیجه می دهد.

$$[D_\mu, D_\nu] = -ig_1(\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) = -ig_1 F_{\mu\nu}$$

جمله انرژی جنبشی برای یک بوزون توسط $-\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ توصیف می شود. میدان A_μ، میدان پیمانه ای ذره ای فاقد جرم با اسپین ۱ یعنی فوتون را توصیف می کند. بنابراین نظریه الکترو دینامیک را می توان توسط چند ملاحظه ساده‌ی تقارنی به دست آورد.

تقارن پیمانه ای غیر آبلی

در این بخش قصد داریم این خط مشی را تعمیم دهیم. بار الکتریکی تنها کمیت پایسته ما نیست. مثالی دیگر از کمیت های پایسته عدد الکترونی است. یک الکترون می تواند به یک بوزون W و یک نوترینوی الکترون تبدیل شود. اما نه به یک نوترینوی میوان[6]. می توان به صورت ریاضی الکترون و نوترینو الکترون را توسط یک دوگانه که توسط یک تبدیل یکانی به هم متصل شده اند، توصیف کرد. گروه تقارنی مربوط $SU(2)$ می باشد. یک مثال دیگر نظریه ی

[6] Muon

کرومودینامیک کوانتومی است. کوارک ها دارای ۳ عدد کوانتومی پایسته(رنگ) هستند. گروه تقارنی مربوط به این نظریه $SU(3)$ است. به دلیل این که ذرات با بار رنگ آزاد هرگز یافت نشده اند نمی توانیم این تقارن را به صورت مستقیم ببینیم. اما می توانیم از ساختار چندگانه ای که در هادرون مشاهده می کنیم به این موضوع پی ببریم[۱].

تقارن ناشی از یک نظریه ی پیمانه ای غیر آبلی، مربوط به درجات آزادی بیشتر می باشد. اگر این درجات آزادی را با اندیس مشخص کنیم، لاگرنژی تحت تبدیل یکانی زیر ناوردا باقی می ماند:

$$\psi^j \longrightarrow U^{jk}\psi^k \qquad (۱۲.۱)$$

می دانیم هر ماتریس یکانی را می توان بر حسب یک تابع نمایی از یک ماتریس هرمیتی نوشت که خود این ماتریس هرمیتی را می توان برحسب یک ترکیب خطی از مولدهای تقارنی گروه لی بیان کرد. بنابراین معادله ۱۲.۱ را می توان به صورت زیر باز نویسی کرد:

$$\psi \longrightarrow U\psi = e^{i\theta^\alpha T^\alpha}\Psi \qquad (۱۳.۱)$$

در مورد $SU(2)$ اندیس α می تواند ۱، ۲ و ۳ باشد در حالی که در مورد $SU(3)$ اندیس α از ۱ تا ۸ تغییر می کند. مولدهای T^α با هم دیگر جابجا نمی شوند. بنابراین معادله ۱۳.۱ تعمیمی از معادله ۹.۱ به یک تبدیل پیمانه ای غیر آبلی است. مشتق هموردایی که ناوردایی پیمانه ای $SU(2)$ را ملزم می کند به صورت زیر تعریف می شود:

$$D_\mu = \phi_\mu - ig_2 T^\alpha A_\mu^\alpha \qquad (۱۴.۱)$$

T^α همان مولدهای $SU(۲)$، A^α_μ میدان های پیمانه ای و $g_۲$ ثابت جفت شدگی است. جمله انرژی جنبشی به روشی مشابه در تقارن $U(۱)$ نوشته می شود. در این قسمت مولد های T^α جابجاپذیر نیستند و این متضمن یک خود برهمکنشی بین میدان های پیمانه ای می باشد.

۲.۱ مکانیسم هیگز

به دست آوردن میدان های پیمانه ای مدل استاندارد با در نظر گرفتن ملاحظات تقارنی بسیار جالب است. اما یک مشکل نیز وجود دارد. این روش هیچ توضیحی برای جرم ذره های موجود در این مدل را نمی دهد. در حقیقت جرم تمام ذرات را صفر در نظر می گیرد. این فاقد جرم بودن ممکن است برای فوتون و گلوئون و شاید نوترینو خوب باشد، اما ذرات دیگر را بدون جرم رها می کند. جملات جرمی برای فرمیون ها تقارن دست گردی[۷] را می شکنند و این بدین معنی است که فرمیون های چپ گرد و راست گرد به صورت مستقل تبدیل شوند. جمله ی جرمی برای فرمیون ها به صورت زیر است:

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi_L}\psi_R + \bar{\psi_R}\psi_L)$$

این جمله یک فرمیون چپ گرد را که توسط یک دوگانه ی $SU(۲)$ توصیف می شود، به یک فرمیون راست گرد جفت کند. این جمله ناوردای پیمانه ای نیست و لذا غیر قابل پذیرش است. همچنین اضافه کردن جمله ی جرمی برای میدان های بوزونی به صورت $\frac{۱}{۲}m^۲A^\mu A_\mu$ ناوردایی پیمانه ای موجود در نظریه را نقض می کند. لذا باید به دنبال یک راه حل دیگر برای جرم دار کردن ذرات موجود در نظریه باشیم.

[۷] Chirality