

نظریه میدان اسکالر کلاسیک با تقارن همدیس و پتانسیل نامثبت

وحید کمالی و فرهنگ لران

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان، اصفهان - کدپستی ۸۴۱۵۶، ایران

(دریافت مقاله: ۸۵/۸/۱۳؛ دریافت نسخه نهایی: ۸۵/۱۲/۱۳)

چکیده

در این مقاله به بررسی گروه همدیس می‌پردازیم و همریخت بودن این گروه و گروه $O(D, 2)$ را خواهیم دید. نظریه میدان اسکالر با تقارن همدیس و پتانسیل نامثبت را در فضای D بعدی مطالعه می‌کنیم و معادله حرکت را با نسبت دادن گروه تقارنی $O(D-1, 2)$ به جواب و شکستن تقارن انتقالی در همه راستاها حل می‌کنیم. در ادامه با شکستن تقارن در برخی راستاها، جوابی را برای معادله حرکت در فضای ۶ بعدی پیدا می‌کنیم که تنها در ۴ راستا تقارن انتقالی داشته باشد و از آنجا یک نظریه مؤثر ۴ بعدی را به کمک کنش فضای ۶ بعدی به دست می‌آوریم. در پایان، کلی‌ترین حل معادله حرکت برای مدل ϕ^4 بی جرم در فضای ۴ بعدی تحت بررسی می‌کنیم.

واژه‌های کلیدی: نظریه میدان اسکالر، جفت‌شدگی همدیس، پتانسیل نامثبت، فضای دوسویه

۱. مقدمه

فوبینی^۱ در سال ۱۹۷۶ با هدف یافتن یک مقیاس طول بنیادی در فیزیک هادرونها در مقاله‌ای [۱] به بررسی نظریه میدان اسکالر با تقارن همدیس پرداخت. او در این مقاله ابتدا گروه همدیس را مطالعه کرد و همریخت بودن این گروه با گروه $O(D, 2)$ را نشان داد. در ادامه کنش اسکالر را در فضای D بعدی تعریف کرد که تقارن همدیس داشته باشد و معادله حرکت حاصل از این کنش را بررسی کرد. از آنجا با استفاده از خواص گروه و تقارنهایی که به جواب نسبت داد این معادله را حل کرد. جواب به دست آمده برای نظریه‌ای که با پتانسیل نامثبت داده می‌شود تقارن دوسویه دارد که زیر - گروه $O(D, 2)$ می‌باشد. با بسط کنش همدیس - متقارن با پتانسیل نامثبت در $D=4$ حول جواب حالت پایه (جواب فوبینی) می‌شود نشان داد که افت و خیز میدان اسکالر حول مسیر

کلاسیک در فضا - زمان اقلیدسی تحت با یک نظریه میدان اسکالر همدیس - جفت شده به یک زمینه دوسویه هم ارز است [۲]. نظریه میدان اسکالر با پتانسیل نامثبت هرچند در نظریه میدانهای کوانتومی چندان خوش - تعریف نیست ولی در مدل‌های گرانشی شناخته شده است [۳].

در این مقاله در ابتدای بخش اول، گروه همدیس به کمک مولدهای این گروه توضیح داده می‌شود. سپس به بررسی نظریه میدان اسکالر در فضای D بعدی می‌پردازیم که تحت تبدیلات همدیس متقارن است. معادله حرکت در این مسئله یک معادله دیفرانسیل غیرخطی است. برای یافتن جواب آن از یک معادله خطی که به وسیله خواص تقارنی جواب به دست می‌آید کمک می‌گیریم. جواب این معادله خطی در معادله حرکت نیز صدق می‌کند. در بخش دوم به مطالعه نظریه میدان ۶ بعدی می‌پردازیم. با شکستن تقارنی انتقالی در ۲ بعد به یک نظریه مؤثر در ۴ بعد می‌رسیم. این روش کاهش ابعاد را می‌توان به

۱. Fubini

مجموعه این مولدها یک جبر بسته می‌سازند (یعنی رابطه جابه‌جایی دو مولد ترکیبی از سایر مولدهاست)، این مولدها یک گروه را توصیف می‌کنند. یکی از این روابط جابه‌جایی به شکل زیر است،

$$[M_{\mu\nu}, M_{\rho\sigma}] = -i(g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma} - g_{\nu\rho}M_{\mu\sigma} + g_{\mu\sigma}M_{\rho\nu} - g_{\nu\sigma}M_{\rho\mu}), \quad (6)$$

رابطه بالا به تنهایی گروه لورنتس را توصیف می‌کند که زیر گروه هم‌مدیس می‌باشد. مولدهای P_μ و $M_{\mu\nu}$ گروه پوانکاره را می‌سازند. D تولید کننده تبدیل تجانس است که مؤلفه‌های فضا را در یک عدد ثابت ناصفر ضرب می‌کند. K_μ مولد تبدیلی موسوم به تبدیل خاص می‌باشد.

گروه هم‌مدیس با گروه $(D, 2)$ هم ریخت است. به منظور بررسی این موضوع روش زیر را دنبال می‌کنیم برای توضیح ساختار گروه هم‌مدیس یک عملگر (مولد) برداری جدید به کمک مولدهای گروه هم‌مدیس تعریف می‌کنیم،

$$R_\mu = \frac{1}{\alpha} \left(\alpha p_\mu + \frac{1}{\alpha} K_\mu \right), \quad (7)$$

در این رابطه α یک پارامتر ثابت با بعد طول است، با وارد کردن پارامتر α این رابطه از نظر ابعادی صحیح می‌باشد. رابطه بین R_μ و سایر مولدها را می‌توان با در نظر گرفتن یک بعد فرضی اضافه به سادگی بیان کرد. بعد جدید $(D+1)$ ام، زمان - گونه است به این معنا که،

$$g_{D+1, D+1} = -1, \quad g_{D+1, \mu} = 0. \quad (8)$$

اگر R_μ را به شکل زیر تعریف کنیم،

$$R_\mu = M_{(D+1)\mu}, \quad (9)$$

می‌شود دید که رابطه جابه‌جایی‌ای که عملگر R_μ و مولدهای گروه تبدیلات لورنتس را در بر می‌گیرد تعمیم رابطه (۶) در $(D+1)$ بعد است. این رابطه نشان می‌دهد که مولدهای $(M_{\mu\nu}, R_\mu)$ گروه $(D-1, 2)$ را می‌سازند. این گروه به زیر گروه هم‌مدیس می‌باشد.

سایر مولدهای باقی مانده از گروه هم‌مدیس را به صورت زیر تعریف می‌کنیم،

$$S_\mu = \frac{1}{\alpha} \left(\alpha p_\mu - \frac{1}{\alpha} K_\mu \right), \quad (10)$$

$$S_{D+1} = -D. \quad (11)$$

عنوان جایگزینی برای روش کالوزا - کلاین در نظر گرفت. در بخش سوم به بررسی کلی‌ترین جواب معادله هم‌مدیس متقارن در چهار بعد می‌پردازیم. برای این منظور معادله حرکت را برای تغییرات نسبی جواب حول حالت پایه می‌نویسیم. این معادله را در چند حالت خاص بررسی می‌کنیم. در نقاط دور از مبدأ به طور تحلیلی نشان می‌دهیم که جواب این معادله نوسانی است و در آخر دوره نوسانات این جوابها را به ازای حالت‌های مختلف بررسی خواهیم کرد.

۲. گروه تقارنهای هم‌مدیس در D بعد

یکی از کشفهای جالب در مبحث نظریه میدان، یافتن حلهای حالت پایه است که نامتقارن هستند یعنی تعدادی از تقارنهای نظریه را ندارند. برای مثال تقارن کایرال نکلئونهای بدون جرم را معرفی می‌کند. شکستن این تقارن نکلئونهای با جرم فیزیکی را مجاز خواهد کرد که طبیعت نیز این اتفاق را تأیید می‌کند.

نظریه میدان اسکالر به وسیله یک لاگرانژی و کنش مربوط به آن به طور کامل تعریف می‌شود. لاگرانژی مسئله ما یعنی نظریه میدان اسکالر با تقارن هم‌مدیس به شکل زیر داده می‌شود.

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - g \phi^{\frac{D}{D-2}}, \quad \mu = 0, \dots, D-1. \quad (1)$$

میدان اسکالر $\phi(x^\mu)$ در یک فضای مینکوفسکی D بعدی تعریف می‌شود. جبر مربوط به گروه هم‌مدیس را می‌توان به کمک مولدهای آن توضیح داد. تعداد این مولدها در فضای D بعدی $\frac{D^2 + 3D + 2}{2}$ است. روابط جابه‌جایی بین مولدها و میدان اسکالر به شکل زیر است [۱]،

$$[\phi(x), M_{\mu\nu}] = i \{x_\mu \partial_\nu - x_\nu \partial_\mu\} \phi, \quad (2)$$

$$[\phi(x), D] = i \left\{ x^\mu \partial_\mu + \frac{D-2}{2} \right\} \phi, \quad (3)$$

$$[\phi(x), p_\mu] = i \partial_\mu \phi, \quad (4)$$

$$[\phi(x), K_\mu] = i \left\{ (-x^\nu) \partial_\mu + 2x_\mu \left(x^\rho \partial_\rho + \frac{D-2}{2} \right) \right\} \phi. \quad (5)$$

است،

$$\phi(x^2) = b \left(\frac{a^2 + x^2}{2a} \right)^{-\frac{D-2}{2}}. \quad (19)$$

b در رابطه بالا یک مقدار ثابت است. این جواب در معادله حرکت نیز صدق می‌کند. با استفاده از معادله حرکت خواهیم داشت،

$$b = \left(\frac{\Lambda g}{(D-2)^2} \right)^{-\frac{D-2}{2}}. \quad (20)$$

به این ترتیب جواب حالت پایه به شکل زیر است،

$$\phi(x^2) = \left(\sqrt{\frac{\Lambda g}{(D-2)^2} \frac{a^2 + x^2}{2a}} \right)^{-\frac{D-2}{2}}. \quad (21)$$

۳. کاهش ابعاد از ۶ بعد به ۴ بعد

لاگرائژی (۱) نظریه میدان اسکالر D بعدی را توصیف می‌کند که تقارن همدیس دارد. در این بخش توجه خود را به یک فضای ۶ بعدی معطوف می‌کنیم. لاگرائژی فضای ۶ بعدی به شکل زیر بیان می‌شود،

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{g}{2} \phi^2, \quad \mu = 1, \dots, 6. \quad (22)$$

در ادامه برای یافتن نظریه میدان مؤثر چهار بعدی به دنبال جوابی می‌گردیم که در ۴ راستا تقارن انتقالی دارد و در ۲ راستای دیگر تقارن انتقالی ندارد. کاهش ابعاد از $d \rightarrow d-1$ در [۴] مطالعه شده است. با توجه به شرایطی که از جواب مسئله انتظار می‌رود، بزرگترین زیرگروه ممکن از گروه همدیس را که جواب تحت آن متقارن باشد، تقاضا می‌کنیم. ابعادی که جواب در راستای آنها تقارن انتقالی دارد با اندیس a و b و ابعادی که در راستای آنها تقارن انتقالی وجود ندارد با i و j نشان داده می‌شود. با توجه به انتظار اولیه جواب مسئله خواهیم داشت،

$$[\phi(x), p_a] = 0 \Rightarrow \partial_a \phi = 0. \quad (23)$$

این عبارت یعنی ϕ نباید تابعی از x^a ها باشد و فقط تابعی از x^i ها است، با این تفاسیر زیرگروه تقارنی نظیر ϕ تا اینجا مولدهای p_a و M_{ab} را در بر می‌گیرد. برای سادگی در حل مسئله مولدهای M_{ij} را به گروه تقارنی جواب اضافه می‌کنیم. در نتیجه جواب باید تابعی از $|x|$ باشد، $(i, j : 1, 2)$ ، $|x|^2 = x^i x_i$ ، اگر فرض کنیم که جواب ما تحت تجانس ناروداست آنگاه،

در ادامه می‌توان با اضافه کردن یک بعد جدید فضا - گونه و تعریف جدید برای S_μ همه مولدها را در یک جب رسته قرار داد، متریک نظیر این بعد به صورت زیر است،

$$g_{D+2, D+2} = 1, \quad (12)$$

S_μ را نیز به صورت زیر تعریف می‌کنیم،

$$S_\mu = M_{D+2, \mu}, \quad (13)$$

در نتیجه S_μ با توجه به تعریف بالا به مجموعه مولدهای $M_{\mu\nu}$ اضافه می‌شود و در رابطه (۶) صدق می‌کند. با تعریفهای جدید برای R_μ و S_μ ، همه مولدهای گروه همدیس به کمک رابطه جابه‌جایی گروه لورنتس باهم مربوط شدند (البته بعد فضا در این حالت $D+2$ است). در نتیجه گروه همدیس و گروه دوران در فضای $D+2$ (۲ بعد این فضا زمان - گونه است) همریخت هستند [۱].

در ادامه به دنبال یافتن جواب معادله حرکت کلاسیک برای نظریه میدان اسکالر (۱) هستیم که تقارن انتقالی آن در تمام راستاها شکسته شده باشد. معادله حرکت با رابطه زیر داده می‌شود،

$$\square \phi + 2g \left(\frac{D}{D-2} \right) \phi^{\frac{D+2}{D-2}} = 0. \quad (14)$$

به منظور رسیدن به جواب فرض می‌کنیم گروه تقارنی که جواب تحت آن متقارن است $O(D-1, 2)$ باشد. این گروه از مولدهای R_μ و $M_{\mu\nu}$ تشکیل شده است. ناوردایی میدان ϕ تحت تبدیلی که با مولد G_i ساخته می‌شود با رابطه زیر محاسبه می‌شود،

$$[G_i, \phi(x)] = 0, \quad (15)$$

با قراردادن $M_{\mu\nu}$ در رابطه بالا داریم،

$$[M_{\mu\nu}, \phi(x)] = -i(x_\mu \partial_\nu - x_\nu \partial_\mu) \phi(x^\mu) = 0. \quad (16)$$

این بدان معنی است که ϕ تابعی از $x^\mu = x^\mu$ است. در ادامه متقارن بودن میدان را تحت R_μ بررسی می‌کنیم،

$$[R_\mu, \phi(x)] = 0. \quad (17)$$

از رابطه‌های (۴)، (۵) و (۷) نتیجه زیر حاصل می‌شود،

$$\left(\frac{a^2 + x^2}{2} \right) \frac{\partial \phi}{\partial x_\mu} + \frac{1}{2} (D-2) x_\mu \phi = 0, \quad (18)$$

جوابی که برای این معادله خطی پیدا می‌شود به شکل زیر

باید ψ و g را دوباره تعریف کنیم و روی جملات شامل ϕ انتگرال بگیریم تا دو بعد x^i را از کنش حذف کنیم. در ادامه جملات این کنش و ضرایب آن را بررسی می‌کنیم.

• جمله انرژي جنبشی:

$$\int d^7x \left(\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_a \psi \partial^a \psi \right) = L^7 \int d^4x \left(\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_a \psi \partial^a \psi \right), \quad (33)$$

ضریب عبارت بالا در حد L های بزرگ (L بعد طول دارد و حد بالا برای طول در این نظریه می‌باشد) بی نهایت است. این بی نهایت را می‌توان با باز تعریف ψ برطرف کرد،

$$\psi \rightarrow \bar{\psi} = L\psi. \quad (34)$$

در نتیجه خواهیم داشت،

$$\int d^4x \left(\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_a \bar{\psi} \partial^a \bar{\psi} \right), \quad (35)$$

در رابطه (۳۵) بعد $\bar{\psi}$ ، $^{-1}$ (طول) است که با بعد طولی میدان اسکالر در چهار بعد توافق دارد. جمله برهمکنش:

$$\frac{g}{\sqrt{-g}} \int \psi^2 d^7x = L^7 \frac{g}{\sqrt{-g}} \int \psi^2 d^4x. \quad (36)$$

با جای گذاری (۳۴) به رابطه زیر می‌رسیم،

$$\frac{g}{\sqrt{-g}} \frac{1}{L} \int \bar{\psi}^2 d^4x. \quad (37)$$

این عبارت جمله برهمکنشی است. تقاضا می‌کنیم ضریب آن که ثابت جفت شدگی در نظریه چهار بعدی است مقدار محدودی داشته باشد. ثابت جفت شدگی g را باز تعریف می‌کنیم،

$$\bar{g} = \frac{g}{L}. \quad (38)$$

در نتیجه به رابطه زیر می‌رسیم،

$$\frac{\bar{g}}{\sqrt{-\bar{g}}} \int \bar{\psi}^2 d^4x. \quad (39)$$

در ادامه از جای گذاریهای (۳۴) و (۳۸) استفاده می‌کنیم.

• جمله جرمی:

$$g \int \phi_0 \psi^2 d^7x = g \int \phi_0 d^7x \int \psi^2 d^4x, \quad (40)$$

با حل انتگرال $\int \phi_0 d^7x$ با جای گذاری آن در رابطه بالا جمله سوم به صورت زیر محاسبه می‌شود (ψ را از رابطه (۳۴) جایگزین می‌کنیم).

$$- 8\pi \ln \left(\frac{L}{l} \right) \frac{1}{L^7} \int \bar{\psi}^2 d^4x. \quad (41)$$

$$\left(x^\mu \partial_\mu + \frac{D-2}{2} \right) \phi = 0. \quad (24)$$

از آنجا که $\partial_a \phi = 0$ است خواهیم داشت،

$$\left(x^i \partial_i + \frac{D-2}{2} \right) \phi = 0. \quad (25)$$

جوابی که برای این معادله به دست می‌آید به شکل زیر است،

$$\phi = Ar^{-\frac{D-2}{2}}, \quad r^2 = x^i x_i. \quad (26)$$

A به کمک معادله حرکت زیر قابل محاسبه است،

$$\square \phi + g\phi^2 = 0. \quad (27)$$

جواب نهایی به شکل زیر است،

$$\phi_0 = -\frac{4}{g} \frac{1}{x^2 + y^2}. \quad (28)$$

این جواب دارای گروه تقارنی است که به کمک مولدهای P_a

و $M_{\mu\nu}$ و D و K_a ساخته می‌شوند. با توجه به جواب به

دست آمده در رابطه (۲۸)، تحت تبدیل تجانس $x^\mu \rightarrow \lambda x^\mu$

$$\phi_0 \rightarrow \lambda^{-2} \phi_0. \quad (29)$$

این نتیجه با بعد میدان اسکالر در ۶ بعد می‌خواند.

هرگاه کنش فضای ۶ بعدی را به ازای $\phi = \psi + \phi_0$

بازنویسی کنیم، به طوری که ϕ_0 تابعی از x^i هاست (تقارن

انتقالی در این راستاها شکسته شده است) و ψ تابعی از

x^μ هاست، (در این راستاها تقارن انتقالی را نگاه داشته‌ایم) کنش

به دست آمده یک نظریه میدان مؤثر ۴ بعدی را توصیف می‌کند.

کنش همدیس - متقارن در ۶ بعد با رابطه زیر داده می‌شود،

$$S_7 = \int d^7x \left(\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - \frac{g}{\sqrt{-g}} \phi^2 \right). \quad (30)$$

با قرار دادن $\phi = \psi + \phi_0$ در کنش (۳۰) به رابطه زیر می‌رسیم،

$$S_7 = \int d^7x \left(\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_\mu (\psi + \phi_0) \partial^\mu (\psi + \phi_0) - \frac{g}{\sqrt{-g}} (\psi + \phi_0)^2 \right). \quad (31)$$

با ساده کردن، عبارت بالا جملات زیر تبدیل می‌شود،

$$S[\phi_0] + \int d^7x \left(\frac{1}{\sqrt{-g}} \partial_a \psi \partial^a \psi \right) - g \int \phi_0 \psi^2 d^7x - g \int \phi_0^2 \psi d^7x - \frac{g}{\sqrt{-g}} \int \psi^2 d^7x, \quad (32)$$

اگر بتوانیم کنش بالا را طوری بیان کنیم که بر اساس ψ و در ۴

بعد نوشته شود، توانسته‌ایم از کنش اولیه که معرف نظریه میدان

در ۶ بعد است به کنشی برسیم که نظریه میدان در ۴ بعد را

توصیف می‌کند. برای این منظور همان طور که بیان خواهد شد

معادله حرکت کلاسیک تأثیر ندارد. کنش کلی عبارت است از،

$$S_1[\bar{\psi}] = \frac{12\lambda\pi L^4}{3g^2 l^2} + \int d^4x \left(\frac{1}{3} \partial_a \bar{\psi} \partial^a \psi \right) + 8\pi \ln\left(\frac{L}{l}\right) \frac{1}{L^2} \int \bar{\psi}^2 d^4x - \frac{16\pi}{b^2 g} \int \bar{\psi} d^4x - \frac{g}{3} \int \bar{\psi}^3 d^4x. \quad (47)$$

این رابطه به شکل زیر بیان می‌کنیم،

$$S_1 = S_0 + S_\psi, \quad (48)$$

که S_ψ با رابطه زیر داده می‌شود،

$$S_\psi[\bar{\psi}] = \int d^4x \left(\frac{1}{3} \partial_a \bar{\psi} \partial^a \psi \right) - 8\pi \ln\left(\frac{L}{l}\right) \frac{1}{L^2} \int \bar{\psi}^2 d^4x - \frac{16\pi}{m^2 g} \int \bar{\psi} d^4x - \frac{g}{3} \int \bar{\psi}^3 d^4x. \quad (49)$$

با توجه به رابطه بالا ضریب جمله جرمی (ψ^2) که نشان دهنده جرم در این نظریه می‌باشد، مستقل از ثابت جفت‌شدگی است. از طرفی جمله خطی در این نظریه ظاهر می‌شود، این جمله وجود یک چشمه ثابت در نظریه میدان را بیان می‌کند علی‌الاصول برای حذف این جمله از نظریه باید ψ را به اندازه یک مقدار ثابت تغییر دهیم و کنش را بر اساس ψ تغییر یافته باز نویسی کنیم. مقدار این ثابت با صفر قرار دادن ضریب جمله خطی در کنش جدید به دست می‌آید. مقدار این ثابت با صفر قرار دادن ضریب جمله خطی در کنش جدید به دست می‌آید. مقدار محاسبه شده برای چنین تغییری در ψ یک عدد موهومی $(\pm i \sqrt{\frac{16\pi}{b^2 g}})$ است، اما نظریه S_ψ به واسطه برهمکنش ϕ^3 تنها برای میدانهای حقیقی تعریف می‌شود. از این رو جمله خطی باقی می‌ماند که بیان کننده جفت‌شدگی میدانهای چهار بعدی به زمینه ϕ است.

در رابطه (48) جمله ثابت در حد $l \rightarrow 0$ یا $L \rightarrow \infty$ یک جمله بی نهایت است. این جمله در معادله حرکت کلاسیک نقش ندارد ولی در محاسبه تابع پارش در نظریه کوانتومی اهمیت دارد. تابع پارش،

$$Z_\psi = \exp(S_0) Z_1, \quad (50)$$

که تابع پارش در D بعد با رابطه زیر داده می‌شود،

در رابطه (41) l بعد طول دارد، و حد پایین برای طول در این نظریه می‌باشد. L نیز حد بالاست. عبارت بالا نشان می‌دهد که ضریب جمله درجه ۲ که نشان دهنده جرم در نظریه می‌باشد، به ازای L و l های محدود یعنی انرژیهای محدود مقدار مشخصی دارد، در نتیجه این نظریه با شکست تقارن انتقالی جرم‌دار شده است. ولی در حد L بزرگ و l کوچک این نظریه بی جرم است، زیرا به ازای این حدود ضریب جمله جرمی صفر می‌شود. البته در این حدها همان طور که جلوتر توضیح می‌دهیم نظریه مؤثر نادرست است.

• جمله خطی:

$$g \int \phi^2 \psi d^4x = g \int \phi^2 d^4x \int \psi d^4x, \quad (42)$$

با حل انتگرال $\int \phi^2 d^4x$ و جایگذاریهای (34) و (38) جمله خطی نیز به شکل زیر محاسبه می‌شود،

$$\frac{16\pi}{b^2 g} \int \bar{\psi} d^4x, \quad b = Ll. \quad (43)$$

در رابطه (43) b بعد l (طول) دارد و فرض می‌کنیم که مقدار آن محدود باشد. جمله خطی به معنای جفت شدن میدان به زمینه است. جلوتر نشان می‌دهیم که این جمله فیزیکی است یعنی با یک انتقال ساده در ψ قابل حذف کردن نیست.

• جمله ثابت

هرگاه در رابطه (30) به جای ϕ و ϕ قرار دهیم، به رابطه زیر می‌رسیم.

$$S[\phi_0] = \int d^4x \left(\frac{1}{3} \partial_i \phi_0 \partial^i \phi_0 - \frac{g}{3} \phi_0^3 \right) = L^4 \int d^4x \left(\frac{1}{3} \partial_i \phi_0 \partial^i \phi_0 - \frac{g}{3} \phi_0^3 \right), \quad (44)$$

با جایگذاری ϕ در رابطه بالا و محاسبه انتگرال خواهیم داشت،

$$S_0 = \frac{12\lambda\pi}{3g^2 l^2}, \quad (45)$$

با استفاده از رابطه (38) به نتیجه زیر می‌رسیم.

$$S_0 = \frac{12\lambda\pi L^2}{3g^2 l^2}, \quad (46)$$

این جمله نقش یک ثابت را در کنش بازی می‌کند، پس در

جمله اول معادله (۵۶) به شکل زیر است،

$$\phi_0 \square \eta = \sqrt{\frac{\lambda}{g}} \left(\frac{a}{x^2 + a^2} \right) \left(\frac{d^2 \eta}{dr^2} + \frac{3}{r} \frac{d\eta}{dr} \right), \quad (60)$$

شکل معادله دیفرانسیل با جای گذارهای بالا،

$$\sqrt{\frac{2}{g}} \frac{a}{x^2 + a^2} \left(\frac{d^2 \eta}{dr^2} + \left(\frac{3}{r} - \frac{4r}{r^2 + a^2} \right) \frac{d\eta}{dr} \right) + 4g\phi_0^2 (2\eta + 3\eta^2 + \eta^3) = 0. \quad (61)$$

هرگاه دو طرف این معادله را بر ϕ_0 تقسیم کنیم خواهیم داشت،

$$\frac{d^2 \eta}{dr^2} + \left(\frac{3}{r} - \frac{4r}{r^2 + a^2} \right) \frac{d\eta}{dr} + 4g\phi_0^2 (2\eta + 3\eta^2 + \eta^3) = 0, \quad (62)$$

برای ساده‌تر شدن بررسی این معادله آن را بر حسب $s = \frac{r}{a}$ بازنویسی می‌کنیم.

$$\frac{d^2 \eta}{ds^2} + \left(\frac{3}{s} - \frac{4s}{s^2 + 1} \right) \frac{d\eta}{ds} + \frac{\lambda}{(s^2 + 1)^2} (2\eta + 3\eta^2 + \eta^3) = 0. \quad (63)$$

حل معادله دیفرانسیل (۶۳) کار ساده‌ای نیست، این معادله یک معادله غیر خطی است و روش مشخصی ندارد. از این رو برای به دست آوردن اطلاعاتی در مورد جواب آن باید راههایی را بررسی کنیم که با معادله ساده‌تری سر و کار داشته باشیم. در این معادله به ازای s های بزرگ بررسی می‌کنیم.

شکل معادله دیفرانسیل در این حالت به صورت زیر

$$\frac{d^2 \eta}{ds^2} - \frac{1}{s} \frac{d\eta}{ds} + \frac{\lambda}{s^4} (2\eta + 3\eta^2 + \eta^3) = 0, \quad \text{می‌باشد،} \quad (64)$$

با یک تغییر متغیر $\tau = \ln s$ خواهیم داشت،

$$\frac{d^2 \eta}{d\tau^2} - 2 \frac{d\eta}{d\tau} + \lambda \exp(-2\tau) (2\eta + 3\eta^2 + \eta^3) = 0. \quad (65)$$

نمودار جواب این معادله دیفرانسیل را می‌توان به کمک نرم افزار Mathematica رسم کرد. البته این نرم افزار این شکل را به کمک روشهای عددی رسم می‌کند. با توجه به نمودار جواب، حدسی که درباره آن می‌توان زد این است که جواب متناوب است و از طرفی دامنه آن به ضریب $\exp(\tau)$ زیاد می‌شود، این موضوع به راحتی قابل بررسی است. با جایگذاری $f(\tau) = \exp(\tau)\eta$ در معادله دیفرانسیل، آن را بر حسب $f(\tau)$ می‌نویسیم،

$$Z_D = \exp(-S_D). \quad (51)$$

در رابطه (۵۰) هرگاه تابع پارش ۶ بعد را محدود فرض کنیم، تابع پارش در ۴ بعد در حد انرژیهای بسیار زیاد و بسیار کم (نظیر $l \rightarrow 0$ و یا $L \rightarrow \infty$) بی نهایت می‌شود. در نتیجه روش کاهش بعد بر اساس شکست تقارن انتقالی که بیان شد به نظریه مؤثری منجر می‌شود که در حد انرژیهای محدود و برای طول موجهای $l \ll \lambda \ll L$ صحیح می‌باشد.

۴. بررسی کلی ترین جواب در ۴ بعد

در این بخش معادله (۱۴) در فضای چهار بعدی بررسی می‌شود. رهیافت حل مسئله به این شکل است که ϕ_0 را به میزان $\Delta\phi$ تغییر داده و معادله حرکت را برای تغییر نسبی $\eta = \frac{\Delta\phi}{\phi_0}$ می‌نویسیم. معادله حرکت در $D=4$ به این شکل است،

$$\square\phi + 4g\phi^3 = 0. \quad (52)$$

تعریف می‌کنیم،

$$\phi = \phi_0 + \eta\phi_0, \quad \phi_0 = \sqrt{\frac{2}{g}} \frac{a}{a^2 + x^2}. \quad (53)$$

معادله حرکت برای η با جای گذاری ϕ از رابطه (۵۳) به دست می‌آید.

$$\square(\phi_0 + \eta\phi_0) + 4g(\phi_0 + \eta\phi_0)^3 = 0. \quad (54)$$

با ساده کردن این معادله به رابطه زیر می‌رسیم،

$$\phi_0 \square\eta + \eta\square\phi_0 + 2\partial^\mu \eta \partial_\mu \phi_0 + 4g\phi_0^3 (3\eta + 3\eta^2 + \eta^3) = 0. \quad (55)$$

به کمک معادله (۵۴) داریم:

$$\phi_0 \square\eta + 2\partial^\mu \eta \partial_\mu \phi_0 + 4g\phi_0^3 (2\eta + 3\eta^2 + \eta^3) = 0. \quad (56)$$

هرگاه فرض کنیم η تابعی از $r^2 = x^\mu x_\mu$ و $\mu = 1, \dots, 4$ باشد، می‌توانیم از روابط زیر کمک بگیریم،

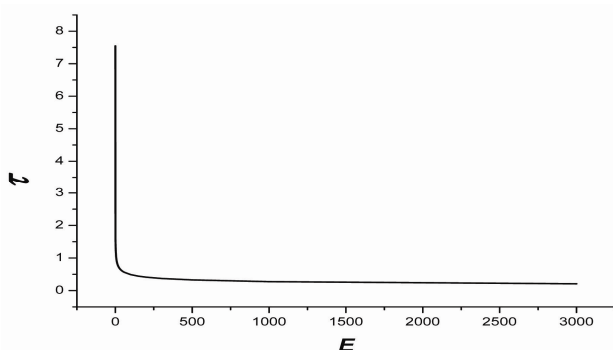
$$\square = \frac{d^2}{dr^2} + \frac{3}{r} \frac{d}{dr}, \quad (57)$$

از طرفی همواره داریم،

$$\partial^\mu \eta \partial_\mu \phi_0 = \frac{d\phi_0}{dr} \frac{d\eta}{dr}, \quad (58)$$

مشق ϕ_0 نسبت به r به شکل زیر است،

$$\frac{d\phi_0}{dr} = \sqrt{\frac{2}{g}} \frac{-2ar}{(a^2 + r^2)^2}, \quad (59)$$



شکل ۲. نمودار دوره نوسانات $\tau(E)$ به ازای $E > 0$.

که نوسانگر قسمت پایین پتانسیل را نمی بیند و در واقع تنها تحت تأثیر جمله f^4 است. یعنی شکل معادله در E های بزرگ به صورت زیر صحیح می شود،

$$\frac{1}{4} \left(\frac{df}{d\tau} \right)^2 + 2f^4 = E. \quad (70)$$

جواب این معادله به شکل *JacobiSN* است یعنی یک تابع نوسانی با یک دوره نوسان مشخص. دوره نوسان مربوط به همان *JacobiSN* همان حد پایین دوره تناوب است که نمودار به سمت آن میل می کند.

(ب) $E < 0$

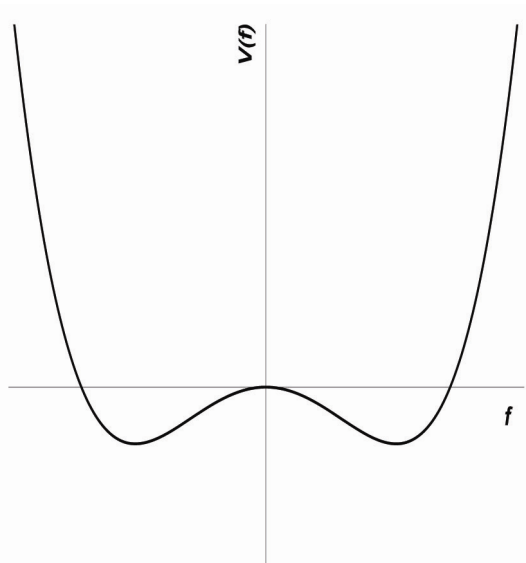
با توجه به شکل یک این قسمت خود شامل محدوده های $f > 0$ و $f < 0$ می باشد. که در هر دو بخش نمودار $\tau(E)$ با شکل سه داده می شود.

نکته: از آنجا که $\tau = \ln\left(\frac{r}{a}\right)$ است دوره تناوب $t = \ln(b)$ به معنای b برابر شدن r می باشد یعنی هر گاه r به br تبدیل شود. f روی خودش بر می گردد.

(پ) $E = 0$

با توجه به شکل ۳ می توان نتیجه گرفت که با نزدیک شدن به $E = 0$ از E_{min} همواره دوره تناوب زیاد می شود تا در $E = 0$ دوره تناوب بی نهایت می شود. در $E = 0$ ، f در معادله زیر صدق می کند،

$$\frac{1}{4} \left(\frac{df}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{4} f^2 + 2f^4 = 0. \quad (71)$$



شکل ۱. نمودار $V(f)$ بسته به مقدار E ، نوسانی بودن η را به ازای s های بزرگ نشان می دهد.

$$\frac{d^2 f}{d\tau^2} + (16 \exp(-2\tau) - 1)f + 24 \exp(-\tau)f^2 + 8f^3 = 0, \quad (66)$$

هر گاه از شرط τ های بزرگ نیز کمک بگیریم شکل این معادله به صورت زیر می شود،

$$\frac{d^2 f}{d\tau^2} - f(\tau) + 8f(\tau)^3 = 0, \quad (67)$$

این معادله دیفرانسیل را می توان به کنشی نسبت داد که پتانسیل مربوط به آن، بر حسب f این گونه است،

$$V(f) = -\frac{1}{4} f^2 + 2f^4. \quad (68)$$

در ادامه پتانسیل بالا را بررسی می کنیم. با توجه به شکل نمودار $V(f)$ جوابهای $f(\tau)$ نوسانی می باشند. از معادله (۶۶) داریم:

$$\frac{1}{4} \left(\frac{df}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{4} f^2 + 2f^4 = E. \quad (69)$$

برای بررسی جوابهای نوسانی $f(\tau)$ معادله بالا را برای حالتی زیر بررسی می کنیم:

(الف) $E > 0$

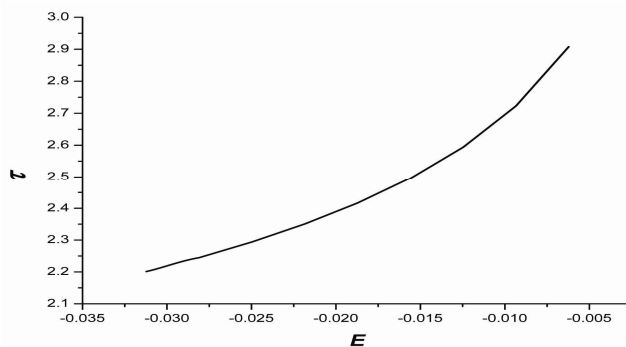
جواب این معادله یک تابع نوسانی است که نمودار $\tau(E)$ آن با شکل دو داده می شود. این نمودار بیان می دارد که با افزایش E دوره نوسانات کوچک می شود تا به یک حد پایین برسد. هر گاه $E \gg 0$ ، با توجه به شکل پتانسیل می توان این گونه تصور کرد

حرکت (۱۴) در فضای ۴ بعدی را بررسی کردیم. حل معادله (۶۳) به طور دقیق ناممکن می‌نماید با وجود این نتایج عددی ارائه شده، رفتار کیفی جواب را به خوبی مشخص می‌نماید.

۵. جمع بندی

الف) در این مقاله کنش همدیس متقارن در ۶ بعد را که دارای جمله پتانسیل ϕ^3 است مطالعه کردیم و با شکست تقارن انتقالی برای تعدادی از راستاها به دنبال روشی برای کاهش ابعاد بودیم. معادله حرکت این نظریه یک معادله دیفرانسیل غیرخطی است. جوابی از این معادله را درخواست کردیم که در ۴ راستا تقارن انتقالی داشته باشد. جواب به دست آمده در این حالت تابعی از ۲ بعد است. کنش ۶ بعدی را حول این جواب بسط دادیم. کنش ساده شده فضای ۴ بعدی را توصیف می‌کند. روش کاهش بعد بر اساس شکست تقارن انتقالی به نظریه مؤثری منجر می‌شود که در حد انرژیهای محدود و برای طول موجهای $l \ll \lambda \ll L$ صحیح می‌باشد.

ب) پتانسیل نظریه میدان همدیس متقارن در ۴ بعد، ϕ^4 است. برای پیدا کردن کلی‌ترین جواب معادله حرکت، تغییر نسبی جواب حول جواب پایه (جواب فوبینی) را به کمک معادله حرکت بررسی کردیم. تغییر نسبی جواب در یک معادله دیفرانسیل غیر خطی صدق می‌کند و جوابهای این معادله دیفرانسیل را به کمک حل عددی با نرم افزار Mathematica جستجو کردیم. در حد r های بزرگ به طور تحلیلی نشان دادیم که جوابهای این معادله نوسانی هستند و دامنه آنها به طور نمایی زیاد می‌شود.



شکل ۳. نمودار دوره نوسانات $\tau(E)$ به ازای $E < 0$.

حل این معادله به جواب غیر نوسانی زیر می‌انجامد،

$$f = \frac{1}{\sqrt{2}} \text{JacobiCN}(\tau). \quad (72)$$

این جواب بیان می‌کند که نوسانگر هرگاه از $f = \frac{1}{\sqrt{2}}$ شروع به حرکت کند در $\tau \rightarrow \infty$ به $f = 0$ می‌رسد. این قسمت حرکت، نیمی از دوره است. این مطلب را قبلاً با استفاده از شکل ۳ فهمیده بودیم. (به ازای $E = 0$ دوره تناوب بی نهایت است).

۴.۱. آزمون

آخرین قسمت این بحث مربوط به $\eta = \frac{1}{2\sqrt{2}}$ است که معادل با E_{min} است. هرگاه این η را در رابطه (۵۳) قرار دهیم. جواب ϕ به ازای $r \gg a$ به شکل زیر می‌شود.

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2g}} \frac{1}{r}. \quad (73)$$

این جواب را به ازای همه r ها (نه فقط $r \gg a$) به دست می‌آید. جوابی از معادله (۵۲) است که تحت تجانس متقارن است.

رسیدن به این جواب روش بررسی ما را تأیید می‌کند. در این قسمت با بررسی η کلی‌ترین جواب ممکن برای معادله

مراجع

de Sitter vacua, hep-th/0612089, *Mod. Phys. Lett. A*, in press.
 3. J Maldacena, C Nunez, *Int. J. Mod. Phys. A* **16** (2001) 822, hep-th/0007018.
 4. F Loran, *Phys. Lett. B* **645** (2007) 377, hep-th/0612255.

1. S Fubini, *Nuovo Cim.* **341** (1976) 512.
 2. F Loran, *Phys. Rev. D* **721** (2005) 126003, hep-th/0501189; F Loran and E Bavarsad, Metastable de Sitter vacua from critical scalar theory, hep-th/0506026; F Loran, Observing and open FRW de Sitter universe living in a Minkowski space time, hep-th/0506194; F Loran, Fubini vacua as a classical