Document Type: Full length research Paper
Pages: 71-79

One-Loop Renormalization of a Lorentz-Violating Scalar Field Theory with a Kink in 1+1 Dimensions

Hanie Shokri, Reza Moazzemi*

Department of Physics, Faculty of science, University of Qom, Qom, Iran

Received: 16.03.2025 Final revised: 28.05.2025 Accepted: 21.07.2025 Published on-Line: 16.08.2025

Doi: 10.22055/jrmbs.2025.20198

Abstract

This article investigates the renormalization of a scalar field theory with Lorentz symmetry violation in two spacetime dimensions. This theory is suitable for describing a kink as a nontrivial background of space. As we know, the standard theory of the kink is generally renormalizable with only one mass counter-term in two spacetime dimensions. Here we introduce a Lorentz violation term, which has non-removable effects. We show that, up to one-loop order, in addition to a modification of the mass counter-term, to obtain a renormalized theory, the theory needs a field strength renormalization counter-term. These modifications directly affect the radiative corrections of physical quantities.

Keywords: Scalar Field Theory, Violation of Lorentz Symmetry, Renormalization, Soliton, Kink

* Corresponding Author: R.Moazzemi@qom.ac.ir

This work is licensed under a Creative Commons Attribution 4.0 International License

مقاله پژوهشی کامل

بازبهنجارش تک-حلقه‌ای نظریهٔ میدان عددی کینک‌دار با نقض تقارن لورنتس در 1+1 بُعد

حانیه شکری، رضا معظمی*

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه قم، قم، ایران

دریافت: 1403/12/26 ویرایش نهائی: 1404/03/07 پذیرش: 1404/04/30 انتشار بر خط: 1404/05/25

Doi: 10.22055/jrmbs.2025.20198

چکیده

در این مقاله به‌بررسی فرایند بازبهنجارش نظریهٔ میدان عددی مناسب برای توصیف کینک، در دو بُعد فضا-زمان، با در نظر گرفتن نقض تقارن لورنتس می‌پردازیم. می‌دانیم که برای بازبهنجارش این نظریه در دو بُعد تنها یک جملهٔ خنثی‌کنندهٔ پارامتر جرم δm، کافی است، اما نتایج به‌دست آمده در اینجا نشان می‌دهد که چنانچه نقض تقارن لورنتس داشته باشیم، تا مرحلهٔ تک-حلقه‌ای، برای از بین بردن بینهایت‌ها علاوه بر اصلاح جملهٔ خنثی‌کنندهٔ جرمی، جملهٔ خنثی‌کننده بازبهنجارش اندازهٔ میدان، δZ نیز مورد نیاز است. وجود این اصلاحات و به‌خصوص ورود جملهٔ خنثی‌کنندهٔ جدید تأثیر مستقیم در محاسبات تصحیحات کوآنتومی کمیت‌های فیزیکی خواهد داشت.

کلیدواژگان: نظریهٔ میدان عددی، نقض تقارن لورنتس، مدل استاندارد تعمیم یافته، بازبهنجارش، سالیتون، کینک

مقدمه

نسبیت یکی از موفق‌ترین نظریه‌های قرن گذشته بوده است و مبنای فیزیک نوین می‌باشد. تقارن لورنتس یک تقارن بنیادی در نسبیت عام انیشتین و مدل استاندارد ذرات بنیادی است، نسبیت عام انیشتین در توصیف کلاسیکی گرانش و مدل استاندارد در توصیف فیزیک ذرات و نیروهای بنیادی (به‌جز نیروی گرانش) بسیار موفق بوده‌اند. تقارن‌ها ابزاری مفید برای بررسی و تعبیر قوانین فیزیکی طبیعت هستند. از طرف دیگر هرگونه انحراف از این تقارن‌ها به فهم پدیده‌ها و توسعهٔ فیزیک کمک می‌کند. اگر تصحیحات نقض تقارن لورنتس را در مدل استاندارد در نظر بگیریم، فوتون‌های تابش ریزموج پس زمینهٔ کیهانی *cmrb*[1] قطبش دایروی کوچکی به‌دست می‌آورند. از محاسبهٔ پراکندگی کامپتون *cmrb* در حضور اثرات نقض تقارن لورنتس، تصحیحات جدیدی به‌دست می‌آید که باعث می‌شوند برخی معادلات پایستگی دچار اصلاح شوند. یکی از مثال‌های مهم، معادلهٔ پایستگی تانسور انرژی-تکانه است،

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$$

که در آن $T^{\mu\nu}$ تانسور انرژی-تکانه می‌باشد. وارد کردن یک جملهٔ نقض کننده تقارن لورنتس در لاگرانژی موجب می‌شود که سمت راست این معادله دیگر صفر

* نویسنده مسئول: R.Moazzemi@qom.ac.ir

[1] Cosmic microwave radiation background

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

این مقاله تحت مجوز کریتیو کامنز تخصیص 4.0 بین‌المللی می‌باشد

نباشد و حتی موجب اصلاحی در معادلهٔ اینشتین شود که این خود باعث تغییراتی در جواب‌های معادله میدان می‌شود [1].

نقض تقارن لورنتس (در انرژی‌های بالا) یک نامزد مناسب برای بررسی سیگنال‌های انرژی پایین در یک نظریهٔ وحدت یافتهٔ کوآنتومی گرانش با دیگر نیروها ارائه می‌دهد. مقیاس انرژی که در آن گرانش و فیزیک کوآنتومی وحدت بیایند مقیاس پلانک است. اگر تقارن لورنتس به‌نحوی و با یک سازوکاری در مقیاس پلانک شکسته شده باشد، ممکن است که اثرات قابل مشاهده‌ای از فیزیک جدید در مقیاس انرژی پایین ببینیم [2].

در چارچوب نظریهٔ میدان مؤثر با نقض لورنتس، باید بین تقارن لورنتس مشاهده‌گر[1] و تقارن لورنتس ذره‌ای[2] تمایز قائل شد. منظور ما از نقض تقارن لورنتس، همانند همهٔ مقالات موجود نقض تقارن از دید ذره می‌باشد [3].

برای توضیح این مورد، اثر تبدیل‌های لورنتس، یعنی چرخش‌ها و خیزها (بوست‌ها) را در نظر بگیرید. تبدیل‌های معمول لورنتس در نسبیت خاص، مشاهدات انجام شده در دو چارچوب لخت با جهت‌گیری‌ها و سرعت‌های متفاوت را به یکدیگر مرتبط می‌کنند. این تبدیل‌ها به‌صورت تغییر مختصات انجام می‌گیرند و ما آن‌ها را تبدیل‌های لورنتس ناظر می‌نامیم.

همچنین می‌توان تبدیل‌هایی را مدنظر داشت که ویژگی‌های دو ذره با جهت‌گیری اسپین یا تکانه متفاوت را در یک چارچوب لخت و جهت‌دار مشخص به‌هم مرتبط می‌کنند. اینها تبدیل‌های لورنتس ذره نامیده می‌شوند.

در شرایط معمول برای ذرات آزاد، این دو نوع تبدیل به‌صورت معکوس به‌هم تبدیل می‌شوند. با این حال، این هم‌ارزی در مورد ذرات تحت اثر یک میدان پس‌زمینه برقرار نیست [4].

یکی از نظریه‌های مورد توجه که با استفاده از آن به بررسی تقارن لورنتس می‌پردازیم، نظریه‌های مدل استاندارد تعمیم یافته[3] می‌باشد. مدل استاندارد تعمیم یافته بهترین چارچوب برای توصیف نظریه‌هایی است که شامل نقض تقارن لورنتس و CPT هستند یک نظریه مدل استاندارد تعمیم یافته، با در بر داشتن همهٔ نیروها و ذرات شناخته شده و بیان چگونگی تعامل آنها با میدان‌های جدید نیرو، نشان دهندهٔ مجموعه‌ای از پدیده‌های ناشناخته‌ای است که می‌تواند یک نقض قابل مشاهده از تقارن لورنتس را ارائه دهد [4]. در این مدل جملات برهم‌کنشی اضافه شده به مدل استاندارد تعمیم‌یافته، همگی دارای تقارن لورنتس مشاهده‌گر می‌باشند، ولی تقارن لورنتس ذره را می‌شکنند. در این مقاله تمرکز ما روی یک "مدل تعمیم یافته" در 1+1 بعد فضا–زمان می‌باشد که مناسب برای توصیف سالیتون‌های یک بعدی با نقض تقارن لورنتس است و به‌طور خاص بازبهنجارش چنین نظریه‌ای را تا مرتبه تک–حلقه‌ای انجام خواهیم داد. پیش از این، بازبهنجارش مدل تعمیم یافته در مقالات متعددی انجام شده است، اما هیچ یک از این نظریه‌ها مناسب برای توصیف سالیتون یک بعدی (کینک) با نقض تقارن

[1] Observer Lorentz Symmetry
[2] Particle Lorentz Symmetry
[3] Extended Standard Model

لورنتس نمی‌باشد. عمومی‌ترین جمله‌ای که بتوان به لاگرانژی نظریهٔ میدان عددی اضافه کرد که سبب نقض تقارن لورنتس بشود، $-\frac{1}{2}u^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi$ می‌باشد که در آن $u^{\mu\nu}$ عامل نقض تقارن لورنتس می‌باشد [5]. اما می‌توان به‌سادگی نشان داد که اضافه کردن این جمله به لاگرانژی میدان عددی منجر به‌تغییراتی می‌شود، که با یک بازتعریف در مختصات فضا–زمان و میدان‌ها، معادلهٔ حرکت کینک بدون تغییر باقی می‌ماند، در نتیجه همان‌طور که در منبع [6] آورده شده است تأثیر این جمله قابل برطرف شدن و غیر واقعی است. اگر به‌دنبال تأثیرات واقعی ناشی از نقض تقارن لورنتس باشیم همان‌طور که در مقاله [7] نشان داده شده است می‌توان عبارت پیچیده‌تر $-\frac{1}{2}c\phi^2\left(u^\mu\partial_\mu\phi\right)^2$–را به لاگرانژی میدان عددی اضافه نماییم. این جمله منجر به‌نقض تقارن لورنتسی می‌شود که با تغییر متغیر و بازتعریف مختصات یا میدان‌ها قابل برطرف شدن نیست. اضافه نمودن این جمله به لاگرانژی میدان عددی ممکن است موجب تغییراتی در بازبهنجارش نظریه شود که ما در این مقاله به‌آن خواهیم پرداخت. خواهیم دید که در 1+1 بُعد فضا–زمان جملهٔ خنثی‌کننده[1] $\delta\lambda$ همچنان مورد نیاز نیست، اما جملهٔ خنثی‌کننده بازبهنجارش اندازهٔ میدان δZ که پیش از این نیاز نبود تا مرتبه c مقدار نامتناهی خواهد داشت. همچنین جمله خنثی‌کننده δm نیز تا مرتبه c اصلاح می‌شود.

این مقاله به‌صورت زیر تنظیم شده است: ابتدا در بخش بعد مروری بر نحوهٔ بازبهنجارش استاندارد و قواعد فاینمن برای نظریهٔ میدان عددی خواهیم داشت و جملات خنثی کننده را تا مرتبهٔ تک حلقه‌ای در 1+1 بعد به‌دست می‌آوریم. سپس در بخش بعدی دربارهٔ شکست خود به‌خودی تقارن نظریهٔ کینک و اثرات آن صحبت می‌نماییم، و در نهایت به نقض تقارن لورنتس نظریهٔ میدان عددی مناسب برای توصیف کینک می‌پردازیم، و بازبهنجارش این نظریه میدان را انجام می‌دهیم. نتایج این فرایند در انتهای این مقاله آورده شده است.

بازبهنجارش نظریه میدان عددی تا مرتبه تک–حلقه‌ای

مسألهٔ وجود بینهایت‌ها در نظریهٔ میدان کوآنتومی اولین بار در سال 30–1929 در مقاله‌های هایزنبرگ و پائولی مطرح شد. این بینهایت‌ها که ناشی از افت و خیزهای پر دامنه میدان در مقیاس‌های کوچک است، اغلب خود را به‌صورت واگرایی‌هایی در نمودارهای فاینمن هنگامی که تکانه خارجی صفر است و تکانهٔ حلقه به بینهایت میل می‌کند خود را نشان می‌دهد. از آنجایی که کمیات مشاهده‌پذیر فیزیکی دارای مقادیر متناهی‌اند، لذا برای استخراج آنها از نظریه لازم است از تکنیک‌هایی استفاده کنیم. بازبهنجارش در حقیقت پل ارتباطی بین نظریه و آزمایش است. در فرایند بازبهنجارش پارامترهای ظاهر شده در مسأله، مانند جرم و ثابت‌های جفت شدگی، طوری بازتعریف می‌شوند که مقادیر غیر فیزیکی در جملاتی که به‌آنها جملات خنثی‌کننده گفته می‌شود، جذب می‌شوند. این فرایند که

[1] Counter-term

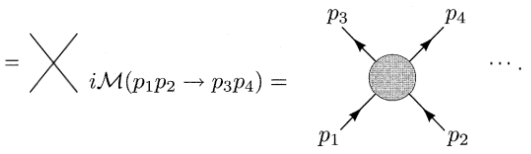
یک رهیافت استاندارد برای فضا–زمان آزاد است، از حدود 60 سال پیش تاکنون برای نظریهٔ میدان‌های مختلف موجود بوده است.

همان‌طور که می‌دانیم اگر بُعد فضا–زمان کمتر از چهار باشد، نظریهٔ میدان عددی بازبهنجارپذیر است و به‌خصوص در دو بُعد فضا–زمان فوق‌العاده بازبهنجارپذیر[1] است که در ادامه توضیح بیشتری در این خصوص آورده می‌شود.

لاگرانژی معمولی ϕ^4 به‌صورت زیر می‌باشد:

$$\mathcal{L}(x)=\frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)^2-\frac{1}{2}m_0^2\phi^2-\frac{\lambda_0}{4}\phi^4, \qquad 1$$

که برای درک بیشتر روند بازبهنجارش، این فرایند را در سطح تک–حلقه‌ای انجام می‌دهیم. ابتدا دامنه اصلی پراکندگی دو ذره را در نظر می‌گیریم:

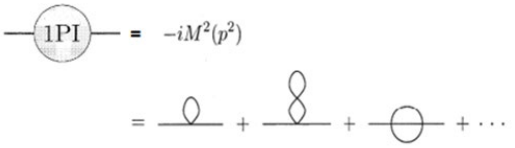


برای یافتن نوع واگرایی تقریبی یک نمودار از درجه واگرایی صوری[2] D استفاده می‌کنیم:

$$D=dL-2P \qquad 2$$

که در آن که L تعداد حلقه‌ها، P تعداد انتشارگرها و d بعد مکان و زمان می‌باشد. اگر $D<0$ جواب متناهی است و اگر $D=0$ یا $D>0$ به‌ترتیب به‌صورت لگاریتمی یا بالاتر واگرا می‌باشد.

به‌این طریق به‌سادگی می‌توان مشاهده کرد که برای $\delta\lambda$ درجه واگرایی صوری اولین نمودار تک حلقه‌ای، $D=-2$ است، که متناهی است. مرتبه‌های بالاتر نیز همگی متناهی‌اند. بنابراین، این جمله خنثی‌کننده برای بازبهنجارش در 1+1 بُعد مورد نیاز نمی‌باشد. در خصوص جملهٔ خنثی‌کننده بازبهنجارش اندازهٔ میدان δZ و δm باید ابتدا تابع دو نقطه‌ای را محاسبه نماییم، برای این منظور جمع تمام نمودارهایی که مربوط به انتشارگر هستند به‌طوری که نتوان آن را با یک خط به‌دو شکل مجزا تقسیم کرد، $-iM^2(p^2)$، را به‌صورت زیر رسم می‌نماییم:



اولین نمودار دخالت کننده در δZ شکل سوم می‌باشد، که برای آن $D=-2$ است، که متناهی است و در نتیجه به جملهٔ خنثی کننده δZ نیز در 1+1 بعد نیاز نداریم. تنها جمله‌ای که مقدار نامتناهی می‌دهد δm است که بینهایت آن مربوط به‌اولین نمودار است که $D=0$ و یک بی‌نهایت لگاریتمی می‌دهد.

بنابراین برای بازبهنجارش نظریهٔ استاندارد ϕ^4 در دو بُعد فضا–زمان تنها یک جملهٔ خنثی کننده δm کافیست.

شکست خود به‌خودی تقارن نظریه کینک

شکست خود به‌خودی تقارن[3] هنگامی روی می‌دهد که لاگرانژی یک دستگاه دارای تقارن خاصی باشد، اما

[1] Super-renormalizable
[2] Superficial degree of divergence
[3] Spontaneous symmetry breaking

حالت پایه دستگاه آن تقارن را نداشته باشد. نظریهٔ توصیف کنندهٔ سالیتون یک بعدی که به‌آن کینک می‌گوییم، یکی از ساده‌ترین مثال‌ها برای مطالعه شکست خود به‌خودی تقارن می‌باشد. حال به‌منظور آنکه شاهد شکست خود به‌خودی تقارن در نظریهٔ میدان کلاسیک باشیم، ساختار خلأ نظریه‌ای را مورد بررسی قرار می‌دهیم که لاگرانژی آن شبیه نظریه اندرکنشی ϕ^4 بوده، با این تفاوت که در اینجا جمله جرمی با علامت مثبت ظاهر شده است:

$$\mathscr{L}(x)=\frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)^2+\frac{1}{2}m_0^2\phi^2-\frac{\lambda_0}{4}\phi^4-\frac{m_0^{\,4}}{4\lambda_0}, \quad 3$$

که این لاگرانژی دارای تقارن گسسته $\mathbb{Z}_2$، $\phi\to-\phi$ است و پتانسیل آن به‌صورت زیر خواهد بود

$$V(x)=-\frac{1}{2}m_0^2\phi^2+\frac{\lambda_0}{4}\phi^4+\frac{m_0^{\,4}}{4\lambda_0}. \quad 4$$

این پتانسیل دو مقدار کمینه دارد:

$$\phi_0=\pm\upsilon=\pm\frac{m}{\sqrt{\lambda}} \quad 5$$

ثابت υ را مقدار انتظاری خلأ میدان می‌نامیم. برای اینکه بتوانیم تفسیر درستی از لاگرانژی داشته باشیم لازم است که آن را نزدیک یکی از کمینه‌های خود بسط دهیم. با جای‌گذاری

$$\phi(x)=\upsilon+\eta(x) \quad 6$$

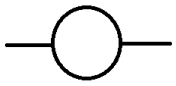
در لاگرانژی3 خواهیم داشت:

3

$$\mathscr{L}'(x)=\frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)^2-m_0^2\eta^2-m_0\sqrt{\lambda_0}\eta^3-\frac{\lambda_0}{4}\eta^4.$$

این لاگرانژی توصیف کننده یک میدان عددی ساده با جرم $\sqrt{2}m$ و برهم‌کنش‌های η^3و η^4 است. در این لاگرانژی تقارن $\mathbb{Z}_2$ دیگر موجود نیست، در این حالت می‌گوییم که دستگاه دارای تقارن پنهان[1] است یا شکست خود به‌خودی تقارن صورت گرفته است.

وجود جمله η^3 باعث می‌شود که یک نمودار فاینمن، شبیه نمودار زیر



در بسط تابع همپوشانی دو نقطه‌ای ظاهر شود. اما واگرایی صوری این جمله نیز $D=-2$ می‌باشد و لذا تأثیری در δZ ندارد. در نتیجه برای بازبهنجارش این نظریه نیز همان یک جمله خنثی کننده δm نیز کافیست. لذا همان‌طور که سیدنی کلمن [8] اشاره کرده است بازبهنجارش در دو بعد با مرتب‌سازی نرمال[2] معادل است.

نقض تقارن لورنتس

برای اعمال نقض تقارن لورنتس جملات مختلفی می‌توان به لاگرانژی اضافه نمود اما همان‌طور که در مقدمه توضیح داده شد کمینه‌ترین جمله‌ای که هم بازبهنجارپذیر باشد و هم اثرات غیر قابل برطرف کردن داشته باشد عبارت $-\frac{1}{2}c\phi^2\left(u^\mu\partial_\mu\phi\right)^2$ است [7].

[1] Hidden symmetry

[2] Normal ordering

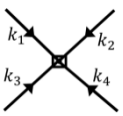
با توجه به اینکه بُعد جرمی میدان عددی در دو بُعد صفر است. به‌سادگی می‌توان دید که این جمله در دو بعد بازبهنجارپذیر است در حالی‌که در چهار بُعد فضا–زمان، بُعد جرمی ثابت جفت‌شدگی منفی می‌باشد و نظریهٔ دیگر بازبهنجارپذیر نیست [9].

دو نوع مختلف از نقض تقارن لورنتس را در اینجا می‌توانیم بررسی کنیم: یکی نقض در راستای زمان $u^\mu=(1,0)$ و دیگری نقض در راستای مکان $u^\mu=(0,1)$. همان‌طور که در مرجع [7] نشان داده شده است. نقض در راستای زمان تأثیری بر ویژگی‌های کینک ندارد. جمله نقض تقارن در راستای مکان به‌شکل $-\frac{1}{2}c\phi^2(\partial_x\phi)^2$ می‌شود و در نتیجه خواهیم داشت:

$$\mathcal{L}(x)=\frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)^2-m_0^2\phi^2-m_0\sqrt{\lambda}\phi^3 -\frac{\lambda_0}{4}\phi^4-\frac{1}{2}c\phi^2(\partial_\mu\phi)^2 \qquad 8$$

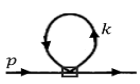
برای بازبهنجارش این نظریه باید توجه کنیم که این لاگرانژی، رأس زیر را نسبت به لاگرانژی 1 اضافه دارد:

9



$$=2ic(k_1\cdot k_2+k_1\cdot k_3+k_1\cdot k_4 +k_2\cdot k_3+k_2\cdot k_4+k_3\cdot k_4)$$

همین جمله باعث می‌شود که یک نمودار دیگر در بسط تابع دو جمله‌ای اضافه شود:



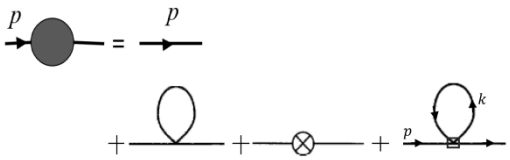
که این جمله جدید به‌وضوح نامتناهی است و تأثیر مستقیم بر δZو δm دارد برای به‌دست آوردن آنها ابتدا لاگرانژی را با حضور این جملات خنثی کننده بازنویسی می‌کنیم:

10

$$\mathcal{L}=\frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)^2-m^2\phi^2-m\sqrt{\lambda}\phi^3-\frac{1}{4}\lambda\phi^4 -\frac{1}{2}c\phi^2(\partial_\mu\phi)^2+\frac{1}{2}\delta Z(\partial_\mu\phi)^2+\frac{1}{2}\delta m\phi^2$$

باید دقت نمود که جملهٔ خنثی‌کننده‌ای برای بازبهنجارش ثوابت جفت‌شدگی λو c قرار ندادیم زیرا همان‌طور که در بخش قبل توضیح داده شد این جملات متناهی می‌شوند.

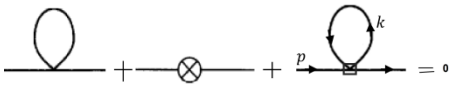
اکنون شرط بازبهنجارش، روی انتشارگر را اعمال می‌نماییم. انتشارگر کامل ذره تا مرتبهٔ اول λو c به‌شکل زیر است:



11

که اگر بخواهیم m جرم صحیح میدان باشد، لازم است که m قطب انتشارگر باشد و در نتیجه در $p^2=m^2$ انتشارگر کامل برابر $\frac{i}{p^2-m^2}$ می‌شود، لذا خط دوم باید برابر صفر شود. یعنی :

12



بنابراین خواهیم داشت:

13

$$-\frac{i6\lambda}{2}\int\frac{d^2k}{(2\pi)^2}\frac{i}{k^2-2m^2}+i(p^2\delta z-\delta m)$$

$$-\frac{2ic}{2}\int\frac{d^2k}{(2\pi)^2}\frac{i(p^2+k^2)}{k^2-2m^2}=0$$

ابتدا برای محاسبه δm خواهیم داشت:

$$\delta m=\frac{1}{2}i6\lambda\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d^2k}{(2\pi)^2}\frac{i}{k^2-2m^2} \qquad 14$$
$$-ic\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{d^2k}{(2\pi)^2}(i+\frac{2im^2}{k^2-2m^2})$$

که در خط دوم، جمله اول درون انتگرال وابستگی به جرم و تکانه ندارد و لذا دینامیک خاصی ندارد و تنها یک جمله ثابت به انرژی اضافه می‌کند که از آن صرفنظر می‌کنیم. با انجام چرخش ویک، و اقلیدسی کردن انتگرال خواهیم داشت:

$$\delta m=-\frac{1}{8\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dk(6\lambda-2cm^2)}{\sqrt{k^2+2m^2}}. \qquad 15$$

همچنین برای δZ:

$$\delta Z=\frac{c}{4\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{dk}{\sqrt{k^2+2m^2}}. \qquad 16$$

در نتیجه جملات خنثی‌کننده δm و δZ با نقض تقارن لورنتس در دو بعد تا مرتبهٔ تک حلقه‌ای با مقادیر فوق اصلاح می‌شود.

نتیجه‌گیری

نظریهٔ میدان عددی در دو بعد فقط با یک جمله خنثی‌کننده δm بازبهنجارپذیر است. با اضافه نمودن یک جمله به لاگرانژی طوری‌که اثرات برطرف نشدنی نقض تقارن لورنتس از دید ناظر ذره داشته باشیم، ما توانستیم فرایند بازبهنجارش را برای این نظریه جدید انجام دهیم. در نتیجه انجام این فرایند مشاهده کردیم که علاوه بر اصلاح δm جملهٔ خنثی‌کننده جدیدی نیز برای بازبهنجارش اندازهٔ میدان تا مرتبه تک–حلقه‌ای نیاز داریم. بنابراین با وجود نقض تقارن لورنتس اصلاح این جملات خنثی‌کننده تأثیر مستقیمی بر تصحیحات بالاتر از مرتبه درختی همه کمیت‌های فیزیکی ناشی از نقض تقارن لورنتس خواهند داشت.

مرجع‌ها

[1] C. Escobar, L. Medel, and A. Martín-Ruiz, Casimir effect in Lorentz-violating scalar field theory: A local approach. Phys. Rev. D, 101 (2020) 095011. 10.1103/PhysRevD.101.095011

[2] V.A. Kostelecký, Gravity, Lorentz violation, and the standard model. Phys. Rev. D, 69 (2004) 105009. 10.1103/PhysRevD.69.105009.

[3] D. Colladay, and V.A. Kostelecký, CPT violation and the standard model. Phys. Rev. D, 55 (1997) 6760. 10.1103/PhysRevD.55.6760

[4] D. Colladay, and V.A. Kostelecký, Lorentz-violating extension of the standard model. Phys. Rev. D, 58 (1998) 116002. 10.1103/PhysRevD.58.116002.

[5] V.A Kostelecký, and M. Mewes, Electrodynamics with Lorentz-violating operators of arbitrary dimension. Phys. Rev. D, 80 (2009) 015020. 10.1103/PhysRevD.80.015020.

[6] M. Barreto, D. Bazeia, and R. Menezes, Defect structures in Lorentz and CPT violating scenarios. Phys. Rev. D, 73 (2006) 065015. 10.1103/PhysRevD.73.065015

[7] R. Moazzemi, M.M. Ettefaghi, and A. Mojavezi, Kink properties in Lorentz-violating scalar field theory. Nucl. Phys. B, 965 (2021) 115343. doi.org/10.1103/PhysRevD.97.055048.

[8] S. Coleman, Quantum sine-Gordon equation as the massive Thirring model. Phys. Rev. D, 11 (1975) 2088, DOI :10.1103/PhysRevD.11.2088.

[9] A. Mojavezi, R. Moazzemi, and M.E. Zomorrodian, NLO radiative correction to the Casimir energy in Lorentz-violating scalar field theory. Nucl. Phys. B, 941 (2019) 145. 10.1016/j.nuclphysb.2019.02.021.