

В.М. ГОРКАВЕНКО,^{1,2} І.В. ГРИНЧАК,¹ О.В. ХАСАЙ,² Ю.Р. БОРИСЕНКОВА,³
М.С. ЦАРЕНКОВА¹

¹ Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет
(Вул. Володимирська, 64/13, Київ 01601)

² Інститут теоретичної фізики імені М.М. Боголюбова НАН України
(Вул. Метрологічна, 14б, Київ 03143)

³ Інститут фізики високих енергій Автономного університету Барселони
(Campus UAB, 08193 Беллатерра (Барселона), Іспанія)

АНАЛІЗ РОЗБІЖНОСТЕЙ В ЕФЕКТИВНІЙ ВЗАЄМОДІЇ МІЖ БОЗОНАМИ ЧЕРНА–САЙМОНСА ТА ФЕРМІОНАМИ СТАНДАРТНОЇ МОДЕЛІ В НЕУНІТАРНОМУ КАЛІБРУВАННІ¹

УДК 539

Розглянуто векторне розширення Стандартної моделі (СМ) зі взаємодією типу Черна–Саймонса. В даній моделі вводиться нове масивне векторне поле, квантами якого є бозони Черна–Саймонса (ЧС-бозони). Нове векторне поле не взаємодіє напряму з ферміонним сектором СМ. Досліджується питання структури і перенормовності ефективних петльових взаємодій між ЧС-бозоном і СМ-ферміонами в довільному калібруванні. Показано, що ультрафіолетові розбіжності, які виникають при розрахунках петльових взаємодій, не можна усунути для взаємодій з ферміонами однакового аромату, тоді як відповідні петльові взаємодії з ферміонами різних ароматів позбавлені розбіжностей. Визначено явний вигляд операторів взаємодій, що містять розбіжні коефіцієнти, та запропоновано їх розгляд у підході ефективної теорії поля.

Ключові слова: векторне розширення Стандартної Моделі, ефективна теорія поля, взаємодія типу Черна–Саймонса.

1. Вступ

Хоча Стандартна модель (СМ) [1] є надзвичайно успішною, вона не може пояснити кілька ключових фізичних явищ. Серед них – наявність темної матерії [2–4], явище нейтринних осциляцій [5–8] та спостережувана асиметрія між матерією та антиматерією у Всесвіті [9, 10]. Ці недоліки свідчать про існування додаткового (прихованого) сектора фізики елементарних частинок. Такий прихований сектор може містити нові частинки, які експериментально не спостерігаються по причині того, що вони або занадто масивні, або взаємодіють з частинками СМ надзвичайно слабо.

Ц и т у в а н н я: Горкавенко В.М., Гринчак І.В., Хасай О.В., Борисенкова Ю.Р., Царенкова М.С. Аналіз розбіжностей в ефективній взаємодії між бозонами Черна–Саймонса та ферміонами стандартної моделі в неунітарному калібруванні. *Укр. фіз. журн.* **71**, № 2, 108 (2026).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2026. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

Прояви нових, легких та дуже слабковзаємодіючих частинок можна шукати вже зараз в експериментах з високою світністю [11–13]. Природа таких частинок залишається невизначеною. Вони можуть бути новими векторними [14, 15], скалярними [16, 17] або псевдоскалярними бозонами [18, 19], або новими ферміонами [20, 21]. У цій статті ми зосереджуємося на розширенні СМ, яке містить новий масивний векторний бозон Черна–Саймонса (ЧС), що безпосередньо взаємодіє лише з бозоном Хіггса та векторними полями СМ.

Найпростішу калібрувально-інваріантну реалізацію таких взаємодій можна сформулювати в термінах операторів розмірності 6 [11, 22]

$$\mathcal{L}_1 = \frac{C_Y}{\Lambda_Y^2} X_\mu (\mathcal{D}_\nu H)^\dagger H B_{\lambda\rho} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} + \text{h.c.}, \quad (1)$$

$$\mathcal{L}_2 = \frac{C_{SU(2)}}{\Lambda_{SU(2)}^2} X_\mu (\mathcal{D}_\nu H)^\dagger F_{\lambda\rho} H \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} + \text{h.c.}, \quad (2)$$

¹ Ця робота базується на результатах, які доповідалися на міжнародній конференції “New Trends in High-Energy Physics” (2025 р.).

де X_μ позначає нове векторне поле з масою M_X , а $\epsilon^{\mu\nu\lambda\rho}$ – це тензор Леві–Чівіта ($\epsilon^{0123} = +1$). Дублет Хіггса позначається H , тоді як $B_{\mu\nu}$ та $F_{\mu\nu}$ позначають тензори напруженостей полів калібрувальних груп $U_Y(1)$ та $SU_W(2)$ відповідно. Константи C_Y та $C_{SU(2)}$ – це безрозмірні коефіцієнти, а Λ_Y та $\Lambda_{SU(2)}$ представляють енергетичні масштаби, пов’язані з новою фізикою. Наведені лагранжіани є калібрувально-інваріантними, оскільки X_μ є полем Штюкельберга.

Після спонтанного порушення електрослабкої симетрії взаємодії у виразах (1)–(2) генерують (серед інших членів) оператори трипольових взаємодій між фізичним полем Хіггса, калібрувальними бозонами Стандартної моделі та бозоном ЧС:

$$\mathcal{L}_{CS}^{(4)} = c_z \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} X_\mu Z_\nu \partial_\lambda Z_\rho + c_\gamma \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} X_\mu Z_\nu \partial_\lambda A_\rho + \{c_w \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} X_\mu W_\nu^- \partial_\lambda W_\rho^+ + \text{h.c.}\}, \quad (3)$$

$$\mathcal{L}_{CS}^{(5)} = c_{\gamma h} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} X_\mu \frac{\partial_\nu h}{v} \partial_\lambda A_\rho + c_{zh} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} X_\mu \frac{\partial_\nu h}{v} \partial_\lambda Z_\rho, \quad (4)$$

де лагранжіан (3) містить оператори розмірності 4, тоді як лагранжіан (4) містить внески операторів розмірності 5. Поле h відповідає фізичному збудженню дублета Хіггса з вакуумним середнім v , а A_μ , $W_\mu^\pm$ та Z_μ позначають поля фотонів та електрослабких векторних бозонів відповідно. Параметри $c_{\gamma h}$, c_{zh} , c_γ та c_z є дійсними величинами, тоді як c_w в загальному випадку може бути комплексним. Зауважимо, що поле Черна–Саймонса X_μ взаємодіє лише з векторним сектором Стандартної моделі та напрямку не взаємодіє з ферміонами.

Питання перенормованості взаємодій, що описуються лагранжіаном (3), розглядалося в попередніх дослідженнях [23–25]. Було встановлено, що петлеві взаємодії ЧС-бозона з кварками різних ароматів не містять розбіжних доданків, тоді як петлеві взаємодії з лептонами або кварками одного аромату містять ультрафіолетові розбіжності [26]. Розрахунки, виконані в унітарному калібруванні [27], показали, що такі розбіжності неможливо усунути.

В даній роботі ми розширюємо аналіз перенормованості взаємодій на випадок загального R_ξ -калібрування, що містить повний набір діаграм, які включають як бозони Хіггса, так і бозони

Голдстоуна. Мета цього дослідження подвійна: поперше, визначити, чи залишаються розбіжності, коли калібрувальні параметри ξ_i скінченні, а по-друге, встановити відповідність між результатами, отриманими в R_ξ - та унітарному калібруваннях.

Дослідження ефективної петльової взаємодії між ЧС-бозоном та ферміонами Стандартної моделі є надзвичайно важливим в контексті експериментального пошуку ЧС-бозону [28]. Дотримуючись підходу, описаного в роботі [27], в даній роботі ми зосередимося переважно на взаємодії бозона ЧС з лептонами, уникаючи тим самим додаткових складнощів, пов’язаних зі змішуванням кваркових ароматів через матрицю Кабіббо–Кобаясі–Масукави (KKM).

2. Взаємодії в R_ξ -калібруванні

У загальному R_ξ -калібруванні дублет поля Хіггса має вигляд

$$H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ v + h + i\phi_z \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (5)$$

Поля ϕ^+ та ϕ_z відповідають зарядженим та нейтральним бозонам Голдстоуна відповідно, а h позначає фізичне поле Хіггса. В R_ξ -калібруванні трипольові взаємодії ЧС бозона, визначені лагранжіанами (3) та (4), отримують додаткові внески, які явно включають взаємодію з бозонами Голдстоуна. Явний вигляд таких взаємодій можна отримати безпосередньо з лагранжіанів (1) та (2):

$$\mathcal{L}^{X\phi^\mp W^\pm} = \frac{2i}{gv} (c_w X_\mu \partial_\nu \phi^- \partial_\lambda W_\rho^+ - c_w^* X_\mu \partial_\nu \phi^+ \partial_\lambda W_\rho^-) \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho}, \quad (6)$$

$$\mathcal{L}^{X\phi_z Z} = \frac{c_z g}{2 \cos \theta_W} X_\mu \frac{\partial_\nu \phi_z}{v} \partial_\lambda Z_\rho \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho}, \quad (7)$$

$$\mathcal{L}^{X\phi_z A} = \frac{c_\gamma g}{2 \cos \theta_W} X_\mu \frac{\partial_\nu \phi_z}{v} \partial_\lambda A_\rho \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho}. \quad (8)$$

Ми використаємо отримані вирази для аналізу процесу розпаду масивного бозона Черна–Саймонса на пару заряджених лептонів, $X \rightarrow \ell^+ \ell^-$ ($\ell = e, \mu, \tau$) в R_ξ -калібруванні.

3. Трикутні діаграми

На рис. 1 наведені приклади трикутних діаграм, що описують народження лептонів при розпаді бозона ЧС, що обумовлені його взаємодією з $W^\pm$ бозонами та бозонами Голдстоуна. Окрім наведених

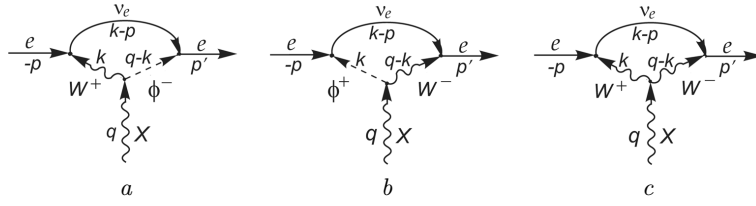


Рис. 1. Типові трикутні діаграми, що роблять внесок в утворення лептонних пар при розпаді ЧС-бозона, що обумовлені його взаємодією з двома W -бозонами або з W та зарядженим ϕ -бозоном

діаграм, в R_ξ -калібруванні також потрібно врахувати аналогічні діаграми, що включають фотони, Z бозони, бозон Хіггса h та поля Голдстоуна $\phi^\pm$, ϕ_z . Відповідні вершини взаємодій визначаються правилами діаграмної техніки Фейнмана для лагранжіанів (3), (4) та (6)–(8).

Безпосередній розрахунок показує, що амплітуди, які відповідають зазначеним трикутним діаграмам, включають як логарифмічні, так і лінійні розбіжності, що містять нескінченний параметр

$$\Lambda_1 = \frac{\pi^2}{2(2\pi)^4} \ln\left(\frac{\Lambda^2}{M_W^2}\right) \rightarrow \infty. \quad (9)$$

Можна показати, що однопетлеві діаграми з двома внутрішніми лініями, які описують розпад бозона Черна–Саймонса на лептони та містять у петлі векторні поля СМ, бозони Голдстоуна або бозони Хіггса, не дають внеску в амплітуду реакції завдяки властивостям тензора Леві–Чівіті.

4. Сума розбіжних внесків у R_ξ -калібруванні

Суму розбіжних петльових внесків від усіх діаграм, що описують розпад бозона ЧС в лептони, можна записати у вигляді

$$\sum_{\text{diagrams}} M_{fi, \text{div}} = \Lambda_1 \bar{\ell}(p') \left[(A + A_5 \gamma^5) \gamma_\nu \gamma_\lambda \gamma_\rho + \frac{B + B_5 \gamma^5}{v} q_\nu \gamma_\lambda \gamma_\rho \right] \ell(-p) \varepsilon_\mu^{\lambda X} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho}, \quad (10)$$

де A , A_5 , B і B_5 — це безрозмірні коефіцієнти, що визначаються як

$$\begin{aligned} A + A_5 \gamma^5 = & -i \frac{g^2}{4} \left[\Theta_{W1} + \frac{2c_z}{\cos^2 \theta_W} (t_3^\ell (t_3^\ell - 2q_\ell \sin^2 \theta_W) + \right. \\ & \left. + 2q_\ell^2 \sin^4 \theta_W) + 2q_\ell c_\gamma \tan \theta_W (t_3^\ell - 2q_\ell \sin^2 \theta_W) \right] - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & -i \gamma^5 \frac{g^2}{4} \left[\Theta_{W1} + \frac{2t_3^\ell c_z}{\cos^2 \theta_W} (t_3^\ell - 2q_\ell \sin^2 \theta_W) + \right. \\ & \left. + 2q_\ell t_3^\ell c_\gamma \tan \theta_W \right], \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} B + B_5 \gamma^5 = & -\frac{m_\ell}{v} \left[\Theta_{W2} - c_{zh} \frac{g(t_3^\ell - 2q_\ell \sin^2 \theta_W)}{2 \cos \theta_W} - \right. \\ & \left. - c_{\gamma h} e q_\ell \right] - i \frac{m_\ell}{v} \gamma^5 \left[\Theta_{W1} - c_z (t_3^\ell - 2q_\ell \sin^2 \theta_W) - \right. \\ & \left. - q_e c_\gamma \sin 2\theta_W \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Розбіжності петльових діаграм зникають лише за виконання умови $A = A_5 = B = B_5 = 0$. Ми не виявили жодного співвідношення між сталими зв'язку c_z , c_γ , $c_{\gamma h}$, c_{zh} , Θ_{W1} та Θ_{W2} , для яких ці умови виконуються, і прийшли до висновку, що розбіжності зникають лише тоді, коли всі зазначені сталі зв'язку дорівнюють нулю.

5. Порівняння з розрахунками в унітарному калібруванні

Розрахунки, проведені в унітарному калібруванні [27], підтверджують висновок про те, що ультрафіолетові розбіжності в ефективній петльовій взаємодії між бозоном ЧС та лептонами СМ неможливо усунути².

На перший погляд, розбіжні члени, отримані в роботі [27], здаються структурно складнішими, ніж ті, що виникають при розрахунках в неунітарному калібруванні (10). Однак, якщо використати рівняння руху,

$$\bar{\ell}(p') \not{p}' = m_\ell \bar{\ell}(p'), \quad -\not{p} \ell(-p) = m_\ell \ell(-p), \quad (13)$$

то розбіжні частини в обох варіантах калібрування виявляються еквівалентними, що підтверджує калібрувальну незалежність отриманих результатів.

² Усі вирази в цій статті відповідають arXiv-версії роботи [27], де виправлено кілька друкарських помилок, присутніх в опублікованому тексті.

6. Обговорення

В даній роботі ми дослідили векторне розширення СМ зі взаємодією типу Черна–Саймонса. Воно містить новий масивний векторний бозон, який на пряму не взаємодіє з ферміонами СМ.

Як відомо, петльові взаємодії бозона ЧС з ферміонами різних ароматів не містять розбіжних доданків, оскільки такі доданки пропорційні недіагональним елементам одиничної матриці $(V^\dagger V)_{ij}$, де V позначає унітарну матрицю ККМ, та занолюються [23–25]. Ситуація принципово змінюється для петльових взаємодій з ферміонами однакових ароматів. Розрахунки, які були виконані раніше в унітарному калібруванні [27] та враховували лише взаємодію (3), продемонстрували, що розбіжні доданки не скорочуються і від них не можна позбутися стандартною процедурою перенормування.

В даній роботі ми розширили аналіз наявності розбіжних доданків на випадок загального R_ξ -калібрування зі скінченними значеннями калібрувальних параметрів ξ_i . Наші розрахунки показали, що ультрафіолетові розбіжності зберігаються в ефективній петльовій взаємодії ЧС-бозонів та ферміонів однакових ароматів навіть після врахування внесків всіх діаграм, що відповідають взаємодіям (3), (4) та (6)–(8). Отримані розбіжні внески неможливо прибрати відповідними контрчленами, оскільки взаємодії між ЧС-бозонами та ферміонами відсутні у початкових лагранжіанах теорії. Отже, лагранжіан (3), хоча й складається з операторів розмірності чотири, є лагранжіаном перенормованої взаємодії.

Показано, що розбіжні доданки мають однаковий вигляд (10) як в унітарному, так і у R_ξ -калібруванні, що підтверджує правильність проведених в роботі громіздких розрахунків.

Відповідно, петльові взаємодії бозона ЧС з ферміонами однакових ароматів слід розглядати лише в рамках підходу ефективної теорії поля [29–31]. Ці взаємодії можна записати як:

$$\mathcal{L}_{Xff}^{\text{int}} = \bar{f}\gamma^\mu(\alpha_f + \beta_f\gamma^5)fX_\mu + \frac{m_f}{v^2}\bar{f}\sigma^{\mu\nu}(\gamma_f + \delta_f\gamma^5)fX_{\mu\nu} + \mathcal{L}'_{Xff}, \quad (14)$$

де α_f , β_f , γ_f і δ_f є новими безрозмірними сталими зв'язку, а $\mathcal{L}'_{Xff}$ позначає гарно визначений лагранжіан взаємодії, позбавлений розбіжних доданків.

Робота В.М. Горкавенко, І.В. Гринчак та О.В. Хасай була підтримана Національним фондом досліджень України за проектом №2023.03/0149. Робота О.В. Хасай також була підтримана грантом від Міжнародного фонду Саймонса, SFI-PD-Ukraine-00014573 (PI: L.B.). В.М. Горкавенко та М.С. Царенкова висловлюють щирі подяки Місцевому оргкомітету конференції “Нові тенденції у фізиці високих енергій 2025” (Батумі, Грузія), присвяченої пам’яті професора Ласло Єнковського, за гостинність та за високоякісну організацію конференції.

1. W.N. Cottingham, D.A. Greenwood. *An Introduction to the Standard Model of Particle Physics* (Cambridge University Press, 2023) [ISBN: 978-1-00-940168-5, 978-1-00-940172-2, 978-1-00-940170-8, 978-0-511-27136-6, 978-0-521-85249-4].
2. P.J.E. Peebles. Dark matter. *Proc. Nat. Acad. Sci.* **112**, 2246 (2015).
3. V. Lukovic, P. Cabella, N. Vittorio. Dark matter in cosmology. *Int. J. Mod. Phys. A* **29**, 1443001 (2014).
4. G. Bertone, D. Hooper. History of dark matter. *Rev. Mod. Phys.* **90**, 045002 (2018).
5. S.M. Bilenky, S.T. Petcov. Massive neutrinos and neutrino oscillations. *Rev. Mod. Phys.* **59**, 671 (1987).
6. S.M. Bilenky, S.T. Petcov. Erratum: Massive neutrinos and neutrino oscillations. *Rev. Mod. Phys.* **60**, 575 (1988).
7. S.M. Bilenky, S.T. Petcov. Erratum: Massive neutrinos and neutrino oscillations. *Rev. Mod. Phys.* **61**, 169 (1989).
8. A. Strumia, F. Vissani. Neutrino masses and mixings and... *arXiv: hep-ph/0606054* (2006).
9. A. Riotto, M. Trodden. Recent progress in baryogenesis. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **49**, 35 (1999).
10. L. Canetti, M. Drewes, M. Shaposhnikov. Matter and anti-matter in the Universe. *New J. Phys.* **14**, 095012 (2012).
11. S. Alekhin *et al.* A facility to search for hidden particles at the CERN SPS: The SHiP physics case. *Rept. Prog. Phys.* **79**, 124201 (2016).
12. J. Beacham *et al.* Physics beyond colliders at CERN: Beyond the Standard model working group report. *J. Phys. G* **47**, 010501 (2020).
13. G. Lanfranchi, M. Pospelov, P. Schuster. The search for feebly interacting particles. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **71**, 279 (2021).
14. L.B. Okun. Limits of electrodynamics: paraphotons? *Sov. Phys. JETP* **56**, 502 (1982).
15. P. Langacker. The physics of heavy Z' gauge bosons. *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1199 (2009).
16. B. Patt, F. Wilczek. Higgs-field portal into hidden sectors. *arXiv: hep-ph/0605188* (2006).
17. I. Boiarska, K. Bondarenko, A. Boyarsky, V. Gorkavenko, M. Ovchinnikov, A. Sokolenko. Phenomenology of GeV-scale scalar portal. *JHEP* **11**, 162 (2019).

18. S. Weinberg. A new light boson? *Phys. Rev. Lett.* **40**, 223 (1978).
19. K. Choi, S.H. Im, C.S. Shin. Recent progress in physics of axions or axion-like particles. *arXiv: 2012.05029* (2020).
20. T. Asaka, M. Shaposhnikov. The ν MSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe. *Phys. Lett. B* **620**, 17 (2005).
21. K. Bondarenko, A. Boyarsky, D. Gorbunov, O. Ruchayskiy. Phenomenology of GeV-scale heavy neutral leptons. *JHEP* **11**, 032 (2018).
22. I. Antoniadis, A. Boyarsky, S. Espahbodi, O. Ruchayskiy, J.D. Wells. Anomaly driven signatures of new invisible physics at the Large Hadron Collider. *Nucl. Phys. B* **824**, 296 (2010).
23. J.A. Dror, R. Lasenby, M. Pospelov. New constraints on light vectors coupled to anomalous currents. *Phys. Rev. Lett.* **119**, 141803 (2017).
24. J.A. Dror, R. Lasenby, M. Pospelov. Dark forces coupled to nonconserved currents. *Phys. Rev. D* **96**, 075036 (2017).
25. Y. Borysenkova, P. Kashko, M. Tsarenkova, K. Bondarenko, V. Gorkavenko. Production of Chern–Simons bosons in decays of mesons. *J. Phys. G* **49**, 085003 (2022).
26. V. Gorkavenko, I. Hrynychak, O. Khasai, M. Tsarenkova. Extension of the Standard Model with Chern–Simons type interaction. *Ukr. J. Phys.* **69**, 832 (2024).
27. Y. Borysenkova, V. Gorkavenko, I. Hrynychak, O. Khasai, M. Tsarenkova. Divergences in the effective loop interaction of the Chern–Simons bosons with leptons. The unitary gauge case. *Ukr. J. Phys.* **69**, 897 (2024).
28. M. Ovchinnikov, J.-L. Tastet, O. Mikulenko, K. Bondarenko. Sensitivities to feebly interacting particles: public and unified calculations. *Phys. Rev. D* **108**, 075028 (2023).
29. H. Georgi. On-shell effective field theory. *Nucl. Phys. B* **361** (1991).
30. H. Georgi. Thoughts on effective field theory. *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **29**, 1 (1992).
31. I. Brivio, M. Trott. The Standard Model as an effective field theory. *Phys. Rept.* **793**, 1 (2019).

Одержано 11.11.25.

Переклад на українську мову О. Войтенка

*V. Gorkavenko, I. Hrynychak,
O. Khasai, Yu. Borysenkova, M. Tsarenkova*

DIVERGENCES IN THE EFFECTIVE INTERACTION BETWEEN CHERN–SIMONS BOSONS AND SM FERMIONS IN NON-UNITARY GAUGE

A vector extension of the Standard Model (SM) involving an interaction of the Chern–Simons type is analyzed. The model introduces a new massive vector field, referred to as the Chern–Simons (CS) boson, which does not couple directly to the fermionic sector of the SM. The study focuses on the structure and renormalizability of the effective loop-induced interactions between the CS boson and SM fermions in an arbitrary gauge. It is demonstrated that the ultraviolet divergences arising in the loop calculations cannot be consistently removed for interactions involving fermions of identical flavor, while the corresponding loop-induced couplings between fermions of distinct flavors remain finite. The specific interaction operators associated with divergent coefficients are identified, and their treatment within the framework of effective field theory is proposed.

Keywords: vector extension of the Standard Model, effective field theory, Chern–Simons type interaction.