

4. félévi beszámoló

Részecskefizika és Csillagászat Doktori Program

A királis fázisátmenet vizsgálata effektív modellekben

Kovács Győző

Témavezetők: Kovács Péter, Wolf György

2021. június 1.

1. Bevezetés

Az erősen kölcsönható anyag fázisszerkezete és azon belül feltételezett kritikus végpont (CEP) tanulmányozása szempontjából is érdekes effektív részecskefizikai modell az (axiál) vektor-mezonokkal és Polyakov-hurokkal kiterjesztett lineáris szigma modell ($EL\sigma M$) [1, 2]. Ebben már korábban sikerült többek között a CEP helyére jóslatot adni ($[T = 0,052, \mu_B = 0,885]$ GeV), azonban több lehetőség is adott a továbblépésre. Egyrészt a modell [2] változatában a fermionok csak a skalár és pseudoskalár mezonokkal hatnak kölcsön, azonban figyelembe lehetne venni a vektorokat és az axiál vektorokat is a fermion-bozon kölcsönhatásban. Másrészt, a mostani hibridnek nevezett közelítésben, míg a fermionokat egyhurok-szinten kezelték, a mezonoknak csak a fa-szintű járuléka jelenik meg a nagykanonikus potenciálban és az téregyenletekben, ugyanakkor a nyomásban figyelembe vették a pion, kaon és az f_0^L termális egyhurok-járuléka is. Ezt a bozonikus szektorban megjelenő inkonzisztenciát lehetne kezelni a mezonok egyhurok-szintű közelítésével az effektív potenciálban. Ehhez képest pedig továbblépést jelentene az effektív potenciál Gaussi közelítésben való felírása.

2. Kutatási tevékenység az 1-3. félévben

Az első félévben az $EL\sigma M$ [2] publikációban leírt változatának termodinamikájával és azon belül elsősorban az általánosított szuszceptibilitásokkal foglalkoztam, amellyel kapcsolatban egy konferencia proceedings jelent meg [3]. Az ezirányú kutatást a modell ún. Gaussi közelítésben való felírása után szeretném folytatni más termodinamikai mennyiségek vizsgálatával együtt.

A 2-3. (és a 4.) félévben az $EL\sigma M$ továbbfejlesztésére irányuló kutatást végeztem. Ez elsősorban két területre koncentrált.

Elsőként, a mezonok és a konsztituens kvarkok közötti kölcsönhatást leírható egy Yukawa típusú, minden mezon teret tartalmazó

$$\mathcal{L}_Y = \bar{\psi} (i\gamma^\mu \partial_\mu - g_F(S - i\gamma_5 P) - g_V \gamma^\mu (V_\mu + \gamma_5 A_\mu)) \psi \quad . \quad (1)$$

Lagrange függvény segítségével. A [2] publikációban ennek a $g_V = 0$ esetét használták, azaz az (axiál) vektor – fermion kölcsönhatást nem vették figyelembe. A (pseu)skalár – fermion

kölcsönhatásból származó járulékok egyhurok-szintű fermionikus korrekciók megjelenéséhez vezetnek a (pszeudo)skalár mezonok görbületi tömegében, ahogy a [4] és [2] esetében is látható. Ehhez hasonló korrekciókat várunk az a (axiál) vektor mezonok görbületi tömegében is a $g_V \neq 0$ esetben. Ezen tömegekre egy a (pszeudo)skalárok esetében használthoz hasonló számolást is végeztem a fermionikus determináns deriválásával, amely [5] III. A. fejezetében is látható. Ugyanakkor könnyedén belátható, hogy egy-hurok szinten a szokásos definícióval meghatározott görbületi tömegekben megjelenő fermionikus járulék kiszámolható a bozon sajátenergia fermionikus járulékának nulla külső impulzusú határeseteként. Ez a módszer nem csak elegánsabb, de elengedhetetlen az (axiál) vektor mezonok görbületi tömegének megértéséhez.

Másrészt, a modell [2]-ben publikált változatában a bozonikus szektor inkonzisztens, mivel az effektív potenciált eltűnő fluktuáló mezon terek mellett számolták, míg a nyomásban külön figyelembe vették a mezonikus egyhurok korrekciók a legkisebb tömegű mezőkre. Ennek közvetlen kiküszöbölésére elég lehet a [5]-ben ideális gáz közelítésnek nevezett szinten tartani az effektív potenciált. Azonban a fermionikus determináns mezonikus terekben kvadratikusan rendig való kifejtésével és az így adódó Gaussi integrál elvégzésével felírható a

$$U(\phi) = U_{Cl}(\phi) + U_f(\phi, \varphi = 0) - \frac{i}{2} \text{tr} \int_K \log \left(i\mathcal{D}_{(\mu\nu),ab}^{-1}(K) - \Pi_{(\mu\nu),ab}(K) \right) \quad (2)$$

közelítés (a Polyakov hurok járuléka itt nincs kiírva, mivel a probléma szempontjából nincs jelentősége, és nem változik a [2] publikációhoz képest), amit a megjelenő integralárok típusa nyomán után Gaussi közelítésnek nevezünk. Itt $i\mathcal{D}_{(\mu\nu),ab}^{-1}(K)$ a faszintű propagátor inverz $\Pi_{(\mu\nu),ab}(K)$ pedig az egy-hurok fermionikus járulék a mezon sajátenergiához. A logaritmus sorfejtésének kiírásával belátható, hogy ez megegyezik az ún. Daisy-felösszegzéssel. Szokásos használni a $\Pi(K=0)$ lokális közelítést, amelyben nulla külső impulzusnál vesszük a sajátenergiát.

Mindkét fentebb leírt esetben szükség van a fermionikus sajátenergia felírására. Ez a fermionikus funkcionál determinánsból

$$U_f(\phi, \varphi) = i \int_K \log \text{Det} \left[\gamma_0 (i\gamma^\mu K_\mu + \mathbb{1} \text{diag}(m_u, m_d, m_s) - g_F (\mathbb{1} S^a \lambda^a - i\gamma_5 P^a \lambda^a) - g_V \gamma^\mu (V_\mu^a \lambda^a + \gamma_5 A_\mu^a \lambda^a)) \right] \quad (3)$$

számolható, a mezonikus terek körül kifejtve majd a mezonikus terekben másodrendű tagokat megtartva. Az így kapott egyhurok-szintű sajátenergia

$$\Pi_{ab}^{(X)}(Q) = iN_c s_X c_X^2 \int_K \text{tr} \left[\Gamma_X \frac{\lambda_a}{2} \bar{S}(K) \Gamma_X' \frac{\lambda_b}{2} \bar{S}(K-Q) \right] \quad (4)$$

alakba írható, ahol $\bar{S} = \text{diag}(S_u, S_d, S_s)$, $s_x = \pm 1$ az S, P és V, A terekre, valamint rendre $c_X = -ig_S, -g_S, -ig_V, -ig_V$ és $\Gamma_X = \mathbb{1}, \gamma_5, \gamma_\mu, \gamma_\mu \gamma_5$ az $X = S, P, V, A$ esetén. A sajátenergia számolásánál külön kell választani a nulla hőmérsékletű és a $T \neq 0$ számolást. Előbbi esetben regularizációra van szükség. A vektorok esetében, amikor két azonos tömegű konsztituens kvark alkotja

a fermion hurkot, megmutatható [5], hogy a sajátenergia transzverzális, azaz $Q\Pi_{ab,\mu\nu}^{(V)}(Q) = 0$ és $\Pi_{ab,\mu\nu}^{(V)}(0) = 0$. Olyan regularizációs sémára van szükség, ami garantálja ezt a tulajdonságot, ezért a dimenziós regularizációt választottuk.

3. Kutatási tevékenység a 4. félévben

A 4. félévben folytatódott a modell fejlesztésével kapcsolatos munka elsősorban a $T \neq 0$ sajátenergia számolással valamint az eredmények értelmezésével és felhasználásával.

Véges hőmérsékletű számolás esetén a szokásos eljárásnak megfelelően Matsubara felösszegzést használtunk. A statisztikus függvényt tartalmazó tagok alkotják a "matter" járulékot.

Mivel az (axiál) vetormezonok esetében a $\Pi_{\mu\nu}$ egy tenzor mennyiség fontos megérteni az egyes komponensek jelentését. A $T = 0$ esetben lehetőség van a sajátenergia projektor felbontásban történő felírására $P_L^{\mu\nu} = Q^\nu Q^\mu / Q^2$ és $P_T^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} - P_L^{\mu\nu}$ segítségével. A projektorokhoz tartozó komponensek és a mátrixelemek között az

$$\Pi_{\text{vac},L}(0) = \Pi_{\text{vac},T}(0) = \Pi_{\text{vac}}^{00}(0) = -\Pi_{\text{vac}}^{11}(0) \neq 0 \quad (5)$$

összefüggés írható fel, kivéve az azonos tömegű vektor sajátenergiát, amelyre $\Pi_{\text{vac},L/T}(0) = 0$. $T \neq 0$ esetén a termális közeg sebességét jellemző u_μ 4-es vektor megjelenése miatt a helyzet bonyolultabb, mert $P_L^{\mu\nu}$ mellett $P_l^{\mu\nu}(Q) = u_T^\mu u_T^\nu / u_T^2$, $P_t^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} - P_L^{\mu\nu} - P_l^{\mu\nu}$ és $C^{\mu\nu} = (Q^\mu u_T^\nu + Q^\nu u_T^\mu) / \sqrt{(Q \cdot u)^2 - Q^2}$ Lorentz tenzorok jelennek meg [6], amelyekről belátható, hogy az első három projektor, az utolsó viszont nem az. A nulla külső impulzusú (lokális) közelítésben

$$\Pi_l^{\text{mat}}(0, \mathbf{q}) = \Pi_{00}(0, \mathbf{q}), \quad \Pi_L^{\text{mat}}(0, \mathbf{q}) = -\frac{q_i q_j}{\mathbf{q}^2} \Pi_{ij}^{\text{mat}}(0, \mathbf{q}), \quad \Pi_C^{\text{mat}}(0, \mathbf{q}) = -\frac{q_i}{|\mathbf{q}|} \Pi_{0i}^{\text{mat}}(0, \mathbf{q}) = 0 \quad (6)$$

összefüggés írható fel a sajátenergia fentebb felírt Lorentz tenzorokhoz tartozó komponensei és a mátrixelemek között. Itt felhasználtuk, hogy véges hőmérsékleten a számunkra releváns határesethez $\lim_{\mathbf{q} \rightarrow 0} \lim_{q_0 \rightarrow 0}$ sorrendben kell a limeszeket képezni, és hogy a modellünkben a egyes $0i$ komponensek $q_0 = 0$ esetben eltűnnek. Így a sajátenergia komponensekre $\Pi_{l/t/L}(0) = \Pi_{\text{vac}}(0) + \Pi_{l/t/L}^{\text{mat}}(0)$ írható.

A modell fa szintű tömegeinek a Lagrange sűrűség

$$\delta \mathcal{L}_{g_1}^{\text{quad}} = -\frac{g_1}{2} i K_\mu \left[d_{ijk} (\tilde{A}_i^\mu \tilde{P}_j - \tilde{P}_i \tilde{A}_j) + f_{ijk} (\tilde{V}_i^\mu \tilde{S}_j + \tilde{S}_i \tilde{V}_j^\mu) \right] \phi_k, \quad i, j, k = 0, \dots, 8 \quad (7)$$

részből származó S-V és P-A keveredését az [1] cikkben az (axiál) vektor terek eltolásával, majd a (pseudo)skalár mezőkhöz egy hullámfüggvény renormálási faktor bevezetésével oldották fel. Alternatív megoldásként a kevert szektor determinánsát közvetlenül is számolhatjuk az ideális gáz és a Gaussi közelítésben. A skalár-vektor 4-5 szektor példáján bemutatva a kevert

kvadratikus járulékot a

$$\delta \mathcal{L}_{45}^{SV} = \frac{1}{2} \left[(\tilde{S}_4, \tilde{V}_5^\mu) \mathbf{M}_{\mu\nu}^{45} \begin{pmatrix} \tilde{S}_4 \\ \tilde{V}_5^\nu \end{pmatrix} + (\tilde{S}_5, \tilde{V}_4^\mu) \mathbf{M}_{\mu\nu}^{45*} \begin{pmatrix} \tilde{S}_5 \\ \tilde{V}_4^\nu \end{pmatrix} \right], \quad \mathbf{M}_{\mu\nu}^{45} = \begin{pmatrix} \mathcal{D}_{44}^{-1}(K) & -iK_\nu c_{45} \\ iK_\mu c_{45} & -i\mathcal{D}_{\mu\nu,44}^{-1}(K) \end{pmatrix} \quad (8)$$

alakban írhatjuk fel, ahol $i\mathcal{D}_{44/55}^{-1} = K^2 - \hat{m}_{44}^{2,(S)}$ és $i\mathcal{D}_{\mu\nu,44/55}^{-1} = \hat{m}_{K^{*\pm}}^2 P_{\mu\nu}^L + (\hat{m}_{K^{*\pm}}^2 - K^2) P_{\mu\nu}^T$. A (ideális gáz közelítésben felírható) determináns a projektorok miatt könnyen számolható

$$\begin{aligned} \det \mathbf{M}_{\mu\nu}^{45} &= i\mathcal{D}_{44}^{-1}(K) \det (i\mathcal{D}_{\mu\nu,44}^{-1}(K) + ic_{45}^2 \mathcal{D}_{44}(K) K^2 P_{\mu\nu}^L) \\ &= -(\hat{m}_{K^{*\pm}}^2 - c_{45}^2) (K^2 - \hat{m}_{K^{*\pm}}^2) (K^2 - \hat{m}_{K^{*\pm}}^2)^3, \end{aligned} \quad (9)$$

ahol $\hat{m}_{K_0^{*\pm}}^2 = Z_{K_0^{*\pm}}^2 \hat{m}_{44}^{2,(S)}$ és $Z_{K_0^{*\pm}}^2 = \hat{m}_{K^{*\pm}}^2 / (\hat{m}_{K^{*\pm}}^2 - c_{45}^2)$. A módusok közül csak a 4-es longitudinális keveredik a skalár térrel, és a Z faktor természetesen adódik a skalár tömegben. Gaussi közelítésben a fa-szintű propagátort ki kell egészíteni a sajátenergiából számolt járulékkal, azaz

$$\begin{aligned} i\mathcal{D}^{-1}(K) &\rightarrow i\mathcal{G}_{\text{loc}}^{-1}(K) = i\mathcal{D}^{-1}(K) - \Pi(0) \\ i\mathcal{D}_{\mu\nu}^{-1}(K) &\rightarrow i\mathcal{G}_{\text{loc},\mu\nu}^{-1}(K) = i\mathcal{D}_{\mu\nu}^{-1}(K) + \Pi_{\mu\nu}(0), \end{aligned} \quad (10)$$

amivel

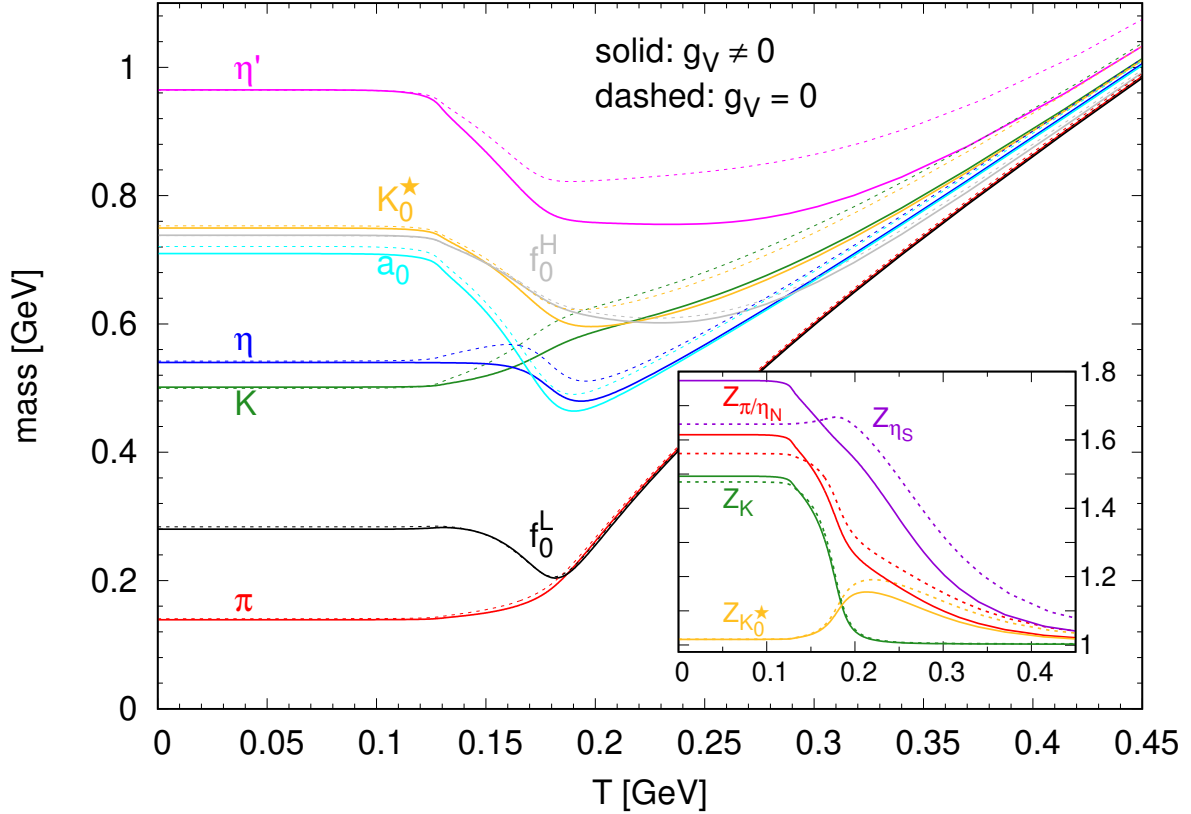
$$\det \mathbf{M}_{\mu\nu}^{45} = -(\hat{M}_{L,55}^2 - c_{45}^2) (K^2 - \hat{M}_{44}^2) (K^2 - \hat{M}_{l,55}^2) (K^2 - \hat{M}_{l,55}^2)^2 \quad (11)$$

adódik, ahol $\hat{M}_{L/l,t}^2 = \hat{m}^2 + \Pi_{L/l,t}(0)$ valamint $\hat{M}_{44}^2 = Z_{S,44}^2 (\hat{m}_{44}^{2,(S)} + \Pi_{44}^{(S)}(0))$, ahol $Z_{S,44}^2 = \hat{M}_{L,55}^2 / (\hat{M}_{L,55}^2 - c_{45}^2)$. Látható, hogy továbbra is csak a nem propagáló 4-es longitudinális módus keveredik a skalár térrel, míg a 3-as longitudinális és transzverzális módus szétválik. A (11) egyenletben megjelenő tömegek az egyes terekhez/módusokhoz tartozó fermionikus egyhurok korrekciót tartalmazó görbületi tömegek.

A $g_V \neq 0$ görbületi tömegek meghatározásához újra kellett paraméterezni a modellt. Ehhez 10^5 véletlenszerű kezdőponttal futtatuk le a paraméterezést. A legjobb – azaz legkisebb χ^2 értéket adó – megoldás paraméterei az [5] cikk IV. táblázatában láthatók. Az új paraméterekkel kapott (pseudo)skalár görbületi tömegek láthatók az 1. ábrán, ahol a beágyazott ábra a tömegekben megjelenő Z faktorokat tartalmazza, mindkét esetben a [2] eredményeivel összehasonlítva. Az (axiál) vektor görbületi tömegek módusainak hőmérséklet függése a 2. ábrán látható. Az eredményeinket a [5] publikációban foglaltuk össze.

A meglévő eredmények felhasználásával már könnyedén felírható a modell effektív potenciálja és így a térgyenletek lokális Gaussi közelítésben, $g_V \neq 0$ esetben. Így ebben a közelítésben is meg tudjuk majd határozni a termodinamikai mennyiségek – például a nyomás és az abból származtatott általánosított szuszeptibilitások – viselkedését véges hőmérsékleten és bariokémiai potenciálon. Ezáltal jóslatot adhatunk többek közt a CEP létezésére, helyére és annak módosulására az új közelítés fényében.

Végül fontosnak tartom kiemelni, hogy a korábbi félvévekhez hasonlóan ezen félév során is szorosán együttműködtünk Szép Zsolttal (MTA-ELTE Elméleti Fizikai Kutatócsoport).



1. ábra. A (pseudo)skalár görbületi tömegek hőmérséklet függése az $g_V \neq 0$ [5] (folytonos vonal) és $g_V = 0$ [2] (szaggatott vonal) esetben. A görbék módosulását egyrészt az új paraméterezés másrészt a 4-es longitudinális, sajátenergiával korrigált (axiál) vektor módusok tömegét tartalmazó Z faktorok megváltozása okozza. Utóbbiak hőmérséklet függése az alábbián látható.

4. Publikációk

Az Excited QCD 2020 konferenciára írt proceedings megjelent az Acta Physica Polonica B folyóirat proceedings seriesében:

G. Kovacs and P. Kovacs, Acta Phys. Polon. Supp. **14**, 115 (2021)

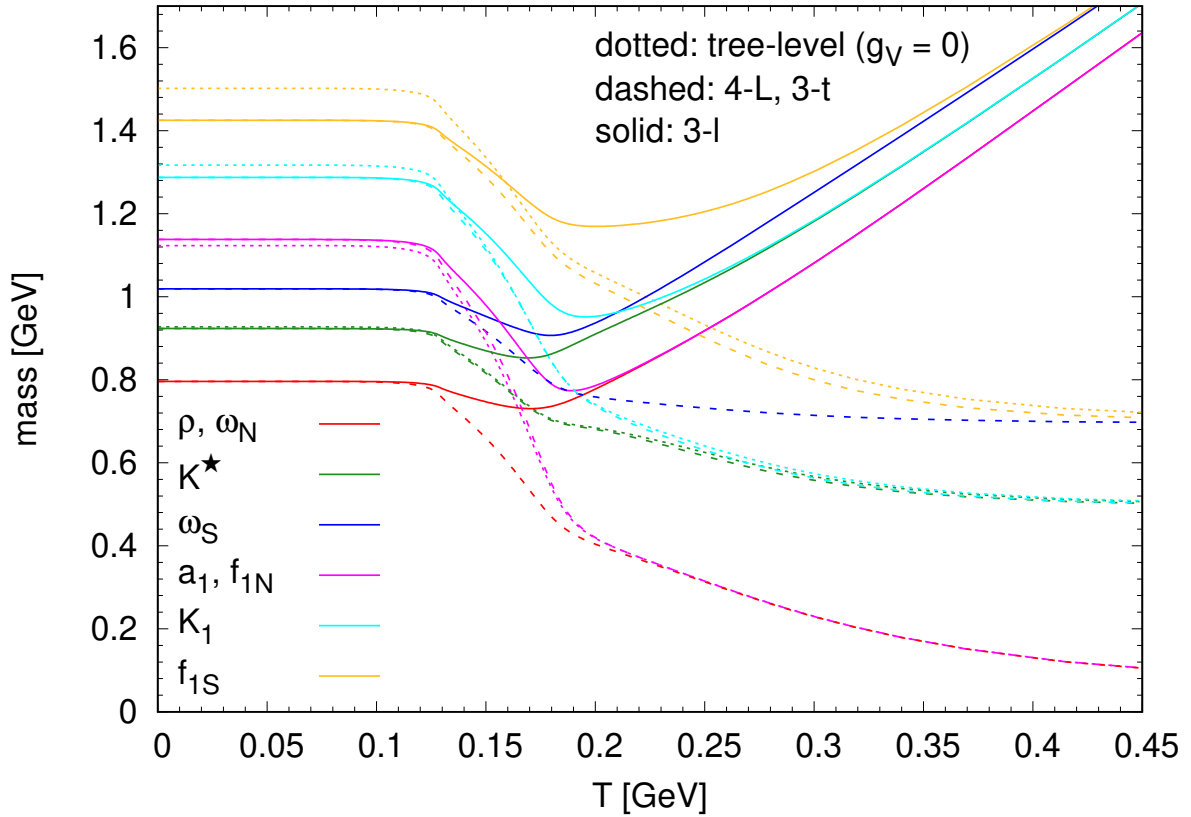
Nemrég beadásra került egy publikáció a PRD folyóirathoz, amely jelenleg elbírálás alatt áll, de előzetes változata elérhető az arxivon

G. Kovács, P. Kovács and Z. Szép, [arXiv:2105.12689 [hep-ph]].

5. Tanulmányok

A félév során a következő kurzust teljesítettem,

— A sztandard modellen túl (FIZ/2/003E), érdemjegy: jeles



2. ábra. Az (axiál) vektor mezonok módusaihoz tartozó tömegek hőmérséklet függése. A 3-as transzverzális és 4-es longitudinális (szaggatott vonal) a fa szintű járulékhöz (pontozott vonal) hasonló viselkedést mutat, míg a 3-as longitudinális módus tömege (folytonos vonal) a (pszeu-do)skalár mezonok tömegének termikus függéséhez hasonló.

6. Konferenciák

A félév során két, online megrendezett konferencián vettem részt, amelyeken előadást is tartottam

- ACHT 2021 "Perspectives in Particle, Cosmo- and Astroparticle Theory" (2021. 04. 21-23.) A konferencia honlapja: <https://indico.cern.ch/event/1018424/>
Előadás címe: One-loop self-energy and curvature masses for (axial) vector mesons in ELSM
- STRANU: Hot Topics in STRANgeness Nuclear and Atomic Physics (2021. 05. 24-28.) A konferencia honlapja: <https://indico.ectstar.eu/event/91/overview>
Előadás címe: Curvature masses and possible improvements via the one-loop self-energy in $N_f = 2 + 1$ ELSM

Hivatkozások

- [1] D. Parganlija, P. Kovacs, G. Wolf, F. Giacosa and D. H. Rischke, Phys. Rev. D **87**, no.1, 014011 (2013)
- [2] P. Kovács, Z. Szép and G. Wolf, Phys. Rev. D **93**, no. 11, 114014 (2016)
- [3] G. Kovacs and P. Kovacs, Acta Phys. Polon. Supp. **14**, 115 (2021)
- [4] B. J. Schaefer and M. Wagner, Phys. Rev. D **79**, 014018 (2009)
- [5] G. Kovács, P. Kovács and Z. Szép, [arXiv:2105.12689 [hep-ph]].
- [6] W. Buchmuller, T. Helbig and D. Walliser, Nucl. Phys. B **407**, 387-411 (1993)