BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ

№3 Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası 2021

PACS: 11.25. Tq.11.25.Wx. 13.75.Lb.

ADS/KXD MODELİNDƏ VEKTOR MEZONLARIN QRAVİTASİYA FORM FAKTORLARI

[1,2,3]Ş.Ə.MƏMMƏDOV, [3]M.N.ALLAHVERDİYEVA

[1]Fizika Problemləri İnstitutu,

[2]Bakı Dövlət Universiteti, Nəzəri Fizika kafedrası,

[3]AMEA, Fizika İnstitutu

sh.mamedov62@gmail.com, minaallahverdiyeva@yahoo.com

AdS/KSN uyğunluğundan istifadə edərək vektor mezonların qravitasiya form faktorları hesablanmışdır. Eyni zamanda gərginlik tenzoru və ya enerji-impuls tenzoru form faktorları kimi adlandırılan qravitasiya form faktorlarını vektor mezona bağlayan ümumi qaydalar verilmişdir.

Açar sözlər: AdS/ KSN uyğunluğu, sərt-divar modeli, nuklon.

Giriş

Anti-de Sitter fəzası (AdS) / Kvant xromo-dinamikası (KXD)-nin sərt divar modelindən istifadə edərək vektor mezonların qravitasiya form faktorlarını hesablamaq ümumiləşmiş parton paylanmalarının tətqiqi üçün əhəmiyyətlidir.

AdS/KSN uyğunluğu 4-ölçülü güclü qarşılıqlı təsir nəzəriyyələrindəki qeyri-perturbativ kəmiyyətləri, 5-ölçülü nəzəriyyədəki qravitasiya perturbativ kəmiyyətlər ilə birləşdirməyi təklif edir [1]. Bu birləşdirmənin bir neçə tətbiqləri var; [2,3,4,5,6,7,8,9,10,11,12,13].

Qravitasiya form faktorlarına olan marağın bir hissəsi ümumiləşdirilmiş parton paylanmaları (ÜPP-ları) ilə olan əlaqəsinə görədir. ÜPP-ları hadron strukturunun vacib bir kəmiyyətləridir. ÜPP-larının momentləri qravitasiya form faktorları ilə əlaqəlidir. Xüsusilə, qravitasiya form faktorlarından biri partonlar tərəfindən daşınılan impuls momentini ölçür.

AdS/KSN uyğunluğu [1], güclü qarşılıqlı təsir ilə birləşdirilmiş böyük N_c, 4-ölçülü konformal sahə nəzəriyyəsi ilə 5-ölçülü AdS fəzasında zəif qarşılıqlı təsiri qravitasiya nəzəriyyəsinə əlaqələndirir. AdS/KSN uyğunluğu həm simlər nəzəriyyəsindən başlayaraq “yuxarıdan aşağıya” yanaşma [2,4], həm də 5-ölçülü qravitasiya dual nəzəriyyəsini qurmaq üçün KXD-nin xüsusiyyətlərini istifadə edən ”aşağıdan yuxarıya” yanaşma ilə [5,6,7,8,9] öyrənilmişdir.

AdS/KXD-nin sərt divar modelində 5-ölçülü AdS fəzasının həyəcanlaşmayan metrikası aşağıdakı kimidir:

$$ds^2 = \frac{1}{z^2}\left(\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu - dz^2\right), \qquad \varepsilon < z < z_0. \tag{1}$$

Burada $\eta_{\mu\nu} = diag(1, -1, -1, -1)$. $\varepsilon \to 0$-da $z = \varepsilon$ divarı KXD-nin ultrabənövşəyi (UB) sərhəddinə uyğun gəlir və $z = z_0 \equiv 1/\Lambda_{QCD}$-də yerləşən divar, infraqırmızı (İQ) bölgəsində KXD-nin konform simmetriyasının pozulması üçün miqyası müəyyənləşdirər. [Kiçik Yunan indeksləri 0-dan 3-ə, küçük Latın indeksləri isə 0,1,2,3,5-dən yuxarı olacaq] AdS/KSN daxilində 4-ölçülü sahə nəzəriyyəsindəki hər $\mathcal{O}(x)$ operatoru, 5-ölçülü AdS fəzası daxilindəki mənbə sahəsinə $\varphi(x, z)$ uyğun gəlir. [5, 6]-da təqdim olunan modelə görə, uyğunluqdan ikisi aşağıdakı şəkildə olur

$$J_L^{a\mu}(x) \leftrightarrow A_L^{a\mu}(x, z), \;\; J_R^{a\mu}(x) \leftrightarrow A_R^{a\mu}(x, z). \tag{2}$$

Burada $J_L^{a\mu} = \bar{q}_L\gamma^\mu t^a q_L$ və $J_R^{a\mu} = \bar{q}_R\gamma^\mu t^a q_R$ kiral rayihə cərəyanlarıdır.

Ümumi nisbiliyin Laqranj formalizmində gərginlik tenzoru $T_{\mu\nu}$ üçün mənbə $g_{\mu\nu}$ metrikasıdır və variasiya $h_{\mu\nu}$ həddinə görədir. Randall-Sundrum kabrləşməsində $h_{\mu\nu}$-dən istifadə edəcəyik, burada $h_{\mu\nu}$ eninə və izsizdir (Eİ) və eyni zamanda $h_{\mu z} = h_{zz} = 0$ ödəyir. Eİ kalibrləşməsindəki metrik tenzorun variasiyaları bizə sadəcə kalibrləşmə tenzorunun eninə-izsiz hissəsini verəcəkdir.

Gravitasiya sektoru

5-ölçülü AdS fəzasında təsir aşağıdakı şəkildədir:

$$S_{5D} = \int d^5x\sqrt{g}\left\{R + 12 + \mathrm{Tr}\left[|DX|^2 + 3|X|^2 - \frac{1}{4g_5^2}\left(F_L^2 + F_R^2\right)\right]\right\}. \tag{3}$$

Burada $F_{mn} = \partial_m A_n - \partial_n A_m - i[A_m, A_n]$, $A_{L,R} = A_{L,R}^a t^a$, $\mathrm{Tr}(t^a t^b) = \delta^{ab}/2$ və $D^m X = \partial^m X - iA_L^m X + iXA_R^m$. Bu məsələ üçün yalnız lazım olan sahələri göstərdik və Dirixle sərhəd şərtlərini z_0 sərhəddinə qoyuruq.

Təsirin qravitasiya hissəsi belə olur:

$$S_G = \int d^5x\sqrt{g}(R + 12). \tag{4}$$

Burada AdS fəzasının metrikası həyəcanlaşmış metrikadır:

$$ds^2 = \frac{1}{z^2}\left(\left(\eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu}\right)dx^\mu dx^\nu - dz^2\right), \quad 0 < z < z_0. \tag{5}$$

$h_{zz} = 0, h_{z\mu} = 0$ kalibrləşmə seçimlərindən istifadə edilmişdir. Xəttiləşdirilmiş Eynşteyn tənliklərinin $\mu\nu$, μz və zz komponentləri aşağıdakı şəkildədir:

$$0 = -h_{\mu\nu,zz} + \frac{3}{z}h_{\mu\nu,z} + h_{\mu\nu,\rho}{}^{\rho} - 2h^{\rho}{}_{(\mu,\nu)\rho} + \eta_{\mu\nu}\left(\tilde{h}_{,zz} - \frac{3}{z}\tilde{h}_{,z} - \tilde{h}_{,\rho}{}^{\rho} + h_{\rho\sigma,}{}^{\rho\sigma}\right) + \tilde{h}_{,\mu\nu}$$

$$0 = \tilde{h}_{,\mu\nu} - h_{\mu\nu,z}{}^{\nu}$$

$$0 = \frac{3}{z}\tilde{h}_{,z} + \tilde{h}_{,\rho}{}^{\rho} - h_{\rho\sigma,}{}^{\rho\sigma}. \tag{6}$$

$h_{\mu\nu}$-nün izi $\tilde{h}$ ilə göstərilir. Eninə-izsiz kalibrləşmədə, $h_{\mu\nu,}{}^{\nu} = 0$ və $h_\mu^\mu = 0$-dır. Hərəkət tənliyi aşağıdakı şəkilə düşür:

$$-z^3\partial_z\left(\frac{1}{z^3}\partial_z h_{\mu\nu}\right)+\partial^\rho\partial_\rho h_{\mu\nu}=0. \qquad (7)$$

Həllin 4-ölçülü Furye çevrilməsi $h_{\mu\nu}(q,z)=h(q,z)h^0_{\mu\nu}(q)$ kimi yazılır. $h(q,\epsilon)=1$ olmasını tələb edirik, beləliklə $h^0_{\mu\nu}(q)$ qravitonun UB sərhəd qiymətinin Furye çevrilməsidir. İQ sərhəd şərti $\partial_z h(q,z_0)=0$ olur. Bu sərhəd şərti ilə təsiri dəyişdirərkən əldə edilən İQ sərhəd şərtindən səth həddi yox olur. (7) tənliyindən alırıq:

$$h(q,z)=\frac{\pi}{4}q^2z^2\left(\frac{Y_1(qz_0)}{J_1(qz_0)}J_2(qz)-Y_2(qz)\right). \qquad (8)$$

İki indeksli $T^{\mu\nu}$ tenzorunun simmetrikliyindən 10 asılı olmayan komponent olduğu nəticəsinə gəlirik. Enerji-impuls saxlanması $q_\mu T^{\mu\nu}=0$ bunu altı asılı olmayan komponentə endirir. $T^{\mu\nu}$ beş sərbəst komponentli eninə izsiz $\hat{T}^{\mu\nu}$ hissəsinə parçalaya bilir. Bu isə öz növbəsində, eninə-izsiz hissəni $\tilde{T}^{\mu\nu}=\frac{1}{3}(\eta^{\mu\nu}-q^\mu q^\nu/q^2)T$ ilə verilən asılı olmayan komponentlə buraxır, burada $T^{\mu\nu}$ aşağıdakı şəkildə təyin olunur:

$$T^{\mu\nu}=\hat{T}^{\mu\nu}+\frac{1}{3}(\eta^{\mu\nu}-\frac{q^\mu q^\nu}{q^2})T. \qquad (9)$$

Bu saxlanan operator eninə mənbə operatoruna vurulur. Eninə və izsiz $h^0_{\mu\nu}$ variyasiyası təkcə $\hat{T}^{\mu\nu}$ ilə qarşılıqlı təsirdə ola bilər.

Vektor sektoru

Təsirin ifadəsindəki $V=(A_L+A_R)/2$ vektor sahəsi və $A=(A_L-A_R)/2$ aksial vektor sahəsi bu şəkildə təyin olunur. Biz bu işdə vektor zərrəciyə baxdığımızdan təkcə vektor hissəni nəzərə almalıyıq. Bu zaman təsirin ifadəsi:

$$S_V=\int d^5x\sqrt{g}Tr\left\{-\frac{1}{2g_5^2}F_V^2\right\}. \qquad (10)$$

olur. Burada $(F_V)_{mn}=\partial_m V_n-\partial_n V_m$ təsirdə ikinci tərtibə qədərdir. Bu hissədə istifadə olunan metrika dinamik deyldir, yəni sadəcə tənlik (5)-in həyəcanlaşmamış hissəsidir.

$V_z=0$ kalibrləşməsində vektor sahənin eninə hissəsi aşağıdakı hərəkət tənliyini ödəyir:

$$\left(\partial_z\left(\frac{1}{z}\partial_z V^a_\mu(q,z)\right)+\frac{q^2}{z}V^a_\mu\right)_\perp=0. \qquad (11)$$

Bu hərəkət tənliyinin həllini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$V_{\perp\mu}(q,z)=V(q,z)V^0_\mu(q), \qquad (12)$$

burada $V^0_\mu(q)$ 4-ölçülü vektor cərəyan operatoru $J^a_{V_\mu}=\bar{q}\gamma_\mu t^a q$-nün mənbəsinin Furye çevrilməsidir. Cərəyanın saxlanması, $q_\mu J^\mu_V=0$, mənbənin eninə olmasını təmin edir. Buna görə təkcə 5-ölçülü vektor sahənin eninə hissəsi UB sərhəddindəki J^μ_V-nun mənbəsi kimi hesab olunur.

$V(q,z)$ vektor sahə üçün daxildən sərhəddə propoqatoru adlanır və onun üçün sərhəd şərtləri $V(q,\epsilon)=1$ və $\partial_z V(q,z_0)=0$-dır. Bu zaman daxildən sərhəddə propaqatoru aşağıdakı şəkildə olur:

$$V(q,z)=\frac{\pi}{2}zq\left(\frac{Y_0(qz_0)}{J_0(qz_0)}J_1(qz)-Y_1(qz)\right). \qquad (13)$$

Vektor sahə üçün UB sərhəddə təsirin ifadəsində bu həlli nəzərə alsaq yalnız səth həlləri qalmış olur:

$$S_V=\int\frac{d^4q}{(2\pi)^4}V^{0\mu}(q)V_\mu^0(q)(-\frac{\partial_z v(q,z)}{2g_5^2 z})_{z=\epsilon}. \qquad (14)$$

ρ mezonun Kaluza-Klein (KK) toplusu (12) tənliyinin $q^2=m_n^2$ ilə normallaşmış həllərindən alına bilər. n-ci KK modası ρ mezonun dalğa funksiyası olan $\psi_n(x,z)$ üçün sərhəd şərtləri $\psi_n(z=0)=0$ və $\partial_z\,\psi_n(\,z_0)=0$ şəklindədir. Bu moda üçün həllər belədir:

$$\psi_n=\frac{\sqrt{2}}{z_0 J_1(m_n z_0)}zJ_1(m_n z), \qquad (15)$$

və $\int(dz/z)\psi_n^2(z)=1$ normallaşdırma şərtini ödəyir.

(10)-ci tənliyin həlli üçün Qrin funksiyası metodundan istifadə edərək, daxildən sərhəddə propoqatorunun ρ mezonun KK modalarının sonsuz toplusu üzərində yekun olaraq yazıla biləcəyini göstərmək olar

$$V(q,z)=-g_5\sum_n\frac{F_n\psi_n(z)}{q^2-m_n^2}. \qquad (16)$$

Burada, $F_n=(1/g_5)\,(-\frac{1}{z'}\partial_{z'}\psi_n(z'))\Big|_{z'=\epsilon}$-dir. Bessel funksiyalarının Kneser-Sommerfeld ayrılışı daxil edilərək oxşar nəticələr əldə edilə bilər. F_n sabiti vektor mezonun parçalanma sabitidir və aşağıdakı şəkildə müəyyən edilir:

$$\langle 0|J_\mu^a(0)|\rho_n^b(p)\rangle=F_n\delta^{ab}\varepsilon_\mu(p). \qquad (17)$$

Bunu vektor cərəyanlarının 2 nöqtəli funksiyasını hesablamaqla görmək olar.(14) tənliyindəki 5-ölçülü təsiri V^0-a görə funksional törəmələr alaraq və V^0-ın eninə olmasından istifadə edərək $V^{0\mu}V^0{}_\mu$-ı $V^{0\mu}\Pi_{\mu\nu}V^{0\nu}$ ilə əvəz edirik:

$$i\int d^4x e^{iqx}\langle 0|\mathcal{T}J_\mu^a(x)J_\nu^b(0)|0\rangle=\sum(q^2)\prod_{\mu\nu}\delta^{ab}, \qquad (18)$$

Burada, $\Pi_{\mu\nu}=(\eta_{\mu\nu}-q_\mu q_\nu/q^2)$ eninə proyektordur və $\sum(q^2)$ aşağıdakı şəkildə təyin olunur:

$$\sum(q^2)=-\frac{\partial_z V(q,z)}{g_5^2 z}\Big|_{z=\epsilon}=\frac{1}{g_5^2 z}\sum_n\frac{(\psi'{}_n(\epsilon)/\epsilon)^2}{q^2-m_n^2+i\varepsilon}. \qquad (19)$$

(17) bərabərliyindən istifadə edərək tənlik (18)-un sağ tərəfini aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$i\int d^4x e^{iqx}\langle 0|\mathcal{T}J_\mu^a(x)J_\nu^b(0)|0\rangle=\sum_n\frac{F_n^2\delta^{ab}}{q^2-m_n^2+i\varepsilon}\Pi_{\mu\nu}, \qquad (20)$$

Bu tənlik (16)-dəki F_n-nin ρ mezonun parçalanma sabiti olaraq şərh edilməsini təstiqləyir.

Vektor mezonların qravitasiya form faktorları

Spini 1 olan zərrəciklərin gərginlik tenzorunun matris elementləri

$\langle\rho_n^a(p_1)|T^{\mu\nu}(q)|\rho_n^b(p_2)\rangle$ ilə təyin edilir və 3 nöqtəli funksiyadan çıxarıla bilər:

$$\langle 0\left|T(J_a{}^{\alpha}(x)T^{\mu\nu}(y)J_b{}^{\beta}(\omega)\right|0\rangle. \qquad (21)$$

Yuxarıdakı 3 nöqtəli funksiyanın Furye çevrilməsi $\langle J^{a\alpha}(-p_2)T^{\mu\nu}(q)J^{b\beta}(-p_1)\rangle$ olaraq ifadə edilə bilər. Gərilmə tenzorunun matris elementlərini taparkən tamlıq şərtindən iki dəfə istifadə edirik:

$$\sum_n \frac{d^3p}{(2\pi)^3 2p^0}|\rho_n^a(p)\rangle\langle\rho_n^a(p)| = 1 \qquad (22)$$

və sonra

$$\varepsilon_\alpha^*(p_2,\lambda_2)\varepsilon_\beta(p_1,\lambda_1)(p_1^2-m_n^2)(p_2^2-m_n^2)\frac{1}{F_n^2}, \qquad (23)$$

ifadəsinə vururuq və $p_1^2 \to m_n^2$ və $p_2^2 \to m_n^2$ limiti götürürük.

Tam təsirin aşağıdakı hissəsini düşünək, (3) bərabərliyi

$$S_V = -\frac{1}{4g_5^2}\int d^5x\sqrt{g}\,g^{lm}g^{pn}F_{mn}^aF_{lp}^a \qquad (24)$$

olur. Bu ifadədə təkcə hVV həddləri 3 nöqtəli funksiyalara əlavə verir,

$$\langle 0\left|\mathcal{T}J^{\alpha}(x)\hat{T}^{\mu\nu}J^{\beta}(\omega)\right|0\rangle = \frac{-2\delta^3 S}{\delta V_\alpha^0(x)\delta h_{\mu\nu}^0(y)\delta V_\beta^0(\omega)}, \qquad (25)$$

harada ki, funksional törəmə $h^0 = V^0 = 0$ qiymətində hesablanır.

3 nöqtəli funksiyaya əlavə verən təsirdəki münasib həddlər bu şəkildə yazılır:

$$S_V \rightrightarrows \frac{1}{2g_5^2}\int\frac{d^5x}{z}\left(\eta^{\rho\gamma}\eta^{\sigma\delta}h_{\gamma\delta}\left[-F_{\sigma z}F_{\rho z}+\eta^{\alpha\beta}F_{\sigma\alpha}F_{\rho\beta}\right]\right), \qquad (26)$$

(25) bərabərliyindəki enerji-impuls tenzoru eninə və izsiz olmalıdır. Buna görə eninə-izsiz proyektor tətbiq edilə bilər, bu zaman

$$\eta^{\rho\gamma}\eta^{\sigma\delta}h_{\gamma\delta} \to h_{\gamma\delta}\left[\left(\eta^{\rho\gamma}-\frac{q^\rho q^\gamma}{q^2}\right)\left(\eta^{\sigma\delta}-\frac{q^\sigma q^\delta}{q^2}\right)-\frac{1}{3}\left(\eta^{\rho\sigma}-\frac{q^\rho q^\sigma}{q^2}\right)\left(\eta^{\gamma\delta}-\frac{q^\gamma q^\delta}{q^2}\right)\right] \qquad (27)$$

olur.

Funksional törəmələri aldıqdan sonra 3 nöqtəli funksiyadan qravitasiya form faktorunun ifadəsini aldıqda bərabərlik aşağıdakı şəklə düşür:

$$\langle\rho_n^a(p_2,\lambda_2)\left|\hat{T}^{\mu\nu}(q)\right|\rho_n^b(p_1,\lambda_1)\rangle = (2\pi)^4\delta^{(4)}(q+p_1-p_2)\delta^{ab}\varepsilon_{2\alpha}^*\varepsilon_{1\beta}\times$$
$$\Big[-A(q^2)\left(4q^{[\alpha}\eta^{\beta](\mu}p^{\nu)}+2\eta^{\alpha\beta}p^\mu p^\nu\right)-\frac{1}{2}\hat{C}(q^2)\eta^{\alpha\beta}(q^2\eta^{\mu\nu}-q^\mu q^\nu)+$$
$$D(q^2)\left(q^2\eta^{\alpha(\mu}\eta^{\nu)\beta}--2q^{(\mu}\eta^{\nu)\alpha}q^{\beta)}+\eta^{\mu\nu}q^\alpha q^\beta\right)-\hat{F}(q^2)\frac{q^\alpha q^\beta}{m_n^2}(q^2\eta^{\mu\nu}-q^\mu q^\nu)\Big]. \qquad (28)$$

Burada, $p=(p_1+p_2)/2, q=p_1-p_2$, $a^{[\alpha}b^{\beta]}=(a^\alpha b^\beta-a^\beta b^\alpha)/2$ və $a^{(\alpha}b^{\beta)}=(a^\alpha b^\beta+a^\beta b^\alpha)/2$.

İnvariant funksiyalar ilə qravitasiya form faktorları fəzaya bənzər impuls ötürülməsi üçün bu şəkildə olur:

$$A(q^2) = Z_2,$$
$$\hat{C}(q^2) = \frac{1}{q^2}\left(\frac{4}{3}Z_1+\left(q^2-\frac{8m_n^2}{3}\right)Z_2\right),$$
$$D(q^2) = \frac{2}{q^2}Z_1+\left(1-\frac{2m_n^2}{q^2}\right)Z_2,$$
$$\hat{F}(q^2) = \frac{4m_n^2}{3q^4}(Z_1-m_n^2Z_2), \qquad (29)$$

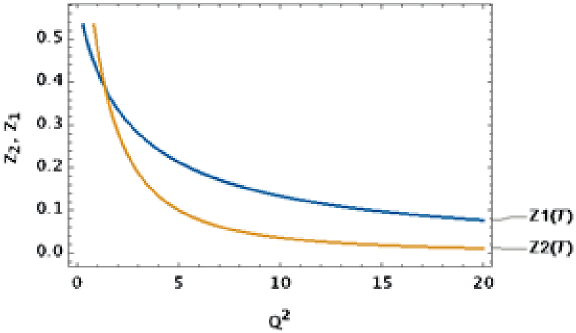
ilə Z_1 və Z_2 bu oblastda aşağıdakı şəkildə yazılır:

$$Z_1 = \int \frac{dz}{z} \mathcal{H}(Q,z)\, \partial_z \psi_n \partial_z \psi_n,$$
$$Z_2 = \int \frac{dz}{z} \mathcal{H}(Q,z)\, \psi_n \psi_n. \tag{30}$$

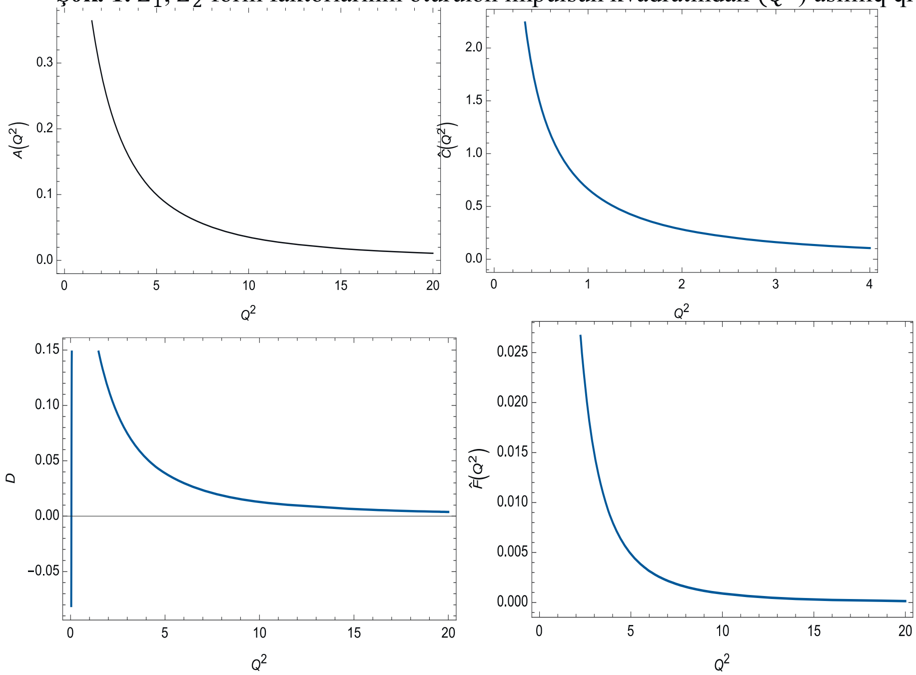
Fəzaya bənzər impuls ötürülməsi üçün $q^2 = -Q^2 < 0$ (8) həllinə uyğun aşağıdakı kimi yazılır:

$$\mathcal{H}(Q,z) = \frac{1}{2} Q^2 z^2 \left(\frac{K_1(Qz_0)}{I_1(Qz_0)} I_2(Qz) + K_2(Qz) \right).$$

$z_0 = 1/\Lambda_{QCD}$ parametiri $m_\rho = 0.77\ GeV$ ρ mezonun kütləsinin təcrübi qiyməti ilə müəyyənləşdirilir. z_0 parametiri uyğun olaraq 3.1 GeV qiymətini alır.



Şək. 1. Z_1, Z_2 form faktorlarının ötürülən impulsun kvadratından (Q^2) asılılıq qrafiki.



Şək. 2. $A(q^2)$, $\hat{C}(q^2)$, $D(q^2)$, $\hat{F}(q^2)$ invariant funksiyalarının ötürülən impulsun kvadratından (Q^2) asılılıq qrafiki.

ƏDƏBİYYAT

1. Maldacena J.M., Adv. Theor. Math. Phys. 2, 231 (1998) [Int. J. Theor. Phys. 38, 1113 (1999)].
2. Sakai T. and Sugimoto S. Prog. Theor. Phys. 113, 843 (2005).
3. Hirn J. and Sanz V. JHEP 0512, 030 (2005).
4. Karch A. and Katz E. JHEP 0206, 043 (2002).
5. Erlich J., Katz E., Son D.T. and Stephanov M.A. Phys. Rev. Lett. 95, 261602 (2005).
6. Da Rold L. and Pomarol A. Nucl. Phys. B 721, 79 (2005).
7. Teramond G.F. de and Brodsky S. J. Phys. Rev. Lett. 94, 201601 (2005).
8. Brodsky S.J. and Teramond G.F. de Phys. Rev. Lett. 96, 201601 (2006).
9. A.Karch, E.Katz, D.T. Son and Stephanov M.A. Phys. Rev. D 74, 015005 (2006).
10. Arkani-Hamed N., Porrati M. and Randall L. JHEP 0108, 017 (2001).
11. Ji X.D. Phys. Rev. Lett. 78, 610 (1997).
12. A number of reviews are available, including K.Goeke, M.V.Polyakov and M.Vanderhaeghen, Prog. Part. Nucl. Phys. 47, 401 (2001); M.Diehl, Phys. Rept. 388, 41 (2003); A.V.Belitsky and A.V.Radyushkin, Phys. Rept. 418, 1 (2005); and S. Boffi andB. Pasquini.
13. Kwee H.J. and Lebed R.F.
14. Brodsky S.J. and Teramond G.F. de.

ГРАВИТАЦИОННЫЕ ФОРМ ФАКТОРЫ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ В МОДЕЛИ АдС/КХД

Ш.А.МАМЕДОВ, М.Н.АЛЛАХВЕРДИЕВА

РЕЗЮМЕ

Мы вычислили гравитационные форм факторы векторных мезонов, используя соответствие АдС/КТП. Мы дали правила сумм, связывающие гравитационные форм факторы с обобщёнными распределениями партонов векторных мезонов , которые также можно назвать форм факторами тензора напряженностей или тензора энергии-импульса.

Ключевые слова: АдС/КТП соответствие, модель твердый стены, нуклон.

GRAVITATIONAL FORM FACTORS OF VECTOR MESONS IN AN AdS/QCD MODEL

Sh.A.MAMEDOV, M.N.ALLAHVERDIYEVA

SUMMARY

We calculated the gravitational form factors of vector mesons using AdS / CFT correspondence. We have given sum rules linking gravitational form factors to vector meson GPDs, which can also be called stress tensor or energy-momentum tensor form factors.

Keywords: AdS/CFT correspondence, hard-wall model, nucleon.