بررسی اثر مغناطیسی دستیده در مختصات شبه‌نورگونه به کمک هم‌ارزی گرانش/پیمانه

علی واحدی*، فاطمه لطیفیان؛
دانشگاه خوارزمی، دانشکدهٔ فیزیک
جعفر خدا قلی‌زاده؛ دانشگاه فرهنگیان، دانشکدهٔ علوم

دریافت: ۹۸/۹/۱۲ پذیرش: ۹۹/۴/۲۰

چکیده

اثر مغناطیسی دستیده[1] پدیده‌ای‌ست که در آن یک میدان مغناطیسی خارجی در حضور یک پتانسیل شیمیایی محوری باعث به وجود آمدن یک جریان الکتریکی در راستای میدان مغناطیسی می‌شود. این پدیده در پلاسمای کوارک-گلوئون و همچنین اخیراً در برخی از سیستم‌هایی که مورد توجه فیزیک ماده چگال می باشند، مشاهده شده است. برهم‌کنش در این سیستم‌ها قوی می‌باشد، از این رو، بهترین روش تحلیلی که تا کنون برای بررسی این پدیده مورد توجه قرار گرفته، هم‌ارزی گرانش/ پیمانه است. از آن‌جا که در برخی از مدل‌های ماده چگال تقارن لورنتس وجود ندارد، در این مقاله با معرفی دوگان گرانشی مناسبی، اثر مغناطیسی دستیده را در سیستمی که تقارن نانسبیتی دارد بررسی می‌کنیم. با معرفی سیاه چاله پاد دو سیته -شوارتزشیلد در مختصات شبه‌نور گونه خواهیم دید تقارن لورنتس شکسته شده و تقارن غیرنسبیتی شرودینگر z=2 آشکار می‌شود. در مدل هولوگرافیک ما، ویژگی‌های سیستم مطابقت خوبی با نتایج تجربی فلزات شگرف در دمای خیلی پایین دارد. نکتهٔ حائز اهمیت این است که جریان الکتریکی دستیده در این مدل نصف جریانی است که قبلاً در فضا-زمان پاد دوسیته در حالت نسبیتی بررسی شده است.

واژگان کلیدی: اثر مغناطیسی دستیده، پتانسیل شیمیایی محوری، هم‌ارزی گرانش/ پیمانه، پلاسمای کوارک-گلوئون

مقدمه

از اختلاف بین چگالی کوارک‌های چپ-دست و راست-دست در حضور میدان مغناطیسی قوی یک جریان الکتریکی در راستای میدان مغناطیسی تولید می‌شود، این پدیده اثر مغناطیسی دستیده نام دارد. به تازگی این پدیده در شبه‌فلزات دیراک[2][۱]، وایل[3] [۲] مشاهده شده است. همچنین، شواهدی بر وجود این اثر خاص اخیراً در پلاسمای

*نویسندهٔ مسئول: vahedi@khu.ac.ir

[1] Chiral
[۱] Dirac
[۲] Weyl

کوارک-گلوئون طی آزمایشات انرژی بالای یون‌های سنگین در برخورد دهندهٔ یون‌های سنگین نسبیتی[۴](RHIC) [۵-۳] و برخورد دهندهٔ هادرونی بزرگ [۵](LHC) [۶] گزارش شده است. کوارک‌های دارای بار الکتریکی با جهت‌گیری در راستای میدان مغناطیسی باعث به وجود آمدن جریان الکتریکی در راستای میدان می‌شوند. به طور کلی، این اثر در رابطهٔ زیر خلاصه می‌شود:

$$j = \frac{e^2}{2\pi^2}\mu_5 B = \sigma B \qquad (۱)$$

که بیانگر این است که جریان الکتریکی متناسب با دستیدگی[۶] غیر صفر و میدان مغناطیسی خارجی می‌باشد. σ رسانندگی مغناطیسی دستیده و $\mu_5 = (\mu_R - \mu_L)$ پتانسیل شیمیایی محوری است که گویای عدم تساوی در تعداد کوارک‌های چپ-دست و راست-دست در سیستم است.

برهم‌کنش غالب در پلاسمای کوارک-گلوئون، نیروی هسته‌ای قوی است که توسط نظریهٔ کرومودینامیک کوانتومی توصیف می‌شود. از این رو، محاسبات و روش‌های اختلالی برای بررسی آن بسیار پیچیده و مناسب نیستند. روشی که اخیراً برای محاسبهٔ جریان الکتریکی دستیده استفاده شده، هم‌ارزی گرانش/پیمانه است که در آن نظریهٔ ریسمان نوع IIB روی $AdS_5 \times S^5$، که Ads_5 فضا-زمان (۴+۱) بعدی پاد دوسیته[۷] می‌باشد، معرف هندسهٔ روی افق D_3–شامه‌ها[۸] ، متناظر است با نظریهٔ ابر متقارن N=4 یانگ میلز[۹] با گروه تقارنی SU(N_c) [۷]. در حد N_c (تعداد D_3-شامه‌ها) بزرگ و ثابت جفت‌شدگی توفت بزرگ، نظریهٔ ابرمتقارن یانگ میلز متناظر است با نظریهٔ ابر گرانش IIB، که ابزار مناسبی را برای مطالعهٔ برهم‌کنش قوی نظریهٔ یانگ میلز فراهم می‌کند. برای اطلاعات بیشتر مقالات [۹-۱۱] و مراجع آن‌ها را ببینید.

به منظور اضافه کردن مادهٔ (کوارک) در نمایش بنیادی گروه پیمانهٔ متناظر، نیاز به معرفی *تعداد* N_f *تا شامهٔ* D_7 در زمینه در حد آزمون است. حد آزمون یعنی، D- شامه‌های اضافه شده، هندسه و متریک زمینه را تغییر نمی‌دهند. از نقطه نظر نظریهٔ میدان دوگان این بدین معناست که تابع بتای‌سیستم، که به طور مستقیم به نسبت Nf/Nc وابسته است، با کوچک شدن این مقدار به حدی می‌رویم که اثر کوارک‌ها در نمودارهای حلقه نادیده انگاشته می‌شود، چون مرتبه‌شان کوچک می‌شوند و گویی کوارک‌ها و گلوئون جدا از هم هستند، برای جزئیات بیشتر مقاله [۷] را ببینید. اگر D- شامه‌های آزمون در فضا- زمان با سرعت زاویه‌ای ω بچرخند، در حضور میدان مغناطیسی خارجی منجر به اثر مغناطیسی دستیده می‌شود [۸]. سیستمی که بررسی می‌کنیم ماده چگال و دارای برهم کنش قوی است که تقارن لورنتس را حفظ نمی کند. مدلی که در این‌جا برای بررسی اثر مغناطیسی دستیده استفاده خواهیم کرد سیستم D_3/D_7 شامه در فضای پاد

۳Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)
۴ Large Hadron Collider (LHC)
۵Chirality
۶Anti de Sitter (AdS)
۷ Branes
۸Yang-Mills

دو سیته- شوارزشیلد در مختصات شبه‌نور گونه می‌باشد که دارای تقارن غیرنسبیتی شرودینگر z=2 است. این متریک با این مختصات در مقاله [۱۲] به منظور بررسی رسانندگی ارائه شد و همچنین نشان داده شد که ویژگی‌های یستم دوگان در این مدل مطابقت خوبی با نتایج تجربی فلزات شگرف دارد. از این رو ما با بررسی اثر مغناطیسی دستیده در این زمینه، گویی این پدیدهٔ خاص را در فلزات شگرف مورد مطالعه قرار داده‌ایم.

اثر مغناطیسی دستیده: D_7-شامه‌های چرخان آزمون در زمینه D_3-شامه‌ها

N_c تا شامه D_3 را روی هم قرار می‌دهیم که در حد $N_c \to \infty$ و انرژی پایین D_3- شامه‌ها باعث خمیدگی فضا-زمان شده و یک فضای گرانشی را به وجود می‌آورد. به منظور بررسی اثرات این محیط، تعدادی D_7- شامه چرخان را به صورت آزمون به آن اضافه می‌کنیم. هندسهٔ D_3–شامه‌ها در نظریهٔ ابر ریسمان نوع IIB توسط متریک $AdS_5 \times S^5$ داده می‌شود که در آن AdS_5 فضا-زمان (۴+۱)-بعدی با متریک زیر می‌باشد:

$$ds^2 = \frac{1}{r^2}\left(\frac{dr^2}{f(r)} - f(r)dt^2 + dy^2 + d\vec{x}^2\right) + d\Omega_5^2\ , \qquad (۲)$$

در رابطهٔ بالا عبارت $d\Omega_5^2$ کره ۵- بعدی و برابر است با

(۳)

$$d\Omega_5^2 = \frac{1}{\rho^2}\left(dR^2 + R^2 d\varphi^2 + r^2 ds_{S^3}^2\right)$$

که در آن ρ مختصات شعاعی $AdS_5 \times S^5$ است و رابطهٔ $\rho^2 = R^2 + r^2$ برقرار است.

در رابطهٔ (۲)، $f(\mathrm{r}) = 1 - \frac{r^4}{{r_H}^4}$ می‌باشد. که بیان می‌کند، افق سیاه چاله در r_H ($r_H = \frac{1}{\pi T}$) قرار گرفته است که T دمای سیاه چاله است. r مختصات شعاعی و r=0 مرز آن است. نظریهٔ میدان در ۴ بعد $(t,y,\vec{x})$ زندگی می‌کند و متریک دارای تقارن ISO(1,3)×SO(6) می‌باشد و هم‌ارز هولوگرافیک این هندسه، نظریهٔ پیمانه ابرمتقارن N=4 یانگ میلز با گروه تقارنی $SU(N_c)$ می‌باشد. حال مختصات شبه‌نورگونه مانند مقاله [۸] را به شکل زیر معرفی می کنیم:

(۴)

$$x^+ = b(t+x)\ , \quad x^- = \frac{1}{2b}(t-x)$$

همچنین از تغییر متغیر $r \mapsto \frac{1}{r}$ در تعریف مؤلفه‌های متریک استفاده می‌کنیم به صورتی که زین پس مرز در $\rho \to \infty$ می‌باشد. در این‌جا b کمیتی با بُعد عکس طول می‌باشد لذا بُعد x^+ عکس طول به توان دو و x^- بدون بُعد خواهد بود. با این مختصات، متریک بالا به شکل زیر بازنویسی می‌شود:

(۵)

$$=ds^2 = g_{++}dx^{+^2} + 2g_{+-}dx^+dx^- + g_{--}dx^{-^2} + g_{yy}dy^2 + g_{zz}dz^2 + g_{rr}dr^2 + d\Omega_5^2$$

که

(۶)

$$g_{++} = \frac{(1-f)r^2}{4b^2}\ , \qquad g_{\pm} = -\frac{(1+f)r^2}{2}\ , \quad g_{--} = (1-f)b^2r^2\ , \quad g_{yy} = g_{zz} = r^2\ ,$$
$$g_{rr} = \frac{1}{f\,r^2}\ , \quad f = 1 - \frac{r_H^4}{r^4}$$

متریک فوق $Sch_5 \times S^5$ در مختصات شبه‌نور گونه است که در آن Sch_5 فضا-زمان (۱+۴) بعدی پاد دوسیته-شوارتزشیلد می‌باشد. در این‌جا ما یکی از جهت‌های شبه‌نورگونه، x^+ ، که دارای مقیاس بُعد ۲- است را به عنوان زمان در نظر می‌گیریم و x^- نیز یکی از مختصات فضایی. از این رو تقارن مقیاس بین زمان، x^+، با بقیه مختصات مکان متفاوت خواهد بود، لذا تقارن لورنتس با این انتخاب شکسته می‌شود (این گفته در دمای صفر برقرار می باشد). می‌توان نشان داد که این متریک در دمای صفر تقارن شرودینگر با نمای دینامیک بحرانی z=2 دارد. متریک اولیه هندسهٔ سیاه چاله پاد دوسیته- شوارتزشیلد است که یک نظریهٔ میدان همدیس (CFT)[۱۰] با برهم‌کنش قوی را توصیف می‌کند که در این‌جا در مختصات شبه‌نورگونه بیان شده است و از آن‌جایی که x^+ را به عنوان زمان در نظر گرفتیم تقارن همدیس به تقارن شرودینگر z=2 شکسته می‌شود. بنابراین، هندسهٔ زمینه، معادلات (۶-۴) بیانگر سیستمی با برهم‌کنش قوی است که بین تقارن همدیس (z=1) در دماهای بالا و تقارن غیرنسبیتی شرودینگر (z=2) در نزدیکی دمای صفر گذار می‌کند. همچنین با مطالعات صورت گرفته روی رسانندگی در این زمینه این نتیجه حاصل شد که نتایج به دست آمده مطابقت خوبی با ویژگی‌های فلزات شگرف دارد و به بیان دیگر، متریک فوق دوگان گرانشی فلزات شگرف می‌باشد [۱۲]. y و z ابعاد مکانی، r مختصات شعاعی که هر کدام دارای یک بُعد می‌باشند. حال مانند [۸] D_7 شامه‌های آزمون چرخان را در این زمینه بررسی می‌کنیم.

تعداد N_f تا شامه‌ی D_7 که در حد آزمون هستند را در زمینه م. بدین معنی که، $N_f \ll N_c$ می‌باشد. در نتیجه، هندسه و متریک زمینه تغییر نمی‌کند . ابعاد شامه‌های D_7 را طوری انتخاب می‌کنیم که تمامی ابعاد D_3-شامه‌ها را پوشش دهند. بنابراین، شامه‌ها را در ۱۰-بعد فضا-زمان به صورت زیر قرار می‌دهیم :

---

[۹] Conformal Field Theory (CFT)

	x^+	x^-	Y	z	r	R	φ	α_1	α_2	α_3
D_3	×	×	×	×						
D_7	×	×	×	×	×	×	×	×		

ریسمان‌های باز با دو سر رویD_3-شامه‌ها در انرژی پایین در نمایش الحاقی[11] نظریهٔ ابر متقارن یانگ- میلز (SYM)، با گروه تقارنی $SU(N_c)$ هستند. در صورتی که، ریسمان‌های بازی که از یک سر به D_3- شامه و از سر دیگر به D_7- شامه متصل هستند، در نمایش بنیادی[12] N=2 ابر چندگانه قرار دارند.

در حد انرژی پایین، دینامیک شامه‌های آزمون D_7 در این متریک زمینه توسط کنش‌های دیراک-بورن- اینفیلد[13] و وس- زومینو[14] تعریف می‌شود.

(۷)

$$S_{D7} = S_{DBI} + S_{WZ}$$

(۸)

$$S_{DBI} = -\mathcal{N}_f T_{D7} \int d^8\xi \sqrt{-\det(g^{D7}_{ab} + (2\pi\alpha')\tilde{F}_{ab}}$$

(۹)

$$S_{WZ} = \mathcal{N}_f T_{D7} (2\pi\alpha')^2 \int P[C_4] \wedge \tilde{F} \wedge \tilde{F}$$

در معادلات بالا $T_{D7} = \frac{\lambda\, N_c}{(2\pi)^6}$، کشش D_7- شامه است، که λ ثابت توفت[15]می‌باشد. ξ^a مختصات جهان حجم، N_f تعداد شامه‌هایD_7 ، g^{D7}_{ab} متریک القایی روی D_7- شامه‌ها و $\tilde{F}_{ab}$ شدت میدان جهان حجم U(1) است. برای راحتی کار از رابطهٔ $\tilde{F}_{ab} = F_{ab}$ (2πα') استفاده می‌کنیم. D_7- شامه‌ها در راستای $Sch_5\times S^3$ درون $Sch_5\times S^5$ قرار دارند. به بیان دیگر، در راستای مختصات مینکوفسکی$(t,\vec{x})$ جهت شعاعی r و $S^3 \subset S^5$ گسترش میابند. با باز

۱۰ Adjoint representation
۱۱ Fundamental representation
۱۲ Dirac-Born-Infeld (DBI)
۱۳ Wess-Zumino
15 t'Hooft.

تعریف $S_{D7} \longrightarrow \frac{S_{D7}}{V_{\mathbb{R}^{3,1}}}$، فضای حجم مینکوفسکی $V_{\mathbb{R}^{3,1}}$ را در کنش حذف می‌کنیم و حالتی را در نظر می‌گیریم که در آن لاگرانژی D_7-شامه‌ها تنها به r بستگی خواهد داشت. از این پس این کنش تغییر یافته را به عنوان کنش D_7-شامه می‌دانیم. همچنین، از رابطهٔ زیر برای ساده کردن معادلات استفاده می‌کنیم.

$$\mathcal{N} \equiv N_f \, T_{D7} 2\pi^2 = \frac{\lambda \, N_f \, N_c}{(2\pi)^4} \quad (۱۰)$$

حال از رهیافت زیر برای توصیف اثرمغناطیسی کایرال استفاده می‌کنیم:

فرض می‌کنیم که D_7-شامه‌های آزمون، با سرعت زاویه‌ای ω در صفحه R-φ بچرخند ، که φ تابعی از r و X^+ است، φ(r) $= \frac{\omega}{2b} X^+ +$ φ. همچنین، R تابعی ازr، R(r) است. مقدار سرعت زاویه‌ای توسط پتانسیل شیمیایی محوری μ_5 به صورت $\omega = 2 \ \mu_5$ تعیین می‌شود [۷]. میدان مغناطیسی را در راستای محور z اعمال می‌کنیم به طوری که $B=F_{+y}$باشد. بنابراین، $A_y = B(^1/_2 \, X^+ \text{-b} X^-)$ را در نظر می‌گیریم. همچنین، میدان پیمانه‌ای در جهت z را به صورت تابعی از r در نظر می‌گیریم. یعنی، $A_z(r)$ که منبع تولید جریان j^z می‌باشد.

با جایگذاری این فرضیات روابط کنش (۹، ۸) بدین شکل در می‌آیند:

(۱۱)

$$S_{DBI} = -\mathcal{N} \int dr \; g_{ss}^{\frac{1}{3}} \, g_{zz}^{\frac{1}{2}} \sqrt{(g_{rr} + g_{RR} R'^2 + g^{zz} A_z'^2) \times Q + \varphi'^2 G}$$

(۱۲)

$$S_{WZ} = -\frac{1}{2} \, \mathcal{N} \, B \, \omega \int dr \; g_{ss}^2 \, A_z'$$

که در آن پرایم مشتق نسبت به r است و

(۱۳)

$$Q = \left(g_{++} + \frac{\omega^2}{4b^2} g_{\varphi\varphi}\right)(g_{--} g_{yy} + b^2 B^2) - g_{+-}^2 g_{yy} + B^2 g_{+-} + \frac{B^2}{4b^2} g_{--}$$

$$G = g_{\varphi\varphi}(g_{++} g_{--} g_{yy} + B^2 b^2 g_{++} - g_{+-}^2 g_{yy} + B^2 g_{+-} + \frac{B^2}{4b^2} g_{--}) \quad (۱۴)$$

کنش تنها به مشتقات A_z' وφ بستگی دارد . بنابراین ، دو "ثابت حرکت "، $\frac{\delta S_{D7}}{\delta A_z'}$ و $\frac{\delta S_{D7}}{\delta \varphi'}$ برای این کنش وجود دارد .

که به ترتیب آنها را α و β می‌نامیم.

معادلهٔ حرکت برای φ' به صورت زیر می‌باشد؛

$$\frac{\delta S_{D7}}{\delta\varphi'} = -\mathcal{N}\, g_{ss}^{\frac{3}{2}} g_{zz}^{\frac{1}{2}} \frac{G}{\sqrt{(g_{rr}+g_{RR}R'^2+g^{zz}A_z'^2)\times Q + B^2 g_{\varphi\varphi}\varphi'^2 \times G}} \equiv \alpha \tag{۱۵}$$

α اولین ثابت حرکت است . با به توان رساندن طرفین مقداری که برای φ'^2 به دست می‌آید برابر است با،

$$\varphi'^2 = \frac{\alpha^2}{G}\frac{Q(g_{rr}+g_{RR}R'^2+g^{zz}A_z'^2)}{\mathcal{N}^2 g_{ss}^3 g_{zz} G-\alpha^2} \tag{۱۶}$$

با استفاده از رابطهٔ بالا تبدیل لژاندر کنش (۱۱) را به دست می‌آوریم.

$$\hat{S}_{DBI} = S_{DBI} - \int dr\, \varphi' \frac{\delta S_{DBI}}{\delta\varphi'} \tag{۱۷}$$

$$= -\mathcal{N}\int dr\, g_{ss}^{3/2} g_{zz}^{1/2}\sqrt{(g_{rr}+g_{RR}R'^2+g^{zz}A_z'^2)\times Q}\times\sqrt{1-\frac{\frac{\alpha^2}{\mathcal{N}^2}}{g_{zz}g_{ss}^3 G}}$$

همچنین ، معادله حرکت برای $A_z'^2$ ، شامل دو مؤلفه است که توسط رابطهٔ زیر به دست می‌آید؛

$$\frac{\delta\hat{S}_{D7}}{\delta A_z'} = \frac{\delta\hat{S}_{DBI}}{\delta A_z'} + \frac{\delta\hat{S}_{WZ}}{\delta A_z'} \equiv \beta \tag{۱۸}$$

β دومین ثابت حرکت است. دوعبارتی که به β ختم می‌شوند برابرهستند با،

$$\frac{\delta\hat{S}_{DBI}}{\delta A_z'} = -\mathcal{N} g_{ss}^{\frac{3}{2}} g_{zz}^{\frac{1}{2}}\sqrt{Q}\frac{g^{zz}A_z'}{\sqrt{g_{rr}+g_{RR}R'^2+g^{zz}A_z'^2}}\times\sqrt{1-\frac{\frac{\alpha^2}{\mathcal{N}^2}}{g_{zz}g_{ss}^3 G}} \tag{۱۹}$$

و

(۲۰)

$$\frac{\delta \hat{S}_{WZ}}{\delta A'_z} = -\frac{1}{2}\,\mathcal{N} B\omega g_{ss}^2$$

اکنون معادلات کنش را با جایگذاری روابط بالا، برای به دست آوردن A'_z حل می‌کنیم .

$$A'_z = \frac{g_{zz}\left(\beta+\frac{1}{2}\mathcal{N}B\omega\, g_{ss}^2\right)\sqrt{g_{rr}+g_{RR}R'^2}}{\sqrt{\mathcal{N}^2 g_{zz}\, g_{ss}^3\, Q\left(1-\frac{\frac{\alpha^2}{\mathcal{N}^2}}{g_{zz}\, g_{ss}^3}\right)-g_{zz}(\beta+\frac{1}{2}\mathcal{N}B\omega\, g_{ss}^2)^2}} \qquad (۲۱)$$

در آخر با گرفتن تبدیل لژاندر از کنش و جایگزاری A'_z در آن خواهیم داشت:

(۲۲)

$$\hat{\hat{S}}_{D7} = \hat{S}_{D7} - \int dr A'_z\ \frac{\delta \hat{S}_{D7}}{\delta A'_z}$$
$$= -\mathcal{N}\int dr\sqrt{g_{rr}+g_{RR}R'^2}\ \times \sqrt{g_{zz}g_{ss}^3 Q\left(1-\frac{\frac{\alpha^2}{\mathcal{N}^2}}{g_{zz}g_{ss}^3\ G}\right)-g_{zz}\left(\frac{\beta}{\mathcal{N}}+\frac{1}{2}B\omega g_{ss}^2\right)^2}$$

کنش فوق در R'=0 و یا هنگامی که R=c_0 باشد، بیشینه می‌شود. R جرم فرمیون‌هایی می‌باشد که دو سر ریسمان هایی قرار دارند که از یک سر به D_7 شامه‌ها و از سر دیگر به D_3 شامه‌ها متصل می‌باشند که متناسب است با فاصلهٔ شامه‌های D_7 و D_3. پاسخ بدیهی R=0 فرمیون‌های بی‌جرم را توصیف می‌کند. با جایگزاری مؤلفه‌های متریک القایی روی D_7 شامه‌ها، شکل نهایی کنش به صورت زیر ساده می‌شود:

$$\hat{\hat{S}}_{D7} = -\mathcal{N}\int dr\, r^2\sqrt{1+R^2}$$

(۲۳)

$$\times\sqrt{\left(1-\frac{\omega^2R^2[(1-f)r^2+B^2]}{4fr^6(r^2+R^2)^2\left(1+\frac{B^2}{r^3}\right)}\right)\left(1-\frac{\frac{\alpha^2}{\mathcal{N}^2}}{\frac{r^4}{\rho^2}G}\right)-r^2\left(\frac{\beta}{\mathcal{N}}+\frac{B\omega r^4}{2(r^2+R^2)^2}\right)^2}$$

عبارت زیر رادیکال در خط دوم به صورت $\sqrt{a(r)b(r)-c(r^2)}$ می‌باشد که در آن

(۲۴)

$$a(r) = 1 - \frac{\omega^2 R^2[(1-f)r^2 + B^2]}{4fr^6(r^2+R^2)^2\left(1+\frac{B^2}{r^3}\right)}\ ,\quad b(r) = 1 - \frac{\frac{\alpha^2}{\mathcal{N}^2}}{\frac{r^4}{\rho^2}G}\ ,\ \ c(r) = r^2\left(\frac{\beta}{\mathcal{N}} + \frac{B\omega r^4}{2(r^2+R^2)^2}\right)^2$$

عبارت زیر رادیکال کنش ممکن است در بعضی مواقع مقداری منفی داشته باشد که در این صورت مقداری موهومی خواهد داشت و بیانگر ناپایداری در سیستم می‌باشد بنابراین، برای اینکه سیستم پایدار باشد و جواب کنش D_7 شامه‌ها غیر صفر شود باید عبارت زیر رادیکال مقداری مثبت باشد. ممکن است a(r) از $r\to 0$ تا $r\to\infty$ تغییر علامت دهد. فرض کنید که a(r) تغییر علامت ندهد و مقدار صفر داشته باشد. مقدار r که در آن a(r) صفر می‌شود را با r_* نشان می‌دهیم. با فرض $a(r_*)$ و انجام عملیات جبری می‌توان مقدار ω را برحسب R(r) به دست آورد؛

(۲۵)

$$\omega^2 = \frac{4\rho(r_*)^2 f {r_*}^6\left(1+\frac{B^2}{{r_*}^3}\right)}{R(r_*)^2[(1-f){r_*}^2+B^2]}$$

شرایطی که در آن $a(r_*)=0$ باشد برای افق جهان حجم مقدار ثابتی را خواهیم داشت، در حالتی که $b(r_*)=0$ و به α و β مقادیر ثابتی می‌دهند.

(۲۶)

$$\alpha = \mathcal{N}\frac{R(r_*)}{\rho(r_*)}{r_*}^3\sqrt{f\ \left(1+\frac{B^2}{{r_*}^3}\right)}\ ,\qquad \beta = -\mathcal{N}\frac{B\omega {r_*}^4}{2(R^2(r_*)+{r_*}^2)^2}\ .$$

پاسخ بدیهی R(r)= 0 و $\varphi(x^+,r) = \omega x^+$ است که متناظر با حالت جرم صفر m= 0 می‌باشد. با جایگذاری این فرضیات در معادلات بالا، α مقداری صفر خواهد داشت و β برابر عبارت زیر می‌شود،

(۲۷)

$$\beta = -\frac{1}{2}(2\pi\alpha')\mathcal{N}\tilde{B}\omega.$$

بنابراین، $\beta \propto \mathcal{N}\tilde{B}\omega$ است. با استفاده از رابطهٔ $\omega = 2\mu_5$ و معادلهٔ (۱۰) و همچنین رابطهٔ $\langle J^z\rangle = -(2\pi\alpha')\beta$ که در مقالهٔ [۷] با کمک هم‌ارزی گرانش/پیمانه بیان شد، مقدار زیر را برای جریان الکتریکی دستیده به دست می‌آوریم،

(۲۸)

$$\langle J^Z\rangle = \frac{N_f N_c}{4\pi}\mu_5\tilde{B}$$

همان‌طور که برای اثر مغناطیسی دستیده پیش‌بینی می‌کردیم، جریان همواره متناسب با میدان مغناطیسی است و پتانسیل شیمیایی محوری که از نابرابری کوارک‌های چپ-دست و راست-دست به وجود می‌آید، نقش اساسی در ایجاد این جریان دارد و در صورتی که $\mu_5 = 0$ باشد، عملاً جریانی نخواهیم داشت. همان‌طور که از رابطهٔ (۲۸) مشخص است با توجه به این‌که متریک به پارامتر b بستگی داشت و همچنین دما یعنی T، جریان به دست آمده به این پارامترها بستگی ندارد و رفتاری جهان شمول از خود نشان می‌دهد. دلیل این موضوع این است که در این محاسبات درات یا همان فرمیون‌ها را بدون جرم در نظر گرفته‌ایم. چنانچه درات جرم‌دار را بررسی کنیم، که در کارهای آینده با آنها خواهیم پرداخت، خواهیم دید که جریان به این پرامترها بستگی خواهند داشت. برای دیدن تأثیر پارامتر b در مدل مشابه مطالعه مقاله [۱۳] جالب می‌باشد.

از مقایسهٔ مقدار جریانی که در این زمینه، پاد دوسیته شوارتزشیلد در مختصات شبه‌نور گونه برای حالت غیرنسبتی با تقارن شرودینگر، به دست آوردیم با جریانی که در حالت نسبیتی که در مقاله[۸] ارائه شد، یعنی:

$$\langle J^z \rangle = \frac{N_f N_c}{2\pi} \mu_5 \tilde{B} \qquad (۲۹)$$

می‌توان به این نتیجه رسید که در مدل هولوگرافیک ما که هم‌ارز گرانشی فلزات شگرف می‌باشد، جریان دستیده نصف شده است. علت این نصف شدن ممکن هست به $z = 2$ ربط داشته باشد ولی برای رسیدن به جوابی دقیق در آینده، فضا زمان با تقارن لیفشیتز، با z دلخواه، را مورد بررسی قرار خواهیم داد. جالب توجه هست که در هر دو مدل جریان به پتانسل محوری و میدان مغناطیسی به شکل مستقیم بستگی دارد و نیز به ثابت برهم کنش هیچ بستگی ندارد.

نتیجه‌گیری

اثر مغناطیسی دستیده پدیده‌ای‌ست که در آن یک شبکهٔ بار و پتانسیل شیمیایی محوری در حضور میدان مغناطیسی خارجی B منجر به تولید جریانی در راستای میدان مغناطیسی می‌شود. این پدیده اخیراً در شتاب‌دهنده‌های ذرات، برخورد دهندهٔ یون‌های نسبیتی و برخورد دهندهٔ هادرونی بزرگ و همچنین در سیستم‌های ماده چگال مشاهده شده است. در این‌جا، با استفاده از اصل هم‌ارزی گرانش/ پیمانه به بررسی این اثر خاص پرداختیم. مدلی که برای این منظور استفاده کردیم سیستم D_3/D_7 با شامه‌های آزمون چرخان D_7 است که در فضا- زمان پاد دوسیته - شوارتزشیلد در مختصات شبه‌نور گونه زندگی می‌کنند. این فضا زمان با تقارن غیرنسبیتی شرودینگر z=2، هم‌ارز گرانشی فلزات شگرف است. با انجام محاسبات و حل معادلات حرکت سرانجام جریان الکتریکی دستیده $\langle J^z \rangle$ را به دست آوردیم و همان‌طور که پیش‌بینی می‌شد برای فرمیون (کوارک)های بدون جرم، جریان تولیدی متناسب با میدان مغناطیسی و پتانسیل شیمیایی محوری به دست آمد. از مقایسهٔ جریان در این مدل غیرنسبیتی و آن‌چه قبلاً در حالت نسبیتی در زمینهٔ پاد دوسیته، تقارن نسبیتی، بیان شده است، می‌توان نتیجه گرفت که در مدل ما جریان دستیده نصف شده است.

منابع

1. Li Q., Zhang C., "Observation of chiral magnetic effect in ZrTe5", arxiv:1412.6543, (2014)

2. Majumdar S.N.,Orland H., "Effective Langevin equations for constrained stochastic processes" ,arxiv:1503.02639,(2015)

3. Abelv B.l et al., "Azimuthal Charged-Particle Correlations and Possible Local Strong Parity Violation", arxiv:0909.1739

4. Abelev B.I. et al., "Observation of charge-dependent azimuthal correlations and possible local strong parity violation in heavy ion collisions" ,arxiv:0909.1739,(2009)

5. Adamczyk L., Adkins J.k., et al, "Observation of charge asymmetry dependence of pion elliptic flow and the possible chiral magnetic wave in heavy ion collisions", arxiv:1504.02175 , (2015)

6. ALICE Collabration, "Charge-dependent flow and the search for the Chiral magnetic wave in Pb-Pb collisions" ,arxiv:1512.05739, (2015).

7.Metallic AdS/CFT ,Andereas Karch, Andy O'Bannon,arXiv:0705.3870.

8. Hoyos C., Nishioka T., O'Bannon A., "A Chiral Magnetic Effect from .a Ads/CFT with flavor", arxiv: 1106.4030 v1, (2011)

9. Kim B.S., Kiritsis E., Panagopoulos C., "Holographic quantum criticality and .b strange metal transport" arxiv:1512.05739, (2012).

10. Ali Vahedi , Mobin Shakeri,"Non-Equilibrium Critical Phenomena From Probe Brane Holography in Schrödinger Spacetime" ,arXiv:1811.05823.\

۱۱. ا بیگلر و ف لران، مجلهٔ پژوهش فیزیک ایـران ۵ ۴ (سال ۱۳۸۴) ۱۷۹.

۱۲. کاظم بی‌تقصیر فدافن، فیزیک روز، فصلنامه علمی ترویجی انجمن فیزیک ۱۱ (۱۳۹۴).

۱۳. کاظم بی‌تقصیر، نیروی پسا در فضای مجانبی لیفشیتز، مجله پژوهش فیزیک ایران،جلد ۱۹، شماره۳.