مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

موجودات جایگزیده از غشاءهای M روی $AdS_4 \times S^7/Z_k$

محمد نقدی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ایلام

چکیده

با شروع از چند جواب آزمایشی برای ٤- و ٧- فرم قدرت- میدان در ابرگرانش ١١- بعدی روی $AdS_4 \times S^7/Z_k$ و با حفظ هندسه اصلی بدون تغییر، از حل معادلات حرکت و اتحادها، چند اسکالر و شبه اسکالر بی جرم، بعنوان موجودات بطور کامل جایگزیده (اینستنتون) یا بطور جزئی جایگزیده (دیوار قلمرو در اینجا) در حجم فضای AdS_4 اقلیدسی، متناظر با عملگرهای مرزی با بعد همدیس- ٣ بدست می آوریم. در واقع، برای جوابهای اول، وقتی غشاءهای اضافه شونده در جهتهای جهان- حجم دقیقا" موازی (پادموازی) با غشاءهای-M2 زمینه هستند، ابرتقارن کاملا" حفظ (شکسته) می شود و پس کنش رو فضای زمینه داریم (تحت شرایط خاصی نداریم) و جوابهای حاصل را می توان بعنوان افت و خیزهایی روی زمینه اصلی نیز در نظر گرفت. جواب آزمایشی دوم را می توان منتسب به یک پادغشای-M5 پیچیده شده حول شش مختصه CP^3 فضای داخلی، منتج در اینستنتون های در حجم و نظریه دوگان مرزی، و جواب آزمایشی سوم را منتسب به یک پادغشای-M5 پیچیده شده حول سه مختصه $CP^1 \times S^1/Z_k$ فضای داخلی و سه مختصه فضای خارجی به موازات زمینه، با تعبیری بعنوان دیوار قلمرو و پروفایلی بصورت تک قطبی- اینستنتون در امتداد افق، در نظر گرفت. در ضمن، در مورد اول با شکست ابرتقارن و دوم و سوم، نظریه حاصل برای پادغشاءهاست و دوگان های مرزی با توجه به قواعد تناظر AdS_4/CFT_3 ، از جمله استفاده از تطابق طیف و تقارن ها، در اولی با تعویض نمایشهای 8_s و 8_v از $SO(8)$ بترتیب برای ابربارها و اسکالرها و در دومی و سومی با تعویض نمایشهای 8_s و 8_c بترتیب برای ابربارها و فرمیونها در مدل آهارونی- برگمن- جفریز- مالداسنا (ABJM) محقق می شوند.

موجودات غیراختلالی در دوگانی نظریه های گرانش/پیمانه ای مورد توجه هستند؛ هم برای فهم پدیده های مختلف در دو طرف تناظر و هم آزمایش درست بودن و تطبیق محاسبات آنها. اخیرا" تعدادی از این موجودات، بخصوص اینستنتونها بعنوان واسطه فرایندهای تونل زنی بین خلاءهای مختلف، را در نظریه غشاءهای-D2 (M2)، مدل ABJM [1]، مورد مطالعه قرار دادیم؛ بخصوص اسکارها و شبه اسکالرهای بی جرمی در طرف گرانشی و جوابهای معادل آنها در نظریه میدان مرزی در [2] و [3] یافت شدند. این مطالعه، [4] ، نیز ادامه این فرایند در واکاوی خلاءهای نظریه و تغییرات ممکن آن برای یافتن چنین موجوداتی با کاربردهای فیزیکی است.

دسته اول جواب های آزمایشی ما عبارتند از:

$$G_4^{(1)} = id(f_1{}^{-1}) \wedge dx \wedge dy \wedge dz \Rightarrow f_1(u) = \frac{3u^3}{c_1 - 3c_2u^3}, \qquad (۱)$$

$$G_4^{(2)} = idf_2 \wedge \mathcal{A}_3^{(0)} + if_2G_4^{(0)} \Rightarrow f_2(u) = c_3 + c_4u^3, \qquad (۲)$$

که در آن $G_4^{(0)} = d\mathcal{A}_3^{(0)} = +i\frac{3}{8}R^3\mathcal{E}_4 = +iN\mathcal{E}_4$ ٤- فرم حجمی شعاع- واحد فضای AdS_4 ، $\mathcal{E}_4$ ٤- فرم زمینه، $R = R_7 = 2R_{AdS}$ شعاع انحنای آن، $\vec{u} = \vec{r} = (x, y, z)$ سه مختصه مرزی و u مختصه افق، $f_1, f_2, \ldots$ توابع اسکالری در فضای خارجی و $c_1, c_2, \ldots$ ثابتهای حجمی هستند. بارهای الکتریکی، در واحد- حجم فضای داخلی S^7/Z_k ، و همچنین تصحیح کنش ابرگرانشی در واحد- حجم کل فضا، بترتیب عبارتند از:

$$Q_e^1 = \frac{3c_1}{\pi^5}\sqrt{\frac{3k^3}{2R^9}}, \qquad Q_e^2 = \frac{9c_3}{8\pi^5}\sqrt{\frac{3k^3}{2R^{11}}}, \tag{۳}$$

$$S^E_{M.1,2} = \frac{3}{8\pi^5}\sqrt{\frac{3k^3}{R^{15}}}(64\tilde{c}_1{}^2 \pm 48\tilde{c}_1 + 9), \tag{٤}$$

با $c_1 = \tilde{c}_1 R^3$ و $c_3 = \frac{8}{3}\tilde{c}_1$ و شرطی که تانسور انرژی- تکانه (پس کنش) صفر شود بصورت

$$(c_1 = -\frac{3}{4}R^3, \quad c_3 = -2) \Rightarrow G_4^{(1,2)} = -i\frac{3}{4}R^3\mathcal{E}_4 \tag{٥}$$

است که این شرط معادل با اضافه کردن پادغشاء ها-M2 به غشاء های زمینه-M2 (و شبیه نابودی زوج!) است.

جواب آزمایشی دوم، بارهای مغناطیس و الکتریکی پادغشایی مربوطه و تصحیح کنش بترتیب بصورت زیر هستند:

$$G_7^{(3)} = -idf_3 \wedge (*_7\, d\varphi) \Rightarrow f_3(u,\vec{u};0,\vec{u}_0) = c_5 + \frac{c_6 u^3}{[u^2 + (\vec{u}-\vec{u}_0)^2]^3}, \tag{٦}$$

$$Q_m^3 = \frac{3}{256\pi^3}\frac{c_6}{\varepsilon^3}\sqrt{\frac{3k^3}{2R^5}}, \qquad Q_e^3 = \frac{c_6}{384\pi^6}\frac{4-k}{\varepsilon^3}\sqrt{\frac{k^3}{R^{13}}}, \tag{٧}$$

$$S^E_{M.3} \cong -0.002\frac{\pi c_6^2}{\varepsilon^6}\sqrt{k^5R^7}, \tag{٨}$$

که در حد اعتبار تقریب نظریه ابرگرانش ۱۱- بعدی ($N \gg k^5$)، با k بعنوان تراز چرن نظریه مرزی، تصحیحات کوچکی هستند و لذا چشمپوشی از پس کنش جوابها روی زمینه در این تقریب کاوشی قابل قبول است.

جواب آزمایشی سوم، بارهای مغناطیس و الکتریکی پادغشایی آن و تصحیح کنش نیز بترتیب بصورت زیر هستند:

$$G_7^{(4)} = idf_4 \wedge \mathcal{A}_3^{(0)} \wedge J \wedge e_7 + if_4\ G_4^{(0)} J \wedge e_7 - if_4\ \mathcal{A}_3^{(0)} \wedge J^2$$
$$\Rightarrow f_4(u) = c_8\ u^{\frac{3}{2}-\frac{1}{4}\sqrt{37}} + c_9\ u^{\frac{3}{2}+\frac{1}{4}\sqrt{37}}, \tag{٩}$$

$$Q_m^4 = -\frac{3\tilde{c}_9}{16\pi^7}\sqrt{\frac{3k^3}{2R^{23}}}\Lambda^3, \qquad Q_e^4 = -\frac{3\tilde{c}_9}{64\pi^6}\sqrt{\frac{3k^5}{2R^{11}}}, \tag{١٠}$$

$$S^E_{M.4} = -\frac{\tilde{c}_9^2}{128\pi^4}\sqrt{\frac{3k^3}{R^{11}}}\Lambda^3, \tag{١١}$$

با حد بالای $u_{\to\infty} = \Lambda$ برای انتگرال گیری u و نشان دهنده ریسمانی از تک قطبی- اینستنتونها در امتداد افق.

اکنون توجه می کنیم که جواب های آزمایشی (۱)، (۲)، (٦) و (۹) تحت گروه تقارن $SU(4) \times U(1)$ تکتایه (1_0) هستند و ابرتقارن را نیز کاملا" می شکنند. از طرفی دیگر، می دانیم که ابربارها، فرمیونها و اسکالرها در مدل اصلی ABJM بترتیب بصورت $8_s \to 1_2 \oplus 1_{-2} \oplus 6_0$ ، $8_c \to 4_{-1} \oplus 4_1$ و $8_v \to 4_1 \oplus 4_{-1}$ تحت $SO(8) \to SU(4) \times U(1)$ تجزیه و در این صورت اسکالرها و شبه اسکالرها نیز بصورت $35_{v,c} \to 10_2 \oplus 10_{-2} \oplus 15_0$ تبدیل می شوند. حال با تعویض نمایشهای 8_s و 8_v از یک طرف و نمایشهای 8_s و 8_c از طرف دیگر، بطور جداگانه، بترتیب اسکالرها و شبه اسکالرها در نمایش $35_s = 1_0 \oplus 1_4 \oplus 1_{-4} \oplus 6_2 \oplus 6_{-2} \oplus 20_0$ قرار می گیرند که تکتایه مطلوب ما در آن قرار دارد و نظریه های حاصل نیز منتسب به پادغشاء های مرزی خواهند بود.

بنابراین، برای مورد تبدیل یافته همدیس از (۱) و (۲)، با در نظر گرفتن $X^I \to (y^n, y, \bar{y})$ با $I,J\ldots=(1,\ldots 6,7,8)=(n,7,8)$ با $y=y^7+iy^8$ و $y^\dagger=\bar{y}$ ، عملگر بعد-۳ را از $\mathcal{O}_1=\frac{3}{4}tr(y\bar{y})$ بصورت $\mathcal{O}_{3a}=\mathcal{O}_1^3$ می سازیم. سپس با صفر قرار دادن فرمیون ها و میدانهای پیمانه ای و $y=i\frac{h(r)}{N}\mathrm{I}_{N\times N}$ خواهیم داشت:

$$h(r)=\sqrt{\frac{64N^2}{27c_3}}^{\frac{1}{2}}\left(\frac{b_2}{b_2^2+r^2}\right)^{\frac{1}{2}}\Rightarrow S_{def.1}=-\frac{8}{9}\sqrt{\frac{4}{3c_3}}\pi^2, \qquad (۱۲)$$

با $b_1, b_2, \ldots$ برای ثابتهای مرزی و اینکه $\langle\mathcal{O}_{3a}\rangle_{c_3}\sim\frac{c_4}{r^6}$ و لذا راستی آزمایی جوابهای دوگان و تناظر حالت- عملگر .

برای شبه اسکالرها، بخصوص برای دو حالت $k=1,2$ که تقارن پیمانه ای به $\mathrm{SO}(8)$ افزایش می یابد، می توان از میدانهای پیمانهای نیز استفاده نمود. در واقع، با متمرکز شدن به یک گروه پیمانه ای $SU(2)$ ، صفر قراردادن فرمیونها و اسکالرها، تنها جمله چرن- سایمون در کنش باقی می ماند و جواب زیر هدف ما را برآورده می کند [3]:

$$A_i=\frac{u^2}{u^2+r^2}g^{-1}\partial_i g,\quad g=\frac{(u1_2-ix_i\sigma^i)}{\sqrt{u^2+r^2}}\Rightarrow S_{def.2}=2k\pi, \qquad (۳)$$

که معادل با جواب مربوط به اینستنتونهای- دی در نظریه ابرگرانش نوع IIB روی $AdS_5\times S^5$ است [5]. برای عملگر مربوط به حالت های شبه اسکالرها، می توان از تبادل نمایشهای 8_s و 8_c و تک فرمیون ψ تکتایه (1_2) شامل، عملگر $\Delta_+=3$ مطلوب، $\mathcal{O}_{3c}=(tr(\psi\bar{\psi}))^{3/2}$ ، را ساخت و در نتیجه با لاگرانژین تغییر یافته

$$S_{def.3}=\int d^3\vec{u}\ tr\{\mathcal{L}_{CS}+\hat{\mathcal{L}}_{CS}-tr(\psi^\dagger i\gamma^i D_i\psi)-\frac{c_5}{3}(tr(\psi\bar{\psi}))^{3/2}\} \qquad (۱٤)$$

و $\psi_{\hat{a}}^a=\frac{\delta_{\hat{a}}^a}{N}\psi$ ، $A_i^\pm\equiv(A_i\pm\hat{A}_i)$ و $A^-=0$ به جواب با مقدار متناهی تصحیح کنش بصورت زیر رسید:

$$\psi=\frac{6b_3\sqrt{N}}{c_5}\frac{(b_3+i(x-x_0)^i\gamma_i)}{(b_3^2+(x-x_0)_i(x-x_0)^i)^{3/2}}\begin{pmatrix}1\\0\end{pmatrix}\Rightarrow S_{def.3}=\frac{9\pi^2}{c_5^2}, \qquad (۱۵)$$

و بازهم تائید تناظر حداقل با $\langle\mathcal{O}_{3c}\rangle_{c_5}\sim(b_3^2+(\vec{u}-\vec{u}_0)^2)^{-3}$. یک نکته جالب در مورد اخیر این است که تغییر تک- ردی اینجا معادل تغییر چند- ردی در [6]، جاییکه ما شبه اسکالرجفت شده همدیس تاکیونی $m^2R^2=-2$ را مطالعه نمودیم، است که در واقع از ساختار نزدیک به هم آنساتزها و تغییر شکل حاشیه ای مشترک قابل توجیه است. همچنین می توان تفسیرهای (از سومین جواب آزمایشی) در قالب معادلات Basu-Harvey توصیف گر حالتهای مقیدغشاءهای M2-M5 و شکست ابرتقارن و بوپژه ناپایداری جوابها (از دومین جواب آزمایشی) نیز ارائه نمود [4].

نتیجه گیری

از روشن کردن چند فرم قدرت - میدان، تغذیه شده توسط غشاءها و پادغشاء های M2 و M5 ، در ابرگرانش ۱۱- بعدی روی $AdS_4\times S^7/Z_k$ ، با فضای داخلی بصورت یک کلاف تاری S^1/Z_k روی CP^3 ، از معادلات حرکت و اتحادها به جوابهای، اینستنتون- تک قطبی و ریسمان، با کنش متناهی در فضای اقلیدسی AdS_4 رسیدیم که در واقع با حالتهای اسکالر و شبه اسکالر بی جرم در طیف ابرگرانش پیمانه شده روی فضای مذکور، با تغییراتی از نمایشهای اصلی، منطبق می شوند. عملگرهای تکتایه $SU(4)\times U(1)(or\ SO(8))$ در نظریه پیمانه ای $SU(N)_k\times SU(N)_{-k}$ ۳- بعدی با ابرتقارن $\mathcal{N}=6(or\ 8)$ (اصلی) یا $\mathcal{N}=0$ (skew-whiffed) متناظر با حالتهای حجمی نیز یافت شدند و استدلال های درباره شکستن ابرتقارن، ناپایداری جوابها، که نوعی وجود موجوداتی جایگزیده ای مانند اینستنتونها بعنوان واسطه برای تونل زنی و واپاشی ها است، نیز ارائه شده اند.

مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

مرجع ها

[1] O. Aharony, O. Bergman, D. L. Jafferis and J. Maldacena, *JHEP* 0810, **091** (2008), [arXiv: 0806.1218 [hep-th]].
[2] M. Naghdi, *Phys. Rev. D* **88**, 026013 (2013), [arXiv: 1302.5294 [hep-th]].
[3] M. Naghdi, *Eur. Phys. J. C* **74**, 2826 (2014), [arXiv: 1302.5534 [hep-th]].
[4] M. Naghdi, [arXiv: 1502.03281 [hep-th]].
[5] I. I. Kogan and G. Luzón, *Nucl. Phys. B* ***539***, 121 (1999), [arXiv:hep-th/9806197].
[6] A. Imaanpur and M. Naghdi, *Phys. Rev. D* **83**, 085025 (2011), [arXiv: 1012.2554 [hep-th]].