

محاسبه ی پارامتر خاموشی جت با استفاده از AdS/CFT

سمیه قدیری^۱، کاظم بی تقصیر فدافن^۲

^۱دانشکده فیزیک-دانشگاه صنعتی شاهرود

چکیده

پارامتر خاموشی جت به عنوان یکی از مهمترین ویژگی ها برای پلاسمای کوآرک-گلوئون شناخته شده است. در این مقاله با استفاده از تناظر AdS/CFT به مقایسه ی مقادیر مختلف \hat{q} در مدل هولوغرافی غیر همادیس IHQCD و نظریه ی یانگ میلز $N=4$ می پردازیم. به این نتیجه می رسیم که با در نظر گرفتن فرض غیر همادیس بودن میدان ها، مقدار این پارامتر کوچک می شود و به مقدار QCD نزدیک می شود.

کاهش انرژی جتها و خاموش شدن آنها در پلاسمای کوآرک گلوئون به Jet Quenching یا پارامتر خاموشی جت موسوم می باشد [۱]. در این تحقیق، ضمن مرور روش محاسبه ی این پارامتر، با استفاده از تناظر AdS/CFT مقادیر مختلف را با سایر مدل های ارائه شده مقایسه می کنیم. در این مورد پارامتر خاموشی جت با محاسبه ی مقدار انتظاری حلقه ویلسون نور گونه به دست می آید. برای محاسبه ی پارامتر خاموشی جت از روش های غیر اختلالی استفاده می شود. زیرا یکی از ویژگی های مهم محیط پلاسمای کوآرک گلوئون که در RHIC مورد بررسی قرار گرفته است، قوی بودن ثابت جفت شدگی می باشد [۱]. در نتیجه نمی توان با روش های بسط اختلالی بررسی کرد، لذا به سراغ روش های غیر اختلالی برای حل مسأله می رویم. بنابراین می توانیم از تناظر AdS/CFT استفاده کنیم [۲،۳]. برای محاسبه ی این پارامتر [۴]، ابتدا ریسمان بازی را در نظر می گیریم که دو سر آن روی غشا قرار دارد. در مختصات مخروط نوری ریسمان به صورت $\tau(\sigma)$ توصیف می شود. در پیمانه ایستا $\tau = x^-$ و $\sigma = x^2$ می باشد و بقیه مختصات ثابت در نظر گرفته می شوند. هانطور که می دانیم مقدار این پارامتر با مقدار چشمداشتی حلقه ی ویلسون در نمایش الحاقی $\langle \omega^A(c) \rangle$ ارتباط دارد که c مستطیلی با اندازه ی $L \times L^-$ می باشد و L طول کوتاهتر در امتداد X^+ در حلقه ی ویلسون و L^- طول بزرگتر در حلقه ی ویلسون در امتداد مخروط نوری است. از آنجا که $-\frac{L}{2} < x < \frac{L}{2}$ و $0 < x^- < L^-$ و چون $L^- \gg L$ می باشد، می توان فرض کرد که جهان سطح در راستای x^- ناورداست. بنابراین ریسمان به وسیله ی $\tau(\sigma)$ توصیف می شود. متریک در مختصات مخروط نوری به صورت زیر تعریف می شود:

$$ds^2 = -\left(\frac{r^2}{R^2} - f\right) dx^+ dx^- + \frac{1}{2}\left(\frac{r^2}{R^2} - f\right) ((dx^+)^2 + (dx^-)^2) + \frac{r^2}{R^2} (dx_2^2 + dx_3^2) + \frac{1}{f} dr^2 \quad (1)$$

$$f = \frac{r^2}{R^2} \left(1 - \frac{r_0^4}{R^4}\right) \quad (2)$$

مختصات این ریسمان با در نظر گرفتن بعد هولوگرام به صورت پنج بعدی می باشد و با استفاده از تغییر متغیرهای $x^2 = \sigma$ و $\tau = x^-$ ریسمان مورد نظر به صورت زیر تعریف می شود:

$$X^\mu = (x^\pm, x^2, x^3, r(\sigma)) \quad (3)$$

باجاگذاری روابط در کنش نامبو گوتو، کنش مربوط به ریسمان به صورت زیر در می آید:

$$S = \frac{\sqrt{2}L^{-1}r_0^2}{2\pi\alpha'R^2} \int_{r_0}^{\frac{L}{2}} d\sigma \sqrt{1 + \frac{r'^2 R^2}{fr^2}} \quad (4)$$

برای پیدا کردن r' ، از معادله ی چگالی هامیلتونی بهره می بریم. از آنجا که $\sigma(\infty) = L/2$ می باشد، داریم:

$$\frac{L}{2} = \frac{R^2}{\gamma} \int_{r_0}^{\infty} \frac{dr}{\sqrt{r^4 - r_0^4}} = \frac{aR^2}{\gamma r_0} \quad (5)$$

با $a = \frac{\sqrt{\pi}\Gamma(\frac{5}{4})}{\Gamma(\frac{3}{4})} \approx 1.311$ می باشد. حال بایستی خود انرژی ریسمان را نیز در نظر گرفت که با S_0 نشان داده می شود. با

استفاده از رابطه ی $S_I = S - S_0$ و با بهره گیری از روابط $\frac{R^2}{\alpha} = \sqrt{\lambda}$ و $r_0 = \pi r^2 T$ به محاسبه ی کنش نهایی ریسمان می پردازیم:

$$S_I = \frac{\sqrt{\lambda}\pi^2 T^3 L^{-2}}{8\sqrt{2}a} \quad (6)$$

با استفاده از رابطه حلقه ی ویلسون در نمایش الحاقی و نمایش بنیادی در رابطه بین آنها و مقایسه با رابطه (6) به رابطه ی پارامتر خاموشی جت دست می یابیم.

$$\langle \omega^A(c) \rangle = \exp\left[-\frac{1}{4\sqrt{2}}\hat{q}L^{-2}\right] \quad (7)$$

$$\hat{q} = \frac{\pi^2}{a}\sqrt{\lambda}T^3 \Rightarrow \hat{q} = 26.69\sqrt{\alpha_{\text{SYM}}N_c}T^3 \quad (8)$$

داده های تجربی بدست آمده در RHIC در حدود $10-5$ (GeV^2/fm) می باشد که از مقادیر اختلالی بدست آمده از QCD بزرگتر می باشد. از مقایسه ی مقدار این پارامتر در دو نظریه ی QCD و نظریه ی یانگ میلز $N=4$ به نسبت

$$\frac{\hat{q}_{\text{QCD}}}{\hat{q}_{N=4}} \approx 0.63 < 1$$

روبرو خواهیم رسید:

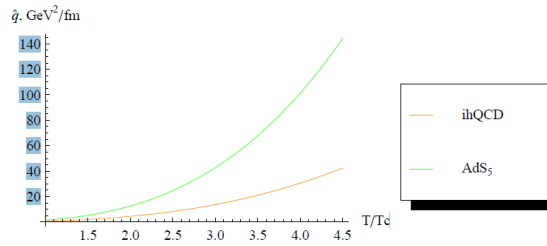
اما چطور پارامترهای QCD را با پارامترهای پلاسمای SYM مقایسه کنیم؟ ابتدا به بحث در مورد مقادیر مختلف N g_{YM}^2 می پردازیم [5]. این مقدار بین بازه ی $8-3/5$ قرار دارد و همانطور که می دانیم این کمیت همان ثابت جفت شدگی توفت می باشد. محاسبه ی پارامتر خاموشی جت به ازای مقادیر مختلف دما و ثابت جفتشدگی توفت در جدول ۱ آمده است:

جدول ۱: محاسبه ی مقادیر مختلف \hat{q} به ازای مقادیر مختلف برای پارامترهای T و λ

$T(\text{Mev})$	۱۹۰	۲۵۰	۲۵۰	۲۵۰	۲۵۰	۲۹۰
λ	6π	6π	$3/5$	$5/5$	۸	$5/5$
$\hat{q}(\text{GeV}^2/\text{fm})$	$1/13$	$2/5$	$1/11$	$1/4$	$1/7$	$2/1$

می توان تصحیحات مختلفی را بر این پارامتر مطالعه کرد. [6]. در اینجا به مقایسه ی مقدار این کمیت در دو مدل یانگ میلز $N=4$ و مدل هولوگرافی IHQCD می پردازیم. به عنوان مثال در دمای $T=290 \text{ Mev}$ که متناظر با دمای

در مدل IHQCD می باشد، مقدار پارامتر خاموشی جت در حدود $2 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ می باشد. نمودار زیر [۷] بر اساس داده های بدست آمده از دو مدل یانگ میلز و مدل IHQCD رسم شده است.



با توجه به نمودار رسم شده اینگونه استنباط می شود که با افزایش دما مقدار پارامتر خاموشی جت در هر دو نمودار افزایش می یابد اما سرعت افزایش این کمیت با دما در مدل IHQCD کمتر می باشد. در مدل یانگ میلز $N = 4$ مقدار پارامتر خاموشی جت با مکعب دما رابطه مستقیم دارد ولی با توجه به نمودار فوق می بینیم که مدل IHQCD هم خوانی بهتری با داده های تجربی و مدل QCD دارد.

نتیجه گیری: رابطه $\hat{q} = \frac{\pi^2}{a} \sqrt{\lambda} T^3$ تنها زمانی که ثابت جفتشدگی توفت به سمت بی نهایت میل کند و در حد N_C های بزرگ معتبر است. مقادیر بدست آمده از RHIC در حدود $5-15 \frac{\text{GeV}^2}{\text{fm}}$ می باشد که بزرگتر از نتایج احتمالی به دست آمده از QCD می باشد. ضعف عمده مدل هایی نظیر یانگ میلز $N = 4$ در فرضیه ی هممدیس بودن میدان ها می باشد. بنابراین تلاش شده است تا دوگان جدیدی معرفی کنند که سمت CFT فرض هممدیس بودن وجود نداشته باشد [۷]. ایده اصلی IHQCD این است که یک زمینه گرانش ایجاد کند به گونه ای که دوگان نظریه میدان آن هممدیس نباشد. با این فرض مقادیر \hat{q} بدست آمده بسیار نزدیکتر به مدل QCD می شود.

مرجع ها:

- [1] J. Casalderrey-Solana, H. Liu, D. Mateos, K. Rajagopal, and U. A. Wiedemann, "Gauge/String Duality, Hot QCD and Heavy Ion Collisions," [ArXiv: [hep-th/1101.618v1](#)]
- [2] J. M. Maldacena, "The large N limit of superconformal field theories and supergravity", *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** (1998) 231.
- [3] E. Witten, "Anti-de Sitter space and holography", *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** (1998) 253
- [4] H. Liu, K. Rajagopal and U. A. Wiedemann, "Calculating the jet quenching parameter from AdS/CFT," *Phys. Rev. Lett.* **97** (2006) 182301 [ArXiv: [hep-ph/0605178](#)].
- [5] S.S. Gubser, "Comparing the drag force on heavy quarks in N = 4 super-Yang-Mills theory and QCD," *Phys. Rev.* **D76** (2007) 126003 [ArXiv: [hep-th/0611272](#)].
- [6] K. Bitaghsir Fadafan, B. Pourhassan and J. Sadeghi, "Calculating the jet-quenching parameter in STU background," *Eur. Phys. J.* **C71** (2011) 1785 [ArXiv: [hep-th/1005.1368v5](#)].
- [7] U. Gursoy, E. Kiritsis, G. Michalogiorgakis and F. Nitti, "Thermal Transport and Drag Force in Improved Holographic QCD," *JHEP* **0912** (2009) 056 [ArXiv: [hep-ph/0906.1890](#)].