

محاسبه تابع توزیع گلئون با استفاده از تناظرهای AdS/QCD

مهرداد عبدالمالکی*، غلامرضا برون

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه رازی، کرمانشاه، ایران

دریافت: 1395/09/04 ویرایش نهایی: 1396/11/08 پذیرش: 1396/11/07

چکیده

در مقیاس‌بندی کوچک بیورکن، گلئون‌های حاکم در یک فرآیند هادرونی به صورت یک (CGC) در می‌آیند. مهم‌ترین اصل در این مبحث وجود یک مقیاس اشباع می‌باشد که در آن آثار باز ترکیب غیرخطی گلئون‌ها در نظر گرفته شده است. در این مقاله با استفاده از تبدیل فوریه مربوط به دامنه پراکندگی دوقطبی، یک فرمول تحلیلی برای تابع توزیع انتگرال‌گیری نشده گلئون که از مدل AdS/CFT الهام گرفته شده است، استخراج می‌شود. سپس به کمک این فرمول تحلیلی، به محاسبه تابع توزیع گلئون می‌پردازیم و پس از به دست آوردن تابع توزیع مربوط به گلئون، نتایجی را که از این تابع توزیع خواهیم یافت با بقیه گروه‌های پارامتربندی شده مقایسه می‌کنیم.

کلیدواژه‌گان: مدل AdS/QCD، تابع توزیع انتگرال‌گیری نشده گلئون، مقیاس اشباع، مدل دوقطبی رنگی

مقدمه

تحول خطی BFKL [4] به وجود می‌آید که در حد x های کوچک و N_c بزرگ معادلات BK را داریم و فراتر از آن معادلات JIMWLK. در جفت‌شدگی ثابت، معادله BK پیش‌بینی می‌کند که مقیاس اشباع به صورت $Q_s^2(x) \approx \left(\frac{1}{x}\right)^{4.6} \alpha_s$ است که این رشد بسیار سریعتر از رشدی می‌باشد که از داده‌های تجربی HERA برای مقیاس اشباع انتظار داریم [2].

به بیان دیگر دیده می‌شود که تصحیح‌های NLO بر روی معادله BFKL (و بنابراین هسته‌های BK و JIMWLK) بزرگ و منفی خواهند بود. این تصحیحات منجر به این می‌شوند که رشد سطح مقطع و بنابراین رشد مقیاس اشباع کند شود تا با داده‌های تجربی همخوانی پیدا کند. به طور کلی تصحیحات مراتب بالاتر، این رشد مقیاس اشباع را اصلاح می‌کنند

از آنجایی که مدل کرومودینامیک کوآنتومی احتمالی پیش‌بینی می‌کند که در حد x های کوچک، گلئون‌ها در تابع موج یک هادرون به شکل¹ CGC در می‌آیند، چندین سال جستجو برای یافتن نشانه‌هایی از CGC موضوعی شاخص بود. مهم‌ترین اصل در CGC وجود یک مقیاس اشباع می‌باشد، این مقیاس اشباع تضمین خواهد نمود که ثابت جفت‌شدگی قوی کوچک خواهد ماند. مدل‌های اثبات شده مختلفی برای داده‌های تجربی وجود دارند، که به جز مدل GBW بقیه مدل‌ها اشاره‌ای به پدیده اشباع ندارند [1]. هنگامی که مقیاس اشباع از معادلات تحول احتمالی و غیرخطی BK [2] و JIMWLK [3] پیروی می‌کند، با افزایش انرژی، این مقیاس اشباع با توانی از $\left(\frac{1}{x}\right)$ رشد می‌نماید. از ترکیب معادلات تحول BK و JIMWLK، معادله یکپارچه

* نویسنده مسئول: mo.me.abdolmaleki@gmail.com

¹color glass condensate

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

مدل دو قطبی رنگی با توجه به تناظرهای AdS\CFT

برای توصیف ناحیه Q^2 های کوچک دو تصویر مختلف اما معادل هم وجود دارد. یکی این که در چارچوب سکون هسته، فوتون مجازی یک نوسان کوآرک-پادکوآرک با یک طول همدوس انجام دهد که در x های کوچک بزرگتر از ابعاد هسته باشد. تصویر دیگر این است که در چارچوبی باشیم که هادرون به سرعت در حال حرکت است. در این چارچوب افت و خیز کوآرک-پادکوآرک به طور همزمان همپوشانی ابرهای پارتونی نوکلئونهای مختلف درون هسته را می بیند و انتظار می رود آثار غیرخطی نمایان شود. در تمام مدل های اشباع، مفهوم اشباع به معنای وجود یک حد بالا در چگالی پارتون ها می باشد که مقیاس اشباع را با Q_s^2 نشان می دهیم.

حال به بررسی مدل دو قطبی-رنگی برای x های کوچک می پردازیم که در آن فوتون مجازی یک نوسان کوآرک-پادکوآرک انجام داده است (شکل 1). در این مدل، برهم کنش بین فوتون مجازی و پروتون به صورت تفکیک فوتون مجازی به یک جفت کوآرک-پادکوآرک با اندازه عرضی Γ دیده می شود که این جفت از طریق تبادل یا نشر گلوئون با پروتون برهم کنش می کنند. سطح مقطع چنین برهم کنشی به صورت زیر نوشته می شود:

$$\sigma_{L,T}^{\gamma^* p}(Q^2, x) = \sum_f \int d^2r \int_0^1 |\Psi_{L,T}^{(f)}(r, z; Q^2)|^2 \sigma_{q\bar{q}}(r, x) dz \quad 1$$

که تابع موج $\Psi_{L,T}$ در الکترو دینامیک کوآنتومی قابل محاسبه می باشد.

و پیش بینی های نظری CGC را به داده های تجربی نزدیکتر می کنند.

یک راه ممکن دیگر برای تحمیل تصحیح های مراتب بالاتر به معادلات BFKL، در نظر گرفتن تحول x های کوچک در حد جفت شدگی قوی می باشد. در حد جفت شدگی قوی، تمام تصحیح های اختلالی مراتب بالاتر با هم جمع می شوند، بنابراین رفتار دامنه پراکندگی و سطح مقطع در جفت شدگی قوی باید به عنوان یک راهنما برای تخمین اندازه تصحیح های مراتب بالاتر بر معادلات تحول اختلالی (جفت شدگی کوچک) به کار گرفته شوند. در واقع محاسبات تحلیلی حد جفت شدگی قوی، در کرومودینامیک کوآنتومی قابل انجام نیستند.

برای انجام دادن محاسبات تحلیلی در حد جفت شدگی قوی، باید به نظریه های QCD گونه متوسل شویم. یکی از این نظریه ها، نظریه یانگ میلز است که در آن می توان به وسیله تناظرهای $AdS\CFT^2$ ، محاسبات تحلیلی را در حد غیراختلالی جفت شدگی توفت (با لحاظ کردن تصحیحات جفت شدگی توفت³ مقدار ثابت جفت شدگی محدود می شود) اعمال نمود [3]. از ماهیت غیراختلالی رویکرد مدل $AdS\CFT$ انتظار داریم که این مدل در x های کوچک و Q^2 های کوچک معتبر باشد و باید این نکته را در نظر داشت که در این ناحیه، داده های تجربی بسیار محدود هستند.

² Anti-de Sitter/Conformal Field Theory correspondence

³ Gerard 't Hooft Coupling Corrections

$$\Delta = \left[\frac{1}{2m} - \sqrt{\frac{1}{4m^2} - \frac{1}{27m^3}} \right]^{\frac{1}{3}},$$

$$m = \frac{M_0^4(1-x)^2}{x^2}$$

$$\cos(\theta) = \sqrt{\frac{27m}{4}}$$

سایر پارامترها که در زیر آمده‌اند، با استفاده از یک برازش به داده‌های HERA تعیین شده‌اند [1] به گونه‌ای که:

$$A_0 = \sqrt{20} GeV, M_0 = 6/16 \times 10^{-3}, \sigma_0 = 21/31 \text{ mb.}$$

در رابطه هیچ چیزی در مورد شکل تابعی مقیاس اشباع در نظر نگرفتیم. باید توجه نمود که در متون مختلف تعریف منحصر به فردی برای مقیاس اشباع ارائه نشده است. مقیاس اشباع $Q_s^2 = \frac{2}{r_s^2}$ را به صورت مقیاسی از تکانه که در آن دامنه پراکندگی دوقطبی کوآرک-پادکوآرک قابل ملاحظه می‌شود، تعریف نموده‌اند [6]:

$$N(r_s = \frac{\sqrt{2}}{Q_s}, x) = N_0 \equiv 1 - e^{-\frac{1}{2}} \approx 0.4 \quad 5$$

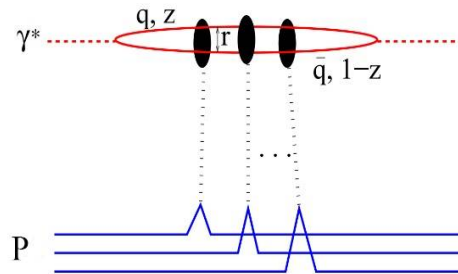
در نهایت مقیاس اشباع به صورت زیر به دست خواهد آمد:

$$Q_s^{Ads}(x) = \frac{2A_0 x}{M_0^2(1-x)\pi} \times \left(\frac{1}{\rho_m^3} + \frac{2}{\rho_m} - 2M_0 \sqrt{\frac{1-x}{x}} \right), \quad 6$$

به دست آوردن تابع توزیع گلئون

در این مقاله از تابع توزیع انتگرال‌گیری نشده گلئون برگرفته شده از مدل AdS\CFT استفاده می‌کنیم تا

در اینجا z کسری از تکانه فوتون مجازی می‌باشد که توسط کوآرک حمل می‌شود.



شکل 1. برهم‌کنش یک فوتون مجازی با یک پروتون در مدل دو قطبی-رنگی.

در رابطه بالا جمله سطح مقطع کوآرک-پادکوآرک دربرگیرنده آثار کرومودینامیک کوآنتومی می‌باشد و به صورت زیر نوشته می‌شود [4].

2

$$\sigma_{q\bar{q}}(r, x) \equiv \sigma_0 N(r, x)$$

برای به دست آوردن دامنه پراکندگی دوقطبی کوآرک-پادکوآرک در انرژی‌های بالا برای نظریه یانگ-میلز، از تناظرهای AdS\CFT استفاده می‌شود [5] که در آن:

3

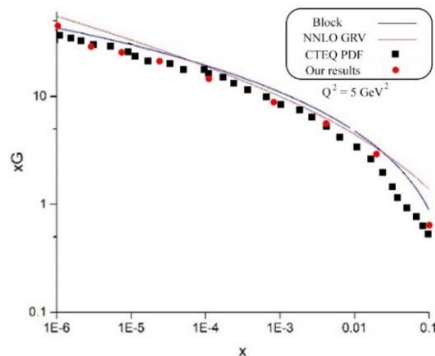
$$N(r, x) = 1 - \exp\left[-\frac{A_0 x r}{M_0^2(1-x)\pi\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\rho_m^3} + \frac{2}{\rho_m} - 2M_0 \sqrt{\frac{1-x}{x}} \right) \right],$$

و:

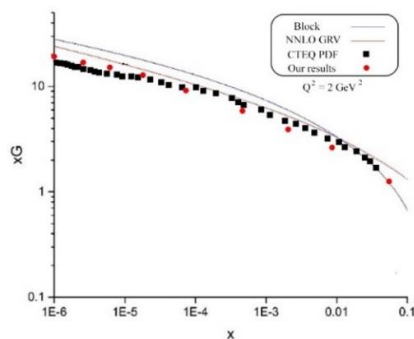
4

$$\rho_m = \left(\frac{1}{3} \right)^{\frac{1}{4}} \sqrt{2 \cos \frac{\theta}{3}} \quad : m \leq \frac{4}{27}$$

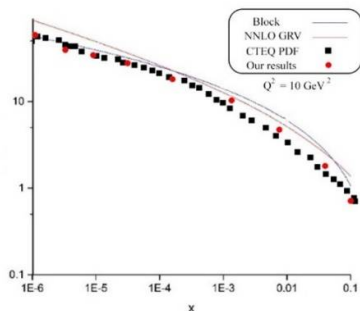
$$= \sqrt{\frac{1}{3m\Delta} + \Delta} \quad : m \geq \frac{4}{27}$$



شکل 2. تابع توزیع گلئون برحسب مقیاس بیورکن برای $Q^2 = 2 GeV^2$



شکل 3. تابع توزیع گلئون برحسب مقیاس بیورکن برای $Q^2 = 5 GeV^2$



شکل 4. تابع توزیع گلئون برحسب مقیاس بیورکن برای $Q^2 = 10 GeV^2$

بتوانیم تابع توزیع گلئون را محاسبه کنیم. تابع توزیع انتگرال گیری نشده را می توان با استفاده از یک تبدیل فوریه، از روی سطح مقطع دوقطبی-پروتون به دست آورد [4]، به گونه ای که:

$$\begin{aligned} \varphi_{AdS}(x_9 k^2) = & \quad 7 \\ & - \frac{N_C}{(2\pi^2)} k^2 \int \frac{d^2 r}{2\pi} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) \sigma_{dp}^{AdS}(x_9 r) = \\ & \frac{4\sigma_0^{AdS}}{\pi^2} \frac{k^2}{Q_s^2(x)} \frac{1}{\left(1 + 16 \frac{k^2}{Q_s^2}\right)^{\frac{3}{2}}} \end{aligned}$$

از طریق مقایسه با یک فرمول که با استفاده از معادلات تحول DGLAP در حد لگاریتمی دوگانه (DLL) به دست می آید [8]، به روشی مشابه می توان تابع توزیع گلئون را برحسب تابع توزیع انتگرال گیری نشده گلئون، به صورت زیر نوشت:

$$\begin{aligned} xg(x, Q^2) = & \quad 8 \\ & \frac{1}{\alpha_s(Q^2)} \int_0^{Q^2} \frac{d^2 k}{\pi k^2} \varphi(x_9 k^2), \end{aligned}$$

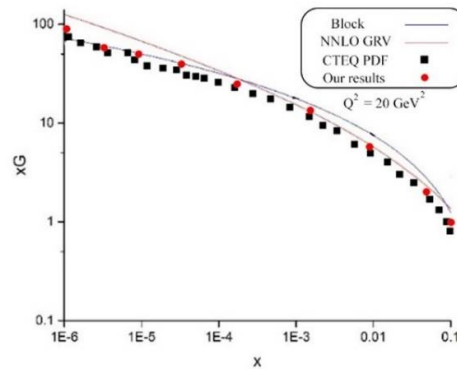
که در آن $\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{25 \ln(\frac{Q^2}{\Lambda^2})}$ ثابت جفت شدگی رونده و $\Lambda = 0.224 GeV$ می باشد. رفتار مربوط به تابع توزیع گلئون برای Q^2 های مختلف را رسم نموده ایم که با توابع توزیع گلئون مربوط به مراجع [9-11] در شکل های 2 تا 7 مقایسه شده است.

بحث و نتیجه‌گیری

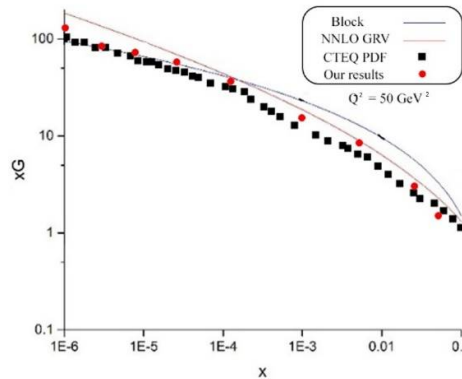
در این مقاله توانستیم با استفاده از تناظرهای AdS/CFT در مدل دو قطبی رنگی، از طریق محاسبه مقیاس اشباع، به محاسبه تابع توزیع گلئون بپردازیم. این روش نسبت به روش دیگر که نتایج خود را با آنها مورد مقایسه قرار دادیم، یک مزیت بزرگ دارد و آن مزیت این است که در روش مورد استفاده ما، برای رسیدن به همخوانی با نتایج تجربی نیازمند اعمال تصحیحات مراتب بالاتر نیستیم، همچنین مشاهده می‌شود که رفتار تابع توزیع گلئون در x های کوچک به خوبی کنترل شده است در صورتی که در روش‌های اختلالی مجبور می‌شویم با اعمال تصحیحات مراتب بالاتر رفتار تابع توزیع گلئون در x های کوچک را کنترل کنیم.

مرجع‌ها

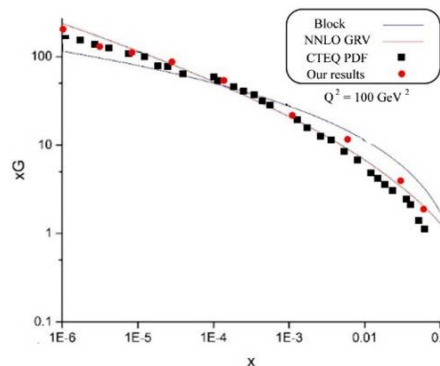
- [1] M.A. Betemps, V.P. Goncalves, J.T. de Santana, Diffractive deep inelastic scattering in an AdS/CFT inspired model: A phenomenological study, *Physical review D: Particles and fields* **81** (2017) 263-265.
- [2] E. Iancu, K. Itakura, and L. McLerran, Geometric Scaling Above the Saturation Scale, *Nuclear Physics A* **708** (2016) 327-328.
- [3] O. Aharony, S.S. Gubser, J.M. Maldacena, H. Ooguri, Y. Oz, Large N field theories, string theory and gravity, *Physics Reports* **323** (2000) 183-184.
- [4] Y.V. Kovchegov, Unitarization of the BFKL Pomeron on a nucleus, *Physical Review D* **61** (2015) 18-20.
- [5] J.L. Albacete, Y.V. Kovchegov, A. Taliotis, DIS on a Large Nucleus in



شکل 5. تابع توزیع گلئون برحسب مقیاس بیورکن برای $Q^2 = 20 GeV^2$.



شکل 6. تابع توزیع گلئون برحسب مقیاس بیورکن برای $Q^2 = 50 GeV^2$.



شکل 7. تابع توزیع گلئون برحسب مقیاس بیورکن برای $Q^2 = 100 GeV^2$.

AdS/CFT, *Journal Of High Energy Physics* **0807** (2008) 74-75.

[6] G. Watt, H. Kowalski, Impact parameter dependent colour glass condensate dipole model *Physical Review D* **78** (2008) 14-16.

[7] N. Armesto, Nuclear structure functions at small x in multiple scattering approaches, *High Energy Physics Phenomenology* (2013) 3-7.

[8] J. Bartels, K. Golec-Biernat, H. Kowalski, Modification of the saturation model: Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi evolution, *Physical Review D* **66** (2015) 14-17.

[9] M. Block, L. Durand, D.W. McKay, Analytic derivation of the leading-order gluon distribution function $G(x, Q^2) = xg(x, Q^2)$ from the proton structure function $F_2(x, Q^2)$, *Physical Review D* **77** (2008) 93-94.

[10] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Dynamical parton distributions revisited, *The European Physical Journal C* **5** (2013) 28-29.

[11] S. Dulat, T.J. Hou, and et all, New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics, *Physical Review D* **93** (2016) 30-33.