((به نام خدا))

مطالعه ی برخورد یونهای سنگین در محدوده انرژی های بالا

ارائه دهنده:
جواد شیبانی

دانشگاه فردوسی مشهد

پاییز ۱۴۰۱

فهرست عنوان ها

۱- مقدمه

۲-مبانی نظری برخورد یونهای سنگین در محدوده انرژی های بالا

الف- اثر EMC ، بررسی عمومی:

تکنیک تبدیل لاپلاس در بررسی اثر EMC:

ب- معرفی پلاسمای کوارک-گلئونی

پ- انتشار کوارک های سنگین در محیط پلاسمایی

ت- اتلاف انرژی کوارکی

ج- هیدرودینامیک نسبیتی

۳- نتایج مطالعات مربوط به برخورد یونهای سنگین در محدوده انرژی های بالا

الف-برخورد هسته های طلا-طلا و سرب-سرب

ب- بررسی اثر EMC در توزیع های پارتونی استخراج شده APFEL

پ- استخراج توزیع های وابسته به تکانه عرضی

ت- محاسبه فاکتور توقف سازی هسته ای

٤-بحث و نتیجه گیری

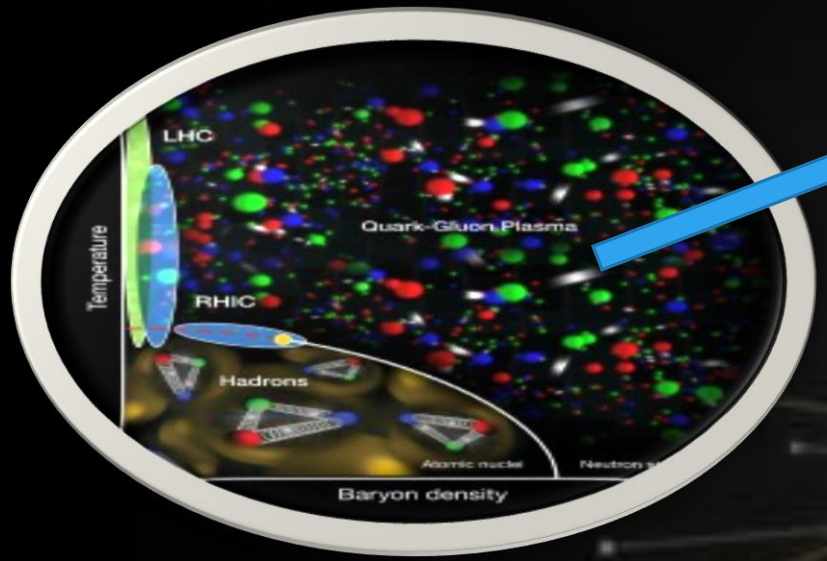
مقدمه:

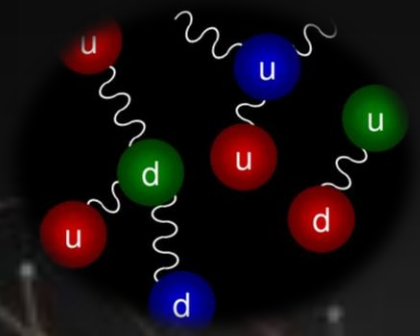
. بر اساس شواهد تجربی ، مادامی که انرژی هسته‌های برهم‌کنشی در حین برخورد از مرتبه‌ی مگا الکترون ولت باشد، ساختار نوکلئونی هسته‌ها کاملاً محفوظ مانده و تحت این شرایط انتظار خواهیم داشت چارچوب‌های تئوری منتج از اثرات نیروی هسته‌ای قوی بتوانند توصیف قابل قبولی را از ویژگی‌های مختلف این فرایندها ارائه دهند.

با افزایش انرژی و دستیابی به حد انرژی‌های گیگا الکترون ولت و بالاتر، اثرات وابسته به ساختار هسته ای تضعیف شده و ترکیبی از نوکلئونها به صورت مجموعه از کوارکها و گلئون های مقید برای توصیف سیستم به کار می رود. در حد انرژی شتابگرهای امروزی، عملا برخورد بین کوارکهای موجود در پرتابه ها رخ می دهد و فاز جدیدی از نظر سازوکار برهمکنش رخ می نماید.

در واقع به دنبال برخورد هسته – هسته در حد انرژی های پایین تشکیل ماده هسته ای را داریم و در حد انرژی های بالا شاهد تشکیل ماده کوارکی خواهیم بود.

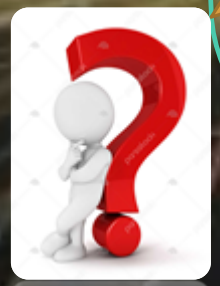
Energy rang ~ 200 GeV to 5.02 TeV



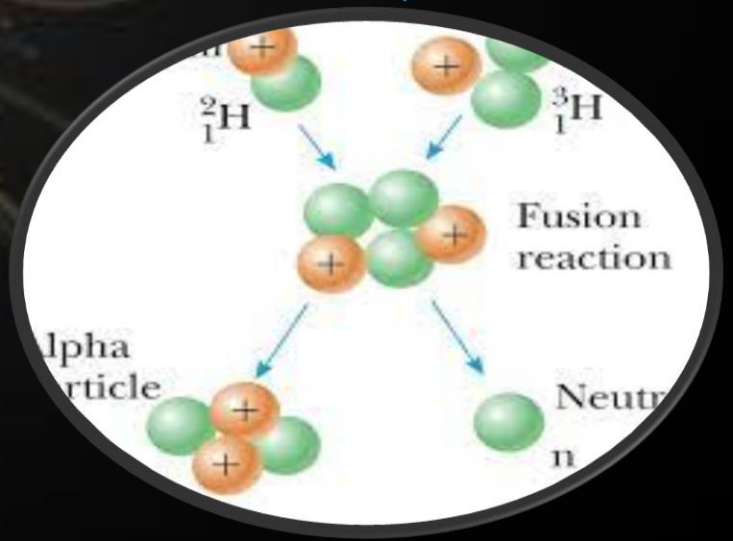


Quark Matter

Open problem?



Nuclear Matter



Energy rang ~ 5 MeV to 400 MeV

مبانی نظری برخورد یونهای سنگین در محدوده انرژی های بالا

– اثر EMC ، بررسی عمومی:

درحدود سال ۱۹۸۲ ، یک گروه آزمایشگاهی در سرن به سرپرستی ابرت ، گزارش مربوط به نسبت سطح مقطع پراکندگی به ازای هر نوکلئون برای اتم آهن نسبت به دوترون را ارائه نمودند

نتیجه: تابع ساختار نوکلئون های مقید با تابع ساختار نوکلئون های آزاد متفاوت است.

$$R_{\mathrm{EMC}}^{A} = \frac{F_2^A}{A F_2^{\mathrm{nucleon}}(x)},$$

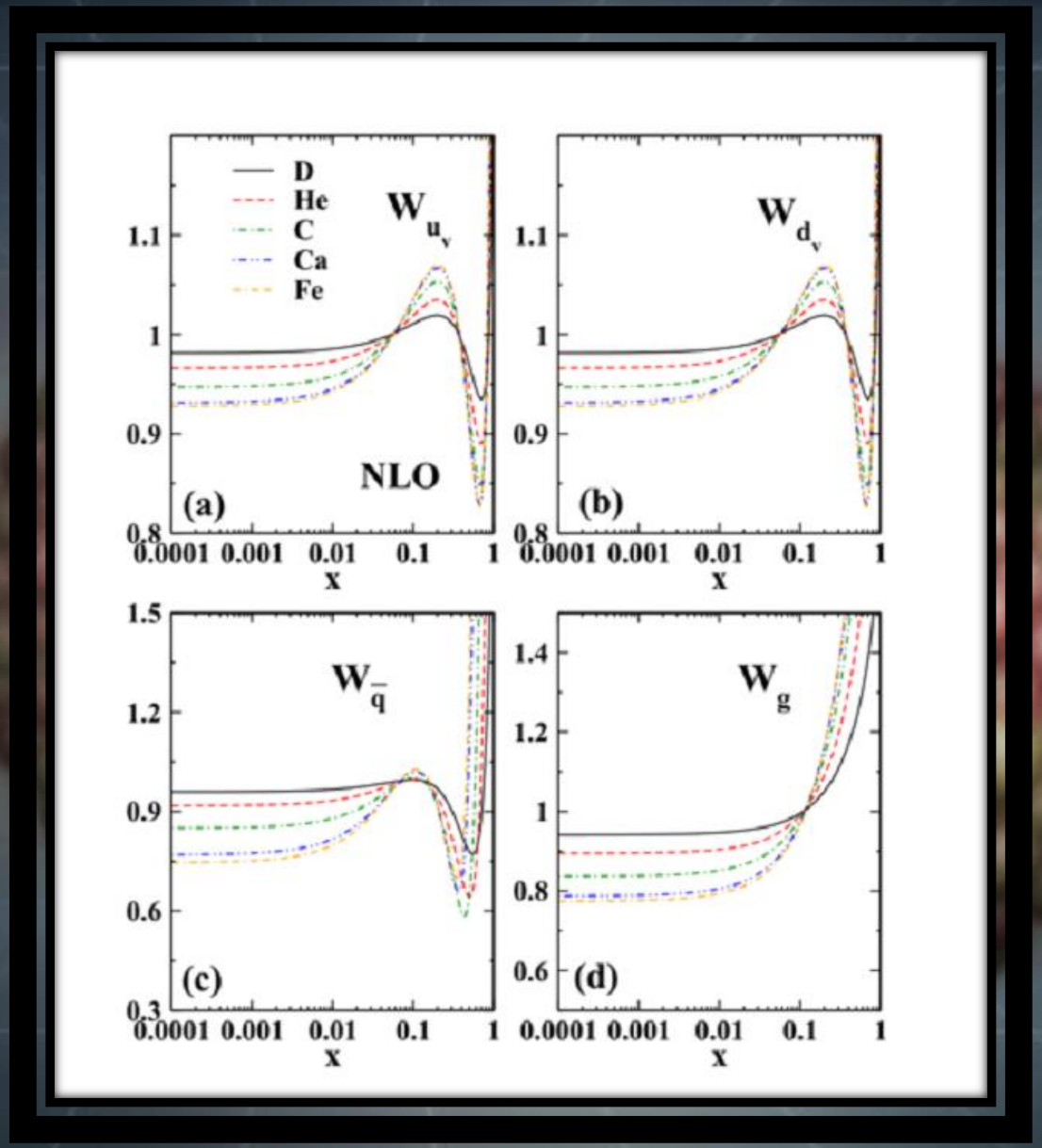
انتظار می رفت که نوکلئون ها به محیط هسته ای که آن ها را احاطه کرده است، وابسته نباشند

در حالی که پدیده های دیگری نظیراثر حرکت فرمی ، انرژی بستگی ، ابرمزونی و اثر سایه نیزنقش دارند.

$$f_i^A(x, Q_0^2) = \omega_i(x, A, Z) f_i(x, Q_0^2). \qquad (1)$$

$$\omega_i = 1 + \left(1 - \frac{1}{A^{\alpha_i}}\right) \times \frac{a_i(A,Z) + b_i(A)x + c_i(A)x^2 + d_i(A)x^3}{(1-x)^{\beta_i}}, \qquad (2)$$

$$\begin{aligned}
u_\nu^A(x, Q_0^2) &= \omega_{u_\nu}(x, A, Z) \frac{Z u_\nu(x, Q_0^2) + N d_\nu(x, Q_0^2)}{A}, \\
d_\nu^A(x, Q_0^2) &= \omega_{d_\nu}(x, A, Z) \frac{Z d_\nu(x, Q_0^2) + N u_\nu(x, Q_0^2)}{A}, \\
\overline{u}^A(x, Q_0^2) &= \omega_{\overline{q}}(x, A, Z) \frac{Z \overline{u}(x, Q_0^2) + N \overline{d}(x, Q_0^2)}{A}, \\
\overline{d}^A(x, Q_0^2) &= \omega_{\overline{q}}(x, A, Z) \frac{Z \overline{d}(x, Q_0^2) + N \overline{u}(x, Q_0^2)}{A}, \\
s^A(x, Q_0^2) &= \omega_{\overline{q}}(x, A, Z) s(x, Q_0^2), \\
g^A(x, Q_0^2) &= \omega_g(x, A, Z) g(x, Q_0^2),
\end{aligned} \qquad (3)$$



J.Sheibani, A.Mirjalili and S. A. Tehrani, EMC effect in the next-to-leading order approximation based on the Laplace transformation, Phys. Rev. C 98, 045211 (2018)

مبانی نظری برخورد یونهای سنگین در محدوده انرژی های بالا

تکنیک تبدیل لاپلاس در بررسی اثر EMC:

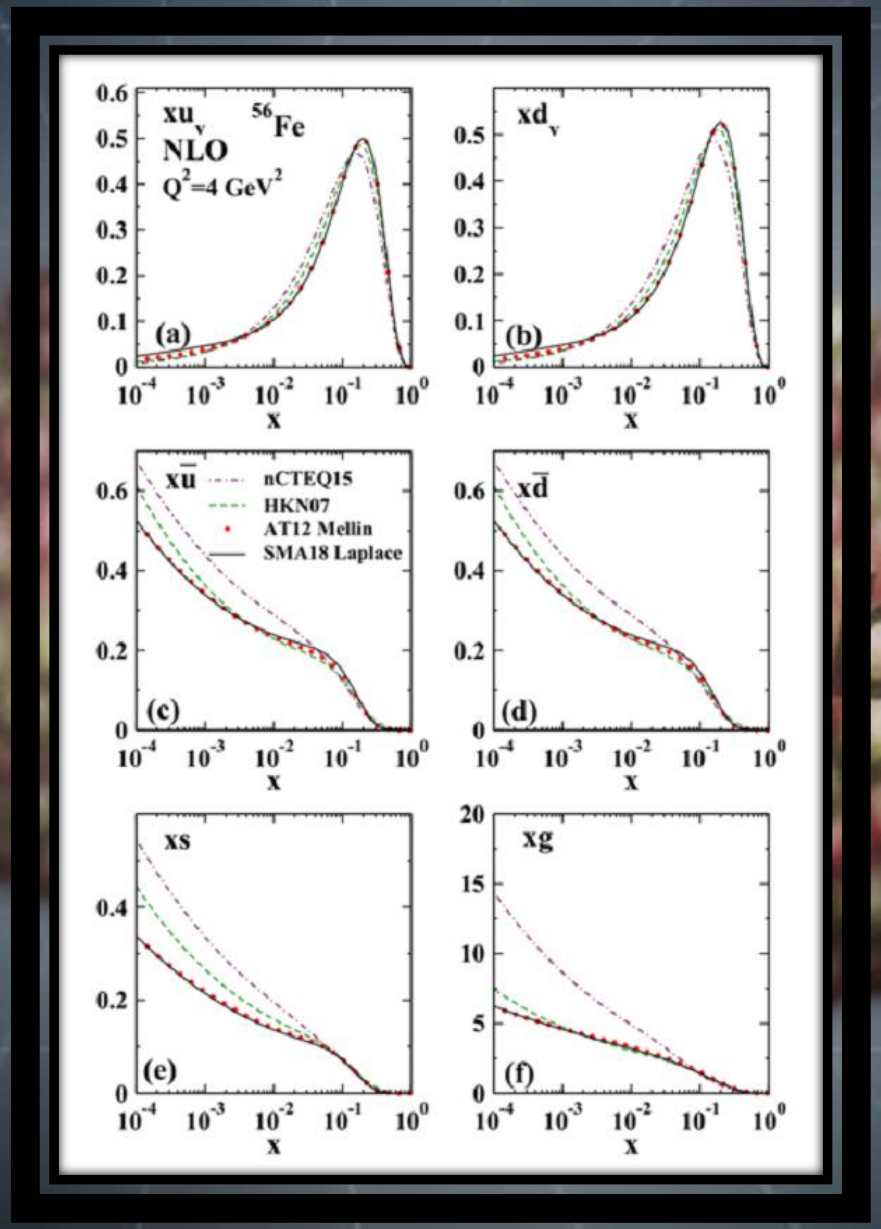
$$\frac{\partial f_{NS}}{\partial \tau}(s,\tau) = \left[\Phi_{NS}^{LO} + \frac{\alpha_s(\tau)}{4\pi}\Phi_{NS\cdot qq}^{NLO}\right] f_{NS}(s,\tau) \qquad (1)$$

$$f_{NS}(s,\tau) = e^{\tau\Phi_{NS}(s)} f_{NS}^{0}(s) \qquad (2)$$

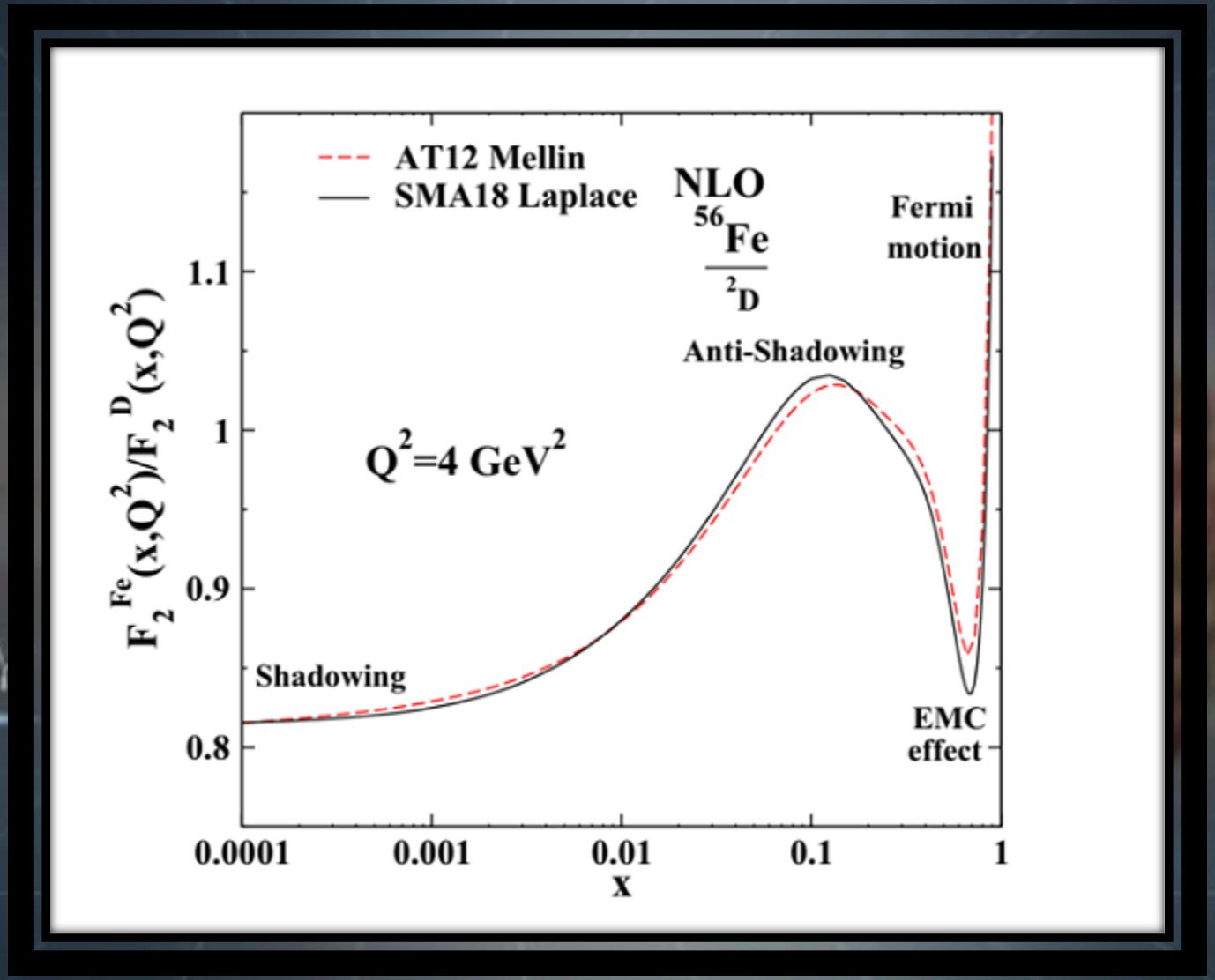
$$\Phi_{NS}(s) = \Phi_{NS}^{LO}(s) + \frac{\tau_2}{\tau}\Phi_{NS\cdot qq}^{NLO}(s) \qquad (3)$$

$$\tau_2 \equiv \left(\frac{1}{4\pi}\right)^2 \int_{Q_0^2}^{Q^2} \alpha_s^2(Q'^2)\, d\ln Q'^2 \qquad (4)$$

$$\tau(Q^2, Q_0^2) \equiv \frac{1}{4\pi} \int_{Q_0^2}^{Q^2} \alpha_s(Q'^2)\, d\ln(Q'^2) \qquad (5)$$



J.Sheibani, A.Mirjalili and S. A. Tehrani, EMC effect in the next-to-leading order approximation based on the Laplace transformation, Phys. Rev. C 98, 045211 (2018)



J.Sheibani, A.Mirjalili and S. A. Tehrani, EMC effect in the next-to-leading order approximation based on the Laplace transformation, Phys. Rev. C 98, 045211 (2018)

مبانی نظری برخورد یونهای سنگین در محدوده انرژی های بالا

– معرفی پلاسمای کوارک–گلئونی:

برخورد هسته–هسته فاز بسیار داغ و چگالی از ماده را تولید می کند. در چنین محیط های به خصوصی، پروتون ها و نوترون های تشکیل دهنده ی هسته، ذوب شده و کوارک ها از قید گلئون های نگه دارنده شان یا به عبارتی از نیروی مقیدکننده ی هسته ای قوی، رها می گردند.

فاز جدیدی از ماده : پلاسمای کوراک گلئون

مبانی نظری برخورد یونهای سنگین در محدوده انرژی های بالا

– انتشار کوارک های سنگین در محیط پلاسمایی:

کوارک های سنگین در مقایسه با دیگر ذرات منتشرشونده در پلاسمای کوارک گلئون، دیرتر به تعادل محلی می رسند.

معادله ی فوکر–پلانک، توصیف کننده ی تحول زمانی توزیع کوارک های سنگین

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial p_i}\left[p_i \gamma_i(p) f + \frac{\partial}{\partial p_i}[D_{ij}(p) f]\right].$$

با در اختیار داشتن توزیع تکانه ی اولیه به عنوان ورودی معادله ی فوکر–پلانک، می توان تحول توزیع تکانه ی ذرات سنگین را در هر زمان دیگری محاسبه نمود .

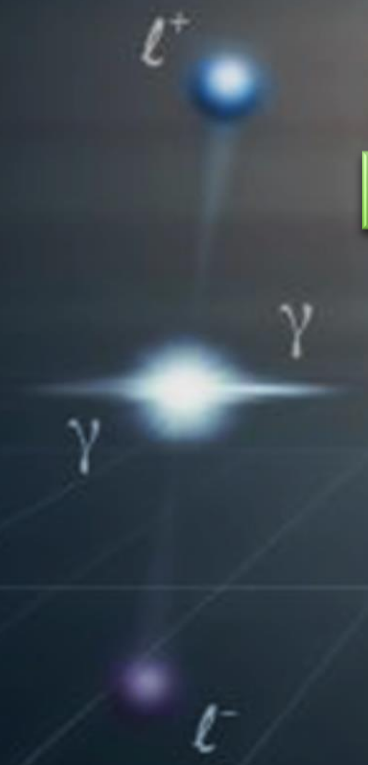
$$D_{ij} = constant \text{ و } \gamma(p) = constant$$

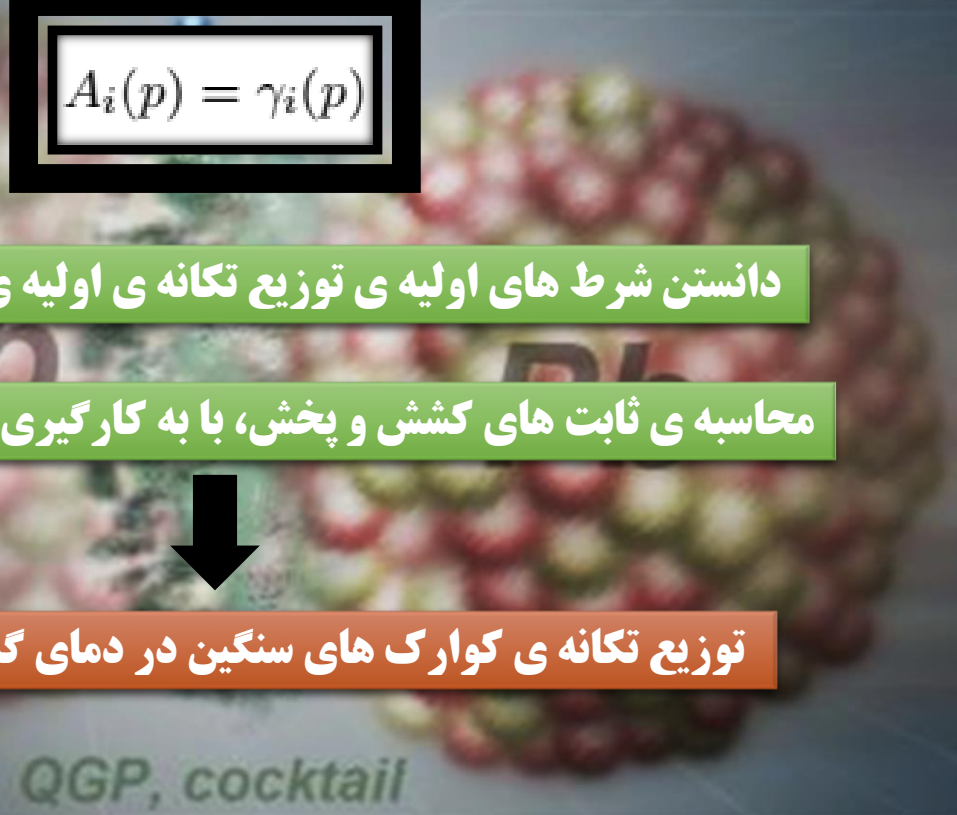
$$A_i(p) = \gamma_i(p)$$

دانستن شرط های اولیه ی توزیع تکانه ی اولیه ی کوارک های سنگین

محاسبه ی ثابت های کشش و پخش، با به کارگیری معادله ی فوکر–پلانک

توزیع تکانه ی کوارک های سنگین در دمای گذار به فاز هادرونی





مبانی نظری برخورد یونهای سنگین در محدوده انرژی های بالا

– اتلاف انرژی کوارکی:

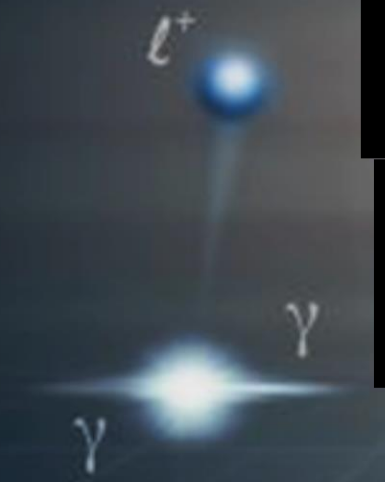
$$A(p,T) = \frac{-dE_{\text{coll}}}{dx} \qquad (1)$$

$$-\frac{dE_{\text{coll}}}{dx} = \alpha_s \tilde{m}_g^2 \ln\left[0 \cdot 92 \frac{\sqrt{ET}}{\tilde{m}_g^2} e^{\lambda_q N_f/(12\lambda_g + 2\lambda_q N_f)}\right]$$
$$= \frac{4\pi\alpha_s^2 T^2}{3}\left[(\lambda_g + \lambda_q \frac{N_f}{6}) \ln\left(\frac{ET}{\tilde{m}_g^2}\right) + \frac{2}{9}\ln\left(\frac{ET}{M^2}\right) + c(N_f)\right] \qquad (2)$$

$$\frac{dE_{rad}}{dx} = 24\alpha_s^3(T)\rho_{QGP}\frac{1}{\mu_g}(1-\beta_1)\left(\sqrt{\frac{1}{1-\beta_1}\ln\left(\frac{1}{\beta_1}\right)} - 1\right)F(\delta) \qquad (3)$$

$$A(p_T,T) = \frac{dE_{coll}}{dx} + \frac{\kappa dE_{rad}}{dx} \qquad (4)$$

$$D(p_T,T) = MTA(p_T,T) \qquad (5)$$



J. Sheibani , K. Javidan, A. Mirjalili, Reza Gharaei, S. A. Tehrani, Impact of EMC effect on D meson modification factor in equilibrating QGP , Eur. Phys. J. Plus, 137:807 (2022)

با استفاده از تابع ترکش و با در اختیار داشتن جواب معادله ی فوکر–پلانک می توانیم توزیع تکانه ی عرضی مزون D حاصل از فرایند هادرونیزه شدن را به دست آوریم.

$$D_C^D(z, P_T) = D_C^D(z)\frac{e^{-P_T^2/\langle P_T^2\rangle}}{\pi\langle P_T^2\rangle}$$

$$D \longrightarrow e + \nu + X$$

کمیت قابل اندازه گیری آزمایشگاهی، اندازه ی حرکت عرضی الکترون هایی است که از واپاشی نیمه لپتونی مزونی می آیند و از آن جا می توان با توجه به اصول بقا، به اندازه ی حرکت عرضی هادرون های تولید شده، پی برد.

مبانی نظری برخورد یونهای سنگین در محدوده انرژی های بالا

– هیدرودینامیک نسبیتی :

ثابت های کشش و پخش توابعی از دمای پلاسمای کوارک–گلئون (T) بوده در حالی که Tنیز تابعی از زمان ویژه یπ یعنی (τ) Tمی باشد. لذا می بایست معادلات مناسبی برای محاسبه ی تحول زمانی دمای پلاسمای کوارک–گلئون در نظر گرفته شود.

$$\epsilon(\tau) = \frac{N_c^2}{2\pi^2}\left\{\frac{1}{\tau^{4/3}} - \frac{\sqrt{2}}{3^{4/3}}\frac{1}{\tau^2} + \left(\frac{1+2\ln 2}{12\sqrt{3}}\right)\frac{1}{\tau^{8/3}} - \left(\frac{3-2\pi^2-24\ln 2+24\ln^2 2}{324\sqrt{2}\times 3^{1/4}}\right)\frac{1}{\tau^{10/3}}\right\}$$

$$\epsilon = \frac{3}{8}\pi^2 N_c^2 T^4,$$

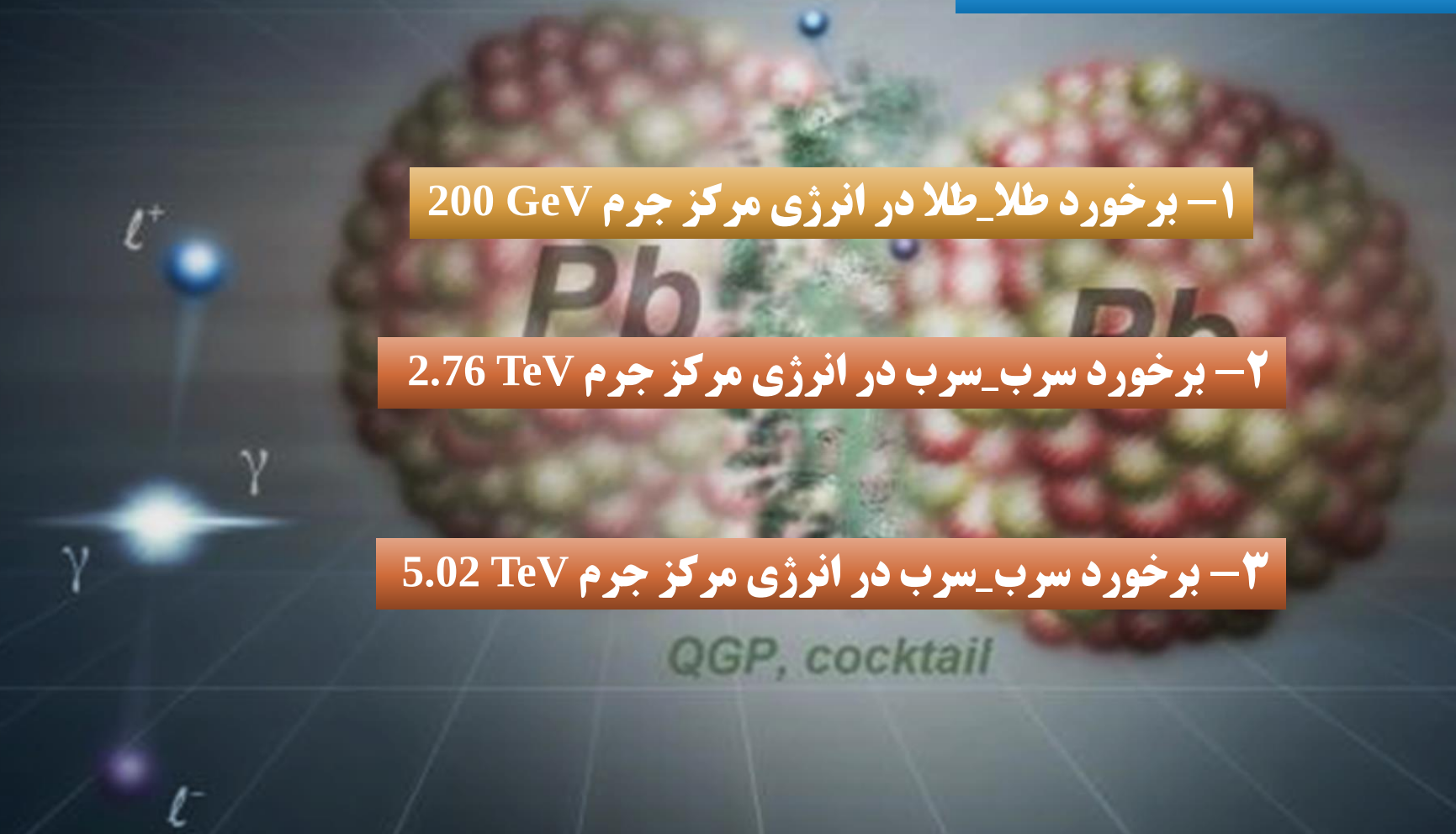
نتایج حاصل از مطالعه برخورد یونهای سنگین در محدوده انرژی های بالا

– برخورد هسته های طلا–طلا و سرب–سرب:

۱– برخورد طلا_طلا در انرژی مرکز جرم 200 GeV

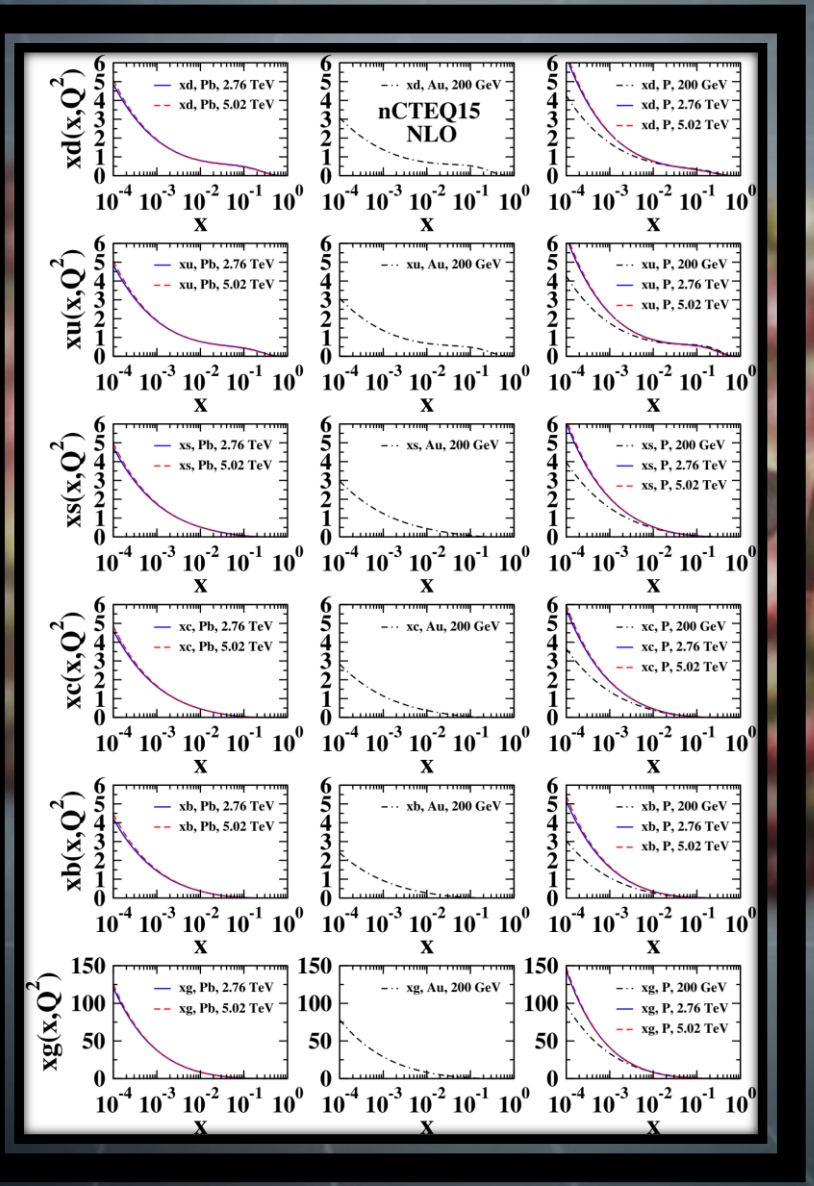
۲– برخورد سرب_سرب در انرژی مرکز جرم 2.76 TeV

۳– برخورد سرب_سرب در انرژی مرکز جرم 5.02 TeV



نتایج حاصل از مطالعه برخورد یونهای سنگین در محدوده انرژی های بالا

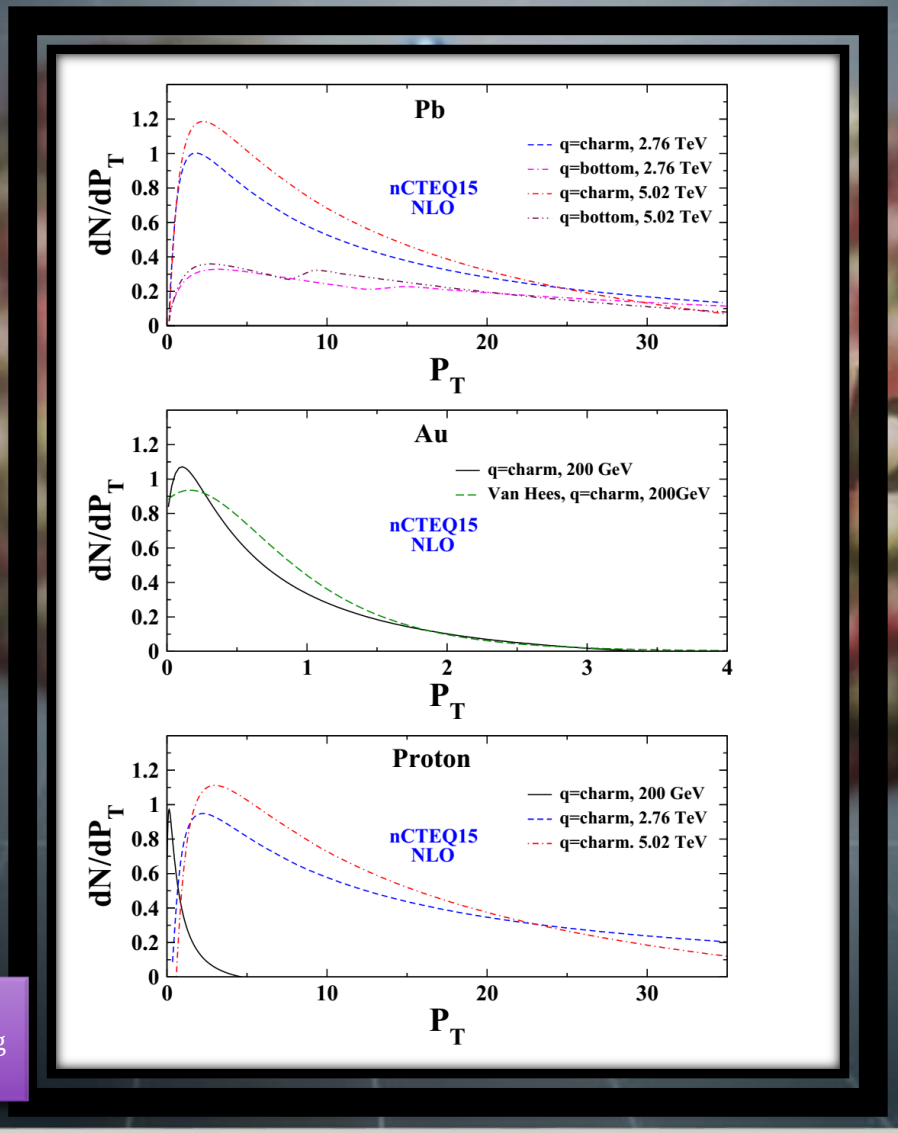
– بررسی اثر EMC در توزیع های پارتونی استخراج شده APFEL:



J. Sheibani , K. Javidan, A. Mirjalili, Reza Gharaei, S. A. Tehrani, Impact of EMC effect on D meson modification factor in equilibrating QGP , Eur. Phys. J. Plus, 137:807 (2022)

نتایج حاصل از مطالعه برخورد یونهای سنگین در محدوده انرژی های بالا

– استخراج توزیع های وابسته به تکانه عرضی



J. Sheibani , K. Javidan, A. Mirjalili, Reza Gharaei, S. A. Tehrani, Impact of EMC effect on D meson modification factor in equilibrating QGP , Eur. Phys. J. Plus, 137:807 (2022)

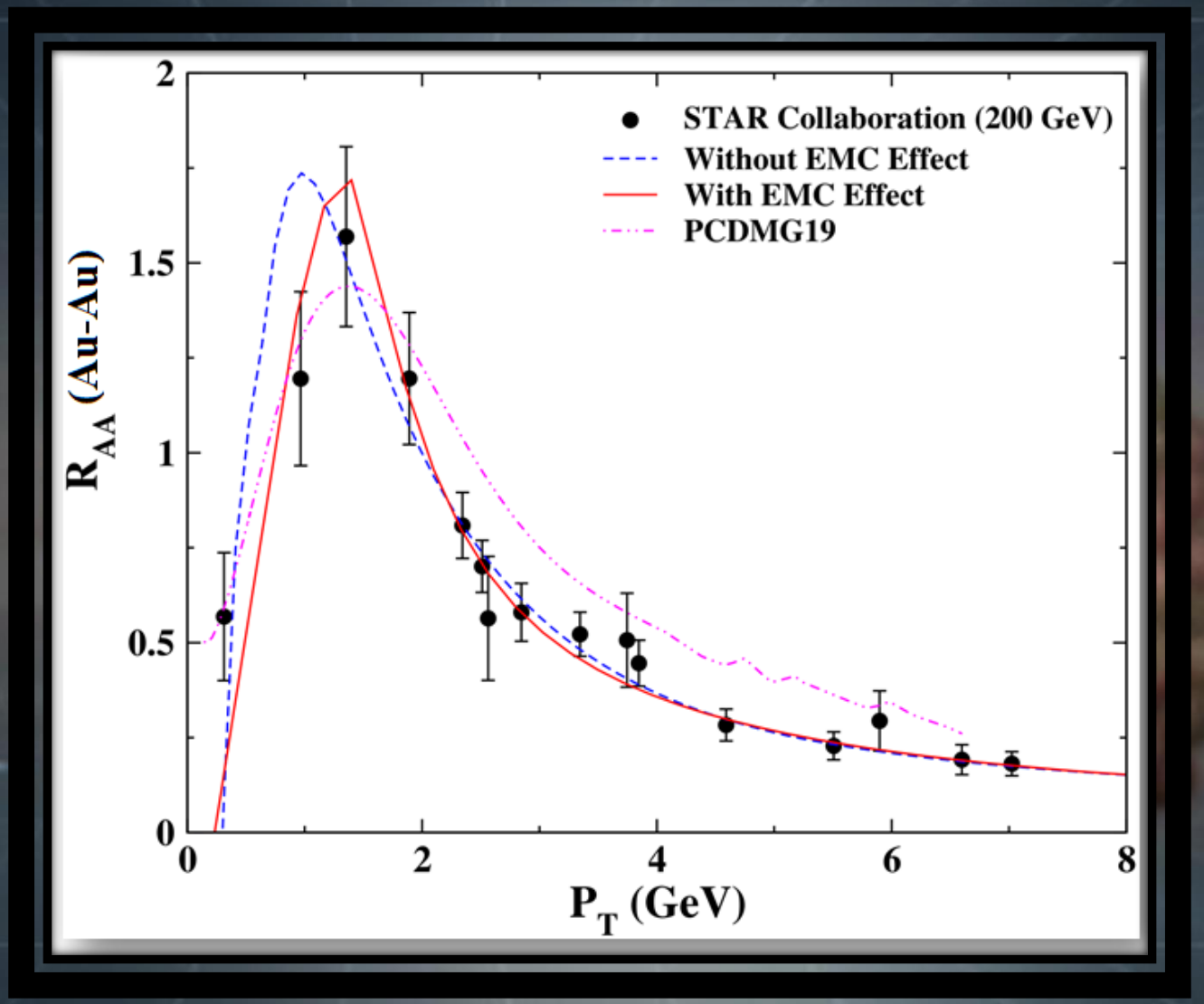
نتایج حاصل از مطالعه برخورد یونهای سنگین در محدوده انرژی های بالا

– محاسبه فاکتور توقف سازی هسته ای :

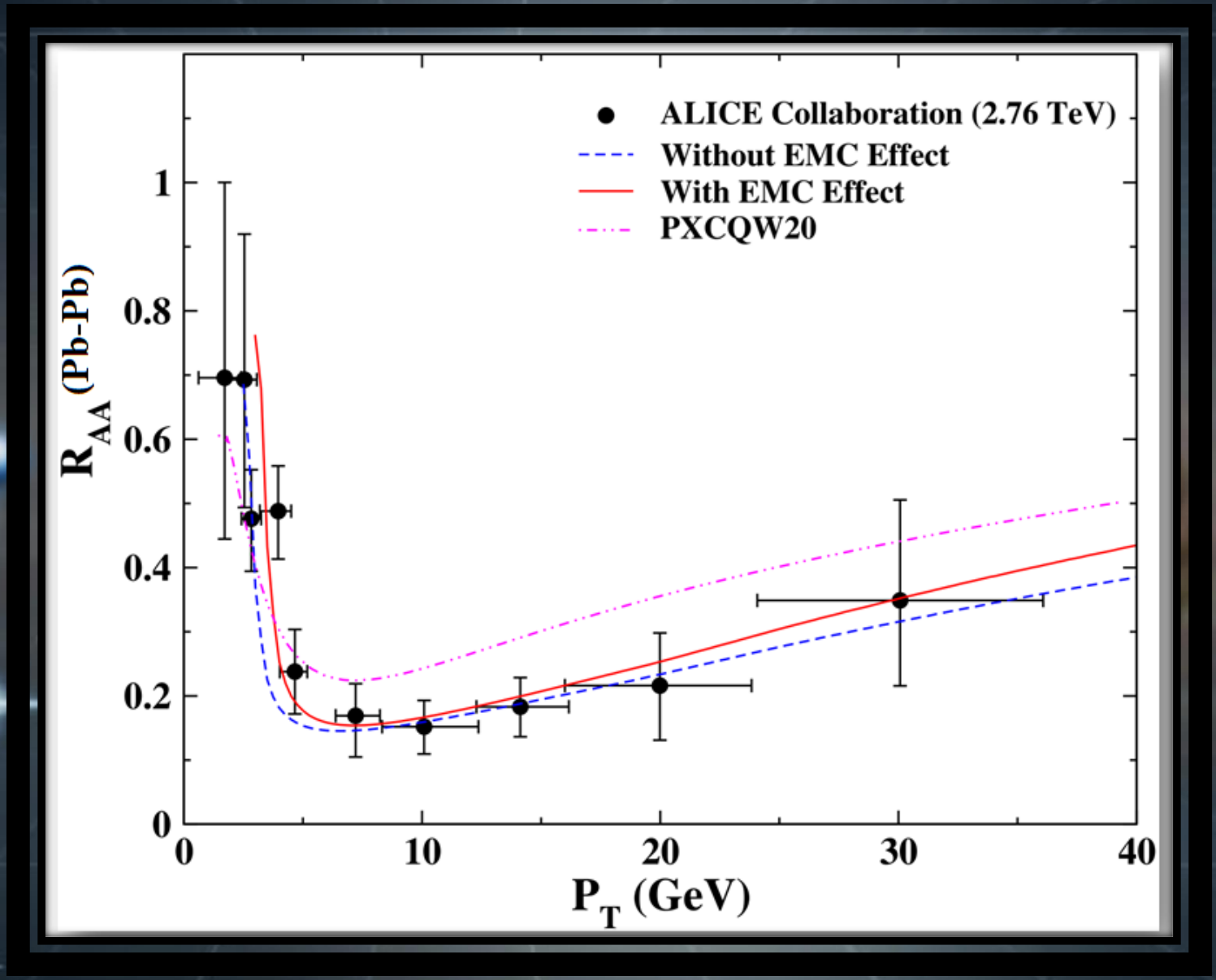
نسبت تکانه ی عرضی الکترون های ناشی از واپاشی نیمه لپتونی مزون سنگین Dو حاصل از برخورد هسته–هسته به تکانه ی عرضی الکترون های حاصل از واپاشی نیمه لپتونی همان مزون در برخورد پروتون_پروتون

$$R_{AA}(p_T) = \frac{\frac{dN^{e^{Au-Au}}}{d^2p_T dy}}{N_{coll} \times \frac{dN^{e^{P-P}}}{d^2p_T dy}},$$

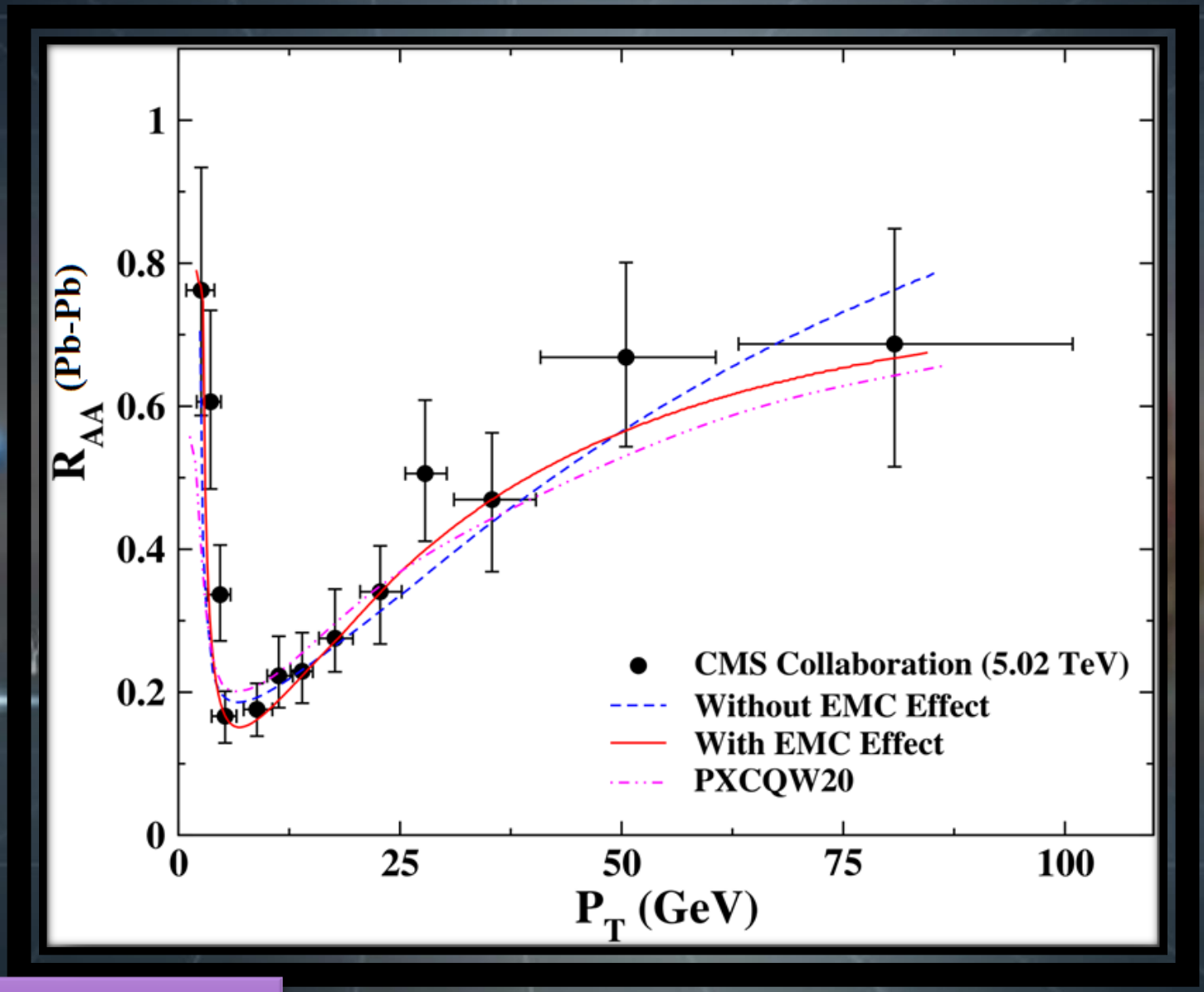
که N_{coll}تعداد برخوردهای دوتایی نوکلئون هایی که در برخورد مشارکت دارند.



J. Sheibani , K. Javidan, A. Mirjalili, Reza Gharaei, S. A. Tehrani, Impact of EMC effect on D meson modification factor in equilibrating QGP , Eur. Phys. J. Plus, 137:807 (2022)



J. Sheibani , K. Javidan, A. Mirjalili, Reza Gharaei, S. A. Tehrani, Impact of EMC effect on D meson modification factor in equilibrating QGP , Eur. Phys. J. Plus, 137:807 (2022)



J. Sheibani , K. Javidan, A. Mirjalili, Reza Gharaei, S. A. Tehrani, Impact of EMC effect on D meson modification factor in equilibrating QGP , Eur. Phys. J. Plus, 137:807 (2022)

بحث و نتیجه گیری:

در ارتباط با برخورد یون های سنگین در محدوده انرژی های بالا می توان گفت:

–برای افزایش دقت در محاسبه فاکتور توقف سازی هسته ای برای کوارک های C در یک پلاسمای کوارک گلئونی تعادلی، اثرات هسته ای (EMC) را بر روی PDFها به صورت یک تابع از اندازه حرکت عرضی P_Tاعمال نموده و PDFهای مقید را به دست آورده ایم.

تحول زمانی چگالی گلئون ها و کوارک ها در پلاسمای کوارک–گلئونی تعادلی با استفاده از معادله فوکر–پلانک، در محاسبات فاکتور توقف سازی کوارک ها، در نظر گرفته شده است.

مطالعه ی حال حاضر را می توان با در نظر گرفتن مدل های بهتری برای توابع ترکش در فضای تکانه ی عرضی، وهم چنین با در نظر گرفتن اثرات میدان مغناطیسی قوی تولید شده در توپ آتشین پلاسمای کوارک–گلئونی، بسط و گسترش داد.

با سپاس از توجه شما