

استخراج و مقایسه توابع ساختار پروتون آزاد و درون‌هسته‌ای از داده‌های آزمایشگاهی

فاطمه اربابی فر^۱، الهام آسترکی^۲، رضیه برجیان^۳، شاهین آتشبار تهران^{۴*}

۱. گروه آموزش فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، تهران، ایران، صندوق پستی ۸۸۹-۱۴۶۶۵

۲. دانشکده فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه رازی کرمانشاه، کرمانشاه، ایران صندوق پستی ۶۷۱۴۹

۳. دانشکده فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه آزاد اسلامی تهران واحد مرکز، تهران، ایران

۴. پژوهشگاه دانش‌های بنیادی، پژوهشکده ذرات و شتابگرها، تهران، ایران صندوق پستی ۵۵۳۱-۱۹۳۹۵

۵. گروه فیزیک، دانشکده علوم و فناوری نانو و زیستی، دانشگاه خلیج فارس، بوشهر، ایران صندوق پستی ۷۵۱۶۹

پست الکترونیکی: atashbar@iran.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۴/۱۰/۱۰؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۵/۰۴/۲۷)

چکیده:

در این مقاله، تحلیل مبتنی بر کرومودینامیک کوانتومی برای تعیین توابع توزیع پارتونی پروتون در مرتبه دوم نظریه اختلالی QCD ارائه می‌شود. این تحلیل، از مجموعه داده‌های تجربی گسترده و ترکیبی شامل داده‌های پراکندگی ناکشسان عمیق از آزمایش‌های HERA و BCDMS، داده‌های برخورددهنده هادرونی غیر از LHC شامل سطح مقطع تولید جت از آزمایش‌های تواترون، و همچنین داده‌های LHC به ویژه سطح مقطع تولید جت و تولید کوارک سنگین بهره می‌برد. این داده‌ها پوشش دقیقی از ناحیه تکانه کسری کوچک فراهم کرده و اطلاعات ارزشمندی درباره ساختار طعمی پروتون ارائه می‌دهند. در گام نخست، توابع توزیع پارتونی پروتون آزاد با برازش بر این داده‌ها استخراج شدند. سپس با تعمیم این توابع به محیط هسته‌ای و استفاده از داده‌های تجربی مربوط به هسته‌ها، توابع توزیع پارتونی هسته‌ای محاسبه شدند. در ادامه، پدیده اثر EMC به طور کمی بررسی و نتایج با پیش‌بینی‌های ارائه شده توسط سایر گروه‌های جهانی مقایسه شد. نتایج این تحلیل جامع، توافق خوبی با داده‌های تجربی نشان می‌دهد و درکی دقیق‌تر از ساختار پارتونی پروتون در حالت‌های آزاد و مقید ارائه می‌کند.

واژه‌های کلیدی: توابع توزیع پارتونی، کرومودینامیک کوانتومی، پروتون آزاد و هسته‌ای، تابع ساختار نوکلئون، داده‌های HERA، داده‌های LHC، تولید جت، کوارک بالا، ناحیه x کوچک، اثر EMC

توابع توزیع پارتونی^۲ (PDFs) را به یکی از ارکان اصلی

پیش‌بینی‌های نظری در فیزیک ذرات بدل کرده است. توابع

توزیع پارتونی بیانگر این احتمال هستند که یک پارتون، شامل

کوارک یا گلوئون، چه کسری از تکانه کل هادرون را در اختیار

دارد. هرچند نظریه کرومودینامیک کوانتومی^۳ (QCD) به تنهایی

قادر به محاسبه مستقیم این توابع از اصول اولیه نیست، اما

۱. مقدمه

پدیده‌شناسی ذرات بنیادی در دهه‌های اخیر، هم‌زمان با توسعه

و بهره‌برداری از برخورددهنده‌های انرژی‌بالا، به‌ویژه

برخورددهنده بزرگ هادرونی^۱ (LHC)، دستاوردهای

چشم‌گیری داشته است [۱]. این پیشرفت‌ها موجب ارتقای

درک ما از ساختار درونی هادرون‌ها شده و چارچوب نظری

۱. Large Hadron Collider

۲. Parton Distribution Functions

۳. Quantum Chromodynamics

تحول آن‌ها در مقیاس انرژی Q^2 توسط معادلات DGLAP^۱ در چارچوب QCD اختلالی توصیف می‌شود. در روش تجربی، PDFها از طریق برازش داده‌های پراکندگی ناکشسان عمیق (DIS) به دست می‌آیند [۳و۲].

برای استخراج تجربی PDFها، مهم‌ترین و پربازده‌ترین داده‌ها از آزمایش‌های پراکندگی ناکشسان عمیق^۲ (DIS) با انرژی بالا به دست می‌آید. در این آزمایش‌ها، یک لپتون (الکترون، پوزیترون، نوترینو یا پادنوترینو) از یک هدف هادرونی پراکنده می‌شود. ساختار درونی هادرون از طریق تبادل یک فوتون مجازی (در فرایند جریان خنثی) یا یک بوزون الکتروضعیف (در فرایند جریان باردار) با تکانه انتقالی $Q^2 = -q^2$ بررسی می‌شود. سطح مقطع این فرایندها به توابع ساختار $F_i(x, Q^2)$ وابسته است که خود از طریق رابطه ضرب پیچشی^۳ به PDFها مربوط می‌شوند و در بخش بعدی معرفی خواهند شد. پوشش گسترده متغیرهای x و Q^2 در داده‌های DIS، امکان تعیین دقیق PDFها را در دامنه وسیعی از کسر تکانه و مقیاس انرژی فراهم می‌کند [۳و۲].

داده‌های به دست آمده از برخورددهنده HERA [۴]، همراه با اندازه‌گیری‌های قدیمی‌تر با اهداف ثابت، مجموعه‌ای گسترده از نقاط داده را در دامنه وسیعی از متغیرهای سینماتیکی x و Q^2 فراهم کرده‌اند. این دامنه وسیع امکان استخراج دقیق توابع توزیع پارتونی پروتون را فراهم ساخته و نقشی کلیدی در بهبود پیش‌بینی فرایندهای مرتبط با برخوردهای LHC ایفا کرده است [۵].

با وجود این دستاوردها در مورد پروتون آزاد، تعیین توابع توزیع پارتونی هسته‌ای^۴ (nPDFs) با چالش‌های بیشتری مواجه است. داده‌های تجربی موجود برای سامانه‌های هسته‌ای، در مقایسه با داده‌های HERA، پراکندگی بیشتری داشته و دامنه سینماتیکی محدودتری را پوشش می‌دهند [۱]. در تحلیل‌های nPDF، تغییرات ناشی از محیط هسته‌ای که نخستین بار در آزمایش‌های

DIS با اهداف هسته‌ای مشاهده شدند، به عنوان اصلاحات غیراختلالی در نظر گرفته می‌شوند که بر توابع توزیع پارتونی نوکلئون آزاد اعمال می‌گردند. این اصلاحات سپس با استفاده از همان معادلات تحولی QCD به نواحی انرژی بالاتر تعمیم داده می‌شوند [۳و۲].

تحلیل‌های جهانی مربوط به توابع توزیع پارتونی هسته‌ای عمدتاً بر داده‌های پراکندگی ناکشسان عمیق با اهداف هسته‌ای ثابت تکیه دارند. با این حال، دامنه سینماتیکی محدود این داده‌ها، به ویژه در ناحیه x کوچک و مقادیر بالای Q^2 ، موجب می‌شود که قیود حاصل بیشتر بر توزیع کوارک‌ها متمرکز باشند و اطلاعات مستقیم درباره توزیع گلوئون‌ها در هسته‌ها همچنان محدود باقی بماند. برای کاهش این کاستی، داده‌های برهم‌کنش نوترینو-هسته نیز در تحلیل‌ها وارد می‌شوند. این داده‌ها به دلیل جفت‌شدگی متفاوت نوترینوها با کوارک‌های بالا و پایین، حساسیت بیشتری نسبت به ساختار طعمی پارتون‌ها دارند و نقش مهمی در جداسازی توابع‌های طعمی ایفا می‌کنند.

در سال‌های اخیر، تحلیل‌های nPDF عمدتاً در مرتبه دوم نظریه اختلالی کرومودینامیک کوانتومی یا همان NLO^۵ انجام شده‌اند و قادرند تعادلی مناسب بین دقت نظری و پایداری محاسبات برقرار کنند. در این پژوهش نیز محاسبات در همین تقریب صورت گرفته و برای لحاظ کردن اثرات جرم کوارک‌های سنگین، از طرح جرم متغیر تعمیم‌یافته^۶ (GM-VFNS) استفاده شده است. این چارچوب امکان گذار پیوسته بین نواحی انرژی پایین و بالا را فراهم کرده و توصیفی سازگار از فرایندهای شامل کوارک‌های سنگین ارائه می‌دهد.

هدف اصلی این مقاله، استخراج توابع توزیع پارتونی پروتون آزاد بر پایه مجموعه‌ای جامع از داده‌های تجربی و سپس تعمیم آن‌ها به سامانه‌های هسته‌ای است. افزون بر این، اثرات هسته‌ای از جمله پدیده EMC^۷ [۶] به طور نظام‌مند بررسی شده و نتایج حاصل با تحلیل‌های جهانی موجود مقایسه شده‌اند.

۱. Dokshitzer – Gribov – Lipatov – Altarelli – Parisi

۲. Deep Inelastic Scattering

۳. Convolution

۴. Nuclear Parton Distribution Functions

۵. Next-to-Leading Order

۶. General-Mass Variable Flavor Number Scheme

۷. European Muon Collaboration Effect

تکانه مشخص به انرژی مرجع سامانه تعریف می‌شود. بنابراین، مقدار این کمیت در بازه $0 \leq x \leq 1$ قرار می‌گیرد. از این متغیر برای پارامتردهی فضای فاز و بررسی وابستگی سطح مقطع به شرایط سینماتیکی فرایند استفاده می‌شود. متغیر y نیز یک متغیر سینماتیکی بدون بُعد است که توزیع انرژی یا سهم نسبی یکی از ذرات خروجی در فرایند را نشان می‌دهد. این متغیر بیانگر کسری از انرژی یا تکانه در دسترس است که به یک ذره خاص اختصاص می‌یابد و معمولاً در بازه $0 \leq y \leq 1$ تعریف می‌شود. حضور جملاتی مانند y^2 و $y - \frac{y^2}{2}$ در معادله نشان می‌دهد که توزیع سطح مقطع نسبت به این متغیر رفتاری غیرخطی دارد. به طور کلی، استفاده از متغیرهای x و y امکان مطالعه دقیق وابستگی دوگانه سطح مقطع $d^2\sigma/dx dy$ به پارامترهای سینماتیکی فرایند را فراهم می‌کند.

در تحلیل پیش‌رو، دو عامل بهنجارسازی مستقل برای داده‌های هسته‌ای در نظر گرفته شده است: عامل نخست مربوط به پراکندگی ناکشسان عمیق جریان باردار (CC) ناشی از برخورد نوترینو یا پادنوترینو با هسته، و عامل دیگر مربوط به پراکندگی ناکشسان عمیق جریان خنثی (NC) حاصل از برهم‌کنش لپتون‌های بدون بار با هسته [۸]. در مورد پراکندگی الکترون‌ها و پوزیترون‌های ورودی، ضریب بهنجارسازی جریان خنثی (NC) برای فرایندهای DIS به شکل زیر داده می‌شود:

$$N^{(L, NC)} = \frac{4\pi\alpha^2}{xyQ^2} \quad (2)$$

همچنین برای نوترینوها و پادنوترینوهای ورودی، ضریب بهنجارسازی جریان باردار (CC) برای فرایندهای DIS به شکل زیر داده می‌شود:

$$N^{(\nu, CC)} = \frac{G_F^2 M_W^2 Q^2}{4\pi xy(Q^2 + M_W^2)} \quad (3)$$

که در آن Q^2 بیانگر مجازی بودن بوزون واسطه است که ساختار نوکلئون در آن مقیاس بررسی می‌شود. برای فرایندهای جریان باردار G_F (CC) ثابت جفت‌شدگی فرمی و M_W جرم بوزون W

پدیده EMC، که برای نخستین بار در سال ۱۹۸۳ گزارش شد، به کاهش مشاهده شده در تابع ساختار F_2 هسته‌های سنگین (مانند آهن و سرب) نسبت به دوترون در ناحیه میانی $0.1 \leq x \leq 0.3$ اشاره دارد. این کاهش نشان می‌دهد که توابع توزیع پارتونی نوکلئون‌های مقید درون هسته با نوکلئون‌های آزاد تفاوت اساسی دارند و این تفاوت را نمی‌توان صرفاً با حرکت فرمی نوکلئون‌ها در هسته توجیه کرد. اثر EMC یکی از مهم‌ترین شواهد تجربی برای درک تصحیحات هسته‌ای در توابع توزیع پارتونی محسوب می‌شود. انتظار می‌رود این مطالعه به ارتقای درک ساختار درونی نوکلئون‌ها و هسته‌ها، و همچنین به افزایش دقت پیش‌بینی فرایندهای هادرونی در برخورد دهنده‌های انرژی بالا منجر شود.

۲. چهارچوب نظری

۲-۱. پراکندگی ناکشسان عمیق

در این تحلیل، فرایندهای پراکندگی ناکشسان عمیق شامل جریان خنثی^۱ (NC) و جریان باردار^۲ (CC) بررسی می‌شوند. فرایندهای NC به پراکندگی الکترون یا پوزیترون از هسته مربوط می‌شوند، درحالی‌که فرایندهای CC به پراکندگی نوترینو یا پادنوترینو از هسته اختصاص دارند. روابط این بخش که از مرجع [۷] برگرفته شده‌اند به محاسبه توابع ساختار این فرایندها می‌پردازند. بر این اساس، سطح مقطع دیفرانسیلی برای هر یک از این فرایندها به صورت زیر بیان می‌شود:

$$\frac{d^2\sigma}{dx dy} = N^l \left[y^2 x F_2^l + (1-y) F_2^l \mp \left(y - \frac{y^2}{2} \right) x F_3^l \right] \quad (1)$$

که در آن $l = \nu, \bar{\nu}, e^-, e^+, \mu^-, \mu^+$ است. همچنین، متغیرهای x و y به عنوان متغیرهای سینماتیکی بدون بُعد برای توصیف توزیع دیفرانسیلی سطح مقطع فرایند به کار می‌روند. محدوده تغییرات این متغیرها معمولاً بین صفر و یک در نظر گرفته می‌شود. متغیر x یک پارامتر سینماتیکی بدون بُعد است که برای توصیف وضعیت انرژی یا انتقال تکانه در فرایند برخورد استفاده می‌شود. این کمیت معمولاً نسبت یک کمیت انرژی یا

۱. Neutral Current

۲. Charged Current

۲-۲ پارامترسازی توابع توزیع پارتونی

در الگوی مورد استفاده برای شبیه‌سازی، از یک پارامترسازی خاص در چارچوب الگوی پارتونی بهره گرفته شده است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\begin{aligned}xu_v(x) &= A_{uv} x^{B_{uv}} (1-x)^{C_{uv}} (1 + D_{uv} x + E_{uv} x^2) \\xd_v(x) &= A_{dv} x^{B_{dv}} (1-x)^{C_{dv}} (1 + D_{dv} x + E_{dv} x^2) \\x\bar{u}(x) &= A_{\bar{u}} x^{B_{\bar{u}}} (1-x)^{C_{\bar{u}}} (1 + D_{\bar{u}} x + E_{\bar{u}} x^2) \\x\bar{d}(x) &= A_{\bar{d}} x^{B_{\bar{d}}} (1-x)^{C_{\bar{d}}} \\x\bar{s}(x) &= \kappa x\bar{d}(x) \\xg(x) &= A_g x^{B_g} (1-x)^{C_g} - A'_g x^{B'_g} (1-x)^{C'_g}\end{aligned}\quad (6)$$

در روابط بالا ضرایب A_{uv} ، A_{dv} و A_g از سه شرط بهنجارسازی زیر به دست می‌آیند و سایر پارامترها از برازش روی داده‌های تجربی به دست خواهند آمد [۲۷-۲۹]:

$$\begin{aligned}\int_0^1 u_v(x) dx &= 2 \\ \int_0^1 d_v(x) dx &= 1 \\ \int_0^1 dx [xu_v(x) + xd_v(x) + 2x\bar{u}(x) + 2x\bar{d}(x) + 2x\bar{s}(x) + xg(x)] &= 1\end{aligned}\quad (7)$$

برای انجام تحلیل‌های عددی، از برنامه xFitter نسخه ۲.۲.۱ استفاده شده است [۲۴]. در شکل ۱، نمودار درختی مراحل محاسباتی برای استخراج توابع توزیع پارتونی پروتون آزاد در تقریب مرتبه NLO نشان داده شده است. پس از تعیین توابع توزیع پارتونی پروتون آزاد بر اساس داده‌های تجربی، این توابع با استفاده از داده‌های هسته‌ای موجود و تعریف تابع پارتونی برای توزیع هسته‌ای، به کمک برنامه APFEL، برای توابع مقید به هسته محاسبه شده‌اند [۲۵]. داده‌های تجربی مورد استفاده برای تجزیه و تحلیل توابع توزیع پارتونی پروتون آزاد در تقریب NLO در جدول ۱ ارائه شده است.

همان‌گونه که پیش‌تر بیان شد، تحلیل QCD با هدف تعیین توابع توزیع پارتونی پروتون آزاد در چارچوب بسته xFitter انجام گرفته است. بسته xFitter [۲۳] نسخه توسعه یافته و به‌روزشده HERAFitter [۲۴] است، و ابزاری کارآمد برای استخراج توابع توزیع پارتونی و همچنین تعیین مقدار ثابت جفت‌شدگی قوی، α_s ، به شمار می‌رود.

را نشان می‌دهند. هنگام ترکیب توابع ساختار در سطح مقطع دیفرانسیلی مطابق با معادله (۱)، علامت پیش از F_2 برای نوترینو ν و پوزیترون e^+ مثبت، و برای پادنوترینو $\bar{\nu}$ و الکترون e^- منفی در نظر گرفته می‌شود. در چارچوب کرومودینامیک کوانتومی (QCD)، توابع ساختار F_i همان‌گونه که در معادله (۱) معرفی شده‌اند، به توابع توزیع پارتونی وابسته‌اند و به صورت زیر تعریف می‌شوند:

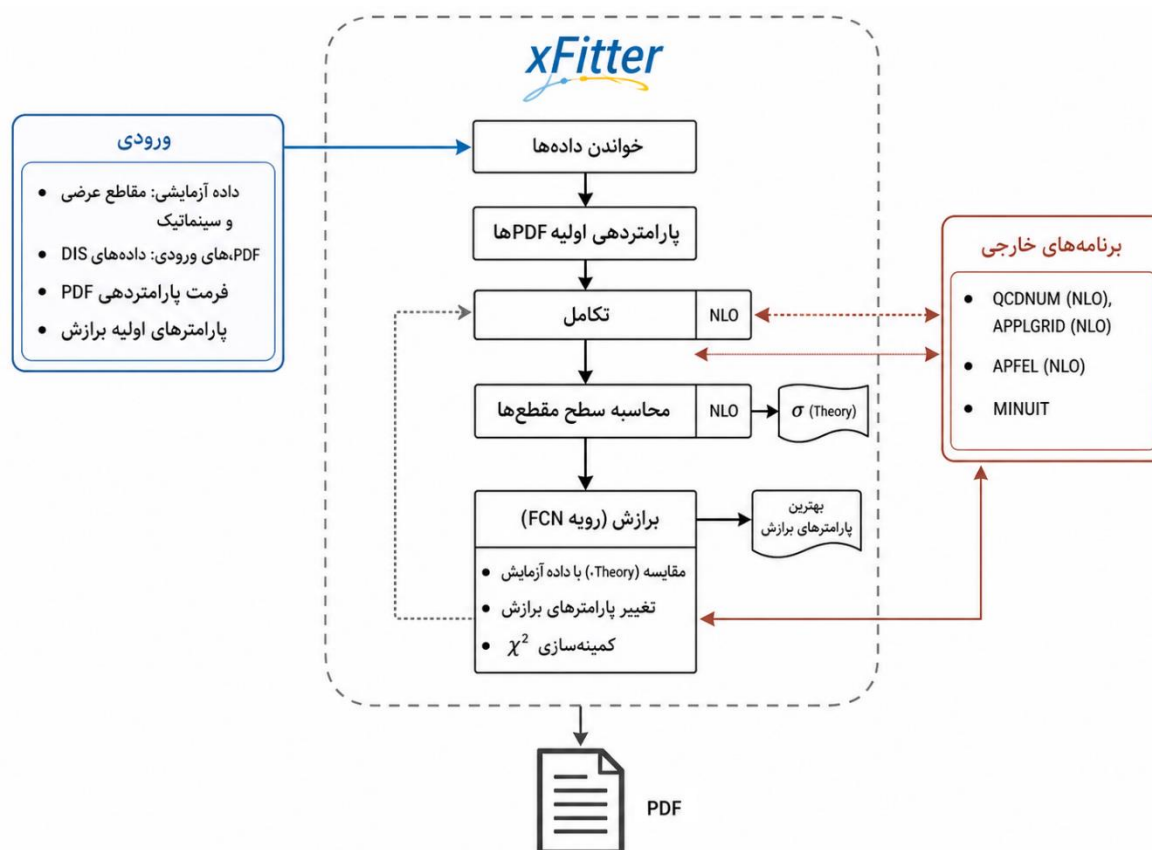
$$F_i(x, Q^2) = \sum_j C_i^j \left(x, \alpha_s(\mu^2), \frac{\mu^2}{Q^2} \right) \otimes f_j(x, \mu^2) \quad (4)$$

در این رابطه، زمانی که شرط $Q = \mu$ برقرار باشد، نماد $\otimes$ بیانگر عمل ضرب پیچشی است. کمیت Q مقیاس انرژی یا انتقال تکانه در فرایند پراکندگی را نشان می‌دهد. معمولاً $Q^2 = -q^2$. پارامتر μ نیز مقیاس بازهنجارش در محاسبات نظری QCD است. این پارامتر برای جدا کردن بخش‌های قابل محاسبه احتمالی از توابع توزیع پارتونی $f_i(x, \mu^2)$ به کار می‌رود. مقدار μ معمولاً در حد مقیاس انرژی فرایند انتخاب می‌شود.

توابع $f_i(x, \mu^2)$ نشان‌دهنده توزیع‌های پارتونی (کواری و گلوئونی) یا همان PDFها در نوکلئون هستند. ضرایب C_i^j نیز ضرایب ویلسون هستند که در تقریب مرتبه NLO محاسبه و تعریف می‌شوند [۹ و ۱۰].

به عنوان نمونه، در تقریب مرتبه اول نظریه احتمالی QCD یا LO، توابع ساختار به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$\begin{aligned}F_1^\nu &= d + s + b + \bar{u} + \bar{c} + \bar{t} \\F_2^\nu &= 2x(d + s + b + \bar{u} + \bar{c} + \bar{t}) \\F_3^\nu &= 2(d + s + b - \bar{u} - \bar{c} - \bar{t}) \\F_1^{\bar{\nu}} &= d + s + b + \bar{d} + \bar{s} + \bar{b} \\F_2^{\bar{\nu}} &= 2x(d + s + b + \bar{d} + \bar{s} + \bar{b}) \\F_3^{\bar{\nu}} &= 2(d + s + b - \bar{d} - \bar{s} - \bar{b})\end{aligned}\quad (5)$$



شکل ۱. نمودار درختی برای محاسبات پارتون پروتون آزاد توسط برنامه xFitter.

از مزایای برجسته این بسته می‌توان به امکان استفاده هم‌زمان از چندین دستور محاسباتی در قالب یک چارچوب منسجم و یکپارچه اشاره کرد.

در فرآیند برازش سراسری، معادلات تحولی DGLAP برای پارتون‌ها در مقیاس‌های مختلف انرژی حل شده و نتایج به‌دست‌آمده با داده‌های تجربی موجود مقایسه می‌شوند. توابع توزیع پارتونی از طریق پارامترسازی مناسب در مقیاس ورودی استخراج شده‌اند. به‌منظور محاسبه تحول پارتون‌ها و دستیابی به راه‌حل‌های عددی معادلات DGLAP در تقریب NLO، تحول در مقیاس‌های انرژی بالاتر از آستانه جرمی با استفاده از بسته محاسباتی QCDNUM [۲۶] انجام شده و برای برازش از برنامه MINUIT [۲۷] استفاده شده است.

نتایج حاصل از این تحلیل برای توابع توزیع پارتونی پروتون آزاد در جدول ۲ ارائه شده‌اند.

شکل‌های ۲ و ۳، توابع توزیع پارتونی در مقیاس انرژی ورودی $Q^2 = m_Z^2$ و $Q^2 = 1/9 \text{ GeV}^2$ را نشان می‌دهند. همچنین برخی از نتایج مربوط به توابع ساختار و مقایسه آن‌ها با داده‌های

جت در شکل ۴ نمایش داده شده است.

همان‌طور که در شکل ۲ مشاهده می‌شود، در مقیاس پایین انرژی، توزیع کوارک‌های ظرفیت u و d غالب بوده و سهم قابل توجهی از تکانه پروتون را حمل می‌کنند. توزیع گلوئون‌ها و کوارک‌های دریا در ناحیه مقادیر کوچک x غالب می‌شوند و اگرچه مقدارشان کوچک است، اما نقش مهمی در تحول به انرژی‌های بالاتر دارند. از طرف دیگر، این نمودار بیانگر آن است که شرایط بهنجارسازی اعمال‌شده در روابط (۶) و (۷) به‌درستی رعایت شده و تعداد کوارک‌های ظرفیت حاصل با ساختار پروتون سازگار است. در شکل ۳، که توابع توزیع پارتونی در مقیاس انرژی بالاتر نمایش داده شده است، سهم گلوئون‌ها به‌طور چشم‌گیری افزایش یافته و در ناحیه x کوچک، غالب‌ترین جزء توزیع پارتونی محسوب می‌شوند. این رفتار، پیامد مستقیم معادلات تحول DGLAP است که موجب تولید کوارک‌های دریا و افزایش چگالی گلوئون‌ها در انرژی‌های بالا می‌شود.

جدول ۱. داده‌های تجربی مورد استفاده برای برازش توابع توزیع پارتونی پروتون آزاد در تقریب NLO.

Data Set	Exp.	Year	Ref.	N_{dp}	χ^2	$\frac{\chi^2}{d.o.f}$
BCDMS F ₂ p ۱۰۰ GeV	BCDMS	۱۹۹۶	[۱۱]	۸۸	۱۰۵	۱/۱۹۳
BCDMS F ₂ p ۱۲۰ GeV				۹۶	۷۹	۰/۸۲۲
BCDMS F ₂ p ۲۰۰ GeV				۷۹	۸۸	۱/۱۱۳
BCDMS F ₂ p ۲۸۰ GeV				۷۵	۶۹	۰/۹۲
HERA ۱+۲ CCep	HERA	۲۰۱۵	[۴]	۳۹	۵۹	۱/۵۱۲
HERA ۱+۲ CCem				۴۲	۶۴	۱/۵۲۳
HERA ۱+۲ NCem				۱۵۹	۲۲۹	۱/۴۴۰
HERA ۱+۲ NCep ۸۲۰				۶۳	۵۹	۰/۹۳۶
HERA ۱+۲ NCep ۹۲۰				۳۳۲	۴۰۳	۱/۲۱۳
HERA ۱+۲ NCep ۴۶۰				۱۸۷	۲۱۳	۱/۱۳۹
HERA ۱+۲ NCep ۵۷۵				۲۳۴	۲۰۵	۰/۸۷۶
HERA c	H1-ZEUS	۲۰۱۸	[۱۲]	۴۳	۴۲	۰/۹۷۶
HERA b				۲۵	۱۵	۰/۶
NMC-۹۷ p DIS ۲۱/۶۷۷ GeV	NMC	۱۹۹۷	[۱۳]	۱۰۰	۱۰۸	۱/۰.۸
ZEUS inclusive jet ۹۶-۹۷ data	zeus	۲۰۰۲	[۱۴]	۳۰	۲۸	۰/۹۳۳
CMS inclusive jets $\wedge$ TeV, ۲/۰! —y—! ۲/۵	CMS	۲۰۱۷	[۱۵]	۲۱	۱۳	۰/۶۱۹
CMS inclusive jets $\wedge$ TeV, ۰/۵! —y—! ۱/۰				۳۴	۳۵	۱/۰.۲۹
CMS inclusive jets $\wedge$ TeV, ۱/۵! —y—! ۲/۰				۲۸	۲۲	۰/۷۸۵
CMS inclusive jets $\wedge$ TeV, ۰/۰! —y—! ۰/۵				۳۵	۴۰	۱/۱۴۲
CMS inclusive jets $\wedge$ TeV, ۲/۵! —y—! ۳/۰				۱۸	۱۱	۰/۶۱۱
CMS inclusive jets $\wedge$ TeV, ۱/۰! —y—! ۱/۵				۳۲	۳۶	۱/۱۲۵
ATLAS Jet data ۲/۱! —y—! ۲/۸ R=۰/۶	ATLAS	۲۰۱۲	[۱۶]	۷	۱/۴	۰/۲
ATLAS Jet data ۲/۱! —y—! ۲/۸ R=۰/۶				۵	۱/۷	۰/۳۴
ATLAS Jet data ۰! —y—! ۰/۳ R=۰/۶				۱۱	۷/۵	۰/۶۸۱
ATLAS Jet data ۱/۲! —y—! ۲/۱ R=۰/۶				۱۰	۴/۹	۰/۴۹
ATLAS Jet data ۰/۳! —y—! ۰/۸ R=۰/۶				۱۱	۲/۳	۰/۲۰۹
ATLAS Jet data ۳/۶! —y—! ۴/۴ R=۰/۶				۱	۰/۱۲	۰/۱۲
ATLAS Jet data ۲۸! —y—! ۳.۶ R=۰/۶				۴	۰/۸۴	۰/۲۱
ATLAS ۲/۷۶ TeV Jet data ۰! —y—! ۰/۳ R=۰/۶		۲۰۱۳	[۱۷]	۵	۱/۷	۰/۳۴
ATLAS ۲/۷۶ TeV Jet data ۱/۲! —y—! ۲/۱ R=۰/۶				۵	۵/۳	۱/۰.۶
ATLAS ۲/۷۶ TeV Jet data ۲/۱! —y—! ۲/۸ R=۰/۶				۲	۳/۵	۱/۷۵
ATLAS ۲/۷۶ TeV Jet data ۰.۸! —y—! ۱/۲ R=۰/۶				۴	۳/۷	۰/۹۲۵
ATLAS ۲/۷۶ TeV Jet data ۰/۳! —y—! ۰/۸ R=۰/۶۸ ۱/۵				۵	۸/۱	۱/۶۲
CDF inclusive jets	Tevatron	۲۰۰۸	[۱۸]	۷۲	۱۱۴	۱/۵۸۳

ZEUS inclusive dijet ۹۸۰۰۰/۷-۰۴ data	ZEUS	۲۰۱۰	[۱۹]	۲۲	۱۵	۰/۶۸۱
ZEUS inclusive jet ۹۸-۰۰ data		۲۰۰۷	[۲۰]	۳۰	۲۴	۰/۸
H1 inclusive jet ۹۹-۰۰ data	H1	۲۰۰۷	[۲۱]	۲۴	۱۱	۰/۴۵۸
H1 low Q2 inclusive jet ۹۹-۰۰ data		۲۰۱۰	[۲۲]	۲۸	۲۳	۰/۸۲۱
Total $\frac{\chi^2}{d.o.f}$				۱۹۹۸	۲۳۱۴	۱/۱۵۸
Coralated χ^2	۱۹۰					
Log Penalty χ^2	-۳۰/۰					

توزیع گلوئون‌ها را تأیید می‌کند، زیرا تولید جت در انرژی‌های بالا عمدتاً از برهم‌کنش‌های گلوئونی ناشی می‌شود.

۲-۳. محاسبه تابع ساختار هسته

در بخش پیشین، محاسبه توابع توزیع پارتونی پروتون آزاد بررسی شد. در این بخش، با بهره‌گیری از همان توابع توزیع پارتونی و از طریق معرفی یک تابع وزن، توابع توزیع پارتونی هسته‌ای xf_i^A تعریف می‌شوند که جزئیات آن در ادامه می‌آید [۲۸-۲۶]:

$$xf_i^A(x, Q^2) = w_i(x, A, Z) xf_i(x, Q^2) \quad (A)$$

$$w_i(x, A, Z) = 1 - \left(1 - \frac{1}{A^{1/\tau}}\right) \frac{a_i + a_{\tau i}x + a_{\tau i}x^\tau + a_{\tau i}x^\tau}{(1-x)^{\beta_i}}$$

این تابع وزن به گونه‌ای تعریف شده است که با انتخاب عدد جرمی برابر با $A=1$ ، تابع توزیع پارتونی هسته‌ای به‌طور دقیق به تابع توزیع پارتونی پروتون آزاد تبدیل شود. افزون بر این، در چارچوب توصیف ساختار هسته‌ای، سه قانون پایستگی اساسی شامل پایستگی بار الکتریکی، پایستگی تکانه و پایستگی عدد جرمی نقش بنیادین ایفا می‌کنند که در ادامه به‌صورت صریح در روابط زیر معرفی می‌شوند:

$$Z = \int_0^1 dx \frac{A}{3} [\tau u_v^A(x, Q^2) - d_v^A(x, Q^2)] \quad (9)$$

$$\tau = \int_0^1 dx [u_v^A(x, Q^2) + d_v^A(x, Q^2)]$$

$$A = A \int_0^1 dx x [u_v^A + d_v^A + \tau(\bar{u}^A + \bar{d}^A + \bar{s}^A) + g^A](x, Q^2)$$

با استفاده از ساده‌سازی این سه شرط، سه ضریب a_{1dv} ، a_{1uv} و a_{1g} را می‌توان از روابط زیر به‌دست آورد:

$$a_{1uv} = \frac{ZI_v + (A-Z)I_\tau}{ZI_\tau + (A-Z)I_\tau} \quad (10)$$

$$a_{1dv} = \frac{ZI_\tau + (A-Z)I_v}{ZI_\tau + (A-Z)I_\tau}$$

$$a_{1g} = -\frac{1}{I_A} \left\{ a_{1uv} \left[\frac{Z}{A} I_\tau + \left(1 - \frac{Z}{A}\right) I_v \right] + a_{1dv} \left[\frac{Z}{A} I_v + \left(1 - \frac{Z}{A}\right) I_\tau \right] + I_v \right\}$$

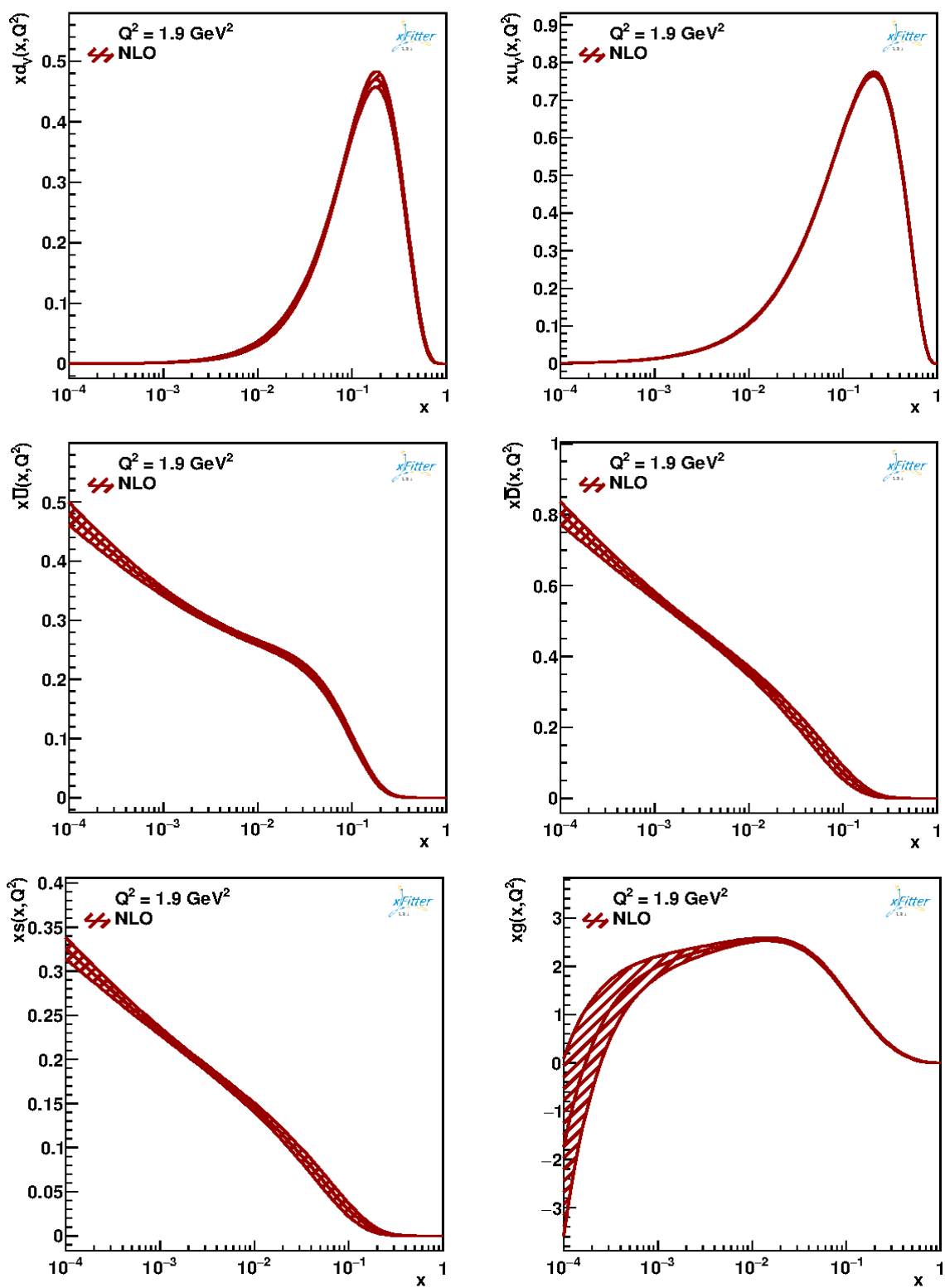
جدول ۲. ضرایب پارامتر معادله (۶) برای پروتون آزاد با توجه به

برنامه و محاسبات xFitter

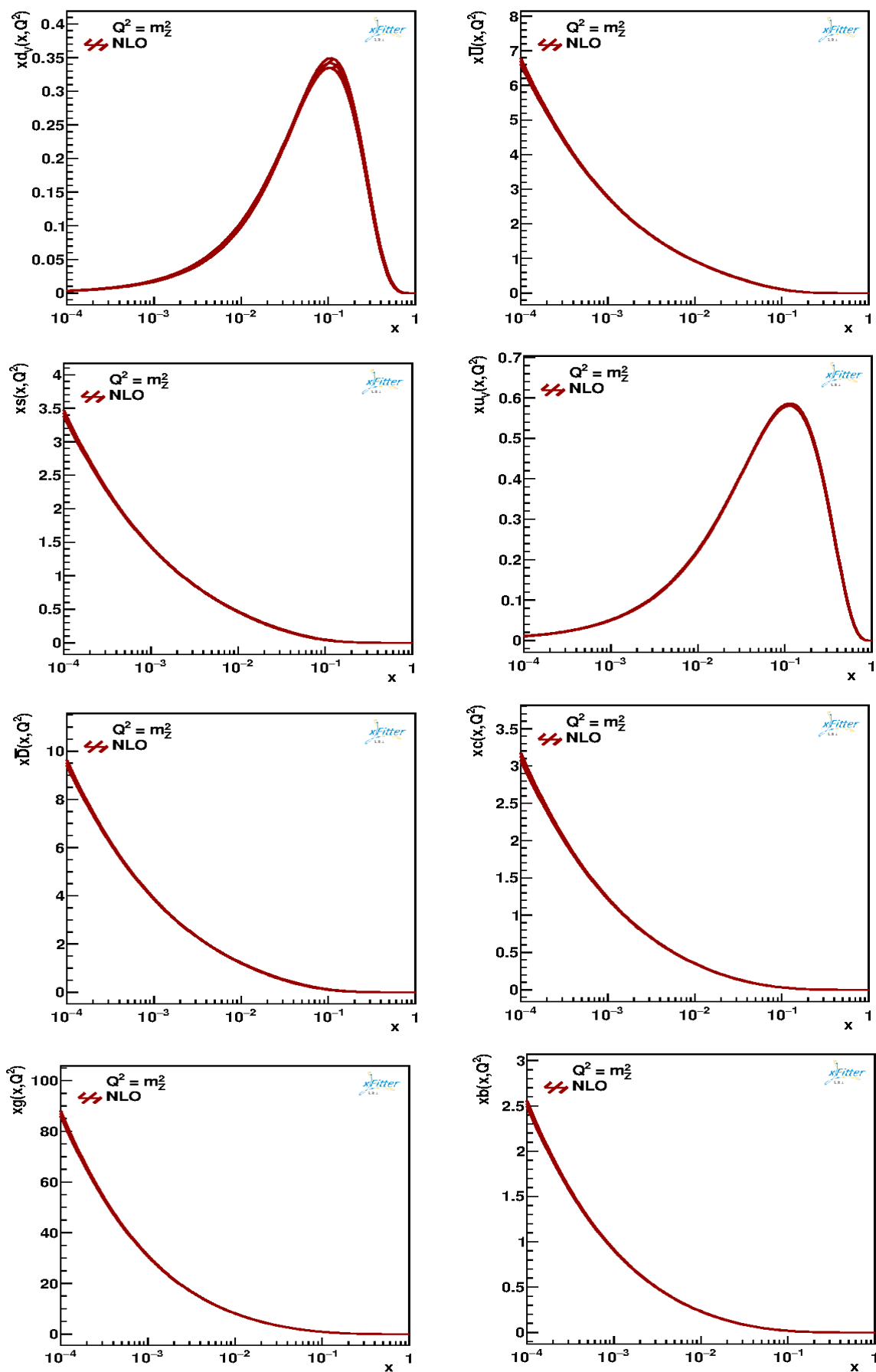
B_{uv}	0.9225 ± 0.0083	B_{dv}	1.322 ± 0.064
C_{uv}	3.682 ± 0.081	C_{dv}	5.91 ± 0.26
D_{uv}	۰	D_{dv}	۰
E_{uv}	0.96 ± 0.28	E_{dv}	۰
$A_{\bar{u}}$	$(1-fs)0.197$	$A_{\bar{d}}$	0.197 ± 0.018
$B_{\bar{u}}$	-0.148 ± 0.014	$B_{\bar{d}}$	-0.148 ± 0.014
$C_{\bar{u}}$	17.83 ± 0.63	$C_{\bar{d}}$	13.0 ± 3.0
$D_{\bar{u}}$	29.8 ± 3.5	κ	$fs/(1-fs)$ $fs = 0.4$
$E_{\bar{u}}$	۰	A'_g	0.949 ± 0.017
B_g	-0.71 ± 0.0065	B'_g	-0.7168 ± 0.0054
C_g	2.84 ± 0.16	C'_g	۲۵

مقایسه با شکل‌های ۲ و ۳ نشان می‌دهد که با افزایش مقیاس انرژی، سهم کوآرک‌های ظرفیت کاهش نسبی یافته و توزیع‌های کوآرک‌های دریا و گلوئونی نقش تعیین‌کننده‌تری در ساختار پروتون پیدا می‌کنند.

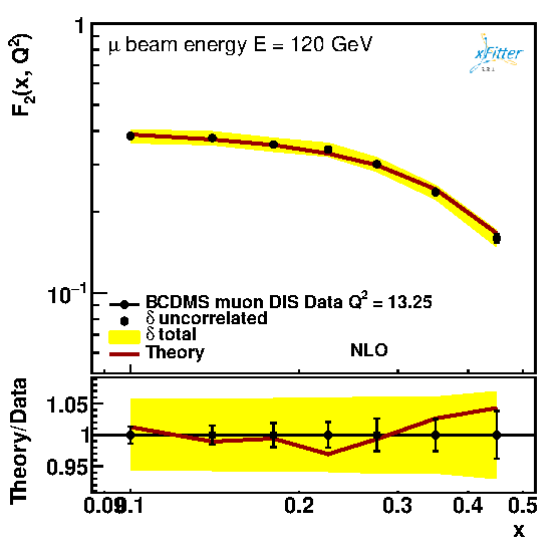
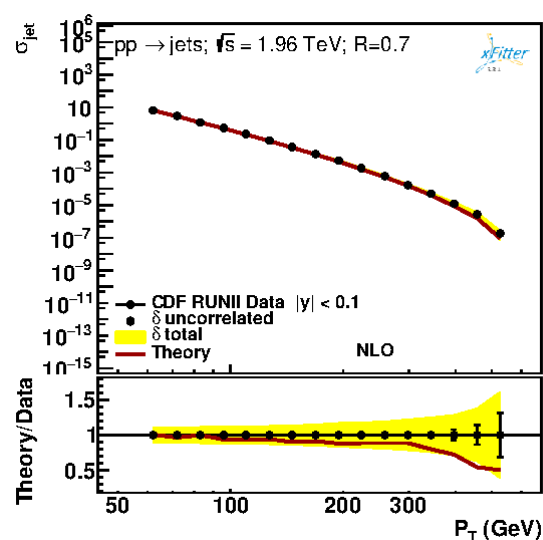
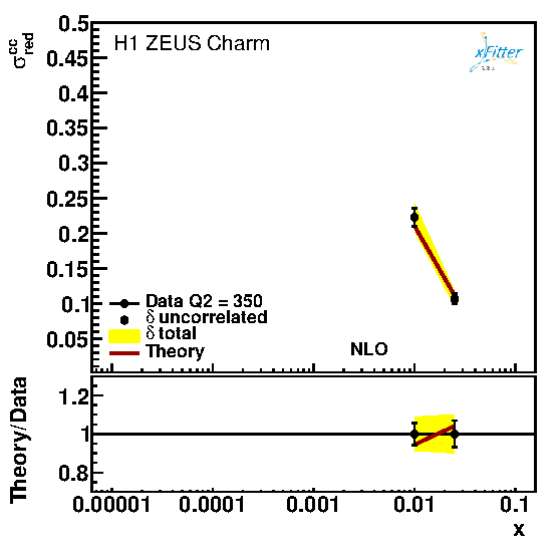
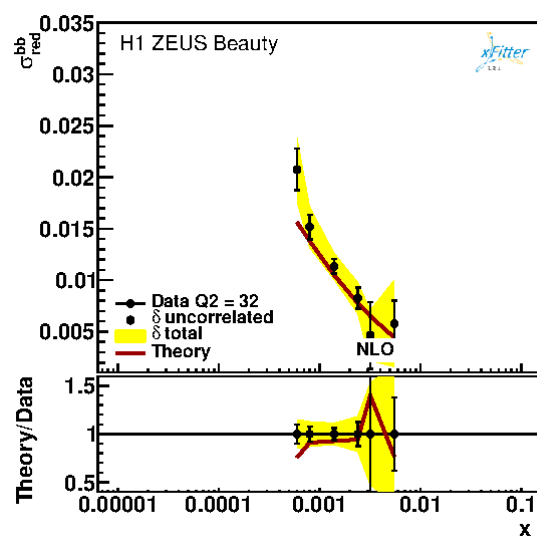
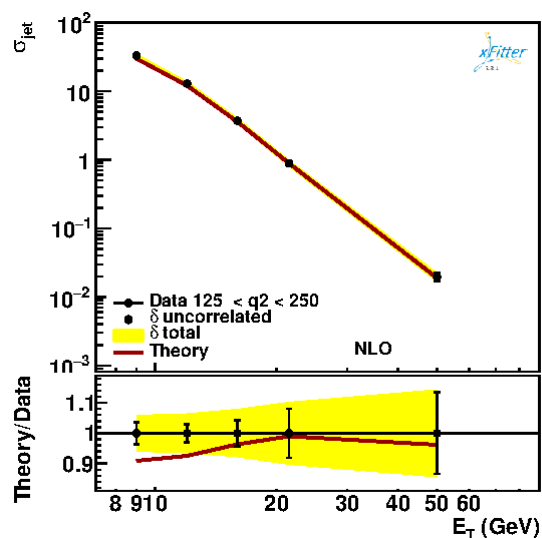
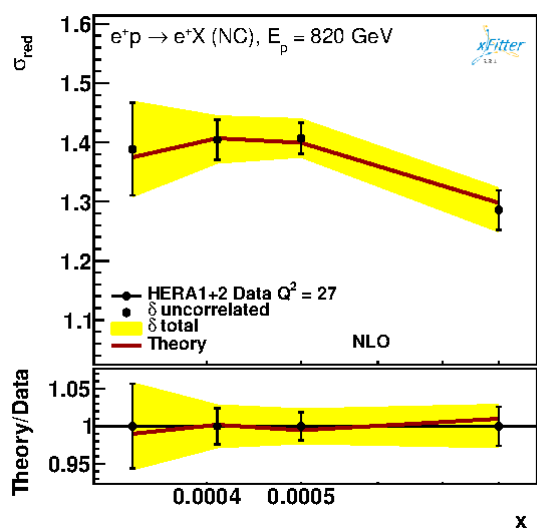
این روند با پیش‌بینی‌های نظری QCD و نتایج جهانی سازگار است. در شکل ۴، مشاهده می‌شود که برازش انجام‌شده با داده‌های H1, HERA, BCDMS, CDF و ATLAS در انرژی‌های مشخص شده توافق خوبی دارد و انحراف‌ها نیز در محدوده خطای آماری قرار دارند. این مقایسه نشان می‌دهد که پارامتربندی انتخاب‌شده برای توابع توزیع پارتونی قادر است رفتار سطح مقطع جت را در انرژی‌های بالا به‌درستی بازتولید کند. همچنین، نتایج به‌طور مستقیم حساسیت توابع ساختار به

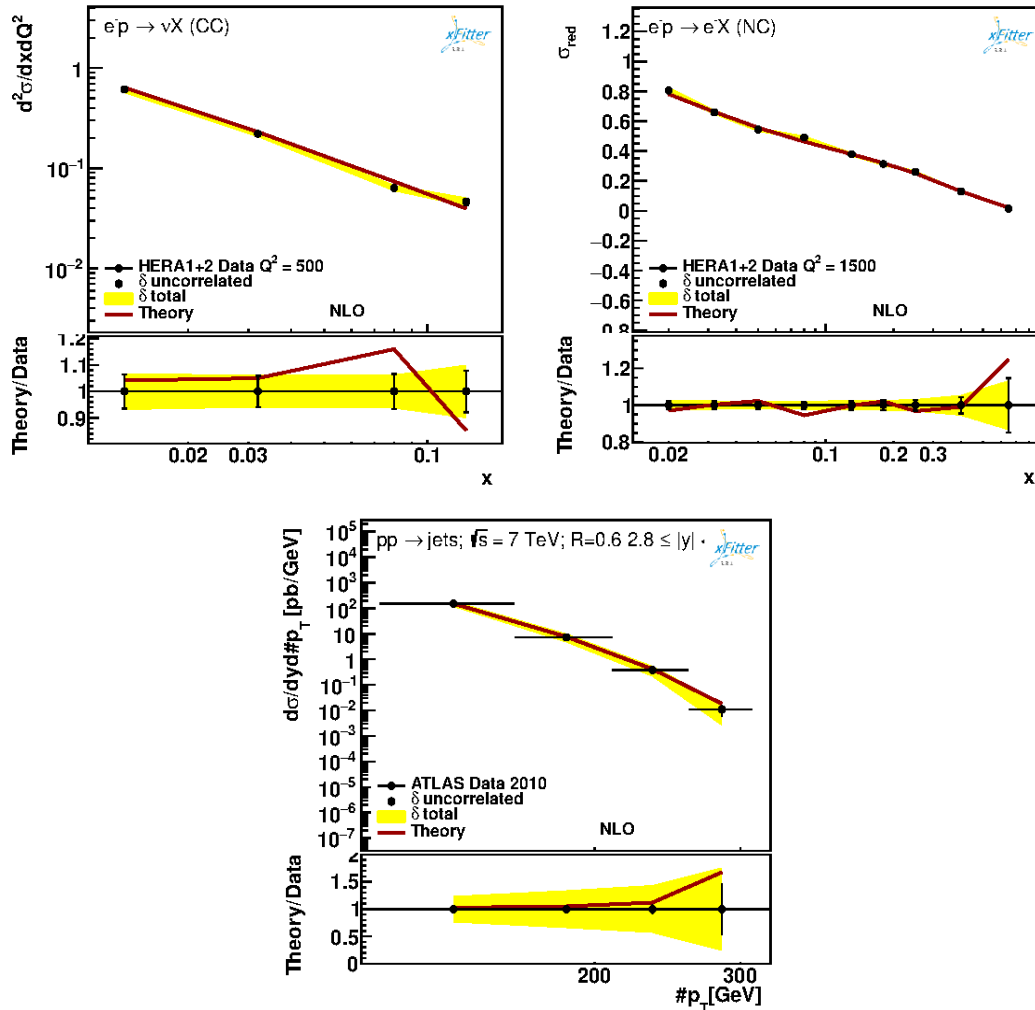


شکل ۲. توابع توزیع پارتونی $xf_i(x, Q^2)$ در $Q^2 = 1.9 \text{ GeV}^2$ در تقریب NLO.



شکل ۳. توابع توزیع پارتونی در مقیاس انرژی m_Z .





شکل ۴. نمونه‌ای از نتایج به دست آمده برای توابع ساختار در تقریب NLO در مقایسه با داده‌های تجربی جت.

سایر داده‌های تجربی مورد استفاده در تحلیل $F_F^A / F_F^{A'}$ نیز در جدول ۴ مشخص شده‌اند. همچنین، در این محاسبات از داده‌های تابع ساختار دوترون نیز استفاده شده است که مشخصات آن‌ها در جدول ۵ آمده است. علاوه بر این، داده‌های پراکندگی ناکشسان عمیق نوترینو-هسته، که در بخش نخست مقاله بحث شدند، در تحلیل حاضر نیز مورد استفاده قرار گرفته‌اند و در جدول ۶ ارائه شده‌اند.

داده‌های مربوط به آزمایش Drell-Yan نیز در این تحلیل در نظر گرفته شده‌اند که مشخصات آن‌ها در جدول ۷ آمده است. همچنین، داده‌های مربوط به نسبت توابع ساختار عناصر مختلف به دوترون، که اخیراً توسط آزمایشگاه JLab منتشر شده است نیز در تحلیل حاضر لحاظ شده‌اند. این داده‌ها در جدول ۸ ارائه شده‌اند.

که در این روابط از تعریف‌های زیر استفاده شده است:

$$\begin{aligned}
 I_1 &= \int dx \frac{H_v(x)}{(1-x)^{\delta_v}} u_v(x) \\
 I_2 &= \int dx \frac{H_v(x)}{(1-x)^{\delta_v}} d_v(x) \\
 I_3 &= \int dx \frac{1}{(1-x)^{\delta_v}} u_v(x) \\
 I_4 &= \int dx \frac{1}{(1-x)^{\delta_v}} d_v(x) \\
 I_5 &= \int dx \frac{x}{(1-x)^{\delta_v}} u_v(x) \\
 I_6 &= \int dx \frac{x}{(1-x)^{\delta_v}} d_v(x) \\
 I_7 &= \int dx \left\{ \frac{H_v(x)}{(1-x)^{\delta_v}} [u_v(x) + d_v(x)] + \frac{a_{q\bar{q}} + H_{q\bar{q}}(x)}{(1-x)^{\delta_{q\bar{q}}}} [\bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x)] - \frac{H_g(x)}{(1-x)^{\delta_g}} g(x) \right\} \\
 I_8 &= \int dx \frac{x}{(1-x)^{\delta_g}} g(x) \\
 H_v(x) &= a_{v\gamma} x + a_{v\gamma'} x' + a_{v\gamma''} x'' \\
 H_{q\bar{q}}(x) &= a_{q\bar{q}} x + a_{q\bar{q}}' x' + a_{q\bar{q}}'' x'' \\
 H_g(x) &= a_{g\gamma} x + a_{g\gamma'} x' + a_{g\gamma''} x''
 \end{aligned} \tag{11}$$

با تعریف $F_F^A = (ZF_F^p + NF_F^n) / A$ بر حسب توابع ساختار پروتون و نوترون مقید به هسته، داده‌های تجربی مورد استفاده برای تحلیل نسبت F_F^A / F_F^D در جدول ۳ ارائه شده‌اند.

جدول ۳. داده تجربی F_p^A / F_p^D

Nucleus	Exp.	Num. of Atom	Ref.
F_p^A / F_p^D			
He/D	SLAC-E۱۳۹	۱۸	[۳۱]
	NMC-۹۵	۱۶	[۳۲]
Li/D	NMC-۹۵	۱۵	[۳۲]
Li/D(Q ² dep)	NMC-۹۵	۱۵۳	[۳۳]
Be/D	SLAC-E۱۳۹	۱۷	[۳۴]
C/D	EMC-۸۸	۹	[۳۵]
	EMC-۹۰	۲	[۳۶]
	SLAC-E۱۳۹	۷	[۳۵]
	NMC-۹۵	۱۵	[۳۳]
	FNAL-E۶۶۵	۴	[۳۷]
C/D(Q ² dep)	NMC-۹۵	۱۶۴	[۳۳]
N/D	BCDMS-۸۵	۹	[۳۸]
	HERMES-۰۳	۹۲	[۳۹]
Al/D	SLAC-E۴۹	۱۸	[۴۰]
	SLAC-E۱۳۹	۱۷	[۳۴]
Ca/D	EMC-۹۰	۲	[۳۶]
	NMC-۹۵	۱۵	[۳۲]
	SLAC-E۱۳۹	۷	[۳۴]
	FNAL-E۶۶۵	۴	[۳۷]
Fe/D	SLAC-E۸۷	۱۴	[۴۱]
	SLAC-E۱۳۹	۲۳	[۳۴]
	SLAC-E۱۴۰	۶	[۴۲]
	BCDMS-۸۷	۱۰	[۴۳]
Cu/D	EMC-۹۳	۱۹	[۴۴]
Kr/D	HERMES-۰۳	۸۴	[۳۹]
Ag/D	SLAC-E۱۳۹	۷	[۳۴]
Sn/D	EMC-۸۸	۸	[۳۵]
Xe/D	FNAL-E665-۹۲	۴	[۴۵]
Au/D	SLAC-E۱۳۹	۱۸	[۳۴]
Pb/D	FNAL-E۶۶۵-۹۵	۴	[۴۶]
Total		۷۸۱	

جدول ۴. داده های تجربی $F_p^A / F_p^{A'}$

Exp.	Nucleus	Num. Dat.	Ref.
F_p^A / F_p^C			
NMC-۹۶	Be/C	۱۵	[۴۷]
NMC-۹۶	Al/C	۱۵	[۴۷]
NMC-۹۵	Ca/C	۲۰	[۴۸]
NMC-۹۶	Ca/C	۱۵	[۴۷]
NMC-۹۶	Fe/C	۱۴۴	[۴۷]
NMC-۹۶	Sn/C	۳۰	[۴۷]
NMC-۹۶	Pb/C	۱۵	[۴۷]
Total		۲۵۴	
F_p^A / F_p^{Li}			
NMC-۹۵	C/Li	۲۰	[۴۸]
NMC-۹۵	Ca/Li	۲۰	[۴۸]
جمع		۴۰	

جدول ۵. داده های دوترون برای برازش هسته ای.

Exp.	Nucleus	Num. Dat.	Ref.
NMC-۹۶	D	۱۲۶	[۴۹]
BCDMS	D	۵۳	[۵۰]
BCDMS	D	۱۵۵	[۵۱]
HERMES	D	۳۹	[۵۲]
NMC-۹۶	D/p	۱۵۶	[۵۳]
Total		۵۲۹	

جدول ۶. داده های نوترینو هسته در پراکندگی DIS.

Nucleus	Exp.	Num. Dat.	Ref.
ν Pb	CHORUS	۵۳۲	[۵۴]
$\bar{\nu}$ Pb	CHORUS	۵۳۲	[۵۴]
$\bar{\nu}$ Pb	CDHSW	۶۹۸	[۵۵]
ν Pb	CDHSW	۶۹۸	[۵۵]
Total		۲۴۵۸	

جدول ۷. داده های هسته ای درل -پایان.

Nucleus	Exp.	Num. Dat.	Ref.
$\sigma_{DY}^A / \sigma_{DY}^{A'}$			
Fe/Be	FNAL-E۸۶۶	۲۸	[۵۶]
W/Be	FNAL-E۸۶۶	۲۸	[۵۶]
C/D	FNAL-E۷۲۲	۹	[۵۷]
Ca/D	FNAL-E۷۲۲	۹	[۵۷]
Fe/D	FNAL-E۷۲۲	۹	[۵۷]
W/D	FNAL-E۷۲۲	۹	[۵۷]
Total		۹۲	

جدول ۸. داده‌های نسبت تابع ساختار هسته‌های مختلف به دوترون استخراج شده از JLAB.

Nucleus	Exp.	Num.Dat.	Ref.
F_2^A/F_2^D			
C/D	JLAB-HALL-C	۱۰۳	[۵۸]
Pb/D	JLAB-CLASS	۲۴	[۵۹]
Fe/D	JLAB-CLASS	۲۴	[۵۹]
Al/D	JLAB-CLASS	۲۴	[۵۹]
C/D	JLAB-CLASS	۲۴	[۵۹]
Total		۱۹۹	

جدول ۹. نتایج پارامترهای تابع وزن حاصل از برازش روی داده‌های هسته‌ای.

U_v		qbar	
a_{1uv}	Sum rull	a_{1qbar}	-۰/۳۱۲۳۸
a_{2uv}	۰/۱۰۰۵۶	a_{2qbar}	۰/۷۸۶۱۷
a_{3uv}	-۲/۲۲۴۳	a_{3qbar}	-۴۴/۷۱۷۰
a_{4uv}	۲/۵۰۳۱۳	a_{4qbar}	۸۰/۷۲۵۱
D_v		g	
a_{1dv}	Sum rull	a_{1g}	Sum rull
a_{2dv}	۰/۱۰۰۵۶	a_{2g}	۹/۳۵۳۲
a_{3dv}	-۲/۲۲۴۳	a_{3g}	-۲۱/۳۶۵۴
a_{4dv}	۲.۵۰۳۱۳	a_{4g}	۰/۰
m_c	۱/۳	m_b	۴/۷۵
$\chi^2/d.o.f$	۴۵۸۱/۰۳۱/۴۳۳۵	Q^2	۱/۶۷GeV ^۲
$\alpha(M_Z^2)$	۰/۱۱۸		

جدول ۹، نتایج پارامترهای تابع وزن که از برازش روی داده‌های هسته‌ای حاصل شده، گزارش می‌کند. در فرآیند برازش، کمینه‌سازی تابع χ^2 با استفاده از برنامه MINUIT انجام شد [۲۷]. برآورد عدم قطعیت پارامترهای به دست آمده نیز بر اساس ماتریس هم پراش خروجی MINUIT، و در چارچوب تقریب Hessian صورت گرفت [۲۷]. بنابراین، خطاهای گزارش شده برای پارامترها از ماتریس هم‌واریانس استخراج شده‌اند. در این تحلیل، هم‌بستگی خطاهای نظامند داده‌های ورودی به صورت صریح در تابع برازش وارد نشده است و عدم قطعیت‌ها عمدتاً بر پایه خطاهای آماری داده‌ها محاسبه شده‌اند.

توابع وزن برای هسته‌های آهن و سرب در انرژی آستانه $Q^2 = 1.67 \text{ GeV}^2$ در تقریب NLO در شکل ۵ ارائه شده‌اند.

توابع توزیع پارتون‌ها برای هسته‌های آهن و سرب نیز در انرژی آستانه $Q^2 = 1.67 \text{ GeV}^2$ در شکل ۶ نشان داده شده‌اند. همان‌طور که مشاهده می‌شود، این نمودار بیانگر تفاوت‌های اساسی میان پروتون آزاد و پروتون مقید در هسته است. در ناحیه x کوچک، افزایش قابل توجهی در چگالی گلوئون‌ها و کوارک‌های دریا مشاهده می‌شود که ناشی از برهم‌کنش‌های چندگانه و اثرات محیط هسته‌ای است. پدیدار شدن کاهش معنادار در ناحیه میانی x برای هسته‌های سنگین (مانند آهن و سرب) نسبت به پروتون آزاد ناشی از اعمال تابع وزن بر توزیع‌های پارتونی پروتون آزاد است. این کاهش در توزیع کوارک‌های ظرفیت u و d رفتاری است که با عنوان اثر EMC شناخته می‌شود. در الگوی وزنی حاضر، این کاهش به‌طور خودکار از شرایط پایستگی (بار، تعداد کوارک‌های ظرفیت و تکانه) و پارامترهای استخراج شده از برازش بر داده‌های تجربی حاصل شده است. شایان ذکر است که این کاهش با حرکت فرمی هسته‌ای قابل توضیح نیست و نشان‌دهنده تغییر ذاتی توزیع پارتون‌ها در نوکلئون مقید است. در مقابل، در ناحیه x بزرگ‌تر، افزایش نسبی کوارک‌های ظرفیت مشاهده می‌شود که ناشی از محدودیت‌های پایستگی و اثرات حرکتی در هسته است. در ناحیه x بزرگ‌تر، رفتار توزیع‌ها به سمت افزایش نسبی کوارک‌های ظرفیت میل می‌کند، زیرا در این محدوده سهم کوارک‌های دریایی و گلوئون‌ها کاهش یافته و ساختار هسته‌ای بیشتر تحت تأثیر محدودیت‌های فرمی و پایستگی بار الکتریکی قرار می‌گیرد. این نتایج نشان می‌دهند که الگوی وزنی تعریف شده در معادله (۸)، به‌درستی تغییرات ناشی از محیط هسته‌ای را بازتولید کرده و شرایط پایستگی (پایستگی بار، تعداد کوارک‌های والانس و تکانه کل) را حفظ می‌کند.

نتایج حاصل از محاسبات توابع ساختار هسته‌ای و مقایسه آن‌ها با مدل‌های AT12 [۲۹] و KSASG20 [۳۰] و TUJU19 [۶۰] و داده‌های تجربی در شکل ۷ نشان داده شده است. همان‌طور که پیش‌تر اشاره شد، یکی از تفاوت‌های اساسی این پژوهش با الگوهای بالا در این است که در مطالعه حاضر برای استخراج تابع توزیع پروتون آزاد از تمامی داده‌های موجود بهره‌برداری شده است، درحالی‌که در این الگوها حجم داده‌ها محدود بوده

است. افزون بر این، در بررسی اثرات هسته‌ای نیز کلیه داده‌های هسته‌ای در دسترس مورد استفاده قرار گرفته‌اند، در صورتی که در برخی از این الگوها داده‌های هسته‌ای به‌طور محدود به‌کار گرفته شده بودند.

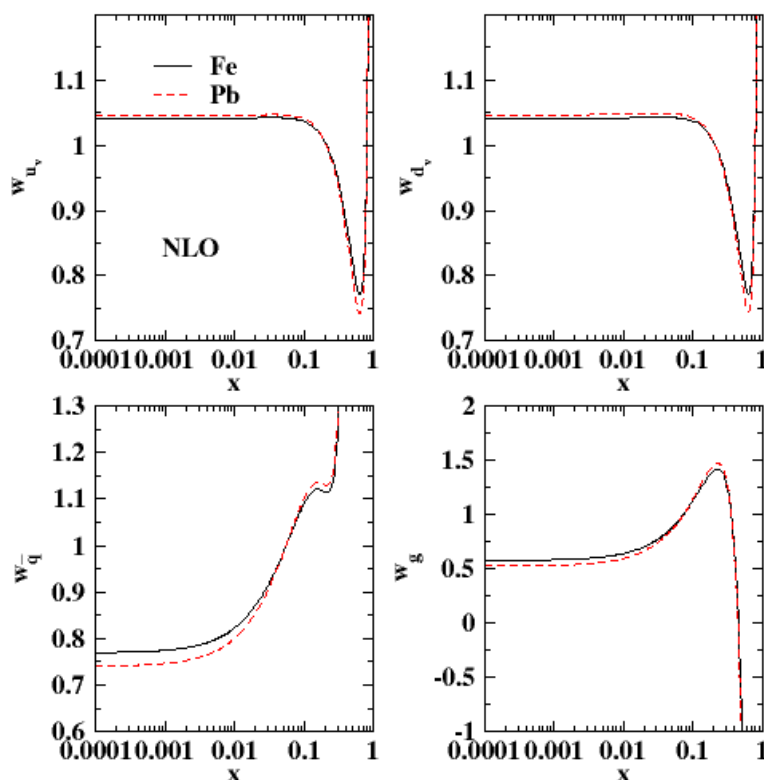
به‌طور ویژه، الگوی TUJU19 یکی از تحلیل‌های جامع جهانی برای توابع توزیع پارتونی هسته‌ای (nPDFs) در تقریب مرتبه دوم (NLO) است که توسط والت، هلنیوس و ووگل‌زانگ^۱ ارائه شده است. این الگو عمدتاً بر پایه داده‌های پراکندگی ناکشسان عمیق با اهداف هسته‌ای ثابت از آزمایش‌های NMC، SLAC-E139، EMC و BCDMS، و همچنین داده‌های برخورد پروتون-سرب (p+Pb) از برخورددهنده بزرگ هادرونی (LHC)، شامل تولید جت و بوزون‌های الکتروضعیف، استوار است. در این الگو، معادلات تحول DGLAP برای گلوئون‌ها و کوارک‌ها در محیط هسته‌ای حل شده و توابع توزیع پارتونی برای هسته‌هایی مانند کربن، آهن و سرب استخراج شده است. با این حال، در الگوی TUJU19 از داده‌های جدید JLAB (جدول ۸)، داده‌های نوترینو-هسته CHORUS و CDHSW (جدول ۶)، و همچنین بخشی از داده‌های Drell-Yan (جدول ۷) استفاده نشده است، امری که موجب افزایش عدم قطعیت در نواحی x کوچک و بزرگ می‌شود. در مطالعه حاضر، با بهره‌گیری از مجموعه داده‌های کامل‌تر و متنوع‌تر موجود، دقت بیشتری در استخراج توابع توزیع پارتونی هسته‌ای حاصل شده است.

نتایج ارائه شده در شکل ۷ نشان می‌دهد که برای توابع ساختار هسته‌ای هم‌خوانی قابل توجهی با سایر الگوها وجود دارد. به‌طور خاص، در مقایسه با الگوهای AT12 و TUJU19، الگوهای تغییرات در سه ناحیه x کوچک، میانی و بزرگ عمدتاً سازگار هستند. در ناحیه x کوچک، الگوی حاضر کاهش نسبت‌های تابع ساختار را نشان می‌دهد، اما شدت این کاهش نسبت به داده‌های تجربی اندکی ملایم‌تر است. داده‌های JLAB و NMC برای هسته‌های سبک مانند کربن (C) و لیتیم (Li) کاهش کمتری گزارش کرده‌اند، درحالی‌که الگوی حاضر مقدار بیشتری پیش‌بینی می‌کند. با این حال، روند کلی نزولی با داده‌های

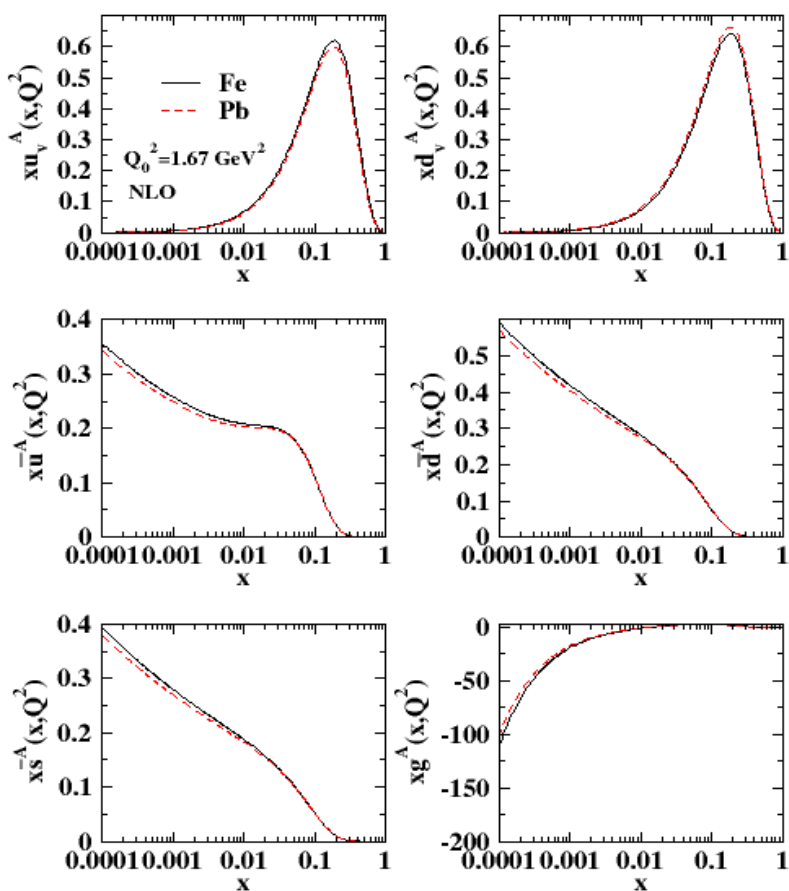
E665 و HERMES برای هسته‌های سنگین‌تر مانند آهن (Fe) و سرب (Pb) هم‌خوانی دارد و اندکی از داده‌ها کمتر است. در ناحیه x میانی، که اثر EMC بارز است، الگوی حاضر کاهش ناشی از EMC پس از قله را در بازه $0.3 < x < 0.7$ بازتولید می‌کند. شکل و عمق این کاهش برای هسته‌هایی مانند Al و He با داده‌های E140 و NMC سازگار است. در ناحیه x بزرگ، الگوی حاضر روند افزایش تابع ساختار را باز تولید می‌کند. این افزایش ناشی از حرکت فرمی و محدودیت‌های بستگی هسته‌ای است. داده‌های JLAB و HERMES برای هسته‌های سبک در این ناحیه هم‌خوانی بیشتری دارند. در کل الگوی حاضر توانسته است روند کلی رفتار نسبت سطح مقطع‌ها را بازسازی کند و اختلاف‌های جزئی در شدت یا کاهش افزایش در محدوده عدم قطعیت داده‌ها قرار می‌گیرد. بیشترین اختلاف نتایج این تحلیل با الگوی TUJU19 در ناحیه x کوچک (محدوده ۱ تا ۰.۱) رخ می‌دهد و میزان این اختلاف بسته به هسته و مقیاس انرژی، حدود ۵ درصد تا نزدیک ۱۰ درصد متغیر است. در سایر نواحی x (به ویژه در ناحیه میانی و بزرگ)، نتایج دو تحلیل در محدوده عدم قطعیت‌های یکدیگر قرار دارند و توافق قابل قبولی نشان می‌دهند.

در شکل ۸، نتایج مربوط به آزمایش Drell-Yan برای دو هسته متفاوت مشخص شده و با داده‌های تجربی مقایسه شده‌اند. همان‌طور که مشاهده می‌شود، برای $Q^2 = 4/5 \text{ GeV}^2$ داده‌های آزمایش FANL-E866 در x های بزرگ و برای $Q^2 = 5/5 \text{ GeV}^2$ داده‌های FANL-E866 در x های میانی، انطباق قابل توجهی با نتایج حاصل از تحلیل حاضر دارند. به دلیل نبود داده‌های تجربی در ناحیه x کوچک، نتایج تنها در بازه x میانی و بزرگ نشان داده شده‌اند. روند ثابت نسبت در این بازه، پیش‌بینی رفتار مشابه را در x های کوچک‌تر تأیید می‌کند.

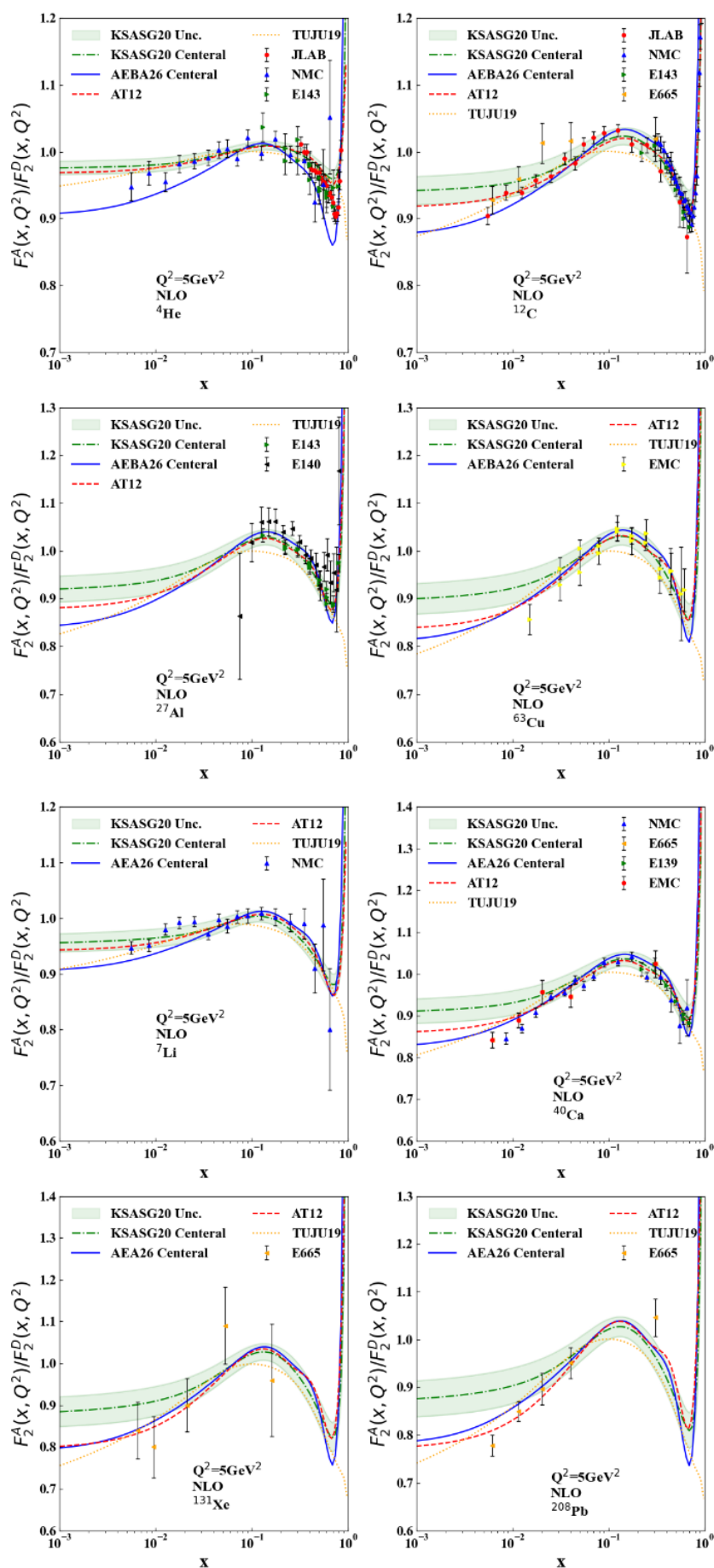
لازم به ذکر است که در آزمایش‌های Drell-Yan مورد استفاده در این تحلیل، داده‌های تجربی در ناحیه بسیار کوچک x (به‌طور مشخص x کوچکتر از ۰/۲) در دسترس نیستند.

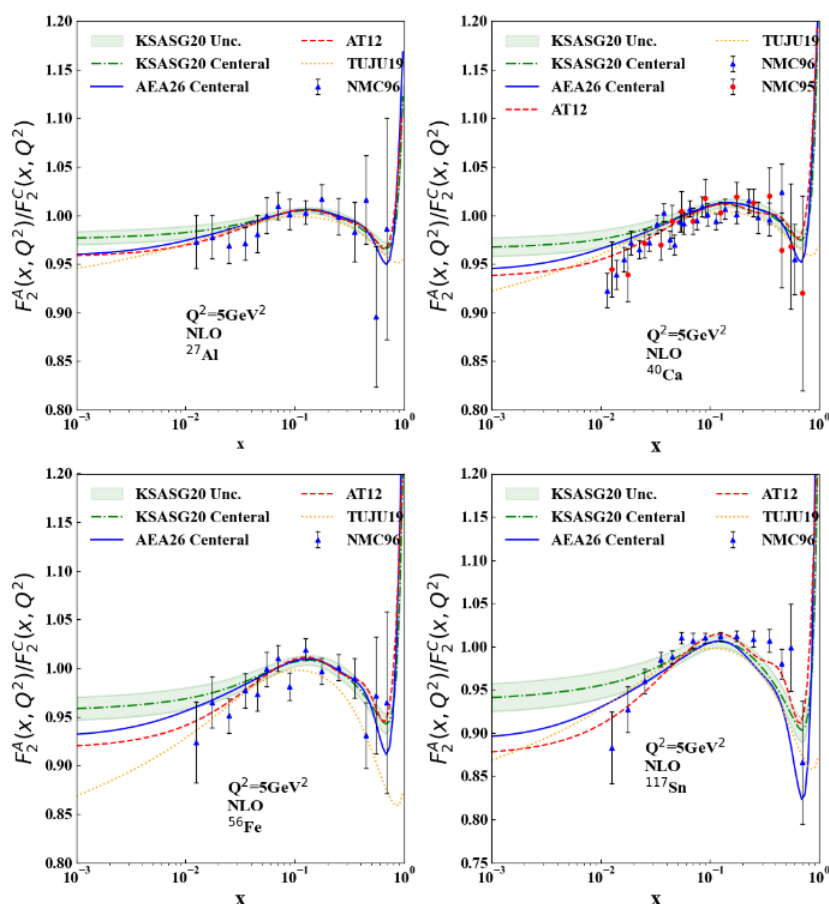


شکل ۵. توابع وزن برای هسته آهن و سرب در انرژی آستانه $Q^2 = 1.67 \text{ GeV}^2$ در تقریب NLO.

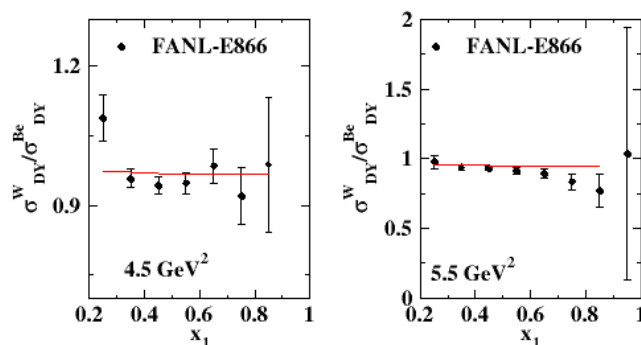


شکل ۶. توابع توزیع پارتون هسته‌ای برای هسته آهن و سرب در انرژی آستانه $Q^2 = 1.67 \text{ GeV}^2$ در تقریب NLO.

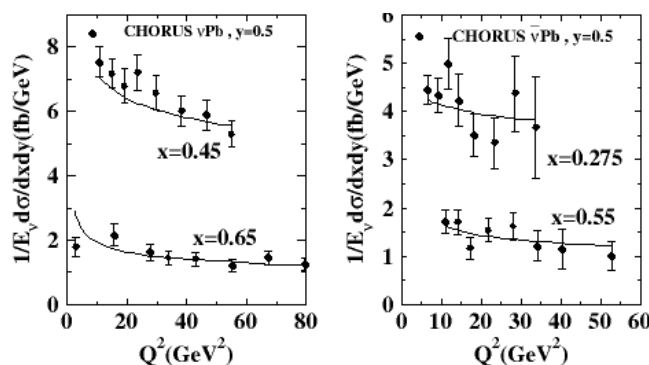




شکل ۷. نتایج تابع ساختار هسته‌های مختلف الگوی حاضر AEA26 در مقایسه با الگوهای AT12 [۲۹] و KSASG20 [۳۰] و TUJU19 [۶۰] و داده‌های تجربی.



شکل ۸. نتایج سطح مقطع‌های آزمایش Drell-Yan برای دو هسته متفاوت در مقایسه با داده‌های تجربی.



شکل ۹. نتایج سطح مقطع نوترینو و پاد نوترینو برای هسته سرب در مقایسه با داده‌های تجربی.

داده‌های موجود عمدتاً در بازه $0/2$ تا $0/9$ قرار دارند. بنابراین در شکل ۸، نتایج تنها در ناحیه‌های میانی و بزرگ X نمایش داده شده‌اند و گسترش نتایج به ناحیه X بسیار کوچک، به دلیل نبود داده‌های تجربی پشتیبان، امکان‌پذیر نیست.

در نهایت، نتایج مربوط به سطح مقطع نوترینو و پادنوترینو حاصل از تحلیل حاضر بر حسب انرژی در X های میانی و مقایسه با داده‌های تجربی برای هسته سرب Pb، در شکل ۹ ارائه شده‌اند. نمودار حاصل در اغلب نقاط با داده‌های تجربی منطبق است.

نتیجه‌گیری

هدف اصلی این پژوهش، انجام یک مطالعه جامع، دقیق و نظام‌مند بر روی اهداف پروتونی و هسته‌ای با بهره‌گیری از کلیه داده‌های تجربی موجود، با امکان استخراج قابل اعتماد توابع ساختار پروتون آزاد و پروتون در محیط هسته‌ای بوده است. بنابراین، یکی از تفاوت‌های اصلی این پژوهش با تحلیل‌های پیشین، استفاده از مجموعه گسترده‌ای از داده‌های تجربی هسته‌ای و غیرهسته‌ای است. در این راستا، تحلیل QCD در تقریب مرتبه NLO با استفاده از یک چارچوب محاسباتی مناسب و با به‌کارگیری داده‌های پراکندگی ناکشسان عمیق و همچنین فرایندهای مکمل انجام شده است.

نتایج حاصل از این تحلیل نشان می‌دهد که توابع ساختار استخراج‌شده از سازگاری بسیار خوبی با داده‌های تجربی برخوردارند. همان‌گونه که در مقایسه‌های انجام‌شده مشاهده می‌شود، توافق مناسبی بین پیش‌بینی‌های نظری و داده‌های آزمایشگاهی وجود دارد. این توافق بیانگر توانایی چارچوب تحلیلی به‌کاررفته در توصیف دقیق رفتار پروتون آزاد و همچنین اثرات ناشی از حضور محیط هسته‌ای است.

مراجع

1. K Kovařík, P M Nadolsky and D E Soper, *Rev. Mod. Phys.* **92** (2020) 045003.
2. Y L Dokshitzer, V A Khoze, A H Mueller and S I Troian, *Basics of Perturbative QCD*, Ed. Frontiers, Gif-sur-Yvette, France (1991).
3. R Brock et al., *Rev. Mod. Phys.* **67** (1995) 157.
4. H Abramowicz et al., *Eur. Phys. J. C* **75** (2015) 580.
5. J Gao, L Harland-Lang and J Rojo, *Phys. Rep.* **742** (2018) 1.
6. D M Alde et al., *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 2479.
7. G Aad et al., *Eur. Phys. J. C* **73** (2013) 2509.

علاوه‌بر این، اثرات هسته‌ای از طریق استفاده از توابع توزیع پارتونی هسته‌ای بررسی شدند و تغییرات ایجادشده در توابع ساختار که ناشی از محیط هسته‌ای است به‌صورت کمی تحلیل شد. نتایج به‌دست‌آمده نشان می‌دهد که این اثرات به‌طور معناداری در نواحی مختلف سینماتیکی قابل توجه بوده و نقش مهمی در توصیف ساختار هادرونی ایفا می‌کنند.

مقایسه نتایج این پژوهش با تحلیل‌های مرجع، از جمله TUJU19، نشان می‌دهد که استفاده از مجموعه داده‌های گسترده‌تر، به‌ویژه داده‌های جدید JLab و داده‌های هسته‌ای به‌روزتر، موجب محدودتر شدن پارامترهای برازش و افزایش دقت توابع توزیع پارتونی شده است. بیشترین تأثیر داده‌های جدید در ناحیه میانی X (محدوده $0/1$ تا $0/5$) و مقیاس‌های انرژی پایین تا متوسط Q^2 مشاهده می‌شود؛ ناحیه‌ای که مستقیماً به ساختار درونی هسته و اثرات اصلاحات هسته‌ای، از جمله پدیده EMC، حساس است. با وجود این پیشرفت‌ها، تحلیل حاضر با دو محدودیت اصلی مواجه است. نخست، کمبود داده‌های تجربی کافی در ناحیه X بسیار بزرگ ($X \geq 0/8$) که موجب افزایش عدم قطعیت توابع توزیع پارتونی در این محدوده می‌شود. دوم، هم‌بستگی بین خطاهای سیستماتیک داده‌ها در این مطالعه به‌صورت صریح در تحلیل آماری لحاظ نشده است. بررسی این محدودیت‌ها در پژوهش‌های آینده، با استفاده از داده‌های تجربی دقیق‌تر و روش‌های آماری پیشرفته‌تر، می‌تواند به بهبود نتایج کمک کند. همچنین بررسی اثرات برخورد پروتون با هسته‌های سنگین‌تر، که نیازمند توسعه دستورهای محاسباتی مناسب‌تر است، می‌تواند از دیگر مسیرهای گسترش این پژوهش باشد.

8. C Patrignani et al., *Chin. Phys. C* **40** (2016) 100001.
9. W L van Neerven and A Vogt, *Nucl. Phys. B* **568** (2000) 263.
10. J A M Vermaseren, A Vogt and S Moch, *Nucl. Phys. B* **724** (2005) 3.
11. A C Benvenuti et al., *Phys. Lett. B* **223** (1989) 485.
12. H Abramowicz et al., *Eur. Phys. J. C* **78** (2018) 473.
13. M Arneodo et al., *Nucl. Phys. B* **483** (1997) 3..
14. S Chekanov et al., *Phys. Lett. B* **547** (2002) 164–180.
15. V Khachatryan et al., *JHEP* **03** (2017) 156.
16. G Aad et al., *Phys. Rev. D* **86** (2012) 014022.
17. G Aad et al., *Eur. Phys. J. C* **73** (2013) 2509.
18. T Aaltonen et al., *Phys. Rev. D* **78** (2008) 052006; Erratum: *Phys. Rev. D* **79** (2009) 119902.
19. H Abramowicz et al., *Eur. Phys. J. C* **70** (2010) 965.
20. S Chekanov et al., *Nucl. Phys. B* **765** (2007) 1.
21. A Aktas et al., *Phys. Lett. B* **653** (2007) 134.
22. F D Aaron et al., *Eur. Phys. J. C* **67** (2010) 1.
23. xFitter Collaboration, xFitter: An Open Source QCD Fit Framework, (2014) arXiv:1410.4412 [hep-ph].
24. S Alekhin et al., *Eur. Phys. J. C* **75** (2015) 304.
25. V Bertone, S Carrazza and J Rojo, *Comput. Phys. Commun.* **185** (2014) 1647.
26. M Botje, *Comput. Phys. Commun.* **182** (2011) 490.
27. F James and M Roos, *Comput. Phys. Commun.* **10** (1975) 343.
28. H Khanpour and S Atashbar Tehrani, *Phys. Rev. D* **93** (2016) 014026.
29. S Atashbar Tehrani, *Phys. Rev. C* **86** (2012) 064301.
30. H Khanpour, M Soleymaninia, S Atashbar Tehrani, H Spiesberger and V Guzey, *Phys. Rev. D* **104** (2021) 034010.
31. M Arneodo et al., *Nucl. Phys. B* **333** (1990) 1.
32. P Amaudruz et al., *Nucl. Phys. B* **441** (1995) 3.
33. M Arneodo et al., *Nucl. Phys. B* **441** (1995) 12.
34. J Gomez et al., *Phys. Rev. D* **49** (1994) 4348.
35. J Ashman et al., *Phys. Lett. B* **202** (1988) 603.
36. M Arneodo et al., *Nucl. Phys. B* **333** (1990) 1.
37. M R Adams et al., *Z. Phys. C* **67** (1995) 4030.
38. G Bari et al., *Phys. Lett. B* **163** (1985) 282.
39. K Ackerstaff et al., *Phys. Lett. B* **475** (2000) 386; Erratum: *Phys. Lett. B* **567** (2003) 339.
40. A Bodek et al., *Phys. Rev. Lett.* **51** (1983) 534.
41. A Bodek et al., *Phys. Rev. Lett.* **50** (1983) 1431.
42. S Dasu et al., *Phys. Rev. Lett.* **60** (1988) 2591.
43. A C Benvenuti et al., *Phys. Lett. B* **189** (1987) 483.
44. J Ashman et al., *Z. Phys. C* **57** (1993) 211.
45. M R Adams et al., *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992) 3266.
46. M R Adams et al., *Z. Phys. C* **67** (1995) 403.
47. M Arneodo et al., *Nucl. Phys. B* **481** (1996) 3.
48. P Amaudruz et al., *Nucl. Phys. B* **441** (1995) 3.
49. M Arneodo et al., *Nucl. Phys. B* **483** (1997) 3.
50. M R Adams et al., *Phys. Rev. D* **54** (1996) 3006.
51. A C Benvenuti et al., *Phys. Lett. B* **237** (1990) 592.
52. A Airapetian et al., *JHEP* **05** (2011) 126.
53. M Arneodo et al., *Nucl. Phys. B* **487** (1997) 3.
54. G Onengut et al., *Phys. Lett. B* **632** (2006) 65.
55. J P Berge et al., *Z. Phys. C* **49** (1991) 187.
56. M A Vasilev et al., *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 2304.
57. D M Alde et al., *Phys. Rev. Lett.* **64** (1990) 2479.
58. J Seely et al., *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 202301.
59. B Schmookler et al., *Nature* **566** (2019) 354.
60. M Walt, I Helenius and W Vogelsang, *Phys. Rev. D* **100** (2019) 096015.