

## تحلیل QCD تابع ساختار غیریکتای $xF_3$ در پراکندگی ناکشسان ژرف

### نوترینو-نوکلئون

اعظم غفاری توران\*، علی خرمیان

دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان

دریافت: 1397/03/07 ویرایش نهایی: 1397/04/09 پذیرش: 1397/07/09

#### چکیده

در این مقاله با استفاده از داده‌های تجربی گروه‌های CDHSW و CHORUS، NuTeV، CCFR تا توابع توزیع ظرفیتی کوارک‌های  $u$  و  $d$  را در طیف گسترده‌ای از  $x$  و  $Q^2$  تعیین و آنها را به همراه خطاهای همبسته در چارچوب xFitter استخراج کنیم. ما نتایج را برای توابع توزیع کوارک ظرفیتی به همراه عدم قطعیت آنها استخراج نموده و با دیگر مدل‌های مختلف مقایسه می‌کنیم. نتایج محاسبات ما برای ثابت جفت‌شدگی قوی در دو تقریب NLO و NNLO با نتایج مدل‌های مختلف و نتایج اخیر PDG در توافق است. نتایج استخراج شده برای توزیع کوارک ظرفیتی با مدل‌های نظری موجود سازگاری خوبی دارد.

**کلیدواژگان:** تحلیل QCD، پراکندگی ناکشسان ژرف، توابع ساختار غیر یکتا، کوارک ظرفیتی

#### مقدمه

QCD بسیار حائز اهمیت است [2-8]. بی‌شک نتایج آزمایشگاهی در خصوص ساختار هادرون‌ها نقش مهمی در درک برهم‌کنش‌های مشاهده شده در برخوردهای پروتون-پادپروتون و یا پروتون-پروتون در انرژی بالا ایفا می‌کند. اطلاعات دقیق توابع توزیع پارتونی در  $x$ ‌های بزرگ برای به دست آوردن اهداف دقیق LHC، Tevatron و دیگر شتاب دهنده‌های انرژی بالا ارزشمند است [9]. نتایج تجربی تابع ساختار  $xF_3$  در پراکندگی ناکشسان ژرف نوترینو-نوکلئون توسط گروه‌های تجربی مختلفی از جمله CCFR [10]، NuTeV [11]، CHORUS [12]، CDHSW [13] اندازه‌گیری شده است. این نتایج آزمایشگاهی امکان تعیین توابع توزیع کوارک‌های ظرفیتی و تعیین ثابت جفت‌شدگی قوی را فراهم نموده‌اند [14-16]. انتظار می‌رود که داده‌های جدید آزمایشگاهی غیریکتا، مانند برخورد دهنده بزرگ الکترون-هادرون (LHeC) [17]، و برخورد دهنده

یکی از توابع ساختار مهم در پراکندگی ناکشسان ژرف، تابع ساختار غیر یکتای نوترینو-نوکلئون است. مطابق نظریه کرومودینامیک کوآنتومی (QCD) در انرژی‌های بالا وابستگی  $Q^2$  توابع ساختار هادرون‌ها و به تبع آن توابع توزیع پارتون‌ها در برهم‌کنش‌های قوی با معادلات تحول DGLAP [1] توصیف می‌شود. اساساً داده‌های پراکندگی ناکشسان ژرف لپتون-نوکلئون، اطلاعات دقیقی از چگالی‌های پارتونی در مقادیر بزرگ و کوچک کسر تکانه انتقال یافته  $x$  در نوکلئون در دسترس ما قرار می‌دهد. برازش QCD کلی این داده‌ها می‌تواند برای تعیین توابع توزیع پارتونی<sup>1</sup> (PDFs) به کار رود. نتایج تجربی فرآیندهای پراکندگی ناکشسان ژرف (DIS) در تحلیل ویژگی‌های QCD و تعیین PDFهای قطبیده و غیرقطبیده یک هادرون در نظریه

\*نویسنده مسئول: A.Ghafary@semnan.ac.ir

<sup>1</sup> Parton Distribution Functions

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

الکترون-یون [19 و 18]، اطلاعات فعلی ما را در خصوص توابع توزیع غیریکتا و ثابت جفت‌شدگی قوی بهبود دهند.

تحلیل‌های غیریکتا برای داده‌های CCFR و براساس روش‌های بسط چند جمله‌ای‌های متعامد، مانند چند جمله‌ای‌های ژاکوبی [20-26] برنستین [27 و 28]، لاگر [29] (به‌عنوان روش‌های تقریبی) گزارش شده است. اولین نتایج تحلیل غیریکتا  $x\text{F}_3$  و  $F_2$  در مراجع [27-25] گزارش شده است. در محاسبات گذشته ما تنها از داده CCFR در پراکندگی ناکشسان ژرف نوترینو-نوکلئون برای تعیین چگالی کوارک ظرفیتی تا تقریب NNLO با استفاده از چندجمله‌ای‌های متعامد و از فضای ملین بهره جستیم [27]. همان‌طور که نشان خواهیم داد با اضافه کردن داده‌های تجربی که قبلاً در مقالات در نظر گرفته شده از 134 به 277 نقطه تجربی و استفاده نکردن از روش‌های تقریبی، نتایج قابل توجهی برای توابع توزیع ظرفیتی به‌دست خواهد آمد.

در این مقاله، یک تحلیل QCD غیریکتا با استفاده از چارچوب مرجع xFitter [30,31] انجام می‌دهیم، که قبلاً با عنوان HERAFitter [32] شناخته شده است. در مقاله حاضر نیازمند افزودن داده‌های آزمایشگاهی نوترینو-نوکلئون، اصلاحات متعدد و تنظیمات دیگری که در بسته اصلی xFitter لحاظ نشده است، هستیم. نتایج اخیر ما با استناد بر xFitter برای مطالعه نقش رویکردهای مختلف در تحلیل‌های QCD مختلف و تعیین ثابت جفت‌شدگی قوی ارائه شده است [37-33].

### تابع ساختار غیریکتا $x\text{F}_3$

با در نظر گرفتن  $F_2=2x\text{F}_1$ ، می‌توان توابع ساختارهای  $F_2^{\text{vp}}$  و  $x\text{F}_3^{\text{vp}}$  را به‌صورت زیر در نظر گرفت [27]،

$$F_2^{\text{vp}} = 2x(d+s+\bar{u} + \bar{c}),$$

$$F_2^{\text{vp}} = 2x(u+c+\bar{d}+\bar{s}).$$

1

حال با تغییر علامت‌های  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$ ,  $\bar{s}$  در توابع ساختار فوق می‌توان توابع ساختار  $x\text{F}_3^{\text{vp}}$  و  $F_3^{\text{vp}}$  را به‌صورت زیر نوشت،

$$x\text{F}_3^{\text{vp}} = 2x(d+s - \bar{u} - \bar{c}) \quad 2$$

$$x\text{F}_3^{\text{vp}} = 2x(u+c - \bar{d} - \bar{s}).$$

با در نظر گرفتن  $d \equiv d_v + \bar{d}$  و  $u \equiv u_v + \bar{u}$  معادلات بالا، تابع ساختار  $x\text{F}_3$  به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$x\text{F}_3^{\text{vp}} + x\text{F}_3^{\text{v}} = \quad 3$$

$$2(xu_v + xd_v) + 2x(s - \bar{s}) + 2x(c - \bar{c})$$

باید این نکته را در نظر گرفت که  $s - \bar{s}$  و  $c - \bar{c}$  به‌دلیل تقارن توزیع کوارک‌های  $s = \bar{s}$  و  $c = \bar{c}$  قابل چشم‌پوشی می‌باشند. تابع ساختار  $x\text{F}_3$  که به میانگین تابع ساختار نوترینو و پاد نوترینو-نوکلئون و به توزیع کوارک ظرفیتی مرتبط می‌باشد، عبارت است از:

$$x\text{F}_3(x, Q^2) = \frac{1}{2} [x\text{F}_3^{\text{vN}}(x, Q^2) + x\text{F}_3^{\text{vN}}(x, Q^2)] \\ = xu_v(x, Q^2) + xd_v(x, Q^2). \quad 4$$

بر اساس نظریه مدل کوارک-پارتون (QPM)، معادله بالا به‌روشنی بیان می‌کند که تابع ساختار  $x\text{F}_3$  به‌توزیع‌های کوارک ظرفیتی وابسته است. این به‌معنای این است که اندازه‌گیری‌های  $x\text{F}_3$  در تعیین توزیع‌های کوارک ظرفیتی در نوکلئون نقش مهمی ایفا خواهد کرد.

### توزیع‌های پارتونی

در تحلیل نظریه QCD تابع ساختار غیریکتای نوترینو-نوکلئون، توزیع کوارک‌های ظرفیتی در مقیاس اولیه  $Q_0^2$  را به‌صورت زیر در نظر می‌گیریم [27]:

$$xu_v(x, Q_0^2) = N_{uv} x^{a_{uv}} (1-x)^{b_{uv}} (1 + c_{uv}x + d_{uv}\sqrt{x}) \quad 5$$

$$xd_v(x, Q_0^2) = \frac{N_{dv}}{N_{uv}} (1-x)^{b_{dv}} xu_v(x, Q_0^2). \quad 6$$

در این رابطه  $N_{dv}$  و  $N_{uv}$  ضرایب بازبهنجارش هستند که توسط قواعد تعداد کوارک‌های ظرفیتی در پروتون تعیین می‌شوند،

$$\int_0^1 d_v dx = 1 \quad \text{و} \quad \int_0^1 u_v dx = 2$$

ضرائب بازبهنجارش  $N_{dv}$  و  $N_{uv}$  به صورت زیر به دست می‌آیند:

$$N_{uv} = 2/[B(a_u, 1 + b_u) + c_u B(1/2 + a_u, 1 + b_u) + d_u B(1 + a_u, 1 + b_u)], \quad 7$$

$$N_{dv} = 1/[B(a_u, 1 + b_u + b_d) + c_u B(1/2 + a_u, 1 + b_u + b_d) + d_u B(1 + a_u, 1 + b_u + b_d)]. \quad 8$$

که  $B(a, b)$  تابع بتای اولر می‌باشد. ضرایب بازبهنجارش  $N_{dv}$  و  $N_{uv}$  در تعیین ضرایب فرم پارامتری ما در مراحل برازش QCD بسیار مهم هستند. که مشابه شکل پارامتری مرجع [27] است با این تفاوت که نه تنها در تحلیل حاضر علاوه بر داده‌های CCFR از داده‌های آزمایشگاهی از جمله NuTeV, CHORUS, CDHSW استفاده شده، بلکه از روش بسط تابع ساختار برحسب توابع متعامد نیز به عنوان روش تقریبی نیز استفاده نشده است. نکته آن که فرم توزیع کوارک ظرفیتی  $d$  به توزیع کوارک ظرفیتی  $u$  وابستگی دارد، و توزیع چنین فرمی در xFitter وجود ندارد.

مطابق فرم پارامتری توزیع کوارک‌های ظرفیتی  $u_v$  و  $d_v$  در معادلات بالا، 5 پارامتر آزاد وجود دارد که از برازش‌های داده‌های تجربی ساختار نوترینو-نوکلئون به دست می‌آیند.

### مجموعه داده‌های آزمایشگاهی

در این تحلیل، ما از داده‌های آزمایشگاهی پراکندگی ناکشسان ژرف نوترینو (پادنوترینو)-نوکلئون  $xF_3$  شامل CCFR (با هسته آهن و  $30 \leq E_\nu(\text{GeV}) \leq 360$ ) [10]، NuTeV (با هسته آهن و  $30 \leq E_\nu(\text{GeV}) \leq 500$ ) [11]، CHORUS (با هسته سرب و  $E_\nu \leq 200$ )

### بررسی اثرات هسته‌ای

گرچه در اغلب تحلیل‌های QCD از داده‌های پراکندگی ناکشسان ژرف نوترینو (پادنوترینو)-نوکلئون  $xF_3$ ، از تصحیحات هسته‌ای در محاسبات خود چشم‌پوشی می‌کنند [20-30]. اما از آنجا که در این تحلیل از داده‌های تجربی برخورد‌های سخت لپتون با هسته‌هایی مانند آهن و سرب استفاده شده است که منجر به اثرات هسته‌ای متعددی می‌گردد، در نظر گرفتن اثرات هسته‌ای و محاسبه آن برای مقایسه نتایج برازش می‌تواند ارزشمند باشد. برای تحلیل QCD غیریکتا، بین PDFهای ظرفیتی محصور شده در هسته‌ها  $A$  و PDFهای آزاد در پروتون ارتباطی به صورت زیر وجود دارد:

$$xv_i^A(x, Q^2) = R_i(x, A, Z) xv_i(x, Q^2) \quad 9$$

در رابطه فوق  $R_i(x, A, Z)$  ضریب اصلاح هسته‌ای است که به نوع هسته و طعم پارتون بستگی دارد،  $xv_i^A(x, Q^2)$  توزیع ظرفیتی هسته‌ای با نوع  $i$  و  $xv_i(x, Q^2)$  توزیع ظرفیتی مربوطه در پروتون می‌باشد.  $A$  و  $Z$  به ترتیب اعداد اتمی و جرمی هستند. برای در نظر گرفتن اثرات هسته‌ای از مدل DSSZ استفاده شده است [38].

با در نظر گرفتن تصحیحات هسته‌ای در مقدار کل  $\chi^2/\text{d.o.f}$  در تقریب NNLO تنها چند درصد بهبود مشاهده شد. برای نشان دادن بهبود  $\chi^2$  در محاسبات تصحیحات هسته‌ای  $\Delta\chi^2/\chi_{\text{ref}}^2$  را تعریف می‌کنیم،

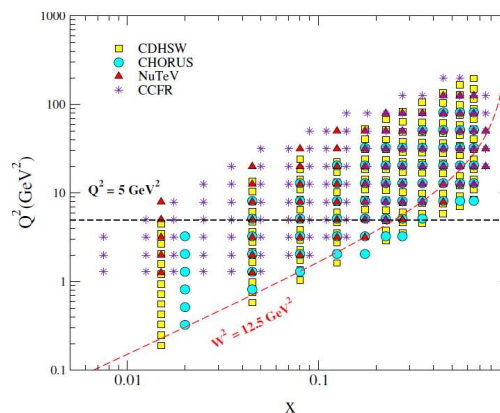
در شکل 1 داده‌های تجربی را که در این تحلیل‌ها استفاده کردیم در نمودار  $x$  برحسب  $Q^2$  با توجه به برش‌های  $W^2$  و  $Q^2$  بر روی داده‌ها ( $W^2 \geq 12.5$  و  $Q^2 \geq 5 \text{ GeV}^2$ ) نمایش می‌دهیم. در این شکل فقط داده‌های تجربی که در بالای این خطوط قرار دارند، در برآزش QCD ما لحاظ شده‌اند. داده‌های DIS نوترینو (پادنوترینو)-نوکلئون  $xF_3$  با در نظر گرفتن نواحی  $x$  و  $Q^2$  مربوطه، و تعداد داده‌های مربوطه قبل و بعد از برش برای هر نوع داده با توجه به برش‌های  $W^2 \geq 12.5 \text{ GeV}^2$  و  $Q^2 \geq 500 \text{ GeV}^2$  همراه با مقادیر  $\chi^2$  برای هر دسته داده و نیز مقدار کل  $\chi^2/\text{d.o.f.}$ ، در دو تقریب NLO و NNLO در جدول 1 نشان داده شده است.

مطابق جدول 1 مشاهده می‌شود که مقادیر  $\chi^2/\text{d.o.f.}$  در گروه CCFR از گروه‌های دیگر کمتر است، علت آن این است که در محدوده  $Q^2 < 5$  می‌توان محدوده ناکاملی از داده‌ها در مقادیر مختلفی از  $x$  را مشاهده کرد. همچنین مقادیر عدم قطعیت در ناحیه  $Q^2$  کوچک به‌وضوح از دیگر داده‌های تجربی در  $Q^2$  بزرگ بیشتر می‌باشد. بدیهی است با اعمال برش در نواحی کوچک  $Q^2$  بایستی رفتار بهتری را برای  $\chi^2/\text{d.o.f.}$  مشاهده کرد.

جدول 1. داده‌های آزمایشگاهی تابع ساختار  $xF_3$ ، به‌همراه محدوده‌های  $x$  و  $Q^2$  برای هر یک از دسته داده‌ها قبل و بعد از اعمال برش‌های  $W^2 \geq 12.5 \text{ GeV}^2$  و  $Q^2 \geq 5 \text{ GeV}^2$ .

داده آزمایشگاهی	$x$	$Q^2$	تعداد داده‌ها		نتایج	
			قبل از برش	بعد از برش	NLO	NNLO
CCFR	0,0075 - 0,75	1,3 - 125,9	116	87	112	105
NuTeV	0,015 - 0,75	1,26 - 50,12	75	59	113	103
CHORUS	0,02 - 0,65	0,325 - 81,55	67	41	75	68
CDHSW	0,15 - 0,65	0,19 - 196,3	143	90	172	159
Correlated $\chi^2$					19	16
Total $\chi^2$					491	451
Total $\chi^2/\text{d.o.f.}$					491,273=1,798	451,273 =1,652

به‌طوری‌که  $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi^2_{\text{ref}}$  می‌باشد. در اینجا منظور از  $\chi^2_{\text{ref}}$  برآزش بدون در نظر گرفتن اصلاحات هسته‌ای است. مقدار بهبود به‌دست آمده از کیفیت برآزش در تقریب NNLO، حدود  $5\% \sim \Delta\chi^2/\chi^2_{\text{ref}}$  و در تقریب NLO بهبود چندانی مشاهده نگردید. این در حالی است که با در نظر گرفتن اثرات هسته‌ای، داده‌های CHORUS با 41 داده، تقریباً دو برابر بیشتر از داده‌های CCFR و NuTeV بهبود می‌بخشد و هیچ بهبودی برای داده‌های CDHSW به‌دست نمی‌آید.



شکل 1. طرحی از داده‌های آزمایش‌های مختلف نوترینو-نوکلئون DIS برحسب  $x$  و  $Q^2$ . خط چین‌ها نشانگر ناحیه سینماتیکی برش‌هایی بر روی  $Q^2$  و  $W^2$  ( $Q^2 \geq 5 \text{ GeV}^2$  و  $W^2 \geq 12.5 \text{ GeV}^2$ ) در این تحلیل هستند.

## محاسبه ثابت جفت‌شدگی

ثابت جفت‌شدگی قوی تا مرتبه NNLO طبق رابطه زیر تحول داده می‌شود:

$$\frac{da_s(\mu^2)}{d\ln\mu^2} = - \sum_{i=0}^2 \beta_i a_s^{i+2}(\mu), \quad 10$$

$$a_s(Q^2) = \alpha_s(Q^2)/2\pi$$

و تابع  $\beta$  به تعداد طعم‌های فعال  $n_f$  وابسته هستند. در اینجا،  $\beta_0 = \frac{11}{2} - \frac{1}{3}n_f$ ،  $\beta_1 = \frac{51}{2} - \frac{19}{6}n_f$  و  $\beta_2 = \frac{2857}{16} - \frac{5033}{144}n_f + \frac{325}{432}n_f^2$  می‌باشند [39]. تعداد طعم‌های فعال  $n_f=3$  زیر آستانه چارم قرار دارند، و این مقدار از  $n_f$  به  $n_f+1$  در آستانه‌های طعم  $\mu_{c,b,t}^2$  تغییر می‌یابد.

با توجه به نقش ویژه ثابت جفت‌شدگی در فرآیندهای سخت‌هادرونی در برخورد دهنده‌های هادرونی همانند LHC، امروزه رفتار این کمیت و تعیین دقیق آن به یکی از مباحث مهم در فیزیک انرژی‌های بالا منجر شده است.  $\alpha_s(M_Z^2)$  به‌عنوان یکی از پارامترهای آزاد در تحلیل QCD حاضر می‌تواند از برازش کلی QCD استخراج شود. در جدول 2 نتایج محاسبات ما برای پارامترهای آزاد در توابع توزیع کوارک‌های ظرفیتی و ثابت جفت‌شدگی در مقیاس  $M_Z^2$  در دو تقریب NLO و NNLO نشان داده شده است.

کمینه‌سازی  $\chi^2$ 

معادلات تحول DGLAP غیریکتا برای به‌دست آوردن توزیع‌های پارتونی ظرفیتی در هر  $Q^2$  از توزیع پارتونی ظرفیتی در مقیاس اولیه  $Q_0^2$  استفاده می‌شود، که این اجازه را می‌دهد تا توابع ساختار نظری از داده‌های نوترینو-نوکلئون  $x_F3$  محاسبه شوند. پارامترهایی که در توزیع‌های ظرفیتی در معادلات 5 و 6 تعریف شده‌اند، می‌توانند با برازش پیش‌بینی‌های

اندازه‌گیری نوترینو-نوکلئون استخراج شوند. این کار

با کمینه‌سازی تابع  $\chi^2$  انجام می‌شود [40، 41]

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[d_i - t_i(1 - \sum_j \beta_j^i)]^2}{\delta_{i,unc}^2 t_i^2 + \delta_{i,stat}^2 d_i t_i} + \sum_j S_j^2, \quad 11$$

که در اینجا  $t_i$  عدم قطعیت نظری پیش‌بینی شده،  $d_i$  مقدار اندازه‌گیری شده عدم قطعیت آمین نقطه داده، و  $\delta_{i,stat}$  و  $\delta_{i,unc}$  و  $\beta_j^i$  به ترتیب عدم قطعیت‌های آماری نسبی، سیستماتیک غیرهمبسته، و سیستماتیک همبسته هستند. در بالا، اندیس  $j$  منابع عدم قطعیت سیستماتیک همبسته را در روش همسین<sup>1</sup> نشان می‌دهد. می‌دهد. و  $S_j$  ثابت نمی‌باشد. هنگامی که پارامترهای  $S_j$  به صفر ثابت می‌شوند، خطاهای سیستماتیک همبسته قابل چشم‌پوشی هستند. در حقیقت، برازش مرکزی برای داده‌هایی که با بهترین تنظیم برای منابع خطای سیستماتیک تغییر یافته است، انجام می‌شود. عدم قطعیت‌های همسین پارامترهای PDF برازش شده از  $T^2 = \Delta\chi^2$  به‌دست می‌آیند. پارامتر تولرانس  $T$  طوری انتخاب شده که معیار  $\Delta\chi^2 = T^2$  را در هر مجموعه داده در سطح اطمینان مورد نظر، تضمین کند. خطای آماری همبسته در هر مقدار معین  $q_v$  از طریق انتشار خطای استاندارد به‌دست می‌آید [42]:

$$(\sigma_{qv})^2 = \Delta\chi^2 \left( \sum_{\alpha,\beta} \frac{\partial q_v}{\partial p_\alpha} C_{\alpha,\beta} \frac{\partial q_v}{\partial p_\beta} \right) \quad 12$$

با در نظر گرفتن ماتریس همسین به‌صورت:

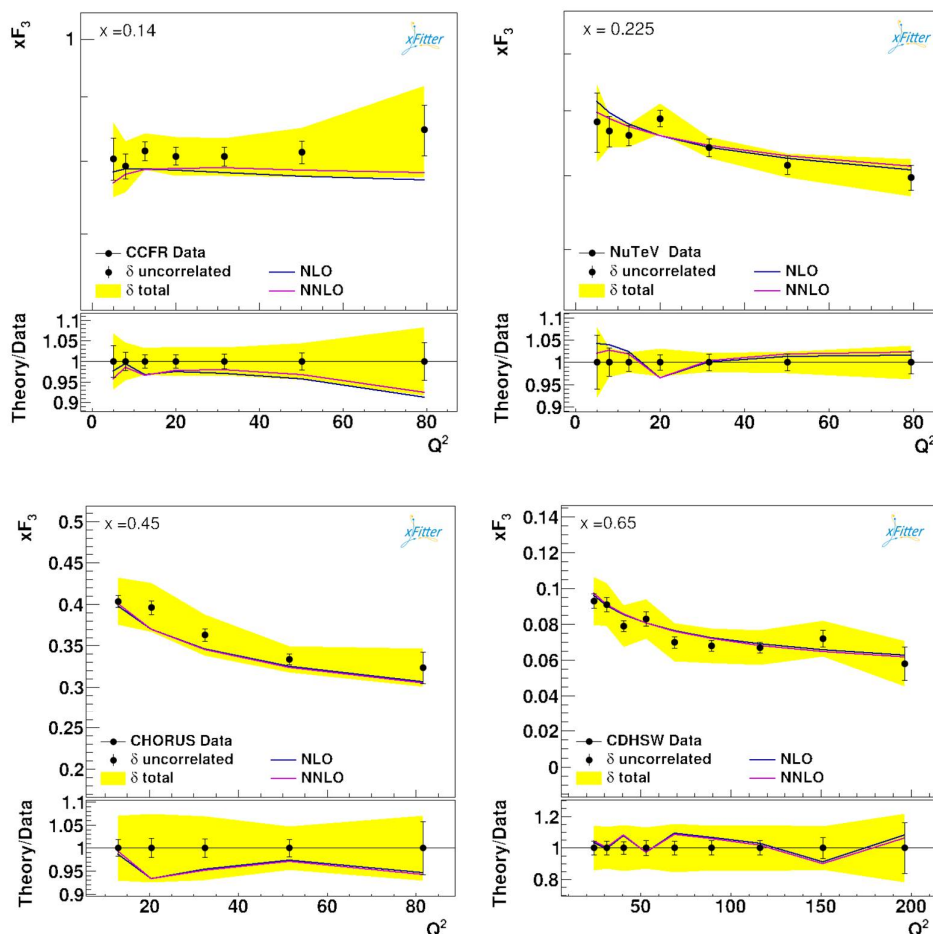
$H_{\alpha,\beta} = \frac{1}{2} \partial^2 \chi^2 / \partial p_\alpha \partial p_\beta$  ماتریس کواریانس  $C=H^{-1}$  وارون ماتریس همسین، با کمینه‌سازی  $\chi^2$  به‌دست می‌آید. برای اینکه بتوان باند خطا را تا سطح اطمینان 68٪ برای PDFها محاسبه کرد، در برنامه xFitter می‌توان  $T=1$  را در نظر بگیریم.

<sup>1</sup> Hessian

## نتایج برازش

مقادیر مختلف  $x$  نشان داده شده است. مطابق فرم پارامتری توابع توزیع ظرفیتی، 5 پارامتر آزاد برای توابع توزیع و یک پارامتر  $\alpha_s(M_Z^2)$  که در مجموع 6 پارامتر آزاد وجود دارد که از برازش داده‌ها قابل استخراج است. قابل توجه آنکه دو پارامتر  $C_{UV}$  و  $d_{UV}$  پس از اولین کمینه‌سازی ثابت نگه داشته می‌شوند. چنین رفتاری قبلاً در مراجع [5-8, 25-27] گزارش شده است.

در تحلیل حاضر، با استفاده از داده‌های تجربی تابع ساختار نوترینو-نوکلئون  $xF_3$ ، پارامترهای مجهول در توابع توزیع کوارک‌های ظرفیتی و نیز ثابت جفت‌شدگی  $\alpha_s(M_Z^2)$  به دست خواهند آمد. در شکل 2 به عنوان نمونه نتایج برازش تابع ساختار غیریکتای  $xF_3$  در دو تقریب NLO و NNLO از داده‌های CCFR، NuTeV، CHORUS، CDHSW به صورت تابعی از  $Q^2$  و برای



شکل 2. تابع ساختار  $xF_3$  به دست آمده از برازش برحسب تابعی از  $Q^2$  در مقادیر مختلفی از  $x$ ، با استفاده از مجموعه داده‌های CDHSW و CHORUS، NuTeV، CCFR که در دو تقریب NLO و NNLO نشان داده شده‌اند. نواحی سایه‌ای نشان‌دهنده خطاهای آماری و نوار خطای کل هستند.

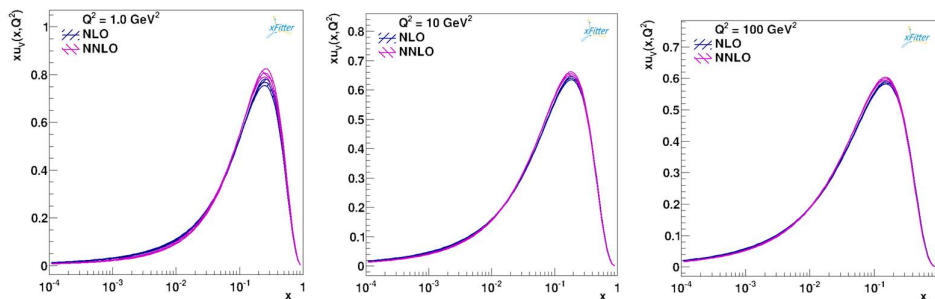
تعیین نمایند. در جدول 2 نتایج برازش QCD برای پارامترهای  $xu_v(x, Q^2)$  و  $xd_v(x, Q^2)$  توزیع‌های پارتونی

در حقیقت داده‌های نوترینو-نوکلئون نمی‌توانند با عدم قطعیت قابل قبول، این دو ضریب را از نتایج تجربی

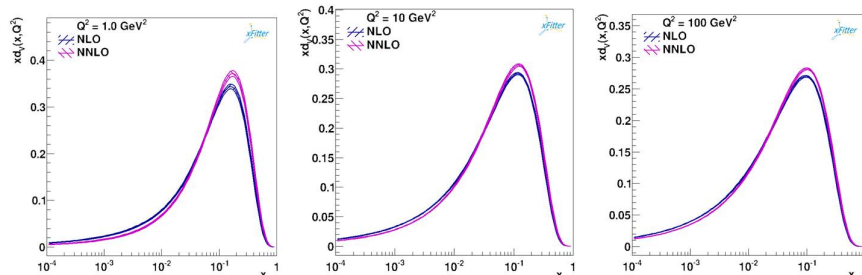
و مقدار  $\alpha_s(M_Z^2)$  در دو تقریب NLO و NNLO در شکل‌های 3 و 4، نتایج برازش QCD برای  $xu_v(x, Q^2)$  و  $xd_v(x, Q^2)$  به صورت تابعی از  $x$  در دو تقریب NLO و NNLO را برای مقادیر مختلف  $Q^2=1, 10, 100 \text{ GeV}^2$  ارائه شده است.

جدول 2. نتایج برازش داده‌های تجربی و استخراج ضرایب پارامتری معادلات 5 و 6 در تقریب های NLO و NNLO در تحلیل تابع ساختار  $xF_3$  با استفاده از داده‌های آزمایشگاهی CDHSW و CCFR، NuTeV، CHORUS در انرژی  $Q^2=1 \text{ GeV}^2$ . پارامترهای بدون خطا پس از اولین کمینه‌سازی ثابت شده‌اند.

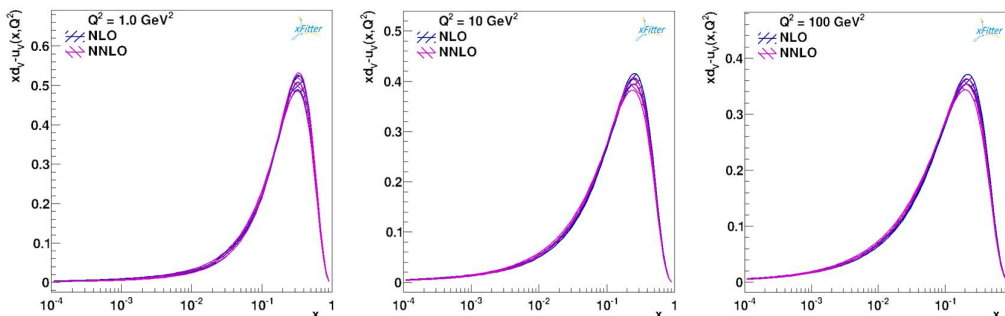
پارامتر	NLO	NNLO
$N_{uv}$	0,364	0,251
$a_{uv}$	$0,388 \pm 0,015$	$0,404 \pm 0,022$
$b_{uv}$	$3,279 \pm 0,037$	$3,290 \pm 0,032$
$c_{uv}$	21,07	29,93
$d_{uv}$	6,034	11,99
$N_{dv}$	0,271	0,182
$b_{dv}$	$2,27 \pm 0,18$	$1,93 \pm 0,20$
$\alpha_s(M_Z^2)$	$0,1196 \pm 0,0017$	$0,1202 \pm 0,0014$



شکل 3. نتایج PDFهای ظرفیتی  $xu_v(x, Q^2)$  در دو تقریب NLO و NNLO برحسب تابعی از  $x$  در مقادیر مختلف از  $Q^2=1, 10, 100 \text{ GeV}^2$ .



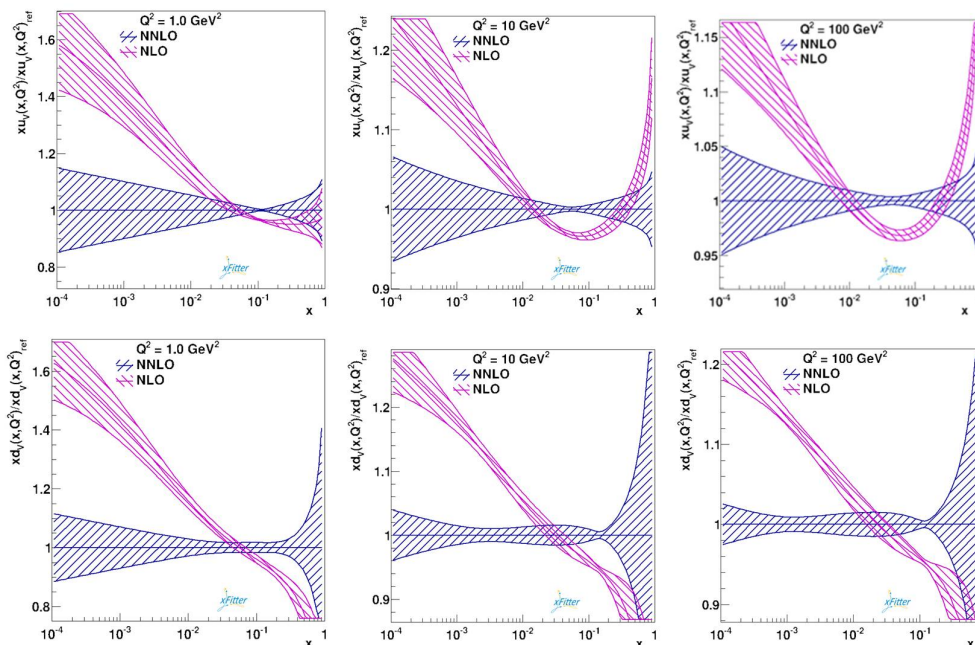
شکل 4. نتایج PDFهای ظرفیتی  $xd_v(x, Q^2)$  در دو تقریب NLO و NNLO برحسب تابعی از  $x$  در مقادیر مختلف از  $Q^2=1, 10, 100 \text{ GeV}^2$ .



شکل 5. نتایج تفاضل PDFهای ظرفیتی  $x d_v(x, Q^2) - x u_v(x, Q^2)$  در دو تقریب NLO و NNLO برحسب تابعی از  $x$  در مقادیر مختلف از  $Q^2 = 1, 10, 100 \text{ GeV}^2$ .

توابع توزیع کوآرک ظرفیتی  $x u_v$  (ردیف بالا) و  $x d_v$  (ردیف پائین) به صورت تابعی از  $x$ ، در مقادیر مختلفی از  $Q^2 = 1, 10, 100 \text{ GeV}^2$  مقایسه شده است.

برای نمایش بهتر عدم قطعیت توابع توزیع پارتونی در مرتبه NNLO نسبت به NLO، عدم قطعیت PDFهای ظرفیتی به صورت نسبت های  $x u_v / x u_v(\text{ref})$  و  $x d_v / x d_v(\text{ref})$  در شکل 6 ارائه شده است.



شکل 6. نسبت عدم قطعیت توابع توزیع کوآرک ظرفیتی  $x u_v / x u_v(\text{ref})$  (ردیف بالا) و  $x d_v / x d_v(\text{ref})$  (ردیف پائین) در دو تقریب NLO و NNLO به صورت تابعی از  $x$ ، در مقادیر مختلف از  $Q^2 = 1, 10, 100 \text{ GeV}^2$  مقایسه شده است.

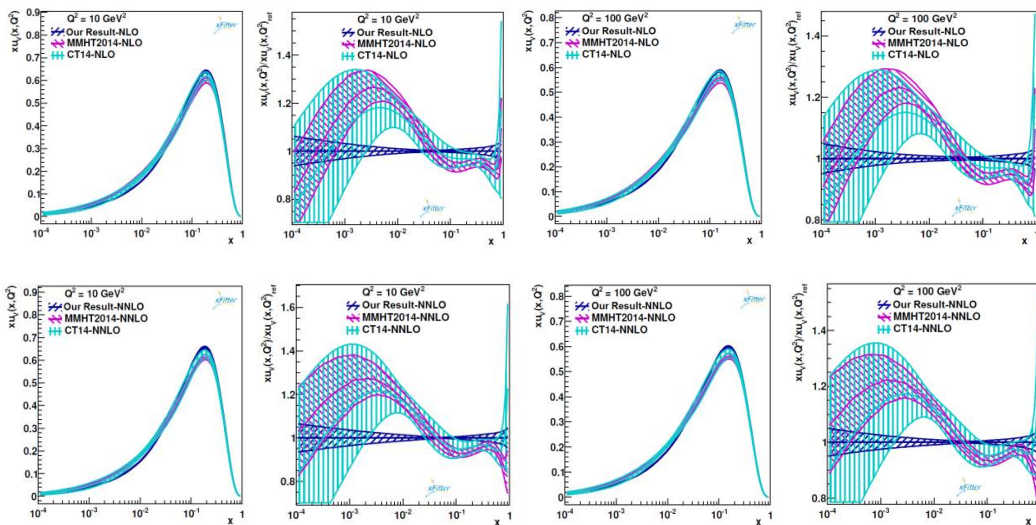
استفاده کرده اند. این مقایسه در شکل برای  $x u_v(x, Q^2)$  و در شکل 8 برای  $x d_v(x, Q^2)$  در مقادیر مختلف از  $Q^2 = 10, 100 \text{ GeV}^2$  در دو تقریب NLO (ردیف بالا) و NNLO (ردیف پائین) نمایش داده شده است.

ما انگیزه کافی برای مقایسه نتایج خود با گروه های دیگر مانند CT14 [43] و MMHT14 [44] را داریم، زیرا در این نتایج گزارش شده، ترکیبی از داده های DIS، به ویژه داده های آزمایشگاهی نوترینو-نوکلئون

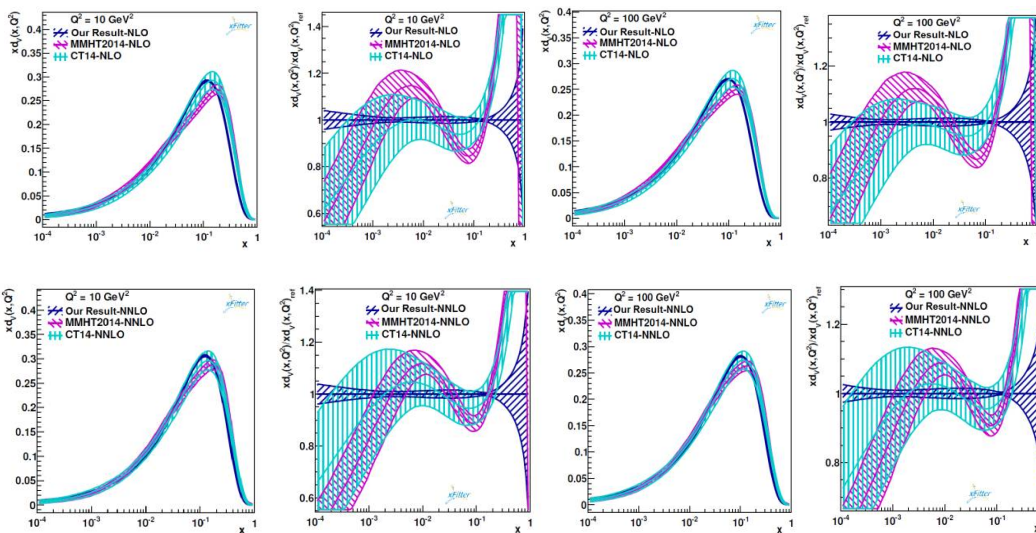


نکته آنکه این گروه‌ها در رهیافت مورد استفاده، انتخاب برش‌ها بر روی داده‌ها و نیز نوع داده‌های استفاده شده در برازش با تحلیل ما متفاوت هستند همان‌طور که مشاهده می‌شود، تابع توزیع ظرفیتی  $xu_v(x, Q^2)$  با نتایج این دو گروه توافقی خوبی در هر دو تقریب NLO و NNLO دارد.

گرچه مقدار مرکزی PDFهای ظرفیتی در مدل‌ها تقریباً یکسان است، ولی برای دقت بیشتر در تفاوت مدل‌ها بهتر است نسبت این توابع توزیع یعنی  $xu_v/xu_{v(\text{ref})}$  و  $xd_v/xd_{v(\text{ref})}$  نمایش داده شود که در شکل‌های 7 و 8 نیز مشاهده می‌شود.



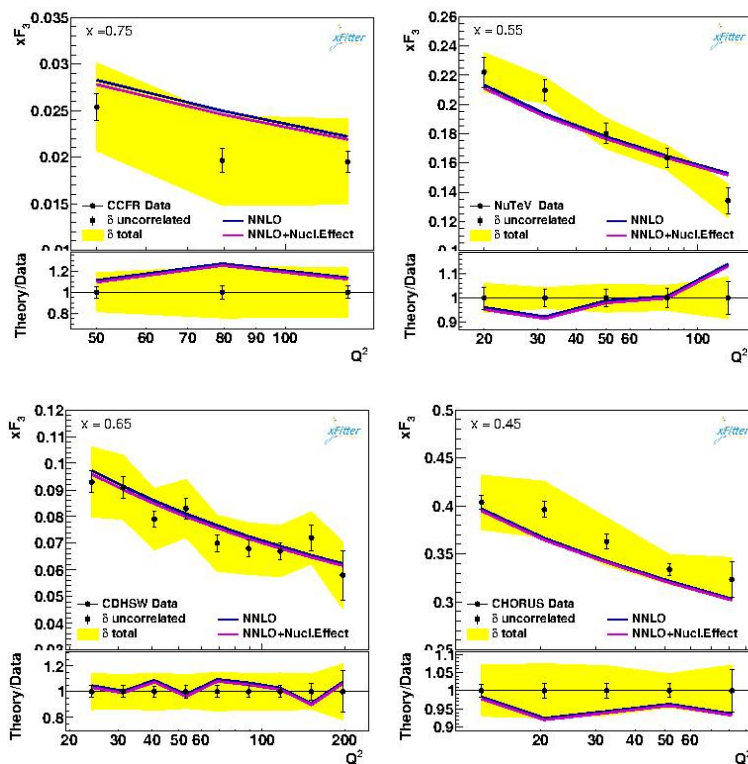
شکل 7. توابع توزیع کوآرک ظرفیتی  $xu_v$  در دو تقریب NLO (ردیف بالا) و NNLO (ردیف پایین) که با نتایج به‌دست آمده از گروه‌های CT14 و MMHT14 به‌صورت تابعی از  $x$ ، همراه با نسبت  $xu_v/xu_{v(\text{ref})}$  در مقادیر مختلف از  $Q^2 = 10, 100 \text{ GeV}^2$  مقایسه شده است.



شکل 8. توابع توزیع کوآرک ظرفیتی  $xd_v$  در دو تقریب NLO (ردیف بالا) و NNLO (ردیف پایین) که با نتایج به‌دست آمده از گروه‌های CT14 و MMHT14 به‌صورت تابعی از  $x$ ، همراه با نسبت  $xd_v/xd_{v(\text{ref})}$  در مقادیر مختلف از  $Q^2 = 10, 100 \text{ GeV}^2$  مقایسه شده است.

ساختار غیریکتای  $xF_3$  در تقریب NNLO از داده‌های CCFR, NuTeV, CHORUS, CDHSW به صورت تابعی از  $Q^2$  و برای مقادیر مختلف  $x$  ارائه شده است. با توجه به بهبود اندک به دست آمده از اصلاحات هسته‌ای در توزیع‌های ظرفیتی، ما می‌توانیم از این اثر در تحلیل QCD حاضر چشم‌پوشی نماییم.

برای نشان دادن سهم اثرات هسته‌ای، مقایسه‌ای برای تابع ساختار  $xF_3$  با در نظر گرفتن و بدون در نظر گرفتن اصلاحات هسته‌ای در تقریب NNLO به صورت تابعی از  $Q^2$  و در مقادیر مختلفی از  $x$  در شکل 9 انجام شده است. در این شکل نتایج برازش تحلیل حاضر با در نظر گرفتن اثرات هسته‌ای و بدون اثرات هسته‌ای، برای تابع



شکل 9. مقایسه تابع ساختار  $xF_3$  به دست آمده از برازش به صورت تابعی از  $Q^2$  در مقادیر مختلفی از  $x$  در تقریب NNLO با در نظر گرفتن و بدون در نظر گرفتن اثرات هسته‌ای با استفاده از مجموعه داده‌های CCFR, NuTeV, CHORUS و CDHSW.

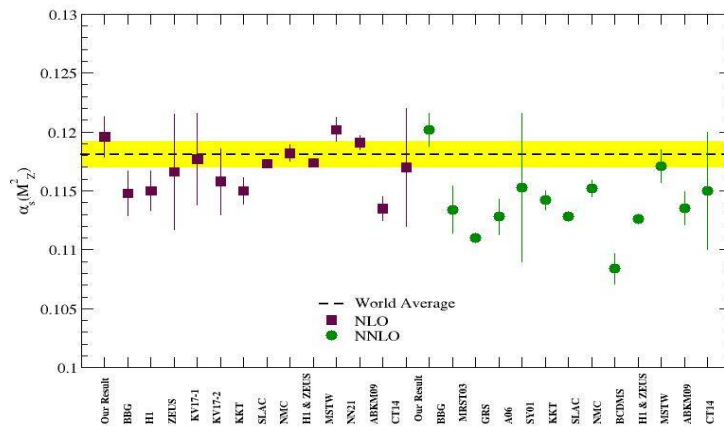
بررسی سیستماتیکی از ثبات برازش برای برش‌های مختلفی از داده‌ها، محاسبات اولیه به منظور مطالعه و تعیین مقدار مناسب  $\chi^2$  با افزایش مقدار برش  $W^2$  برای داده‌های نوترینو (پادنوترینو)-نوکلئون  $xF_3$  انجام شد. ثابت جفت‌شدگی قوی  $\alpha_s(M_Z^2)$  در دو تقریب NLO و NNLO به ترتیب  $(\alpha_s(M_Z^2) = 0.1196 \pm 0.0017)$

همچنین با به کار بردن شرط در مقدار  $Q^2$  و  $W^2$  در تقریب‌های مرتبه NLO و NNLO می‌توان از اثرات غیر احتمالی صرف‌نظر کرد. در واقع برش مناسب  $W^2$  بر روی داده‌های نوترینو-نوکلئون لازم است که داده‌های  $xF_3$  را برای تصحیحات جرم هدف  $(TMC)^2$  در نظر گرفته شده، خارج نماید. برای ایجاد یک

<sup>2</sup> Target Mass Correction

جهانی به مقدار  $\alpha_s(M_Z^2) = 0,1181 \pm 0,0011$  در توافق می‌باشد، که این مقایسه در شکل 10 ارائه گردیده است.

این تحلیل استخراج شده و با نتایج گروه‌های دیگر و نیز آخرین نتایج گزارش شده PDG [45] با متوسط ثابت



شکل 10. مقایسه مقادیر  $\alpha_s(M_Z^2)$  به دست آمده از تحلیل حاضر با گروه‌های مختلف در تقریب‌های NLO و NNLO. خط چین مرکزی به همراه نوار زرد مقدار متوسط جهانی ثابت جفت‌شدگی قوی [45] را نشان می‌دهد.

ما به خوبی نشان داد که استفاده از xFitter می‌تواند به‌عنوان یک روش مناسب برای استخراج توابع توزیع کوآرک‌ها و توابع ساختار به‌ویژه تابع ساختار  $xF_3$  به‌شمار آید. ما توابع ساختار ظرفیتی  $xd_v(x, Q^2)$  و  $xu_v(x, Q^2)$  به‌همراه خطای مربوطه را با استفاده از xFitter تعیین کردیم و نیز اطلاعات مربوط به توابع ساختار را بدون استفاده از روش‌های تقریبی استخراج کردیم. کیفیت برازش برای تابع ساختار  $xF_3$  در تقریب‌های NLO و NNLO با داده‌های پراکندگی نوترینو-نوکلئون سازگاری خوبی دارد، و بهبود اندکی از تقریب NLO به NNLO به دست آمد. برای نشان دادن توافق بین نتایج برازش در دو تقریب NLO و NNLO توابع توزیع کوآرک ظرفیتی به‌همراه خطای مربوطه با مدل‌های دیگر مقایسه شده است. در تحلیل QCD حاضر مقادیر مرکزی برای توابع توزیع ظرفیتی  $xd_v(x, Q^2)$  و  $xu_v(x, Q^2)$  در Xهای بزرگ و کوچک سازگاری خوبی با نتایج به دست آمده از مدل‌های

## نتیجه‌گیری

تحلیل QCD حاضر در دو تقریب NLO و NNLO، با استفاده از داده‌های آزمایشگاهی CDHSW و CCFR، NuTeV، CHORUS انجام شده است. اطلاعات نظری مربوط به توابع ساختار غیریکتا شامل مجهولاتی است که تعیین و استخراج آن‌ها از برازش داده‌ها امکان پذیر می‌باشد. محاسبات ما نشان داد امکان دسترسی تابع توزیع کوآرک‌های ظرفیتی با دقت بیشتر و عدم قطعیت کمتر با اضافه شدن داده‌های NuTeV، CHORUS، CDHSW به داده‌های CCFR فراهم می‌شود. این روش می‌تواند به‌عنوان یک روش مناسب برای استخراج توابع توزیع کوآرک‌ها و توابع ساختار غیریکتا به‌ویژه تابع ساختار  $xF_3$  به‌شمار آید. در مجموع از تعداد 277 داده تجربی استفاده شده است. در این تحلیل برای در نظر گرفتن سهم کوآرک‌های سبک، رهیافت ZM-VFNS به‌کار برده شده است. محاسبات

Nucleons and Nuclei, *Physical Review D* **83** (2011) 054017.

[7] A.N. Khorramian, A. Mirjalili, S.A. Tehrani, Next-to-leading order approximation of polarized valon and parton distributions, *Journal of High Energy Physics* **0410** (2004) 62-85.

[8] M. Soleymaninia, A.N. Khorramian, S. M. Moosavi Nejad, F. Arbabifar, Determination of pion and kaon fragmentation functions including spin asymmetries data in a global analysis, *Physical Review D* **88** (2013) 54019.

[9] J.P. Lees et al., [BaBar Collaboration], Measurement of angular asymmetries in the decays  $B \rightarrow K^* \ell^+ \ell^-$ , *Physical Review D* **93** (2016) 52015.

[10] W.G. Seligman et al., [CCFR Collaboration], Improved determination of  $\alpha(s)$  from neutrino nucleon scattering *Physical Review Letter* **79** (1997) 1213-1216.

[11] M. Tzanov et al., [NuTeV Collaboration], Precise measurement of neutrino and anti-neutrino differential cross sections, *Physical Review D* **74** (2006) 12008.

[12] G. Onengut et al., [CHORUS Collaboration], Measurement of nucleon structure functions in neutrino scattering, *Physical Letter B* **632** (2006) 65-75.

[13] J.P. Berge et al., [CDHSW Collaboration], A Measurement of Differential Cross-Sections and Nucleon Structure Functions in Charged Current Neutrino Interactions on Iron, *Zeitschrift für Physik C Particles and Fields* **49** (1991) 187-223.

[14] M. Bonesini, Perspectives for Muon Colliders and Neutrino Factories, *Frascati Physics Series* **61** (2016) 11-16.

[15] D.M. Kaplan [MAP and MICE Collaborations], Muon Colliders and

CT14 و MMHT14 دارد. تفاوت بین نتایج ما با دیگر نتایج گزارش شده، در عدم قطعیت کوآرک ظرفیتی می‌باشد که به دلیل تفاوت در نوع مجموعه داده‌ها و همچنین انواع روش‌های نظری مانند روش چند جمله‌ای متعامد است. در تحلیل کنونی، همچنین ثابت جفت‌شدگی قوی  $\alpha_s(M_Z^2)$  در دو تقریب NLO و NNLO استخراج گردیده است.

در آینده، نتایج تجربی جدیدتر تأثیر به‌سزایی بر روی تحلیل QCD ایفا خواهند کرد که می‌توانند به استخراج توابع توزیع پارتونی با دقت بالاتری منجر شوند.

### مرجع‌ها

[1] G. Altarelli, G. Parisi, Asymptotic Freedom in Parton Language, *Nuclear Physic B* **126** (1977) 298-318.

[2] S. Alekhin, J. Blumlein, S. Moch, Parton Distribution Functions and Benchmark Cross Sections at NNLO, *Physical Review D* **86** (2012) 054009.

[3] R.D. Ball, S. Forte, A. Guffanti, E.R. Nocera, G. Ridolfi, J. Rojo, Unbiased determination of polarized parton distributions and their uncertainties, [NNPDF Collaboration], *Nuclear Physic B* **874** (2013) 36-84.

[4] N. Sato et al., Iterative Monte Carlo analysis of spin-dependent parton distributions, [Jefferson Lab Angular Momentum Collaboration], *Physical Review D* **93** 7 (2016) 074005.

[5] F. Arbabifar, A.N. Khorramian, M. Soleymaninia, QCD analysis of polarized DIS and the SIDIS asymmetry world data and light sea-quark decomposition, *Physical Review D* **89** (2014) 034006.

[6] A.N. Khorramian, S. Atashbar Tehrani, S. Taheri Monfared, F. Arbabifar, F.I. Olness, Polarized Deeply Inelastic Scattering (DIS) Structure Functions for

- Phenomenology Complex System* **16** (2013) 397-402.
- [25] A.N. Khorramian, H. Khanpour, S.A. Tehrani, Nonsinglet parton distribution functions from the precise next-to-next-to-next-to leading order QCD fit, *Physical Review D* **81** (2010) 014013.
- [26] A.N. Khorramian, S.A. Tehrani, NNLO QCD contributions to the flavor non-singlet sector of  $F(2)(x, Q^{*2})$ , *Physical Review D* **78** (2008) 074019.
- [27] A.N. Khorramian, S. Atashbar Tehrani, The NNLO non-singlet QCD analysis of parton distributions based on Bernstein polynomials, *Journal of High Energy Physics* **0703** (2007) 3551-3556.
- [28] J. Santiago, F.J. Yndurain, Improved calculation of  $F(2)$  in electroproduction and  $xF(3)$  in neutrino scattering to NNLO and determination of  $\alpha(s)$ , *Nuclear Physics B* **611** (2001) 447-466.
- [29] A. Ghasempour Nesheli, A. Mirjalili, M.M. Yazdanpanah, Analyzing the parton densities and constructing the  $xF_{3}$  structure function, using the Laguerre polynomials expansion and Monte Carlo calculations, *European Physic Journal Plus* **130** 4 (2015) 82-88.
- [30] xFitter, An open source QCD fit framework. <http://xFitter.org> [xFitter.org].
- [31] S. Alekhin et al., Open source QCD fit project, *European Physic Journal C* **75** 7 (2015) 304-321.
- [32] A. Saproinov, HERA Fitter-an open source QCD fit framework [HERAFitter Team Collaboration], *Journal of Physics: Conference Series* **608** 1 (2015) 51-56.
- [33] M. Salimi-Amiri, A. Khorramian, H. Abdolmaleki, F.I. Olness, Impact of recent COMPASS data on polarized parton distributions and structure functions, *Physical Review D* **98** (2018) 056020.
- Neutrino Factories, *European Physic Journal Web of Conference* **95** (2015) 03019.
- [16] S. Geer, Muon Colliders and Neutrino Factories, *Ann. Review Nuclear Particle Science*. **59** (2009) 347-365.
- [17] J.L. Abelleira Fernandez et al., [LHeC Study Group], A Large Hadron Electron Collider at CERN: Report on the Physics and Design Concepts for Machine and Detector, *Journal Physics G* **39** (2012) 075001.
- [18] A. Deshpande, Z.E. Meiziani, J.W. Qiu, Towards the next QCD Frontier with the Electron Ion Collider, *European Physic Journal Web Conference* **113** (2016) 05019.
- [19] A. Accardi et al., Electron Ion Collider: The Next QCD Frontier: Understanding the glue that binds us all, *European Physics Journal A* **52** 9 (2016) 268.
- [20] A.L. Kataev, A.V. Kotikov, G. Parente, A.V. Sidorov, Next to next-to-leading order QCD analysis of the revised CCFR data for  $xF_3$  structure function and the higher twist contributions, *Physical Letter B* **417** (1998) 374-384.
- [21] S.I. Alekhin, A.L. Kataev, The nlo DGLAP extraction of  $\alpha(s)$  and higher twist terms from ccf  $x f(3)$  and  $f(2)$  structure functions data for neutrino n dis, *Physical Letter B* **452** (1999) 402-408.
- [22] S.I. Alekhin, A.L. Kataev, The nlo DGLAP extraction of  $\alpha(s)$  and higher twist terms from ccf  $x f(3)$  and  $f(2)$  structure functions: Results and scale dependence, *Nuclear Physics A* **666** (2000) 179-183.
- [23] A.L. Kataev, G. Parente, A.V. Sidorov, Next-to-next-to-leading order fits to CCFR'97  $x(F_3)$  data and infrared renormalons, *Journal Physics G* **29** (2003) 1985-1988.
- [24] A.V. Sidorov, O.P. Solovtsova, Nonlin. The QCD Analysis of  $x F_{3}$  Structure Function Based on the Analytic Approach,

- [40] J. Pumplin, D.R. Stump, W.K. Tung, Multivariate fitting and the error matrix in global analysis of data *Physical Review D* **65** (2001) 014011.
- [41] C. Pascaud, F. Zomer, QCD analysis from the proton structure function F2 measurement: Issues on *fitting, statistical and systematic errors*, LAL (1995) 95-105.
- [42] E. Perez, E. Rizvi, The Quark and Gluon Structure of the Proton, *Reports on Progress in Physics* **76** (2013) 046201.
- [43] S. Dulat, T.J. Hou, Jun Gao, Joey Huston, P. Nadolsky, J. Pumplin, C. Schmidt, D. Stump, C.P. Yuan, New parton distribution functions from a global analysis of quantum chromodynamics, *Physical Review D* **93** (2016) 033006.
- [44] L.A. Harland-Lang, A.D. Martin, P. Motylinski, R.S. Thorne, Parton distributions in the LHC era, *European Physics Journal C* **75** (2015) 204.
- [45] M. Tanabashi et al., [Particle Data Group], Review of Particle Physics, *Physical Review D* **98** 3 (2018) 030001.
- [34] A. Vafaei, A.N. Khorramian, The role of different schemes in the QCD analysis and determination of the strong coupling, *Nuclear Physics B* **921** (2017) 472-486.
- [35] H. Abdolmaleki, A. Khorramian, A. Aleedaneshvar, Impact of intrinsic charm on PDFs with EMC and LHC data, *Nuclear Particle Physics Process*, **282** 284 (2017) 27-31.
- [36] A. Vafaei and A. Khorramian, Next-to-leading order QCD analysis of parton distribution functions with LHC data, *Nuclear Particle Physics Process*, **282** 284 (2017) 32-36.
- [37] S. Rostami, A. Khorramian, A. Aleedaneshvar, The impact of the intrinsic charm quark content of a proton on the differential  $\gamma + c$  cross section, *Journal Physics G* **43** 5 (2016) 055001.
- [38] D. de Florian, R. Sassot, P. Zurita, M. Stratmann, Global Analysis of Nuclear Parton Distributions, *Physical Review D* **85** (2012) 074028.
- [39] M. Botje, QCDNUM: Fast QCD Evolution and Convolution, *Computer Physics Communication* **182** (2011) 490-532.