

مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

مطالعه توابع توزیع پارتونی وابسته به تکانه عمودی در چارچوب مدل‌های KMR و MRW

اولنج، نعیمه^۱؛ مدرس، مجید^۲؛ حسین خانی، حسن^۳

^۱گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه دانشگاه بوعلی سینا، همدان

^۲دانشکده فیزیک، دانشگاه تهران، انتهای خیابان کارگر شمالی، تهران

^۳پژوهشکده گداخت و فیزیک پلاسما، پژوهشکده علوم و فنون هسته‌ای، تهران

چکیده

هدف از این مقاله مطالعه رفتار توابع توزیع پارتونی انتگرالگیری نشده حاصل از مدل KMR (کیمبر-مارتین-ریسکین) و MRW (مارتین-ریسکین-وات) می‌باشد. به این منظور توابع توزیع پارتونی انتگرالگیری نشده در تقریب اول (KMR) و تقریب دوم (MRW) با استفاده از توابع توزیع پارتونی انتگرالگیری شده MSTW2008-NLO محاسبه و جنبه‌های مختلف توابع توزیع پارتونی انتگرالگیری نشده حاصل از این دو رهیافت مورد بررسی قرار گرفته‌اند.

توابع توزیع پارتونی (PDF)، اجزای اصلی محاسبات پدیدارشناسانه در برخورددهای انرژی بالا در فیزیک ذرات می‌باشند. این توابع های پارتونی با استفاده از داده های تجربی از طریق روش های پارامتربندی قابل محاسبه هستند. تحول این توابع براساس معادلات DGLAP می‌باشد [۱]. در طی فرآیند محاسبه معادلات DGLAP، بر روی تکانه عمودی انتگرالگیری می‌شود و به این منظور به توابع توزیع پارتونی انتگرالگیری شده معروفند. بنابراین از این توابع در محاسبه‌ی سطح مقطع کل، توابع ساختار $F(x, Q^2)$ و دیگر اندازه گیری های شمولی که وابسته به تکانه‌ی عمودی نمی‌باشند و در آنها نتایج کل اندرکنش مورد بررسی قرار می‌گیرند، استفاده می‌شود. در مورد اندازه گیری های انحصاری که بررسی سهم یک یا تعدادی از حالات نهایی اندرکنش اهمیت می‌یابند نیاز به توزیع هایی داریم که نقش تکانه‌ی عمودی نیز در آنها وارد شده باشد. این توابع توزیع وابسته به تکانه عمودی را توابع توزیع پارتونی انتگرالگیری نشده (UPDF) می‌نامند. این توزیع که وابسته به دو مقیاس k_t^2 (تکانه‌ی عمودی) و μ^2 (مقیاس کاوش) می‌باشد به صورت $f_a(x, k_t^2, \mu^2)$ نمایش داده می‌شود که در آن اندیس a نشان دهنده نوع پارتون می‌باشد. از آنجاییکه UPDF وابسته به دو مقیاس هستند، انتظار می‌رود که معادله حاکم بر تحول آنها پیچیده‌تر از معادلات حاکم بر PDF باشد. معادله حاکم بر تحول این توابع، معادلات CCFM نام دارند. بر خلاف عمومیت این معادله، استفاده از آن در محاسبات پدیدارشناسانه چندان آسان نیست، همچنین نسخه‌ی کوارکی آن موجود نمی‌باشد، بنابراین به دنبال روش دیگری برای بررسی تحول UPDF، گروه KMR [۲] روشی مبتنی بر معادله تحول DGLAP و شرط ترتیب بندی زاویه‌ای که شرط حاکم بر معادلات CCFM می‌باشد، را معرفی کردند. تعمیم این رهیافت در تقریب دوم توسط گروه MRW [۳] صورت گرفت. از آنجاییکه در این دو رهیافت وابستگی توابع توزیع پارتونی انتگرالگیری نشده به مقیاس μ در گام آخر تحول معادله‌ی DGLAP وارد محاسبات می‌شود، استفاده از آنها نسبت به رهیافت CCFM بسیار ساده‌تر است. UPDF در تقریب مرتبه‌ی اول $(f_a(x, k_t^2, \mu^2))$ از رهیافت KMR از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:

$$f_a(x, k_t^2, \mu^2) = T_a(k_t, \mu) \frac{\alpha_s(k_t^2)}{2\pi} \int_x^{1-\Delta} P_{aa'}(z) a' \left(\frac{x}{z}, k_t^2 \right) dz. \quad (1)$$

درحالیکه $\Delta = \frac{k_t}{\mu + k_t}$ است و احتمال ماندگاری، $T_a(k_t, \mu)$ ، که نشان دهنده احتمال تحول توزیع پارتونی تا مقیاس μ بدون آنکه k_t تغییر کند، می‌-

باشد از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید:

مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

$$T_a(k_t, \mu) = \exp\left(-\int_{k_t^2}^{\mu^2} \frac{\alpha_s(k_t'^2)}{2\pi} \frac{dk_t'^2}{k_t'^2} \sum_{a'} \int_0^{1-\Delta} dz' P_{a'a}(z')\right), \quad (2)$$

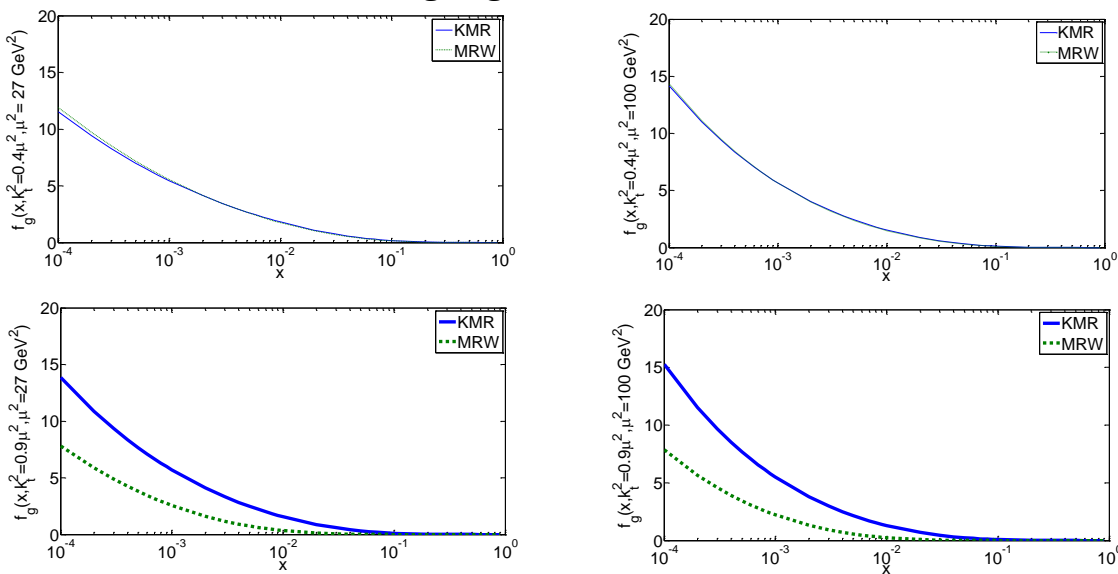
در این رهیافت برای احتمال ماندگاری شرط $k_t > \mu \Rightarrow T_a(k_t, \mu) = 1$ لحاظ می‌شود. در رهیافت MRW تابع توزیع پارتونی انتگرالگیری نشده در تقریب دوم از رابطه‌ی زیر محاسبه می‌شود:

$$f_a^{NLO}(x, k_t^2, \mu^2) = \int_x^1 dz T_a(k^2, \mu^2) \frac{\alpha_s(k^2)}{2\pi} \sum_{b=q,g} P_{ab}^{(0+1)}(z) b^{NLO}\left(\frac{x}{z}, k^2\right) \Theta(\mu^2 - k^2), \quad (3)$$

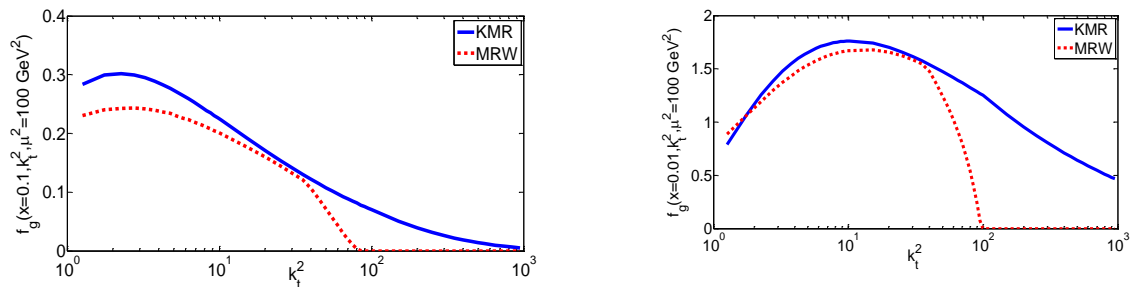
که در آن احتمال ماندگاری به صورت زیر بدست می‌آید:

$$T_a(k^2, \mu^2) = \exp\left[-\int_{k^2}^{\mu^2} \frac{\alpha_s(\kappa^2)}{2\pi} \frac{d\kappa^2}{\kappa^2} \sum_{b=q,g} \int_0^1 d\xi \xi P_{ba}(\xi)\right]. \quad (4)$$

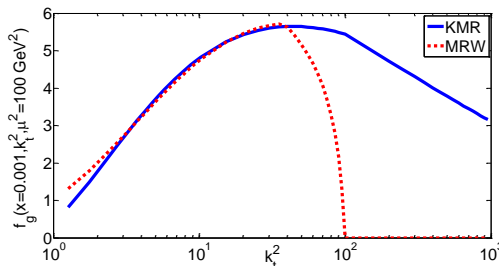
در این مقاله به منظور مطالعه‌ی این دو رهیافت، توابع توزیع انتگرالگیری نشده گلثونی با استفاده از PDF های MSTW2008-NLO به عنوان ورودی محاسبه شده‌اند. در شکل ۱ رفتار کلی توابع UPDF گلثونی در دو رهیافت مذکور بر حسب x برای نمونه در دو مقیاس کاوش $\mu^2 = 27\text{GeV}^2$ و $\mu^2 = 100\text{GeV}^2$ و تکانه‌ی عمودی $k_t^2 = 0.4\mu^2$ و $k_t^2 = 0.9\mu^2$ ارائه شده‌اند [۴]. در شکل ۲ توابع توزیع گلثونی انتگرالگیری نشده‌ی حاصل



شکل ۱: توابع توزیع گلثونی انتگرالگیری نشده بر حسب x با استفاده از مجموعه‌ی MSTW2008-NLO به عنوان ورودی [۴]



مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)



شکل ۲: توابع توزیع گلوونی انتگرالگیری نشده بر حسب x با استفاده از مجموعه‌ی MSTW2008-NLO به عنوان ورودی [۴]

از دو رهیافت مذکور بر حسب k_t^2 در مقیاس کاوش $\mu^2 = 100\text{GeV}^2$ برای مقادیر نمونه‌ی $x=0.1$ ، $x=0.01$ و $x=0.001$ رسم شده‌اند [۴].

نتیجه گیری

همانطورکه از شکل ۱ برمی‌آید توابع KMR نسبت به توابع MRW در $k_t^2 = 0.4\mu^2$ با رفتن از $\mu^2 = 27\text{GeV}^2$ به $\mu^2 = 100\text{GeV}^2$ به آهستگی افزایش می‌یابند در حالیکه با افزایش تکانه‌ی عمودی و رفتن به $k_t^2 = 0.9\mu^2$ این توابع نسبت به MRW کاهش می‌یابند. با توجه به اینکه تغییرات UPDF نسبت به تغییرات تکانه عمودی (برای نمونه در $\mu^2 = 27\text{GeV}^2$ تغییرات تکانه عمودی با رفتن از $k_t^2 = 0.4\mu^2$ به $k_t^2 = 0.9\mu^2$ می‌باشد) خیلی بیشتر از تغییرات UPDF نسبت به تغییرات مقیاس کاوش (73GeV^2) می‌باشد، نتیجه می‌گیریم مقدار تفاوت بین UPDF دو رهیافت مذکور به تغییرات تکانه عمودی نسبت به تغییرات مقیاس کاوش خیلی حساس‌تر می‌باشد. این تفاوت رفتاری به این واقعیت بر-می‌گردد که رهیافت KMR با اعمال قید ترتیب بندی زاویه‌ای روی تمام جملات، رفتاری خیلی شبیه به روش "DGLAP+BFKL" پیدا می‌کند [۲]، که باعث تفاوت (به ویژه در x ‌های کوچک که اثرات BFKL وارد محاسبات می‌شوند) با رهیافت MRW که بیشتر مشابه با روش DGLAP می‌باشد، می‌شود. بنابراین، همانطور که انتظار می‌رفت با کاهش x و افزایش k_t که شاخصه‌ی فیزیک انرژی‌های بالاست دو رهیافت تفاوت بیشتری نسبت به افزایش مقیاس کاوش μ^2 (که وابستگی هر دو رهیافت به این مقیاس از معادله‌ی DGLAP می‌آید) پیدا می‌کنند. از طرف دیگر باید به این نکته توجه داشت که برخلاف رهیافت MRW که قید ترتیب بندی زاویه‌ای فقط به جملات شامل تابع شکافت‌های P_{gg} و P_{qq} (که در $z=1$ تکیگی دارند) اعمال می‌شود، در رهیافت KMR به تمام جملات اعمال می‌شود. با افزایش مقیاس کاوش μ^2 حد بالای انتگرال‌های شامل قید ترتیب بندی زاویه‌ای بیشتر شده و باعث افزایش مقدار UPDF می‌شود. بنابراین علت افزایش بیشتر UPDF در رهیافت KMR با افزایش مقیاس کاوش می‌تواند این امر باشد. نکات ذکر شده در مورد شکل ۱ در شکل ۲ نیز صادق است. به علاوه به علت تفاوت مقیاس‌های دینامیکی استفاده شده (k_t^2 برای رهیافت KMR و $k^2 = \frac{k_t^2}{1-z}$ برای رهیافت MRW) در دو رهیافت مذکور، تفاوت در UPDF حاصل به ویژه در x ‌های بزرگ قابل ملاحظه می‌باشد. استفاده از مقیاس k^2 در رهیافت MRW (معادله (۳)) باعث تغییراتی در حدود انتگرالگیری و در PDFها و $\alpha_s(k^2)$ می‌شود که در مجموع باعث کاهش UPDF رهیافت MRW به ویژه در k_t^2 ‌های کوچک (از آنجاییکه در k_t^2 ‌های کوچک تغییرات نسبی بین مقیاس‌ها بیشتر می‌باشد) می‌شود. در ناحیه‌ی x ‌های کوچک تفاوت توابع توزیع حاصل از دو رهیافت مذکور نمی‌تواند ناشی از تفاوت مقیاس باشد، در این حالت تفاوت موجود به حضور برش Δ در تمام جملات رهیافت KMR و بعضی از جملات رهیافت MRW برمی‌گردد. بنابراین در ناحیه‌ی x ‌های کوچک توابع توزیع گلوونی انتگرالگیری نشده حاصل از رهیافت MRW افزایش یافته و تفاوت آن با رهیافت KMR کاهش می‌یابد. لازم به ذکر است که در مورد کواریکی عامل مذکور باعث افزایش UPDF در رهیافت MRW نسبت به KMR در ناحیه x ‌های کوچک می‌شود.

مقاله نامه بیست و دومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۱-۳۰ اردیبهشت ۱۳۹۴)

مرجع‌ها

۱. G. Altarelli and G. Parisi, "Asymptotic Freedom In Parton Language," Nucl. Phys. B **126**, (1997) 298.
۲. M. A. Kimber, A. D. Martin and M. G. Ryskin, "Unintegrated parton distributions," Phys. Rev. D **63**, (2001) 114027.
۳. C **66**, (2010)163. A.D. Martin, M.G. Ryskin, G. Watt, "NLO prescription for unintegrated parton distributions," Eur. Phys.J.
۴. M. Modarres, H. Hosseinkhani, N. Olanj, "Phenomenological study of unintegrated PDF in the frameworks of the KMR and MRW approaches," Phy. Rev. D **89**, (2014) 034015.