

zolfagharpour@uma.ac.ir :

(دریافت مقاله: ۱۳۸۹/۷/۶؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۰/۱/۲۸)

GRV	${}^{56}\text{Fe} \quad {}^{40}\text{Ca}$	EMC	$\hbar\omega$
	$E = 4/0.32 \text{ GeV}$	$E = 4/8 \text{ GeV}$	
		EMC	:

در این خصوص اولین بار در سال ۱۹۸۳ به وسیله گروه تحقیقاتی اروپایی EMC<sup>۲</sup> به سرپرستی آبرت منتشر شد. گروه EMC دریافتند که نوکلئون‌های داخل هسته نسبت به نوکلئون‌های آزاد یک اختلاف در توزیع تکانه کواری دارند [۲] که این تفاوت نه تنها از اثر حرکت فرمی<sup>۳</sup> ناشی شده بلکه پدیده‌های دیگری نیز در آن دخالت دارند از قبیل اثر تبادل کواری [۴,۳]، اثر حرکت فرمی و انرژی پیوستگی [۵]، اثر سایه [۷,۶] و اثر ذره دلتای تشدید [۹,۸,۶]. از میان این اثرها عمده ترین سهم مربوط به حرکت فرمی به خصوص در  $x$  های بزرگ است. درحقیقت تابع موج اندازه گیری شده بر روی هدف هسته ای در حرکت فرمی همان مدل درهم روی تابع ساختار نوکلئون‌های آزاد در تابع توزیع تکانه‌ای یک نوکلئون

تابع ساختار هسته چگونگی توزیع بار در داخل هسته را نشان می‌دهد. یکی از راه‌های شناسایی ساختار داخلی هسته‌ها مطالعه توزیع زاویه‌ای ذرات باردار بدون ساختار داخلی پراکنده شده از هسته‌ها در انرژی‌های بالا است. اهمیت انرژی‌های بالا در این است که ساختار داخلی نوکلئون‌ها نیز در آن مطرح می‌شود. در این نوع پراکندگی ناکشسان ژرف<sup>۱</sup> به علت برقراری برهم‌کنش ضعیف الکترومغناطیسی، فوتون مجازی تبدلی می‌تواند مقدار زیادی تکانه به کواری داخل نوکلئون انتقال دهد بدون اینکه محیط هسته را به‌طور شدید برهم بزند [۱]. مقادیر تجربی که از پراکندگی ناکشسان ژرف لپتون‌ها از نوکلئون‌های آزاد و مقید به دست آمده توانسته است اطلاعات زیادی را در مورد تابع ساختار نوکلئون آزاد و مقید به دست دهد که نتایج آزمایشگاهی

۲. European Muon Collaboration

۳. Fermi motion

۱. Deep inelastic scattering

در داخل هسته است که می‌توان انرژی پیوستگی نوکلئونی را نیز در آن مد نظر قرار داد. به عبارتی دو اثر حرکت فرمی و اثر انرژی بستگی نقش اساسی را در شکل دهی اختلاف بین تابع ساختار نوکلئون‌های آزاد و تابع ساختار نوکلئون‌های مقید دارند و اثر آنها که در حقیقت ناشی از برهم‌کنش‌های هسته‌ای است که نقش مهمی را در پراکندگی ناکشسان ژرف لپتون‌ها از هسته‌ها دارند [۵].

$$f^N(z)_{nl} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{|m_N(z-1)-\varepsilon_{nl}|}^{\infty} m_N |\varphi_{nl}(p)| p dp, \quad (2)$$

بنابراین در این مقاله علاوه بر اینکه سعی داریم در حضور اثر حرکت فرمی و اثر انرژی بستگی، اثرات EMC را برای هسته‌های  ${}^{56}\text{Fe}$  و  ${}^{40}\text{Ca}$  با استفاده از مدل نوسانگر هارمونیک با در نظر گرفتن پارامتر  $\hbar\omega$  مختلف برای پوسته‌های مختلف داخل هسته و هم با استفاده از توابع ساختار نوکلئون‌های آزاد GRV که توافق خوبی با داده‌های تجربی دارند، مورد بررسی قرار دهیم و در آخر نیز با استفاده از تابع ساختار هسته‌ها، دیفرانسیل سطح مقطع پراکندگی را برای هر هسته محاسبه می‌کنیم که همه آنها توافق خوبی با نتایج تجربی نشان می‌دهند. در این روش توابع ساختار داخلی پروتون‌ها و نوترون‌های آزاد و جایگذاری آنها در مدل‌های مرسوم در فیزیک هسته‌ای را انجام داده و سپس با استفاده از آنها سطح مقطع پراکندگی ذرات باردار بدون ساختار داخلی از قبیل الکترون و میون از هسته‌های فوق را به دست می‌آوریم.

که در آن پارامترهای  $x = \frac{Q^2}{2m_N q_0}$  و  $z = \frac{p_{nl} q}{m_N q_0}$  به ترتیب نشان دهنده کسر تکانه حمل شده توسط نوکلئون از کل تکانه هسته و متغیر بیورکن است. تابع توزیع تکانه و انرژی هسته‌ای در رابطه (۲) از طریق  $\varphi_{nl}(p)$  وارد مسئله شده و  $\varepsilon_{nl}$  در محدوده‌های میانی  $x \sim 0.5$  اثرگذار است.

$f^N(z)_{nl}$  توزیع انرژی و اندازه حرکت نوکلئون‌های داخل هسته را بیان می‌کند که در اینجا از تابع موج هسته‌ای نوسانگر هماهنگ برای محاسبه  $f^N(z)_{nl}$  استفاده می‌کنیم. در جدول ۱ انرژی‌های ترازهای  $\varepsilon_{nl}$  و متغیرهای مورد نیاز در حالت‌های مختلف  $n$  و  $l$  برای هسته‌هایی که مورد مطالعه قرار گرفته‌اند، آمده است.

هر پوسته هسته یک شعاع میانگین مربع متفاوتی طبق رابطه زیر دارد:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{1}{\alpha} \left( 2n + l + \frac{3}{2} \right), \quad (3)$$

$$\alpha^2 = \frac{m_N \omega}{\hbar}, \quad (4)$$

$$\hbar\omega(\text{MeV}) = \frac{42/2}{< r^2 >} \left( 2n + l + \frac{3}{2} \right), \quad (5)$$

که در آن  $\alpha$  ثابت ساختار ریز<sup>۱</sup> و  $M_N = 938/905 \text{ MeV}$  است. برای پوسته‌های مختلف داخل هسته در مدل نوسانگر هماهنگ می‌توان پارامترهای  $\hbar\omega$  مختلف برای لایه‌های انرژی در نظر گرفت.

$f^N(z)_{nl}$  توزیع نوکلئون‌های داخل هسته در معادله ۲ را می‌توان به صورت زیر نوشت [۵]:

در داخل هسته است که می‌توان انرژی پیوستگی نوکلئونی را نیز در آن مد نظر قرار داد. به عبارتی دو اثر حرکت فرمی و اثر انرژی بستگی نقش اساسی را در شکل دهی اختلاف بین تابع ساختار نوکلئون‌های آزاد و تابع ساختار نوکلئون‌های مقید دارند و اثر آنها که در حقیقت ناشی از برهم‌کنش‌های هسته‌ای است که نقش مهمی را در پراکندگی ناکشسان ژرف لپتون‌ها از هسته‌ها دارند [۵].

بنابراین در این مقاله علاوه بر اینکه سعی داریم در حضور اثر حرکت فرمی و اثر انرژی بستگی، اثرات EMC را برای هسته‌های  ${}^{56}\text{Fe}$  و  ${}^{40}\text{Ca}$  با استفاده از مدل نوسانگر هارمونیک با در نظر گرفتن پارامتر  $\hbar\omega$  مختلف برای پوسته‌های مختلف داخل هسته و هم با استفاده از توابع ساختار نوکلئون‌های آزاد GRV که توافق خوبی با داده‌های تجربی دارند، مورد بررسی قرار دهیم و در آخر نیز با استفاده از تابع ساختار هسته‌ها، دیفرانسیل سطح مقطع پراکندگی را برای هر هسته محاسبه می‌کنیم که همه آنها توافق خوبی با نتایج تجربی نشان می‌دهند. در این روش توابع ساختار داخلی پروتون‌ها و نوترون‌های آزاد و جایگذاری آنها در مدل‌های مرسوم در فیزیک هسته‌ای را انجام داده و سپس با استفاده از آنها سطح مقطع پراکندگی ذرات باردار بدون ساختار داخلی از قبیل الکترون و میون از هسته‌های فوق را به دست می‌آوریم.

EMC

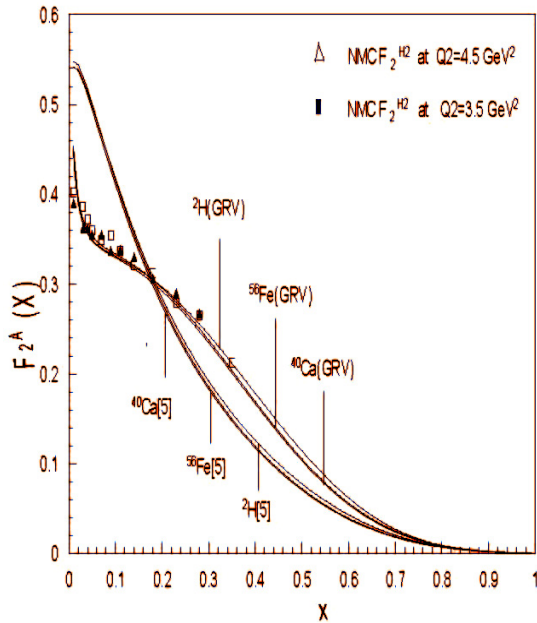
${}^{56}\text{Fe}$   ${}^{40}\text{Ca}$

تابع ساختار هسته را با در نظر گرفتن حرکت فرمی و انرژی بستگی در تقریب تکانه با استفاده از فرمول اصلی زیر محاسبه می‌کنیم [۵]:

$$F_{\nu}^A(x) = \sum_{N=n,p} \sum_{nl} \int_x^{\infty} dz g_{nl}^N f^N(z)_{nl} F_{\nu}^N\left(\frac{x}{z}\right), \quad (1)$$

که جمع اول بر روی کل پروتون‌ها و نوترون‌ها و جمع دوم بر روی عدد کوانتومی هر تراز انرژی، بسته می‌شود.  $g_{nl}^N$  عدد اشغال سطح انرژی  $\varepsilon_{nl}$  برای پروتون ( $N=p$ ) و نوترون ( $N=n$ ) می‌باشد و  $F_{\nu}^N(x)$  تابع ساختار نوکلئون‌ها که به صورت

۱. Fine structure constant



شکل ۱. تابع ساختار بر نوکلئون هسته  ${}^2\text{H}$ ،  ${}^{40}\text{Ca}$  و  ${}^{56}\text{Fe}$  با در نظر گرفتن اثر حرکت فرمی و انرژی بستگی و به کارگیری توابع ساختار پروتون و نوترون گروه GRV و تابع ساختار نوکلئون ذکر شده در مرجع [۵]، محاسبه کرده‌ایم را نشان می‌دهد و نقاط تجربی از [۱۲،۱۱] گرفته شده‌اند.

شکل ۱ تابع ساختار هسته‌های  ${}^2\text{H}$ ،  ${}^{40}\text{Ca}$  و  ${}^{56}\text{Fe}$  در واحد نوکلئون که با توابع ساختار نوکلئون آزاد GRV در  $Q^2 = 4 \text{ GeV}^2$  به دست آورده‌ایم را نشان می‌دهد. همچنین در این شکل توابع ساختار هسته‌های فوق را در واحد نوکلئون که با به کارگیری توابع ساختار نوکلئون از مرجع [۵] محاسبه کرده‌ایم را در مقایسه با داده‌های تجربی مربوط به تابع ساختار دوترون [۱۲ و ۱۱] برای مقایسه آورده‌ایم.

شکل ۲ نمودارهای a و b، نتایج مربوط به نسبت EMC هسته‌های  ${}^{40}\text{Ca}$ ،  ${}^{56}\text{Fe}$  که به دست آورده‌ایم را نشان می‌دهد. در ناحیه  $x > 0.6$  به دلیل اینکه شعاع هسته‌های آهن و کلسیم نسبت به دوترون بزرگتر بوده لذا اثر حرکت فرمی در محاسبه نسبت ساختار غالب است و این اثر باعث افزایش توابع ساختار شده و این افزایش باعث بزرگتر شدن نسبت EMC در  $x$ ‌هایی که به سمت یک میل می‌کند می‌شود. با توجه به اینکه در این محاسبات برای لایه‌های مختلف شعاع‌های مختلف در نظر

جدول ۱. متغیرهایی که در به دست آوردن نتایج این مقاله مورد استفاده قرار گرفته‌اند. به ترتیب اعداد در داخل پرانتزها به صورت  $(\langle r^2 \rangle^{1/2}, \hbar\omega \text{ (MeV)}, g_{n1}^p, g_{n1}^n, \varepsilon_{n1} \text{ (MeV)})$  شعاع بر حسب فرمی است. متوسط انرژی بر نوکلئون برای آهن  $26/87 \text{ MeV}$  و برای کلسیم  $25/8 \text{ MeV}$  و برای دوترون  $1 \text{ MeV}$  می‌باشد که این مقادیر نسبت به کارهای دیگران به نتایج تجربی نزدیکتر است. برای مثال در مرجع [۵] این انرژی برای آهن  $(\text{MeV}) 40-$  است.

پوسته	هسته		
	${}^2\text{H}$	${}^{40}\text{Ca}$	${}^{56}\text{Fe}$
${}^0s$	( $2/09, 14/22$ $1, 1, -1$ )	( $1/67, 22/6$ $2, 2, -30$ )	( $1/67, 22/6$ $2, 2, -30$ )
${}^0p$		( $2/44, 16/8$ $6, 6, -26$ )	( $2/44, 16/8$ $6, 6, -26$ )
${}^0d$		( $3/10, 15/30$ $1, 0, 1, 0, -25$ )	( $3/10, 15/30$ $1, 0, 1, 0, -25$ )
$1s$		( $3/48, 12/16$ $2, 2, -25$ )	( $3/48, 12/16$ $2, 2, -25$ )
${}^0f$			( $3/74, 13/56$ $1, 0, 6, -25$ )

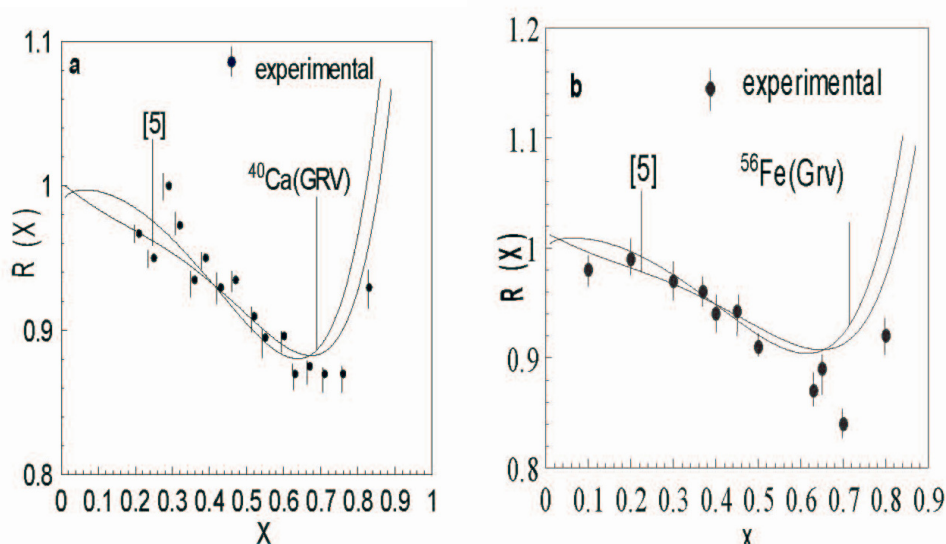
$$f^N(z)_{nl} = \frac{1}{2} \left( \frac{mN}{\hbar\omega} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{n!}{\Gamma(n+l+\frac{3}{2})} \sum_{t_1=0}^n \sum_{t_2=0}^n \frac{(-1)^{t_1+t_2}}{t_1! t_2!} \binom{n+l+\frac{1}{2}}{n-t_1} \binom{n+l+\frac{1}{2}}{n-t_2} \times \Gamma \left[ l+t_1+t_2+1, \frac{mN}{\hbar\omega(z-1-\frac{\varepsilon_{nl}}{mN})} \right]. \quad (6)$$

در ادامه نسبت EMC هسته‌های فوق را به صورت نسبت تابع ساختار هسته‌ای بر واحد نوکلئون به تابع ساختار نوکلئون آزاد و همچنین نسبت تابع ساختار هسته‌های فوق به دوترون را با استفاده از رابطه‌های زیر محاسبه می‌کنیم.

$$R(x, Q^2) = F_2^A(x, Q^2) / AF_2^{\text{Nucleon}}(x, Q^2). \quad (7)$$

و

$$R^A(x, Q^2) = \frac{2F_2^A(x, Q^2)}{AF_2^{\text{Deuterium}}(x, Q^2)}. \quad (8)$$



شکل ۲. در نمودار a و b نسبت  $R(x) = \frac{F_T^A}{F_T^D}$  که تابعی از  $x$  برای هسته‌های  $^{40}\text{Ca}$  و  $^{56}\text{Fe}$  است با در نظر گرفتن اثرات انرژی بستگی هسته‌ای محاسبه شده است و داده‌های تجربی از مرجع [۱۳] گرفته شده‌اند.

متمركز در داخل نوكلئون‌ها به جای یک جرم متمركز است. در پراكنندگی ژرف ناكشسان شمار ذرات منحرف شده با زوایای بزرگ بیانگر وجود ساختار داخلی برای پروتون است. پراكنندگی ناكشسان ژرف همان پراكنندگی كشسان لپتون‌ها از پارتون‌های<sup>۲</sup> داخل نوكلئون است [۱۴]. در آزمایش پراكنندگی ناكشسان ژرف لپتون‌ها تكانه چهار بعدی  $Q^2$  را به هدف منتقل کرده و انرژی هدر رفته آن  $\nu$  بوده که به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$Q^2 = 4E_e E \sin\left(\frac{\theta}{2}\right), \quad (9)$$

$$\nu = E - E_e,$$

که در آن  $E_e$  انرژی الکترون فرودی،  $E$  انرژی الکترون یا میون خروجی و  $\theta$  زاویه پراكنندگی است. چون پراكنندگی در انرژی‌های بالا صورت می‌گیرد، می‌توان از جرم سکون لپتون صرف‌نظر کرد [۱۵]. هادرون‌های خروجی می‌توانند گستره‌ای از انرژی را داشته باشند لذا سطح مقطع دیفرانسیلی در یک محدوده خاص انرژی برای ذرات خروجی محاسبه می‌شود. برای محاسبه سطح مقطع کل و پوشش تمام انرژی‌ها از آن می‌توان انتگرال گرفت. سطح مقطع دیفرانسیلی برای پراكنندگی ناكشسان ژرف لپتون از نوكلئون به وسیله رابطه زیر به دست می‌آید:

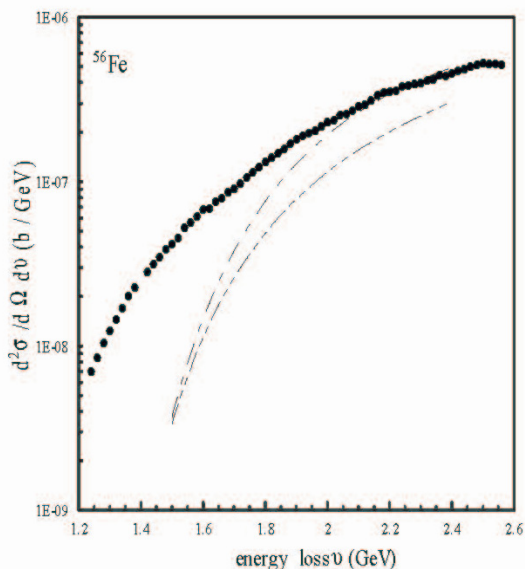
گرفته می‌شود لذا در انرژی بستگی کمتری که به نتایج تجربی نزدیکتر است ( $26/78 \text{ MeV}$  بر نوكلئون برای نوكلئون‌های داخل هسته آهن طبق جدول ۱) نسبت به کارهای انجام یافته ( $40 \text{ MeV}$  بر نوكلئون برای همان هسته [۵])، نتایج حاصل با نتایج تجربی توافق پیدا کرده است.

در دهه ۱۹۶۰ آزمایش‌های زیادی به منظور اندازه‌گیری سطح مقطع پراكنندگی الکترون از پروتون انجام گرفت ولی اولین اندازه‌گیری سطح مقطع پراكنندگی الکترون که نشان دهنده وجود ساختار داخلی برای پروتون‌ها بود توسط تیمی به سرپرستی بوم<sup>۱</sup> در اسلک آزمایشگاه شتاب دهنده خطی دانشگاه استانفورد صورت گرفت که آنها موفق به اندازه‌گیری سطح مقطع پراكنندگی الکترون-پروتون با انرژی باریکه ای  $7-17 \text{ GeV}$  و با  $Q^2 = 7/4 \text{ GeV}^2$  در زاویه‌های  $6^\circ$  و  $10^\circ$  درجه پراكنندگی شده بودند. اگر الکترونی حامل انرژی کافی باشد، در پراكنندگی از پروتون انواع هادرون‌ها از قبیل ذراتی مانند پایون (Pion)، کائون (Kaon) و دلتا (Delta) ساطع می‌شود.

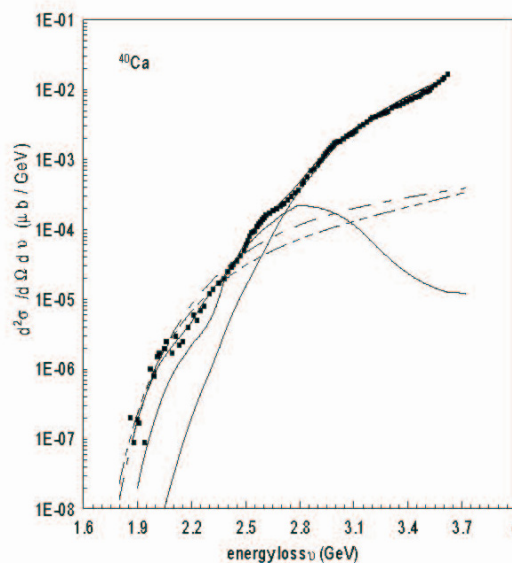
در مورد پراكنندگی ناكشسان ژرف، شواهد نشان دهنده سه جرم

۲. Parton

۱. Boom



شکل ۴. سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی ناکشسان ژرف باریکه الکترونی با انرژی  $4/0.32$  GeV در زاویه  $30^\circ$  در بازه انتقال تکانه انرژی  $Q^2 (GeV^2/C) < 2.74 < Q^2 < 2.03$  از هسته  $^{56}Fe$  که در این محاسبات به جای تابع ساختار نوکلئون از تابع ساختار نوکلئون آزاد GRV (خط - نقطه) و تابع ساختار نوکلئون از مرجع [۵] (خط - دو نقطه) استفاده کرده‌ایم. داده‌های تجربی از [۱۹] گرفته شده است.



شکل ۳. سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی ناکشسان ژرف باریکه الکترونی با انرژی  $4/8$  GeV در زاویه  $30^\circ$  در بازه انتقال تکانه انرژی  $Q^2 (GeV^2/C) > 3/85 < Q^2 < 1/38$  از هسته  $^{40}Ca$  که در این محاسبات به جای تابع ساختار نوکلئون از تابع ساختار نوکلئون آزاد GRV (خط - نقطه) و تابع ساختار نوکلئون از مرجع [۵] (خط - دو نقطه) استفاده کرده‌ایم. داده‌های تجربی و تئوری (خطوط پر) مربوط به  $^{12}C$  [۱۶] بوده که برای مقایسه آورده شده است.

خوش رفتار بوده و در  $Q^2$  های متفاوت مقدار ثابتی خواهند داشت و می‌توان آن را به این صورت بیان کرد: یعنی وقتی که مقدار  $Q^2$  و  $\nu$  بسیار بزرگ ولی مقدار  $x$  ثابت نگهداشته شود در آن صورت  $W_2$  و  $W_1$  رفتاری به صورت زیر پیدا می‌کنند:

$$MW_1(\nu, Q^2) = F_1(x), \quad (11)$$

$$\nu W_2(\nu, Q^2) = F_2(x). \quad (12)$$

با جایگذاری روابط (۱۱) در (۱۰) داریم:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{\nu \alpha^2 E^2}{Q^4} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \times \left[ \frac{F_2(x, Q^2)}{\nu} + \frac{\nu F_1(x, Q^2)}{M_N} \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \quad (13)$$

$F_2$  حاصل را از رابطه (۱) و  $F_1$  به دست آمده از آن را در رابطه بالا برای محاسبه سطح مقطع دیفرانسیلی جاگذاری می‌کنیم [۱۴، ۱۸].

نتایج حاصل از سطح مقطع پراکندگی الکترون‌هایی با انرژی

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} = \frac{\nu \alpha^2 E^2}{Q^4} \cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[ W_2 + \nu W_1 \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right], \quad (10)$$

که در آن  $W_2$  و  $W_1$  عامل‌های شکل هستند که به ویژگی‌های سیستم هسته هدف یعنی به تکانه انتقالی  $Q^2$  و انرژی از دست رفته  $\nu$  وابسته است و در  $Q^2$  های بزرگ تابع ساختار هسته فقط تابعی از  $x$  می‌شود. به عبارتی در انرژی‌های بالا فوتون مجازی با یک کوآرک منفرد لزوماً آزاد برهم کنش می‌کند و انتظار می‌رود با افزایش  $Q^2$  به اطلاعات بیشتری از ساختار داخلی نوکلئونها دست یافت ولی وقتی که تکانه انتقال یافته به پروتون‌ها زیاد باشد پروتون شکسته شده و هادرون‌های زیادی تولید می‌شوند [۱۴]. از آنجایی که توابع ساختار تابعی از  $\nu$  و  $Q^2$  هستند در سال ۱۹۶۹ آقای بیورکن پیش‌بینی کرد [۱۷] که در پراکندگی غیرکشسان ژرف در محدوده  $\nu$  و  $Q^2$  های بزرگ در صورتی که  $\frac{Q^2}{\nu}$  ثابت نگه داشته شود توابع ساختار  $W_2$  و  $W_1$

هسته‌ها را با در نظر گرفتن تغییرات در ساختار کوآرکی نوکلئون‌های مقید در داخل هسته‌ها، به‌طور کیفی و کمی توضیح دهد. همچنین نمودارهای دیفرانسیلی سطح مقطع پراکندگی محاسبه شده هسته‌های  ${}^4\text{Ca}$  و  ${}^{56}\text{Fe}$  در توافق با داده‌های تجربی است که شکل‌های ۳ و ۴ آن را به‌خوبی نشان می‌دهد و اختلاف کمی که دیده می‌شود ناشی از نقش ابر مزونی، اثر سایه، نقش ذره  $\Delta$  و اثرهای هسته‌ای دیگری است که در اینجا از آنها صرف نظر شده است.

$E$  و در زاویه پراکندگی  $\theta$  در شکل ۳ آمده است. تعداد ذرات پراکنده شده را برحسب  $v$ ،  $E_0$  و در  $\theta$  خاص محاسبه کرده‌ایم.

از محاسبات و نتایج حاصله از آنها و مقایسه آنها با نتایج موجود که در شکل‌های ۱ تا ۴ آورده شده‌اند، نتیجه می‌گیریم که برهم‌کنش‌های هسته‌ای به‌خصوص اثرات انرژی بستگی هسته‌ای و فرض‌های جدید در نظر گرفته شده در این مقاله می‌تواند سطح مقطع پراکندگی غیرکشسان ژرف لیتون‌ها از

11. LW Whitlow et al., *Phys. Lett. B* **282** (1992) 475.
12. M Arneodo. et al., *Nucl. Phys. B* **483** (1997) 3; K Ackerstaff et al., *Phys. Lett. B* **475** (2000) 386; P Amaudruz. et al., *Nucl. Phys. B* **441** (1995) 3.
13. R G Arnold. et al., *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 727.
14. D J Griffiths, "Introduction to elementary particles" (1987) 292.
15. S D Drell and J D Walecka, *Ann. Phys. (NY)* **28** (1964) 18.
16. Donal Day, 6<sup>th</sup> International Conference on Perspective in Hadronic Physics, ICTP, Trieste, Italy, 12-16 May(2008), *Journal of Physics: Conference Series* **168** (2009) 012016.
17. J D Bjirken, *Phys. Rev.* **176** (1969) 1547.
18. F. Halzen and A. D. Martin, "Quark and lepton. Jahn" Wiley (1984).
19. A V Dobrovolsky and A V Khazadeev. *Nucl. Phys. B* **214** (1983) 1.
1. J Ashman. et al., *Z. phys.* **52** (1991) 1.
2. J. J. Aubert. et al., *Phys. Lett. B* **123** (1983) 2753.
3. P Hoodbhoy, and R L Jaffe, *Phys. Rev. D* **35**, 1 (1987) 113.
4. M Modarres et al., *Eur. Phys. J. A* **32** (2007) 327; *Eur. Phys. J. A* **28** (2006) 205; M Modarres and F Zolfagharpour, *Nucl. Phys. A* **765** (2006) 112.
5. S V Akulinichev, S Shomo, S A Kulagin and G M Vagradov, *Phys. Rev. Lett.* **55** (1985) 2239; S V Akulinichev, S A Kulagin and G M Vagradov, *Phys. Lett. B* **158** (1985) 485.
6. L L Frankfort and M I Strikman. *Phys. Rep.*, **76** (1981) 215.
7. M Arneodo, *Phys. Rep.* **240** (1994) 301.
8. LW Mo, *SLAC- PUB- 660*, September (1969).
9. G Piller and W Wesie, *Phys. Rep.*, **330** (2000) 1.
10. M Glück, E Reya and A Vogt, *Z. Phys. C* **67** (1995) 433; *Eur. Phys. J. C* **5**, (1998) 361; <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/grv.html>.