

مروری بر پراکندگی الکترون در انرژی متوسط

ناصر کلانتر نیستانی

آزمایشگاه KVI، دانشگاه خرونینگن، هلند

دریافت نسخه نهایی: ۶ دی ۱۳۷۴

تاریخ دریافت: ۲۹ شهریور ۱۳۷۴

چکیده

با این که بیش از ۸۰ سال از کشف هسته اتم می‌گذرد، هنوز یک نظریه جامع برای نیروی قوی، که عامل نگه‌دارنده هسته اتم به عنوان یک کل است، تدوین نشده است. در چند دهه اخیر، پراکندگی الکترون شناخت ما را نسبت به ساختمان هسته اتم و دینامیک برهم‌کنش هسته‌ای عمیق‌تر کرده است. در این مقاله، برخی از مهمترین نتایج به‌دست آمده از واکنشهای (e, e') ، $(e, e'p)$ و $(e, e'pp)$ در انرژی متوسط را به اختصار بررسی خواهیم کرد و نگاهی کوتاه به آینده این بخش از فیزیک هسته‌ای خواهیم داشت.

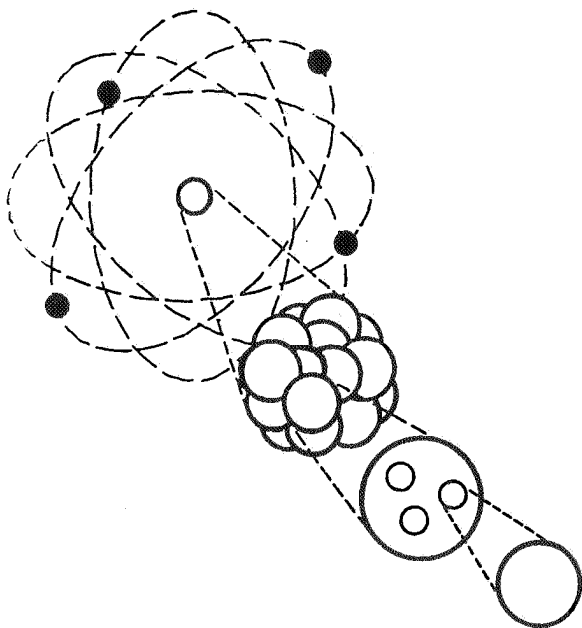
فهرست

- ۱- مقدمه
- ۲- پراکندگی با الکترون
- ۱-۲ از آزمایش تا نظریه و برعکس
- ۳- شتاب‌دهنده‌ها و آشکارسازها
- ۴- ساختمان هسته اتم
- ۱-۴- واکنش (e, e')
- ۲-۴- واکنش $(e, e'p)$
- ۵- سازوکار واکنش
- ۱-۵- واکنش $(e, e'pp)$
- ۶- نگاهی کوتاه به آینده
- ۷- جمع‌بندی
- ۸- پیوستها
- ۱- مقدمه

هسته اتم در سال ۱۹۱۱ توسط را در فورد، گایگر، و مارسدن در آزمایشهایی که با پراکندگی α (هسته اتم هلیوم) از ورقه‌های نازک فلزی صورت گرفت، کشف شد [۱]. آنها با انجام این آزمایشها به این واقعیت دست یافتند که اتم عمدتاً یک فضای خالی است. هسته اتم، اگرچه وزن اتم را به‌طور عمده تشکیل می‌دهد، تنها بخش بسیار کوچکی را در اتم اشغال می‌کند.

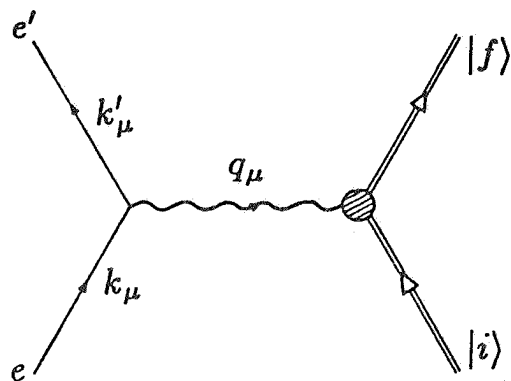
نتایج به‌دست آمده در سالهای بعد از کشف اتم نشان داد که مقیاس ابعاد اتم آنگستروم (10^{-10} متر) است در حالی که مقیاس ابعاد هسته اتم، فرمی (10^{-15} متر) است. همین مقایسه ساده نشان می‌دهد که نیروی قوی یا هسته‌ای که بر هسته اتم حاکم است، از نیروی الکترومغناطیسی حاکم بر هسته بسیار قویتر است. نیروی الکترومغناطیسی در اواخر دهه ۴۰ قرن بیستم توسط شووینگر، فاینمن و توموناگا کوانتیده شد و محاسبات اتمی امروزه با دقتهای بسیار بالا انجام می‌شوند. در اواخر دهه ۷۰ نیز نیروی ضعیف که عامل واپاشی هسته است توسط واینبرگ، سلام، و گلاشو در یک چارچوب با نیروی الکترومغناطیسی به وحدت رسید و بدین ترتیب بعد از وحدت بین نیروهای الکتریکی و مغناطیسی توسط ماکسول در قرن پیش، میان این دو نیرو نیز وحدت برقرار شد. امروزه، برای دستیابی به یک نظریه واحد که نیروی هسته‌ای را نیز دربر بگیرد یک تلاش همه‌جانبه در جریان است، منتهی قبل از رسیدن به این هدف لازم است که آن نظریه که اکنون به نظریه نیروی هسته‌ای معروف است (نظریه کوانتومی دینامیک رنگ، QCD) به‌طور کامل شناخته شود و از جهات مختلف محک بخورد.

از یک سو فیزیک ذره‌ای دانان با پراش در انرژیهای بسیار بالا در تلاش‌اند که QCD را تکمیل کنند و از سوی دیگر فیزیک هسته‌ای دانان با پراکندگی ذرات گوناگون در انرژیهای پایینتر، در جهت دسترسی به یک نظریه همه جانبه گام



شکل ۱. نمودار طرح وار اتم و اجزای آن زیر ذره بین. هرچه جسم زیر ذره بین کوچکتر باشد باید ذره بین برای رؤیت آن قویتر باشد. در قلمرو فیزیک اجسام ریز، قدرت تفکیک ذره بین در واقع تکانه ذره ای است که در جسم نفوذ می کند.

الکترون از یک هسته که از تراز $|i\rangle$ به تراز $|f\rangle$ می رود نشان می دهد. چون در مطالعات مورد بحث در این مقاله از انرژیهای نسبیتی ($E \gg m_e c^2$) استفاده می شود، در تمام فرمولهای زیر نیز از جرم الکترون صرف نظر می شود. علاوه بر این، در این فرمولها $\hbar = c = 1$ طبیعی است که در محاسبات عددی، این ثابتها به طور صحیح باید مد نظر قرار بگیرند. بنابراین تکانه الکترون پرتاب شده، k ، برابر با انرژی آن، E_i و تکانه الکترون پراکنده شده، k' ، برابر با انرژی آن، E_f ، است. تکانه انتقالی به هسته $\vec{q} = \vec{k} - \vec{k}'$ و انرژی انتقالی به آن $w = E_f - E_i$ است. با یک محاسبه ساده دیده می شود که:



شکل ۲. ساده ترین نمودار فاینمن برای پراکندگی الکترون از هسته

برمی دارند. طبیعی است که در این مسیر طولانی، نظریه شانه به شانه آزمایش پیش می رود. آنچه نظریه پیش بینی می کند باید به تجربه ثابت شود و نتایج تجربی به دست آمده باید توسط نظریه توضیح داده شوند.

در این مقاله با ارائه بخشی از مهمترین نتایج حاصل از پراکندگی الکترونی از هسته های مختلف در دو دهه اخیر، سعی می کنم طرحی از فعالیتهایی که در بخش فیزیک الکترومغناطیس در انرژیهای متوسط انجام می گیرد، ارائه دهم. چون تمامی آزمایشهای مورد بحث از پراکندگی الکترونی استفاده می کنند، در بخش دوم مقاله دلایل پراکندگی با الکترون و نقاط قوت آن با ارائه چند فرمول ساده بررسی خواهد شد. در بخش سوم مقاله، شتاب دهنده های الکترونی در این گستره انرژی و آشکارسازهای مربوط به اختصار مرور خواهد شد. در بخش بعدی، نتایج به دست آمده از پراکندگی کشسان (e, e) و ناکشسان (e, e') که در آنها فقط الکترون پراکنده دیده می شود و واکنش ($e, e'p$) که در آن به همراه الکترون پراکنده شده پروتونی که از هسته به خارج پرتاب شده است نیز ردیابی می شود، ارائه خواهد شد و بدین ترتیب اطلاعات به دست آمده درباره ساختمان هسته اتم مورد بررسی قرار خواهد گرفت. بخش پنجم به دینامیک واکنش اختصاص یافته است. در اینجا واکنشهای دیگری همچون ($e, e'pp$) که در آن دو پروتون از هسته کنده و ردیابی می شوند، نیز مورد بحث قرار خواهند گرفت. پس از نگاهی کوتاه به آینده این بخش از فیزیک هسته ای، مقاله جمع بندی خواهد شد.

۲- پراکندگی با الکترون

پدیده پراکندگی از دیرباز برای شناخت محیط اطراف مورد استفاده قرار گرفته است. بهترین مثال برای این موضوع پراکندگی نور و یا امواج آب از اجسام است. برای شناخت اجسام ریز مانند اتم و یا هسته آن می توان از ذرات کوانتومی استفاده کرد که حامل دوگانگی ذره و موج هستند. مثلاً با شتاب دادن یک ذره به تکانه P می توان اجسامی را که حدود بزرگی آنها $\lambda = \frac{h}{p}$ است مورد مطالعه قرار داد (شکل ۱). با یک محاسبه ساده مشاهده می شود که برای بررسی هسته اتم به قطر ۵ فرمی (5×10^{-15} متر) باید ذره مورد نظر تکانه ای بیشتر از $250 \text{ MeV}/c$ داشته باشد. انرژی این ذره نیز با معلوم بودن جرم آن به آسانی از رابطه $E^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2$ به دست می آید. قبل از پرداختن به این مسئله که پراکندگی با الکترون چه مزایایی دارد بهتر است که سینماتیک پراکندگی الکترون (و یا هر ذره با انرژی نسبیتی) را مرور کنیم.

شکل ۲ ساده ترین نمودار فاینمن را برای پراکندگی

مستقل در هسته، $\vec{P}_m$ در واقع تکانه ذره مورد نظر قبل از برخورد در درون هسته است: $\vec{P}_m = -\vec{P}_i$ اما چرا پراکندگی با الکترون؟ پاسخ به این سؤال با سه دلیل خیلی ساده داده می شود. دلیل اول آن است که برهم کنش الکترون با هسته اتم عمدتاً برهم کنش الکترومغناطیسی است، که نظریه آن کاملاً شناخته شده است.

دلیل دوم کوچک بودن ثابت این برهم کنش، $\alpha = 1/137$ ، است که انجام محاسبات را در چارچوب نظریه اختلال بسیار آسان می کند. برای هسته هایی که $\alpha Z \ll 1$ (Z بار الکتریکی هسته است)، می توان تابع موج الکترون را چه قبل از برخورد و چه بعد از آن با امواج تخت (PW) بیان کرد. علاوه بر این، الکترون در فرایند برهم کنش الکترومغناطیسی با هسته مورد مطالعه بسیار کمتر از ذراتی همچون پروتون تداخل می کند. به بیان دیگر، الکترون را می توان به عنوان یک وسیله بسیار تمیز شناخت که یکبار با هسته برهم کنش می کند و چون این برهم کنش کاملاً شناخته شده است، می توان از این طریق به مشخصات هسته مورد مطالعه دسترسی پیدا کرد.

دلیل سوم استفاده از الکترون این است که فرایند پراکندگی با الکترون یک فرایند «شبه فضا» است، بدین معنی که چهار تکانه فوتون واسطه همیشه منفی است (به فرمول ۲ مراجعه کنید) و فوتون مبادله شده بین الکترون و هسته اتم، یک فوتون مجازی است. چون جرم این فوتون را می توان به دلخواه تغییر داد، این انعطاف پذیری وجود دارد که w و $\vec{q}$ نیز مستقل از یکدیگر باشند (توجه کنید که برای فوتون واقعی $|\vec{q}|$ همیشه برابر با w است). در اینجا است که یکی از نقاط قوت الکترون نسبت به فوتون برجسته می شود. با در نظر گرفتن این واقعیت که w (جدا پس زنی) انرژی تراز در هسته مورد مطالعه نیز هست می توان به آسانی دید که هر تراز را می توان در گستره $\vec{q}$ مطالعه کرد. از طرف دیگر، رابطه مستقیم با طول موج الکترونی دارد که با هسته برخورد می کند. در نتیجه با افزایش

$$|\vec{q}|^2 = w^2 + 4E_i E_f \sin^2 \theta / 2 \quad (1)$$

که در آن θ زاویه بین بردارهای $\vec{k}$ و $\vec{k}'$ است. طبق تعریف چهار تکانه، q_μ ، رابطه زیر به دست می آید:

$$q_\mu^2 = w^2 - q^2 = -4E_i E_f \sin^2 \theta / 2 \quad (2)$$

این رابطه نشان می دهد که در پراکندگی با الکترون در $\theta \neq 0$ ، q_μ^2 همیشه منفی است (در پراکندگی با فوتون $q_\mu^2 = 0$). به عنوان مثال برای پراکندگی کشسان:

$$w = -\frac{q_\mu^2}{2M_{tar}} \quad (3)$$

که در آن M_{tar} جرم هدف است. بنابراین، برای اهداف سنگین این پس زنی ناچیز است و برای این نوع پراکندگی، غالباً از $w = 0$ استفاده می شود.

اگر در فرایند برخورد، یک ذره مانند پروتون به بیرون پرتاب شود (شکل ۳) و انرژی یا تکانه این ذره نیز اندازه گیری شوند، دو متغیر جدید می توان معرفی کرد که تابعی از انرژی و تکانه ذره مورد نظر و انرژی و تکانه منتقل شده به هسته هستند. اولی انرژی گمشده (یا فقدان انرژی)، E_m ، است:

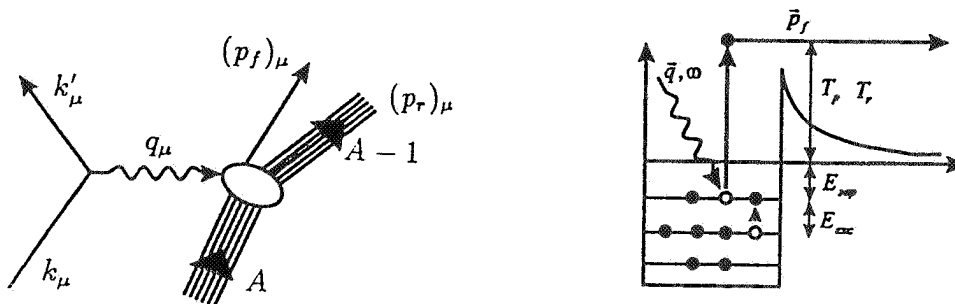
$$E_m = w - T_p - T_{rec} \quad (4)$$

که در آن T_p انرژی جنبشی ذره پرتاب شده و T_{rec} انرژی پس زنی به دختر - هسته است. اگر از این انرژی، انرژی پیوند (E_{BE}) نوکلئون را نیز کم کنیم، حاصل، انرژی برانگیختگی در دختر - هسته است: $E_X = E_m - E_{BE}$

دومین متغیر عبارت است از تکانه گمشده، P_m :

$$\vec{P}_m = \vec{q} - \vec{p}_p \quad (5)$$

که در آن $\vec{P}_p$ تکانه ذره است. در تصویر ساده برخورد با ذرات

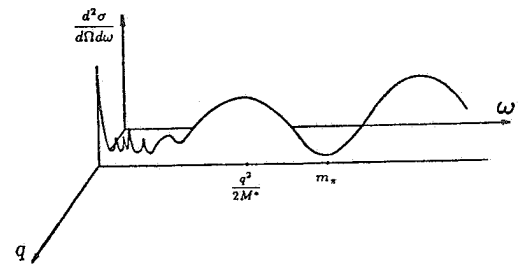


شکل ۳. ساده ترین نمودار فاینمن برای پراکندگی از یک هسته که منجر به پرتاب یک نوکلئون به بیرون از هسته نیز می شود. در سمت راست دیده می شود که چگونه دختر - هسته که با انرژی جنبشی T_r پس می زند می تواند برانگیخته شود.

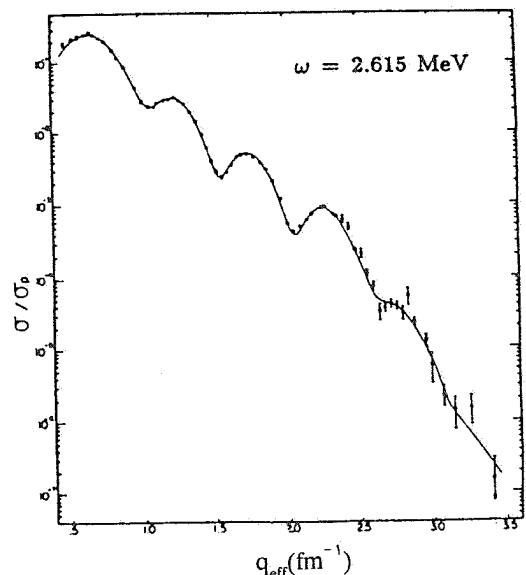
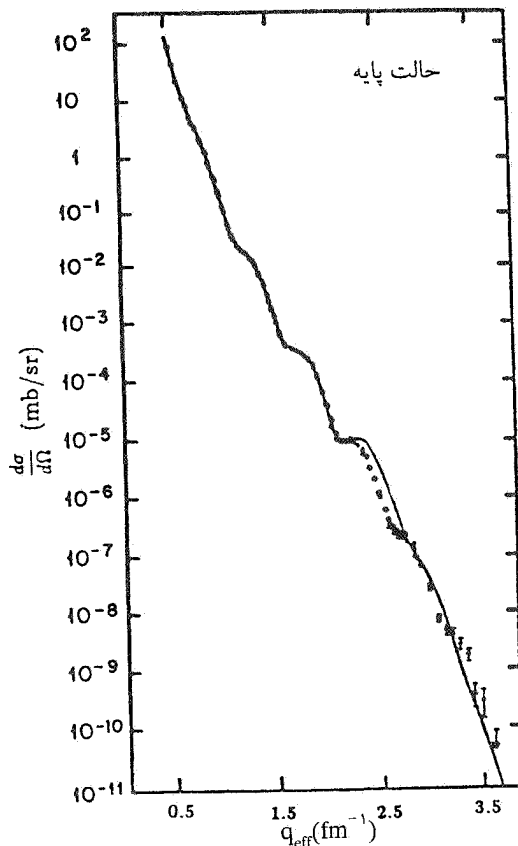
می شوند. در انرژی انتقالی برابر با $\frac{q^2}{2M_N}$ برخورد الکترون با یک نوکلئون که در حالت شبه آزاد در هسته در حرکت است به وقوع می پیوندد. این مقدار انرژی در واقع برابر با پس زنی است که نوکلئونی با جرم M_N در تکانه انتقالی q دریافت می کند. در انرژیهای بالاتر نیز می توان نوکلئونهای برانگیخته را از هسته به بیرون پرتاب کرد. اولین تراز انرژی برای نوکلئون برانگیخته Δ با اسپین $\frac{3}{2}$ است که دارای جرمی که در حدود 1230 MeV است. در یک تصویر ساده می توان گفت که در این تراز هر سه کوارک اسپینهای خود را هم جهت کرده اند. همان طور که در بالا گفته شد، این شکل مقطع مؤثر را برای یک تکانه انتقالی ثابت نشان می دهد. طبیعی است که با تغییر تکانه انتقالی، هر تراز و واکنشی متفاوت نشان خواهد داد. شکل ۵ در واقع تراز پایه و اولین تراز برانگیخته در هسته سرب را نشان می دهد. این بار w ثابت است (۰ یا 156 eV برای تراز پایه و برانگیخته) و تکانه انتقالی به هسته تغییر می کند. با بالارفتن تکانه انتقالی، مقطع مؤثر کوچکتر می شود و همین بزرگترین مشکل در اندازه گیریهای دقیق در تکانه های انتقالی بالاست. به همین دلیل نیز خطای اندازه گیری بیشتر و بیشتر می شود (شکل ۵).

$|\vec{q}|$ می توان دقت در مطالعه هسته اتم را افزایش داد. به همین دلیل نیز ساختمان هسته اتم در تراز زمینه از سال ۱۹۵۳، که اولین آزمایشها با الکترون روی پروتون توسط هفشتاتر [۲] در دانشگاه استانفورد انجام گرفت، عمدتاً با پراکندگی الکترون مورد مطالعه قرار گرفته است.

برای روشن شدن این مسئله که چگونه می توان از استقلال q و w برای مطالعه هسته اتم استفاده کرد، بهتر است به اشکال ۴ و ۵ مراجعه شود. در شکل ۴، مقطع مؤثر را در یک واکنش برحسب w و برای یک تکانه انتقالی ثابت رسم کرده ایم. جدا از پس زنی هسته پس از برخورد، $w = 0$ تراز زمینه را نشان می دهد. پس از آن نیز ترازهای جدا یکی پس از دیگری برانگیخته می شوند. تشدیدهایی همچون آبرتشدید دوقطبی که در آن تمام نوکلئونها شرکت دارند نیز به صورت یک کوه کوچک و با پهنای بیشتر از ترازهای قبلی نمایان



شکل ۴. مقطع مؤثر رسم شده در یک مقدار $|\vec{q}|$ و برحسب w . M^0 جرم نوکلئون است.



شکل ۵. مقطع مؤثر و ضریب فرم به ترتیب برای ترازهای اصلی و 156 eV در هسته سرب.

$$F(q) = 1 - \frac{q^2}{6} \int d^3r \rho(r) r^2 + \dots =$$

$$1 - \frac{q^2}{6} \langle r^2 \rangle + \dots$$

در اینجا $\langle r^2 \rangle \equiv \int d^3r r^2 \rho(r)$ ، بنابراین:

$$\langle r^2 \rangle = -6 \frac{dF(q)}{dq^2} \Big|_{q=0} \quad (V)$$

از سوی دیگر در آزمایش، با دردست داشتن تعداد ذرات ردیابی شده در مطالعه یک تراز خاص، مقطع مؤثر، $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ، برای آن تراز را می توان به دست آورد. از این مقطع مؤثر به کمک رابطه ساده زیر

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_{\text{mott}} |F(q)|^2$$

که در آن

$$\sigma_{\text{mott}} = \frac{\alpha^2 \cos^2 \theta/2}{4 E_i^2 \sin^4 \theta/2}$$

مقطع مؤثر هسته ای است که هیچ بعد فیزیکی ندارد، ضریب فرم را به دست می آید که می تواند با نظریه مقایسه شود. به طور خلاصه:

۲-۱ از آزمایش تا نظریه و برعکس

با دردست داشتن پتانسیل برای یک سیستم می توان با استفاده از معادله شرودینگر، انرژی و تابع موج ترازهای مختلف را در انرژیهای غیرنسبیتی به دست آورد. چگالی بار تراز که برابر مربع تابع موج است ($\rho = |\psi|^2$) در یک تبدیل فوریه ضریب فرم را به دست می دهد:

$$F(q) = \int d^3r \rho(r) e^{i\vec{q} \cdot \vec{r} / \hbar} \quad (6)$$

ضریب فرم در واقع تعریف شکل جسم مورد مطالعه است. با یک بسط ساده می توان از ضریب فرم، شعاع میانگین این جسم را نیز به دست آورد

$$F(q) = \int d^3r \rho(r) \left(1 + i\vec{q} \cdot \vec{r} - \frac{1}{2} (\vec{q} \cdot \vec{r})^2 + \dots \right) \\ = 1 + i\vec{q} \cdot \vec{d} - \frac{1}{2} \int d^3r \rho(r) (\vec{q} \cdot \vec{r})^2 + \dots$$

اگر $\rho(\vec{r}) = \rho(r)$ ، یعنی سیستم قرینه کروی باشد:

$$\vec{d} = \int d^3r \vec{r} \rho(r) = 0$$

از این رو

$$\text{معادله شرودینگر } \psi \leftarrow \rho \Leftrightarrow F(q) \Leftrightarrow |F(q)| \xrightarrow{\frac{d\sigma}{d\Omega}} \text{تعداد ذرات پراکنده شده}$$

آزمایش

نظریه

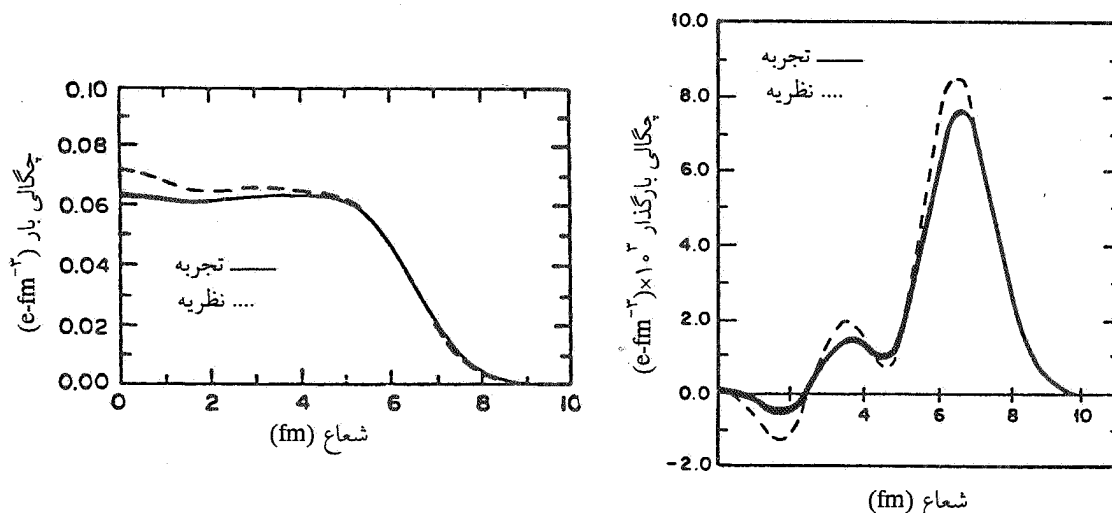
توضیح دهند. البته باید خاطر نشان کرد که در این محاسبات فرض شده است که تمام لایه های هسته پایتتر از انرژی فرمی، به طور کامل پر شده اند که این خلاف مشاهدات دیگر است (به این مسئله باز خواهیم گشت).

۳- شتاب دهنده ها و آشکارسازها

برای شتاب دادن به ذرات باردار از نیروی الکترومغناطیسی استفاده می شود. نوع ذره و گستره انرژی آن معمولاً نوع شتاب دهنده را نیز تعیین می کند. مثلاً برای شتاب دادن به ذراتی مانند پروتون و یا یونهای سنگین در گستره انرژی پایین (غیرنسبیتی) می توان از سیکلوترون استفاده کرد. در انرژیهای بالاتر، سیکلوترون از شتاب دادن و نگاه داشتن ذرات در میدان الکترومغناطیسی عاجز می ماند. ذراتی مانند الکترون خیلی

به جای ضریب فرم تجربی، می توان با یک تبدیل از «چگالی بار» تجربی نیز صحبت به میان آورد. تنها مشکل در اینجا، این است که در انتگرال تبدیل، دانستن فرم $F(q)$ برای $0 \leq q \leq \infty$ الزامی است، که این هم، همان طور که در بالا ذکر شد، با محدودیتهایی جدی در آزمایش روبه رو است. با وجود این، چون $F(q)$ با q سیر نزولی دارد و به همین دلیل در تکانه های بالا تأثیر کمتری در انتگرال دارد، محاسبه انتگرال با تقریبهایی معقول عملی است.

شکل ۶ تبدیل فوریه دو تراز را که در شکل ۵ رسم شده اند را نشان می دهد. شکل سمت چپ چگالی بار را در هسته سرب بر حسب شعاع هسته نشان می دهد. پهنای خط تجربی در واقع بیانگر خطای آزمایش و انجام انتگرال تبدیل است. محاسبات نظری رسم شده محاسبات پیچیده ای هستند که با تمام پیچیدگی هنوز نمی توانند مشاهدات را به طور کامل



شکل ۶. چگالی بار تراز اصلی و اولین تراز برانگیخته در هسته سرب ($w = 2.15 \text{ MeV}$). این چگالیها در واقع تبدیل فوریه‌ای داده‌های مربوط در شکل ۵ هستند.

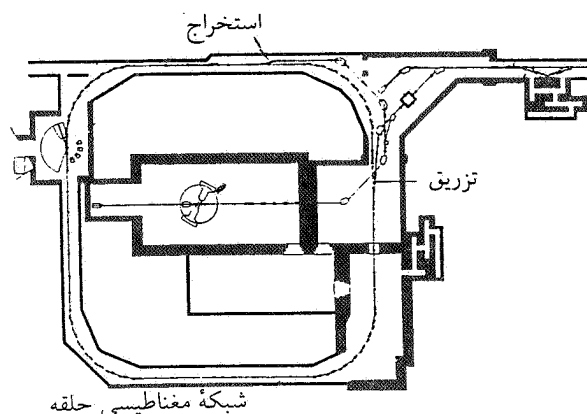
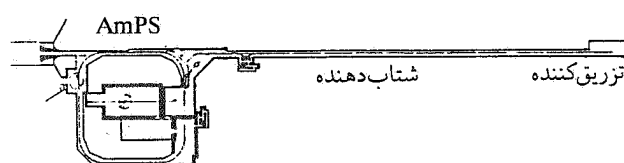
دسته‌های جداگانه (تپی) به کاواکهای شتاب‌دهنده فرستاده می‌شوند و در انتقال از یک کاواک به کاواک بعد انرژی کسب می‌کنند. بعد از اتمام فرایند شتاب، الکترون‌ها وارد یک حلقه می‌شوند که آنها را از حالت دسته‌ای به حالت پیوسته درمی‌آورد (دلیل این کار را در قسمت ۵ خواهید دید). پس از خروج از حلقه، الکترون‌ها به سمت هدف مورد مطالعه هدایت می‌شوند. جدول ۱ مهمترین پارامترهای شتاب‌دهنده الکترونی و حلقه مذکور را نشان می‌دهد.

جدول ۱. مهمترین پارامترهای شتاب‌دهنده الکترونی MEA و حلقه AMPS در آمستردام

$\sim 700 \text{ MeV}$	بیشینه انرژی (در $I = 0$)
$\sim 80 \text{ mA}$	بیشینه جریان لحظه‌ای در شتاب‌دهنده
$\sim 25 \mu\text{A}$	بیشینه جریان الکترون خروجی حلقه
$\sim 200 \text{ mA}$	جریان ذخیره‌شده در حلقه (در 600 MeV)
$\sim 200 \text{ Hz}$	سرعت تزریق
$\sim 21 \mu\text{s}$	پهنای تپ
$> 90\%$	راندمان زمانی شتاب‌دهنده با حلقه
$\sim 200 \text{ m}$	طول شتاب‌دهنده
$\sim 212 \text{ m}$	محیط حلقه

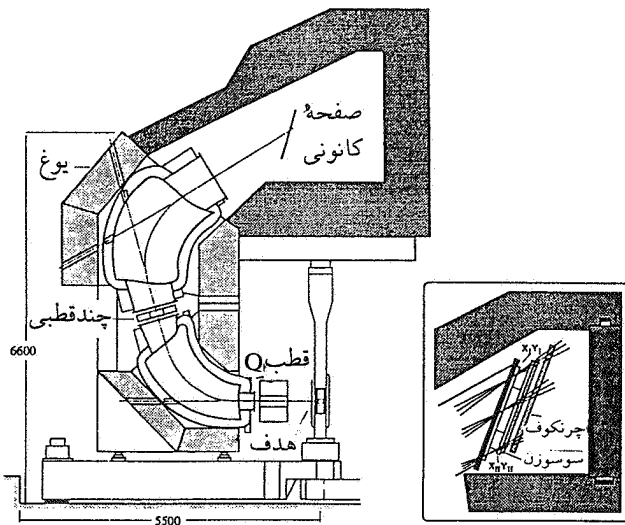
سریع به انرژیهای نسبیتی می‌رسند، بدین معنی که انرژی جنبشی ذره بیشتر از جرم آن می‌شود. به همین دلیل نیز الکترون را از دیرباز در شتاب‌دهنده‌های خطی شتاب می‌دهند.

شکل ۷ شتاب‌دهنده الکترونی موجود در آمستردام را به صورت طرح وار نشان می‌دهد. الکترون‌ها به صورت



شکل ۷. تصویری از شتاب‌دهنده الکترونی آمستردام. شکل بالا شتاب‌دهنده ۲۰۰ متری، به علاوه حلقه و سالن آزمایش را نشان می‌دهد. شکل پایین بزرگ شده حلقه و سالن آزمایش است.

در این گستره انرژی، علاوه بر این شتاب‌دهنده،



شکل ۸. سطح مقطعی از طیف سنج مغناطیسی QDD و صفحه کانونی آن. اندازه‌های مربوط همه برحسب میلیمتر هستند.

آشکارساز چرنکف الکترون بودن ذره وارد را تضمین می‌کند. برای اطلاعات بیشتر از این سیستم‌های آشکارساز می‌توانید به [۳] مراجعه کنید.

با داشتن شدت میدان مغناطیسی، B ، می‌توان تکانه ذره آشکار شده را با فرمول زیر محاسبه کرد:

$$P = q \cdot \rho \cdot B \quad (۸)$$

که در آن P تکانه ذره، q بار الکتریکی آن، و ρ شعاع انحناست. بنابراین، طیف سنج مغناطیسی در واقع تکانه سنج است. اگر

جدول ۲. پارامترهای مورد استفاده در طراحی طیف سنج مغناطیسی QDD

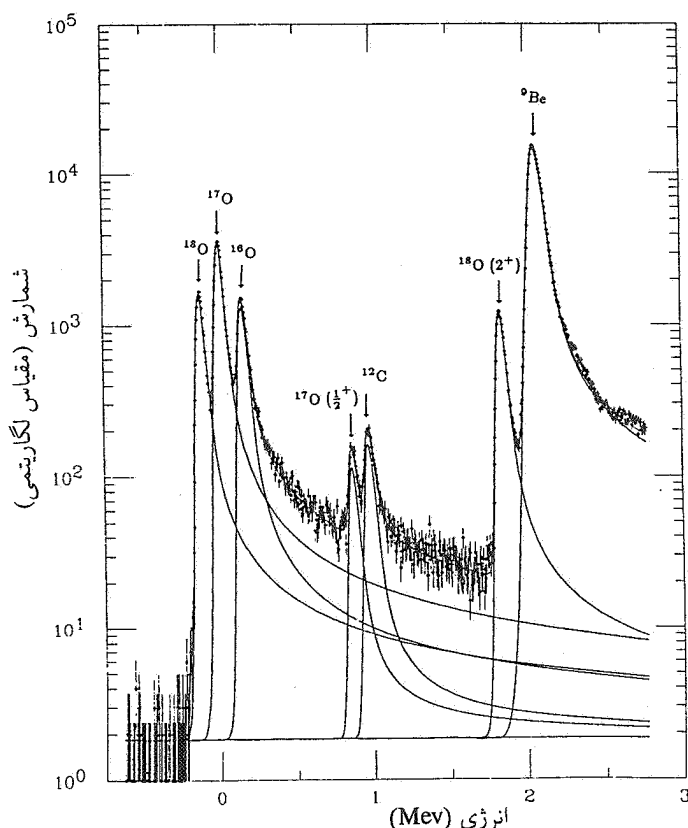
وزن	۱۲۰ تن
وزن فلز محافظ	۱۲۸ تن
شعاع انحنا	۱٫۴ متر
تکانه بیشینه	۶۰۰ MeV/c
بیشینه میدان مغناطیسی	۱٫۴۳ T
زاویه خم	۷۵ × ۲ درجه
بزرگی دریچه زاویه‌ای	$\Delta\theta \times \Delta\phi = ۸۰ \times ۸۰ \text{ mrad}$
زاویه فضایی	$\Delta\Omega = ۵۶ \text{ msr}$
بزرگی دریچه تکانه	٪۱۰
قدرت تفکیک	$< 3 \times 10^{-4}$

شتاب دهنده MIT-Bates در کمبریج آمریکا، شتاب دهنده MAMI در ماینز آلمان، شتاب دهنده VEPP در نووسیرسک روسیه، شتاب دهنده ELSA در بن آلمان و چند شتاب دهنده دیگر از این دست با شتاب دادن الکترون، فیزیکدانان را در مطالعات فیزیک هسته‌ای یاری می‌کنند.

برای مطالعه خواص هسته، همان‌طور که در قسمت قبل ذکر شد، مقطع مؤثر فرایند برخورد باید برحسب متغیرهای مختلف اندازه‌گیری شود. این‌که کدام متغیر انتخاب می‌شود به موضوع مورد مطالعه بستگی دارد. مثلاً برای اندازه‌گیری چگالی بار الکتریکی هسته لازم است که تراز اولیه و نهایی هسته یکسان باشد. این بدان معنی است که w ، جدا از انرژی پس‌زنی باید صفر باشد. پس لازم است که انرژی الکترون پس از برخورد اندازه‌گیری شود. از طرف دیگر، برای نفوذ به درون هسته در فواصل مختلف باید مقطع مؤثر برحسب q اندازه‌گیری شود. همان‌طور که در فرمول ۱ دیده شد، با داشتن E_f ، E_i و w ، تغییر در q به وسیله تغییر در θ حاصل می‌شود. پس به‌طور خلاصه، برای اندازه‌گیری بار الکتریکی، انرژی الکترون را در زوایای مختلف باید اندازه گرفت. این کار به وسیله آشکارسازهای مختلف انجام‌پذیر است. در اینجا به دلیل محدودیت فضا، یک سیستم یعنی طیف سنج مغناطیسی و آشکارسازهای مربوط را به‌طور خلاصه مورد بررسی قرار می‌دهیم.

شکل ۸ یکی از طیف سنج‌های مغناطیسی موجود در آمستردام را به صورت طرح وار نشان می‌دهد. این طیف سنج که از نوع QDD (چهار قطبی - دوقطبی - دوقطبی) است با کانونی کردن و خم کردن الکترون‌های پراکنده از هدف به اندازه 150° آنها را به آشکارسازهای مربوط می‌رساند. برای آشناسدن با این‌گونه وسایل، در جدول ۲ بعضی پارامترهای مربوط به این طیف سنج آمده است.

در صفحه کانونی این طیف سنج، آشکارسازهای مختلف قرار دارند که به وسیله آنها الکترون‌ها ردیابی می‌شوند. در این طیف سنج به خصوص، دو «اتاقک سیم» که هر کدام در جهتهای x و y سیم دارند، یک لایه سوسوزن و یک لایه چرنکف وجود دارد. اتاقک سیم برای تعیین مختصات ذره به کار می‌رود. سوسوزن برای راه‌اندازی رویداد است و



شکل ۹. نمونه‌ای از طیف حاصل از یک طیف‌سنج مغناطیسی در $|\vec{q}| = 1.4 \text{ fm}^{-1}$.

۴-۱ واکنش (e,e')

با واکنش (e,e') که در آن فقط الکترون پراکنده ردیابی می‌شود شروع می‌کنیم. در تقریبی که در آن یک فوتون بین الکترون و هسته مبادله می‌شود و تابع موج الکترون از نوع امواج تخت است، سطح مقطع واکنش عبارت است از [۴]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z^2 \sigma_{\text{mott}} \eta \left\{ \frac{q_\mu^2}{|\vec{q}|^4} |F_L|^2 + \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{q_\mu^2}{|\vec{q}|^2} \right) + \tan^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] |F_T|^2 \right\} \quad (9)$$

عرضی، F_L ، در واکنش کشسان (e,e) در واقع بار هسته است (برای درک بیشتر رابطه بین ضرایب فرم با جریانات هسته‌ای، به پیوست ۱ مراجعه کنید). بنابراین، با اندازه‌گیری این ضریب فرم در یک گستره معقول می‌توان به چگالی بار هسته دست یافت. شکل ۱۰ چگالی بار به دست آمده را برای هسته‌های

ماهیت ذره معلوم نباشد باید با روش دیگری انرژی ذره را نیز اندازه گرفت تا بتوان نوع ذره را هم تعیین کرد.

باید توجه داشت که قدرت تفکیک بسیار بالای طیف‌سنج مذکور برای مطالعات ساختمان هسته ضروری است. شکل ۹ یک نمونه از طیف به دست آمده از هدف BeO که در آن N_O درصد بالایی دارد را نشان می‌دهد. واضح است که تفکیک ایزوتوپهای اکسیژن و همچنین ترازهای برانگیخته مستلزم قدرت تفکیکی است که در جدول فوق آمده است.

برای آزمایشهایی که در آنها متغیرهای دیگری همچون فقدان انرژی یا فقدان تکانه باید اندازه‌گیری شود، طبیعی است که غیر از الکترون، ذره یا ذرات دیگر را نیز باید ردیابی کرد. در این صورت، به آشکارسازهای دیگر نیاز است. مثلاً برای آزمایشهایی که به قدرت تفکیک بالا نیاز دارند، سیستم آشکارساز دوم نیز از نوع طیف‌سنج مغناطیسی است و در آزمایشهایی که مقطع موثر بسیار پایین است، آشکارسازهایی با زاویه فضایی بزرگتر لازم است. آزمایشهایی که در این مقاله بررسی می‌شوند در واقع هر دو سیستم را شامل می‌شوند.

۴-۲ ساختمان هسته اتم

همان‌طور که در بخش دوم این مقاله گفته شد، پراکندگی با الکترون یکی از بهترین روشهایی است که با آن می‌توان ساختمان هسته اتم را مطالعه کرد. الکترون به دلیل واکنش نسبتاً ضعیفی که با نوکلئونها دارد به آسانی به درون هسته نفوذ می‌کند و به همین دلیل نیز برای مطالعه چگالی بار هسته، الکترون از ابتدا بر دیگر ذرات ترجیح داده شده است.

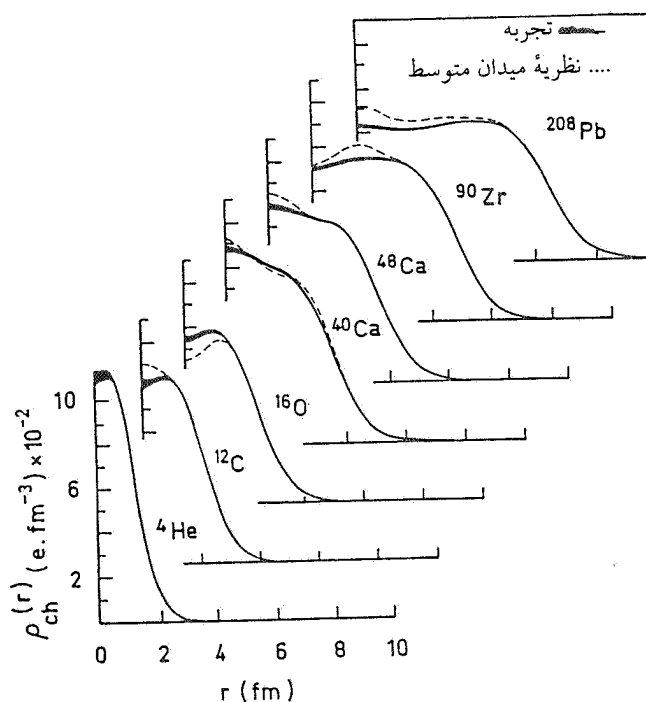
که در آن Z بار الکتریکی هسته یا عدد اتمی، $|F_L|^2$ و $|F_T|^2$ به ترتیب ضرایب فرم عرضی و طولی هستند و η ضرب پس‌زنی هسته است:

$$\eta = \left(1 + \frac{2E_i}{M_{\text{tar}}} \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right)^{-1} \quad (10)$$

بقیه نمادها در بخش دوم تعریف شده‌اند. تبدیل فوریه ضریب

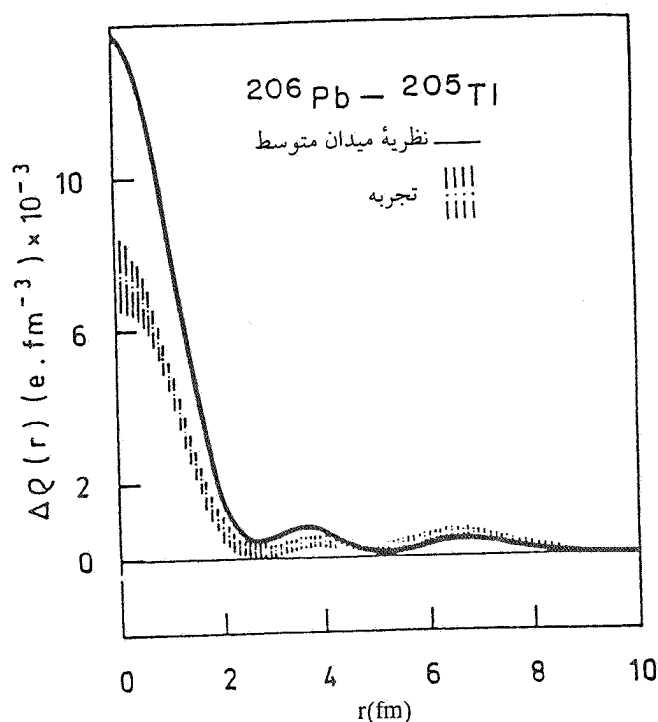
کاستیهای این نظریه که در شکل ۱۰ مشاهده می شود این است که این نظریه نمی تواند چگالی بار داخل هسته را همیشه به طور دقیق پیش بینی کند. برای این که روشن شود این مشکل دقیقاً در کدام لایه قرار می گیرد (مفهوم لایه و مدل لایه ای [۶] به طور خیلی خلاصه در پیوست ۲ آمده است) می توان دو آزمایش انجام داد که در آن چگالی بار ^{206}Pb و ^{205}Tl اندازه گیری شده است. اگر این دو چگالی بار را از یکدیگر کم کنیم، در یک تصویر ساده، حاصل باید چگالی مدار ^{205}Tl باشد. شکل ۱۱ نتیجه آزمایشها و همچنین محاسبه ای که در آن، این تصویر ساده به کار گرفته شده است را نشان می دهد [۷]. روشن است که نظریه میدان متوسط تمام حقیقت نیست؛ به خصوص در داخل هسته، حتی برای مدارهای نزدیک به سطح فرمی، یعنی مدارهای ظرفیت به نظر می رسد که آخرین پروتون، قسمتی از این مدار و قسمتی از مدارهای بالاتر از سطح فرمی را پر کرده است. منتهی این که کدام یک از مدارها در این امر مشارکت کرده اند از این نوع آزمایشها معلوم نمی شود.

یکی از نقاط منفی مقایسه دو هسته که تفاوت آنها در یک پروتون است این است که تعداد پروتونها در یکی از آنها زوج و در دیگری فرد است. جفت شدن در هسته یکی از خواص



شکل ۱۰. توزیع چگالی بار برای چند هسته دو بار جادویی (لایه های پروتونی و نوترونی هر دو پُرند).

مختلف در یک مجموعه نشان می دهد [۵]. یکی از مهمترین نتایج به دست آمده از این سری آزمایشها، تأیید اشباع چگالی بنابه خاصیت نیروی هسته ای برای هسته های متوسط و بزرگ است. این بدان معنی است که اضافه کردن نوکلئون به یک هسته باعث افزایش چگالی بار هسته نمی شود بلکه فقط حجم (یا شعاع) آن را زیاد می کند. به همین دلیل، شعاع هسته های سنگین متناسب با $A^{1/3}$ است. یکی دیگر از نتایج مهم این مطالعات، محک زدن نظریه های میدان متوسط است. این نظریه ساده که در آن هر نوکلئون در یک میدان متوسط حاصل از تمام نوکلئونهای دیگر، حرکت می کند، در گذشته برای پیش بینی بسیاری از مشاهده پذیرها نسبتاً موفق بوده است. در شکل ۱۰ دیده می شود که محاسبه ای که با این نظریه انجام شده است به نتایج تجربی خیلی نزدیک است ولی کاستیهای نیز دارد. در واقع خیلی عجیب است که این نظریه می تواند تا این حد هم موفق باشد زیرا در این نظریه نوکلئونهایی که نزدیک به سطح فرمی حرکت می کنند تحت تأثیر همان میدانی هستند که نوکلئونهای اعماق را تحت تأثیر قرار می دهد. البته در محاسبات دقیقتر، اختلالات حاصل از برهم کنش بین نوکلئونهای سطوح مختلف نیز وارد می شوند. یکی از

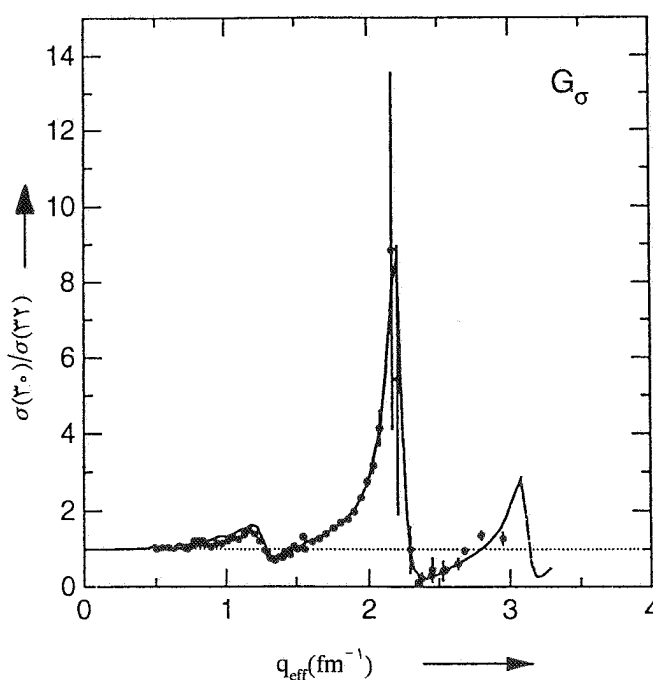


شکل ۱۱. حاصل تفریق چگالی بار ^{205}Tl از ^{206}Pb

در مدار $2S_{1/2}$ ، ۵۹۸ پروتون در مدار $1d_{5/2}$ ، ۱۱۵ پروتون در مدار $2S_{1/2}$ ، ۶۲ پروتون در مدار $1d_{5/2}$ و ۲۵ پروتون در مدار $1f_{7/2}$ قرار دارد. بازهم دو مدار آخر، بالای سطح فرمی قرار دارند. همان طور که در مورد سرب نیز دیده شد، به نظر می رسد که مداری که گشتاور مداری صفر دارد ($2S_{1/2}$) و نشان می دهد. بازهم باید تأکید کرد که این آزمایشها از تعیین این که پروتونها دقیقاً در کدام مدار قرار گرفته اند عاجزند و به همین دلیل نیز برای تعیین درجه اشغال مدارها باید به برازش همزمان برای چند مدار متوسل شد.

یکی دیگر از واکنشهایی که به تعیین درجه اشغال مدار کمک می کند مطالعه ساختار مغناطیسی هسته در صورت امکان است. بهترین هسته ها برای این کار آنهایی هستند که فقط یک نوکلئون در آخرین مدار ممکن (در تصویر ساده) دارند. برای مثال می توان ^{17}O را در نظر گرفت که علاوه بر هسته مرکزی ^{16}O که دارای اسپین صفر است یک نوترون در مدار $1d_{5/2}$ دارد که همین نوترون اسپین این هسته را ($\frac{5}{2}$) تعیین می کند. در انجام آزمایش پراکندگی کشسان از این هسته، چند قطبیه های M_1 ، M_2 و M_0 وجود دارند که جمع جبری مربع قدرمطلق آنها ضریب فرم مغناطیسی هسته را تعیین می کند. (مراجعه شود به فرمول پ - ۱۶ در پیوست ۱). چون این ضریب یک ضریب عرضی است و این هسته به دلیل داشتن بار الکتریکی یک ضریب فرم طولی نیز دارد، در انجام آزمایش باید با انتخاب سینماتیکیهای مناسب برطبق فرمول (۹)، این ضریب را از ضریب طولی جدا کرد. شکل ۱۳، مربع ضریب عرضی، که در اینجا فقط مغناطیسی است، (فرمول پ - ۲۹ در پیوست ۱)، را به همراه یک محاسبه ساده نشان می دهد [۹]. همان طور که در شکل دیده می شود M_0 ، که فقط از مدار $1d_{5/2}$ می تواند حاصل شود (به دلیل جمع گشتاورها و قطبیت چند قطبی)، در تکانهای انتقالی بالا قوی می شود. بنابراین، با مقایسه این چند قطبی با یک محاسبه نظری می توان به درجه اشغال این مدار دست یافت. در این شکل، محاسبه ساده ای که ۱۰۰٪ مدار را فرض کرده است تقریباً برای توضیح نتیجه آزمایش کافی است. از این آزمایش و همچنین آزمایشهای دیگر در این زمینه درجه اشغال این مدار تقریباً ۹۰٪ برآورده

نوکلئونهاست و همین مسئله انجام محاسبه دقیق را برای این مقایسه کمی مشکل می کند. پس بهتر است مقایسه را در دو هسته دیگر انجام بدهیم. این دو هسته می توانند ^{206}Pb و ^{204}Hg باشند. ولی برای تنوع بگذارید این بار این مقایسه را در ^{32}S و ^{30}Si ، که تفاوت آنها در تصویر ساده مدل لایه ای فقط دو پروتون در مدار $2S_{1/2}$ است انجام دهیم. مدار $2S_{1/2}$ در این تصویر در ^{30}Si کاملاً خالی و در ^{32}S کاملاً پر است. شکل ۱۲ به جای تفریق دو چگالی بار، ضریب فرم حاصل از این دو هسته را که در واقع تبدیل فوریه چگالی بار است بر هم تقسیم می کند [۸]. اگر چگالی مدار $2S_{1/2}$ را هم در فضای q رسم کنیم تقریباً یک چنین شکلی به دست خواهد آمد. دلیل اختلاف بین این محاسبه ساده با نتیجه آزمایش، همان طور که قبلاً هم گفته شد، پرسیدن مدارهای بالای سطح فرمی است. برای روشن شدن این مسئله در محاسبه انجام شده که در شکل دیده می شود به جای پرکردن مدارها بر طبق تصویر ساده، درجه پرسیدن مدارهای نزدیک به سطح فرمی برازش شده است. برای ^{30}Si به جای ۶ پروتون در مدار $1d_{5/2}$ ، ۵ پروتون در این مدار، ۳۵ پروتون در مدار $2S_{1/2}$ و ۱۵ پروتون در مدار $1d_{5/2}$ قرار گرفته است. دو مدار آخر در واقع بالای سطح فرمی هستند. برای ^{32}S به جای ۶ پروتون در مدار $1d_{5/2}$ و ۲ پروتون



شکل ۱۲. نسبت ضریب فرمهای ^{30}Si و ^{32}S

می شود. در تکانه های متوسط، جایی که M_p قوی است مشکل کمی پیچیده تر است. به دلیل طولانی بودن بحث وارد این مبحث نمی شویم. خواننده علاقه مند به ساختار مغناطیسی هسته می تواند برای مطالعه یک مقاله نسبتاً جامع به مرجع [۱۰] رجوع کند.

برای روشن شدن این مسئله که کدام مدارها که بالای سطح فرمی قرار دارند اشغال می شوند می توان آزمایشی انجام داد که در آن به طور مشخص پروتون یا نوترون مورد بحث از مدار خود به بیرون پرتاب و بدین وسیله به طور مستقیم اشغال مدارها مشاهده می شود. چون ردیابی نوترون راندمان آزمایشی بسیار پایینی دارد، اهم این آزمایشها با ردیابی پروتون انجام گرفته و می گیرند.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p d\Omega_e d\omega dE_m} = K \sigma_{ep} S(E_m, P_m) \quad (11)$$

که در آن K ضریب سینماتیک و σ_{ep} مقطع مؤثر فرایند برخورد الکترون با پروتونی است که در داخل هسته قرار دارد. این مقطع مؤثر با تقریبهایی خاص محاسبه می شود [۱۱]. تابع طیفی، تابعی است که فقدان انرژی و فقدان تکانه. در تصویر مدل لایه ای بسیار ساده که در آن لایه ها به ترتیب پر می شوند، فرمول تابع طیفی عبارت است از:

$$S(E_m, \vec{P}_m) = \sum_{nlj} S_{nlj}(E_m) \rho_{nlj}(\vec{P}_m) \quad (12)$$

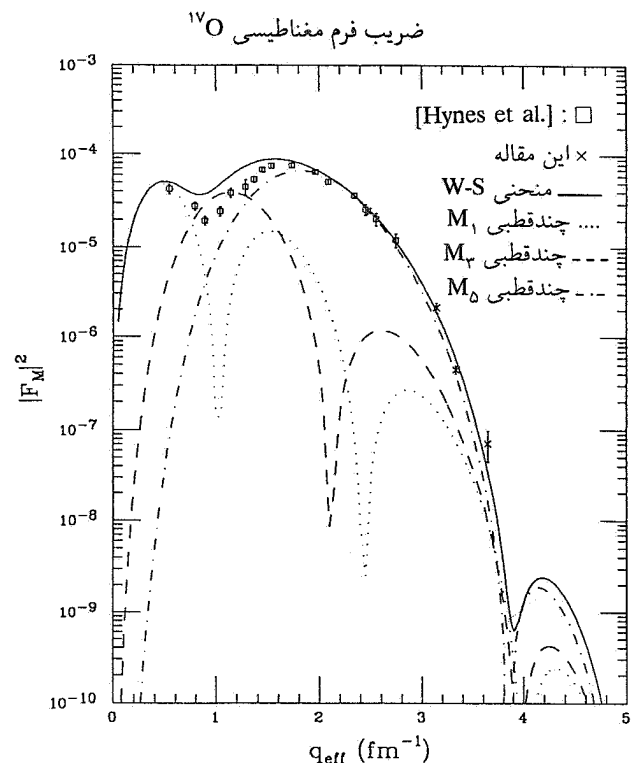
که در آن $S_{nlj}(E_m)$ عامل طیفی مؤلفه با اعداد کوانتومی l و n در انرژی E_m ، یا به بیان دیگر احتمال پیدا کردن یک پروتون با اعداد کوانتومی l و n با انرژی پیوندی E_m ، و $\rho_{nlj}(\vec{P}_m)$ توزیع چگالی تکانه برای یک پروتون با اعداد کوانتومی l و n و یا احتمال پیدا کردن یک پروتون با اعداد کوانتومی l و n با تکانه $\vec{P}_m$ در هسته است. در تصویر ساده ما $\rho(\vec{P}_m)$ در واقع مربع تابع موج پروتون پیوندی در فضای تکانه است. به عبارت دیگر:

$$S(E_m, \vec{P}_m) = \sum_{nlj} \left| \phi_{nlj}(\vec{P}_m) \right|^2 \delta(E_m - E_{nlj}) \quad (13)$$

خیلی منطقی است که اگر توابع طیفی پروتونهای همه لایه ها را جمع کنیم تعداد کل پروتونها به دست آید:

می شود. در تکانه های متوسط، جایی که M_p قوی است مشکل کمی پیچیده تر است. به دلیل طولانی بودن بحث وارد این مبحث نمی شویم. خواننده علاقه مند به ساختار مغناطیسی هسته می تواند برای مطالعه یک مقاله نسبتاً جامع به مرجع [۱۰] رجوع کند.

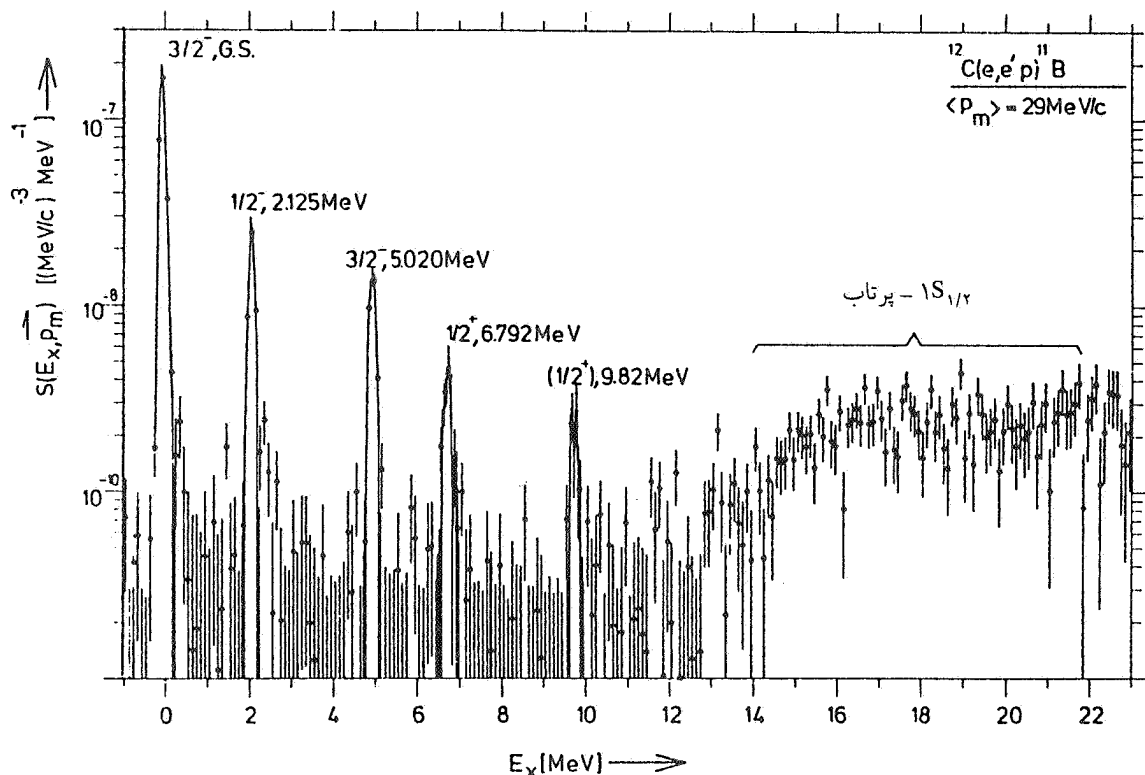
برای روشن شدن این مسئله که کدام مدارها که بالای سطح فرمی قرار دارند اشغال می شوند می توان آزمایشی انجام داد که در آن به طور مشخص پروتون یا نوترون مورد بحث از مدار خود به بیرون پرتاب و بدین وسیله به طور مستقیم اشغال مدارها مشاهده می شود. چون ردیابی نوترون راندمان آزمایشی بسیار پایینی دارد، اهم این آزمایشها با ردیابی پروتون انجام گرفته و می گیرند.



شکل ۱۳. مربع ضریب فرم مغناطیسی هسته ^{17}O ، مربع چندقطبیهایی M_1 ، M_3 و M_5 که با پتانسیل Woods-Saxon حساب شده اند نیز دیده می شود. حاصل جمع این چندقطبیه (منحنی پر) باید با نتیجه آزمایش مقایسه شود.

۴-۲ واکنش $(e, e'p)$

این نوع آزمایشها از اوایل دهه ۸۰ به طور جدی در آزمایشگاههای مختلف، همچون آزمایشگاه SACLAY در فرانسه، FRASCATI در ایتالیا، MIT-Bates در آمریکا،



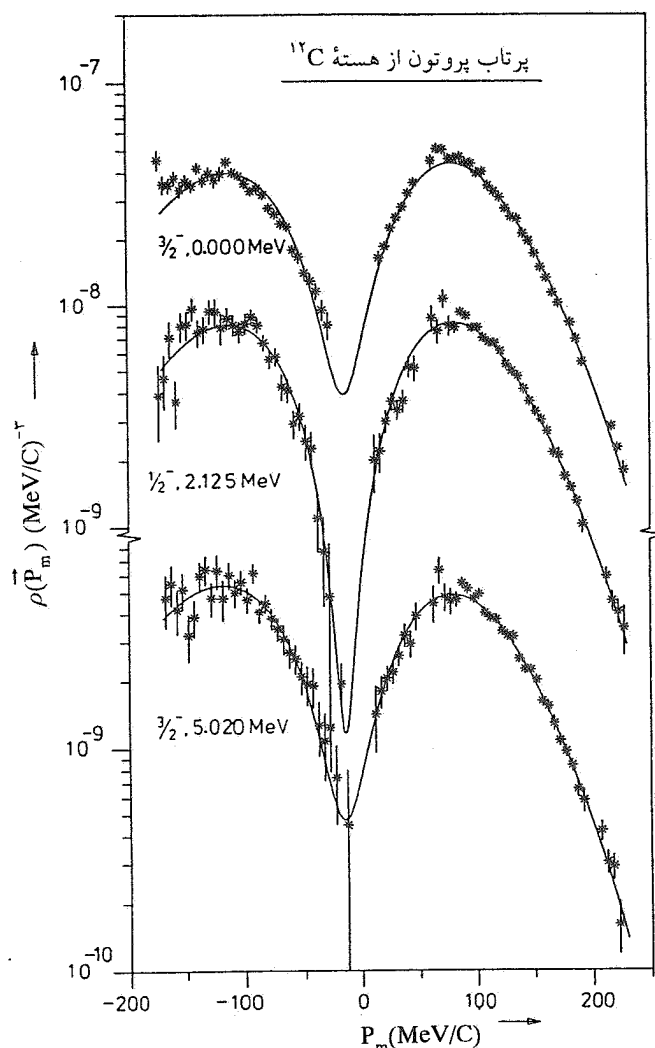
شکل ۱۴. یک نمونه از طیف انرژی برانگیختگی در هسته ^{11}B حاصل واکنش $^{12}\text{C}(e, e'p)^{11}\text{B}$. اندازه نبود تکانه در اینجا 29 MeV/c است.

$$\begin{aligned}
 \int S(E_m, \vec{p}_m) dE_m d\vec{p}_m &= \int \sum_{nlj} S_{nlj}(E_m) \rho_{nlj}(\vec{p}_m) dE_m d\vec{p}_m \\
 &= \int \sum_{nlj} \left| \phi_{nlj}(\vec{p}_m) \right|^2 \delta(E_m - E_{nlj}) dE_m d\vec{p}_m \\
 &= \sum_{nlj} \int \left| \phi_{nlj}(\vec{p}_m) \right|^2 d\vec{p}_m = \sum_{nlj} N_{nlj} \\
 &= Z
 \end{aligned} \tag{۱۴}$$

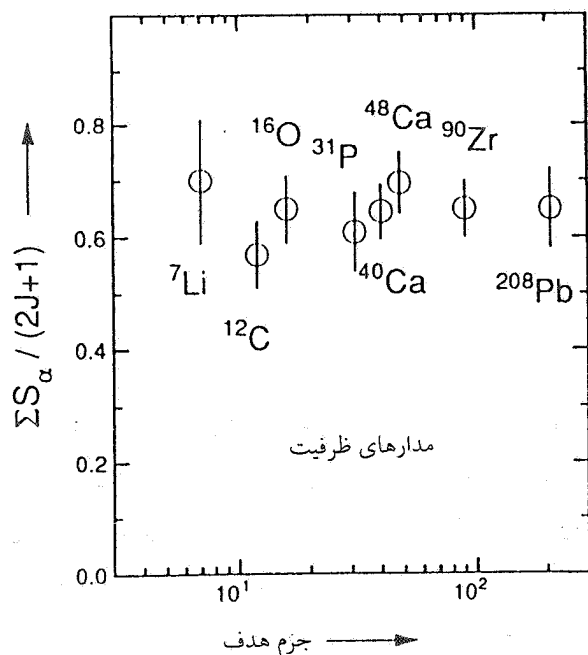
(۱۱) آمده است مجدداً امکانپذیر خواهد بود ولی این بار به جای $S(E_m, \vec{p}_m)$ از $S^D(E_m, \vec{p}_m)$ استفاده خواهد شد. در محاسبه $S^D(E_m, \vec{p}_m)$ تابع موج واقعی پروتون (با تمام اختلالات حاصل از برهم‌کنش نهایی) به کار خواهد رفت (فرمولهای (۱۲) و (۱۳) را ببینید). با این تعاریف و برای روشن شدن تصویر باید خاطرنشان کرد که هسته ^{12}C در مدل ساده لایه‌ای دارای ۲ پروتون در مدار $1S_{1/2}$ و ۴ پروتون در مدار $1P_{3/2}$ است. بنابراین، اگر یک پروتون توسط الکترون به بیرون پرتاب شود، با احتمال بیشتر آن پروتونی خواهد بود که کمترین انرژی پیوندی را داراست، یعنی پروتونی در مدار $1P_{3/2}$. با پرتاب این پروتون به بیرون، دختر - هسته کمترین انرژی را خواهد داشت (تراز زمینه). حال اگر پروتون در ^{12}C در مدار $1P_{1/2}$

N_{nlj} درواقع درجه اشغال مدارهای مختلف با اعداد کوانتومی n و l است.

چون پروتون پس از پرتاب شدن به خارج از هسته، همچنان با هسته برهم‌کنش خواهد داشت (برهم‌کنش حالت نهایی) طبیعی است که تابع موج پروتون دیگر امواج صفحه‌ای نخواهد بود و تجزیه مقطع مؤثر به عاملهای مختلف، آن‌طور که در فرمول (۱۱) آمده است غیرممکن است. برای محاسبه برهم‌کنش حالت نهایی معمولاً از پتانسیل اپتیکی استفاده می‌شود که، علاوه بر مؤلفه حقیقی دارای مؤلفه مجازی نیز هست. اگر از جمله اسپین - گشتاور مداری در این پتانسیل صرف‌نظر کنیم و فرض کنیم که جریان هسته‌ای وابسته به تکانه پروتون نیست، جدایی مقطع مؤثر به شکلی که در فرمول



شکل ۱۵. توزیع تکانه برای پرتاب پروتون از مدار ۱f در هسته ^{12}C



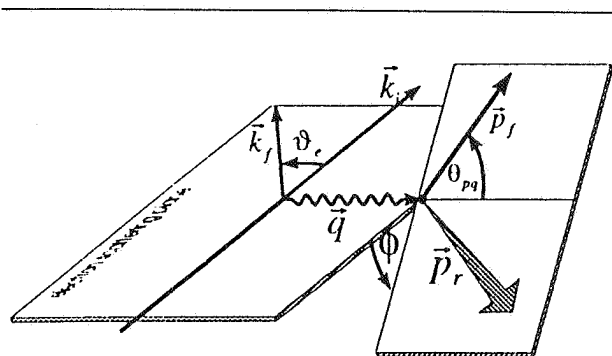
شکل ۱۶. ضریب طیفی برای مدارهای ظرفیتی در هسته‌های مختلف.

(تراز بالای سطح فرمی) قرار گرفته باشد و توسط الکترون به بیرون پرتاب شود، دختر - هسته نیز همان اسپین را خواهد داشت، یعنی $\frac{1}{2}^+$. ولی $\frac{1}{2}^+$ اسپین اولین تراز برانگیخته در ^{11}B است زیرا پروتون از مدار $P_{3/2}$ به مدار $P_{1/2}$ ارتقا یافته است. به همین ترتیب می‌توان مبدأ پروتونهای پرتاب شده را در هسته مادر ردیابی کرد. نکته‌ای که لازم است در مورد پاریته ذکر شود این است که پاریته تراز توسط گشتاور مداری تعیین می‌شود. بنابراین پاریته ترازهای مربوط به P منفی و پاریته ترازهای مربوط به S مثبت است. به دلیل بالابودن چگالی تراز در مدارهای عمیق، معمولاً پهنای این ترازها زیاد می‌شود، به گونه‌ای که دیگر قابل تفکیک نیستند. به همین دلیل، بعد از 14 MeV طیف حاصل عمدتاً به پرتاب از مدار $1S_{1/2}$ اختصاص یافته است. نکته دیگری که در این شکل قابل ذکر است مقدار P_m است. این طیف در $\langle P_m \rangle = 29\text{ MeV/c}$ به دست آمده است. همان‌طور که در بخش دوم گفته شد، این متغیر با تغییر q و P_m قابل کنترل است. بنابراین، با تغییر $|P_m|$ که همان تکانه نوکلئون در هسته قبل از پرتاب شدن است، می‌توان توزیع تکانه نوکلئون را در هسته برای مدارهای مختلف مطالعه و با نظریه مقایسه کرد. شکل ۱۵، این توزیع را برای سه تراز که همه دارای گشتاور مداری ۱ و پاریته منفی هستند نشان می‌دهد [۱۲]. چون این نوع آزمایشها به اسپین حساسیتی ندارند تفاوتی نیز بین توزیع تکانه برای ترازهای $\frac{3}{2}^-$ و $\frac{1}{2}^-$ دیده نمی‌شود. منحنیهای مربوط نیز نتیجه محاسبات پیچیده‌ای هستند که در آنها پروتون پس از پرتاب شدن همچنان با دختر - هسته واکنش می‌کند. تنها متغیر در این محاسبات ضریبی است که در توزیع تکانه محاسبه نشده ضرب می‌شود تا آن را به نتایج تجربی برساند. این ضریب در واقع مربوط به درجه اشغال مدار مورد بحث است. بدین وسیله درجه اشغال بسیاری از مدارهای نزدیک به سطح فرمی در تعداد زیادی هسته مطالعه شده است. شکل ۱۶ در واقع خلاصه‌ای است از مطالعات چند ساله اخیر [۱۳]. در این شکل ضریب طیفی که وابسته به درجه اشغال مدار است برای هسته‌های مختلف رسم شده است. در تصویر ساده نظریه لایه‌ای، این ضریب باید ۱ باشد. برای پیدا کردن این ضریب، طیف انرژی برانگیختگی برای مدار مربوط تا انرژی برابر 20 MeV تحلیل

۵- سازوکار واکنش

برای جدا کردن مؤلفه‌های مختلف یک واکنش می‌توانیم از یکی از خاصیت‌های پراکندگی با الکترون که در بخش دوم به آن اشاره شده استفاده کنیم. الکترون در فرایند پراکندگی، با تابش یک فوتون مجازی با هسته برهم‌کنش می‌کند. مجازی بودن این فوتون به این معنی است که قطبش عرضی نیز دارد. چون در محاسبات مقطع مؤثر مؤلفه‌های جریان‌های هسته‌ای با یکدیگر تداخل می‌کنند، مقطع مؤثر واکنش $(e, e'p)$ در تقریب «تبادل یک فوتون» به شکل زیر بیان می‌شود [۱۴]:

$$\frac{d^6\sigma}{d\Omega_p d\Omega_e d\omega dE_m} = \sigma_{\text{mott}} [V_L R_L + V_T R_T + V_{LT} R_{LT} \cos \phi + V_{TT} R_{TT} \cos 2\phi] \quad (15)$$



شکل ۱۲. نموداری از پراکندگی الکترون که در آن پروتون نیز ردیابی شده است. متغیرهای سینماتیک در این شکل نمایش داده شده‌اند.

پ - ۱۰ و پ - ۱۱ در پیوست الف). با این تعاریف، می‌توان تمام توابع ساختاری را به شکل زیر نوشت (توجه کنید که هامیلتونی برهم‌کنش الکترومغناطیسی $eA^\mu J_\mu(X)$ است که در آن $A^\mu(X)$ میدان الکترومغناطیسی تولیدشده توسط الکترون و J_μ جریان هسته‌ای است):

$$R_L = |\rho|^2 \quad (17)$$

$$R_T = |J^+|^2 + |J^-|^2 \quad (18)$$

$$R_{LT} = -2\text{Re}\{\rho^*(J^+ - J^-)\} \quad (19)$$

$$R_{TT} = 2\text{Re}\{(J^+)^* J^-\} \quad (20)$$

علاوه بر این، R_{LT} و R_{TT} یک ضریب متناسب با $\sin^2 \theta_{pq}^{CM}$ دارد که در آن θ_{pq}^{CM} زاویه بین پروتون و $\vec{q}$ در

شده است. این بدان معنی است که اگر این مدار مؤلفه‌هایی در انرژی‌های بالاتر داشته باشد آنها نیز باید به این ضریب اضافه شوند که آن را به ۱ نزدیکتر کنند. یکی از مشکلات، محدود بودن گستره E_m به دلیل محدودیت‌های دستگاه‌ها و محدودیت زمانی در انجام آزمایش است. برای روشن شدن این مسئله که چرا این ضریب ۱ نیست و این که چه بلایی بر سر «مقطع مؤثر گمشده» می‌آید لازم است که نگاهی به سازوکار واکنش بشود.

در این فرمول، که در واقع بسط فرمول (۹) برای یک واکنش پیچیده‌تر است. مقطع مؤثر تابعی است از زاویه فضایی پروتون و الکترون پرتاب شده، انرژی انتقالی به هسته، و فقدان انرژی (متغیرهای دیگر نیز با یک انتقال ژاکوبی قابل قبول‌اند). به جای ضریب فرم که در فرمول (۹) آمده بود، در این واکنش بیشتر از «تابع ساختار» و یا «تابع پاسخ» R که تابعی از q_μ ، θ_{pq} و $(P_f)_\mu$ است، استفاده می‌شود. ϕ زاویه بین صفحه پراکندگی با صفحه‌ای است که $\vec{q}$ و $\vec{p}_f$ در آن قرار دارند (شکل ۱۷). چهار ضریب سینماتیک در فرمول ۱۵ به صورت زیرند.

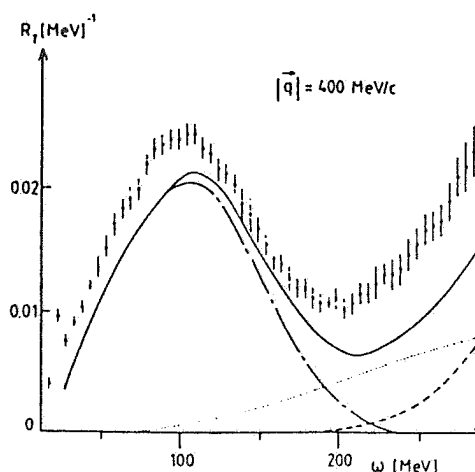
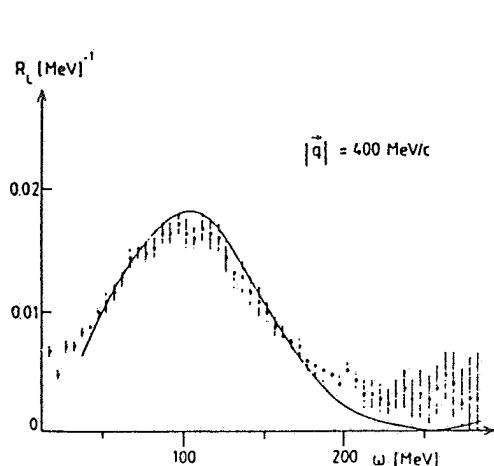
$$\begin{aligned} V_L &= \left[\frac{q_\mu^2}{q^2} \right]^2 \\ V_T &= -\frac{1}{2} \left[\frac{q_\mu^2}{q^2} \right] + \tan^2 \theta/2 \\ V_{LT} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\frac{q_\mu^2}{q^2} \right] \sqrt{\left[-\frac{q_\mu^2}{q^2} \right] + \tan^2 \theta/2} \\ V_{TT} &= \frac{1}{2} \left[\frac{q_\mu^2}{q^2} \right] \end{aligned} \quad (16)$$

اگر جریان هسته‌ای چهار مؤلفه‌ای را با $J_\mu = (\rho, \vec{J})$ نشان بدهیم که در آن ρ چگالی بار الکتریکی و $\vec{J}$ چگالی جریان هسته‌ای است و برای محاسبات مختصات دایره را به کار ببریم که در آن $\vec{J}$ دارای سه مؤلفه J_z ، J_+ و J_- است، می‌توان به کمک قانون پایستگی جریان نشان داد که ρ و J_z متناسب با یکدیگرند و بنابراین سه مؤلفه از چهار مؤلفه باقی می‌ماند. (فرمولهای

شروع قله Δ فقط در R_T دیده می شود که این هم معقول است، زیرا Δ در وجه غالب چرخش اسپین یکی از کوارکهای درون نوکلئون است. بنابراین، فرایند عمدتاً با قطبش عرض انجام می گیرد.

یکی از نقاط گرهی در این بخش از فیزیک، فاصله بین این دو قله است که در تصویر ساده پرتاب نوکلئون از هسته و یا برانگیختن Δ ، باید خالی باشد و فقط دنباله های دو قله هستند که این فاصله را پر می کنند. نتیجه آزمایشها روی هسته های گوناگون در این ناحیه همیشه بزرگتر از پیش بینی نظریه های مختلف بوده است. شکل ۱۸ نشان می دهد که علاوه بر طبیعت فرایندی که این منطقه را پرتو از آنچیزی می کند که نظریه ها حساب می کنند، این فرایند باید عمدتاً «عرضی» باشد. در این شکل علاوه بر نتایج آزمایشها، چند منحنی نیز نشان داده شده است. منحنی «نقطه - خط فاصله» براساس تصویر پراکندگی «شبه آزاد»، «نقطه - نقطه» براساس تصویر پرتاب «شبه دوترون» از هسته (یعنی فوتون خود را به یک دوترون درون هسته وصل می کند) و «خط فاصله» براساس تولید پیون پس از واپاشی Δ است. برای اطلاع بیشتر از این محاسبه به [۱۷] مراجعه کنید. با این نظریه R_L نسبتاً خوب توضیح داده شده است، ولی R_T حتی در قله هم بالاتر از مقدار نظری است. در فاصله دره بین دو قله، تصویر «شبه آزاد» بین ۲۰ تا ۳۰ درصد نتایج تجربی است و اضافه کردن تشدید Δ و حتی یک سازوکار دیگر مثل اتصال فوتون مجازی به دوترون نیز محاسبات را به نتایج آزمایشها نمی رساند.

سیستم مرکز ثقل پروتون پرتاب شده و دختر - هسته است [۱۵]. بنابراین، برای کم کردن تعداد نامعلومها می توان در آزمایش، زاویه های ردیابی را طوری تنظیم کرد که در آن R_{TT} و R_{LT} صفر باشند. این سینماتیک را اصطلاحاً سینماتیک موازی می نامند ($\theta_{pq}^{CM} = 0$). لازم به ذکر است که در واکنش (e, e') فقط دو جمله اول R_L و R_T وجود دارند. بنابراین، چه در واکنش (e, e') (به بخش ۴-۱ مراجعه کنید) و چه در واکنش $(e, e'p)$ می توان با انتخاب صحیح پارامترهای آزمایش یعنی V_{TT} ، V_{LT} ، V_T ، V_L و ϕ ، تمام ساختارها را مطالعه کرد. شکل ۱۸ نتایج یک آزمایش (e, e') روی ^{12}C که در آن R_L و R_T از یکدیگر جدا شده اند را نشان می دهد [۱۶] قبل از بررسی این شکل بهتر است به شکل ۴ مراجعه شود که در آن مقطع مؤثر (که در واقع، غیر از ضریبهای سینماتیک، جمع این دو تابع ساختاری است) به طور طرح وار برای یک هسته رسم شده است. وقتی ω و $\frac{q^2}{2M_N}$ نزدیک می شود یک قله به وجود می آید که در تصویر ساده پرتاب یک «نوکلئون آزاد» را نشان می دهد. بعد از m_π نیز کانال تولید Δ باز می شود و طبیعتاً یک قله دیگر پس از آن به چشم می خورد. شکل ۱۸، یک چنین مقطع مؤثری را پس از تبدیل به مؤلفه های آن نشان می دهد. پروتون، به طور مثال، به دلیل داشتن بار الکتریکی و اسپین، هم به فوتون با قطبش طولی پاسخ می دهد و هم به فوتون با قطبش عرضی. پس طبیعی است که قله حاصل از پرتاب نوکلئون از هسته دارای هر دو مؤلفه باشد. هرچند که گستره w در این آزمایش برای اندازه گیری Δ کافی نیست ولی



شکل ۱۸. تابع ساختاری R_T و R_L برحسب w برای هسته کربن در تکانه انتقالی ۴۰۰ MeV/c.

۸۰ کار می‌کردند این راندمان حدود ۱٪ بود. با وجود این، آزمایشهای متعددی با همین دستگاهها انجام شده است.

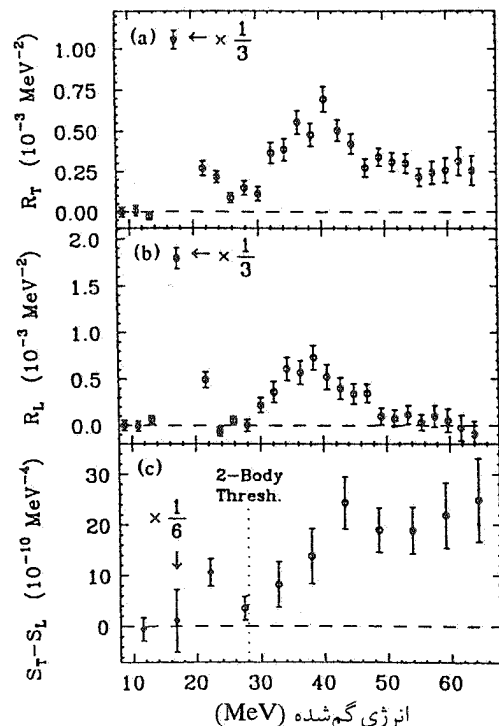
شکل ۱۹ توابع ساختاری طولی و عرضی را برحسب فقدان انرژی، E_m ، برای واکنش $^{12}\text{C}(e,e'p)$ نشان می‌دهد [۱۸]. این آزمایش که در ناحیه «شبه آزاد» (قله اول در شکل ۴) انجام شده است به‌خوبی پرتاب پروتون را از لایه P و S در هسته ^{12}C نشان می‌دهد. لایه P که لایه ظرفیتی است قله باریکی دارد و لایه S که در فاصله زیادی از سطح فرمی قرار گرفته است، دارای یک قله بهتر است. این هر دو معقول و منطقی است. آنچه مورد توجه باید باشد این است که نسبت توابع ساختاری طولی به عرضی برای لایه P نیز با محاسبات ساده سازگاری دارد ولی همین نسبت برای لایه S کوچکتر از محاسبات است. این نشان می‌دهد که برای لایه S تابع ساختار عرضی بزرگتر از حد انتظار است. پس درواقع با انجام این آزمایش به این نتیجه رسیده‌ایم که مقدار اضافی تابع ساختار عرضی در شکل ۱۸ در آزمایش (e,e') درواقع ناشی از لایه S است نه لایه P. نتیجه دیگر این آزمایش این است که وقتی این دو ساختار را پس از کاربرد ضریبهای لازم برای یکی‌کردن این دو تابع در تصویر ساده (مثلاً R_T متناسب با گشتاور مغناطیسی است در صورتی که R_L بستگی به بار الکتریکی دارد) از یکدیگر کم می‌کنیم می‌بینیم که فرایندی که عمده‌تاً عرضی است پس از ۲۷٫۲ MeV که آستانه پرتاب دو نوکلئون از هسته کربن است به‌وقوع می‌پیوندد. پس، به احتمال زیاد این فرایند بیشتر از یک نوکلئون را دربر می‌گیرد. این مسئله در آزمایشی دیگر که به‌منظور مطالعه زیاده قوت بین دو قله «شبه آزاد» و «دلنا» انجام شده است نیز دیده می‌شود. شکل ۲۰ به‌خوبی نشان می‌دهد که علاوه بر پرتاب یک نوکلئون از لایه P و یا S به خارج از هسته، طیف فقدان انرژی تا انرژیهای بالا (تا جایی که اندازه‌گیری شده است) همچنان دارای قوت است که فقط دلیل بر شرکت دو یا چند نوکلئون در فرایند پراکندگی می‌تواند باشد [۱۹]. با نگاه مجدد به شکل ۱۸ می‌توان مشاهده کرد که این فرایند باید عرضی باشد زیرا در واکنش (e,e') در این ناحیه تمام مقطع مؤثر از ساختار عرضی حاصل می‌شود.

در انرژیهای انتقالی بالاتر یعنی در صعود به قله Δ می‌توان شدت تشدید را از طریق اندازه‌گیری طیف فقدان انرژی اندازه

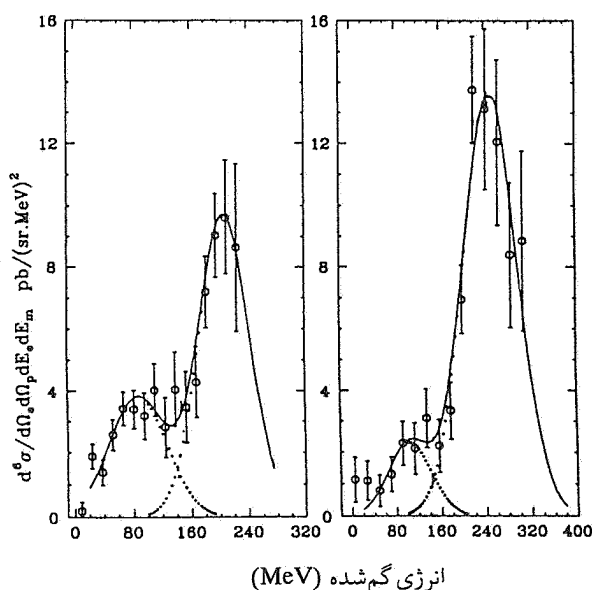
برای روشن‌شدن این مسئله که واقعاً چه چیزی از هسته به بیرون پرتاب می‌شود می‌توان دست به آزمایشهایی پیچیده‌تر از جمله $(e,e'p)$ و یا $(e,e'pp)$ زد. این آزمایشها از این لحاظ مشکلترند که با ردیابی هر ذره‌ای که به فرایند اضافه شود احتمال ردیابی ذره‌های اتفاقی بیشتر می‌شود، به‌خصوص با شتاب‌دهنده‌های نسل اول که الکترونها را به‌صورت دسته‌دسته (تپی) شتاب می‌دادند. رابطه زیر برای نسبت علامت به نوفه مشکل را به‌خوبی نشان می‌دهد:

$$\frac{S}{N} = \frac{R_{ep}}{R_e R_p} \frac{D.F}{\Delta\tau} \quad (21)$$

در اینجا R_{ep} آهنگ شمارش همزمانی واقعی بین الکترون و پروتون است. R_e و R_p آهنگهای ردیابی تکی الکترون یا پروتون مستقل از یکدیگر است. $\Delta\tau$ قدرت تفکیک زمانی دستگاههای ردیابی است و بالاخره D.F، یعنی راندمان زمانی شتاب‌دهنده، درصدی از زمان است که دستگاه در حال شتاب دادن است. برای دستگاههای نسل اول که تا اواخر دهه



شکل ۱۹. تابع ساختاری طولی و عرضی در ^{12}C در ناحیه «شبه‌آزاد» و تفاوت بین «تابع طبیعی» طولی و عرضی برحسب نبود انرژی. مقدار تکانه تقریباً 400 MeV/c و 123 MeV است.



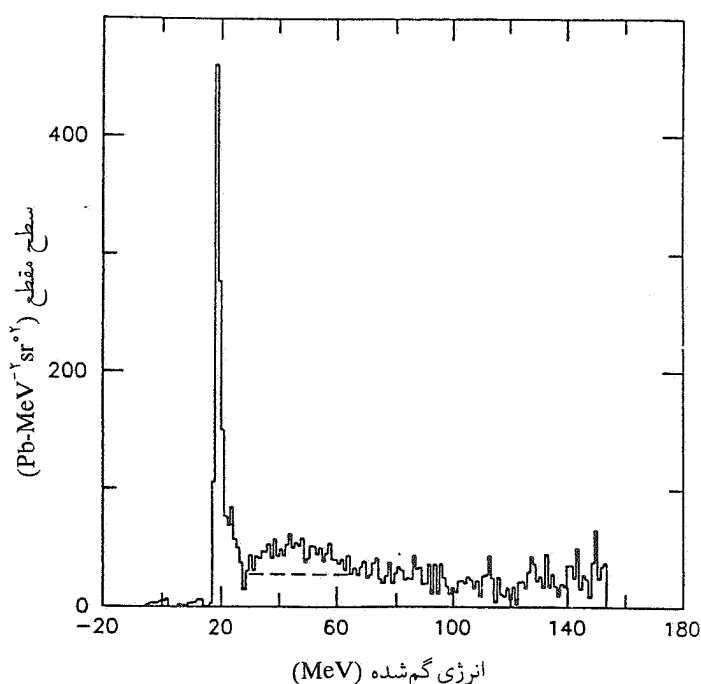
شکل ۲۱. طیف نبود انرژی در ناحیه برانگیختگی نوکلئون (یعنی Δ) در هسته ^{12}C . در اینجا $E_p = 460 \text{ MeV}$ ، $w = 275 \text{ MeV}$ ، $E_n = 647 \text{ MeV}$ (شکل سمت چپ)، $|\vec{q}| = 401 \text{ MeV/c}$ (شکل سمت راست). $|\vec{q}| = 473 \text{ MeV/c}$ و $w = 382 \text{ MeV}$.

دقت بیشتری اندازه گرفت. یکی از انگیزه‌های اصلی این آزمایشها اندازه‌گیری همبستگی بین دو نوکلئون در هسته است. از آنجایی که راندمان ردیابی نوترون بسیار پایین است اولین آزمایشها با ردیابی دو پروتون انجام شدند.

۵-۱ واکنش $(e,e'pp)$

همان‌طور که در قسمت قبل گفته شد، ردیابی تعداد بیشتر ذرات، به‌خصوص با شتاب‌دهنده‌هایی که ذرات را به‌صورت دسته‌ای (تپی) به طرف هدف می‌فرستند، به‌دلیل همزمانی ذرات اتفاقی با یکدیگر مشکلتر می‌شود. با وجود این، با دستگاه‌های نسل اول که راندمان زمانی پایینی داشتند (حدود ۱٪) چند آزمایش انجام شده است که در اینجا نتایج یکی از آنها به اختصار مورد بررسی قرار می‌گیرد.

یکی از نتایج به‌دست آمده در مطالعات سازوکار واکنش با واکنش $(e,e'p)$ آن بود که بیش از یک ذره در فرایند پراکندگی شرکت می‌کند. یکی از این سازوکارها از دیرباز به نام «جریان تبادل مزونی» (MEC) شناخته شده است. در این فرایند فوتون (یا فوتون مجازی) به عنوان مثال به پیون و یا مزونی که در حال



شکل ۲۰. مقطع مؤثر برحسب نبود انرژی در ناحیه بین دو قله «شبه‌آزاد» و «دلنا» در کربن. سطح بالای «خط فاصله» مربوط به پرتاب پروتون از لایه ^{15}S است. در اینجا $w = 200 \text{ MeV}$ و $q = 400 \text{ MeV/c}$ است.

گرفت. شکل ۲۱ نشان دهنده این واقعیت است که وقتی از پایین قله (شکل سمت چپ) به بالای قله (شکل سمت راست) صعود می‌کنیم چطور قدرت طیف پس از آستانه تولید پیون که محصول واپاشی Δ است بالا می‌رود [۲۰]. همان‌طور که انتظار می‌رود فرایند پرتاب نوکلئون به بیرون از هسته در این ناحیه بسیار ضعیف شده است (طیفهای اشکال ۱۹، ۲۰ و ۲۱ را در فقدان انرژی پایین با یکدیگر مقایسه کنید). پس آنچه که در فقدان انرژی پایتتر از آستانه تولید پیون قرار دارد باید عمدتاً از فرایندهایی باشد که در آنها بیش از یک نوکلئون شرکت دارند. بخش زیادی از این قوت باید از پرتاب دو نوکلئون به بیرون باشد زیرا در یک آزمایش مشابه که توسط فوتون انجام شده است جفت پروتون و نوترون با هم ردیابی شده‌اند [۲۱]. محاسبات نظری در این زمینه هنوز قادر به توضیح کمی بیشتر این پدیده‌ها نیستند.

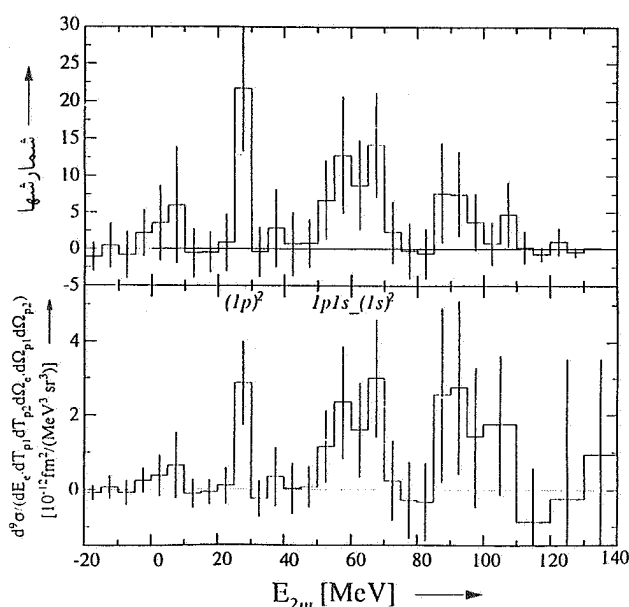
این نتایج نیاز به اندازه‌گیری ذره‌های بیشتر را به وضوح نشان می‌دهند. به همین دلیل نیز آشکارسازهایی با زاویه فضایی بزرگتر طراحی شده‌اند که بتوان به وسیله آنها این فرایندها را که غالباً دارای مقطع مؤثر بسیار پایینی هستند با

پرواز بین دو نوکلئون است متصل می شود. بنابراین، طبق تعریف، عملگر جریان هسته ای باید دو نوکلئون را دربر بگیرد. یکی دیگر از این فرایندها که در بخشهای دیگر فیزیک نیز شناخته شده است همبستگی است. در این فرایند جریان هسته ای فقط می تواند یک نوکلئون را دربر گیرد زیرا فوتون (واقعی یا مجازی) می تواند فقط به یکی از نوکلئونها متصل می شود. آزمایش مورد بحث عمدتاً به منظور مطالعه این فرایند طراحی شده است (برای یک بحث کوتاه درباره جریان - مزونی و همبستگی به پیوست ۳ رجوع کنید).

برای زیاد کردن احتمال نسبی این فرایند به فرایندهای دیگر، w طوری انتخاب شد که ناحیه بین دو قله «شبه آزاد» و «دلتا» زیر ذره بین گذاشته شود. همان طور که قبلاً گفته شد این ناحیه را نظریه هایی که فقط شامل یک نوکلئون هستند نمی توانند توضیح دهند و مقطع مؤثر اندازه گیری شده همیشه بزرگتر از اندازه پیش بینی شده است. برای مقایسه بهتر با داده های قبلی، این آزمایش نیز روی هسته کربن انجام شده است.

در تصویر ساده ای که در آن برهم کنش نهایی بین ذرات پس از پراکندگی اولیه ناچیز است، دو پروتون وابسته به یکدیگر پس از جدایی با زاویه 180° در سیستم مرکز ثقل دو پروتون و فوتون از یکدیگر دور می شوند؛ در آزمایشگاه این زاویه کمتر از 180° خواهد بود. تکانه فوتون پس از اتصال فقط به یکی از دو پروتون منتقل می شود. پارامترهای آزمایش عبارتند از $\theta_{p_1} = 53^\circ$ ، $\theta_e = -27^\circ$ ، $|\vec{q}| = 270 \text{ MeV}/c$ ، $w = 212 \text{ MeV}$ و $\theta_{p_2} = -104^\circ$. انرژی الکترون پرتاب شده 475 MeV است. θ_{p_1} و θ_{p_2} در واقع در سیستم مرکز ثقل، همان زاویه 180° را تشکیل خواهند داد. برای مطالعه توزیع زاویه همبستگی ردیاب، پروتون دوم علاوه بر -104° در زاویه های -90° و -118° نیز قرار گرفته بود، منتهی از آنجایی که آمار حاصل از آزمایش، به دلیل کوچک بودن مقطع مؤثر بسیار پایین بود، نتایج حاصل از اندازه گیری در این سه زاویه با یکدیگر جمع شد. این را نیز اضافه کنیم که چون مقطع موثرهای اندازه گیری شده بسیار کوچک اند از سیستمهای ردیابی استفاده شد که قدرت تفکیک پایتتر از طیف سنجهای مغناطیسی دارند، ولی زاویه فضایی آنها نسبتاً بزرگ است.

در شکل ۲۲ طیف فقدان انرژی برحسب پس رزی $E_{pm} = w - T_{p_1} - T_{p_2} - T_{\text{پس رزی}}$ نشان داده شده است [۲۲]. در این شکل در انرژی حدود 27 MeV یک قله دیده می شود که باید متعلق به پرتاب دو پروتون از لایه $1p$ باشد (می دانیم که انرژی جدایی دو پروتون از هسته کربن 27.2 MeV است). بین 50 تا 75 MeV قله دیگری دیده می شود که متعلق به پرتاب یک پروتون از لایه $1p$ و یک پروتون از لایه $1s$ است. احتمال پرتاب دو پروتون از لایه $1s$ نیز در این ناحیه وجود دارد. بین این دو قله، مقطع مؤثری دیده نمی شود و این حاکی از آن است که هر چند فرایندهایی مانند $^{12}\text{C}(e, e'ppn)^4\text{He}$ و $^{12}\text{C}(e, e'ppn)^4\text{He}^*\text{He}$ از لحاظ انرژی در این منطقه قرار می گیرند ولی در این سینماتیک خاص این کانالها ضعیف اند. نکته قابل توجه دیگر در این شکل وجود مقطع مؤثر در انرژی بالای 70 MeV است که باید متعلق به پرتاب بیش از دو نوکلئون باشد. قدرت تفکیک پایین سیستم ردیابی مورد استفاده در این آزمایش مانع از تفکیک ترازهای نزدیک به هم



شکل ۲۲. طیف نبود انرژی برحسب E_{pm} در ناحیه بین دو قله «شبه آزاد» و «دلتا» در واکنش $^{12}\text{C}(e, e'pp)$.

تصویر بالا تعداد رویدادهاست که در تصویر پایین به مقطع مؤثر تبدیل شده است. هر دو تصویر پس از تفریق رویدادهای برخورد و تصحیح برای راندمان دستگاهها ارائه شده اند. تصویر پایین تصحیح تابشی الکترون را نیز شامل می شود.

در دختر - هسته یعنی ^9Be می شود.

هدف است، زیاد کرد یا زاویه فضایی آشکارسازها را. چون با شتاب دهنده های نسل اول آهنگ شمارش لحظه ای در دستگاه های ردیابی در بالاترین حد ممکن بود، هر دو راه حل غیر عملی هستند. برای حفظ نسبت سیگنال به نوفه و در همان حال افزایش آهنگ واکنش حقیقی، تنها راه، افزایش راندمان زمانی شتاب دهنده است (فرمول ۲۱). اگر پس از افزایش راندمان زمانی، زاویه فضایی آشکارساز را نیز افزایش بدهیم، نسبت سیگنال به نوفه نیز افزایش خواهد یافت. طبیعی است که هم افزایش راندمان زمانی شتاب دهنده و هم افزایش زاویه فضایی آشکارساز، پروژه های پرخرجی هستند.

۶- نگاهی کوتاه به آینده

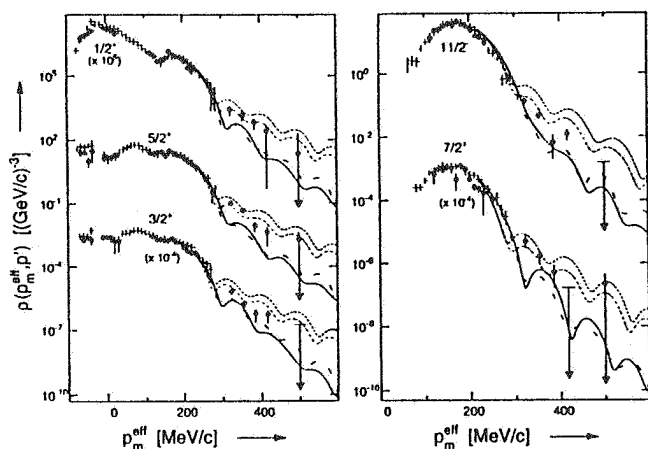
باتوجه به نتایج آزمایشهایی که تا حدودی در اینجا مورد بحث قرار گرفته اند، جهت آزمایشها در آینده در این بخش از فیزیک روشن است. در درجه اول، ناتوانی شتاب دهنده های نسل اول و نیاز به افزایش راندمان زمانی آنها نشان داده شد. همان طور که در قبل دیده شد، نسبت سیگنال به نوفه برای آزمایشهای $(e, e'p)$ متناسب با راندمان زمانی شتاب دهنده است. امروزه با شتاب دهنده هایی که می توانند باریکه الکترون به طور پیوسته (یا راندمان زمانی تقریباً ۱۰۰٪) تولید کنند می توان طیفهای انرژی با کیفیت بالا را به خصوص برای شرایط سینماتیکی که در آن مقطع موثر بسیار کوچک است به دست آورد.

شکل ۲۳ نمونه ای از طیف فقدان انرژی برای واکنش $(e, e'p)$ روی هسته ^{12}C است [۲۴]. این شکل تفاوت راندمان بالا و پایین را به بهترین نحو نشان می دهد. توجه کنید که در راندمان زمانی بالا، رویدادهای اتفاقی به شدت کاهش یافته اند. فقط به کمک یک چنین دستگاههایی است که می توان تکانه های بالای نوکلئون را در هسته مطالعه کرد. شکل ۲۴ نتیجه جدیدترین آزمایشها را روی هسته سرب در تکانه های بالا نشان می دهد [۲۵]. در اینجا، توزیع تکانه پروتون در چند تراز مشاهده می شود و نتایج تجربی با مدرنترین نظریه های موجود مقایسه می شوند. برای مقایسه، نتیجه آزمایش با راندمان زمانی ۱٪ نیز در شکل آمده است [۲۶]. اولین نتیجه ای که از این شکل به دست می آید این است که در تکانه های بالا، تصویر میدان متوسط نادرست است.

نتایج این آزمایش را می توان با یک محاسبه نظری که در آن جریانات هسته ای یک نوکلئونی و دو نوکلئونی (MEC) به کار رفته است مقایسه کرد. (برای جزئیات این نظریه به مرجع [۲۳] رجوع کنید). اولاً، در فرایند پرتاب دو پروتون به خارج از هسته، جریانات مزونی (MEC) در پایینترین مرتبه اختلال صفر هستند زیرا دو پروتون در ساده ترین تصویر می توانند π^0 با یکدیگر تبادل کنند که این نیز نمی تواند به فوتون متصل شود، ولی کانال برانگیختن دلتا همچنان وجود دارد. در این سینماتیک به نظر می رسد که تقریباً ۹۰٪ مقطع مؤثر از جریانات هسته ای یک نوکلئونی ناشی می شود. از این رو، پرتاب دو نوکلئون به خارج فقط می تواند از کانال همبستگی دو نوکلئون حاصل شده باشد. چون تکانه های اولیه بسیار بالا مورد بحث است (مثلاً در این آزمایش تکانه پروتونها در تراز اولیه چیزی بین ۲۰۰ تا ۵۰۰ MeV/c است)، باید این همبستگی از نوع کوتاه برد باشد. وابستگی پروتونها به یکدیگر در تراز اولیه آنهاست. به همین دلیل نیز همپوشانی تابع موج تراز اولیه هسته با تراز نهایی دختر - هسته را می توان به صورت زیر نوشت:

$$\langle \phi_{A-2} | \psi_i \rangle \approx \sqrt{s} f(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) \phi_{n_1 l_1}(\vec{r}_1) \phi_{n_2 l_2}(\vec{r}_2) \quad (22)$$

در اینجا $f(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|)$ تابع همبستگی بین دو پروتون، s ضریب بهنجار شدن و $\phi_{n_1 l_1}(\vec{r}_1)$ و $\phi_{n_2 l_2}(\vec{r}_2)$ توابع موج دو پروتون در تصویر بسیار ساده مدل لایه ای (با پتانسیل میدان متوسط) هستند. انتخاب تابع f یکی از مشکلات محاسبات نظری است. نتایج محاسبه ای که در آن f از یک محاسبه میکروسکوپی از ماتریس چگالی دو نوکلئون در ماده هسته ای به دست آمده است، برای پرتاب دو پروتون از لایه ۱p با آزمایش همخوانی دارد ولی در ناحیه دیگر دقت نظریه بسیار کمتر از دقت آزمایش است. بنابراین، در اینجا نیز نظریه برای توضیح همه مشاهدات باید تکمیل شود. از طرف دیگر با نگاهی کوتاه به شکل ۲۲ مشاهده می شود که آمار نتایج آزمایش نیز کم است. برای افزایش آمار، یا باید «درخشندگی» را که حاصل ضرب جریان الکترون شتاب دهنده در ضخامت



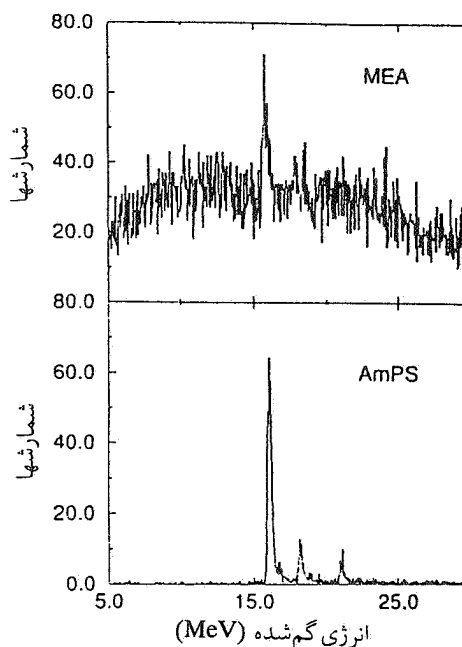
شکل ۲۲. توزیع نبود تکانه برای ترازهای $\frac{1}{2}^+$ ، $\frac{3}{2}^+$ ، $\frac{11}{2}^+$ ، $\frac{5}{2}^+$ و $\frac{7}{2}^+$ واکنش $^{208}\text{Pb}(e,e'p)$

این ترازها به ترتیب در انرژی برانگیختگی ۰، ۳۵، ۰، ۳۵، ۱، ۳۵، ۱، ۶۸ و ۳۴۷ MeV در دختر هسته هستند. دایره‌های توپر داده‌های جدیدند، در حالی که علامت + داده‌های قدیمی (با راندمان ۱٪) را نشان می‌دهد. خط کامل نتیجه یک محاسبه کامل با میدان متوسط است. منحنی «خط فاصله - دو نقطه» منحنی نظری است که در آن همبستگی کوتاه برد به کار رفته است، در حالی که دو منحنی دیگر نتیجه محاسبات با همبستگی بلند برد هستند.

نوترون تا به امروز با مشکلات آزمایشی روبه‌رو بودند، می‌تواند با شتاب‌دهنده‌های نسل دوم و آشکارسازهای بزرگتر، بهتر مطالعه کرد. چنین آزمایشهایی اخیراً انجام شده‌اند و تجزیه و تحلیل آنها در حال اجراست.

هم‌اکنون آزمایشگاههایی همچون NIKHEF در هلند و MAMI در آلمان و به‌زودی MIT-Bates در آمریکا فعالانه درگیر تدارک و انجام آزمایشهای متفاوت در این گستره انرژی و با راندمان زمانی بالا هستند. در آینده بسیار نزدیک، آزمایشگاه CEBAF در آمریکا پس از اتمام ساختمان، با انرژیهای بالاتر (تا حدود ۶ GeV) و راندمان زمانی بالا، جنبه‌های دیگری از فیزیک هسته‌ای را مورد مطالعه قرار خواهد داد.

اندازه‌گیری $^{12}\text{C}(e,e'p)$



شکل ۲۳. طیف نبود انرژی در واکنش $^{12}\text{C}(e,e'p)$ با راندمان زمانی پایین (تصویر بالا) و راندمان زمانی بالا (تصویر پایین).

نتیجه بعدی آن است که نظریه‌های گوناگون که شامل همبستگی کوتاه برد و دوربرد هستند و یا هیچگونه همبستگی در آنها نیست در تکانه‌های پایین با یکدیگر همخوانی کامل دارند. فقط در تکانه‌های بالا که به تازگی و به کمک راندمان زمانی بالا اندازه‌گیری شده است می‌توان تفاوت‌های اساسی بین این نظریه‌ها مشاهده کرد. برای ترازهایی که در این آزمایش مشاهده شده‌اند به نظر می‌رسد نظریه‌هایی که همبستگی دوربرد دارند موفق‌ترند. این نوع همبستگی، در واقع این ترازها را به ارتعاشاتی در هسته جفت می‌کند که در سطح هسته فعال‌اند.

نه تنها مطالعات ساختاری با این شتاب‌دهنده‌ها اهمیت جدیدی پیدا کرده‌اند، بلکه اکنون با داشتن راندمان زمانی بالا می‌توان آزمایشهایی همچون آزمایش $(e,e'pp)$ که در بخش قبل بحث شد را با آشکارسازهای بزرگتر که اکنون در دسترس هستند و فقط در راندمانهای بالا می‌توانند خوب کار کنند، انجام داد. نتیجه چنین آزمایشی آمار بسیار بالاتر برای تدقیق نظریه‌های مختلف در این زمینه است. همین‌طور، واکنشهایی مثل $(e,e'n)$ و یا $(e,e'pn)$ را که به دلیل راندمان پایین ردیابی

۷- خلاصه

بیش از چهل سال از اولین سری آزمایشهای با شتاب دهنده‌های الکترونی می‌گذرد. در این مدت، یک گنجینه بسیار غنی از داده‌ها و نظریه‌هایی که برای پیش‌بینی مشاهدات تنظیم شده‌اند به دست آمده است. ساختمان هسته بسیاری از اتمهای موجود در جدول تناوبی در تراز زمینه با دقت بالا مطالعه شده است. در مورد ترازهای برانگیخته نیز شناخت ما عمیقتر شده است. در این چند دهه، بسیاری از نظریه‌های واکنش هسته‌ای محک خورده و فیزیکدانان هسته‌ای را برای انجام آزمایشهای دیگر یاری کرده است. چگونگی پراشند لایه‌های هسته‌ای تا حدی درک شده است و کمبودهای پتانسیلهای هسته‌ای مورد استفاده نیز تا حدی شناخته شده‌اند. به کمک آزمایشهای گوناگونی همچون (e,e') ، $(e,e'p)$ و $(e,e'pp)$ که در این مقاله مورد بحث قرار گرفتند، سازوکار واکنش هسته‌ای بهتر از قبل شناخته شده است.

امروزه با در دست داشتن تمام اطلاعات در مورد نیروی هسته‌ای می‌توان بسیاری از خواص ساده‌ترین هسته‌ها را همچون هسته دوتریوم تا پیچیده‌ترین آنها در طبیعت همچون هسته سرب باز شناخت. ماده هسته‌ای نیز به طور غیر مستقیم در بسیاری از محاسبات مربوط دخالت دارد.

در این مقاله، سعی کردم که با مروری مختصر بر نتایج آزمایشها در این زمینه از فیزیک، خواننده را اندکی با فیزیک هسته‌ای، تا آنجا که به پراکندگی با الکترون در انرژیهای متوسط مربوط است، آشنا کنم. در این رابطه، بسیاری از بخشهای فعال و مهم، چه در گذشته و چه در زمان حال، را به دلیل کمبود جا مورد بحث قرار ندادم. به عنوان مثال، در مورد هسته‌های تغییر شکل یافته و ترازهای آنها و زیبایی نظریه‌هایی که آنها را ترسیم می‌کنند، در مورد برانگیختگیهای تک ذره‌ای در (e,e') ، در مورد «قوانین جمع» جزئیات جریانات مزونی، قطبی بودن ذرات (چه الکترون پرتاب شده، چه هدف و چه ذرات ردیابی شده) و به خصوص در مورد سیستمهای کم ذره صحبتی به میان نیاوردم.

واکنشهایی که در آنها ذرات دیگری غیر از الکترون و پروتون ردیابی شده‌اند، مثل $(e,e'n)$ ، $(e,e'd)$ ، $(e,e'\alpha)$ و غیره نیز مورد بحث قرار نگرفتند. حتی در زمینه‌هایی که بحث شد بسیاری از آزمایشهای بسیار زیبا که در آزمایشگاههای متفاوت انجام شده‌اند از قلم افتاده‌اند. در پایان این را نیز اضافه کنم که رابطه بین این بخش از فیزیک با بخشهای دیگر از فیزیک و علوم، همچنین با صنعت را اصلاً بررسی نکردم. این خود می‌تواند موضوع مقاله دیگری باشد.

۸- پیوستها

پیوست الف: ضرایب فرم و جریانات هسته‌ای
برهم‌کنش الکترون با هسته اتم، غیر از مؤلفه بسیار کوچک برهم‌کنش ضعیف، یک برهم‌کنش الکترومغناطیسی است که با هامیلتونی زیر بیان می‌شود:

$$\hat{H}_I(x) = -e\hat{J}_\mu(x)A_{\text{ext}}^\mu(x) \quad (\text{پ - الف ۱})$$

که در آن e بار الکتریکی الکترون $A_{\text{ext}}^\mu(x)$ میدان الکترومغناطیسی هسته و $\hat{J}_\mu(x)$ عملگر جریان برای الکترونهاست:

$$\hat{J}_\mu(x) = i\bar{\psi}(x)\gamma_\mu\psi(x) \quad (\text{پ - الف ۲})$$

که در آن $\psi(x)$ میدان فرمی الکترونهاست. نیروی خارجی که توسط توزیع بار و جریان (همرفت و یا مغناطیسی) هسته‌ای به وجود آمده است، از معادلات ماکسول تبعیت می‌کند:

$$\left(\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)A_{\mu}^{\text{ext}}(x) = -4\pi J_\mu(x) \quad (\text{پ - الف ۳})$$

که در آن

$$J_\mu(x) = \langle f | \hat{J}_\mu(x) | i \rangle \quad (\text{پ - الف ۴})$$

$|i\rangle$ و $|f\rangle$ ترازهای اولیه و نهایی هسته در فرایند پراکندگی هستند و:

$$\hat{J}_\mu(x) = \left[\hat{\rho}(x), \vec{\hat{J}}(x) \right] \quad (\text{پ - الف ۵})$$

عملگر چهار مؤلفه‌ای جریان الکترومغناطیسی است. در انجام محاسبات ضرایب فرم می‌توان به جای فضای x ، از فضای q (تکانه) استفاده کرد. به عنوان مثال:

$$J_\mu(q) = \int \exp(-iq \cdot x) \langle f | \hat{J}_\mu(x) | i \rangle d^4x \quad (\text{پ - الف ۶})$$

چون $|i\rangle$ و $|f\rangle$ ترازهایی با انرژیهای مشخص هستند، می‌توان با استفاده از تصویر هایزنبرگ به شکل زیر:

$$\hat{J}_\mu(x) = \exp(-i\hat{H}_H t) \hat{J}_\mu(\vec{x}) \exp(i\hat{H}_H t) \quad (\text{پ - الف ۷})$$

که در آن $\hat{H}_H$ هامیلتونی در تصویر هایزنبرگ است، مؤلفه

«زمان» مسئله را از مؤلفه «مکان» جدا کرد:

$$J_{\mu}(x) = \exp[i(E_i - E_f)t] \langle f | \hat{J}_{\mu}(x) | i \rangle$$

(پ - الف ۸)

که در آن $E_i - E_f = w$. با قراردادن این معادله در معادله (پ - الف ۶) می توان دید که در فضای تکانه نیز J_{μ} فقط تابعی از $\vec{q}$ است.

برای تسهیل محاسبات بهتر است مؤلفه های توزیع جریان را در مختصات اسپین فوتون نوشت:

$$J^{\circ} = J_x \quad (\text{پ - الف ۹})$$

$$J^{+} = \frac{-1}{\sqrt{2}} (J_x + iJ_y)$$

$$J^{-} = \frac{1}{\sqrt{2}} (J_x - iJ_y)$$

تمام J ها در این فرمولها عناصر ماتریس بین ترازهای اولیه و ثانویه هستند.

قانون «پایستگی جریان» که در فضای تکانه به شکل زیر نوشته می شود:

$$q_{\mu} J^{\mu}(q) = 0 \quad (\text{پ - الف ۱۰})$$

یکی از مؤلفه های جریان را حذف می کند:

$$J_{fi}^{\rightarrow}(q) = \frac{w}{q} \rho_{fi}^{\rightarrow}(q) \quad (\text{پ - الف ۱۱})$$

که در آن « f » نشان دهنده عنصر ماتریس بین تراز $|i\rangle$ و $|f\rangle$ است. بنابراین مؤلفه طولی جریان متناسب با چگالی بار هسته است. با این تعاریف، ضرایب فرم که در فرمول ۹ در متن مقاله آمده اند عبارت اند از

$$|F_L|^2 = \left| \rho_{fi}^{\rightarrow}(q) \right|^2 \quad (\text{پ - الف ۱۲})$$

$$= (q/w)^2 \left| J_{fi}^{\rightarrow}(q) \right|^2$$

$$|F_T|^2 = \left| J_{fi}^{+}(q) \right|^2 + \left| J_{fi}^{-}(q) \right|^2$$

چون تابشها در فیزیک کلاسیک به دلایل واضح به چند قطبیه های مختلف تقسیم می شوند، با به کار بردن فرمول زیر در معادله (پ - الف ۶) می توان همین تقسیم بندی را انجام داد

[۲۷]:

$$\exp(i\vec{q} \cdot \vec{x}) = 4\pi \sum_{J \geq 0} \sum_M i^J j_J(qx) Y_J^M(\Omega_{\vec{x}}) Y_J^M(\Omega_{\vec{q}})^* \quad (\text{پ - الف ۱۳})$$

$J_L(x)$ تابع بسل از مرتبه J و y_J^M هماهنگ کروی است. اکنون ضرایب فرم را می توان به صورت مجموع چند قطبیه های متفاوت بیان کرد:

$$|F_L|^2 = \frac{4\pi}{Z^2} \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{J \geq 0} \left| \langle J_f \| \hat{M}_J^{\text{coul}}(q) \| J_i \rangle \right|^2 \quad (\text{پ - الف ۱۴})$$

$$|F_E|^2 = \frac{4\pi}{Z^2} \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{J \geq 1} \left| \langle J_f \| \hat{T}_J^{\text{el}}(q) \| J_i \rangle \right|^2 \quad (\text{پ - الف ۱۵})$$

$$|F_M|^2 = \frac{4\pi}{Z^2} \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{J \geq 1} \left| \langle J_f \| \hat{T}_J^{\text{mag}}(q) \| J_i \rangle \right|^2 \quad (\text{پ - الف ۱۶})$$

در این فرمولها J_i و J_f اسپین ترازهای اولیه و نهایی است. عناصر ماتریس در اینجا همه در گشتاور تحویل شده اند (زیر حالت های مغناطیسی در این فرمولها وجود ندارند). توجه کنید که در اینجا ضریب فرم عرضی حاصل جمع ضریب فرم الکتریکی و ضریب فرم مغناطیسی (پ - الف ۱۴) و (پ - الف ۱۵) است.

$$|F_T|^2 = |F_M|^2 + |F_E|^2 \quad (\text{پ - الف ۱۷})$$

عملگرهای چندقطبی که برای محاسبه عناصر ماتریس در فرمولهای بالا به کار برده شده اند عبارت اند از

$$\hat{M}_{JM}^{\text{coul}}(q) \equiv \int d\vec{x} [M_J^M(q\vec{x}) \hat{\rho}(\vec{x})] \quad (\text{پ - الف ۱۸})$$

$$\hat{T}_{JM}^{\text{el}}(q) \equiv \int d\vec{x} \left[\left(\frac{1}{q} \vec{\nabla} \times \vec{M}_{JJ}^M(q\vec{x}) \right) \cdot \hat{\vec{J}}(\vec{x}) \right] \quad (\text{پ - الف ۱۹})$$

$$\hat{T}_{JM}^{\text{mag}}(q) \equiv \int d\vec{x} \left[\vec{M}_{JJ}^M(q\vec{x}) \cdot \hat{\vec{J}}(\vec{x}) \right] \quad (\text{پ - الف ۲۰})$$

که در آنها:

$$M_J^M(q\vec{x}) \equiv j_J(qx) Y_J^M(\Omega_{\vec{x}}) \quad (\text{پ - الف ۲۱})$$

$$\vec{M}_{JL}^M(q\vec{x}) \equiv j_L(qx) \vec{Y}_{JL}^M(\Omega_X) \quad (\text{پ - الف } ۲۲)$$

$$\vec{Y}_{JL}^M(\Omega_X) = \left[Y_L(\Omega_X) \otimes \vec{e}(\vec{q}; 1) \right]_J^M \quad (\text{پ - الف } ۲۳)$$

$\vec{Y}_{JL}^M(\Omega_X)$ هماهنگ کروی برداری است که در سیستم مختصات ما از رابطه زیر به دست می آید.

که در آن $\vec{e}(\vec{q}; 1)$ بردار واحدی است که گشتاور ۱ دارد. عملی که در (پ - الف ۲۳) انجام می گیرد به طریق زیر تعریف شده است:

$$\left[A_{J_1} \otimes B_{J_2} \right]_J^M \equiv \sum_{M_1 M_2} \langle J_1 M_1 J_2 M_2 | (J_1 J_2) J M \rangle A_{J_1}^{M_1} B_{J_2}^{M_2} \quad (\text{پ - الف } ۲۴)$$

که در آن $\langle J_1 M_1 J_2 M_2 | (J_1 J_2) J M \rangle$ ضریب «کلش - گوردن»^۱ است. برای آن که رابطه عملگرهای $\hat{T}^{el}$ و $\hat{T}^{mag}$ با جریانهای هسته ای مشخصتر شود، بگذارید یک قدم فراتر رویم. ابتدا عملگر جریان هسته ای $\vec{J}(\vec{x})$ را به دو مؤلفه آن یعنی عملگر جریان همرفت و عملگر جریان مغناطیسی تقسیم می کنیم.

که در آن عملگر جریان مغناطیسی وابسته به عملگر چگالی مغناطیس است.

$$\vec{J}_m(\vec{x}) = \vec{\nabla} \times \hat{\mu}(\vec{x}) \quad (\text{پ - الف } ۲۶)$$

با این تعاریف در فرمولهای (پ - الف ۱۹) و (پ - الف ۲۰) نتایج زیر به دست می آید:

$$\vec{J}(\vec{x}) = \vec{J}_c(\vec{x}) + \vec{J}_m(\vec{x}) \quad (\text{پ - الف } ۲۵)$$

$$\hat{T}_{JM}^{el}(q) \equiv \int d\vec{x} \left[\left(\frac{1}{q} \vec{\nabla} \times \vec{M}_{JJ}^M(q\vec{x}) \right) \cdot \vec{J}_c(\vec{x}) + q \vec{M}_{JJ}^M(q\vec{x}) \cdot \hat{\mu}(\vec{x}) \right] \quad (\text{پ - الف } ۲۷)$$

$$\hat{T}_{JM}^{mag}(q) \equiv \int d\vec{x} \left[\vec{M}_{JJ}^M(q\vec{x}) \cdot \vec{J}_c(\vec{x}) + q \left(\frac{1}{q} \vec{\nabla} \times \vec{M}_{JJ}^M(q\vec{x}) \right) \cdot \hat{\mu}(\vec{x}) \right] \quad (\text{پ - الف } ۲۸)$$

توجه کنید که در حالت کلی هر دو چند قطبی الکتریکی و مغناطیسی حاوی جریانهای همرفت و مغناطیسی هستند.

باتوجه به تعاریف بالا از عملگرهای چند قطبی، پاریته این عملگرها نیز مشخص است:

پاریته عملگر کولن، $(-1)^J$ است

پاریته عملگر الکتریکی، $(-1)^J$ است

پاریته عملگر مغناطیسی، $(-1)^{J+1}$ است

برای مثال، در واکنش کشسان که در آن $|i\rangle = |f\rangle$ است، فقط چند قطبیهای زوج کولن و الکتریکی و چند قطبیهای فرومغناطیسی دخالت دارند. ولی ناوردای برگشت زمان، فقط به چند قطبی زوج کولن و چند قطبی فروالکتریکی و مغناطیسی اجازه شرکت در برهم کنش می دهد. بنابراین اگر پراکندگی کشسان از هسته ای با اسپین J باشد می توان به چند

قطبیهای زیر دست یافت:

$$\begin{aligned} CJ \quad J = 0, 2, 4, \dots & \begin{cases} 2J, & J_0 = \text{عدد درست} \\ 2J_0 - 1, & J_0 = \frac{1}{2} \times \text{عدد درست} \end{cases} \\ EJ = 0 & \text{همه } J \text{ ها} \\ MJ \quad J = 1, 3, 5, \dots & \begin{cases} 2J, & J_0 = \frac{1}{2} \times \text{عدد درست} \\ 2J_0 - 1, & J_0 = \text{عدد درست} \end{cases} \end{aligned}$$

فرمول کامل سطح مقطع موثر برای پراکندگی کشسان از یک هسته با اسپین J به صورت زیر است:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z^2 \sigma_{\text{mott}} \eta \left\{ \frac{q_\mu^2}{|\vec{q}|^2} \frac{\pi}{Z^2} \frac{1}{J_0 + 1} \sum_{J \geq 0} \left| \langle J_0 \| \hat{M}_J^{\text{coul}}(q) \| J_0 \rangle \right|^2 + \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{q_\mu^2}{|\vec{q}|^2} \right) + \tan^2 \left(\frac{\theta}{2} \right) \right] \frac{\pi}{Z^2} \frac{1}{J_0 + 1} \sum_{J \geq 1} \left| \langle J_0 \| \hat{T}_J^{\text{mag}}(q) \| J_0 \rangle \right|^2 \right\} \quad (\text{پ - الف ۲۹})$$

عملگر چگالی بار، چگالی جریان همرفت و مغناطیسی را به شکل ساده زیر نوشت

اگر عملگرهای مورد بحث همه عملگرهای یک نوکلئونی باشند (تاکنون بحث ما حالت کلی داشته است)، می توان

$$\vec{\rho}(x) = \sum_{i=1}^A \frac{1}{2} (1 + \tau_3(i)) \delta(\vec{x} - \vec{x}_i) \quad (\text{پ - الف ۳۰})$$

$$\vec{J}_\tau(\vec{x}) = \sum_{i=1}^A \frac{1}{2} (1 + \tau_3(i)) \left[\delta(\vec{x} - \vec{x}_i) \left[-i/M_N \vec{\nabla}^{(i)} \right] \right]_{\text{sym}} \quad (\text{پ - الف ۳۱})$$

$$\vec{\mu}(\vec{x}) = \sum_{i=1}^A \frac{1}{2} [\mu^{(0)}(0) + \mu^{(1)}(0) \tau_3(i)] \delta(\vec{x} - \vec{x}_i) \frac{1}{2M_N} \vec{\sigma}^{(i)} \quad (\text{پ - الف ۳۲})$$

همچنین، گشتاور چهارقطبی الکتریکی هسته، Q ، متناسب با ضریب ساختاری F_4 است:

$$F_4(q) \xrightarrow{\text{LWL}} \frac{1}{6\sqrt{5}Z} \left[\frac{J_0 + 1}{J_0} \right]^{1/2} \left[\frac{J_0 + 1}{J_0 - 1} \right] q^2 Q. \quad (\text{پ - الف ۳۴})$$

بالاخره، همان طور که در فرمول ۷ در متن مقاله دیده شد، ضریب ساختاری $F_0(q)$ در $q = 0$ ، شعاع میانگین مربعی را به دست می دهد:

$$F_0(q) = 1 - \frac{1}{6} \langle r^2 \rangle q^2 + \dots \quad (\text{پ - الف ۳۵})$$

پیوست ب: مدل لایه ای

برای ساختن هسته اتم در تراز زمینه، لازم است که نوکلئونها را در پایینترین تراز انرژی قرار داد. منتهی چون نوکلئونها فرمیون

که در آنها $\tau_3(i)$ مولفه سوم «ایزواسپین» نوکلئون i و $\mu^{(0)}(0)$ و $\mu^{(1)}(0)$ به ترتیب گشتاور مغناطیسی «ایزواسکالار» و «ایزوبردار» نوکلئون هستند.

$$\mu^{(0)}(0) = \mu^P + \mu^n = 0.8798$$

$$\mu^{(1)}(0) = \mu^P - \mu^n = 4.7059$$

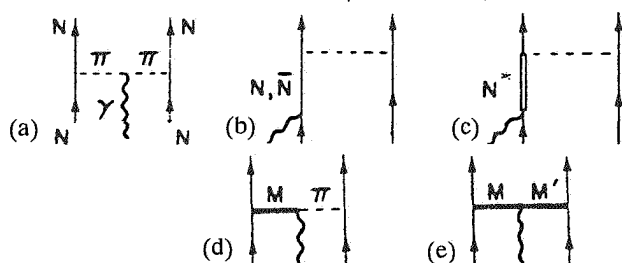
در پایان این پیوست بد نیست نگاهی نیز به ضرایب فرم در طول موجهای بلند (و یا تکانه های کوچک) بیندازیم. اگر ضریب فرم اندازه گیری شده را مجموع مربعهای ضرایب فرم چندقطبیه فرض کنیم، یعنی $F_{L,T}^2(q) = \sum_l |F_l(q)|^2$ ، آنگاه می توان به سادگی دید که گشتاور دوقطبی مغناطیسی، μ ، متناسب با ضریب ساختاری F_1 در $q = 0$ است:

$$F_1^2(q) \xrightarrow{\text{LWL}} \frac{2}{3Z^2} \left[\frac{J_0 + 1}{J_0} \right] \left[\frac{q}{2M_N} \right]^2 \mu^2 \quad (\text{پ - الف ۳۳})$$

نوکلئون سروکار داشته باشیم، لازم است که یا عملگر حداقل «دو ذره‌ای» باشد و یا تابع موج مورد استفاده مشخصاً دو یا چند نوکلئون را دربر بگیرد. بهترین مثال برای حالت اول جریانات مزونی است که در هسته موجودند و طبق تعریف حداقل دو نوکلئون را دربر می‌گیرند و برای حالت دوم همبستگی است که در تابع موج وارد می‌شود.

شکل زیر تمام حالات ممکن را برای درگیرکردن بیش از یک نوکلئون در جریانات مزونی و ایزوبار (برانگیختگی نوکلئون) نشان می‌دهد. شکل (a) ساده‌ترین تصویر جریان مزونی است زیرا فوتون خود را به پیون در حال پرواز جفت می‌کند. به روشنی دیده می‌شود که عملگر جریان هسته‌ای باید دو نوکلئونی باشد. شکل (b) حالتی را تصویر می‌کند که فوتون به جفت NN وصل می‌شود. شکل (c) برانگیختن مجازی و به دنبال آن واپاشی یک نوکلئون را توسط فوتون نشان می‌دهد. شکل (d) و (e) مزونهای سنگینتر را دربر می‌گیرند. برخی نویسندگان شکل (c) را خارج از جریانه‌های مزونی بررسی می‌کنند. چون مزون متبادل شده [در شکلهای (a)، (b)، (d) و (e)] باید باردار باشد، جریانات مزونی (غیر از برانگیختگی نوکلئون) باید ایزوبرداری باشند:

$$\tau_+ \tau_+ - \tau_- \tau_- = \frac{i}{2} (\vec{\tau}_1 \times \vec{\tau}_2)_3 \quad (\text{پ-ج ۱})$$



اگر نوکلئون اول را با اندیس ۱ و نوکلئون دوم را با اندیس ۲ مشخص کنیم، جریان مزونی برای پیون در حال پرواز (شکل (a)) عبارت است از

$$\vec{J}_{\text{پیون}}^{(2)}(\vec{X}_1, \vec{X}_2; \vec{q}) = e \left(\frac{f}{m_\pi} \right)^2 [\vec{\tau}_1 \times \vec{\tau}_2]_3 (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\nabla}_1) (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{\nabla}_2) \times \int_{-1/2}^{+1/2} (i\vec{q} \cdot \vec{r} + x) \frac{e^{-x}}{x} e^{i\vec{q} \cdot (\vec{R} - \vec{v}\vec{r})} d\vec{v} \quad (\text{پ-ج ۲})$$

توجه کنید که عبارت (پ-ج ۲) برای سبکترین مزون یعنی پیون نوشته شده است.

برای NN (شکل (b)) جریان مزونی به صورت زیر است

هستند و از اصل طرد پاولی پیروی می‌کنند نمی‌توان همه آنها را در کنار یکدیگر در یک تراز قرارداد. این مشکل در فیزیک اتمی با قراردادن الکترونها در لایه‌های مختلف که دارای اعداد کوانتومی متفاوت هستند حل شده است. در اواخر دهه ۴۰ قرن بیستم، مایروهکسل و نیسمن و سوس [۶] همین ایده را به هسته اتم بسط دادند و با این کار تصویر بسیار ساده و زیبایی از هسته ارائه دادند. غیر از مقیاس عددی بین فیزیک اتمی و هسته‌ای، مهمترین تفاوت مدل لایه‌ای اتمی و هسته‌ای در علامت جمله جفت شدن گشتاور مداری و اسپین در پتانسیلهای مربوط است. به عبارت دیگر، در مدل لایه‌ای هسته‌ای برخلاف مدل لایه‌ای اتمی، اول مداری که دارای گشتاور مجموع بالاتر (L+S) است پر می‌شود و بعد مدار با گشتاور مجموع پایتتر (L-S). مدارهای پروتون و نوترون مانند هم پر می‌شوند. به طور مثال، ^{16}O دارای دو پروتون در مدار $1s_{1/2}$ ، چهار پروتون در مدار $1p_{3/2}$ و دو پروتون در مدار $1p_{1/2}$ است و عین همین آرایش را در مورد نوترونها نیز دارد. با توجه به جفت شدن تمام نوکلئونها، اسپین کل هسته ^{16}O صفر است. چون گاف انرژی با مدار بعدی نسبتاً زیاد است و این مسئله هم در مورد پروتون و هم در مورد نوترون صادق است، به این هسته اصطلاحاً «دو بار جادویی» می‌گویند.

با افزودن یک نوترون به هسته ^{16}O به ^{17}O می‌رسیم که دارای مرکز ^{16}O با اسپین صفر به علاوه یک نوترون در مدار $1d_{5/2}$ است. بنابراین اسپین ^{17}O که توسط آخرین نوترون تعیین می‌شود $5/2$ است. به همین ترتیب می‌توان دید که هسته سرب مدار پروتونی $^{38}\text{S}_{1/2}$ را نیز پر کرده است. برای اطلاعات بیشتر در مورد مدل لایه‌ای می‌توانید به هر کتابی در فیزیک هسته‌ای مراجعه کنید [۶].

پیوست ج: جریانه‌های تبادل مزونی و همبستگی

برای آن که در فرایند پراکندگی، به طور مشخص با بیش از یک

که در آن f ثابت پیوند است و $\vec{r} = \vec{X}_1 - \vec{X}_2$ و $\vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{X}_1 + \vec{X}_2)$ به ترتیب مختصات نسبی و مرکز ثقل دو نوکلئون هستند و

$$\vec{x} \equiv \left[m_\pi^2 + \frac{1}{4} q^2 (1 - v^2) \right]^{1/2} \vec{r} \quad (\text{پ-ج ۳})$$

$$\vec{L}_{\text{تج}}^{(2)}(\vec{X}_1, \vec{X}_2; \vec{q}) = -ef^2 (\vec{\tau}_1 \times \vec{\tau}_2)_3 \left[(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{e}_{\vec{r}}) \vec{\sigma}_2 e^{i\vec{q} \cdot \vec{X}_2} + \vec{\sigma}_1 (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{e}_{\vec{r}}) e^{i\vec{q} \cdot \vec{X}_1} \right] (1 + x_\pi) \frac{e^{-x_\pi}}{x_\pi^2} \quad (\text{پ-ج ۴})$$

که در آن $\vec{e}_r$ بردار واحد در جهت $\vec{r}$ و $x_\pi = m_\pi r$. در اینجا فرمول جریان مزونی حاصل از برانگیختگی نوکلئون را علی‌رغم طولانی بودنش می‌آوریم تا تصویر ارائه شده کامل شود:

$$\vec{J}_N^{(2)}(\vec{X}_1, \vec{X}_2, \vec{q}) = i \frac{m_\pi^2}{12M_N} \mu^{(1)}(0) \left\{ \epsilon h_\pi \left[(\vec{q} \times \vec{e}_r) \vec{e}_r \cdot (\tau_1^x \vec{\sigma}^x e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_1} + \tau_2^x \vec{\sigma}^x e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_2}) \left(\frac{d}{dx_\pi} - \frac{1}{x_\pi} \right) \right. \right. \\ \left. \left. + \vec{q} \times (\tau_1^x \vec{\sigma}^x e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_1} + \tau_2^x \vec{\sigma}^x e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_2}) \frac{1}{x_\pi} \right] \right. \\ \left. - h_1 (\tau_1^x \times \tau_2^x)_r \vec{q} \times \left[(\vec{\sigma}^1 \times \vec{\sigma}^2) (e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_1} + e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_2}) \frac{1}{x_\pi} + [(\vec{\sigma}^1 \times \vec{e}_r) (\vec{\sigma}^2 \cdot \vec{e}_r) e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_1} - (\vec{\sigma}^2 \times \vec{e}_r) (\vec{\sigma}^1 \cdot \vec{e}_r) e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_2}] \right. \right. \right. \\ \left. \left. \times \left[\frac{d}{dx_\pi} - \frac{1}{x_\pi} \right] \right] \right\} \left[\frac{d}{dx_\pi} - \frac{1}{x_\pi} \right] \quad (\text{پ-ج ۵})$$

$$-h_1 (\tau_1^x \times \tau_2^x)_r \vec{q} \times \left[(\vec{\sigma}^1 \times \vec{\sigma}^2) (e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_1} + e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_2}) \frac{1}{x_\pi} + [(\vec{\sigma}^1 \times \vec{e}_r) (\vec{\sigma}^2 \cdot \vec{e}_r) e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_1} - (\vec{\sigma}^2 \times \vec{e}_r) (\vec{\sigma}^1 \cdot \vec{e}_r) e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_2}] \right. \\ \left. \times \left[\frac{d}{dx_\pi} - \frac{1}{x_\pi} \right] \right] \left\{ \left[\frac{d}{dx_\pi} - \frac{1}{x_\pi} \right] \right\}$$

که در آن ϕ دترمینان اسلیتر^۱ برای تراز زمینه هسته است و $f(\vec{r}_1, \vec{r}_2)$ همبستگی از نوع جاسترو^۲ است [۲۸]. این تابع موج چون همبستگی بین دو نوکلئون است؛ تابع موج زیر تقریب زده می‌شود:

$$\phi_B(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \approx \phi_{SM}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) f(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|) \quad (\text{پ-ج ۷})$$

که در آن ϕ_{SM} تابع همبستگی از نوع مدل لایه‌ای است که شامل اصل پاؤلی و محدود بودن سیستم مورد نظر است. ولی همبستگی اصلی که بین دو هسته وجود دارد و از نوع نزدیک برد است در تابع f نهفته است. یک تقریب دیگر که در این نوع محاسبات معمول است، نادیده گرفتن نامتقارن کردن و تأثیرات گشتاور اسپین و ایزواسپین است. با این تقریب:

$$\phi_{SM}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) \approx \phi_{n_1 l_1}(\vec{r}_1) \phi_{n_2 l_2}(\vec{r}_2) \quad (\text{پ-ج ۸})$$

در فرمول (پ-ج ۷)، فرمول (۲۲) در متن مقاله به‌دست می‌آید.

در پایان بد نیست به دو تابع همبستگی که در محاسبات جاری استفاده می‌شوند در اینجا اشاره کنیم. تابع اول:

که در آن $h_1 = 0.074 m_\pi^{-2}$ و $h_\pi = 0.658 m_\pi^{-2}$ هستند. توجه کنید که در اینجا علاوه بر مبادله پیون باردار (جمله $\vec{\tau}^1 \times \vec{\tau}^2$)، پیون بدون بار (π^0) نیز مبادله می‌شود (جمله $\tau_1^x \tau_2^x$). علاوه بر این، می‌توان نشان داد که مؤلفه زمان $J_\mu^{(2)}$ در تمام اشکال برای پایتترین مرتبه صفر است: $0 \approx J_\mu^{(2)}$ ؛ به این معنی که جریانات مزونی به عملگر «کولن» در این مرتبه کاری ندارند و عملگر جریان مزونی عمده‌تاً عملگری است عرضی. با معلوم بودن تابع موج هسته، می‌توان از این عملگر مثل عملگر «یک ذره‌ای» استفاده کرد.

همبستگی، برخلاف جریانات مزونی که در فرمالیسم عملگر وارد می‌شوند، در قسمت تابع موج وارد عمل می‌شوند. این به معنی آن است که وقتی دو نوکلئون در هسته به هم وابسته‌اند، تابع موجی که با آن محاسبات انجام می‌گیرند متفاوت خواهد بود، در کلیترین حالت، تابع موج هسته‌ای که در آن همبستگی وجود دارد به‌صورت زیر است:

$$\psi(\vec{r}_D, \dots, \vec{r}_A) = \prod_{i < j} f(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|) \phi(\vec{r}_D, \dots, \vec{r}_A) \quad (\text{پ-ج ۶})$$

$$f_1(r) = \begin{cases} 0 & r \leq c \\ \{1 - \exp[-\mu^2(1-c)^2]\} \{1 + \gamma \exp[-\mu^2(r-c)^2]\} & r > c \end{cases} \quad (\text{پ-ج ۹})$$

محاسبات ماده هسته‌ای به‌دست آمده است. به‌صورت زیر است:

که در آن $c = 0.6 \text{ fm}$ ، $\mu = 1.18 \text{ fm}^{-1}$ و $\gamma = 2.078$ است. با توجه به بزرگی نوکلئون (تقریباً 1 fm)، بزرگی این پارامترها معقول به‌نظر می‌رسد. یک تابع دیگر که با استفاده از

$$f_r(r) = [1 - \exp(-r^2/\beta^2)]^n + hr^m \exp(-r^2/\gamma^2) \quad (\text{پ-ج } ۱۰)$$

$$f(r) = 1 - \exp(-\alpha r) \quad (\text{پ-ج } ۱۱)$$

به ازای $\alpha = ۰.۸ \text{ fm}^{-1}$ طبیعی است که نتایج حاصل از این محاسبات از واقعیت نیز دور خواهند بود.

که در آن $h = ۰.۹۰۱$ ، $n = ۱.۹۷۹$ ، $\beta = ۰.۴۸۳ \text{ fm}$ ، $m = ۰.۵۰۱$ ، $\sigma = ۰.۶۰۲ \text{ fm}$ هستند. در محاسبات بسیار ساده، می توان با تابع وابستگی زیر شروع کرد:

مرجعها

1. E. Rutherford, Phil. Mag **21** (1911) 669.
2. R. Hostadter, Rev. Mod. Phys. **28** (1956) 214.
3. W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag (1994)
4. T. de Forest, Jr. and J.D. Walecka, Adv. in Phys. **15** (1996) 1.
۵. نتیجه آزمایشها از چند آزمایشگاه مختلف در مقاله B. Frois and C.N. Papanicolas, Ann. Rev. of Nucl. Part. Sci. **37** (1988).
- جمع آوری شده است. محاسبات نظری در این شکل از مقاله زیر گرفته شده است: Decharge and Gogny. Phys. Rev. **C21** (1988) 1568.
6. M. G. Meyer, Phys. Rev **75** (1999) 1969; D. Haxel, J. H. D. Janssen and H. E. Suess, phys. Rev. **75** (1999) 1766; M. A. Preston & R. K. Bhaduri, Structure of the Nucleus, Addison - Wesley (1975). Chapter 7.
7. B. Frois et al., Nucl. Phys. **A396** (1983) 4090.
8. J. Wesseling et al., Submitted to Nucl. Phys. A for Publication.
9. J. Kaiantar - Nayestanaki et al., Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 1707; M. V. Hynes et al., Phys. Rev. Lett, **42** (1979) 1444.
10. T. W. Donnelly and I. Sick, Rev. Mod. Phys. **56** (1985) 461.
11. T. de Forest, Jr., Nucl. Phys. **A392** (1983) 232.
12. G. Vander Steenhoven et al., Nucl. Phys. **A480** (1988) 547.
13. L. Lapikás, Nucl. Phys. **A553** (1993) 297c.
14. M. Gourdin, Nuovo Cim. **21** (1961) 1094.
15. T. de Forest, Jr., Ann. Phys. **45** (1967) 365.
16. P. Barreau et. al, Nucl. phys. **A402** (1983) 515.
17. J. M. Laget, Phys. Rep. **69** (1981) 1; Nucl. Phys. A **358** (1981) 275c.
18. P. E. Ulmer et al., Phys. Rev. Lett. **59** (1986) 2364.
19. R. W. Lourie et al., Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 2364.
20. H. Baghaei et al., Phys. Rev. **C39** (1989) 177.
21. M. Kanazawa et al., Phys. Rev. **C535** (1987) 1828.
22. L. j. H. M. Kester et al., Phys. Rev Lett. **74** (1995) 1712.
23. C. Giusti and F. D. Pacati, Nucl. Phys. **A535** (1991) 573; C. Giusti et al., Nucl. Phys. **A546** (1991) 607.
24. P. K. A. de Witt Huberts, Prog. Part. Nucl. Phys, **34** (1944) 17.
25. I. Bobeldijk et al., Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 2684.
26. E. N. M. Quint, Ph. D. thesis, University of Amsterdam (1988), unpublished.
27. A. R. Edmonds, Angular Momentum in Quantum Mechanics, Princeton University Press (1957).
28. R. Jastrow, phys. Rev. **98** (1955) 1979.