

## اصل علیت و ناهنجاری پاشندگی هسته‌ای در پراکندگی کشسان ذره آلفا از کربن

عبدالمجید ایزدپناه

دانشگاه گلستان، گرگان

### چکیده

تحلیل پدیده شناختی توزیعهای زاویه ای پراکندگی کشسان ذره آلفا از کربن انجام شده است. تحلیل پاشندگی هسته‌ای برای انگرالهای حجمی بدست آمده، انجام شد. ناهنجاری پاشندگی هسته‌ای به وضوح مشاهده و تفسیر شده است.

تحلیل پدیده شناختی، پاشندگی هسته‌ای، پتانسیل مدل اپتیکی، رنگین کمان هسته‌ای، اکسترمehler ایری.

### مقدمه

بیشتر تحلیل داده‌های تجربی پراکندگی کشسان بین دو یون سنگین منجر به اطلاعات معتبری درباره بستگی انرژی پتانسیل اپتیکی مختلط

$$U(r,E) = V(r,E) + i W(r,E)$$

نمی‌شود. این موضوع از طرفی ناشی از کمبود داده‌های تجربی پراکندگی مربوطه می‌باشد، و از طرف دیگر بازتاب دهنده وجود ابهام در تعیین تجربی پتانسیل اپتیکی از داده‌های موجود می‌باشد. در اینجا ما به بررسی "ناهنجاریها" می‌موجود در رفتارهای  $V(r,E)$  و  $W(r,E)$  در انرژیهای پایین می‌پردازیم. مشاهده شده است هنگامیکه  $E$  زیر قله سد کولنی قرار می‌گیرد  $|W|$  بسیار تندر کاهش می‌یابد و این کاهش همراه با یک بیشینه ناقوس مانند  $|V|$  می‌باشد. دلیل این ویژگی وجود یک رابطه پاشندگی می‌باشد که  $V$  و  $W$  را به هم مربوط می‌کند [۱, ۲, ۳]. اگر داشته باشیم

$$V(r,E) = V_0(r,E) + \Delta V(r,E)$$

رابطه پاشندگی مذکور شکل زیر را خواهد داشت

$$\Delta V(r,E) = \frac{P}{\pi} \int^{\infty}_{E'} \frac{W(r,E')}{E' - E} dE'$$

که در اینجا  $P$  مقدار اصلی کوشی است. این رابطه پاشندگی یک نتیجه از اصل علیت است که بیان می‌دارد: یک موج پراکنده شده قبل از آنکه برهمکنشی رخ داده باشد، نمی‌تواند گسیل شود.

بخش حقیقی پتانسیل اساساً بوسیله برهمکنش نوکلئون-نوکلئونی موثر و بخش موهومی پتانسیل بوسیله تعدادی از کانالهای باز تعیین می‌شود [۳]. بجای  $V$  و  $W$  معمولاً از انگرالهای حجمی این مقادیر، یعنی  $J_V$

و  $J_W$ ، استفاده می‌شود. همانطور که در بالا گفته شد، بالای سد کولنی  $V$  یا  $J_V$  به آرامی کاهش و  $W$  یا  $J_W$  به آرامی افزایش می‌یابد [۲].

زمینه نظری مسئله

معادله موج تک ذره ای را در نظر می‌گیریم

$$\left[ \frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + M(E) \right] \Phi_E(r) = E \Phi_E(r) \quad (1)$$

که در آن  $M(E) = V(E) + i W(E)$  عملگر "پتانسیل اپتیکی تعمیم یافته" غیر هرمیتی است. با معرفی تبدیل فوریه زیر

$$U(t) = (2\pi)^{-1} \int M(E) e^{-iEt/\hbar} dE$$

$$\vec{\psi}(r, t) = \vec{\varphi}_E(\vec{r}) e^{iEt/\hbar}$$

معادله (1) به صورت زیر در می‌آید

$$\frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 \vec{\psi}(r, t) + \int_{-\infty}^{+\infty} U(t-t') \vec{\psi}(r, t') dt' = i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \vec{\psi}(r, t) \quad (2)$$

اصل علیت متناظر با الزام زیر است

$$U(t-t') = 0 \quad \text{برای} \quad t < t' \quad (3)$$

با انتگرال گیری از  $C$  در امتداد یک منحنی  $\frac{M(E')}{E'-E}$  که در امتداد یک دایره بزرگ و در امتداد انشعابهای برشی می‌گذرد، رابطه پاشندگی زیر بدست می‌آید

$$V(E) = V_0 + \frac{P}{\pi} \int_{-\infty}^{E_t^-} \frac{W(E')}{E'-E} dE' + \frac{P}{\pi} \int_{E_t^+}^{\infty} \frac{W(E')}{E'-E} dE' + \sum_p \frac{A_p}{E-E_p} + \sum_h \frac{A_h}{E-E_h} \quad (4)$$

در اینجا  $P$  مقدار اصلی کوشی است،  $E_t^-$  و  $E_t^+$  گره‌های انرژی هستند که در نیمه چپ و راست برشها شروع می‌شوند و  $E_h$  و  $E_p$  قطبایی هستند که روی محور حقیقی بین  $E_t^-$  و  $E_t^+$  قرار دارند. مانده‌های  $A_p$  و  $A_h$  حقیقی‌اند. الزام اینکه  $M(E)$  یک پتانسیل جاذبه باشد منجر به نتیجه زیر می‌شود

$$W(E) \leq 0 \quad (5)$$

پتانسیل هرمیتی  $V_0$  بوسیله حد زیر داده می‌شود

$$V_0 = \lim_{|E| \rightarrow 0} V(E)$$

این مقدار وابسته به انرژی است.

در باره نظریه میکروسکوپیکی پراکندگی هسته‌هسته‌ای و در باره وجود ویژگیهای پتانسیل مدل اپتیکی تعمیم یافته متناظر اطلاعات زیادی در دست نیست. مدل‌های موجود معمولاً پرتابه و هدف را به صورت بدون ساختار یا شامل یک تعداد درجات آزادی مشترک در نظر می‌گیرند. پادتقارنی در نظر گرفته نمی‌شود مگر اینکه در برآوردها، تقریب زدن بر جمله مستقل از انرژی ممکن باشد. در این صورت رابطه (۴) به صورت زیر در می‌آید

$$V(\vec{r}, \vec{r}', E) = V_0(\vec{r}, \vec{r}') + \sum_p \frac{\vec{A}_p(\vec{r}, \vec{r}')}{{E - E}_p} + \frac{P}{\pi} \int_{E_F^-}^{\infty} \frac{W(\vec{r}, \vec{r}', E)}{E' - E} dE' \quad (6)$$

در این رابطه جمع قطب‌ها ناشی از ویژه حالتها در فضای کanal ناکشسان بوده و  $V_0$  نشانده‌نده برهمکنش میانگین دو هسته در غیاب برانگیختگی ناکشسان می‌باشد که این موضوع را می‌توان به صورت یک پتانسیل فولدینگ تعمیم یافته تفسیر کرد که همه جملات تبادلی ناشی از عدم تقارن بین دو هسته را در بر می‌گیرد. این جملات تبادلی  $V_0$  را غیرمکانی می‌کنند.

از آنجا که مدل‌های تجربی معمولاً مکانی در نظر گرفته می‌شوند و  $M$  در نظر گرفته شده غیرمکانی است، معادل مکانی  $M$  باید تعیین شود. بعلاوه، بعضی میانگین گیریهای روی انرژی برای نزدیک شدن به یک پتانسیل اپتیکی تجربی لازم است. با حل کردن معادله (۱) با  $\bar{M}(E) = M(E - iI)$  بجای  $M(E)$  خواهیم داشت

$$\bar{M}(\vec{r}, \vec{r}', E) = V_0(\vec{r}, \vec{r}') + \Delta V(\vec{r}, \vec{r}', E) + iW(\vec{r}, \vec{r}', E)$$

در حالت نوکلئون-هسته خواهیم داشت

$$\Delta V(\vec{r}, \vec{r}', E) \approx \frac{P}{\pi} \int_{E_F^-}^{E_F^+} \frac{W(\vec{r}, \vec{r}', E)}{E' - E} dE' + \frac{P}{\pi} \int_{E_F^+}^{\infty} \frac{W(\vec{r}, \vec{r}', E)}{E' - E} dE' \quad (7)$$

که در اینجا  $E_F^+$  و  $E_F^-$  به ترتیب انرژی جدایی نوکلئون حالت پایه دستگاه با (A-1) و (A+1) نوکلئون می‌باشد. انتگرال پاشندگی از  $-\infty$  تا  $E_F^-$  فاقد شکل در نظر گرفته شده برای حالت هسته‌هسته‌ای بوده و در نهایت رابطه پاشندگی به صورت زیر خلاصه می‌شود

$$\Delta V(\vec{r}, \vec{r}', E) \approx \frac{P}{\pi} \int_{E_F^-}^{\infty} \frac{W(\vec{r}, \vec{r}', E)}{E' - E} dE' \quad (8)$$

در اینجا یک پتانسیل مدل اپتیکی تجربی با تقارن کروی و مکانی را به صورت  $U(r, E) = V(r, E) + iW(r, E)$  بررسی می‌کنیم. فرض می‌کنیم که می‌توان  $V$  را به شکل  $V = V_0 + \Delta V$  نوشت که هر بستگی انرژی  $V_0$  عبارتست از یک طبیعت "جعلی" (یعنی بازتاب یک اثر غیرمکانی)، در حالیکه بستگی  $\Delta V$  به انرژی ذاتی است و میتواند از رابطه پاشندگی زیر برآورد شود

این معادله به پتانسیلی در یک فاصله شعاعی معلوم اشاره می‌کند. این عبارت هنگامی مناسب است که جذب قوی وجود داشته باشد، همانطور که معمولاً در مورد یونهای سنتگین چنین است. برای انتگرال حجمی متناظر می‌توان نوشت

$$J_W(E) = [4\pi \int W(r, E) r^2 dr] / A_p A_t \quad (9)$$

که در آن  $A_p$  و  $A_t$  به ترتیب اعداد جرمی پرتابه و هدف می‌باشند. بین انتگرال‌های حجمی نیز یک رابطه پاشندگی به صورت زیر به دست می‌آید

$$J_{\Delta V}(E) = \frac{P}{\pi} \int \frac{J_W(E')}{E' - E} dE' \quad (11)$$

اگر برون یا بی  $J_W(E)$  را که برای  $E$  منفی بزرگ متفاوت است پذیریم، مقدار  $J_{\Delta V}(E_F)$  باید به این برون یا بی انرژی بالا حساس باشد، هر چند که اختلاف  $J_{\Delta V}(E) - J_{\Delta V}(E_F)$  پایدار باقی می‌ماند. به همین دلیل فقط اختلاف زیر بررسی می‌شود

$$J_{\Delta V,S}(E) = J_{\Delta V}(E) - J_{\Delta V}(E_S) \quad (12)$$

که در اینجا  $E_S$  یک انرژی مرجع است که در دامنه انرژی مورد نظر قرار می‌گیرد. ارتباط این مقدار با  $J_W$  عبارتست از

$$J_{\Delta V,E_S}(E) = (E - E_S) \frac{P}{\pi} \int \frac{J_W(E')}{(E' - E_S)(E' - E)} dE' \quad (13)$$

بطور کلی برای  $J_{\Delta V}(E)$  می‌توان نوشت

$$J_{\Delta V}(E) = J_{\Delta V}^{co}(E) + J_{\Delta V}^{po}(E)$$

که در آن جمله  $co$  "تصحیح" وابسته به یک انتگرال پاشندگی است که از  $-\infty$  تا  $E_F$  را شامل می‌شود در حالیکه جمله  $po$  (قطبیش) با یک انتگرال از  $E_F$  تا  $\infty$  داده می‌شود.

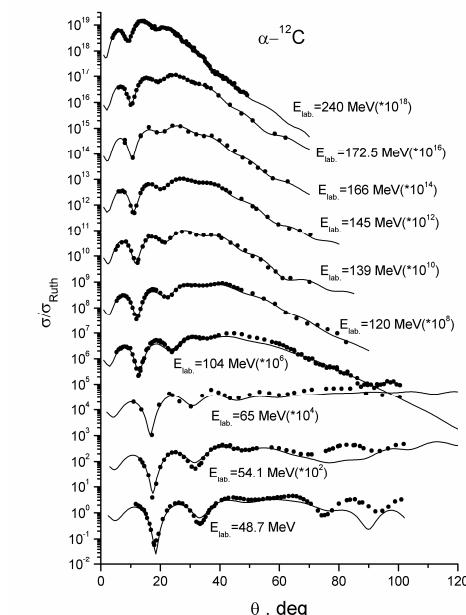
## تحلیل پراکندگی کشسان $C^{-12}$

تحلیل پدیده شناختی مجموعه داده‌های تجربی  $C^{-12}$  در چندین انرژی انجام شد. در شکل (1) سطح مقطع دیفرانسیلی تجربی و محاسبه شده پراکندگی کشسان  $C^{-12}$  در چندین انرژی آزمایشگاهی بر حسب سطح مقطع رادرفورد نشان داده شده است. نتایج برآشها حاصل بسیار رضایت‌بخش است. در شکل‌های توزیع‌های زاویه‌ای تجربی به خوبی ساختار رنگین کمانی مشخص است. این موضوع امکان ساختن

سیستماتیک اکسترمهای ایری را داد (شکل ۲) که قانون عکس انرژی را تایید می کند و اجازه گزینش درست پتانسیل ها را می دهد [۳]. در این شکل دایره ها و مثلثها کمینه های تجربی و ستاره ها کمینه های محاسبه شده در این کار را نشان می دهند. با فرض اینکه پتانسیلهای یافته شده، بطور یکتا تعیین شده اند مقادیر انتگرالهای

حجمی آنها را برای ساخت تحلیل پاشندگی بکار بردیم (شکل ۳). برای تقریب بستگی  $J_W(E)$  "مدل قیاس خطی" بکار رفته است [۳]. در اینجا نقاط مرجع و مقادیر متناظر انتگرالهای حجمی  $J_W(E_i)$  بگونه ای انتخاب شده بودند که با تعداد نه چندان زیاد قطعات رفتار مقادیر تجربی  $J_W(E)$  باز تولید شود.

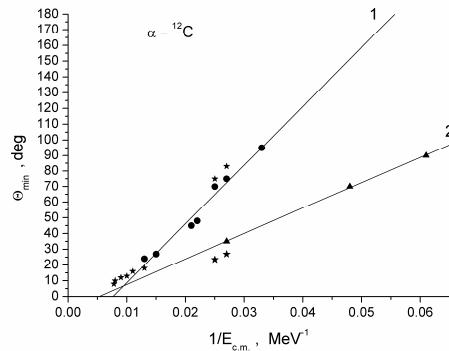
در بخش پایینی شکل ۳، مقادیر تجربی  $J_W(E)$  (مثلثها) و بستگی انرژی تقریب زده این مقادیر به کمک مدل قیاسی خطی (خط ممتدا) که در نتیجه تحلیل پاشندگی به دست آمده است، نشان داده شده است. به روشنی دیده می شود که با افزایش انرژی، بخش موهومی پتانسیل افزایش می یابد. جاییکه انرژی زیر قله سد کولنی قرار می گیرد، بخش موهومی پتانسیل بسیار تندا کاهش می یابد و این کاهش همراه با یک بیشینه ناقوس مانند برای بخش حقیقی پتانسیل می باشد. درست مانند



شکل ۱. سطح مقطعهای دیفرانسیلی تجربی (نقاط) و محاسبه شده (خطوط) برای پراکندگی کشسان  $\alpha$ - $^{12}\text{C}$

های حقیقی و موهومی پتانسیل از ویژگی چنین تحلیلی می باشد. این ناهنجاری به یک انرژی جعلی ناشی از غیرمکانی بودن بخش موهومی پتانسیل مربوط می شود.

### بحث و نتیجه گیری

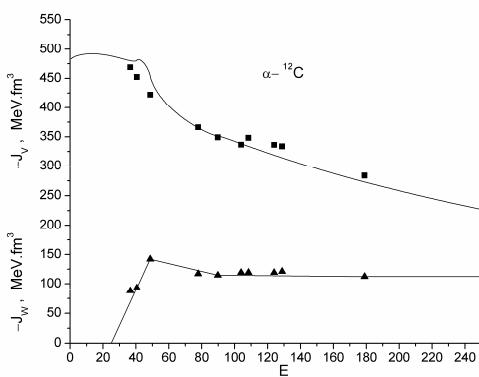


شکل ۲. مکانهای کمینه‌های ایری برای پراکندگی  $\alpha$ - $^{12}\text{C}$

”رنگین کمان هسته ای“ پدیده بسیار مناسبی برای یافتن پتانسیل پراکندگی کشسان ”یونهای سنگین“ سبک می‌باشد. اشکال اساسی این پدیده عدم یقین در یافتن پتانسیل درست می‌باشد. این اشکال به کمک آزمونهای قابل رفع می‌باشد. یکی از این آزمونها استفاده از رابطه پاشندگی بخش‌های حقیقی و موهمی پتانسیل است. رابطه پاشندگی بستگی انرژی انتگرهای حجمی بخش حقیقی و موهمی پتانسیل را در ناحیه یک ناهنجاری بازتولید می‌کند این ناهنجاری را در شبیه سازی  $\alpha$ - $^{12}\text{C}$  پراکندگی کردند این نشان دادیم که

هنگامیکه انرژی به زیر قله سد کولنی افت می‌کند بخش موهمی پتانسیل سریعاً به سمت صفر افت می‌کند و بخش حقیقی به شدت افزایش می‌یابد. رفتار بخش موهمی را می‌توان به این صورت تفسیر کرد: سد کولنی بطور موثری کانالهای ناکشسان را محدود می‌کند. با استفاده از رابطه پاشندگی نشان داده شد که به این دلیل قدر

مطلق بخش حقیقی پتانسیل باید یک بیشینه ناقوس شکل در همان ناحیه داشته باشد. تاکید می‌کنیم که رابطه پاشندگی فقط با بستگی انرژی ذاتی مرتبط است، در حالیکه پتانسیل های مکانی تجربی بدست آمده بوسیله برآش داده های پراکندگی ممکن است شامل بستگی انرژی ”جعلی“ ناشی از غیرمکانی(بستگی مکانی) بودن بیشتر پتانسیل های بنیادی باشد، که آنها نشان می‌دهند. نتیجه بدست آمده از این کار ثابت می‌کند که استفاده از رابطه پاشندگی را می‌توان به عنوان آزمونی برای برگزیدن پتانسیل درست از بین پتانسیل های یافته شده بکار برد.



شکل ۳. تحلیل پاشندگی انتگرهای حجمی پراکندگی  $\alpha$ - $^{12}\text{C}$  کشسان

### مراجع

- 1- G.R.Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Clarendon, Oxford, 1983.
- 2- C.Mahaux, H.Ngo, G.R.Satchler, *Causality and the Threshold Anomaly of the Nucleus-Nucleus Potential*, *Nucl.Phys.A* 449, p.354, 1986.
- 3- S.A.Goncharov, A.Izadpanah, *Nucleus-Nucleus Potential within the Semimicroscopic Dispersive model on the Basis of a Corrected Folding-Model Potential*, *Physics of Atomic Nuclei*, Vol.70, No.1, p.18, 2007.
- 4- S.A.Goncharov, A.Izadpanah, *Dispersive Semimicroscopic Analysis of Nuclear-Nuclear Collisions on the Basis of a Corrected Folding-Model Potential*, *Physics of Atomic Nuclei*, Vol.70, No.9, p.1491, 2007.