

## توزیع ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت در واکنش‌های $^{232}\text{Th}(n,f)$ و $^{238}\text{U}(n,f)$

سلیمان رسولی\*، عزیز بهکامی

دانشگاه آزاد اسلامی واحد مهاباد، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

**چکیده:** اطلاعات مفیدی از فرم انرژی پتانسیل شکافت هسته‌ای بعضی از هسته‌ها مانند اکتینیدها در دسترس نیست. داده‌های توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت و اعداد کوانتومی  $K$  قابل محاسبه هستند. توزیع‌های زاویه‌ای پاره‌های شکافت ارائه شده‌اند. بستگی انرژی ناهمسانگردی‌های زاویه‌ای پاره‌های شکافت برای واکنش‌های  $^{232}\text{Th}(n,f)$  و  $^{238}\text{U}(n,f)$  در چارچوب مدل آماری محاسبه شده‌اند. نتایج با داده‌های آزمایشگاهی برگرفته از (EXFOR) مقایسه شده‌اند. [۴] ما دریافته‌ایم که ساختار دوره‌ای ناهمسانگردی مربوط به مجموعه واکنش‌های  $(n,xn)$  به آستانه‌ی واکنش  $(n, \alpha n)$  در  $E_n \sim 25\text{Mev}$  تعمیم نیافته‌اند و یک کاهش ملایم ناهمسانگردی‌های پاره‌ها مشاهده شده است. نتایج ارائه و بحث شده‌اند.

**کلید واژه:** توزیع فضایی پاره‌های شکافت، ناهمسانگردی، مدل آماری، سد شکافت،  $^{232}\text{Th}(n,f)$  و  $^{238}\text{U}(n,f)$

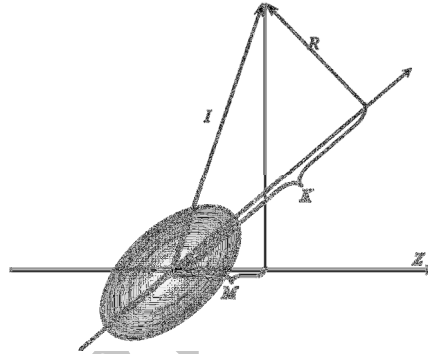
مقدمه:

هر جایی که یک شکافت روی می‌دهد، ما دو یا سه پاره با تعدادی نوترون خواهیم داشت. یک روش برای آموختن مطالب گسترده در مورد شکافت، تفکر کردن در مورد توزیع زاویه‌ای این پاره‌ها است. [۱] در یک نظریه‌ی توزیع‌های زاویه‌ای پاره‌های شکافت ترازهای گذار را می‌توان با استفاده از روش‌های آماری توصیف نمود. تحلیل داده‌ها از روی توزیع‌های زاویه‌ای پاره‌ها تنها روشی است که طی آن اطلاعات کمی از مجموعه‌ی کانال‌ها در نقطه‌ی زینی شکافت به دست می‌آید. مدارک آزمایشگاهی قابل ملاحظه‌ای [۲] نشان داده‌اند که مدل آماری حالت گذار (TSM)<sup>۱</sup> یک نمایش خوب از توزیع‌های زاویه‌ای آزمایشگاهی پاره‌ها از شکافت انرژی پائین هسته با سدهای متناهی و چاه نامتناهی پیکربندی حالت گذار را ارائه می‌دهد. بور فرض کرد که محور تقارن هسته در کل فرایند شکافت ثابت می‌ماند و آن پاره‌ها در راستای محور تقارن هسته گسیل می‌شوند. پس توزیع جهت‌های محور تقارن به وسیله‌ی توزیع زاویه‌ای پاره‌ها معین می‌شوند. برای یک حالت مرکب از اندازه حرکت زاویه‌ای  $l$  و مولفه‌ی  $Z$  (در امتداد پرتو فرودی)  $M$ ، که در یک حالت تحریکی غیر اندرکنشی با مولفه‌ی  $K$  ی اندازه حرکت زاویه‌ای در امتداد محور تقارن از سد می‌گذرد، توزیع به طور ساده با استفاده از مجذور تابع موج متقارن قله در زیر داده شده است:

$$W(\theta) \propto |d_{M,K}^l(\theta)|^2 \quad (1)$$

<sup>۱</sup> Statistical Transition State Model-

فرض می کنیم که پاره های شکافت در امتداد محور تقارن از هسته جدا شوند و  $K$  (تصویر  $I$  روی محور تقارن هسته) یک عدد کوانتومی خوب در عبور هسته از حالت گذارش به ساختار پاره ها باشد، وابستگی سمتی پاره های شکافت ناشی از یک حالت انتقال، با اعداد کوانتومی  $K, I$  و  $M$  به طور منحصر به فرد تعیین می شود. عدد کوانتومی  $I$  و  $M$  (تصویر  $I$  روی محور ثابت فضایی که معمولاً راستای ذرات فرودی گرفته می شود) در تمام فرآیند شکافت پایسته هستند. در نقطه ی زینی یا حالت گذار، فرض اینکه هسته متحمل تحرک و تغییر در شکل باشد و توزیع دوباره ی انرژی و اندازه حرکت زاویه ای آن، در بسیاری از روش ها معقول است. بنابر این مقدار (یا مقادیر)  $K$  هسته ی گذار مستقل از مقادیر  $K$  ی اولیه هسته ی مرکب هستند. فرض فوق لازم است. بنابراین هسته تنها یکبار از تغییر شکل حالت گذار عبور می کند،  $K$  عدد کوانتومی بسیار مناسب در فرآیند شکافت است. بستگی بین  $M, I$  و  $K$  بطور طرحواره در شکل (۱) نشان داده شده است. [۲]



شکل ۱- طرحواره ی جفت شدگی اندازه حرکت زاویه ای یک هسته ی تغییر شکل یافته.

چگالی ترازها در هسته ی گذار با اسپین  $J$  و مولفه ی  $J$  روی محور تقارن هسته برابر  $K$  با استفاده از رابطه ی تقریبی زیر داده می شود:

$$\rho(J, K) \propto \exp[(E - E_{rot}^{J,K})/T] \quad (2)$$

که در آن انرژی کل،  $E_{rot}^{J,K}$  انرژی مقید به چرخش برای حالت  $(J, K)$  و  $T$  دمای ترمودینامیکی است. برای به دست آوردن معادله ی (۲) لازم است  $T$  برای تغییرات کوچک در انرژی تحریکی حول  $E$  ثابت باشد. انرژی ترمودینامیکی دسترس پذیر برای هسته کمیت  $(E - E_{rot}^{J,K})$  است. انرژی چرخشی تغییر شکل در نقطه ی زینی برابر است با:

$$E_{rot}^{J,K} = (\hbar^2 / 2\mathcal{I}_{\perp})(J^2 - K^2) + (\hbar^2 / 2\mathcal{I}_{\parallel})K^2 \quad (3)$$

که در آن  $\mathcal{I}_{\perp}$  و  $\mathcal{I}_{\parallel}$  به ترتیب گشتاورهای اینرسی هسته ای حول محورهای عمود و موازی با محور تقارن هستند. با جایگذاری معادله ی (۳) در معادله ی (۲) نتیجه می شود:

$$\rho(J, K) \propto \exp\{(E/t) - (\hbar^2 J^2 / 2\mathcal{I}_{\perp} T) - (\hbar^2 K^2 / 2t)[(1/\mathcal{I}_{\parallel}) - (1/\mathcal{I}_{\perp})]\} \quad (4)$$

برای مقادیر ثابت  $E$  و  $J$  تعداد ترازهای گذار  $\rho(J, K)$  به دو کمیت بستگی دارد؛  $(\hbar^2 J^2 / 2\mathcal{I}_\perp T)$  و  $(\hbar^2 K^2 / 2T)[(\mathcal{I}_\parallel / \mathcal{I}_\perp) - 1]$ . اگر  $J$  نیز به علاوه ثابت باشد، آنگاه توزیع در  $K$  چنین می شود:

$$\rho(J, K) \propto \exp\{-(\hbar^2 K^2 / 2T)[(\mathcal{I}_\parallel / \mathcal{I}_\perp) - 1]\} \quad (5)$$

این معادله در حکم یک توزیع  $K$  گاوسی است. (هالپرن و ستراتینسکی، ۱۹۵۸)

$$\rho(J, K) \propto \exp(-K^2 / 2K_0^2), \quad \begin{matrix} K \leq J \\ K > J \end{matrix} \quad (6)$$

که در آن  $K_0^2 = (T / \hbar^2)[(\mathcal{I}_\parallel / \mathcal{I}_\perp) - 1]$  است. اگر کمیت  $[(\mathcal{I}_\parallel / \mathcal{I}_\perp) - 1]$  با عبارت  $(\mathcal{I}_\parallel / \mathcal{I}_\perp)_{eff}$  جایگزین شود، آنگاه:

$$K_0^2 = T \mathcal{I}_{eff} / \hbar^2 \quad (7)$$

برای یک توزیع  $K$  گاوسی، ممکن است یک عبارت دقیق برای توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت از معادله (۴) با توزین مناسب  $M, J$  و  $K$  نتیجه شود.

برای پرتابه‌ی نوترون‌ها و ذرات باردار، وقتی اندازه حرکت‌های زاویه‌ای مداری نسبت به اسپین‌های هدف و پرتابه بسیار بزرگتر هستند، مولفه‌های اندازه حرکت‌های زاویه‌ای مداری کل روی محور ثابت فضایی  $z$  یعنی  $M$  نسبت به اندازه حرکت‌های زاویه‌ای کل یعنی  $J$  بسیار کوچک هستند. در حد وقتی اسپین‌های هدف و پرتابه صفر هستند و قبل از شکافت، هیچ گسیل ذره‌ای از هسته‌ی مرکب اولیه روی ندهد، (به عبارت دیگر  $M = 0$  باشد)، توزیع زاویه‌ای برای یک  $J$  ویژه با فرض یک توزیع  $K$  گاوسی برابر است با:

$$W_{M=0}^J(\theta) \propto \frac{\sum_{K=-J}^J (\nu J + 1) |d_{M=0,K}^J(\theta)|^2 \exp(-K^2 / 2K_0^2)}{\sum_{K=-J}^J \exp(-K^2 / 2K_0^2)} \quad (8)$$

که در آن مقادیر  $J$  متعدد هسته‌ی مرکب شرکت کرده و ضرایب انتقال  $T_l$  معلوم هستند. توزیع زاویه‌ای کل برای  $M = 0$  چنین می شود:

$$W(\theta) \propto \sum_{J=0}^{\infty} (\nu J + 1) T_J \frac{\sum_{K=-J}^J (\nu J + 1) |d_{M=0,K}^J(\theta)|^2 \exp(-K^2 / 2K_0^2)}{\sum_{K=-J}^J \exp(-K^2 / 2K_0^2)} \quad (9)$$

که در آن وقتی  $M = 0$  باشد، ضرایب انتقال به صورت  $T_l$  و از  $l = J$  نوشته می شوند.

معادله (۹)، وقتی اسپین‌های هر دوی هدف و پرتابه صفر باشند، یک عبارت دقیق نظری برای محاسبه‌ی توزیع‌های زاویه‌ای پاره‌های شکافت است.

روش کار:

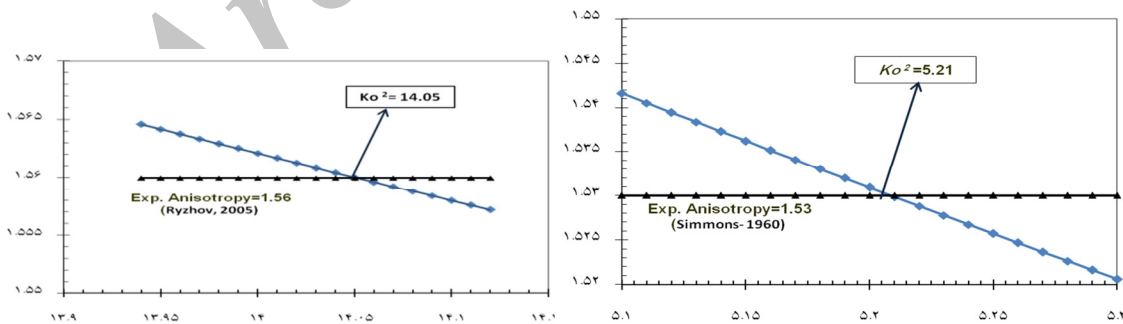
در مدل حالت گذار ( $TSM$ ) فرض می شود که توزیع آماری  $K$  در ساختار زینی برقرار شده و در طول مدت نزول از نقطه‌ی زینی تا انقطاع بدون تغییر باقی می ماند. مطالعات شکافت مربوط به ویژگی‌های هسته کاملاً تغییر شکل یافته نوترون القایی در مشخصات توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت برای گسیل نوترون چند

گانه می تواند آشکار شوند. [۳] این واکنش ها نه تنها به خاطر کانال ورودی نوترون فرودی برای تشکیل هسته ی مرکب، قابل توجه نیستند، بلکه همچنین به دلیل جنبه های دیگر ترکیب میانگین نظیر تعادل های آن در انرژی، جرم، اندازه حرکت زاویه ای و شکل درجات آزادی حساس هستند.

داده های تجربی جدید توزیع زاویه ای پاره های شکافت به منظور انجام مقایسه مقادیر ناهمسانگردی نظری و آزمایشگاهی برای مطالعات پژوهشی لازم است. ابتدا به این شیوه عمل می کنیم که مقادیر آزمایشگاهی توزیع زاویه ای پاره های شکافت و ناهمسانگردی زاویه ای که گروه هایی از محققین برای واکنش ها در زوایای خاص به دست آورده اند، از پایگاه داده های هسته ای (EXFOR) استخراج نموده، سپس طبق رابطه ی تقریبی (۹) برنامه ای کامپیوتری جهت محاسبه ی نظری آنها، می نویسیم. بدیهی است که برای این کار مقادیر ضرایب انتقال مدل اپتیکی را نیز در رابطه و برنامه ی کامپیوتری جایگذاری می کنیم. دو مقدار از مقادیر ناهمسانگردی زاویه ای پاره های شکافت یکی به روش تجربی و در آزمایشگاه و دیگری به روش نظری و طبق محاسبات برنامه های کامپیوتری در اختیار داریم. برای ایجاد ارتباط منطقی بین این دو به ازای مقادیر مختلف  $K_0^2$  مقدار ناهمسانگردی را محاسبه می نماییم. حال نمودار ناهمسانگردی زاویه ای  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$  را برای واکنش های  $^{238}U(n, f)$  و  $^{232}Th(n, f)$  بر حسب مقادیر  $K_0^2$  رسم می کنیم. سپس نمودار مقدار ناهمسانگردی آزمایشگاهی نیز که مقداری ثابت است، [۳] را بر حسب همان  $K_0^2$  ها رسم می کنیم. نمونه ای از محاسبه ی دقیق  $K_0^2$  برای واکنش های  $^{238}U(n, f)$  و  $^{232}Th(n, f)$  در شکل (۳) نشان داده شده است. همانگونه که مشاهده می گردد، به ازای مقادیر گوناگونی از  $K_0^2$  ناهمسانگردی های نظری و آزمایشگاهی یکدیگر را قطع می نمایند. پس مقدار واریانس  $K_0^2$  از معادله ی (۹) حاصل می شود.

### نتایج:

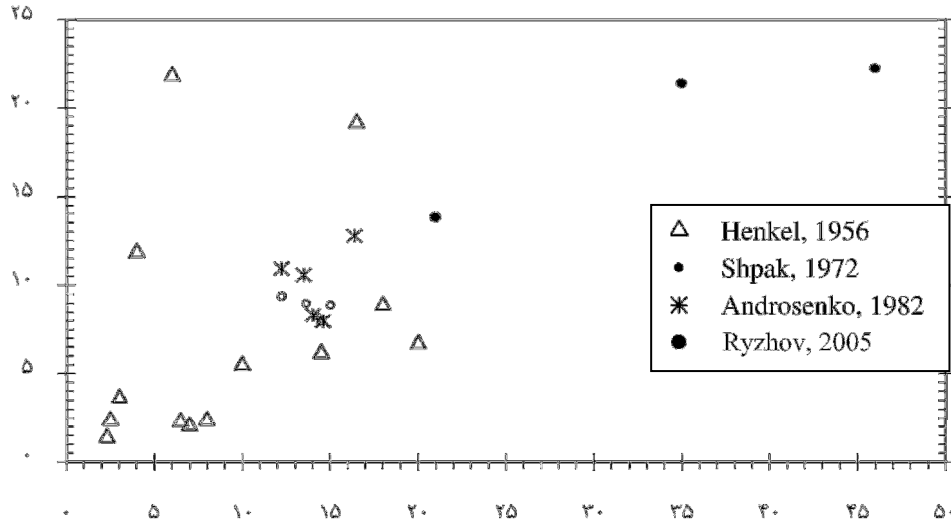
نتایج محاسبات در شکل های (۲)، (۳) و (۴) آمده است.



شکل ۲- نمودار تغییرات  $W(0^\circ)/W(90^\circ)$  ناهمسانگردی زاویه ای نظری محاسبه شده از رابطه ی (۹) و تجربی برگرفته از (EXFOR). [۴] بر حسب  $K_0^2$  (الف) در واکنش  $^{238}U(n, f)$  در انرژی  $E_n = 6 \text{ MeV}$  (ب) در واکنش  $^{238}U(n, f)$  در انرژی  $E_n = 21 \text{ MeV}$

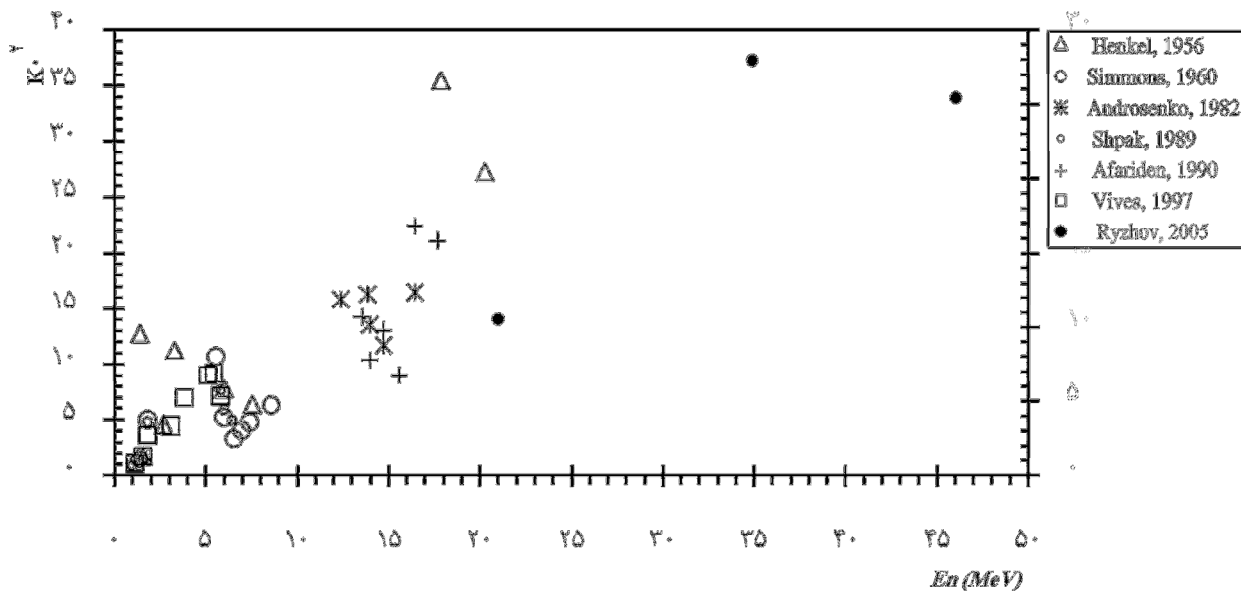
با استفاده از مقادیر بدست آمده در انرژی های مختلف می توان مقادیر  $K_{\infty}^2$  را برحسب انرژی نوترون

فرودی در شکل های ۳ و ۴ رسم کرد.



شکل ۳- نمودار مقادیر واریانس  $K_{\infty}^2$  محاسبه شده از مدل  $TSM$  برای واکنش  $^{232}\text{Th}(n, f)$  بر حسب

انرژی نوترون فرودی  $En$



شکل ۴. نمودار مقادیر واریانس  $K_{\infty}^2$  محاسبه شده از مدل  $TSM$  برای واکنش  $^{238}\text{U}(n, f)$  بر حسب انرژی

نوترون فرودی  $En$

### بحث و نتیجه گیری:

اگر مقایسه ای بین واریانس های محاسبه شده در دو واکنش صورت گیرد، بستگی انرژی ناهمسانگردی های زاویه ای پاره های شکافت برای واکنش های  $^{232}\text{Th}(n,f)$  و  $^{238}\text{U}(n,f)$  که در چارچوب مدل آماری محاسبه شده اند و نتایج با داده های آزمایشگاهی برگرفته از داده های آزمایشگاه واکنش های هسته ای تجربی (EXFOR) مقایسه شوند؛ درمی یابیم که ساختار دوره ای ناهمسانگردی مربوط به مجموعه واکنش های  $(n, xn)$  به آستانه ای واکنش  $(n, \alpha n)$  در انرژی نوترون فرودی  $En \sim 25 \text{ Mev}$  تعمیم نیافته اند. در این مورد (نمودار شکل های ۳ و ۴) یک کاهش ملایم ناهمسانگردی های پاره ها در انرژی های نوترون بالاتر مشاهده می شود. سپاسگذاری: از آقای مهندس انور اسمعیل پوری بخاطر کمک در نوشتن برنامه ای رایانه ای قدردانی می شود.

### مراجع:

1. Vandenbosh, R, and Huizenga, J., Nuclear Fission, Academic Press, New York, (1973)
2. Rasouli, S. and Behkami, A. N. , Shell Effect In Nuclear Fission, Islamic Azad University of Mahabad, M. Sc. Thesis, (2007)
3. Ryzhov, I. V., et. al., Influence of multichance fission on fragment angular anisotropy in the  $^{232}\text{Th}(n, f)$  and  $^{238}\text{U}(n, f)$  reactions at intermediate energies, Nuclear Physics A 760, (2005)
4. EXFOR library, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, <http://www.nndc.bnl.gov/nndc/exfor.html>, 2010.