

بررسی توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت در انرژی‌های متعادل

برای واکنش‌های $^{235}\text{U}(f, \alpha)$ و $^{209}\text{Bi}(f, \alpha)$

انور اسمعیل پوری^۱، سلیمان رسولی^۲، کارشناسان ارشد فیزیک هسته‌ای، دانشگاه آزاد اسلامی واحد مهاباد

عزیز بهکامی، دکتری فیزیک هسته‌ای و عضو سابق هیئت علمی دانشگاه شیراز و علوم تحقیقات فارس

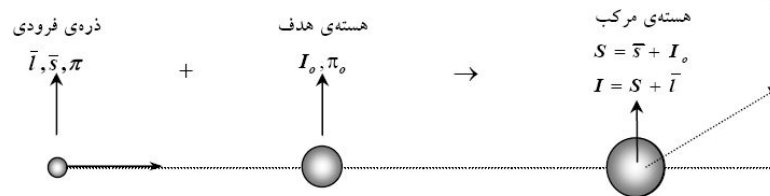
چکیده

اطلاعات کوانتومی سیستم هسته‌ای در حالت گذار بسیار مورد توجه دانشمندان می‌باشد. در این زمینه تحقیقات تجربی و نظری زیادی، که بیشتر آن‌ها نوترون‌های تابشی را در بر گرفته‌اند، انجام گرفته است. در کار حاضر، ذرات تابشی باردار (ذرات α) با انرژی متعادل 42.8 MeV روی هسته‌های ^{235}U و ^{209}Bi ، که کمتر به آن پرداخته شده، مورد بررسی قرار گرفته است. مدل‌های چند برای تجزیه و تحلیل تجربیات حاصل در مکانیسم شکافت هسته‌ای به کار برده شده‌اند. از جمله مدل آماری تقریبی که اسپین ذره‌ی تابشی و هسته‌ی هدف را در بر نمی‌گیرد و نیز مدل آماری دقیق و کامل‌تر که اسپین اجزاء شرکت کننده را شامل می‌باشد. مقادیر K_0^2 برای هسته‌های شکافته، از ناهمسانگردی‌ها پاره‌های شکافت، با استفاده از ضرایب انتقال که با یک پتانسیل مدل ایتیکی محاسبه شده‌اند، به دست آمده‌اند. محاسبات رایانه‌ای طولانی و پیچیده‌ی مقادیر K_0^2 ، در کار حاضر با مهارت و ابتکار عمل در قالب یک برنامه‌ی خوش‌رفتار و بدون نیاز به نرم‌افزار جانبی طراحی گردیده است. در بکارگیری مدل‌های آماری فوق، موفقیت چشمگیری حاصل گردیده است. تفاوت سه برابری مقدار واریانس‌های نظری K_0^2 بدست آمده برای هسته‌ی ^{235}U و ^{209}Bi در دو رساله متفاوت (به طور هم‌زمان)، در بررسی اعداد جادویی و لایه‌های بسته اصلی بسیار حائز اهمیت است.

کلید واژه: توزیع فضایی پاره‌های شکافت، انرژی‌های متعادل، مدل آماری، واریانس نظری، اعداد جادویی

مقدمه:

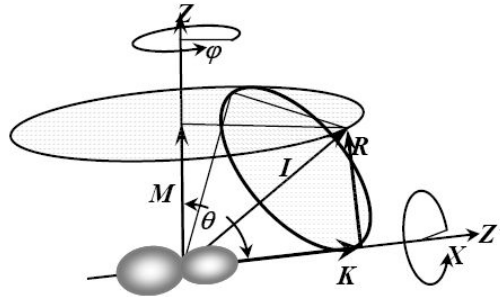
در مدل بور (بور ۱۹۳۶) واکنش تشکیل هسته‌ی مرکب، جهت رهایی انرژی تحریکی، را می‌توان مطابق شکل (۱) توصیف نمود.



شکل (۱) واکنش تشکیل هسته‌ی مرکب

¹-Anver_e@yahoo.com

²-rasooli55@yahoo.com



شکل (۲) طرح جفت شدگی اندازه حرکت زاویه ای برای یک هسته ی تغییر شکل یافته.

که در آن \bar{s} ، \bar{I} و $\bar{\pi}$ به ترتیب ممنتوم زاویه‌ای مدار (قائم بر جهت باریکه)، اسپین و پارته‌ی پرتابه هستند، و I_0 و π_0 به ترتیب اسپین و پارته‌ی هسته‌ی هدف هستند. ترکیب اسپین S و I_0 یک کانال اسپین S را تشکیل می‌دهد. ممنتوم زاویه‌ای کل I هسته‌ی مرکب همان است که از جفت شدگی و کوپلاژ S و I به دست آمد. [۲] سپس

هسته‌ی مرکب در حالت برانگیخته‌ی خود توسط بیرون انداختن یک ذره (یک پروتون، یک نوترون، یا یک ذره‌ی α) یا یک اشعه‌ی γ متلاشی شده، هسته‌ی باقیمانده نهایی را در حالت پایدارتری ترک می‌کنند. در فرآیند شکافت هسته‌ای، هسته‌ی مرکب انرژی تحریمی خود را به وسیله‌ی ایجاد دو پاره‌ی پُرانرژی با جرم یکسان و آزادسازی انرژی از دست می‌دهد. تلاشی هسته‌ی مرکب فقط به انرژی، ممنتوم زاویه‌ای، و پارته بستگی دارد و به روش ویژه‌ای که هسته‌ی مرکب شکل گرفته بستگی ندارد. در نظریه‌ی استاندارد توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت واندن باش و هایزینگا (۱۹۷۳)، فرض بر آن است که هسته‌ی شکافت دارای تقارن حول محور چرخش است و دارای مجموعه‌ی مانسته‌های چرخشی آن مربوط به یک نوک در حال چرخش است. شکل (۲) بردارهای ممنتوم زاویه‌ای هسته‌ی مرکب را در مقایسه با یک قله نشان می‌دهد. در شکل، هندسه‌ی هسته‌ی در حال شکافت توسط بردارهای K, M, I و R نشان داده شده است که در آن I بردار ممنتوم زاویه‌ای کل هسته‌ی مرکب است، M تصویر I روی محور ثابت فضایی Z است (این محور به عنوان محور باریکه مشخص می‌شود)، K تصویر ممنتوم زاویه‌ای کل روی امتداد محور تقارن هسته‌ی Z' و بطور کامل خاصیتی از حرکت ذاتی هسته است که با K_0 مشخص می‌شود و R ممنتوم زاویه‌ای چرخشی مشترک است که عمود بر محور تقارن هسته‌ی است. محور Z حول زاویه‌ی سمتی φ می‌چرخد، و زاویه‌ی بین محور تقارن هسته‌ی Z' و محور Z برابر است با θ (نیتز^۱ ۱۹۹۱).

پایستگی ممنتوم زاویه‌ای به دلیل ممنتوم زاویه‌ای کل I و تصویر آن روی محور محور ثابت فضایی M که برای حرکت چرخشی ثابت می‌ماند، برقرار است. بردارهای R و K به ترتیب تصویر I روی محور تقارنی و محور عمود هستند. I و π در سراسر فرآیند شکافت کامل پایسته می‌مانند، در حالیکه K فقط پس از آنکه از سد شکافت عبور کرد، پایسته می‌ماند. این به دلیل این حقیقت است که در تغییر شکل از هسته‌ی مرکب اصلی تا حالت گذار یا

^۱ Knitter

نقطه‌ی زینی، هسته دستخوش تحرک‌ها و تغییرات زیادی در شکل می‌گردد، و انرژی و ممنتوم زاویه‌ای آن از راه‌های زیادی باز توزیع می‌شوند. معادله‌ی موج مکانیک کوانتومی درجه یک تقارن با ممان اینرسی موازی I_{\parallel} و عمود بر محور تقارن Z' ، I_{\perp} ، با یکدیگر با زوایای اوپلر X, ϕ و θ با رابطه‌ی زیر داده می‌شود:

$$\frac{\hbar^2}{2I_{\perp}} \left[\frac{1}{\sin \theta} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \cdot \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \left(\cos \theta \frac{\partial}{\partial X} - \frac{\partial}{\partial \phi} \right)^2 \right] \psi + \frac{\hbar^2}{2I_{\parallel}} \cdot \frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} + E \cdot \psi = 0 \quad (1)$$

که در آن \hbar ثابت پلانک تقسیم بر 2π است، ψ تابع موج متغیری مستقل است که از رابطه‌ی زیر داده شده است:

$$\psi = \sqrt{\frac{2I+1}{8\pi^2}} \cdot e^{iM\phi} \cdot e^{iKX} \cdot d_{M,K}^I(\theta) \quad (2)$$

که در آن ϕ زاویه‌ی سمتی حول محور ثابت فضایی است، X زاویه‌ی چرخش نوک حول محور تقارن است، و تابع موج متقارن $d_{M,K}^I(\theta)$ توسط بهکامی، بهکامی (۱۹۶۸) به صورت زیر تعریف شده است:

$$d_{M,K}^I(\theta) = \sum_x \left[(-1)^x \frac{[(I+M)!(I-M)!(I+K)!(I-K)!]^{1/2}}{(I+K-x)!(I-M-x)!(M-K+x)!x!} \right. \\ \left. \times \sin\left(\frac{\theta}{2}\right)^{2x+M-K} \cdot \cos\left(\frac{\theta}{2}\right)^{2I+K-M-2x} \right] \cdot W(\theta) \propto |d_{M,K}^I(\theta)|^2 \quad (3)$$

جمع در اینجا روی x است و تا وقتی که هیچ یک از مقادیر داخل پرانتزها منفی نشود، روی اعداد صحیح ادامه می‌یابد. توزیع زاویه‌ای $W_{M,K}^I(\theta)$ با در نظر گرفتن احتمال گسیل پاره‌های شکافت تحت زاویه‌ی θ از رابطه‌ی (۴) بدست می‌آید.

$$W(\theta) = \sum_{I=0}^{I_{\max}} (2I+1) T_I \sum_{K=-I}^{K=I} (2I+1) |D_{M=0,K}^I(\theta)|^2 \exp\left(\frac{-K^2}{2K_0^2}\right) / \sum_{K=-I}^{K=I} \exp\left(\frac{-K^2}{2K_0^2}\right) \quad (4)$$

با شرکت دادن مقادیر متعدد I از هسته‌های مرکب و ضرایب انتقال T_I ، برای $M=0$ توزیع زاویه‌ای $W_{M,K}^I(\theta)$ محاسبه می‌شود. ضرایب انتقال در اینجا، به صورت T_I نوشته شده‌اند. این ضرایب به کمک مدل اپتیکی توسط گروه‌های تخصصی محاسبه و در اختیار پژوهشگران قرار می‌گیرد. در این مقاله از ضرایب انتقال (پیری - بک^۴) استفاده شده است.

روش کار:

در مدل حالت گذار (TSM) فرض می‌شود که توزیع آماری K در ساختار زینی برقرار شده و در طول مدت نزول از نقطه‌ی زینی تا انقطاع بدون تغییر باقی می‌ماند و ناهمسانگردی پاره‌های شکافت به ضرورت بهره‌گیری آن از محاسبات بسیار پیچیده و زمان‌بر برمی‌گردد. یکی از ویژگی‌های منحصر به فرد کار حاضر در این نکته است که برای

⁴ - Perey- Buck

غلبه بر این مشکل به ساده‌ترین وجه ممکن، بدون استفاده از نرم‌افزارهای جانبی و از طرف دیگر ضمن حل مشکلات راه‌اندازی، ناهمخوانی، ترجمه و انتقال داده به سیستم‌های شخصی، چاره‌اندیشی شده است. برای این منظور تمامی محاسبات و برنامه نویسی در محیط (Microsoft office Excel) و محیط برنامه‌نویسی Visual Basic Editor هماهنگ با آن صورت می‌گیرد. بنابراین ضمن انجام تمامی محاسبات با دقت بسیار زیاد مشکل ورودی و خروجی داده‌ها تماماً در خود محیط نرم‌افزاری Excel حل و به میزان قابل توجهی می‌توان، زمان انتقال و خطاهای ناشی از آن را کاهش داد. طبق مدل آماری حالت‌گذار (TSM) انرژی چرخشی تغییر شکل در نقطه‌ی زینی برابر است با:

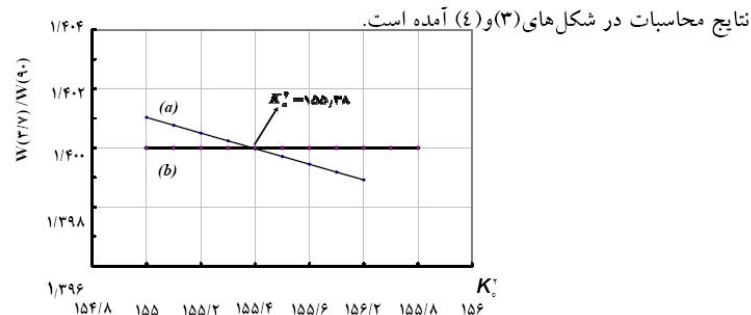
$$E_{rot}^{I,K} = \left(\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_{\perp}}\right)(I^2 - K^2) + \left(\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_{\parallel}}\right)K^2 \quad (5)$$

که در آن \mathcal{I}_{\perp} و \mathcal{I}_{\parallel} به ترتیب گشتاورهای اینرسی هسته‌ای حول محورهای عمود و موازی با محور تقارن هستند و از طرف دیگر چگالی تراز $\rho(I, K) \propto \exp\{-\frac{\hbar^2 K^2}{2T}\} [1/\mathcal{I}_{\parallel} - 1/\mathcal{I}_{\perp}]$ به \mathcal{I}_{\parallel} و \mathcal{I}_{\perp} بستگی دارد. این معادله در حکم یک توزیع گاوسی است. (هالپرن و ستراتینسکی، ۱۹۵۸) که در آن $K_0^2 = (T/\hbar^2)[(1/\mathcal{I}_{\parallel}) - (1/\mathcal{I}_{\perp})]$ با عبارت $(1/\mathcal{I}_{eff})$ جایگزین شود، آنگاه:

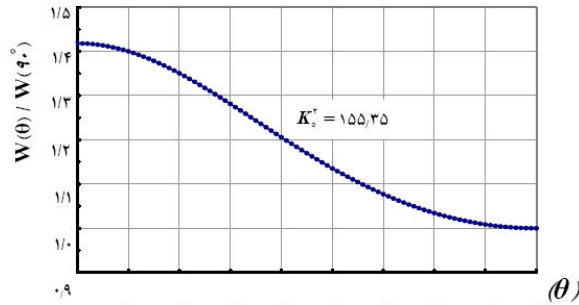
$$K_0^2 = T\mathcal{I}_{eff} / \hbar^2 \quad (7)$$

با در دست داشتن مقادیر تابع چرخشی برای تمامی حالت‌های ممکن، اکنون می‌توان تابع توزیع زاویه‌ای پاره‌های شکافت را تعیین کرد. قسمت اصلی و زمان‌بر محاسبات رایانه‌ای مربوط به تعیین مقادیر تابع $W(\theta)$ در نهایت K_0^2 است.

نتایج:



شکل (۳) ناهمسانگردی $W(37^\circ)/W(90^\circ)$ زاویه‌ای پاره‌های شکافت برای $U(\alpha, f)^{235}$ برای ذره α با انرژی آزمایشگاهی متوسط 42.8 MeV . (a) منحنی نظری و (b) مقدار آزمایشگاهی از مرجع گیندلر و همکاران (۱۹۷۰) گرفته شده است.



شکل (۴) ناهمسانگردی زاویه‌ای پاره‌های شکافت برای $^{235}\text{U}(\alpha, f)$ در انرژی آزمایشگاهی

متوسط 42.8 MeV نمودار برای $^{235}\text{U}(\alpha, f)$ با ناهمسانگردی آزمایشگاهی

$W(3.7^\circ)/W(90^\circ) = 1.40$ رسم شده است.

بطور مشابه، برای هسته ^{209}Bi مقدار K_0^2 پس از تاثیر اثر اسپین هسته‌ای هدف برابر $66/50$ بدست آمده است [۷]. به منظور بررسی تفاوت مقادیر K_0^2 توزیع نوکلئون‌ها، در ساختار لایه‌ای مطابق شکل (۵) رسم می‌شود.

ساختار لایه‌ای هسته‌ای

اندازه حرکت زاویه‌ای ($h\omega/2\pi$)	جفت شدگی اسپین مدار ($1/2, 3/2, 5/2, 7/2, \dots$)	تعداد نوکلئون		اعداد جادویی									
		لایه‌ای	کل										
$n=7 \rightarrow 1j$	$1j \ 15/2$	8	16	[184]									
$n=6 \rightarrow 4s$	$3d \ 3/2$	4	4	[168]									
$n=6 \rightarrow 3d$	$4s \ 1/2$	2	2	[164]									
$n=6 \rightarrow 2g$	$2g \ 7/2$	8	8	[162]									
$n=6 \rightarrow 2g$	$1f \ 11/2$	12	12	[154] ← $^{235}\text{U} \rightarrow N = 143$ (•)									
$n=6 \rightarrow 2i$	$3d \ 5/2$	6	6	[142]									
	$2g \ 9/2$	10	10	[136]									
		۲	۸	۲۰	۲۸	۵۰	۸۲	۱۲۸					
		$1s_{1/2}$	$2p_{1/2}$	$2p_{3/2}$	$1d_{3/2}$	$1d_{5/2}$	$1f_{7/2}$	$1f_{5/2}$	$1g_{7/2}$	$1g_{9/2}$	$1h_{11/2}$	$1h_{9/2}$	$1i_{13/2}$

شکل (۵) توزیع $N=143$ نوکلئون مربوط به ایزوتوپ ^{235}U در ساختار لایه‌ای. نوکلئون آخر، لایه‌ی بخشی پر

$1i_{13/2}$ اشغال می‌کند [۸]

بحث و نتیجه‌گیری:

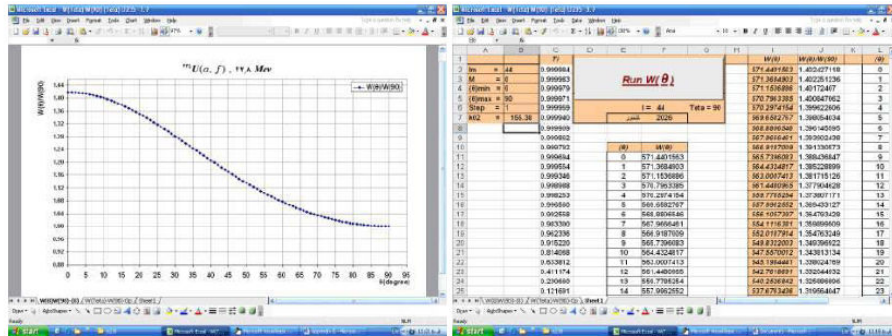
مطابق آنچه که در شکل (۵) آمده است، اگر چه به ترتیب نوکلئون‌های آخر $N = 143$ در ^{235}U ، لایه‌ی بخشی پر $1i_{13/2}$ را اشغال نموده‌است. برای ایزوتوپ ^{235}U تنها یک نوکلئون منفرد در لایه‌ی بخشی پر $1i_{13/2}$ وجود دارد و نوکلئون دیگری در آن لایه غیر بسته وجود ندارد. بنابراین نوکلئون منفرد نشده باقی می‌ماند و اندازه

حرکت زاویه‌ای کل که از این نوکلئون فرد نتیجه می‌شود، با توجه به درجات آزادی و تنوع اشغال لایه‌های انرژی بالاتر، افزایش می‌یابد و این به میزان قابل توجهی میانگین K_{eff}^2 را در هسته‌ی ^{235}U نسبت به هسته‌ی ^{239}Pu بالایی می‌برد. و به طریق مشابه اگر ساختار لایه‌های ^{239}Pu با یک عدد جادویی رسم شود آخرین نوکلئون‌ها لایه‌ی بسته را کاملاً پر می‌کنند و عملاً این نوکلئون‌های در لایه‌ی بسته توانایی کمتری برای گذار به لایه‌های بالایی را دارند و مقادیر متنوع کمتری از K_{eff} را به خود اختصاص می‌دهند و این به میزان قابل توجهی میانگین K_{eff}^2 را برای ^{239}Pu در مقایسه با ^{235}U کاهش می‌دهد. بدین ترتیب بین واریانس $K_{eff}^2 = 155,38$ برای هسته‌ی ^{235}U فاقد عدد جادویی (و واریانس $K_{eff}^2 = 46,50$ برای هسته‌ی ^{239}Pu) (با یک عدد جادویی) در انرژی‌های بمباران یکسان تفاوت بیش از ۳ برابر ظاهر می‌شود. این به نوبه‌ی خود می‌تواند زمینه‌ها را برای بررسی اعداد جادویی بر اساس ناهمسانگردهای زاویه‌ای پاره‌های شکافت و واریانس K_{eff}^2 مهیا می‌کند.

مراجع:

1. Bohr, N. and Wheeler, J. A., Phys. Rev. 56, 426 (1939)
2. Hajje, R. E. PhD Thesis. University of New South Wales (March 2000)
3. Halpern, I. and Strutinsky, V. M., Proc. 2nd Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva, 15, 408(1958)
4. Huizenga, J.R. Behkmi, A.N. Nuclear Pairing Energy of Transition Nucleus Pu240. Phys. Rev., Vol.174, No.4, (1968)
5. Knitter, H. H., in The Nuclear Fission Process, Edited By Wagemans, C., CRC Press, Florida, (1991)
6. Vandenbosch, R. and Huizenga, J.R., Nuclear Fission, Academic Press, New York, (1973)
7. Rasooli, S. and Behkmi, A. N. Azad University of Mahabad, M.Sc. Thesis, (2007)
8. Esmailpoure, A. and Behkmi, A. N. Azad University of Mahabad, M.Sc. Thesis, (2007)

پیوست:



شکل (۶) نمونه‌ای از صفحات گسترده Excel که در آن برنامه نویسی بدون نیاز به نرم افزار دیگر، انجام گرفته است.