



انرژی جنبشی کل پاره‌های شکافت در شکافت اکتیدهای سنگین

پیام مهدی پور کلدیانی*

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

پست الکترونیکی: Payammehdipour@gmail.com

(دریافت مقاله: ۱۴۰۰/۰۷/۲۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۱/۰۷/۱۸)

چکیده

مقادیر انرژی جنبشی کل (TKE) پاره‌های شکافت برای شکافت برخی اکتیدهای سنگین با کمک مدل نقطه جدایی بررسی و محاسبه شده اند. در ابتدا با تطابق مقادیر تجربی و نظری انرژی جنبشی کل پاره‌های شکافت، مقادیر پارامتر تغییر شکل (β) پاره‌های شکافت واکنش‌ها به دست آمده‌اند. سپس به بررسی تغییرات پارامتر تغییر شکل پاره‌های شکافت و همچنین رفتار و شکل تغییرات انرژی جنبشی کل اکتیدهای سنگین پرداخته شده است. این بررسی نشان می‌دهد که مقادیر میانگین انرژی جنبشی کل برای اکتیدهای سنگین‌تر از کالیفرنیم با مدل یوسانگ بهتر از مدل یونیک قابل پیش‌بینی هستند. همچنین می‌توان مقدار TKE را با جمع انرژی کولنی و هسته‌ای پاره‌های شکافت برای اکتیدهای سبک تقریب زد. البته این تقریب برای اکتیدهای خیلی سنگین مانند فرمیوم صادق نیست؛ به این دلیل که مقدار انرژی جنبشی قبل از نقطه جدایی این اکتیدها با مقدار انرژی هسته‌ای آنها اختلاف زیادی دارد. در انتها مقادیر انرژی جنبشی کل پاره‌های شکافت برای شکافت خودبه‌خودی ^{244}Am ، ^{246}Cm ، ^{248}Cm ، ^{250}Cf و ^{254}Cf با کمک مدل ارائه شده محاسبه شده‌اند.

واژه‌های کلیدی: انرژی جنبشی کل، مدل نقطه جدایی، شکافت نوترونی و خودبه‌خودی، توزیع انرژی پاره‌های شکافت، اکتیدهای سنگین

۱. مقدمه

انرژی جنبشی در فرایند شکافت هسته‌ای، یکی از مهم‌ترین مشاهدات فیزیکی برای درک ساز و کار شکافت است. شناخت این ساز و کار، کاربردهای فراوانی در صنعت هسته‌ای دارد. طبیعتاً این شناخت با بررسی مدل‌های تئوری شکافت گسترش می‌یابد. به طور کلی مدل‌های نظری برای محاسبه انرژی و عدد جرمی پاره‌های شکافت به دو گروه تقسیم می‌شوند. گروه اول مدل‌های وابسته به زمان [۱-۶] و گروه دوم مدل‌های ایستا [۷-۱۰] هستند. در مدل‌های وابسته به زمان، پارامترهای زیادی برای

شکل هسته بیان می‌شوند که در نتیجه، محاسبات در این مدل‌ها پیچیده‌تر از محاسبات در مدل ایستا است. بورسا [۶] برای تحلیل شکافت به بررسی نقطه جدایی^۱ (قبل از تشکیل دو پاره شکافت مجزا) پرداخت و شکل هسته در حال شکافت را شکل عمومی لورنتسی^۲ در نظر گرفت. وی پارامترهای مورد نیاز برای بعضی واکنش‌ها را به دست آورد. برای بررسی تحول هسته، بعضی از این مدل‌ها از معادله هامیلتونی [۲] و بعضی از معادلات لانگوین [۳و۴] استفاده می‌کنند. در این مدل، نقطه

۱. Cission point

۲. Generalized Lawrence shapes

جدایی یک شرط بین پارامترهای طول هسته و ضخامت گردنه است. بورسا مشخصه‌های شکافت (توزیع جرمی، توزیع انرژی و تعدد نوترونی^۱) را در این مدل بازنویسی کرد. مثلاً تعداد نوترون خارج شده از شکافت با تقسیم انرژی تحریکی بر عدد 8 MeV به دست می‌آید. همچنین TKE به صورت مجموع انرژی‌های کولنی و هسته‌ای بیان شد. البته برای انرژی‌های تحریکی بالا، بورسا انرژی قبل از جدایی که در حدود 10 MeV است را به این مقادیر اضافه کرده است.

اخیراً یوسانگ [۱۱] با کمک معادلات لانگوین، انرژی جنبشی پاره‌های شکافت را برای بعضی از اکتیدها بررسی کرده است. در این بررسی، میانگین انرژی جنبشی کل (میانگین انرژی جنبشی کل برای تمام پاره‌های شکافت) به مدهای شکافت مربوط شده است. به این ترتیب در مدل یوسانگ میانگین انرژی جنبشی کل برای هر مد شکافت به طور جداگانه باید بررسی شود، در حالی که در مدل سیستماتیک قدیمی یونیک [۱۲]، مقدار میانگین انرژی جنبشی کل بر حسب یک تابع خطی از نسبت $\frac{Z^2}{\sqrt{A}}$ هسته مادر بیان می‌شد. این مدل در دهه ۷۰ و ۸۰ میلادی بسیار مورد تأیید بود. در واقع این مدل از این نظر نشأت می‌گیرد که میانگین انرژی جنبشی متناسب با انرژی کولنی هسته مادر است. نتایج این روش برای شکافت ایزوتوپ‌های Fm و Md اختلاف زیادی با نتایج تجربی دارد.

معمولاً مدهای شکافت به سه دسته تقسیم می‌شوند: مد متقارن ابر کوتاه^۲، مد استاندارد و مد ابر بلند^۳. مدهای شکافت را می‌توان از روی شکل و ارتفاع سد شکافت تعیین کرد. بورسا [۶] انرژی تغییر شکل شکافت را برای بررسی شکل سد شکافت بررسی کرد. در این تحلیل، انرژی تغییر شکل هسته، مجموع انرژی مداری و قطره مایع در نظر گرفته شده است و بورسا توانست با حل معادله هامیلتونی ذره آزاد با پتانسیل وود-ساکسون، نوع شکافت واکنش‌ها را تعیین کند. البته مشخص کردن سد شکافت برای واکنش‌های مختلف به سادگی میسر

نیست. از این رو ساده‌ترین روش برای بررسی مدهای شکافت بررسی عدد جرمی پاره‌های شکافت است. مد استاندارد برای پاره‌های شکافت با تعداد نوترون‌هایی در حدود ۸۲ مشاهده می‌شود ولی مد ابر بلند در پاره‌های شکافت با تعداد نوترون‌های کمتر از ۸۲ مشاهده می‌شوند. از این رو مد اخیر در شکافت اکتیدهای با عدد جرمی کمتر از ۲۵۲ وجود دارد. در مد شکافت ابر بلند، کشیدگی هسته در زمان جدایی^۴ (قبل از تشکیل دو پاره شکافت مجزا) خیلی بیشتر از مد ابر کوتاه است (شکل ۷.۲ از مرجع [۶]). مد ابر کوتاه نیز که شکافتی متقارن است (یعنی تابع توزیع جرمی این واکنش‌ها یک بیشینه دارد) معمولاً برای دو پاره شکافت مکمل نزدیک به عنصر قلع با عدد جرمی در حدود ۱۳۲ (هر دو پاره شکافت جادویی) مشاهده می‌شود. این مد در شکافت هسته‌های سنگین اکتید (با اعداد جرمی بیش از ۲۵۸) مشاهده می‌شود. پس از بورسا، وزن مدهای شکافت نوترونی [۱۳]، شکافت فوتونی ^{238}U [۱۴]، شکافت پروتونی [۱۵] و شکافت ایزوتوپ‌های فرمیون [۱۶] بررسی شده‌اند.

نوع دیگر مدل‌های نظری شکافت، مدل‌های ایستا هستند که پارامترهای ملموس‌تری دارند. در این مدل‌ها فرض می‌شود که در فرایند شکافت، سامانه در یک تعادل نیمه ترمودینامیکی در نقطه جدایی قرار دارد. مدل نقطه جدایی در ابتدا به وسیله ویلیکینز [۹] مطرح شده است ولی به تدریج محققان دیگر آن را گسترش دادند [۸ و ۱۰]. در این مدل فرض می‌شود که تمام خواص ساز و کار شکافت به وسیله یک سامانه دو هسته‌ای (یعنی توسط پاره‌های شکافت مکمل) در نقطه جدایی به دست می‌آیند. در این مدل فرض می‌شود که دو هسته مکمل در فاصله معین از یکدیگر (d) قرار دارند و محورهای تقارن موازی دارند. این دو هسته در یک دمای جمعی^۵ (T_{col}) قرار دارند و دمای مؤثر ذاتی^۶ (T) نیز برای بیان جمعیت ترازهای ذره مستقل در نظر گرفته می‌شود. با این روش توزیع جرم‌های شکافت بررسی شده‌اند [۱۷-۲۲]. حتی تغییر مد شکافت با اصلاح مدل بررسی شده است [۲۳ و ۲۴]. همچنین با اصلاح این مدل به بررسی

۴. Scission point

۵. Collective temperature

۶. Intrinsic temperature

۱. Neutron multiplicity

۲. Super short fission modes

۳. Super-long fission modes

مدل‌های وابسته به زمان [۳۹] معمولاً درصدی از انرژی آزاد شده را برای محاسبه انرژی جنبشی قبل از جدایی در نظر می‌گیرند. آندره [۴۰] انرژی جنبشی کل پاره‌های شکافت را در مدل نقطه جدایی اصلاح شده، برابر با مقدار انرژی کولنی و انرژی هسته‌ای در نظر گرفته است. در این پژوهش، محدوده‌ای را که روش آندره برای محاسبه TKE (جمع انرژی کولنی و هسته‌ای) صادق است، با بررسی مقادیر پارامتر تغییر شکل پاره‌های شکافت به دست آمده، مشخص می‌کنیم.

در ابتدا روش محاسبه انرژی جنبشی کل در مدل نقطه جدایی اصلاح شده بیان می‌شود. سپس با مقایسه مقادیر تجربی و نظری TKE، مقادیر پارامتر تغییر شکل پاره‌های شکافت، به دست آمده و بررسی می‌شوند. توزیع انرژی جنبشی کل و میانگین آن برای شکافت اکتیوهای سنگین و خیلی سنگین بررسی می‌شوند. در انتها نیز مقادیر انرژی جنبشی کل برخی اکتیوها با کمک مدل نقطه جدایی محاسبه می‌شوند.

۲. روش محاسبات

آندره رابطه ساده‌ای برای محاسبه انرژی جنبشی کل در مدل نقطه جدایی ارائه کرده است [۴۰]:

$$TKE(\{A_i, \beta_i\}) = V_{coul}(\{A_i, \beta_i\}, D) + V_{nuc}(\{A_i, \beta_i\}, D), \quad (1)$$

که V_{coul} انرژی کولنی بین دو پاره شکافت در زمان جدایی و V_{nuc} انرژی پتانسیل هسته‌ای هستند که در ادامه به ترتیب بیان خواهند شد:

پتانسیل کولنی دو هسته شکافته شده که در فاصله معین از هم قرار دارند به صورت زیر به دست می‌آید [۴۱]:

$$V_{coul} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{D} \left(1 + \frac{3}{2\sqrt{5}\pi D^2} (R_{\alpha_1} \beta_1 + R_{\alpha_2} \beta_2) \right) + \frac{3}{\sqrt{\pi} D^2} (R_{\alpha_1} \beta_1^2 + R_{\alpha_2} \beta_2^2) + \frac{9}{14\pi D^4} (R_{\alpha_1} \beta_1^4 + R_{\alpha_2} \beta_2^4) - \frac{27}{10\pi D^4} R_{\alpha_1} R_{\alpha_2} \beta_1 \beta_2, \quad (2)$$

که β_i پارامترهای تغییر شکل چارقطبی هر یک از هسته‌های حاصل از شکافت هستند. D فاصله مرکز دو پاره شکافت است و داریم:

انرژی جنبشی اکتیوهای سبک پرداخته شده است [۲۵ و ۲۶]. در این پژوهش فقط هسته‌های سنگین اکتیو بررسی می‌شوند. مقادیر انرژی جنبشی کل بر حسب عدد جرمی پاره‌های شکافت مکمل (توزیع جرمی انرژی جنبشی کل) برای تعداد محدودی از اکتیوهای سنگین اندازه گیری شده‌اند [۱۲ و ۲۷-۳۰]. البته گاهی انرژی جنبشی کل پاره‌های شکافت بر حسب نسبت عدد جرمی آن پاره‌ها رسم شده‌اند [۳۱] که بررسی آنها را دشوارتر می‌کند. نتایج تجربی پراکنده‌ای نیز در فرایند محاسبه نوترون تأخیری و توزیع جرمی پاره‌های شکافت به دست آمده‌اند [۳۲-۳۶]. در این پژوهش، سعی شده تمام نتایج تجربی TKE موجود در محدوده اکتیوهای سنگین ارائه شود.

اگر توزیع جرمی پاره‌های شکافت، یک بیشینه داشته باشد، شکافت را متقارن خوانند و در صورتی که توزیع جرمی پاره‌های شکافت دو بیشینه داشته باشد، شکافت را نامتقارن می‌خوانند. می‌دانیم پاره‌های شکافت هسته‌هایی با عدد جرمی بین ۲۲۶ تا ۲۵۷ نامتقارن هستند (مثل ^{254}Es ، ^{256}No ، ^{257}Fm) ولی با سنگین‌تر شدن هسته‌ها تقریباً در عدد جرمی ۲۵۸، شکافت به مد شکافت متقارن بر می‌گردد. این انتقال مد شکافت از شکل نامتقارن به شکل متقارن توسط هولت [۳۷] برای شکافت هسته (مادر) ^{258}Fm با عدد اتمی ۲۵۸ برای اولین بار دیده شد. به تدریج نتایج آزمایش‌های دیگر، انتقال در این عدد جرمی را تصدیق کردند.

اخیراً دوباره [۳۸] انرژی جنبشی پاره‌های شکافت هسته‌های اکتیو سنگین‌تر مانند ^{256}Fm را به کمک معادلات کوانتومی محاسبه کرده است. نتایج محاسبه شده فاصله قابل توجهی با مقادیر تجربی هافمن [۳۱] داشتند. اختلاف نتایج مدل وابسته به زمان با مقادیر تجربی، نیاز به محاسبه انرژی جنبشی کل شکافت به کمک مدل‌های ایستا (مانند مدل نقطه جدایی) را بیشتر نمایان می‌کند.

معمولاً انرژی جنبشی کل آزاد شده در واکنش را به صورت مجموع انرژی کولنی بین دو پاره شکافت (V_{coul}) و انرژی جنبشی قبل از جدایی (E_{pre}) محاسبه می‌کنند [۷]. البته در

از طرفی عدد اتمی پاره‌های شکافت نیز با کمک رابطه معروف توزیع چگالی بار غیر قابل تغییر^۳ به صورت زیر به دست می‌آید [۴۶]:

$$Z_{UCD} = \frac{Z_{cn}(A+v)}{A_{cn}}, \quad (11)$$

که v تعداد نوترون خارج شده قبل از زمان جدایی و A_{cn} و Z_{cn} به ترتیب عدد جرمی و عدد اتمی هسته مرکب هستند. یوماوا [۴۷] با بررسی گسترده پاره‌های شکافت به دست آمده از آزمایش‌های مختلف روی شکافت اکتیدها، نشان داد مقدار v می‌تواند صفر یا یک باشد. همچنین مقدار v در تحقیقات دیگر، یک [۴۷] یا $2/5$ [۴۸] به دست آمده است. با بررسی نتایج تجربی قدیم و جدید [۳۳ و ۳۴] (یعنی بررسی مقادیر عدد جرمی و عدد اتمی پاره‌های شکافت اکتیدها)، مشاهده می‌شود بهترین مقدار برای v ، صفر است.

۳. نتایج و بحث

در این بخش، ابتدا توزیع انرژی جنبشی کل شکافت‌های نوترونی ^{241}Am ، ^{243}Am ، ^{245}Cm و ^{254}Fm و شکافت‌های خود به خودی ^{252}Cf ، ^{254}Fm ، ^{246}Fm ، ^{248}Fm ، ^{256}Fm و ^{257}Fm و ^{256}No به کمک مدل نقطه جدایی، محاسبه شده و با مقادیر تجربی آنها مقایسه می‌شوند (شکل‌های ۱ الی ۷). همچنین مقادیر پارامتر تغییر شکل پاره‌های شکافت برای این واکنش‌ها به دست آمده‌اند و بررسی می‌شوند.

در شکل ۱ مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت نوترونی ^{241}Am و ^{243}Am بر حسب عدد جرمی پاره‌های شکافت به همراه مقادیر تجربی رسم شده‌اند. مقادیر تغییر شکل پاره‌های شکافت ^{241}Am به صورت زیر به دست آمده‌اند:

$$\beta = \begin{cases} 0.47 & \text{for } 130 < A < 135 \\ 0.5 & \text{for } 135 < A < 143 \\ 0.55 & \text{for } A > 143 \end{cases} \quad (12)$$

$$D = d + R_L + R_H, \quad (3)$$

که در آن d فاصله بین سطوح دو پاره شکافت است. R_H و R_L به ترتیب شعاع پاره‌های شکافت سنگین‌تر و سبک‌تر هستند و با رابطه نیمه تجربی [۴۲]

$$R_i(\text{fm}) = 1/28 R_i + 0/8 R_i^{-1} - 0/76 \quad (4)$$

به دست می‌آیند که در آن R_{0i} شعاع تغییر شکل هسته است و به صورت زیر بیان می‌شود:

$$R_{0i} = R_0(1 + \beta_i Y_{\tau_0}(\theta_i)), \quad (5)$$

$Y_{\tau_0}(\theta_i)$ هماهنگ‌گروری و θ_i زاویه محور تقارن و محور شکافت هر یک از پاره‌های شکافت است. همچنین داریم: $R_0 = \sqrt[3]{A_i}$ که A_i عدد جرمی هر یک از پاره‌های شکافت است.

همچنین در معادله (۱) انرژی پتانسیل هسته با رابطه تقریبی دو هسته مساسی به صورت زیر به دست می‌آید [۴۳]:

$$V_{nuc} = V_{prox} = 4\pi\gamma b \left(\frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \right) \phi \left(\frac{d}{0/88} \right). \quad (6)$$

C_i شعاع مرکزی ساسمن^۱ پاره‌های شکافت است و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$C_i = R_i - \frac{b^2}{R_i}, \quad (7)$$

گاما ضریب کشش سطحی است که به صورت زیر تعریف می‌شود [۴۴]:

$$\gamma = 0.9517 \sqrt{(1 - 2.61 I_1^2)(1 - 2.61 I_2^2)}, \text{ MeV} / \text{fm}^2, \quad (8)$$

و می‌دانیم:

$$I_i = \frac{N_i - Z_i}{A_i}, \quad (9)$$

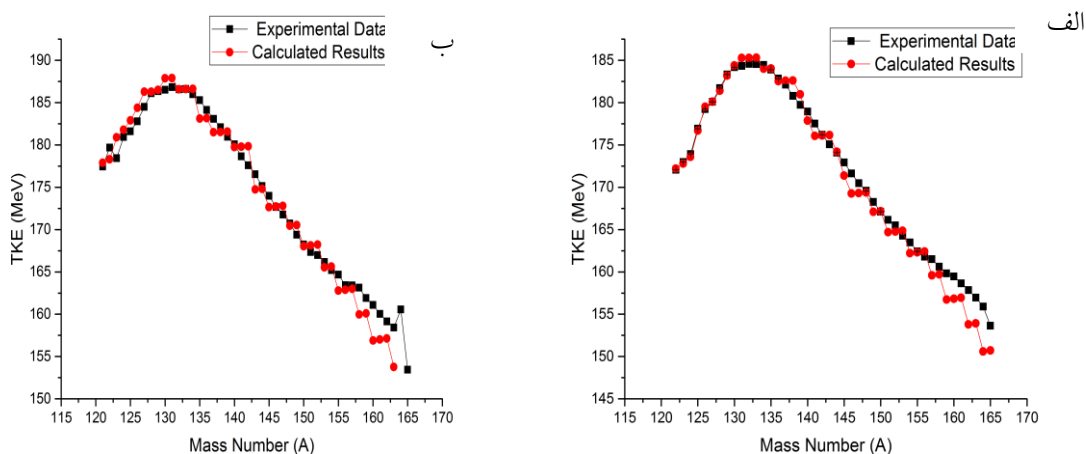
A_i ، Z_i و N_i به ترتیب اعداد اتمی و جرمی و تعداد نوترون‌های هر پاره شکافت هستند. در معادله (۶)، Φ تابع تقریبی جهانی^۲ است و به صورت زیر تعریف می‌شود [۴۵]:

$$\phi(\varepsilon) = \begin{cases} -1/781 + 0/927\varepsilon + 0/0169\varepsilon^2 - 0/0514\varepsilon^3 \\ \text{for } 0 < \varepsilon < 1/9475 \\ -4/41 e^{(-\varepsilon/0/176)} \\ \text{for } 1/9475 < \varepsilon \end{cases} \quad (10)$$

۱. Süssmann central radii

۲. The universal proximity potential

۳. The unchanged charge density distribution



شکل ۱. مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت نوترونی (الف) ^{241}Am و (ب) ^{243}Am به ترتیب همراه با مقادیر تجربی [۲۷] و [۲۹].

در ستون دوم جدول ۱ ارائه شده‌اند. در شکافت نوترونی ^{243}Am نیز مانند شکافت نوترونی ^{241}Am ، مقادیر β برای پاره‌های شکافت با عدد جرمی بین ۱۳۰ تا ۱۴۰ کمترین مقدار را دارند. این کاهش مقادیر β به دلیل تشکیل پاره‌های شکافت با هسته‌های جادویی است که شکل هسته‌ها را کروی‌تر می‌کند.

با مقایسه مقادیر β ارائه شده برای دو شکافت نوترونی ^{241}Am و ^{243}Am در جدول ۱ مشاهده می‌شود که مقادیر β پاره‌های شکافت با اختلاف ۲ عدد جرمی نزدیک به هم هستند. مثلاً مقدار β برای پاره‌های شکافت با عدد جرمی ۱۲۶ برای شکافت ^{241}Am با مقدار β برای پاره‌های شکافت با عدد جرم ۱۲۸ برای شکافت ^{243}Am برابر هستند ولی مقدار β پاره شکافت با عدد جرمی ۱۲۳ برای شکافت ^{241}Am مقدار ۰/۰۲ از β برای پاره شکافت با عدد جرمی ۱۲۵ در شکافت ^{243}Am کمتر است. این اختلاف را می‌توان در شکل‌گیری پاره‌های شکافت یافت. می‌دانیم اختلاف عدد جرمی این دو ایزوتوپ (یعنی دو نوکلئون اضافه) بین هر دو پاره شکافت توزیع می‌شود [۲۷]. این امر باعث می‌شود مقادیر β هر دو پاره شکافت در دو واکنش تغییر کمتری داشته باشند (کمی افزایش یابد). برخلاف این رویداد، در شکافت نوترونی ^{239}Pu و ^{241}Am هر دو نوکلئون اضافی به پاره شکافت سنگین‌تر اضافه می‌شوند که باعث تغییر زیاد در مقادیر β این دو واکنش می‌شود [۲۵].

در این رابطه، مقادیر β با کاهش عدد جرمی پاره‌های شکافت کاهش می‌یابند (مانند نتایج محاسبات مرجع [۹]). همچنین مقادیر β برای پاره‌های شکافت با اعداد جرمی کمتر از ۱۳۰ تغییرات زیاد دارند که به صورت جداگانه در جدول ۱ ارائه شده‌اند.

بیشترین مقادیر انرژی جنبشی کل برای پاره‌های شکافت در حدود عدد جرمی ۱۳۲ روی می‌دهد که متناظر با کمترین مقادیر تغییر شکل پاره‌های شکافت β است. این کاهش β نشان می‌دهد که افزایش انرژی جنبشی کل به دلیل تشکیل پاره‌های شکافتی با اعداد جادویی است؛ زیرا پاره‌های شکافت در این محدوده عدد اتمی نزدیک به ۵۰ دارند و تعداد نوترون‌های آنها ۸۲ است که هسته‌های پایدار می‌سازد. به علاوه پاره‌های شکافت مکمل عدد جرمی ۱۳۲ نیز ۶۰ نوترون دارند [۲۷] که عددی شبه جادویی است. می‌دانیم این هسته‌ها شکل کروی و سختی دارند که سبب می‌شود مقادیر β کم شود.

مقادیر تغییر شکل پاره‌های شکافت ^{243}Am به صورت زیر به دست آمده‌اند:

$$\beta = \begin{cases} 0/47 & \text{for } 130 < A < 135 \\ 0/5 & \text{for } 135 < A < 143 \\ 0/55 & \text{for } A > 143 \end{cases} \quad (13)$$

برای پاره‌های شکافت با اعداد جرمی کمتر از ۱۳۰، مقادیر β تغییرات زیادی دارند. به همین دلیل این مقادیر به طور جداگانه

جدول ۱. مقادیر به دست آمده برای پارامتر تغییر شکل پاره های شکافت نزدیک ناحیه متقارن.

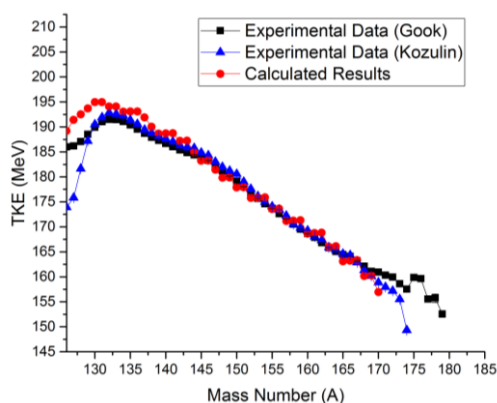
| عدد جرمی پاره های شکافت | ^{241}Am | ^{243}Am | ^{245}Cm | ^{246}Fm | ^{248}Fm | ^{250}Fm |
|----------------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|-------------------|
| ۱۲۰ | ۰/۷۱ | - | | | | |
| ۱۲۱ | ۰/۶۵ | ۰/۸۲ | | | | |
| ۱۲۲ | ۰/۶۸ | ۰/۷۹ | | | | |
| ۱۲۳ | ۰/۶۳ | ۰/۷۷ | | | | |
| ۱۲۴ | ۰/۶ | ۰/۷ | ۰/۵۴ | | | |
| ۱۲۵ | ۰/۵۸ | ۰/۶۳ | - | ۰/۵ | ۰/۵۶ | |
| ۱۲۶ | ۰/۵۴ | ۰/۶۲ | ۰/۴۴ | | | |
| ۱۲۷ | ۰/۵۱ | ۰/۵۸ | - | | | |
| ۱۲۸ | ۰/۵۱ | ۰/۵۵ | - | ۰/۴۴ | ۰/۵۹ | |
| ۱۲۹ | ۰/۴۹ | ۰/۵۳ | - | - | - | ۰/۳۴ |
| ۱۳۰ | | | | ۰/۳۴ | ۰/۵۶ | ۰/۳۴ |
| ۱۳۱ | | | | ۰/۳۷ | ۰/۳۷ | ۰/۳۸ |
| ۱۳۲ | | | | ۰/۴ | ۰/۵۳ | ۰/۳۷ |
| ۱۳۳ | | | | | | ۰/۴۱ |
| ۱۳۴ | | | | | | ۰/۴ |
| ۱۳۵ | | | | | | ۰/۶ |
| ۱۳۶ | | | | | | ۰/۴ |
| ۱۳۷ | | | | | | ۰/۵۶ |
| ۱۳۸ | | | | | | ۰/۴۸ |
| ۱۳۹ | | | | | | ۰/۴۷ |
| ۱۴۰ | | | | | | ۰/۶۵ |
| ۱۴۱ | | | | | | ۰/۵۱ |
| ۱۴۲ | | | | | | ۰/۶۱ |
| ۱۴۳ | | | | | | ۰/۵۸ |
| ۱۴۴ | | | | | | ۰/۶۵ |
| ۱۴۵ | | | | | | ۰/۶ |
| ۱۴۶ | | | | | | ۰/۶۲ |
| ۱۴۷ | | | | | | ۰/۷۱ |
| ۱۴۸ | | | | | | ۰/۷۲ |
| ۱۴۹ | | | | | | ۰/۴۸ |
| ۱۵۰ | | | | | | ۰/۶۴ |
| ۱۵۱ | | | | | | ۰/۶۸ |
| ۱۵۲ | | | | | | ۰/۷۱ |
| ۱۵۳ | | | | | | ۰/۷۵ |
| ۱۵۴ | | | | | | ۰/۷۵ |
| ۱۵۵ | | | | | | ۱/۱۲ |

البته با نزدیک شدن به پاره شکافت متقارن، اختلاف قابل توجهی بین مقادیر β دیده می شود. به نظر می رسد این افزایش مقادیر β در ناحیه متقارن به دلیل تشکیل پاره های شکافت با عدد اتمی متفاوت (ولی با عدد جرمی یکسان) باشد که باعث ناپایداری تر شدن این پاره های شکافت می شود (افزایش نسبت N/Z).

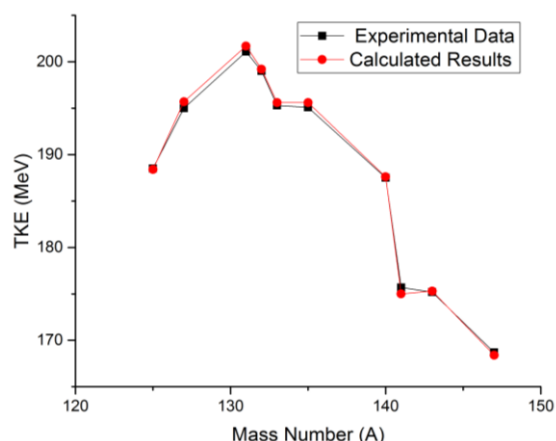
از طرفی مقدار نسبت بیشینه به کمینه (P/V) از ۱۱۷ برای شکافت ^{241}Am به ۸۲ برای شکافت ^{243}Am کاهش می یابد (جدول ۱ مرجع [۲۷]). این نشان می دهد که شکافت ^{243}Am تمایل بیشتری به شکافت متقارن دارد. همچنین مقدار میانگین انرژی جنبشی کل متقارن ($\langle E_k \rangle_{sym}$) در شکافت نوترونی ^{243}Am ۱۲/۵ MeV است، در حالی که این مقدار برای شکافت ^{241}Am ۹/۶ MeV است. (جدول ۱ مرجع [۲۷]). هر دو این موارد نشان دهنده تمایل بیشتر شکافت ^{243}Am به مد متقارن است. همان طور که در شکل ۱ مشاهده می شود مقادیر انرژی جنبشی کل شکافت نوترونی ^{243}Am چند مگا الکترون ولت کمتر از این مقادیر برای شکافت ^{241}Am هستند. میانگین انرژی جنبشی کل نیز با افزایش عدد جرمی ایزوتوپ در این واکنش ها کاهش می یابد [۲۷]. این کاهش در میانگین انرژی جنبشی کل برای دیگر ایزوتوپ های اکتینید مانند پلوتونیوم و کوریم نیز دیده می شود که مسلماً تصدیق رابطه سیستماتیک یونیک [۱۲] است. از سوی دیگر این کاهش را نمی توان با مدل یوسانگ توضیح داد زیرا در این مدل، متوسط انرژی جنبشی کل برای شکافت متقارن تر ^{243}Am باید بیشتر از متوسط انرژی جنبشی کل برای شکافت نامتقارن تر ^{241}Am شود. شاید این امر به دلیل غالب نشدن مد متقارن باشد.

در شکل ۲ مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت نوترونی ^{245}Cm بر حسب عدد جرمی پاره های شکافت به همراه مقادیر تجربی [۳۳] رسم شده اند.

به دلیل تغییرات زیاد مقادیر تجربی انرژی جنبشی کل این واکنش، مقادیر تغییر شکل پاره های شکافت به صورت جداگانه در جدول ۱ ارائه شده اند. در این جدول پاره شکافت با عدد جرمی در حدود ۱۳۰ کمینه مقدار β را دارد. این کاهش مقادیر β (مانند شکافت هسته های قبل) به دلیل تشکیل پاره های



شکل ۳. مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت خودبه‌خودی ^{252}Cf همراه با مقادیر تجربی [۳۴ و ۳۵].



شکل ۲. مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت نوترونی ^{245}Cm همراه با مقادیر تجربی [۳۳].

دهد که نشان می‌دهد این شکافت تمایل زیادی به مد متقارن دارد. البته در نتایج تجربی دوم (کوزلین) کاهش مقادیر انرژی جنبشی کل خیلی بیشتر از مقادیر به دست آمده توسط گوک است. این اختلافات در مقادیر انرژی جنبشی کل برای محدوده متقارن را گوک در مقاله [۴۹] به ضخامت نمونه‌های آزمایشگاهی، مربوط دانسته است. به عبارت دیگر کاهش ضخامت هدف در آزمایشگاه، نتایج انرژی جنبشی کل پاره‌های شکافت در ناحیه متقارن را تغییر می‌دهد. بنابراین اختلاف نتایج اندازه‌گیری شده (از مراجع [۳۵ و ۳۶]) در ناحیه متقارن به همین دلیل است.

در ادامه به بررسی شکافت خودبه‌خودی ^{254}Fm که عدد جرمی نزدیک به ^{252}Cf دارد می‌پردازیم. در شکل ۴ مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت نوترونی ^{254}Fm بر حسب عدد جرمی پاره‌های شکافت به همراه مقادیر تجربی رسم شده‌اند. مقادیر تغییر شکل پاره‌های شکافت این واکنش به صورت زیر است:

$$\beta = \begin{cases} 0.55 & \text{for } A < 143 \\ 0.6 & \text{for } 143 < A < 150 \\ 0.65 & \text{for } A > 150 \end{cases} \quad (15)$$

با مقایسه تغییر شکل پاره‌های شکافت دو شکافت اخیر (روابط (۱۴) و (۱۵)) اختلاف زیادی در نتایج β برای شکافت

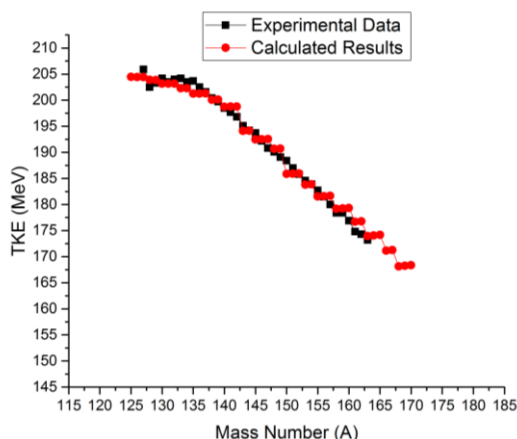
شکافت جادویی است که شکل هسته‌ها را کروی‌تر و در نتیجه پایدارتر می‌کند.

مقدار میانگین انرژی جنبشی کل برای شکافت خودبه‌خودی ^{246}Cm ، 183.9 MeV است [۱۲] که به مقدار 184.2 MeV برای شکافت نوترونی هسته ^{245}Cm خیلی نزدیک است. همچنین مقادیر انرژی جنبشی کل پاره‌های شکافت این دو شکافت بسیار نزدیک یکدیگر هستند که در نتیجه تغییر شکل پاره‌های شکافت این دو واکنش شبیه هم خواهد شد. با توجه به این شباهت در بخش آخر به رسم تابع توزیع انرژی جنبشی کل برای شکافت خودبه‌خودی ^{246}Cm می‌پردازیم.

در شکل ۳ مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت خودبه‌خودی ^{252}Cf بر حسب عدد جرمی پاره‌های شکافت به همراه دو گروه از مقادیر تجربی [۳۴ و ۳۵] رسم شده‌اند. تغییر شکل پاره‌های شکافت این واکنش برای مقادیر تجربی گوک به صورت زیر است:

$$\beta = \begin{cases} 0.6 & \text{for } A < 129 \\ 0.55 & \text{for } 130 < A < 138 \\ 0.52 & \text{for } 138 < A < 144 \\ 0.62 & \text{for } A > 145 \end{cases} \quad (14)$$

این رابطه نشان می‌دهد که در ناحیه متقارن مقادیر β افزایش می‌یابد که نشان‌دهنده شکافت نامتقارن است. افزایش β برای پاره‌های شکافت نزدیک به عدد جرمی متقارن (۱۲۶) روی می‌-



شکل ۴. مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت نوترونی ^{254}Fm همراه با مقادیر تجربی [۳۲].

شکافت خودبه‌خودی ^{254}Cf و ^{252}Cf در حدود ۱ MeV است. این نشان می‌دهد با افزایش عدد جرمی ایزوتوپ‌های کالیفرنیوم مد شکافت تغییر محسوسی نمی‌کند و میانگین TKE ایزوتوپ‌های کالیفرنیوم با افزایش عدد جرمی کاهش می‌یابد (مطابق مدل یونیک).

از طرف دیگر برای شکافت خودبه‌خودی ^{254}Fm و ^{252}Cf در محدوده پاره‌های شکافت بیشتر از ۱۵۰، مقادیر بتا نزدیک به یکدیگر می‌شوند (در حدود ۰/۶). پس می‌توان نتیجه گرفت پاره‌های شکافت سنگین و سبک تشکیل شده در این دو واکنش در این محدوده مشابه هستند. به عبارت دیگر شرایط و خواص پاره‌های شکافت با اعداد جرمی بین ۱۰۴ تا ۱۵۰ نقش اصلی را در شکافت ایفا می‌کنند (نه پاره‌های شکافت با عدد جرمی بیش از ۱۵۰ و پاره‌های شکافت مکمل آنها).

در شکل ۵ مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت خودبه‌خودی ^{246}Fm و ^{248}Fm بر حسب عدد جرمی پاره‌های شکافت به همراه مقادیر تجربی [۵۰] رسم شده‌اند.

این نتایج در مرجع [۵۰] به صورت نسبت جرم پاره شکافت سنگین‌تر به جرم هسته مادر رسم شده‌اند که تبدیل این نسبت به عدد جرمی امکان خطا را افزایش داده است. البته این کار برای جمع‌آوری تمام نتایج TKE در ناحیه اکتیوهای سنگین ضروری بود.

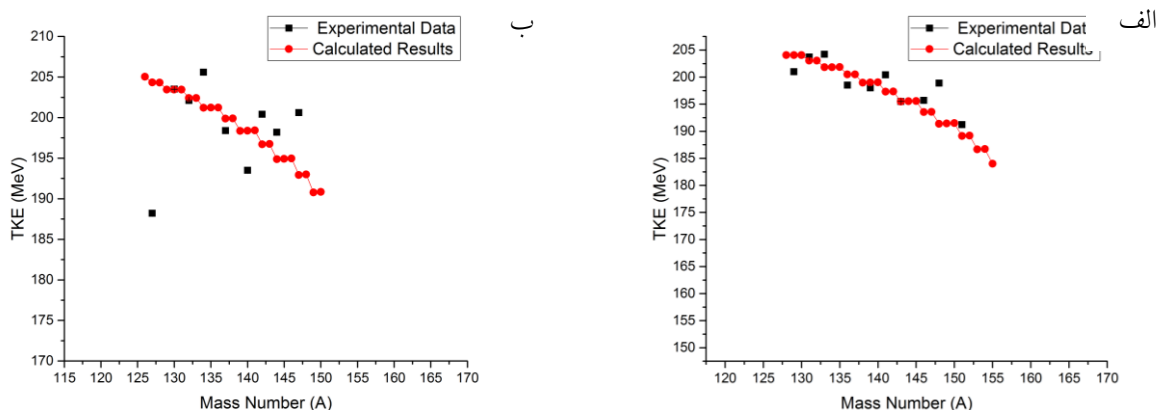
برای رسم شکل ۵، مقدار تغییر شکل β برای تمام پاره‌های شکافت هر دو واکنش برابر با $\beta = ۰/۵۶$ است. ثابت ماندن

خودبه‌خودی ^{254}Fm و ^{252}Cf دیده می‌شود. این اختلاف نشان‌دهنده تشکیل پاره‌های شکافت متفاوتی در این دو واکنش است. پس مانند شکافت نوترونی ^{239}Pu و ^{241}Am در این دو واکنش نیز پاره‌های شکافت متفاوت تولید می‌شوند. این برخلاف تشکیل پاره‌های شکافت مشابه در شکافت‌های نوترونی ^{241}Am و ^{243}Am است که در آن اختلاف کمی در مقادیر β برای پاره‌های شکافت وجود داشت. به این ترتیب می‌توان نتیجه گرفت پاره‌های شکافت با افزایش عدد اتمی هسته مادر کلاً متفاوت می‌شوند.

نکته دیگر آن که مقادیر β برای پاره‌های شکافت متقارن ^{254}Fm کمتر از مقادیر β برای پاره‌های شکافت نامتقارن است. این کاهش نشان‌دهنده تمایل بیشتر این شکافت به مد متقارن است. البته این کاهش در مقادیر β برای پاره‌های شکافت متقارن ^{252}Cf دیده نمی‌شود. همچنین مقدار میانگین انرژی جنبشی کل برای شکافت ^{254}Fm تقریباً ۱۰ MeV بیشتر از مقدار میانگین انرژی جنبشی کل برای شکافت ^{252}Cf است. این افزایش بر اساس مدل یوسانگ نشان از غلبه مد متقارن در شکافت ^{254}Fm دارد. این غلبه مد متقارن همچنین در افزایش وزن (یا درصد) مد شکافت متقارن کوتاه^۱ برای شکافت ^{254}Fm مشاهده می‌شود (مدهای شکافت در قسمت مقدمه توضیح داده شده است).

از سوی دیگر اختلاف مقدار میانگین انرژی جنبشی کل بین

۱. Super-short fission mode



شکل ۵. مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت خودبه‌خودی (الف) ^{246}Fm و (ب) ^{248}Fm (همراه با مقادیر تجربی $[5^\circ]$). مقدار β برابر با $0/56$ است.

نسبت به شکافت خودبه‌خودی ^{246}Fm دارد.

در شکل ۶ مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت خودبه‌خودی ^{256}Fm و ^{257}Fm بر حسب عدد جرمی پاره‌های شکافت به همراه مقادیر تجربی [۳۶] رسم شده‌اند. با تطبیق نتایج تجربی و نظری، مقادیر تغییر شکل پاره‌های شکافت خودبه‌خودی ^{256}Fm به صورت زیر به دست آمده‌اند:

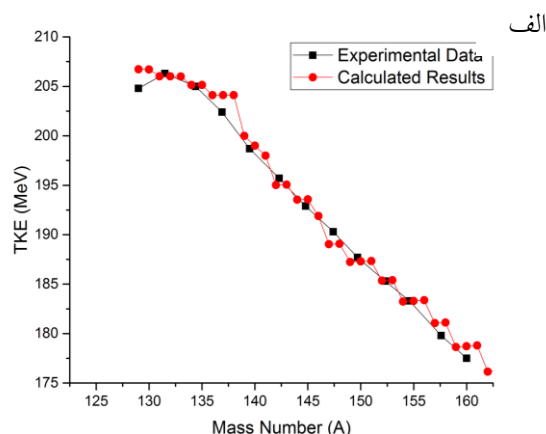
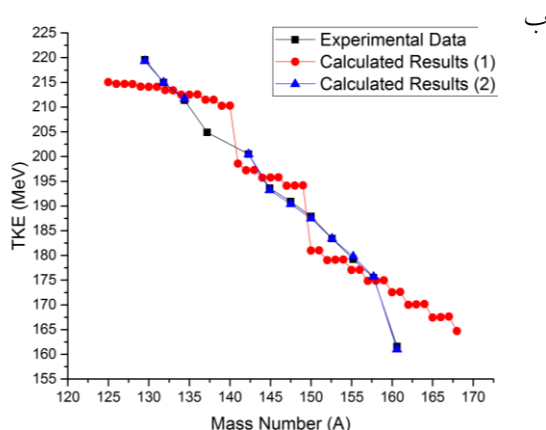
$$\beta = \begin{cases} 0/5 & \text{for } A < 141 \\ 0/6 & \text{for } 141 < A < 147 \\ 0/65 & \text{for } A > 147 \end{cases} \quad (16)$$

همان طور که در شکل ۶ الف دیده می‌شود تطابق خوبی بین نتایج تجربی و نظری برای پاره‌های شکافت متقارن بین اعداد جرمی ۱۳۹ تا ۱۴۱ وجود ندارد. برای تطبیق بهتر نتایج، مقادیر تغییر شکل پاره‌های شکافت به ترتیب $0/53$ ، $0/55$ و $0/56$ باید انتخاب شوند. کاهش مقادیر β در ناحیه متقارن نشان‌دهنده تمایل زیاد شکافت خودبه‌خودی ^{256}Fm به مد متقارن است. این تمایل به خوبی در مقدار P/V این شکافت (که برابر با ۱۲ است) دیده می‌شود.

در شکل ۶ ب، دو سری محاسبات برای شکافت خودبه‌خودی ^{257}Fm ارائه شده است: اولین سری محاسباتی (سری ۱) مانند قبل با تغییر شکل پاره‌های شکافت در محدوده‌های مختلف صورت گرفته است. مقادیر تغییر شکل پاره‌های شکافت برای تطبیق نتایج محاسبه شده سری ۱ با نتایج تجربی

مقادیر β به دلیل محدود بودن نتایج اندازه‌گیری شده تجربی برای پاره‌های شکافت با اعداد جرمی بین 130 و 150 است. با این حال اختلاف زیادی بین مقادیر تجربی و تئوری در بعضی پاره‌های شکافت در شکل ۵ دیده می‌شود. برای انطباق کامل نتایج تئوری با نتایج تجربی، مقادیر تغییر شکل پاره‌های شکافت به طور جداگانه برای شکافت خودبه‌خودی ^{246}Fm و ^{248}Fm در جدول ۱ ارائه شده‌اند.

در جدول ۱ اختلاف زیادی بین مقادیر β پاره‌های شکافت برای شکافت خودبه‌خودی ^{246}Fm و ^{248}Fm (ایزوتوپ‌های زوج-زوج هسته فرمیوم با اعداد جرمی نزدیک به هم) دیده می‌شود. این اختلاف بین مقادیر β در شکافت‌های نوترونی ^{243}Am و ^{241}Am (و دیگر ایزوتوپ‌های مورد بحث) وجود نداشت. برای شکافت خودبه‌خودی ^{248}Fm ، مقادیر β پاره شکافت با عدد جرمی در حدود ۱۳۱ کاهش قابل توجهی دارد ($\beta = 0/34$). در حالی که برای شکافت خودبه‌خودی ^{246}Fm ، این کاهش مقادیر β برای پاره‌های شکافت مختلفی دیده می‌شود. در هر دو شکافت پاره شکافت تشکیل شده با عدد جرمی ۱۳۱ مشابه پاره‌های شکافت تشکیل شده در شکافت هسته‌های سبک‌تر (مثل آمرسیوم و کوریوم) هستند که کمینه مقدار تغییر شکل پاره‌های شکافت در این محدوده دیده می‌شود ($N=82$ و $Z=50$). همچنین کاهش مقادیر بتا در نزدیکی پاره‌های شکافت متقارن ۱۳۱ نشان از قدرت بیشتر مد شکافت متقارن در شکافت خودبه‌خودی ^{248}Fm



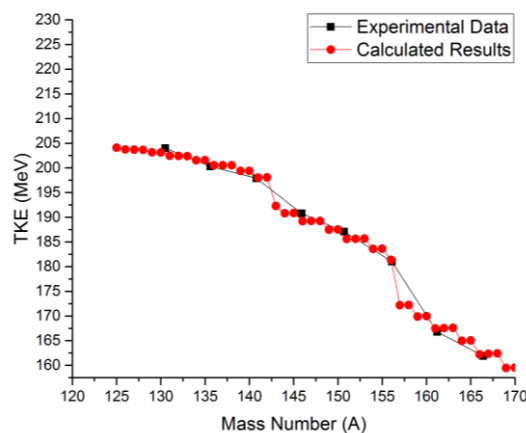
شکل ۶. مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت خودبه خودی (الف) ^{256}Fm و (ب) ^{257}Fm همراه با مقادیر تجربی [۳۶].

کمتر می-شود. این نشان می دهد که نتایج حاصل از رابطه (۱) برای انرژی جنبشی کل هسته های خیلی سنگین مناسب نیستند. خودبه خودی ^{257}Fm به طور جداگانه در جدول ۱ ارائه شده اند. افزایش زیاد مقدار تغییر شکل پاره شکافت با عدد جرمی ۱۶۰ (۱/۱۲) نشان می دهد که معادله (۱) در محاسبه توزیع انرژی جنبشی کل برای هسته های بسیار سنگین نتایج مناسبی نخواهد داشت. به احتمال زیاد این عدم تطابق نتایج تجربی و نظری به دلیل افزایش انرژی هسته ای این هسته ها است. به عبارت دیگر مقدار انرژی هسته ای برای هسته مرکب با عدد جرمی بیش از ۲۵۵، تقریب خوبی برای محاسبه انرژی جنبشی قبل از جدایی نیست. برای بررسی بیشتر این نظریه در ادامه به بررسی هسته سنگین ^{256}No می پردازیم.

در شکل ۷ مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت خودبه خودی ^{256}No بر حسب عدد جرمی پاره های شکافت به همراه مقادیر تجربی [۳۱] رسم شده اند. مقادیر تغییر شکل پاره های شکافت برای این شکافت به صورت زیر تغییر می کنند:

$$\beta = \begin{cases} 0.7 & \text{for } A < 143 \\ 0.82 & \text{for } 143 < A < 157 \\ 1.1 & \text{for } A > 157 \end{cases} \quad (18)$$

افزایش مجدد مقدار β برای پاره های شکافت سنگین تر از ۱۵۷ نشان دهنده آن است که همان طور که برای شکافت ^{257}Fm بیان شد، برای هسته های اکتید خیلی سنگین، رابطه (۱) برای محاسبه انرژی جنبشی کل مناسب نیست.



شکل ۷. مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت خودبه خودی ^{256}No همراه با مقادیر تجربی [۳۱].

به صورت زیر به دست آمده اند:

$$\beta = \begin{cases} 0.4 & \text{for } A < 141 \\ 0.56 & \text{for } 141 < A < 150 \\ 0.77 & \text{for } A > 150 \end{cases} \quad (17)$$

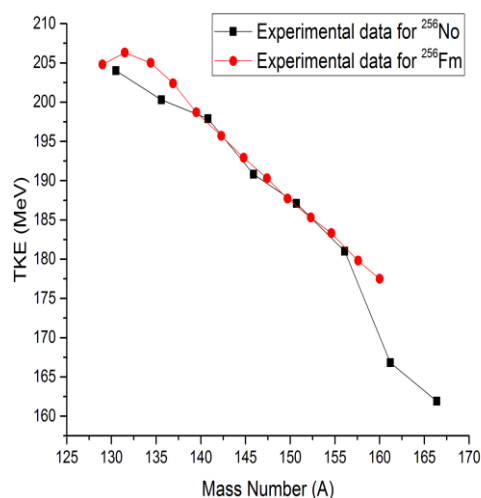
در این نتایج به وضوح دیده می شود که کمترین مقادیر برای پاره های شکافت کمتر از ۱۴۱ رخ می دهد. اما همان طور که در شکل ۶. ب دیده می شود با این مقادیر اختلاف زیادی بین نتایج تجربی و محاسبات حاصل از سری ۱ وجود دارد. برای تطبیق کامل نتایج نظری با تجربی، مقادیر تغییر شکل پاره های شکافت در شکل های ۱ الی ۷ به وضوح مشاهده می شود که تطابق نتایج تجربی و نتایج محاسبه شده با افزایش عدد جرمی هسته مادر

در شکل ۸ مقادیر تجربی انرژی جنبشی کل شکافت خودبه‌خودی ^{256}No و شکافت نوترونی ^{256}Fm با هم مقایسه شده‌اند. رفتار انرژی جنبشی کل این دو ایزوتوپ، شباهت‌های زیادی با هم دارند ولی در شکافت خودبه‌خودی ^{256}No ، یک مقدار بیشینه برای انرژی جنبشی کل در پاره شکافت با عدد اتمی در حدود 130 دیده می‌شود که در شکافت نوترونی ^{256}Fm وجود ندارد. این بیشینه می‌تواند نشان‌دهنده وجود ساختار ریز در این محدوده باشد (یعنی تشکیل پاره‌های شکافت با عدد شبه جادویی).

میانگین انرژی جنبشی کل برای شکافت نوترونی با عدد جرمی فرد، اختلاف زیادی با شکافت خودبه‌خودی ایزوتوپ-های زوج دارد. این افزایش می‌تواند به دلیل انرژی فرودی و بستگی واکنش باشد؛ زیرا می‌دانیم در اثر افزایش انرژی ذره فرودی، پاره‌های شکافت متقارن‌تری تشکیل می‌شوند. به عبارت دیگر می‌دانیم با افزایش انرژی فرودی، شکافت متقارن‌تر می‌شود. پس همین افزایش وزن (درصد) مد متقارن با توجه به مدل یوسانگ، باعث افزایش قابل توجه متوسط انرژی جنبشی کل می‌شود.

از طرف دیگر یونیک مقادیر میانگین انرژی جنبشی کل را برای شکافت نوترونی ^{249}Cf و شکافت‌های خودبه‌خودی ^{250}Cf ، ^{252}Cf و ^{254}Cf به ترتیب $185/9$ ، 187 ، $189/1$ MeV با افزایش عدد جرمی $186/9$ به دست آورده است [۱۲]. با افزایش عدد جرمی ایزوتوپ‌های کالیفرنیم تا 254 ، میانگین انرژی جنبشی کل کاهش می‌یابد (که تصدیق رابطه سیستماتیکی یونیک است)، ولی میانگین انرژی جنبشی کل شکافت خودبه‌خودی ^{254}Cf بیشتر از آن شکافت ^{252}Cf است. این افزایش مقدار میانگین می‌تواند به دلیل غلبه بیشتر مد شکافت متقارن در این واکنش باشد.

نکته دیگر آن که مقدار میانگین انرژی جنبشی برای شکافت خود به خودی ^{256}Fm کل $197/9$ MeV است که خیلی نزدیک به این مقدار برای شکافت خود به خودی ^{246}Fm ($196/4$ MeV) است [۵۱]. پس میانگین انرژی جنبشی کل ایزوتوپ‌های فرمیوم با افزایش عدد جرمی افزایش می‌یابد. این



شکل ۸ مقایسه مقادیر تجربی انرژی جنبشی کل شکافت نوترونی ^{256}Fm [۵۰] و شکافت خودبه‌خودی ^{256}No [۳۱].

از طرفی می‌دانیم انرژی جنبشی کل برابر است با مجموع انرژی جنبشی بین دو هسته شکافته شده (انرژی کولنی بین پاره‌های شکافت) و انرژی جنبشی قبل از نقطه جدایی [۷]. بنابراین در محدوده هسته‌های خیلی سنگین، انرژی هسته‌ای تطابق خوبی با مقدار انرژی قبل از جدایی ندارد و انرژی جنبشی قبل از نقطه جدایی برای هسته‌های خیلی سنگین نمی‌تواند با مقدار انرژی هسته‌ای تقریب زده شود. این اختلاف در محاسبه TKE هسته‌های سنگین‌تر از فرمیوم به خوبی با افزایش زیاد مقادیر تغییر شکل هسته‌ها دیده می‌شود. این اختلاف به حدی است که با وجود افزایش غیر متعارف β ، باز هم مقادیر انرژی جنبشی کل نظری و تجربی تطابق خوبی ندارند (شکل ۷). به این دلیل در بخش آخر فقط مقادیر انرژی جنبشی کل پاره‌های شکافت ایزوتوپ‌های آمرسیوم، کوریوم و کالیفرنیم با عدد جرمی کمتر از 255 با رابطه (۱) محاسبه شده‌اند.

۴. مقایسه و بررسی

در این بخش، ابتدا به مقایسه مقادیر تجربی انرژی جنبشی کل دو هسته با عدد جرمی مساوی و در ادامه برای رسم توابع TKE به بررسی مقادیر میانگین آن برای هسته‌های مورد نظر می‌پردازیم.

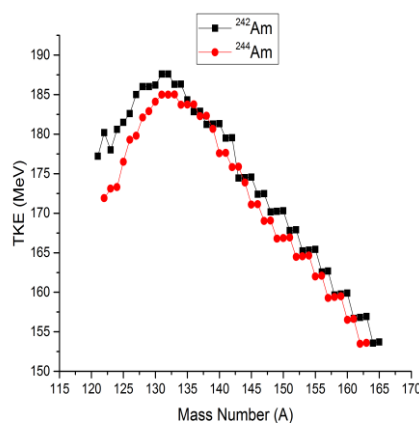
پیروی از رابطه یونیک برای هسته‌های سبک‌تر از کالیفرنیم به خوبی دیده می‌شود یعنی با افزایش عدد جرمی ایزوتوپ‌های این هسته‌ها، میانگین TKE کاهش می‌یابد. مثلا میانگین انرژی جنبشی کل شکافت خودبه‌خودی ^{248}Cm $1/5 \text{ MeV}$ کمتر از مقدار میانگین انرژی جنبشی کل در شکافت خودبه‌خودی ^{246}Cm است (جدول ۱ از مرجع [۲۸]). البته این کاهش می‌تواند مربوط به شکل تابع توزیع جرمی باشد؛ زیرا در تابع توزیع جرمی شکافت خودبه‌خودی ^{248}Cm [۱۲] مقدار توزیع جرمی برای پاره‌های شکافت با عدد جرمی در حدود ۱۴۵، افزایش ناگهانی دارد و چون انرژی جنبشی کل برای این پاره‌های شکافت کم است، مقدار میانگین انرژی جنبشی کل این شکافت کاهش می‌یابد.

همچنین در جدول ۱ مرجع [۱۲]، میانگین انرژی جنبشی کل شکافت خودبه‌خودی ^{246}Cm از میانگین انرژی جنبشی کل شکافت نوترونی ^{245}Cm $0/3 \text{ MeV}$ بیشتر است. این در حالی است که با در نظر گرفتن انرژی نوترون‌های گسیل شده در واکنش، مرجع [۲۸] مقدار میانگین انرژی جنبشی کل شکافت خودبه‌خودی ^{246}Cm را برابر با میانگین انرژی جنبشی کل شکافت نوترونی ^{245}Cm به دست آورده است. به این ترتیب توابع توزیع انرژی جنبشی کل برای شکافت خودبه‌خودی و نوترونی خیلی شبیه به یکدیگرند.

۵. محاسبه توزیع TKE

در این بخش با کمک نتایج بخش سوم و مقایسه انجام شده در بخش قبل، توزیع انرژی جنبشی کل برای شکافت‌های خودبه‌خودی ^{242}Am ، ^{244}Am ، ^{244}Cm ، ^{246}Cm ، ^{248}Cm ، ^{250}Cf و ^{254}Cf محاسبه شده‌اند.

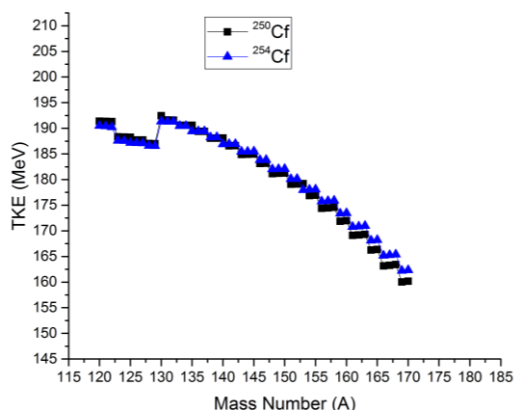
در شکل ۹ مقادیر محاسبه شده توزیع انرژی جنبشی کل پاره‌های شکافت خودبه‌خودی ^{242}Am و ^{244}Am رسم شده‌اند. برای رسم این توابع توزیع از مقادیر تغییر شکل هسته‌های شکافته شده در شکافت نوترونی ^{241}Am و ^{243}Am استفاده کرده‌ایم. در این شکل ملاحظه می‌شود که مقادیر توزیع انرژی جنبشی کل با افزایش عدد جرمی در ایزوتوپ‌های آمرسیوم



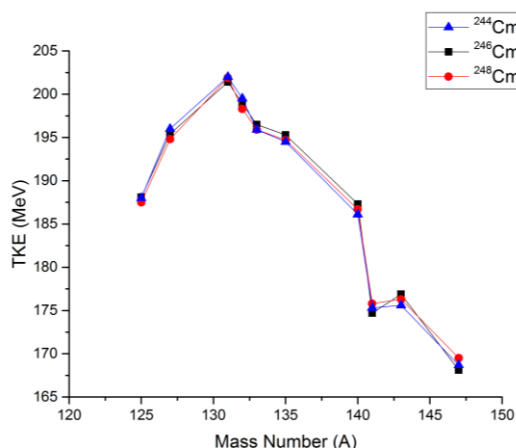
شکل ۹. مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت خودبه‌خودی ^{242}Am و ^{244}Am

افزایش مقدار میانگین TKE برای هسته‌های خیلی سنگین با رابطه یونیک قابل توجه نیست. البته با کمک مدل یوسانگ [۱۱] به خوبی می‌توان این افزایش را توجیه و پیش‌بینی کرد. می‌دانیم این مدل، میانگین TKE را با بررسی مد شکافت بررسی می‌کند. بر اساس این مدل، میانگین انرژی جنبشی کل برای مدهای شکافت متقارن بلند^۱ از میانگین انرژی جنبشی کل برای مدهای شکافت نامتقارن استاندارد ۱ بیشتر است (مقدمه). در این مدل میانگین انرژی جنبشی کل برای هر یک از سه مد شکافت جداگانه بررسی می‌شوند. می‌دانیم در هسته‌های سبک-تر از کالیفرنیم، مد شکافت نامتقارن غالب است، پس مدل یونیک برای این هسته‌ها برقرار است، ولی با افزایش عدد جرمی کالیفرنیم مد شکافت ابر بلند غالب می‌شود که این رابطه برای آنها برقرار نیست. این نشان می‌دهد که مدل یونیک برای هسته‌ها تا جایی قابل قبول است که مد شکافت تغییر نکند. به این صورت در هسته‌های خیلی سنگین، میانگین انرژی جنبشی کل را باید براساس مدهای شکافت توضیح داد. از همین رو اختلاف زیادی بین مقادیر میانگین TKE برای ایزوتوپ‌های کالیفرنیم (186 MeV) با ایزوتوپ‌های فرمیوم (197 MeV) را باید مربوط به غلبه شکافت متقارن دانست. دسته‌بندی شکافت و رابطه آن با شکل پتانسیل هسته‌ها به صورت مفصل در مراجع [۵۳ و ۵۴] بحث شده‌اند.

۱. Super-long fission mode



شکل ۱۱. مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت خودبه‌خودی ^{250}Cf و ^{254}Cf .



شکل ۱۰. مقادیر محاسبه شده انرژی جنبشی کل شکافت خودبه‌خودی ^{244}Cm ، ^{246}Cm و ^{248}Cm .

اکتیدهای سنگین به دست آمده‌اند. با استفاده از مقادیر پارامتر تغییر شکل به دست آمده برای پاره‌های شکافت ایزوتوپ‌های مشابه و با توجه به روند تغییرات میانگین انرژی جنبشی کل، مقادیر انرژی جنبشی کل برای پاره‌های شکافت خودبه‌خودی ^{242}Am ، ^{244}Am ، ^{246}Cm ، ^{248}Cm ، ^{250}Cf و ^{254}Cf محاسبه شده‌اند.

با بررسی مقدار متوسط انرژی جنبشی کل برای هسته‌های سبک‌تر از کالیفرنیم مشاهده می‌شود که با افزایش عدد جرمی ایزوتوپ‌ها، مقدار میانگین انرژی جنبشی کل کاهش می‌یابد؛ در حالی که مقدار میانگین انرژی جنبشی کل ایزوتوپ‌های فرمیوم با افزایش عدد جرمی افزایش می‌یابد. این افزایش فقط با مدل یوسانگ قابل توجیه است و نشان از غلبه مد متقارن دارد.

مدل یونیک برای شکافت نامتقارن اکتیدهای سبک‌تر به خوبی برقرار است. با افزایش عدد جرمی هسته‌های مادر و غلبه مد شکافت متقارن در فرایند شکافت، مدل یوسانگ بهتر می‌تواند میانگین TKE را توجیه یا پیش‌بینی کند. در حالی که برای هسته‌های سبک با جمع انرژی کولنی و هسته‌ای مقادیر انرژی جنبشی کل به خوبی به دست می‌آیند ولی این مجموع برای هسته‌های سنگین‌تر از ۲۵۵ (مثل فرمیوم و نوبیلیوم) نتایج مناسبی ندارد؛ زیرا مقادیر تغییر شکل محاسبه شده پاره‌های

مانند ایزوتوپ‌های پلوتونیوم و کوریوم کاهش می‌یابد (یونیک). در شکل ۱۰ مقادیر محاسبه شده توزیع انرژی جنبشی کل پاره‌های شکافت خودبه‌خودی ^{244}Cm ، ^{246}Cm و ^{248}Cm رسم شده‌اند. برای محاسبه انرژی جنبشی کل پاره‌های شکافت خودبه‌خودی این هسته‌ها از مقادیر تغییر شکل شکافت نوترونی ^{245}Cm استفاده کرده‌ایم.

در شکل ۱۱ مقادیر محاسبه شده توزیع انرژی جنبشی کل پاره‌های شکافت خودبه‌خودی ^{250}Cf و ^{254}Cf رسم شده‌اند. در رسم این توابع توزیع از مقادیر پارامتر تغییر شکافت پاره‌های شکافت ^{252}Cf استفاده شده است. براساس مرجع [۱۲] مقدار میانگین انرژی جنبشی کل شکافت خودبه‌خودی ^{250}Cf و ^{254}Cf اختلافی در حدود ۱ MeV با یکدیگر دارند (جدول ۱ مرجع [۲۸]). بنابراین مقادیر انرژی جنبشی کل به دست آمده برای این دو واکنش اختلاف زیادی با هم ندارند.

۶. نتیجه‌گیری

۱. توزیع انرژی جنبشی کل شکافت نوترونی و خود به خودی برای اکتیدهای سنگین به کمک مدل نقطه جدایی، بررسی و محاسبه شده‌اند. با مقایسه مقادیر محاسبه شده این مدل با مقادیر تجربی، مقادیر پارامتر تغییر شکل پاره‌های شکافت

نمی‌شود. این تفاوت برای هسته‌های سبک‌تر از فرمیوم قابل چشم پوشی است، زیرا مقادیر میانگین TKE اندازه گیری شده نیز اختلاف زیادی ندارند. ولی برای هسته‌های سنگین‌تر، مقادیر میانگین انرژی جنبشی کل اندازه گیری شده بین شکافت خودبه‌خودی و نوترونی، تفاوت قابل توجهی دارد. این اختلافات، لزوم اصلاح در روش محاسبه TKE برای هسته‌های سنگین را اثبات می‌کند. این اصلاح می‌تواند با در نظر گرفتن تغییر فاصله دو پاره شکافت و یا با اضافه کردن کمیت آماری دیگر به مدل (که مرتبط با انرژی اولیه فرودی باشد) صورت گیرد.

شکافت برای این هسته‌ها، غیرمتعارف هستند. این اختلاف می‌تواند به دلیل افزایش انرژی هسته‌ای هسته مرکب برای این هسته‌ها باشد. این افزایش مقدار، باعث اختلاف بین انرژی جنبشی پیش از نقطه جدایی و انرژی هسته‌ای پاره‌های شکافت می‌شود. بنابراین مقدار انرژی هسته‌ای هسته مرکب، تقریب خوبی برای محاسبه مقدار انرژی جنبشی قبل از نقطه جدایی در هسته‌های سنگین اکتینید (با عدد جرمی بیشتر از ۲۵۵) نیست. در این مدل برشی، انرژی فرودی در محاسبات به طور صریح استفاده نمی‌شود. به همین دلیل بین نتایج TKE برای شکافت خودبه‌خودی و نوترونی هسته‌ها تفاوت زیادی دیده

مراجع

1. P Möller and J Randrup, *Phys. Rev. C* **91** (2015) 044316.
2. K Pomorski, *et al.*, *EPJ Web of Conferences* **169** (2018) 00016.
3. M R Pahlavani and S M Mirfathi, *Phys. Rev. C* **92** (2015) 024622.
4. V Karpov, *et al.*, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **29** (2003) 2365.
5. A Bulgac, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016) 122504.
6. U Brosa, S Grossmann, and A Muller, *Phys.s Rep.* **197** (1990) 167.
7. A Ruben, H Märten, and D Seeliger. *Z. Phys. A Hadrons Nucl.* **338**, 1 (1991) 67.
8. P Mehdipour, *Phys. of Atom. Nucl.* **82** (2019) 450.
9. B D Wilkins, E P Steinberg, and R R Chasman, *Phys. Rev. C* **14** (1976) 1832.
10. J Moreau, K Heyde, and M Waroquier, *Phys. Rev. C* **28** (1983) 1640.
11. M D Usang, *et al.*, *Sci. Rep.* **9** (2019) 1525.
12. J P Unik, *et al.*, *Proceedings of the third International IAEA Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Rochester* (1973).
13. Naik, H., *et al.*, *Europ. Phys. J. A* **56**, 9 (2020) 1.
14. S S Belyshev, *et al.*, *Phys. Rev. C* **91**, 3 (2015) 034603.
15. S I Mulgin, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **824**, 1-4 (2009), 1.
16. M Albertsson, *et al.*, *Phys. Rev. C* **104**, 6 (2021) 064616.
17. P Mehdipour Kaldiani, *Phys. Scr.* **95**, 7 (2020) 075306.
18. P Mehdipour Kadiani, *Front. Phys* (2021) 26.
19. P Mehdipour Kaldiani, and M R. Pahlavani, *Chin. J. Phys.* **71** (2021) 651.
20. A V Andreev, G G Adamian, and N V Antonenko. *Phys. Rev. C* **86**, 4 (2012) 044315.
21. V Y Denisov and I Y Sedykh, *Eur. Phys. J. A* **57**, 129 (2021).
22. P Mehdipour Kaldiani, *Commun. Theor. Phys.* **73**, 7 (2021) 075303.
23. H Paşca, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **969** (2018) 226.
24. P Mehdipour Kaldiani, *Chin. Phys. C* **45**, 2 (2021) 024110.
25. P Mehdipour Kaldian, *Phys. Rev. C* **102** (2020) 044612.
26. P Mehdipour Kaldian, *Phys. Atom. Nucl.* **84**, 1 (2021) 11.
27. M Asghar, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **334**, 2 (1980) 327.
28. F Pleasonton, *et al.*, *Phys. Rev. C* **8** (1973) 1018.
29. H C Britt, *et al.*, *Phys. Rev. C* **30** (1984) 559.
30. R Hentzschel, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **571**, 3 (1994) 427.

31. D C Hoffman, *et al.*, *Physical Review C* **41** (1990) 631.
32. J E Gindler, *et al.*, *Phys. Rev. C* **16** (1977) 4.
33. A Ramaswami, *et al.*, *Phys. Rev. C* **16** (1977) 716.
34. A Gook, F J Hamsch, and M Vidali, *Phys. Rev. C* **90** (2014) 064611.
35. E M Kozulin, *et al.*, *Prib. Tekh. Eksp.* **1** (2008) 51.
36. D C Hofman, *et al.*, *Phys. Rev. C* **21** (1980) 637.
37. E K Hulet, *et al.*, *Phys. Rev. C* **40** (1989) 770.
38. N Dubray, H Goutte, and J F Berger, *Emission of Prompt Neutrons and Gamma Rays*, Sinaia, Romania (2011).
39. L Bonneau, P Quentin, and I N Mikhailov, *Phys. Rev. C* **75** (2007) 064313.
40. A V Andreev, *et al.*, *Eurp. Phys. J. A* **22** (2004) 51.
41. V Y Denisov and I Y Sedykh, *Eur. Phys. J. A* **57** (2021) 129.
42. J Blocki, *et al.*, *Ann. Phys.* **105** (1977) 427.
43. J Blocki and W J Swiatecki, *Ann. Phys.* **132** (1981) 53.
44. X Bao, *et al.*, *Nucl. Phys. A* **906** (2013) 1.
45. N Sugarman and A Turkevich, “*Radiochemical Studies: The Fission Product*” McGraw-Hill (1951).
46. H Umezawa, S Baba, and H Baba, *Nucl. Phys. A* **160** (1971) 65.
47. M R Pahlavani and P Mehdipour, *Int. J. Mod. Phys. E* **27** (2018) 1850018.
48. M R Pahlavani and P Mehdipour, *Nucl. Sci. Tech.* **29** (2018) 146.
49. A Gook, *et al.*, *Phys. Rev. C* **96** (2017) 044301.
50. D Hoffman, *et al.*, *Phys. Rev. C* **22** (1980) 1581.
51. D C Hoffman, *Acc. Chem. Res.* **17**, 7 (1984) 235.
52. P Mehdipour Kaldiani and M R Pahlavani, *J. Res. Many-body Syst.* **7** (2017) 37 (In Persian).
53. M R Pahlavani and P Mehdipour Kaldiani, *23th Iranian Nuclear Conference*, Tehran (2016) (In Persian).