

بازده ایزوتوپی و نیمه‌عمر شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین ^{284}Fl

محمد رضا پهلوانی*، مهدی جوهری فرد

دانشگاه مازندران، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک هسته‌ای

دریافت: 1397/07/11 ویرایش نهایی: 1397/11/29 پذیرش: 1397/12/25

چکیده

در این پژوهش شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین ^{284}Fl را با در نظر گرفتن پتانسیل کولنی و مجاورتی مورد مطالعه قرار داده‌ایم. انرژی تولید شده در هر شکافتگی Q ، سد شکافت $(V-Q)$ ، نفوذپذیری، ثابت واپاشی و بازده شکافت را برای هر شکافتگی محاسبه نموده‌ایم. با توجه به عدم تقارن جرم و بار شکافت پذیری مطلوب در شکافت خودبه‌خودی دوگانه برای بالاترین مقدار Q و کمترین مقدار $(V-Q)$ رخ می‌دهد. برای شکافت خودبه‌خودی هسته ^{284}Fl بالاترین بازده برای شکافتگی منجر به ایزوتوپ ^{136}Xe ($N=82, Z=54$) به عنوان یکی از پاره‌های شکافت حاصل شد. مقایسه بین بازده‌های نسبی شکافت برای جفت ایزوتوپ‌های تولید شده به عنوان پاره‌های شکافت نشان دهنده این است که هسته‌های جادویی دوگانه و لایه‌های بسته نزدیک به آنها دارای بیشترین بازده شکافت می‌باشند. ثابت واپاشی را برای هر کدام از شکافت‌های دوتایی به‌طور جداگانه محاسبه و با استفاده از مجموع آنها به عنوان ثابت واپاشی کل، نیمه‌عمر شکافت خودبه‌خودی این هسته را به دست آورده و با نتایج تجربی و نتایج حاصل از روابط نیمه‌تجربی مقایسه نمودیم. این مقایسه نشان می‌دهد که نتایج حاصل از روش محاسبه مستقیم نسبت به نتایج حاصل از روابط نیمه‌تجربی به داده‌های تجربی نزدیکتر است.

کلیدواژگان: شکافت خودبه‌خودی، هسته‌های فوق سنگین، بازده ایزوتوپی، نیمه‌عمر، سد شکافت

مقدمه

فوق سنگین جمع‌آوری شده است. این داده‌ها واپاشی خوشه‌های سنگین با اعداد جرمی بین $A=12$ تا $A=34$ را نیز شامل می‌شوند [1]. انرژی تولید شده در شکافت (Q) بین دو پاره شکافت تقسیم می‌شود. در سال 1939 هان¹ و استراسمن [2] کشف کردند که هسته اورانیوم پس از بمباران به وسیله نوترون به دو پاره غیر هم‌اندازه تقسیم می‌شود. به دنبال این کشف، بوهر² و ویلر³ [3] بر پایه مدل قطره مایعی نظریه شکافت را ارائه نمودند. با توجه به نقش اساسی شکافت در تولید انرژی هسته‌ای، مطالعات متعدد نظری [4-6] و تجربی [7-9] در مورد آن انجام گرفته است. شکافت می‌تواند

یکی از مهمترین و پیچیده‌ترین اندرکنش‌های هسته‌ای، شکافت خودبه‌خودی عناصر سنگین و فوق سنگین می‌باشد. هسته‌های فوق سنگین می‌توانند به دو پاره (شکافت دوتایی) و یا سه پاره (شکافت سه‌تایی) تقسیم شوند. بیشترین احتمال شکافت هسته‌های فوق سنگین به صورت شکافت دوتایی اتفاق می‌افتد، به طوری که دو پاره شکافت پس از غلبه بر سد شکافت گسیل می‌شوند. در سال‌های اخیر داده‌های تجربی زیادی در باب شکافتگی خودبه‌خودی سرد هسته‌های

* نویسنده مسئول: m.pahlavani@umz.ac.ir

¹ Hann

² Bohr

³ Wheeler

خودبه‌خودی ^{252}Cf به‌وسیله کومار⁷ و همکاران [31] پیش‌بینی و توسط گانونین⁸ و همکاران [3] به‌طور تجربی مشاهده گردید. مورد دیگر از مشاهده پاره شکافت جادویی دوگانه ^{132}Sn ، شکافت ایزوتوپ‌های فوق سنگین Fm و Md است [34]. ایزوتوپ‌های Cf و Cm یک ناحیه گذار بین آکتیندهای سبک و منطقه شکافت دو قله‌ای هسته‌های Fm و Md تشکیل می‌دهند به‌طوری‌که بیشترین بازده برای شکافت آکتیندها هنگامی حاصل می‌گردد که پاره سنگین‌تر در مجاورت هسته جادویی دوگانه ^{132}Sn قرار داشته باشد [35]. اسمولانچک⁹ و همکاران [36] جزئیات واپاشی ایزوتوپ‌های زوج-زوج فوق سنگین با عدد اتمی در محدوده $104 \leq Z \leq 170$ را با استفاده از مدل میکروسکپی-ماکروسکپی در یک فضای تغییر شکل یافته چند بعدی مورد مطالعه قرار دادند. آنها در این مطالعات برای هسته مادر و پاره‌های شکافت تغییر شکل‌های با تقارن محوری در نظر گرفتند. استازچاک¹⁰ و همکاران [37] مدهای اصلی واپاشی هسته‌های زوج-زوج فوق سنگین واقع در محدوده پروتونی $108 \leq Z \leq 126$ و نوترونی $148 \leq N \leq 188$ را پیش‌بینی نموده و نیمه‌عمر شکافت این هسته‌ها را محاسبه نمودند. همچنین روشی برای بهبود دقت شکافت خودبه‌خودی هسته‌های فوق سنگین مبتنی بر انتگرال اکشن و اینرسی کرنکینگ¹¹ توسط پوانارو¹² و هافمن¹³ و همکاران ارائه گردید [38، 39]. معمولاً برای مطالعه واپاشی α ، واپاشی خوشه‌ای و شکافت خودبه‌خودی هسته‌های سنگین و فوق سنگین از پتانسیل دافعه کولنی و جاذبه هسته‌ای مجاورتی¹⁴

به‌صورت خودبه‌خودی و یا القایی از طریق واکنش هسته هدف با پرتابه‌هایی مانند نوترون [10، 11]، پروتون [12-14]، ذرات آلفا همچنین واکنش هسته‌های سنگین شتابدار (واکنش همجوشی-شکافت) [15-17] و پرتو گامای پرنانرژی (شکافت فوتونی¹) [18-20] رخ دهد. مطالعات تجربی شکافت سرد در اوایل دهه 80 توسط سیگناریبکس² [21] و آرمبروستر³ [22] آغاز شد. شکافت خودبه‌خودی سرد بسیاری از آکتیندها به پاره‌هایی با اعداد جرمی بین 70 تا 160 مشاهده و مورد مطالعه قرار گرفته است [27-21]. همچنین چندین مورد از گسیل خوشه‌های سنگین با انرژی برانگیختگی درونی نزدیک به صفر به‌طور تجربی مشاهده گردیده است. اولین تلاش‌ها برای مشاهده تجربی شکافت خودبه‌خودی سرد با استفاده از آشکارساز نیمه‌هادی Ge برای شکافت خودبه‌خودی هسته ^{252}Cf انجام گرفته است. ترکیب‌های دوتایی از پاره‌های ^{148}Ce ، ^{104}Zr ، ^{148}Ba ، ^{104}Mo ، ^{106}Mo و ^{146}Ba - ^{108}Mo مورد مشاهده قرار گرفتند [25، 26]. نتایج حاصل از این نوع آزمایشات ایده نظری باز آرایشی گذار سرد تعدادی از هسته‌ها از حالت پایه هسته مادر به‌حالت پایه دو پاره نهایی را مورد تأیید قرار داد [28، 29]. در سال 1996 ساندولسکو⁴ و همکاران [30] و داردن⁵ و همکاران [31] به‌ترتیب شکافت خودبه‌خودی سرد ایزوتوپ‌های ^{252}Cf و ^{242}Pu را به‌وسیله گاماسفر⁶ که مجموعه‌ای شامل 72 آشکارساز بود، مورد آزمایش قرار داده و ارتباط بین دو پاره شکافت را به‌وضوح مشاهده نمودند. هسته جادویی دوگانه ^{132}Sn به‌عنوان یکی از پاره‌های شکافت

⁸ Gonnenwein⁹ Smolanczuk¹⁰ Staszczak¹¹ Crank ing¹² Poenaru¹³ Hoffman¹⁴ Proximity Potential¹ photon induced fission² Signarbieax³ Armbruster⁴ Sandulescu⁵ Dardenne⁶ Gamasphere⁷ Kumar

$$Q = M - \sum_{i=1}^2 m_i \quad 1$$

در این رابطه M جرم هسته مادر و m_i ها جرم های دو پاره شکافت برحسب واحد انرژی اند. انرژی تولید شده در فرآیند شکافت، Q با استفاده از اصل پایستگی انرژی به صورت مجموع انرژی جنبشی دوپاره شکافت ظاهر می گردد. برای یک هسته فوق سنگین که نسبت به فرایند شکافت خودبخودی ناپایدار است، پتانسیل اندرکنشی را به صورت

$$V = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + V_p(s) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}, \quad s > 0 \quad 2$$

می توان در نظر گرفت. در این رابطه Z_1 و Z_2 اعداد اتمی دوپاره شکافت، s فاصله میان سطوح مجاور آنها و r فاصله بین مراکز این دو پاره می باشد که برابر است با $r = s + C_1 + C_2$. در این رابطه، C_1 و C_2 شعاع های مرکزی سوزمان¹ دوپاره شکافت اند که با شعاع R_i پاره ها به صورت زیر مرتبط اند (شکل 1ب)

$$C_i = R_i - \left[\frac{b^2}{R_i} \right], \quad 3$$

به طوری که b پارامتر پخشیدگی سطحی هسته ای است که در بازه (1 و 0) تغییر می کند. در این پژوهش b را مساوی $0,86 \text{ fm}$ در نظر گرفتیم. R_i شعاع خالص هر پاره شکافت می باشد که از طریق رابطه نیمه تجربی زیر با عدد جرمی هسته مادر و دو پاره شکافت مرتبط است [44]:

$$R_i = 1.28A_i^{\frac{1}{3}} - 0.76 + 0.8A_i^{-\frac{1}{3}} \quad 4$$

همچنین، در رابطه 2 l اندازه حرکت زاویه ای، $\mu = \frac{mA_1 A_2}{A_1 + A_2}$ جرم کاهشده دو پاره شکافت و m جرم متوسط نوکلئون می باشد. V_p پتانسیل مجاورتی هسته است که با استفاده از رابطه زیر تعریف می شود [44، 45]:

$$V_p(s) = 4\pi\gamma b \left[\frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \right] \varphi(\varepsilon) \quad 5$$

استفاده می شود [40-43]. در این مقاله بازده ایزوتوپی را برای شکافتگی های متفاوت هسته فوق سنگین ^{284}Fl با در نظر گرفتن سد پتانسیل به صورت مجموع پتانسیل های کولنی و مجاورتی محاسبه نموده و با استفاده از آن نیمه عمر شکافت خودبخودی این هسته را به دست آوردیم. در این محاسبات اثرات پوسته ای در ایجاد پاره های شکافت ^{72}Ni ، ^{82}Ge ، ^{126}Sn ، ^{128}Sn ، ^{134}Te ، ^{136}Xe و ^{204}Pb به وضوح قابل مشاهده است. اثرات لایه ای در محاسبه بازده شکافت برای شکافتگی های منجر به پاره های شکافت جادویی دوگانه، جادویی یا با لایه بسته در مجاورت لایه های جادویی به خوبی قابل توصیف است. در این پژوهش، ثابت واپاشی برای هر شکافتگی مجزا، ثابت شکافت کل (مجموع ثابت های واپاشی مجزا) و سرانجام نیمه عمر شکافت خودبخودی هسته ^{284}Fl محاسبه گردید. در بخش 2 فرمول ها و روابط مورد استفاده در این محاسبات توصیف شده است. نتایج حاصل از محاسبات به صورت یک سری از جداول و منحنی ها در بخش 3 ارائه گردیده و با استفاده از این اطلاعات نیمه عمر شکافت خودبخودی هسته فوق سنگین ^{284}Fl محاسبه و با نتایج حاصل از روابط نیمه تجربی و داده های تجربی مقایسه و مورد بحث و بررسی قرار گرفته است. نهایتاً یک نتیجه گیری خلاصه شده در بخش 4 ارائه شده است.

محاسبات نظری

هرگاه مقدار Q انرژی تولید شده در فرایند شکافت، مثبت باشد، بدین مفهوم است که این فرآیند به صورت خودبخودی می تواند رخ دهد. انرژی تولید شده در شکافت خودبخودی Q ، با استفاده از رابطه زیر به دست می آید:

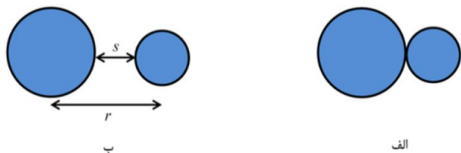
¹ Stüzmann

به‌دست آوردیم. در این رابطه λ ثابت شکافت کل است که مجموع ثابت واپاشی شکافتگی‌های مجزا می‌باشد.
$$v = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{2E}{h}$$
 بیانگر بسامد برخورد با سد یا همان تعداد برخوردها در واحد زمان و E انرژی ارتعاشی است که از رابطه نیمه تجربی [47]:

$$E_v = Q \left\{ 0.056 + 0.039 \exp \left[\frac{(4-A_2)}{2.5} \right] \right\} \quad \text{for } A \geq 4 \quad (10)$$

به‌دست می‌آید. بازده نسبی به‌صورت نسبت احتمال نفوذ از سد i امین شکافتگی به مجموع احتمالات نفوذ همه شکافتگی‌های ممکن تعریف می‌شود:

$$Y(A_i, Z_i) = \frac{P(A_i, Z_i)}{\sum P(A_i, Z_i)} \quad (11)$$



شکل 1. الف: پیکربندی تماسی پاره‌های شکافت $s=0$ ب: $s>0$ به‌طوری‌که s فاصله میان سطوح مجاور دو پاره شکافت و r فاصله میان مراکز پاره‌ها می‌باشد.

نتایج حاصل از محاسبات و تجزیه و تحلیل آنها

اختلاف مابین پتانسیل اندرکنش که به‌صورت مجموع پتانسیل‌های کولنی و مجاورتی در نظر گرفته شدند و انرژی تولید شده در شکافت، پتانسیل سدی $1(V-Q)$ نامیده می‌شود. مقدار Q را برای هر شکافتگی مجزای هسته فوق سنگین ^{284}Fl با استفاده از جداول استاندارد جرم [48-51]، محاسبه و با استفاده از آن $(V-Q)$ را برای هر شکافتگی ممکن به‌صورت تابعی از عدم تقارن جرم و بار $\eta_Z = \frac{Z_1 - Z_2}{Z}$ ، $\eta_A = \frac{A_1 - A_2}{A}$ پیکربندی

در این رابطه γ ضریب کشش سطحی هسته می‌باشد که با استفاده از رابطه زیر به‌دست می‌آید [46]:

$$\gamma = 0.9517 \left[1 - 1.7826 \frac{(N-Z)^2}{A^2} \right] \text{ MeVfm}^{-2} \quad (6)$$

در این رابطه Z ، N و A به‌ترتیب عدد نوترونی، اتمی و جرمی هسته شکافته می‌باشند. در رابطه 5 ϕ تابع پتانسیل مجاورتی می‌باشد که به‌صورت زیر تعریف می‌شود [45]:

$$\phi(\varepsilon) = \begin{cases} -4.41 e^{0.717\varepsilon} & \text{for } \varepsilon > 1.9475 \\ -1.7817 + 0.9270\varepsilon + 0.0169\varepsilon^2 - 0.05148\varepsilon^3 & \text{for } 0 \leq \varepsilon \leq 1.9475 \end{cases}$$

که در آن $\varepsilon = \frac{s}{b}$ متغیر بدون بعد می‌باشد. با استفاده از تقریب WKB یک بعدی، نفوذپذیری در سد با استفاده از رابطه زیر به‌دست می‌آید:

$$P = \exp \left\{ -\frac{2}{h} \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{2\mu(V-Q)} ds \right\} \quad (8)$$

که در آن، V پتانسیل اندرکنش است که به‌وسیله رابطه 2 تعریف می‌شود و Q انرژی تولید شده در شکافت می‌باشد. حد پایین انتگرال $s_1 = 0$ است که بیانگر پیکربندی دوپاره شکافت در حالت تماسی می‌باشد (شکل 1 الف) و حد بالای انتگرال، s_2 به‌گونه‌ای انتخاب می‌شود که رابطه $V(s_2) = Q$ را ارضاء کند. برای محاسبه s_2 و احتمال نفوذ در سد، P برای هر شکافتگی مجزا را با استفاده از یک برنامه کامپیوتری که در محیط نرم افزار MAPLE نوشته شد، محاسبه نمودیم. نهایتاً نیمه‌عمر شکافت را با استفاده از رابطه

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln(2)}{\lambda} = \frac{\ln(2)}{vP} \quad (9)$$

$$(\lambda = \lambda_1 + \lambda_2 + \dots + \lambda_n)$$

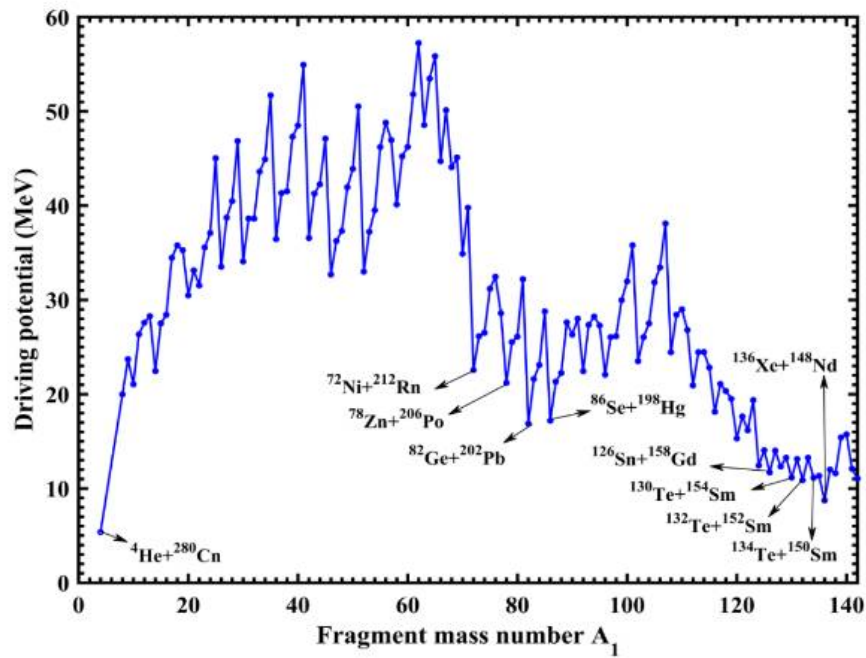
^{212}Rn در آنها به ترتیب دارای پوسته‌های جادویی $Z=28$ و $N=126$ هستند. سایر کمینه‌های پتانسیل در این ناحیه پاره‌هایی را شامل می‌شوند که دارای پوسته‌های بسته در مجاورت اعداد جادویی هستند. در ناحیه دوم شکافتگی‌های شامل ایزوتوپ‌های Sn دارای پوسته جادویی پروتونی $Z=50$ هستند، در این ناحیه همچنین شکافتگی $^{132}\text{Te}+^{152}\text{Sm}$ وجود دارد که در آن پاره ^{132}Te هسته‌ای با پوسته نزدیک جادویی دوگانه با $Z=52$ و $N=80$ است. پاره شکافت ^{134}Te در شکافتگی $^{134}\text{Te}+^{150}\text{Sm}$ دارای عدد نوترونی جادویی $N=82$ می‌باشد. همچنین در شکافتگی $^{136}\text{Xe}+^{148}\text{Nd}$ پوسته جادویی در عدد نوترونی $N=82$ و پوسته نزدیک جادویی در عدد پروتونی $Z=52$ قابل مشاهده است. مقادیر Q و $(V-Q)$ برای همه شکافتگی‌های مجزا در جدول 1 آورده شده‌اند.

تماسی¹ محاسبه نمودیم. برای هر شکافتگی، اعداد جرمی پاره‌های شکافت A_1 و A_2 به گونه‌ای انتخاب می‌شوند که برای آن $(V-Q)$ نسبت به عدد اتمی پاره‌ها کمینه باشد.

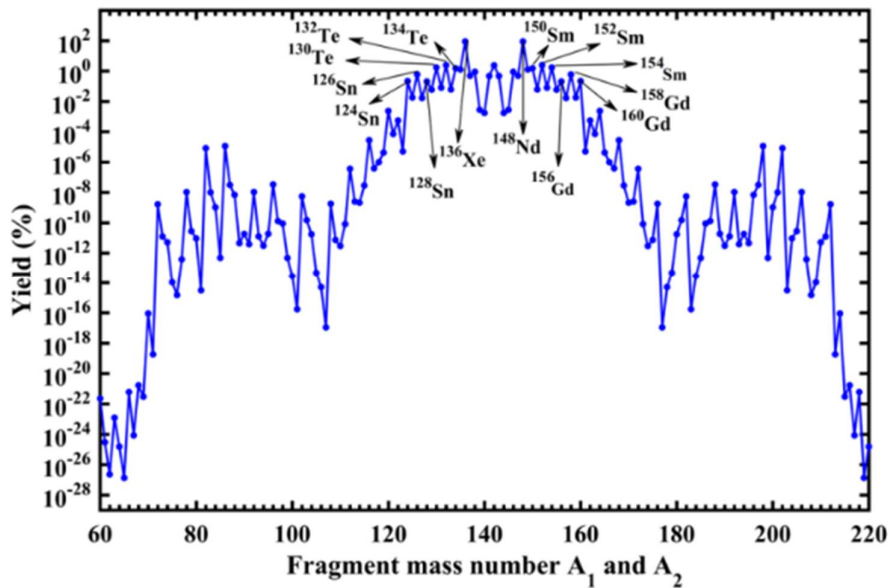
محاسبه پتانسیل سدی $(V-Q)$

برای شکافت خودبخودی هسته ^{284}Fl ، $(V-Q)$ را برای پیکربندی تماسی دو پاره شکافت محاسبه نمودیم و نمودار $(V-Q)$ را برحسب عدد جرمی یکی از پاره‌های شکافت، A_1 در شکل 2 نشان داده‌ایم. به علت اثرات پوسته‌ای برای یک یا هر دو پاره شکافت، دره‌های نامتقارن جرمی به وضوح در این شکل مشهود است. ترکیب‌های دوگانه پاره‌های شکافت مربوط به کمینه انرژی پتانسیل بیشترین احتمال وقوع شکافت خودبخودی را دارند که در این شکل به وضوح قابل مشاهده‌اند. همان‌طور که در شکل 2 به وضوح دیده می‌شود، اولین کمینه نمودار مربوط به جفت پاره $^{280}\text{Cn}+^4\text{He}$ است. همان‌گونه که در شکل 2 می‌توان مشاهده نمود کمینه‌هایی برای $(V-Q)$ برای پاره‌های شکافت جادویی و جادویی دوگانه یا لایه‌های بسته در مجاورت آنها دیده می‌شود که نشان دهنده اثرات پوسته‌ای در شکافت خودبخودی دوگانه هسته فوق سنگین ^{284}Fl اند. همچنین دو ناحیه عمیق در بردارنده تعدادی کمینه پتانسیل سدی $(V-Q)$ را به وضوح در شکل 2 می‌توان مشاهده نمود. در ناحیه اول شکافتگی $^{82}\text{Ge}+^{202}\text{Pb}$ دیده می‌شود که دارای پوسته جادویی نوترونی $N=50$ و پوسته پروتونی جادویی $Z=82$ به ترتیب برای پاره‌های ^{82}Ge و ^{202}Pb می‌باشد. شکافتگی‌های دیگر دارای کمینه در این ناحیه $^{72}\text{Ni}+^{212}\text{Rn}$ ، $^{78}\text{Zn}+^{206}\text{Po}$ و $^{86}\text{Se}+^{198}\text{Hg}$ می‌باشند که ایزوتوپ‌های ^{72}Ni و

¹ Touching Configuration



شکل 2. نمودار پتانسیل سدی ($V-Q$) شکافتگی‌های ممکن در شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین ^{284}Fl برحسب عدد جرمی یکی از پاره‌های شکافت A_1



شکل 3. نمودار بازده نسبی شکافتگی‌های دوگانه در شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین ^{284}Fl برحسب عدد جرمی پاره‌های شکافت A_1 و A_2 ؛ پاره‌های شکافت دارای بازده‌های بالاتر در شکل مشخص شده‌اند.

جدول 1. مقادیر Q واکتس، پتانسیل سدی ($V-Q$) و بازده نسبی شکافتگی های دوگانه زوج-زوج در شکافت خودبخودی هسته فوق سنگین ^{284}Fl (بازده های نسبی کمتر از 10^{-7} صفر در نظر گرفته شده اند).

A ₁	A ₂	Q(MeV)	(V-Q)	Yield(%)	A ₁	A ₂	Q(MeV)	(V-Q)	Yield (%)
⁴ He	²⁸⁰ Cn	10.795	5.36304	0	⁷⁶ Ni	²⁰⁸ Rn	220.206	32.45004	0
⁸ Be	²⁷⁶ Ds	21.438	19.9798	0	⁷⁸ Zn	²⁰⁶ Po	244.5922	21.20123	0
¹⁰ Be	²⁷⁴ Ds	17.1125	21.03991	0	⁸⁰ Zn	²⁰⁴ Po	238.9096	26.09612	0
¹² Be	²⁷² Ds	7.8222	27.58604	0	⁸² Ge	²⁰² Pb	260.2761	16.87036	8.19×10^{-6}
¹⁴ C	²⁷⁰ Hs	40.7901	22.45089	0	⁸⁴ Ge	²⁰⁰ Pb	253.319	23.08821	0
¹⁶ C	²⁶⁸ Hs	32.396	28.41262	0	⁸⁶ Se	¹⁹⁸ Hg	270.3772	17.18627	1.15×10^{-5}
¹⁸ C	²⁶⁶ Hs	22.86	35.78401	0	⁸⁸ Se	¹⁹⁶ Hg	264.63	22.24332	0
²⁰ O	²⁶⁴ Sg	54.3438	30.47257	0	⁹⁰ Se	¹⁹⁴ Hg	259.904	26.31214	0
²² O	²⁶² Sg	51.27	31.53214	0	⁹² Kr	¹⁹² Pt	273.9783	22.437	0
²⁴ O	²⁶⁰ Sg	43.872	37.08872	0	⁹⁴ Kr	¹⁹⁰ Pt	267.575	28.23147	0
²⁶ Ne	²⁵⁸ Rf	72.099	33.5147	0	⁹⁶ Sr	¹⁸⁸ Os	282.981	22.06205	0
²⁸ Ne	²⁵⁶ Rf	63.398	40.46761	0	⁹⁸ Sr	¹⁸⁶ Os	278.342	26.14108	0
³⁰ Mg	²⁵⁴ No	93.081	34.07442	0	¹⁰⁰ Sr	¹⁸⁴ Os	271.994	31.9589	0
³² Mg	²⁵² No	86.878	38.61442	0	¹⁰² Zr	¹⁸² W	288.754	23.50052	0
³⁴ Mg	²⁵⁰ No	79.037	44.90063	0	¹⁰⁴ Zr	¹⁸⁰ W	284.28	27.49271	0
³⁶ Si	²⁴⁸ Fm	109.462	36.44374	0	¹⁰⁶ Zr	¹⁷⁸ W	277.877	33.44216	0
³⁸ Si	²⁴⁶ Fm	102.901	41.51638	0	¹⁰⁸ Mo	¹⁷⁶ Hf	294.252	24.44322	0
⁴⁰ Si	²⁴⁴ Fm	94.52	48.49528	0	¹¹⁰ Mo	¹⁷⁴ Hf	289.308	28.98173	0
⁴² S	²⁴² Cf	127.1707	36.56395	0	¹¹² Ru	¹⁷² Yb	303.806	20.92076	3.63×10^{-7}
⁴⁴ S	²⁴⁰ Cf	120.133	42.25591	0	¹¹⁴ Ru	¹⁷⁰ Yb	299.906	24.46376	0
⁴⁶ Ar	²³⁸ Cm	149.2479	32.68508	0	¹¹⁶ Pd	¹⁶⁸ Er	311.743	18.12976	2.78×10^{-5}
⁴⁸ Ar	²³⁶ Cm	143.345	37.29899	0	¹¹⁸ Pd	¹⁶⁶ Er	309.2347	20.32988	9.89×10^{-7}
⁵⁰ Ar	²³⁴ Cm	135.525	43.8952	0	¹²⁰ Cd	¹⁶⁴ Dy	318.845	15.29279	2.35×10^{-3}
⁵² Ca	²³² Pu	164.8233	32.99354	0	¹²² Cd	¹⁶² Dy	317.7144	16.16428	5.52×10^{-4}
⁵⁴ Ca	²³⁰ Pu	157.146	39.4988	0	¹²⁴ Sn	¹⁶⁰ Gd	325.0962	12.42939	2.19×10^{-1}
⁵⁶ Ca	²²⁸ Pu	146.733	48.79584	0	¹²⁶ Sn	¹⁵⁸ Gd	325.625	11.69074	5.98×10^{-1}
⁵⁸ Ti	²²⁶ U	172.701	40.1178	0	¹²⁸ Sn	¹⁵⁶ Gd	324.817	12.31414	2.05×10^{-1}
⁶⁰ Ti	²²⁴ U	165.528	46.2235	0	¹³⁰ Te	¹⁵⁴ Sm	328.728	11.15066	1.71
⁶² V	²²² Pa	162.24	57.23761	0	¹³² Te	¹⁵² Sm	328.871	10.87218	2.43
⁶⁴ V	²²⁰ Pa	165.02	53.46268	0	¹³⁴ Te	¹⁵⁰ Sm	328.5047	11.12784	1.53
⁶⁶ Cr	²¹⁸ Th	181.273	44.70642	0	¹³⁶ Xe	¹⁴⁸ Nd	332.7572	8.72617	87.6
⁶⁸ Mn	²¹⁶ Ac	189.156	44.07027	0	¹³⁸ Xe	¹⁴⁶ Nd	329.8182	11.60363	8.83×10^{-1}
⁷⁰ Fe	²¹⁴ Ra	205.337	34.8887	0	¹⁴⁰ Xe	¹⁴⁴ Nd	325.6545	15.73043	1.72×10^{-3}
⁷² Ni	²¹² Rn	231.8061	22.55999	0	¹⁴² Ba	¹⁴² Ce	331.295	11.0458	2.34
⁷⁴ Ni	²¹⁰ Rn	226.985	26.50643	0					

احتمال نفوذ در سد و بازده نسبی

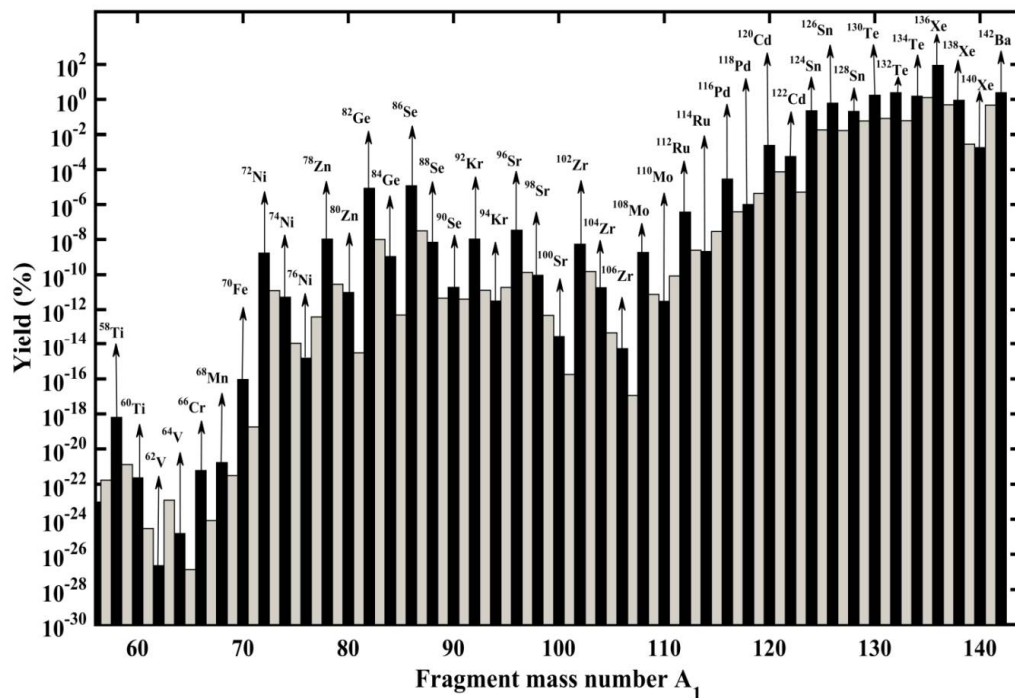
با استفاده از روابط 8 و 11 احتمال نفوذ¹ در سد پتانسیل و بازده نسبی² را برای هر شکافتگی ممکن محاسبه نمودیم و نمودار آن را به صورت تابعی از اعداد جرمی دو پاره شکافت A_1 و A_2 در شکل 3 نشان داده‌ایم. با استفاده از این شکل واضح است که در شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین ^{284}Fl شکافتگی $^{136}Xe + ^{148}Nd$ دارای بیشترین بازده (87/6 درصد) می‌باشد. در این شکافتگی ایزوتوپ ^{136}Xe با $Z=54$ و $N=82$ یک هسته نزدیک به جادویی دوگانه است؛ بیشترین بازده بعدی به ترتیب برای شکافتگی‌های $^{132}Te + ^{152}Sm$ و $^{130}Te + ^{154}Sm$ رخ می‌دهد. در این شکافتگی‌ها، ایزوتوپ‌های Te دارای پوسته نوترونی و پروتونی نزدیک به جادویی است. در شکل 4 نمودار میله‌ای بازده شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین ^{284}Fl که برای پاره‌های با عدد جرمی زوج-زوج و فرد-فرد محاسبه شده است به صورت تابعی از عدد جرمی یکی از پاره‌های شکافت رسم و با یکدیگر مقایسه شده است. همچنان‌که از این شکل مشهود است بازده نسبی ایجاد پاره‌های با عدد جرمی زوج از پاره‌های با عدد جرمی فرد بیشتر است. این مطلب نیز به وضوح تأیید کننده نقش اثرات لایه‌ای در بازده نسبی می‌باشد.

محاسبه نیمه‌عمر شکافت خودبه‌خودی هسته

فوق سنگین ^{284}Fl

پس از محاسبه احتمال نفوذ در سد پتانسیل برای هر یک از شکافتگی‌های مجزا با استفاده از تقریب WKB معادله 8 و به کمک فرکانس برخورد به سد و همچنین با استفاده از رابطه نیمه تجربی انرژی ارتعاشی (معادله 10) ثابت واپاشی را برای هر یک از شکافت‌های دوگانه به‌طور جداگانه محاسبه نموده و نتایج حاصل از آن را در جدول شماره 2 نمایش داده‌ایم. با به دست آوردن λ مربوط به هر شکافتگی مجزا، ثابت شکافت کل را از طریق جمع این ثابت‌ها به دست آوردیم. نیمه‌عمر شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین ^{284}Fl که با استفاده از این روش (رابطه 9) محاسبه شده است برابر است با $0.147 ms$. برای ارزیابی نتایج حاصل از این روش به علت عدم دسترسی به داده‌های حاصل از روش‌های دیگر (یا عدم انجام محاسبه تئوری در مورد این هسته فوق سنگین) نیمه‌عمر محاسبه شده را با نیمه‌عمر تجربی و همچنین نیمه‌عمرهای تخمین زده شده بر اساس روابط نیمه‌تجربی با یکدیگر مقایسه نمودیم. با توجه به اینکه نتایج حاصل از این روابط نیمه‌تجربی به صورت لگاریتم می‌باشد و نیمه‌عمرها برحسب ثانیه و یا سال به صورت لگاریتمی محاسبه شده‌اند، لگاریتم نیمه‌عمر محاسبه شده از طریق محاسبه ثابت شکافت برای همه ثابت‌های شکافتگی دوگانه ممکن در این تحقیق برابر با 3.83 - به دست آمد.

² Relative Yield¹ Penetration Probability



شکل 4. نمودار میله‌ای شکافتگی های زوج-زوج و فرد-فرد مربوط به شکافت خودبخودی هسته فوق سنگین ^{284}Fl بر حسب عدد جرمی یکی از پاره‌های شکافت A_1 .

13

رن³ و همکاران [53] رابطه نیمه تجربی زیر را برای شکافت خودبخودی هسته‌های فوق سنگین ارائه نموده‌اند

$$\log_{10} T_{1/2} = 1146.44 - 75.3153 \left(\frac{Z^2}{A} \right) + 1.63792 \left(\frac{Z^2}{A} \right)^2 - 0.0119827 \left(\frac{Z^2}{A} \right)^3 + B_f \left(7.23613 - 0.0947022 \frac{Z^2}{A} \right) + h$$

را ارائه نمودند. با استفاده از این رابطه لگاریتم نیمه عمر بر حسب ثانیه برای هسته ^{284}Fl مساوی -0.99 به دست می‌آید.

سانتوش⁵ و همکاران [55] نیز رابطه نیمه تجربی (با نیمه عمر بر حسب سال) زیر را برای نیمه عمر شکافت خودبخودی هسته‌های فوق سنگین ارائه نمودند:

$$\log_{10} T_{1/2} = 21.8 + c_1 \frac{(Z - 90 - \nu)}{A} + c_2 \frac{(Z - 90 - \nu)^2}{A} + c_3 \frac{(Z - 90 - \nu)^3}{A} + c_4 \frac{(Z - 90 - \nu)(N - Z - 52)^2}{A}$$

با استفاده از این رابطه لگاریتم نیمه عمر شکافت خودبخودی هسته ^{284}Fl بر حسب سال برابر -4.606 به دست می‌آید که نیمه عمر حاصل از آن مساوی 2.89 ثانیه است. کارپف⁴ و همکاران [54] رابطه نیمه تجربی لگاریتمی (با نیمه عمر بر حسب ثانیه)

⁵ Santosh

³ Ren

⁴ Karpov

در معادلات 12-14 ثابت‌های $c_1, c_2, c_3, c_4, \nu, h, a, b, c, d, e$ از طریق برازش با نیمه‌عمرهای تجربی به دست آمده‌اند. یوتیونکوف¹ و همکاران از طریق سنتز هسته‌های فوق سنگین ^{284}Fl و ^{285}Fl [52]، نیمه‌عمر هسته ^{284}Fl را از طریق آزمایش $^{240}Pu(^{48}Ca, 4n)^{284}Fl$ و ^{284}Fl را از طریق آزمایش $^{239}Pu(^{48}Ca, 3n)^{284}Fl$ برای پنج واپاشی مختلف به طور میانگین برابر 2.5 ms گزارش نموده‌اند که لگاریتم آن برحسب ثانیه مساوی -2.602 است. در جدول 3 نیمه‌عمر لگاریتمی شکافت خودبه‌خودی هسته ^{284}Fl حاصل از محاسبات با نتایج تجربی و نیمه‌عمر تجربی با یکدیگر مقایسه شده‌اند. همچنین برای مقایسه بهتر نتایج با یکدیگر، این نتایج هم به صورت لگاریتم نیمه‌عمر و هم به صورت نیمه‌عمر در جدول 3 ذکر شده‌اند. همانگونه که مشاهده می‌شود با توجه به اینکه در این مقاله ثابت واپاشی برای هر یک از شکافتگی‌های دوگانه محاسبه شد و ثابت شکافت از مجموع این ثابت واپاشی‌ها به دست آمد، مقایسه نیمه‌عمر حاصل از این محاسبات با نتایج تجربی و نتایج سایر روابط نیمه‌عمر تجربی نشان‌دهنده توافق خوب نتیجه محاسبات این مقاله با نیمه‌عمر تجربی [52] شکافت خودبه‌خودی این هسته فوق سنگین است.

جدل 3. مقایسه ی نتایج نیمه‌عمر شکافت خودبه‌خودی هسته ^{284}Fl

^{284}Fl	Ref.[53]	Ref.[54]	Ref.[55]	(This work)	(Expt.)
$\log T_{1/2} (s)$	2.89	-0.99	-0.32	-3.83	-2.602
$T_{1/2}$	776.25s	0.10s	0.48s	0.147ms	2.5ms

$$\log_{10} T_{1/2} = a \left(\frac{Z^2}{A} \right) + b \left(\frac{Z^2}{A} \right)^2 + c \left(\frac{N-Z}{N+Z} \right) + d \left(\frac{N-Z}{N+Z} \right)^2 + e \quad (14)$$

لگاریتم نیمه‌عمر برحسب ثانیه برای هسته ^{284}Fl از طریق این رابطه -0.32 به دست می‌آید.

جدول 2. ثابت واپاشی هر شکافتگی دوگانه شکافت خودبه‌خودی هسته فوق سنگین ^{284}Fl (ثابت‌های واپاشی کمتر از 10^{-7} s^{-1} در این جدول ذکر نشده‌اند).

A_1	A_2	$\lambda_i (s^{-1})$	A_1	A_2	$\lambda_i (s^{-1})$
4He	^{280}Cn	2.78011	^{117}Pd	^{167}Er	0.000129
8Be	^{276}Ds	1.01212	^{118}Pd	^{166}Er	0.000329
9Be	^{275}Ds	0.01017	^{119}Ag	^{165}Ho	0.001424
^{10}Be	^{274}Ds	0.00885	^{120}Cd	^{164}Dy	0.806454
^{11}Be	^{273}Ds	0.000025	^{121}Cd	^{163}Dy	0.024551
^{12}Be	^{272}Ds	0.000001	^{122}Cd	^{162}Dy	0.18879
^{13}B	^{271}Mt	0.000003	^{123}Cd	^{161}Dy	0.001715
^{14}C	^{270}Hs	0.000523	^{124}Sn	^{160}Gd	76.79021
^{15}C	^{269}Hs	0.000002	^{125}Sn	^{159}Gd	6.30164
^{16}C	^{268}Hs	0.000002	^{126}Sn	^{158}Gd	209.7591
^{72}Ni	^{212}Rn	0.0000004	^{127}Sn	^{157}Gd	5.849377
^{78}Zn	^{206}Po	0.000003	^{128}Sn	^{156}Gd	71.75805
^{82}Ge	^{202}Pb	0.002295	^{129}Sb	^{155}Eu	20.53673
^{83}Ge	^{201}Pb	0.0000028	^{130}Te	^{154}Sm	604.0533
^{84}Ge	^{200}pb	0.0000003	^{131}Te	^{153}Sm	28.2163
^{86}Se	^{198}Hg	0.003344	^{132}Te	^{152}Sm	861.1417
^{87}Se	^{197}Hg	0.000009	^{133}Te	^{151}Sm	21.2937
^{88}Se	^{196}Hg	0.000002	^{134}Te	^{150}Sm	540.4294
^{92}Kr	^{192}Pt	0.0000032	^{135}I	^{149}Pm	445.272
^{96}Sr	^{188}Os	0.0000101	^{136}Xe	^{148}Nd	313.63
^{102}Zr	^{182}W	0.0000017	^{137}Xe	^{147}Nd	173.0164
^{108}Mo	^{176}Hf	0.0000006	^{138}Xe	^{146}Nd	313.5251
^{112}Ru	^{172}Yb	0.000119	^{139}Xe	^{145}Nd	0.988355
^{113}Ru	^{171}Yb	0.0000008	^{140}Xe	^{144}Nd	0.60399
^{114}Ru	^{170}Yb	0.0000007	^{141}Ba	^{143}Ce	167.4358
^{115}Rh	^{169}Tm	0.0000094	^{142}Ba	^{142}Ce	835.6867
^{116}Pd	^{168}Er	0.009317			

زیرا ایزوتوپ ^{136}Xe دارای پوسته جادویی نوترونی $N=82$ و پوسته نزدیک جادویی پروتونی $Z=54$ است. برای این هسته ثابت واپاشی به ازای هر یک از شکافتگی‌های مجزا محاسبه گردید و ثابت شکافت از مجموع این ثابت‌های واپاشی به دست آمد، از این طریق نیمه عمر هسته فوق سنگین ^{284}Fl برابر 0.147ms به دست آمد. مقایسه نیمه عمر محاسبه شده از این روش و نتایج به دست آمده از فرمول‌های نیمه تجربی با داده‌های تجربی نشان می‌دهد که نتایج حاصل از این روش با نیمه عمر تجربی توافق نسبتاً خوبی دارد.

منابع

[1] P.B. Price, Complex radioactivity, *Nuclear Physics A* **502** (1989) 41-58.

[2] O. Hahn, F. Strassmann, Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle, *Naturwissenschaften* **27** (1939) 11-15.

[3] N. Bohr, J.A. Wheeler, The Mechanism of Nuclear Fission, *Physical Review* **56** (1939) 426-450.

[4] M.R. Pahlavani, S.M. Mirfathi, Neutron-induced fission of even- and odd- mass plutonium isotopes within a four-dimensional Langevin framework, *Physical Review C* **96** (2017) 014606.

[5] M.R. Pahlavani, S.M. Mirfathi, Dynamical simulation of neutron-induced fission of uranium isotopes using four-dimensional Langevin equations, *Physical Review C* **93** (2016) 044617.

[6] M.R. Pahlavani, D. Naderi, Influence of dynamical parameters on pre-scission particles and fission probability in heavy-ion collisions, *Physical Review C* **83** (2011) 024602.

مقایسه نیمه عمرهای محاسبه شده و تجربی نشان می‌دهد که نیمه عمرهای اندازه‌گیری شده با مقادیر محاسبه شده اختلاف زیادی دارد. برای توجیه این اختلاف دلایل زیادی می‌توان ارائه نمود. یکی از دلایل این اختلاف می‌تواند ناشی از شرکت واپاشی‌های مختلف از جمله واپاشی آلفا و گسیل خوشه‌های سنگین باشد که برای هسته‌های فوق سنگین دارای احتمال نسبتاً بالایی هستند. از طرف دیگر با توجه به اینکه این هسته‌ها دارای نیمه عمر کوتاهی هستند بنابراین در طبیعت وجود ندارند و باید از طریق اندرکنش‌های هسته مرکب تولید شوند که با توجه به چند مرحله‌ای بودن آزمایش خطای اندازه‌گیری نیمه عمر خیلی بالاست و بنابراین می‌تواند اختلاف بیشتری را ایجاد کند.

نتیجه گیری

در این تحقیق فرایند شکافت خودبخودی هسته فوق سنگین ^{284}Fl را با در نظر گرفتن پتانسیل‌های کولنی و مجاورتی به عنوان پتانسیل هسته‌ای مورد بررسی قرار دادیم. برای هر شکافتگی مجزا پتانسیل سدی $(V-Q)$ و انرژی تولید شده در واکنش، Q را به دست آوردیم. همچنین ثابت واپاشی، احتمال تونل‌زنی از سد شکافت و نیمه عمر شکافت را محاسبه نمودیم. از طرف دیگر نیمه عمر شکافت این هسته را با استفاده از چند فرمول نیمه تجربی به دست آوردیم. نتایج حاصل از این محاسبات نشان می‌دهند که احتمال شکافت برای پاره‌های شکافت با عدد جرمی زوج بیشتر از پاره‌های با عدد جرمی فرد است. با استفاده از کمینه کردن پتانسیل اندرکنش ترکیب‌های مناسب از دو پاره‌های شکافت را مشخص نمودیم. تحلیل نتایج نشان می‌دهند که برای شکافت خودبخودی ^{284}Fl بیشترین بازده برای شکافتگی $^{136}\text{Xe}+^{148}\text{Nd}$ به دست می‌آید

- V.A. Rubchenya, S.K. Sahiev, W.H. Trzaska, E. Vardaci, Proton induced fission of ^{232}Th at intermediate energies, *Physics of Atomic Nuclei* **79** (2016) 1367-1374.
- [15] D. Naderi, M.R. Pahlavani, S.A. Alavi, Anisotropy of the angular distribution of fission fragments in heavy-ion fusion-fission reactions: The influence of the level-density parameter and the neck thickness, *Physical Review C* **87** (2013) 054618.
- [16] M.R. Pahlavani, D. Naderi, Study of fusion cross-section in heavy-ion fusion-fission reactions at around fusion barrier energies using the Langevin dynamical approach, *European Physical Journal A* **48** (2012) 129.
- [17] M.R. Pahlavani, D. Naderi, S.M. Mirfathi, Dynamical Simulation Of γ -Ray Multiplicity In Heavy Ion Fusion-Fission Reactions Based On Langevin Equations, *Modern Physics Letters A* **26** (2011) 1323.
- [18] M.R. Pahlavani, P. Mehdipour, Study of photofission fragment mass distribution of ^{232}Th , ^{238}U , ^{237}Np and ^{240}Pu isotopes in various γ -ray energies, *International Journal of Modern Physics E* **27** (2018) 1850018.
- [19] A. Deppman, E. Andrade-II, V. Guimarães, G.S. Karapetyan, N.A. Demekhina, Photofission of ^{232}Th and ^{238}U at intermediate energies, *Physical Review C* **87** (2013) 054604.
- [20] D.H. Morse, A.J. Antolak, B.L. Doyle, Photofission in uranium by nuclear reaction gamma-rays, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* **261** (2007) 378-381.
- [21] C. Signarbieux, M. Montoya, M. Ribrag, C. Mazur, C. Guet, P. Perrin, M. Maurel, Evidence for nucleon pair breaking even in the coldest scission configurations of ^{234}U and ^{236}U , *Journal de Physique Lettres* **42** (1981) 437-440.
- [7] D.J. Hinde, M. Dasgupta, J.R. Leigh, J.C. Mein, C.R. Morton, J.O. Newton, H. Timmers, Conclusive evidence for the influence of nuclear orientation on quasifission, *Physical Review C* **53** (1996) 1290.
- [8] K. Nishio, H. Ikezoe, I. Nishinaka, S. Mitsuoka, K. Hirose, T. Ohtsuki, Y. Watanabe, Y. Aritomo, S. Hofmann, Evidence for quasifission in the sub-barrier reaction of $^{30}\text{Si}+^{238}\text{U}$, *Physical Review C* **82** (2010) 044604.
- [9] D.J. Hinde, R. du Rietz, M. Dasgupta, R.G. Thomas, L.R. Gasques, Two Distinct Quasifission Modes in the $^{32}\text{S}+^{232}\text{Th}$ Reaction, *Physical Review Letters* **101** (2008) 092701
- [10] M.R. Pahlavani, S.M. Mirfathi, Probing energy dissipation, γ -ray and neutron multiplicity in the thermal neutron-induced fission of ^{239}Pu , *European Physical Journal A* **52** (2016) 95.
- [11] M.R. Pahlavani, S.M. Mirfathi, Dynamics of neutron-induced fission of ^{235}U using four-dimensional Langevin equations, *Physical Review C* **92** (2015) 024622.
- [12] A. Deppman, E. Andrade-II, V. Guimarães, G.S. Karapetyan, A.R. Balabekyan, N.A. Demekhina, *Physical Review C* **88** (2013) 024608.
- [13] Y. Ayyad, J. Benlliure, E. Casarejos, H. Álvarez-Pol, A. Bacquias, A. Boudard, M. Caamaño, T. Enqvist, V. Föhr, A. Kelić-Heil, K. Kezzar, S. Leray, D. Mancusi, C. Paradela, D. Pérez-Loureiro, R. Pleskač, J.L. Rodríguez-Sánchez, D. Tarrío, Proton-induced fission of ^{181}Ta at high excitation energies, *Physical Review C* **89** (2014) 054610.
- [14] K.B. Gikal, E.M. Kozulin, A.A. Bogachev, N.T. Burtebaev, A.V. Edomskiy, I.M. Itkis, M.G. Itkis, G.N. Knyazhev, K.V. Kovalchuk, T.N. Kvochkina, E. Piasecki,

- Journal of Physics G : Nuclear Physics* **3** (1977) 189-193.
- [29] A. Sandulescu, W. Greiner, Cluster decays, *Reports on Progress in Physics* **55** (1992) 1423-1481.
- [30] A. Sandulescu, A. Florescu, F. Carstoiu, W. Greiner, J.H. Hamilton, A.V. Ramayya, B.R.S. Babu, Isotopic yields for the cold fission of ^{252}Cf , *Physical Review C* **54** (1996) 258-265.
- [31] Y.X. Dardenne, R. Aryaeinejad, S.J. Asztalos, B.R.S. Babu, K. Butler-Moore, S.Y. Chu, J.D. Cole, M.W. Drigert, K.E. Gregorich, J.H. Hamilton, J. Kormicki, I.Y. Lee, R.W. Loughheed, Q.H. Lu, W.-C. Ma, M.F. Mohar, K.J. Moody, S.G. Prussin, A.V. Ramayya, J.O. Rasmussen, M.A. Stoyer, J.F. Wild, Observation of cold fission in ^{242}Pu spontaneous fission, *Physical Review C* **54** (1996) 206-210.
- [32] S. Kumar, R.K. Gupta, W. Scheid, Super-Asymmetric Cold Fission and Exotic Cluster-Decay, *International Journal of Modern Physics E* **3** (1994) 195-218.
- [33] F. Gonnenwein, A. Moller, M. Cronni, M. Hesse, M. Wostheinrich, H. Faust, G. Fioni, S. Oberstedt, Cold binary and ternary fission, *Nuovo Cimento A* **110** (1997) 1089-1095.
- [34] E.K. Hulet, J.F. Wild, R.J. Dougan, R.W. Loughheed, J.H. Landrum, A.D. Dougan, M. Schadel, R.L. Hahn, P.A. Baisden, C.M. Henderson, R.J. Dupzyk, K. Sümmerer, G.R. Bethune, Bimodal symmetric fission observed in the heaviest elements, *Physical Review Letters* **56** (1986) 313-316.
- [35] A.V. Ramayya, J.H. Hamilton, B.R.S. Babu, S.J. Zhu, et al., Structure of Vacuum and Elementary Matter, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure: 1996, Wilderness, South Africa* (WorldScientific, in press).
- [22] P. Armbruster, *International Conference "Nuclei far from stability"*, Helsingor, DK, CERN **81-09** (1981) 675.
- [23] F.J. Hamsch, H.H. Knitter, C.B. Jorgensen, The positive odd-even effects observed in cold fragmentation-are they real?, *Nuclear Physics A* **554** (1993) 209-222.
- [24] A. Benoufella, G. Barreau, M. Asghar, P. Audouard, F. Brisard, T.P. Doan, M. Hussonnois, B. Leroux, J. Trochon, M.S. Moore, Measurement of fragment mass-energy correlations for ^{248}Cm (s, f): far-out asymmetric fission and cold fragmentations, *Nuclear Physics A* **565** (1993) 563-572.
- [25] J.H. Hamilton, A.V. Ramayya, J. Kormicki, W.C. Ma, Q. Lu, D. Shi, J.K. Deng, S.J. Zhu, A. Sandulescu, W. Greiner, G.M. Ter-Akopian, Y.T. Oganessian, G.S. Popeko, A.V. Daniel, J. Kliman, V. Polhorsky, M. Morhac, J.D. Cole, R. Aryaeinejad, I.Y. Lee, N.R. Johnson, F.K. McGowan, Zero neutron emission in spontaneous fission of ^{252}Cf : a form of cluster radioactivity, *Journal of Physics G* **20** (1994) L85-90.
- [26] G.M. Ter-Akopian, J.H. Hamilton, Yu. Ts. Oganessian, J. Kormicki, G.S. Popeko, A.V. Daniel, A.V. Ramayya, Q. Lu, K. Butler-Moore, W.C. Ma, J.K. Deng, D. Shi, J. Kliman, V. Polhorsky, M. Morhac, W. Greiner, A. Sandulescu, J.D. Cole, R. Aryaeinejad, N.R. Johnson, I.Y. Lee, F.K. McGowan, Neutron Multiplicities and Yields of Correlated Zr-Ce and Mo-Ba Fragment Pairs in Spontaneous Fission of ^{252}Cf , *Physical Review Letters* **73** (1994) 1477.
- [27] W. Schwab, H.G. Clerc, M. Mutterer, J.P. Theobald, H. Faust, Cold Fission of ^{233}U (nth, f), *Nuclear Physics A* **577** (1994) 674-690.
- [28] A. Sandulescu, W. Greiner, Mass asymmetry in fission, fusion and mass transfer due to the fragmentation in valleys,

- [45] J. Blocki, W.J. Swiatecki, A generalization of the Proximity Force Theorem, *Annals of Physics NY* **132** (1981) 53-65.
- [46] C.L. Guo, G.L. Zhang, X.Y. Le, Study of the universal function of nuclear proximity potential from density-dependent nucleon–nucleon interaction, *Nuclear Physics A* **897** (2013) 54-61.
- [47] D.N. Poenaru, M. Ivascu, A. Sandulescu, W. Greiner, Atomic nuclei decay modes by spontaneous emission of heavy ions, *Physical Review C* **32** (1985) 572-581.
- [48] G. Audi, A.H. Wapstra, The 1995 update to the atomic mass evaluation *Nuclear Physics A* **595** (1995) 409-480.
- [49] A.H. Wapstra, G. Audi, C. Thibault, The Ame2003 atomic mass evaluation: (I). Evaluation of input data, adjustment procedures, *Nuclear Physics A* **729** (2003) 129-336.
- [50] G. Audi, F.G. Kondev, M. Wang, W.J. Huang, S. Naimi, The NUBASE2016 evaluation of nuclear properties, *Chinese Physics C* **41** (2017) 030001.
- [51] D.N. Poenaru, W. Greiner, R.A. Gherghescu, Energy Released In Ternary Fission, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **68** (1998) 91-147.
- [52] V.K. Utyonkov, N.T. Brewer, Yu. Ts. Oganessian, K.P. Rykaczewski, F.Sh. Abdullin, S.N. Dmitriev, R.K. Grzywacz, M.G. Itkis, K. Miernik, A.N. Polyakov, J.B. Roberto, R.N. Sagaidak, I.V. Shirokovsky, M.V. Shumeiko, Yu. S. Tsyganov, A.A. Voinov, V.G. Subbotin, A.M. Sukhov, A.V. Sabel'nikov, G.K. Vostokin, J.H. Hamilton, M.A. Stoyer, S.Y. Strauss, Experiments on the synthesis of superheavy nuclei ^{284}Fl and ^{285}F in the $^{239,240}\text{Pu}+^{48}\text{Ca}$ reactions, *Physical Review C* **92** (2015) 034609.
- [36] R. Smolanczuk, Properties of the hypothetical spherical superheavy nuclei, *Physical Review C* **56** (1997) 812-824.
- [37] A. Staszczak, A. Baran, W. azarewicz, Spontaneous fission modes and lifetimes of superheavy elements in the nuclear density functional theory, *Physical Review C* **87** (2013) 024320.
- [38] D.N. Poenaru, R.A. Gherghescu, Fission decay of ^{282}Cn studied using cranking inertia *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **41** (2014) 125104.
- [39] D.C. Hoffman, T.M. Hamilton, M.R. Lane, Spontaneous fission, in: D.N. Poenaru (Ed.), *Nuclear Decay Modes*, Institute of Physics Publishing IOP, Bristol, 1996 393–432 Chapter 10.
- [40] M.R. Pahlavani, O.N. Ghodsi, M. Zadehrafai, ^4He , ^{10}Be , ^{14}C , and ^{16}O light-fragment-accompanied cold ternary fission of the ^{250}Cm isotope in an equatorial three-cluster model, *Physical Review C* **96** (2017) 054612.
- [41] K.P. Santhosh, A. Joseph, Cluster emission in superdeformed Sr isotopes in the ground state and formed in heavy-ion reaction, *Pramana - Journal of Physics* **64** (2005) 39-46.
- [42] K.P. Santhosh, R.K. Biju, S. Sabina, The systematic study of spontaneous fission versus alpha decay of superheavy nuclei, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **36** (2009) 115101.
- [43] K.P. Santhosh, B. Priyanka, The competition between alpha decay and spontaneous fission in odd–even and odd–odd nuclei in the range $99 \leq Z \leq 129$, *Nuclear Physics A* **940** (2015) 21-52.
- [44] J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki, C.F. Tsang, Proximity forces, *Annals of Physics NY* **105** (1977) 427-462.

spontaneous fission half life time, *Nuclear Physics A* **832** (2010) 220-232.

[53] Z. Ren, C. Xu, Spontaneous fission half-lives of heavy nuclei in ground state and in isomeric state, *Nuclear Physics A* **759** (2005) 64-78.

[54] A.V. Karpov, V.I. Zagrebaev, Y. Martinez Palenzuela, L. Felipe Ruiz, W. Greiner, Decay Properties and Stability of Heaviest Elements, *International Journal of Modern Physics E* **21** (2012) 1250013.

[55] K.P. Santhosh, R.K. Biju, S. Sahadevan, Semi-empirical formula for