

## شبیه‌سازی فرایند شکافت هسته برانگیخته $^{217}\text{Fr}$ در چارچوب معادلات لانگوین

هادی اسلامی‌زاده\*

دانشگاه خلیج فارس، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

دریافت: ۹۴/۹/۳۰

پذیرش: ۹۵/۶/۱۰

### چکیده

در تحقیق حاضر قصد داریم فرایند شکافت هسته‌های برانگیخته  $^{217}\text{Fr}$  تولید شده طی فرایند هم‌جوشی یون‌های  $^{19}\text{F}$  با هسته‌های  $^{198}\text{Pt}$  را در چارچوب معادلات لانگوین و با در نظرگیری اثر دما و اثر مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هسته، K، شبیه‌سازی و تعداد متوسط نوترون‌های خروجی قبل از فرایند شکافت هسته‌های برانگیخته  $^{217}\text{Fr}$  را برآورد نماییم. در این تحقیق نشان داده خواهد شد که در نظرگیری اثر دما و اثر مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هسته روی نتایج محاسبات تأثیر می‌گذارد، به طوری که عدم در نظرگیری این پارامترها سبب برآورد کم‌تر تعداد متوسط نوترون‌های خروجی از هسته‌های  $^{217}\text{Fr}$  قبل از فرایند شکافت می‌شود. هم‌چنین طی شبیه‌سازی فرایند شکافت هسته‌های  $^{217}\text{Fr}$  با در نظرگیری ضریب اتلاف کاهیده به عنوان یک پارامتر آزاد سعی به بازتولید داده‌های تجربی تعداد متوسط نوترون‌های خروجی طی فرایند شکافت هسته‌های  $^{217}\text{Fr}$  خواهیم کرد و نشان خواهیم داد که مقدار مناسب ضریب اتلاف کاهیده برای هسته  $^{217}\text{Fr}$  برابر با  $2/8 \times 10^{-21} \text{ s}^{-1}$  است.

**واژه‌گان کلیدی:** شکافت، تعداد نوترون‌های خروجی قبل از فرایند شکافت، ضریب اتلاف کاهیده

### مقدمه

یکی از راه‌های مهم استخراج اطلاعات در رابطه با هسته‌ها، به خصوص هسته‌های سنگین، مطالعه و بررسی نحوه واپاشی آن‌ها است. تاکنون برای شبیه‌سازی تحول هسته‌های برانگیخته مدل‌های زیادی ارائه شده است، که از آن جمله می‌توان به طور کلی به مدل‌های دینامیکی و مدل‌های آماری (به طور نمونه [۹-۱]) اشاره نمود. در مدل‌های آماری جهت استخراج اطلاعات در رابطه با فرایند شکافت هسته‌ها به طور معمول از ویژگی‌های هسته‌ها در دو وضعیت قبل از شروع به تغییر شکل و نقطه‌زینی استفاده می‌کنند، لیکن در مدل‌های دینامیکی با در نظرگیری تحول هسته‌ها به طور لحظه به لحظه، سعی به شبیه‌سازی تحول شکافت آن‌ها می‌شود که بی‌تردید می‌توان انتظار داشت که مدل‌های دینامیکی

\* eslamizadeh@pgu.ac.ir نویسنده مسئول:

به طور مناسب‌تری بتوانند فرایند شکافت هسته‌های برانگیخته را شبیه‌سازی کنند. لازم به ذکر است که در برخی از مدل‌های آماری و دینامیکی از تأثیر نویسنده دما بر سد شکافت و تأثیر مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هسته،  $K$ ، و همچنین تحول زمانی مؤلفه اسپین طی شبیه‌سازی فرایند شکافت هسته‌ها صرف‌نظر شده است، که این امر سبب برآورد غیرصحیح برخی از ویژگی‌های فرایند شکافت می‌شود. اخیراً نشان داده شده است که در نظریه‌ی این کمیت‌ها طی شبیه‌سازی فرایند شکافت هسته‌های برانگیخته بسیار ضروری است و تأکید شده است که اطلاعاتی که در رابطه با هسته‌ها بدون در نظرگیری این کمیت‌ها استخراج شده‌اند، بایستی مورد بازبینی مجدد قرار گیرند [۱۰]. لذا در تحقیق حاضر اثر دما و اثر مؤلفه اسپین در برآورد سد شکافت هسته‌های برانگیخته  $^{217}\text{Fr}$  تولید شده طی فرایند هم‌جوشی هسته‌های  $^{19}\text{F}$  با  $^{198}\text{Pt}$  بررسی شده است و با در نظرگیری تغییرات زمانی مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هسته، تحول هسته‌های برانگیخته  $^{217}\text{Fr}$  طی فرایند شکافت شبیه‌سازی شده است. نشان داده خواهد شد که عدم در نظرگیری اثر این کمیت‌ها در محاسبات سبب اشتباه در برآورد تعداد متوسط نوترون‌های خروجی قبل از فرایند شکافت هسته‌های برانگیخته  $^{217}\text{Fr}$  می‌شود. همچنین در تحقیق حاضر با در نظرگیری ضریب اتلاف کاهیده به عنوان یک پارامتر آزاد، تعداد متوسط نوترون‌های خروجی از هسته‌های برانگیخته  $^{217}\text{Fr}$  برآورد و با برآزش نتایج محاسبات با داده‌های تجربی، اطلاعاتی پیرامون مقدار مناسب این پارامتر استخراج می‌شود. لازم به ذکر است که نتایجی که در این تحقیق ارائه می‌شود بر اساس نوشتن یک برنامه کامپیوتری به زبان فورترن و در نظرگیری یک مجموعه شامل  $^{106}\text{Fr}$  هسته مرکب  $^{217}\text{Fr}$  تولید شده طی فرایند هم‌جوشی یون‌های  $^{19}\text{F}$  با هسته‌های  $^{198}\text{Pt}$  است

### شرح مدل دینامیکی و نتایج

جهت شبیه‌سازی فرایند شکافت هسته‌های برانگیخته طی انتقال به نقطه زینی و نقطه قطع می‌توان در چارچوب مدل دینامیکی از معادله فوکر پلانک<sup>۱</sup> یا معادلات لانگوین<sup>۲</sup> استفاده کرد. اما نظر به ساده‌تر بودن معادلات لانگوین، استفاده از این معادلات مناسب‌تر است. معادلات لانگوین را می‌توان به شکل زیر در نظر گرفت:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} &= \frac{1}{2} \left( \frac{p}{m(q)} \right)^2 \frac{dm(q)}{dq} - \frac{dV}{dq} - \beta p + \xi(t) \\ \frac{dq}{dt} &= \frac{p}{m(q)} \end{aligned} \quad (1)$$

که در رابطه بالا  $m(q)$  پارامتر اینرسی وابسته به تغییر شکل،  $V$  انرژی پتانسیل،  $q$  مختص جمعی،  $p$  ممتمم خطی و  $\xi(t)$  نیروی اتفاقی است که بگونه‌ای تعریف می‌شود که دارای فرم گوسی بوده و  $\langle \xi(t) \rangle = 0$  باشد.

<sup>1</sup> Fokker-Plank

<sup>2</sup> Langevin

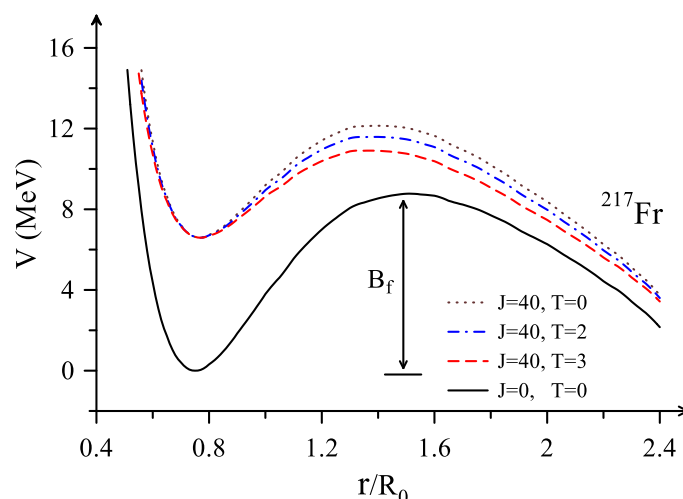
$\beta$  ضریب اتلاف کاهیده است که بر حسب نسبت چسبندگی ماده هسته‌ای به جرم هسته تعریف می‌شود. در قدم اول جهت شبیه‌سازی فرایند شکافت هسته برانگیخته  $^{217}\text{Fr}$  احتیاج به محاسبه سد شکافت یا به تعبیر دیگر انرژی پتانسیل وابسته به تغییر شکل هسته است. برای این منظور می‌توان از مدل قطره مایع استفاده کرد [۱۱] و با جمع انرژی‌های کشش سطحی، کولمبی و انرژی دورانی هسته، انرژی سد پتانسیل در مقابل شکافت را به شکل زیر برآورد کرد:

$$V(q) = E_s + E_c + E_r \quad (2)$$

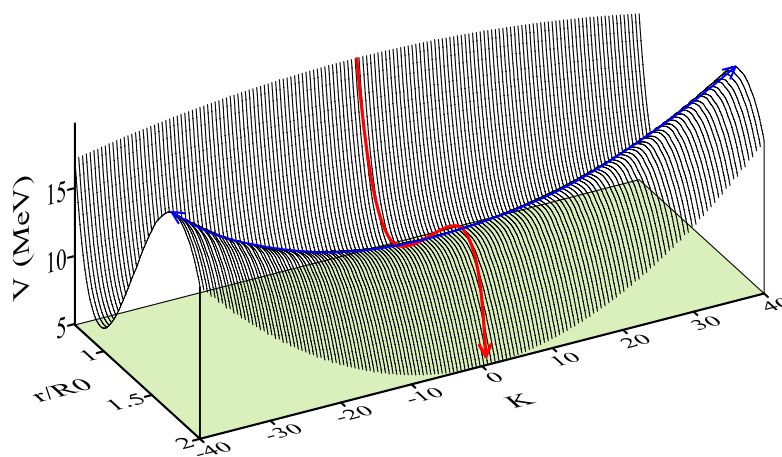
در رابطه بالا  $E_s$ ،  $E_c$  و  $E_r$  به ترتیب انرژی‌های کشش سطحی، کولمبی و دورانی هسته‌اند. با استفاده از این رابطه و محاسبه انرژی‌های  $E_s$ ،  $E_c$  و  $E_r$  مطابق با مراجع [۱۲-۱۳] می‌توان انرژی سد پتانسیل در مقابل شکافت را برآورد کرد. لازم به ذکر است که مدل قطره مایع اثر دما و اثر مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هسته را در برآورد سد شکافت در نظر نمی‌گیرد. بنابراین برای برآورد صحیح سد شکافت، می‌توان از مدل اصلاح شده قطره مایع استفاده کرد [۱۰]. در چارچوب مدل اصلاح شده قطره مایع می‌توان سد شکافت را به شکل زیر برآورد کرد:

$$V(q) = (1 - \alpha T^2) E_s + E_c + \frac{(I(I+1) - K^2) \hbar^2}{I_{\perp}(q) \frac{4}{5} MR_0^2 + 8Ma^2} + \frac{K^2 \hbar^2}{I_{\parallel}(q) \frac{4}{5} MR_0^2 + 8Ma^2} \quad (3)$$

که دو جمله آخر مربوط به انرژی دورانی هسته است و  $\alpha = c_s A^{2/3} / E_s \text{ MeV}^{-1}$ . مؤلفین مرجع [۱۴] بر اساس مفاهیم نظری نشان داده‌اند که مقدار ضریب  $c_s$  را می‌توان برابر  $c_s = 0.27 \text{ MeV}^{-1}$  در نظر گرفت. در رابطه (۳)،  $T$  دما،  $I$  اسپین،  $K$  مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هسته،  $M$  جرم هسته و  $I_{\parallel}$  و  $I_{\perp}$  به ترتیب بیان‌گر ممان اینرسی‌های موازای و عمود بر محور تقارن هسته می‌باشند. هم‌چنین مقدار  $a$  برابر  $a = 0.6 \text{ fm}$  است. در شکل‌های ۱ و ۲ تأثیر در نظرگیری دما و مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هسته بر روی سد شکافت هسته  $^{217}\text{Fr}$  ارائه شده است. در شکل‌های ۱ و ۲ مشاهده می‌شود که با افزایش دمای هسته ارتفاع سد شکافت،  $B_f$ ، کاهش و با افزایش مقدار مؤلفه اسپین ارتفاع سد افزایش می‌یابد. بر حسب نتایج به‌دست آمده می‌توان نتیجه گرفت که عدم در نظرگیری اثر دما و اثر مؤلفه اسپین (حالت‌های  $T=0$  و  $K=0$ ) که در برخی از مدل‌های آماری و دینامیکی فرض می‌شود سبب بروز خطا در محاسبات و ارائه نتایج اشتباه می‌شود.



شکل ۱. انرژی سد پتانسیل در مقابل شکافت هسته  $^{217}\text{Fr}$  به صورت تابعی از پارامتر تغییر شکل  $q = r/R_0$  و بازاء مقادیر مختلف دما در  $I = 0, \hbar$ ،  $I = 2, \hbar$ ،  $I = 3, \hbar$ . متغیر  $r$  فاصله بین مرکز جرم دو پاره که پاره‌های شکافت را به وجود خواهند آورد و  $R_0$  شعاع هسته در حالت کروی است.



شکل ۲. انرژی سد پتانسیل در مقابل شکافت هسته  $^{217}\text{Fr}$  به صورت تابعی از پارامترهای تغییر شکل،  $q = r/R_0$ ، و مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هسته،  $K$ ، بازاء اسپین  $I = 0, \hbar$  و دمای  $T = 2 \text{ MeV}$ .

لازم به ذکر است، که تابع توزیع اسپین یک هسته سنتز شده طی فرایند هم‌جوشی وابسته به انرژی پرتابه است. برای برآورد تابع توزیع اسپین یک هسته سنتز شده می‌توان از رابطه زیر استفاده کرد [۱۵]

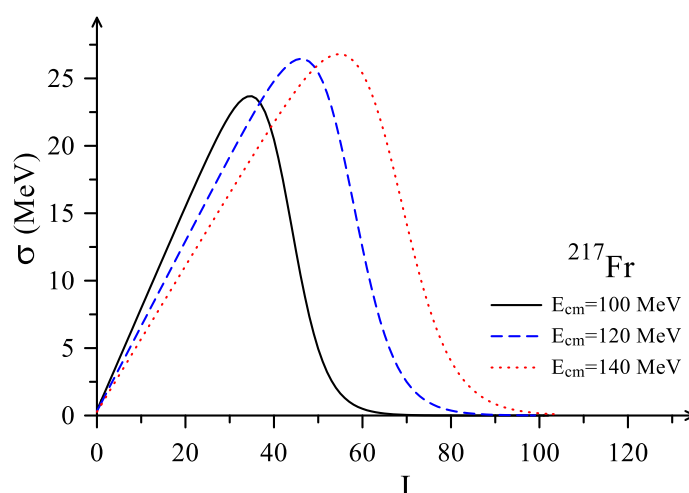
$$\sigma(I) = \frac{2\pi}{k^2} \frac{2I+1}{1 + \exp\left(\frac{I - I_c}{\delta I}\right)} \quad (۴)$$

که  $I_c$  اسپین بحرانی و  $\delta I$  پخشیدگی آن است، که این کمی‌ها را می‌توان به شکل زیر برآورد کرد [۱۵]

$$I_c = \sqrt{A_p A_T / A_{CN}} (A_p^{1/3} + A_T^{1/3}) \times (0.33 + 0.205 \sqrt{E_{c.m.} - V_c}) \quad (5)$$

$$\delta I = \begin{cases} (A_p A_T)^{3/2} \times 10^{-5} [1.5 + 0.02(E_{c.m.} - V_c - 10)] & \text{for } E_{c.m.} > V_c + 10 \\ (A_p A_T)^{3/2} \times 10^{-5} [1.5 - 0.04(E_{c.m.} - V_c - 10)] & \text{for } E_{c.m.} < V_c + 10 \end{cases} \quad (6)$$

در شکل ۳، به طور نمونه، تابع توزیع به دست آمده برای اسپین هسته  $^{217}\text{Fr}$  در فرآیند هم‌جوشی  $^{19}\text{F}$  با  $^{198}\text{Pt}$  بازنه انرژی‌های پرتابه ۱۰۰، ۱۲۰ و ۱۴۰ مگا الکترون ولت ارائه شده است. در شکل ۳ مشاهده می‌شود که با افزایش انرژی پرتابه، احتمال تشکیل هسته مرکب با اسپین بزرگ‌تر افزایش می‌یابد.



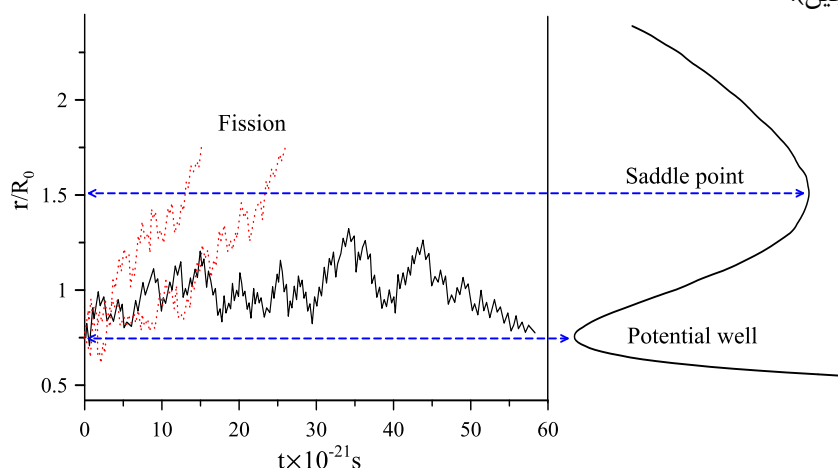
شکل ۳. تابع توزیع به دست آمده برای اسپین هسته  $^{217}\text{Fr}$  در فرآیند هم‌جوشی  $^{19}\text{F}$  با  $^{198}\text{Pt}$  بازنه انرژی‌های پرتابه ۱۰۰، ۱۲۰ و ۱۴۰ مگا الکترون ولت.

تصویربرداری اسپین در امتداد محور تقارن یک هسته برانگیخته طی تحول زمانی هسته می‌تواند تغییر کند. تحول زمانی تصویربرداری اسپین در امتداد محور تقارن یک هسته برانگیخته در بازه زمانی  $dt$  را می‌توان به شکل زیر در نظر گرفت [۱۰]

$$dK = -\frac{\gamma_k^2 I^2}{2} \frac{\partial V}{\partial K} dt + \gamma_k I \sqrt{T dt} \xi(t) \quad (7)$$

که در رابطه بالا  $\gamma_k$  ضریب اتلاف،  $I$  اسپین هسته،  $V$  انرژی پتانسیل،  $T$  دمای هسته و  $\xi(t)$  نیروی اتفاقی است که همچنان که قبلاً نیز اشاره شد دارای فرم گاوسی بوده و  $\langle \xi(t) \rangle = 0$ . مقدار ضریب اتلاف  $\gamma_k$  را بنا به پیشنهاد مرجع [۱۶] می‌توان برابر  $\gamma_k = 0.077 (\text{MeV zs})^{-1/2}$  در نظر گرفت. جهت شبیه‌سازی دینامیک شکافت هسته  $^{217}\text{Fr}$  و

تعیین وضعیت لحظه به لحظه هسته طی تحول آن، می‌توان از معادلات لانگوین (رابطه (۱)) استفاده کرد. در شکل ۴ تعدادی از مسیرهای لانگوین به دست آمده از شبیه‌سازی فرآیند تحول هسته  $^{217}\text{Fr}$  نسبت به زمان ارائه شده است. در شکل ۴ مشاهده می‌شود که هسته طی فرآیند تحول می‌تواند انرژی خود را (با خروج ذراتی نظیر  $n, p, \alpha, \gamma$ ) از دست داده و در چاه پتانسیل سرد شود (منحنی پررنگ)، و یا با عبور از نقطهٔ زینی به نقطه قطع رسیده و شکافته شود (منحنی‌های نقطه‌چین).



شکل ۴. تعدادی از مسیرهای تحول هستهٔ برانگیخته  $^{217}\text{Fr}$  محاسبه شده بر اساس معادلات لانگوین. منحنی پر رنگ مربوط به حالتی است که هسته با از دست دادن انرژی در چاه پتانسیل سرد شود، و خطوط نقطه‌چین مربوط به حالتی است که هسته با عبور از نقطهٔ زینی و رسیدن به نقطهٔ قطع شکافته شده است.

طی شبیه‌سازی فرآیند تحول یک هستهٔ برانگیخته، بایستی در هر بازهٔ زمانی کوچک  $\Delta t$  مشخص شود که آیا احتمال خروج ذره وجود دارد یا خیر (ذراتی که احتمال بیشتری برای خروج از هسته دارند عبارتند از  $n, p, \alpha, \gamma$ ). که برای بررسی این موضوع می‌توان با تعیین پهنای واپاشی کل،  $\Gamma_{\text{total}} = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\alpha + \Gamma_\gamma$ ، زمان مجاز واپاشی یعنی  $\tau = \hbar / \Gamma_{\text{total}}$  را تعیین کرد، سپس از کامپیوتر خواسته شود که یک عدد اتفاقی بین ۰ و ۱ را انتخاب نماید، حال اگر عدد انتخابی بزرگ‌تر از  $\tau / \Delta t$  باشد می‌توان فرض نمود که احتمال خروج ذره وجود دارد. در حالتی که خروج ذره مجاز باشد بایستی نوع ذره مشخص شود که این کار را می‌توان بر اساس روش مونت کارلو و با در نظرگیری وزن نسبت  $\Gamma_\nu / \Gamma_{\text{total}}$  انجام داد. باید توجه داشت که بعد از خروج ذره، انرژی سیستم بایستی برآورد شود و مجدداً محاسبات از ابتدا تکرار شود، تا زمانی که هسته سرد شود و یا این که به نقطه قطع رسیده و شکافته شود. برای تعیین نوع ذره خروجی بایستی پهنای واپاشی نوترون،  $\Gamma_n$ ، پروتون،  $\Gamma_p$ ، آلفا،  $\Gamma_\alpha$ ، و گاما  $\Gamma_\gamma$  محاسبه شوند. بایستی توجه داشت که در محاسبات، چگالی حالت‌ها یک کمیت کلیدی محسوب می‌شود چرا که در محاسبهٔ همهٔ این پهنایا مورد استفاده قرار می‌گیرند. چگالی حالت‌های یک هسته با انرژی برانگیختگی  $E^*$  و اسپین  $I$  را می‌توان بنا به مراجع [۱۷-۱۸] و با در نظرگیری اثرات چرخشی،  $K_{\text{rot}}$ ، و ارتعاشی هسته،  $K_{\text{vib}}$ ، به شکل زیر برآورد کرد:

$$\rho(E^*, I) = K_{rot} K_{vib} \rho_{int}(E^*, I) \quad (۸)$$

$$\rho_{int} = \frac{2I+1}{24\sqrt{2}\sigma_{eff}^3 \left( a(A, E^* - E_c)(E^* - E_c)^5 \right)^{1/4}} \exp \left\{ 2\sqrt{a(A, E^* - E_c)(E^* - E_c)} - \frac{(I+1/2)^2}{2\sigma_{eff}^2} \right\} \quad (۹)$$

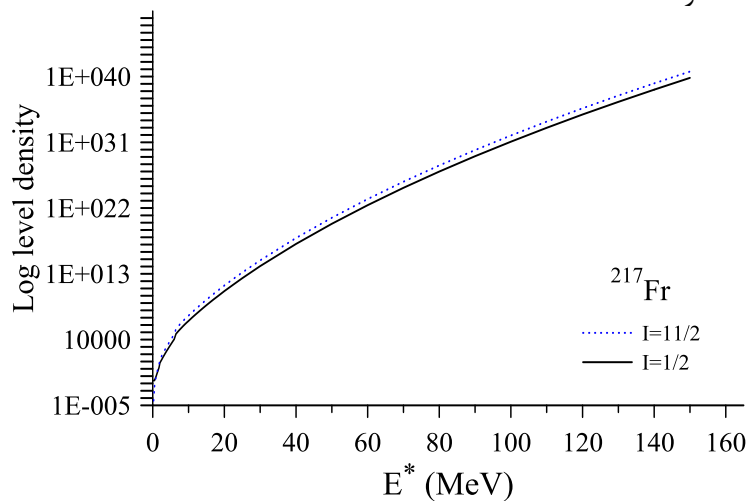
که در روابط (۸) و (۹) کمیت‌های  $\sigma_{eff}^2$ ،  $K_{rot}$  و  $K_{vib}$  را می‌توان بر حسب روابط زیر تعیین کرد:

$$\sigma_{eff}^2 = \begin{cases} I_{\perp}^{2/3} I_{\parallel}^{1/3} \sqrt{(E^* - E_c) / A} & \text{for axial deformed nuclei} \\ I_{\parallel} \sqrt{(E^* - E_c) / A} & \text{for spherical nuclei} \end{cases} \quad (۱۰)$$

$$K_{rot} = \begin{cases} I_{\perp} \sqrt{(E^* - E_c) / A} & \text{for axial deformed nuclei} \\ 1 & \text{for spherical nuclei} \end{cases} \quad (۱۱)$$

$$K_{vib} = \exp \left[ 0.055 A^{2/3} (E^* - E_c)^{4/3} / a^{4/3} \right] \quad (۱۲)$$

در روابط بالا  $I_{\perp}$ ،  $I_{\parallel}$  همانند قبل ممان اینرسی‌های موازی و عمود بر محور تقارن هسته،  $A$  عدد جرمی هسته و  $E_c$  انرژی جفت شدگی است، که مقدار آن را می‌توان بنا به مراجع [۱۸، ۱۷] در گستره ۱-۳ MeV در نظر گرفت. در شکل ۵ نتایج مربوط به محاسبه چگالی حالت‌های هسته  $^{217}\text{Fr}$  وابسته به انرژی برانگیختگی و به طور نمونه بازاء اسپین‌های  $I = 1/2\hbar$  و  $I = 11/2\hbar$  ارائه شده است.



شکل ۵. چگالی حالت‌های هسته  $^{217}\text{Fr}$  بر حسب انرژی برانگیختگی و مقادیر اسپین  $I = 1/2$ ،  $11/2\hbar$ .

در شکل ۵ کاملاً مشخص است که با افزایش انرژی برانگیختگی و اسپین، چگالی حالت‌های سیستم شدیداً افزایش

می‌یابد. پهنای واپاشی ذرات  $\alpha, p, n$  را می‌توان بر حسب تابع چگالی حالت‌ها به شکل زیر برآورد کرد [۱۹]

$$\Gamma_v = (2s_v + 1) \frac{m_v}{\pi^2 \hbar^2 \rho_c(E^*)} \int_0^{E^* - B_v} d\varepsilon_v \rho_R(E^* - B_v - \varepsilon_v) \varepsilon_v \sigma_{inv.}(\varepsilon_v) \quad (13)$$

که  $\rho_c$  و  $\rho_R$  به ترتیب چگالی حالت‌های هسته مرکب و هسته باقیمانده،  $s_v$  اسپین ذره خروجی ( $v = n, p, \alpha$ ) و  $m_v$  جرم ذره خروجی از هسته است. برای محاسبه سطح مقطع معکوس،  $\sigma_{inv.}$  می‌توان از رابطه ارائه شده در مرجع

[۱۹] استفاده نمود. در محاسبات، پهنای واپاشی گاما را نیز می‌توان بر حسب رابطه زیر برآورد کرد [۲۰]

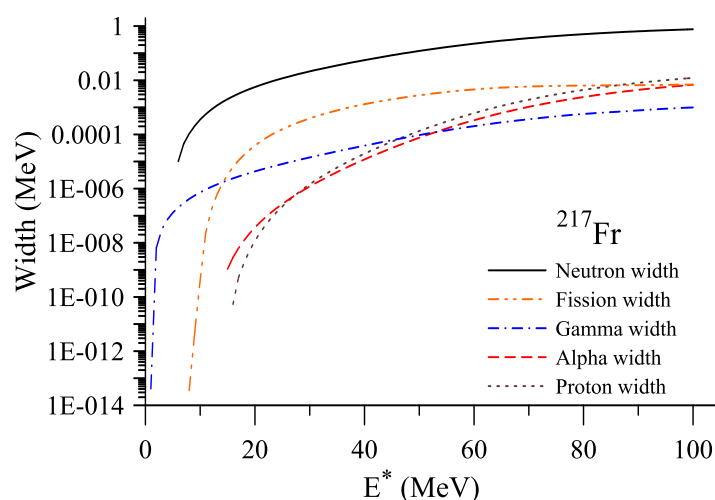
$$\Gamma_\gamma \cong \frac{3}{\rho_c(E^*)} \int_0^{E^*} d\varepsilon \rho_c(E^* - \varepsilon) f(\varepsilon) \quad (14)$$

که در رابطه بالا  $\varepsilon$  انرژی تابش گامای خروجی از هسته است. تابع  $f(\varepsilon)$  را نیز می‌توان بر حسب رابطه زیر تعیین نمود

[۲۰]

$$f(\varepsilon) = \frac{4}{3\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1+k}{mc^2} \frac{NZ}{A} \frac{\Gamma_G \varepsilon^4}{(\Gamma_G \varepsilon)^2 + (\varepsilon^2 - E_G^2)^2} \quad (15)$$

که در این رابطه  $c$  سرعت نور،  $e$  بار پروتون،  $N$  عدد نوترونی و  $Z$  عدد پروتونی است. مقادیر پارامترهای ثابت  $\Gamma_G$  و  $k$  را می‌توان بنا به مرجع [۲۱] به ترتیب برابر ۵ و ۰/۷۵ در نظر گرفت، و مقدار  $E_G$  بر حسب عدد جرمی هسته بر حسب رابطه  $E_G = 8.0 A^{-1/3}$  قابل برآورد است. در شکل ۶ پهنای مختلف واپاشی محاسبه شده برای هسته  $^{217}\text{Fr}$ ، وابسته به انرژی برانگیختگی هسته ارائه شده است.

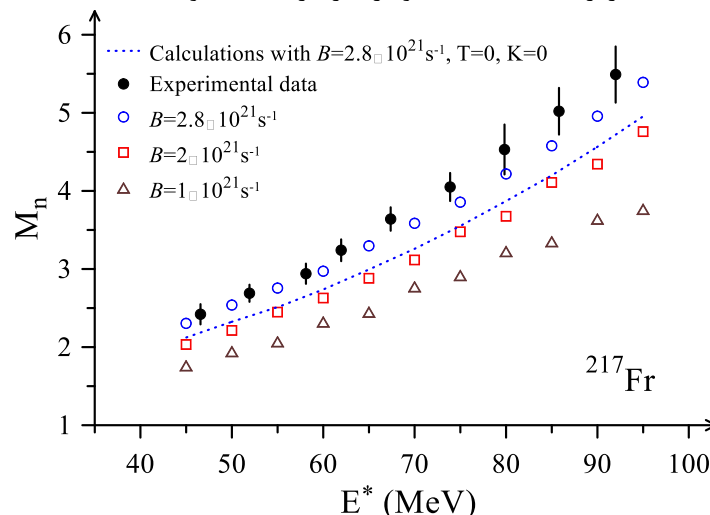


شکل ۶. پهنای مختلف واپاشی برای هسته  $^{217}\text{Fr}$  وابسته به انرژی برانگیختگی.



در شکل ۶ مشاهده می‌شود که در انرژی‌های برانگیختگی پایین احتمال خروج تابش گاما از هسته‌های برانگیخته  $^{217}\text{Fr}$  محتمل‌تر است، لیکن با افزایش انرژی برانگیختگی احتمال خروج نوترون و احتمال فرایند شکافت بیش‌تر از احتمال خروج ذرات دیگر می‌شود. بایستی توجه داشت که احتمال خروج نوترون همواره بزرگ‌تر از احتمال خروج ذرات باردار است، که این به دلیل عدم وجود سد کولمبی در مقابل خروج نوترون است. هم‌چنین در شکل ۶ مشاهده می‌شود، که انرژی آستانه تابش گاما کم‌تر از انرژی آستانه خروج ذرات دیگر است که این به دلیل عدم وجود انرژی بستگی فوتون‌ها به هسته است.

در تحقیق حاضر بر اساس شبه‌سازی فرایند شکافت هسته‌های برانگیخته  $^{217}\text{Fr}$  و برآورد تعداد متوسط نوترون‌های خروجی قبل از فرایند شکافت، اطلاعاتی پیرامون ضریب اتلاف کاهیده هسته  $^{217}\text{Fr}$  به‌دست خواهد آمد. برای این منظور می‌توان تعداد متوسط نوترون‌های خروجی از هسته‌های برانگیخته  $^{217}\text{Fr}$  را برای حالتی که فرایند تحول آن‌ها به شکافت ختم می‌شود را با در نظرگیری ضریب اتلاف کاهیده به عنوان یک پارامتر آزاد برآورد کرد و سپس با برآزش نتایج محاسبات با داده‌های تجربی اطلاعاتی پیرامون مقدار مناسب این پارامتر به‌دست آورد. در شکل ۷ نتایج مربوط به تعداد متوسط نوترون‌های خروجی قبل از فرایند شکافت  $^{217}\text{Fr}$  وابسته به انرژی برانگیختگی، با زاء مقادیر مختلف پارامتر ضریب اتلاف کاهیده با داده‌های تجربی مقایسه شده‌اند. در شکل ۷ مشاهده می‌شود که نتایج محاسبات با در نظرگیری مقدار ضریب اتلاف کاهیده برابر با  $2/8 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$  به طور رضایت‌بخشی با داده‌های تجربی در توافق می‌باشند. در تحقیق حاضر هم‌چنین جهت نشان دادن تأثیر عدم در نظرگیری اثر دما و اثر مؤلفه اسپین بر نتایج محاسبات، اقدام به برآورد تعداد متوسط نوترون‌های خروجی قبل از فرایند شکافت هسته‌های برانگیخته  $^{217}\text{Fr}$  با در نظرگیری ضریب اتلاف کاهیده برابر با  $2/8 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$  و در نظرگیری  $T=0$  و  $K=0$  صورت گرفته است. در شکل ۷ نتایج محاسبات با در نظرگیری ضریب اتلاف کاهیده برای هسته  $^{217}\text{Fr}$  برابر با  $2/8 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$  و در نظرگیری  $T=0$  و  $K=0$  با خط نقطه‌چین ارائه شده است.



شکل ۷. تعداد متوسط نوترون‌های خروجی قبل از فرایند شکافت هسته‌های  $^{217}\text{Fr}$  بر حسب انرژی برانگیختگی و مقادیر مختلف پارامتر ضریب اتلاف کاهیده. داده‌های تجربی از مرجع [۲۲] اخذ شده‌اند.

در شکل ۷ کاملاً دیده می‌شود که عدم در نظرگیری اثر دما و اثر مؤلفه اسپین در محاسبات، ما را قادر به بازتولید داده‌های تجربی تعداد متوسط نوترون‌های خروجی قبل از فرآیند شکافت هسته  $^{217}\text{Fr}$  نخواهد کرد. و برای بازتولید داده‌های تجربی بدون در نظرگیری اثر مؤلفه اسپین و اثر دما، بایستی مقدار بزرگ‌تری را برای پارامتر ضریب اتلاف کاهیده هسته  $^{217}\text{Fr}$  در نظر بگیریم.

### نتیجه‌گیری

در چارچوب مدل دینامیکی و در نظرگیری معادلات لانگوین، دینامیک شکافت هسته‌های برانگیخته  $^{217}\text{Fr}$  تولید شده در فرآیند هم‌جوشی هسته‌های  $^{19}\text{F}$  با  $^{198}\text{Pt}$  شبیه‌سازی و با در نظرگیری مقدار ضریب اتلاف کاهیده به عنوان یک پارامتر آزاد، تعداد متوسط نوترون‌های خروجی قبل از فرآیند شکافت هسته‌های برانگیخته  $^{217}\text{Fr}$  برآورد شد. نشان داده شد که مقدار مناسب برای ضریب اتلاف کاهیده، جهت بازتولید داده‌های تجربی تعداد متوسط نوترون‌های خروجی قبل از فرآیند شکافت هسته‌های  $^{217}\text{Fr}$  برابر با  $2/8 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$  است. هم‌چنین در محاسبات جهت برآورد سد شکافت هسته  $^{217}\text{Fr}$ ، تأثیر دما و مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هسته در نظر گرفته و نشان داده شد که در نظرگیری اثر دما در برآورد سد شکافت، سبب کاهش ارتفاع سد و در نظرگیری اثر مؤلفه اسپین سبب افزایش ارتفاع آن می‌شود. در خاتمه نیز نشان داده شد که عدم در نظرگیری اثر دما و اثر مؤلفه اسپین طی شبیه‌سازی فرایند شکافت هسته‌های برانگیخته  $^{217}\text{Fr}$ ، سبب برآورد تعداد کم‌تر نوترون‌های خروجی قبل از فرایند شکافت از هسته‌های  $^{217}\text{Fr}$  می‌شود. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که برای بازتولید داده‌های تجربی بدون در نظرگیری اثر مؤلفه اسپین و اثر دما، بایستی مقدار بزرگ‌تری برای پارامتر ضریب اتلاف کاهیده هسته  $^{217}\text{Fr}$  در نظر گرفته شود.

### منابع

1. I. I. Gontchar, P. Fröbrich, N. I. Pischasov, "Consistent dynamical and statistical description of fission of hot nuclei", Phys. Rev. C 47 (1993) 2228-2235.
2. G. Chaudhuri and S. Pal, "Evaporation residue cross-sections as a probe for nuclear dissipation in the fission channel of a hot rotating nucleus", Eur. Phys. J. A 18 (2003) 9-15.
3. I. I. Gontchar, M. V. Chushnyakova, N. E. Aktaev, A. L. Litnevsky and E. G. Pavlova, "Disentangling effects of potential shape in the fission rate of heated nuclei", Phys. Rev. C 82 (2010) 064606-064613.
4. N. Wang and W. Ye, "Exploring post-saddle nuclear dissipation with light-particle multiplicity at high energy", Phys. Rev. C 87 (2013) 051601-051605.

5. W. Ye and N. Wang, "Robustness of the excitation energy at scission as a novel probe of nuclear dissipation at high energy", Phys. Rev. C 86 (2012) 034605-034616.
6. F. Pulinhofer, "On the interpretation of evaporation residue mass distributions in heavy-ion induced fusion reactions", Nucl. Phys. A 280 (1977) 267-284.
7. A. Gavron, "Statistical model calculations in heavy ion reactions", Phys. Rev. C 21 (1980) 230-236.
8. J. P. Lestone, J. R. Leigh, J. O. Newton, D. J. Hinde, J. X. Wei, J. X. Chen, S. Elfström and M. Zielinska-Pfabé, "Pre-scission charged-particle multiplicities following the reactions  $^{164,167,170}\text{Er} + ^{28}\text{Si}$ ", Nucl. Phys. A 559 (1993) 277-316.
9. H. Rossner, D. Hilscher, D. J. Hinde, B. Gebauer, M. Lehman and M. Wilpert, "Analysis of pre- and post-scission neutrons emitted in the reaction  $^{169}\text{Tm} (^{36}\text{Ar}, f)$  at  $E_{\text{lab}} = 205 \text{ MeV}$ ", Phys. Rev. C 40 (1989) 2629-2640.
10. J. P. Lestone and S. G. McCalla, "Statistical model of heavy-ion fusion-fission reactions", Phys. Rev. C 79 (2009) 044611-044635.
11. N. Bohr, J. A. Wheeler, "The mechanism of nuclear fission", Phys. Rev. C 56 (1939) 426-450.
12. W. D. Myers, W. J. Swiatecki, "Nuclear masses and deformations", Nucl. Phys. 81 (1966) 1-60.
13. W. D. Myers, W. J. Swiatecki, "Anomalies in nuclear masses", Ark Fys. 36 (1967) 343-352.
14. J. Töke, W. J. Swiatecki, "Surface-layer corrections to the level-density formula for a diffuse Fermi gas", Nucl. Phys. A 372 (1981) 141-150.
15. P. Fröbrich, I. I. Gontchar, "Langevin description of fusion, deep-inelastic collisions and heavy-ion- induced fission", Phys. Rep. 292 (1998) 131-237.
16. J.P. Lestone, A. A. Sonzogni, M. P. Kelly and R. Vandenbosch, "Near- and sub-barrier fission fragment anisotropies and the failure of the statistical theory of fission decay rates", J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 23 (1997) 1349-1357.
17. A.V. Ignatyuk, "Statistical properties of excited nuclei", Energoatomizdat, Moscow, (1983).
18. A.V. Ignatyuk, K. K. Istekov, G. N. Smirenkin, "Role of collective effects in the systematics of nuclear level densities", Sov. J. Nucl. Phys. 29 (1979) 450-454.

19. M.Blann, "Decay of deformed and super deformed nuclei formed in heavy ion reactions", Phys. Rev. C 21 (1980) 1770-1782.
20. J.E.Lynn, "The theory of neutron resonance reactions", Clarendon, Oxford (1968) p. 325.
21. V.G.Nedoresov and Yu. N. Ranyuk, "Fotodelenie yader za gigantskim rezonansom", Kiev, Naukova Dumka (1989).
22. V.Singh et al., "Effect of shell closure on nuclear dissipation at high excitation energy using neutron multiplicity as a probe", Proceeding of the DAE Symp. on Nucl. Phys. 56 (2011) 484-485.