پژوهشهای نوین فیزیک (نشریه علوم دانشگاه خوارزمی)

شبیهسازی فرایند شکافت هسته برانگیخته ^{۲۱۷}Fr در چارچوب معادلات لانگوین

هادی اسلامیزاده^{*} دانشگاه خلیج فارس، دانشکدهٔ علوم پایه، گروه فیزیک

پذیرش: ۹۵/۶/۱۰

دریافت: ۹۴/۹/۳۰

چکیدہ

در تحقیق حاضر قصد داریم فرآیند شکافت هستههای برانگیخته ²¹⁷Fr تولید شده طی فرایند هم جوشی یونهای ¹⁹F¹ به هستههای ¹⁹⁸Pt را در چارچوب معادلات لانگوین و با در نظرگیری اثر دما و اثر مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هسته. J¹⁹⁸Pt را در چارچوب معادلات لانگوین و با در نظرگیری اثر دما و اثر مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هسته. J¹⁹⁸Pt شبیه سازی و تعداد متوسط نوترونهای خروجی قبل از فرایند شکافت هستههای برانگیخته ²¹⁷Fr 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 می گذارد، به طوری که عدم در نظرگیری این پارامترها سبب برآورد کم تر تعداد متوسط نوترونهای خروجی از هستههای ²¹⁷Fr قبل از فرایند شکافت می شود. هم چنین طی شبیه سازی فرایند شکافت هستههای ²¹⁷Fr با در نظرگیری ضریب اتلاف کاهیده به عنوان یک پارامتر آزاد سعی به بازتولید داده های تجربی تعداد متوسط نوترون های خروجی طی فرایند شکافت هستههای ²¹⁷Fr خواهیم کرد و نشان خواهیم داد که مقدار مناسب ضریب اتلاف کاهیده برای هسته برای هسته ²¹⁷Fr برابر با ¹⁰-²¹⁷Fr است.

واژه گان کلیدی: شکافت، تعداد نوترون های 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 نحوهٔ 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.irنويسندۀ مسئول:

به طور مناسب تری بتوانند فرایند شکافت هستههای برانگیخته را شبیهسازی کنند. لازم به ذکر است که در برخی از مدل های 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 غیر صحیح برخی از ویژگیهای فرایند شکافت میشود. اخیراً نشان داده شده است که در نظرگیری این کمیتها طی شبیه سازی فرآیند 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 r¹²¹ تولید شده طی فرآیند هم جوشی هستههای ا¹⁹¹ با ¹⁹⁸ بررسی شده است و با در نظرگیری تغییرات زمانی مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هسته، اثر این کمیتها در مخاسبت و با در نظرگیری تغییرات زمانی مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هستههای ²¹⁷ با ¹⁹⁸⁴ بررسی شده است و با در نظرگیری تغییرات زمانی مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هسته اثر این کمیتها در محاسبات سبب اشتباه در برآورد تعداد متوسط نوترونهای خروجی قبل از فرآیند شکافت هستههای اثر این کمیتها در محاسبات سبب اشتباه در برآورد تعداد متوسط نوترونهای خروجی قبل از فرآیند شکافت هستههای برانگیخته ²¹⁷Fr میشود. همچنین در تحقیق حاضر با در نظرگیری ضریب اتلاف کاهیده به عنوان یک پارامتر آزاد، اطلاعاتی پیرامون مقدار مناسبات این پارامتر استخراج می شود. لازم به ذکر است که نتایجی که در این تحقیق ارائه می مود بر اساس نوشتن یک برنامه کامپیوتری به زبان فورترن و در نظرگیری یک مجموعه شامل ^۹ ۱۰ هسته مرک ²¹⁷ تولید شده طی فرآیند هم جوشی یونهای آ⁹¹ با هستههای ¹⁹⁸¹ است

شرح مدل دینامیکی و نتایج

جهت شبیه سازی فرآیند شکافت هسته های برانگیخته طی انتقال به نقطهٔ زینی و نقطه قطع می توان در چار چوب مدل دینامیکی از معادلهٔ فوکر پلانک^۱ یا معادلات لانگوین^۲ استفاده کرد. اما نظر به ساده تر بودن معادلات لانگوین، استفاده از این معادلات مناسب تر است. معادلات لانگوین را می توان به شکل زیر در نظر گرفت:

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

$$\frac{dq}{dt} = \frac{p}{m(q)}$$
(1)

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

¹ Fokker-Plank

² Langevin

β ضریب اتلاف کاهیده است که بر حسب نسبت چسبندگی مادهٔ هستهای به جرم هسته تعریف میشود. در قدم اول جهت شبیه ازی فرآیند شکافت هستهٔ برانگیخته ²¹⁷Fr احتیاج به محاسبهٔ 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:

$$V(q) = E_s + E_c + E_r \tag{(Y)}$$

در رابطهٔ بالا E_c ، E_c و E_c به ترتیب انرژیهای کشش سطحی، کولمبی و دورانی هسته اند. با استفاده از این رابطه و محاسبهٔ انرژیهای E_c ، E_s و E_c ، E_s 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 نمی گیرد. بنابراین برای برآورد صحیح سد شکافت، میتوان از مدل اصلاح شده قطره مایع استفاده کرد [۱۰]. در چارچوب مدل اصلاح شدهٔ قطره مایع می توان سد شکافت را به شکل زیر برآورد کرد:

$$V(q) = (1 - \alpha T^{2})E_{s} + E_{c} + \frac{(I(I+1) - K^{2})\hbar^{2}}{I_{\perp}(q)\frac{4}{5}MR_{0}^{2} + 8Ma^{2}} + \frac{K^{2}\hbar^{2}}{I_{II}(q)\frac{4}{5}MR_{0}^{2} + 8Ma^{2}}$$
(r)

پژوهشهای نوین فیزیک (نشریه علوم دانشگاه خوارزمی)



شکل ۱. انرژی سد پتانسیل در مقابل شکافت هسته $^{217}{
m Fr}$ به صورت تابعی از پارامتر تغییر شکل ${
m q}={
m r/R}_0$ و بازاء مقادیر مختلف دما در ${
m h}, {
m t} \cdot {
m h}$. متغییر ۲ فاصله بین مرکز جرم دو پاره که پارههای شکافت را به وجود خواهند آورد و ${
m R}$ معاع هسته در حالت کروی است.



، ${f q}=r/R_{0}$ ، سکل، انرژی سد پتانسیل در مقابل شکافت هسته $^{217}{
m Fr}$ به صورت تابعی از پارامترهای تغییر شکل، T=r MeV و مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هسته، K، بازاء اسپین h=1 و دمای I=1 و

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 رابطهٔ زیر استفاده کرد [۱۵]

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

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

شبیهسازی فرایند شکافت هسته برانگیخته.....

$$I_{c} = \sqrt{A_{P}A_{T}/A_{CN}} \left(A_{P}^{1/3} + A_{T}^{1/3}\right) \times \left(0.33 + 0.205\sqrt{E_{c.m.} - V_{c}}\right)$$
(\$)

$$\delta I = \begin{cases} (A_p A_T)^{3/2} \times 10^{-5} \left[1.5 + 0.02 (E_{c.m.} - V_c - 10) \right] & \text{for } E_{c.m.} > V_c + 10 \\ (A_p A_T)^{3/2} \times 10^{-5} \left[1.5 - 0.04 (E_{c.m.} - V_c - 10) \right] & \text{for } E_{c.m.} < V_c + 10 \end{cases}$$
(7)

در شکل ۳، به طور نمونه، تابع توزیع به دست آمده برای اسپین هسته ²¹⁷Fr در فرآیند همجوشی ¹⁹F با ¹⁹⁸P بازاء انرژیهای پرتابه ۱۲۰، ۱۲۰ و ۱۴۰ مگا الکترون ولت ارائه شده است. در شکل ۳ مشاهده می شود که با افزایش انرژی پرتابه، احتمال تشکیل هسته مرکب با اسپین بزرگتر افزایش مییابد.



شکل ۳. تابع توزیع به دست آمده برای اسپین هسته ²¹⁷Fr در فرآیند همجوشی ¹⁹F با ¹⁹⁸Pt بازاء انرژیهای پرتابه ۱۲۰ ، ۱۲۰ و ۱۴۰ مگا الکترون ولت.

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

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

که در رابطهٔ بالا γ_k ضریب اتلاف، I اسپین هسته، V انرژی پتانسیل، T دمای هسته و (t) کنیروی اتفاقی است که هم چنان که قبلاً نیز اشاره شد دارای فرم گوسی بوده و $0 = \langle (t) \rangle$. مقدار ضریب اتلاف γ_k را بنا به پیشنهاد هم چنان که قبلاً نیز اشاره شد دارای فرم گوسی بوده و $0 = \langle (t) \rangle$. مقدار ضریب اتلاف γ_k را بنا به پیشنهاد مرجع [۱۶] می توان برابر ^{1/2} (MeV zs) (MeV zs) در نظر گرفت. جهت شبیه سازی دینامیک شکافت هسته $\gamma_k^{(1)}$

تعیین وضعیت لحظه به لحظه هسته طی تحول آن، میتوان از معادلات لانگوین (رابطهٔ (۱)) استفاده کرد. در شکل ۴ تعدادی از مسیرهای لانگوین به دست آمده از شبیهسازی فرآیند تحول هسته ²¹⁷Fr نسبت به زمان ارائه شده است. در شکل ۴ مشاهده میشود که هسته طی فرآیند تحول میتواند انرژی خود را (با خروج ذراتی نظیر γ, α, p, n) 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 نقطه چین).



شکل ۴. تعدادی از مسیرهای تحول هستهٔ برانگیخته ²¹⁷Fr 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 فرایند تحول یک هستهٔ برانگیخته، بایستی در هر بازهٔ زمانی کوچک Δ مشخص شود که آیا احتمال خروج ذره وجود دارد یا خیر (ذراتی که احتمال بیش تری برای خروج از هسته دارند عبارتند از (γ, α, p, n) ، زمان مجاز واپاشی یعنی بررسی این موضوع میتوان با تعیین پهنای واپاشی کل، $\gamma + \Gamma_{\alpha} + \Gamma_{p} + \Gamma_{\alpha} + \Gamma_{p}$, زمان مجاز واپاشی یعنی بررسی این موضوع میتوان با تعیین پهنای واپاشی کل، $\gamma + \Gamma_{\alpha} + \Gamma_{p} + \Gamma_{\alpha} + \Gamma_{p}$, زمان مجاز واپاشی یعنی برسی این موضوع میتوان با تعیین پهنای واپاشی کل، $\gamma + \Gamma_{\alpha} + \Gamma_{p} + \Gamma_{\alpha} + \Gamma_{p}$, زمان مجاز واپاشی یعنی برسی این موضوع میتوان با تعیین پهنای واپاشی کل، $\gamma + \Gamma_{\alpha} + \Gamma_{p} + \Gamma_{\alpha} + \Gamma_{p}$, زمان مجاز واپاشی یعنی عدد انتخابی بزرگ تر از $T = \hbar / \Gamma_{total}$ میت خواسته شود که یک عدد اتفاقی بین ۰ و ۱ را انتخاب نماید، حال اگر باشد بایستی نوع ذره مشخص شود که این کار را میتوان بر اساس روش مونت کارلو و با در نظرگیری وزن نسبت باشد بایستی نوع ذره مشخص شود که این کار را میتوان بر اساس روش مونت کارلو و با در نظرگیری وزن نسبت باشد بایستی نوع ذره مشخص شود که این کار را میتوان بر اساس روش مونت کارلو و با در نظرگیری وزن نسبت باشد بایستی پهناهای واپاشی نوترون، Γ_{n} ، پروتون، ρ ، آلفا، ρ ، و گاما γ محاسبه شوند. برای تعیین نوع ذره خروجی دره مراح در محاسبات از خروجی بایستی پهناهای واپاشی نوترون، Γ_{n} ، پروتون، ρ ، آلفا، ρ ، و گاما γ محاسبه شوند. بایستی توجه داشت که در محاسبات، چگالی حالتهای یک کمیت کلیدی محسوب می شود چرا که در محاسبه همهٔ این پهناها مورد استفاده قرار در محاسبات، چگالی حالتهای یک کمیت کلیدی محسوب می شود چرا که در محاسبه همهٔ این پهناها مورد استفاده قرار می می گیرند. چگالی حالتهای یک کمیت کلیدی محسوب می شود چرا که در محاسبهٔ همهٔ این پهناها مورد استفاده قرار محسی را ار میتوان با ازی بر آورد کرد: از را میتوان با به مراجع داشت که می گیرند. چگالی حالتهای یک میته با انرژی بر انگیختگی T و اسپین I را میتوان بنا به مراجع [۸-۱/۷] و با در میگیرند. چگالی حالتهای یک میته با انرژی برانگیختگی تع و اسپین I را میتوان بنا به مراجع ای انرژی بر آورد کرد:

شبیهسازی فرایند شکافت هسته برانگیخته.....

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

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

که در روابط (۸) و (۹) کمیتهای
$$K_{
m rot}$$
 و $K_{
m vib}$ را میتوان بر حسب روابط زیر تعیین کرد:

$$\sigma_{eff}^{2} = \begin{cases} I_{\perp}^{2/3} I_{11}^{1/3} \sqrt{(E^{*} - E_{c})/A} & \text{for axial deformed nuclei} \\ I_{11} \sqrt{(E^{*} - E_{c})/A} & \text{for spherical nuclei} \end{cases}$$
(1.)

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

$$K_{vib} = \exp\left[0.055A^{2/3}(E^* - E_c)^{4/3} / a^{4/3}\right]$$
(17)

 E_c 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 در روابط بالا I_{\perp} , I_{\parallel} الا I_{\perp} , I_{\parallel} انرژی جفت شدگی است، که مقدار آن را میتوان بنا به مراجع [۱۸،۱۷] در گسترهٔ MeV – ۱ در نظر گرفت. در شکل ۵ نتایج مربوط به محاسبه چگالی حالتهای هسته 217 Fr وابسته به انرژی برانگیختگی و به طور نمونه بازاء اسپینهای $I = 1/r\hbar$ و $I = 1/r\hbar$



. I = 1/7, $11/7 \hbar$ بر حسب انرژی برانگیختگی و مقادیر اسپین fr سپین h د. جگالی حالتهای هسته

1

پژوهشهای نوین فیزیک (نشریه علوم دانشگاه خوارزمی)

در شکل ۵ کاملاً مشخص است که با افزایش انرژی برانگیختگی و اسپین، چگالی حالتهای سیستم شدیداً افزایش مییابد. پهناهای واپاشی ذرات ۵٫p٫n را میتوان بر حسب تابع چگالی حالتها به شکل زیر برآورد کرد [۱۹]

$$\Gamma_{v} = (2s_{v} + I) \frac{m_{v}}{\pi^{2}\hbar^{2}\rho_{c}(E^{*})} \int_{0}^{E^{*}-B_{v}} d\varepsilon_{v}\rho_{R}(E^{*}-B_{v}-\varepsilon_{v})\varepsilon_{v}\sigma_{inv.}(\varepsilon_{v})$$
(17)

که $\rho_{\rm c} = n, p, \alpha$ و $\rho_{\rm R}$ به ترتیب چگالی حالتهای هستهٔ مرکب و هستهٔ باقیمانده، $S_{\rm v}$ اسپین ذرهٔ خروجی ($v = n, p, \alpha$) و $\rho_{\rm c} = \rho_{\rm c}$ و $\rho_{\rm c}$ می توان از رابطه ارائه شده در مرجع $m_{\rm v}$ جرم ذرهٔ خروجی از هسته است. برای محاسبهٔ سطح مقطع معکوس، $\sigma_{\rm inv}$ ، می توان از رابطه ارائه شده در مرجع [19] استفاده نمود. در محاسبات، پهنای واپاشی گاما را نیز می توان بر حسب رابطهٔ زیر برآورد کرد [17]

$$\Gamma_{\gamma} \cong \frac{3}{\rho_c(E^*)} \int_0 d\varepsilon \rho_c(E^* - \varepsilon) f(\varepsilon) \tag{15}$$

که در رابطهٔ بالا
$$\, \mathcal{E} \,$$
 انرژی تابش گامای خروجی از هسته است. تابع $f\left(\mathcal{E}
ight) \,$ را نیز میتوان بر حسب رابطهٔ زیر تعیین نمود
[۲۰]

$$f(\varepsilon) = \frac{4}{3\pi} \frac{e^2}{\hbar c} \frac{1+k}{mc^2} \frac{NZ}{A} \frac{\Gamma_G \varepsilon^4}{(\Gamma_G \varepsilon)^2 + (\varepsilon^2 - E_G^2)^2}$$
(10)

که در این رابطه C سرعت نور، e بار پروتون، N عدد نوترونی و Z عدد پروتونی است. مقادیر پارامترهای ثابت Γ_G و K_G را می توان بنا به مرجع [۲۱] به تریب برابر ۵ و ۱/۷۵ در نظر گرفت، و مقدار E_G بر حسب عدد جرمی هسته بر حسب رابطهٔ $T_G = \Lambda \cdot A^{-v}$ وابسته رابطهٔ $T_G = \Lambda \cdot A^{-v}$ قابل برآورد است. در شکل ۶ پهناهای مختلف واپاشی محاسبه شده برای هسته برای وابسته به انرژی برانگیختگی هسته ارائه شده است.



شکل ۶. پهناهای مختلف واپاشی برای هسته ²¹⁷Fr وابسته به انرژی برانگیختگی.

در شکل۶ مشاهده می شود که در انرژی های برانگیختگی پایین احتمال خروج تابش گاما از هسته های برانگیخته ²¹⁷Fr محتمل تر است، لیکن با افزایش انرژی برانگیختگی احتمال خروج نوترون و احتمال فرایند شکافت بیش تر از احتمال خروج ذرات دیگر می شود. بایستی توجه داشت که احتمال خروج نوترون همواره بزرگ تر از احتمال خروج ذرات باردار است، که این به دلیل عدم وجود سد کولمبی در مقابل خروج نوترون است. هم چنین در شکل ۶ مشاهده می شود، که انرژی آستانه تابش گاما کم تر از انرژی آستانه خروج ذرات دیگر است که این به دلیل عدم وجود انرژی بستگی فوتون ها به هسته است.



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

در شکل ۷ کاملاً دیده می شود 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 ²¹⁷Fr نخواهد کرد. و برای بازتولید دادههای تجربی بدون در نظرگیری اثر مؤلفه اسپین و اثر دما، بایستی مقدار بزرگتری را برای پارامتر ضریب اتلاف کاهیدهٔ هسته ²¹⁷Fr در نظر بگیریم.

نتيجهگيرى

در چارچوب مدل دینامیکی و در نظرگیری معادلات لانگوین، دینامیک شکافت هستههای برانگیخته ²¹⁷Fr تولید شده در فرآیند همجوشی هستههای ¹⁹^{II} با ¹⁹R^{I ش}بیهسازی و با در نظرگیری مقدار ضریب اتلاف کاهیده به عنوان یک پارامتر آزاد، تعداد متوسط نوترونهای خروجی قبل از فرآیند شکافت هستههای برانگیخته ²¹⁷Fr 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 ²¹⁷Fr برابر با ¹⁻⁸ ۲۰^۱ ۲۰ ۲۰ ۲۰ ۲۰ ۲۰ ۲۰ هسته ²¹⁷Fr، تأثیر دما و مؤلفه اسپین در امتداد محور تقارن هسته در نظر گرفته و نشان داده شد که در نظرگیری اثر مهسته ²¹⁷Fr، 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 می شود. در خاتمه نیز نشان داده شد که عدم در نظرگیری اثر دما و اثر مؤلفه اسپین طی شبیهسازی فرایند شکافت هستههای برانگیخته ²¹⁷Fr، سبب برآورد تعداد کمتر نوترونهای خروجی قبل از فرایند شکافت از هستههای ²¹⁷Fr می شود. برانگیخته عا²¹⁷Fr، می براورد تعداد کمتر نوترونهای خروجی قبل از فرایند شکافت از هستههای بیسته ای بابراین می توان نتیجه گرفت که برای بازتواید دادههای تحربی بدون در نظرگیری اثر مؤلفه اسپین و اثر دما بایستی مینابراین می توان نتیجه گرفت که برای بازتولید دادهای تحربی بدون در نظرگیری اثر مؤلفه اسپین و اثر دما، بایستی مقدار بزرگتری برای پارامتر ضریب اتلاف کاهیده هسته ²¹⁷Fr در نظر گرفته شود.

منابع

- 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.
- 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.

- 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.
- F. Pulnhofer, "On the interpretation of evaporation residue mass distributions in heavy-ion induced fusion reactions", Nucl. Phys. A 280 (1977) 267-284.
- A. Gavron, "Statistical model calculations in heavy ion reactions", Phys. Rev. C 21 (1980) 230-236.
- 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}Er + ²⁸Si", 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 Tm (³⁶ Ar, f) at E_{lab} = 205 MeV ", Phys. Rev. C 40 (1989) 2629-2640.
- 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.
- 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.
- 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.
- P.Fröbrich, I. I. Gontchar, "Langevin description of fusion, deep-inelastic collisions and heavy-ion- induced fission", Phys. Rep. 292 (1998) 131-237.
- 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).
- 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.

- 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.
- V.G.Nedoresov and Yu. N. Ranyuk, "Fotodelenie yader za gigantskim rezonansom", Kiev, Naukova Dumka (1989).
- 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.