

بررسی دینامیکی ذرات خارج شده از هسته برانگیخته با استفاده از روش لانژوین

داریوش نادری و علی فرمانی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه رازی، کرمانشاه

پست الکترونیکی: d.naderi@razi.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۰۲/۱۸؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۶/۱۲/۱۴)

چکیده

با استفاده از دینامیک لانژوین و ماهیت اتلافی پدیده شکافت، تغییرات دینامیکی هسته از تشکیل هسته مرکب تا مرحله جدا شدن دو پاره شکافت را مورد مطالعه قرار داده ایم. در طی این فرایند اتلافی ذراتی همانند نوترون، پروتون، ذره آلفا و اشعه گاما از دستگاه مرکب خارج می شوند. تعداد ذرات خارج شده را می توان به صورت آماری و یا دینامیکی مورد بررسی قرار داد. در کار حاضر با استفاده از معادله لانژوین تعداد ذرات خارج شده را به صورت دینامیکی محاسبه کرده ایم. نتایج به دست آمده برای ذرات آلفا، پروتون ها و نوترون ها را با داده های تجربی مقایسه کرده ایم. همچنین اثر ضریب اتلافی بر این کمیت ها را مورد بررسی قرار داده ایم. این نتایج نشان می دهند که ضریب اتلافی بر نتایج به دست آمده مؤثر بوده و با استفاده از روش دینامیکی می توان توافق خوبی بین نتایج تجربی و نظری ایجاد کرد.

واژه های کلیدی: دینامیک لانژوین، شبیه سازی مونت کارلو، هسته مرکب، ضریب وشکسانی

۱. مقدمه

نوترون ها را مطالعه کرده اند [۵-۷]. تکثیر نوترون های قبل از نقطه جدایی [۸]، ذرات باردار [۹] و اشعه گاما [۱۰] شواهد تجربی خوبی برای نشان دادن شکافت به عنوان یک فرایند کند و اتلافی هستند. این آزمایشات حرکت جمعی میرا را مورد تأیید قرار دادند.

در سال های اخیر تحقیقات زیادی در مورد اتلافی بودن پدیده شکافت انجام شده است [۱۱-۱۴]. معادلات لانژوین [۱۵] به طور وسیعی مورد استفاده قرار گرفته و کمیت های مختلفی به صورت دینامیکی مورد بررسی قرار گرفته اند. بر این اساس ناهمسانگردی توزیع زاویه ای [۱۶ و ۱۷]، توزیع اسپین

برای بررسی دینامیک شکافت و محاسبه گسیل ذرات مختلف در این فرایند، مدل آماری به عنوان یک مدل استاندارد به وسیله بوهر، ویلر و وایسکوف مورد استفاده قرار گرفته است [۱]. پس از آن که امکان مقایسه تکثیر نوترون های اندازه گیری شده با نتایج مدل آماری امکان پذیر شد ضرورت تجدید نظر در مدل آماری مشخص گردید [۲]. تقریباً همزمان با این کار، گرانگ و ویدن مولر براساس معادله فوکر-پلانک [۳] پیش بینی کردند که احتمال شکافت به دلیل اثرهای اصطکاک و همچنین اثر تابش نوترون ها کاهش می یابد [۴]. پس از این محققان زیادی تکثیر

[۲۰] پاره‌های شکافت [۱۸] مطالعه شده‌اند. نتایج نظری به دست آمده توافق تقریباً خوبی را با داده‌های تجربی نشان می‌دهد.

$$V(q, Z, A, I) = (B_S(q) - 1)E_S^*(Z, A) + (B_C(q) - 1)E_C^*(Z, A) + \frac{I(I+1)\hbar^2}{2 \left[J_{\perp}(q) \times \frac{2}{5} Mr_e^2 A^{\frac{2}{3}} + \frac{1}{4} Ma^2 \right]}, \quad (6)$$

در این رابطه M و A به ترتیب جرم و عدد جرمی هسته مرکب هستند. همچنین از مقادیر ثابت $r_e = 0.2818 \text{ fm}$ و $a = 0.70 \text{ fm}$ استفاده می‌شود. $J_{\perp}(q)$ گشتاور لختی حول محور عمود بر محور شکافت است [۲۰]. لازم به ذکر است که فرض می‌کنیم پاره‌های شکافت در راستای محور تقارن هسته گذار گسیل می‌گردند. انرژی سطحی از رابطه زیر به دست می‌آید

$$E_S^*(Z, A) = 17/944 [1 - 1/783 \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2] A^{\frac{2}{3}}, \quad (7)$$

همچنین برای انرژی کولنی داریم

$$E_C^*(Z, A) = 0.7053 \frac{Z^2}{A^{\frac{1}{3}}} - 1/1529 \frac{Z^2}{A}, \quad (8)$$

پهنای واپاشی ذره از نوع ν بصورت زیر تعیین می‌شود [۲۱]

$$\Gamma_{\nu} = (\nu s_{\nu} + 1) \frac{m_{\nu}}{\pi^2 \hbar^2 \rho_c(E_{\text{int}})} \int_0^{E_{\text{int}} - B_{\nu}} d\varepsilon_{\nu} \rho_R \quad (9)$$

در این رابطه $\rho_R(E_{\text{int}} - \varepsilon_{\nu})$ و $\rho_C(E_{\text{int}})$ به ترتیب چگالی ترازهای هسته مرکب و هسته باقی مانده هستند. s_{ν} اسپین ذره تابش شده، E_{int} انرژی داخلی، ε_{ν} انرژی جنبشی ذره و B_{ν} انرژی جداسازی ذره است. سطح مقطع معکوس از رابطه زیر به دست می‌آید

$$\sigma_{\text{inv}}(\varepsilon_{\nu}) = \begin{cases} \pi R_V^2 \left(1 - \frac{V_V}{\varepsilon_{\nu}} \right) & , \quad \varepsilon_{\nu} > V_V \\ 0 & , \quad \varepsilon_{\nu} < V_V \end{cases} \quad (10)$$

در این رابطه R_V به شکل زیر محاسبه می‌شود

$$R_V = 2.1/1 \left[(A - A_V)^{\frac{1}{3}} + A_V^{\frac{1}{3}} \right] + (4/3 / \varepsilon_V^{\frac{1}{2}}) \delta_{V,n}, \quad (11)$$

در اینجا A_V نشان دهنده عدد جرمی ذره است. همچنین از

نقش اصطکاک در این فرایند دینامیکی بسیار مهم بوده و با توجه به اهمیت این کمیت، اثر ضریب وشکسانی بر فرایند شکافت را مورد بررسی قرار داده‌ایم. در مقاله حاضر به طور دقیق اثر ضریب وشکسانی بر تعداد ذرات گسیل شده مورد بررسی قرار گرفته و به شکل دینامیکی تعداد ذرات گسیلی شبیه‌سازی شده‌اند. مقاله به صورت زیر، بخش بندی شده است. در بخش دوم محاسبات نظری که شامل معرفی معادله لانژوین و پارامترهای مربوطه است ارائه می‌گردد. در بخش سوم نتایج به دست آمده نشان داده شده‌اند. همچنین در بخش چهارم بحث و نتیجه‌گیری مقاله ارائه شده است.

۲. محاسبات نظری

برای بررسی هسته مرکب در حال شکافت معادله لانژوین را به شکل زیر به کار می‌بریم [۱۹]

$$\frac{dq}{dt} = -\frac{1}{M\beta(q)} \frac{\partial F(q, T)_T}{\partial q} + \sqrt{D(q)} \Gamma(t), \quad (1)$$

در این رابطه $q = \frac{r}{2R_0}$ نشان دهنده نصف فاصله بین مراکز دو پاره شکافت تقسیم بر شعاع هسته مرکب اولیه و $\beta(q)$ ضریب وشکسانی است. $\Gamma(t)$ نشان دهنده یک متغیر تصادفی با توزیع گاوسی می‌باشد و دارای ویژگی‌های زیر است

$$\langle \Gamma(t) \rangle = 0, \quad \langle \Gamma(t) \Gamma(t') \rangle = 2\delta(t-t') \quad (3)$$

ضریب قدرت نوسان $D(q)$ براساس نظری اتلاف نوسانی به شکل زیر بیان می‌شود

$$D(q) = \frac{T}{M\beta(q)}, \quad (4)$$

M نشان دهنده ضریب اینرسی و $F(q)$ انرژی آزاد دستگاه است که از رابطه زیر به دست می‌آید

$$F(q) = V(q) - a(q)T^2, \quad (5)$$

$a(q)$ نشان دهنده کمیت چگالی ترازها، T دمای هسته و $V(q)$ انرژی پتانسیل است و از رابطه زیر به دست می‌آید

$$\delta l = \begin{cases} (ApA_T)^{\frac{3}{2}} \times 10^{-5} \times [\delta/1 + 0.2/0 \cdot (E_{cm} - V_c - 1.0)], & E_{cm} > V_c + 1.0 \\ (ApA_T)^{\frac{3}{2}} \times 10^{-5} \times [\delta/1 - 0.4/0 \cdot (E_{cm} - V_c - 1.0)], & E_{cm} < V_c + 1.0 \end{cases} \quad (18)$$

در هر گام زمانی یک عدد تصادفی با توزیع یکنواخت در بازه صفر تا یک تولید می‌کنیم سپس با استفاده از پهنای واپاشی هر کدام از ذرات که در رابطه‌های (۹) و (۱۳) بیان شدند در هر گام زمانی τ کسر $x = \frac{\tau}{\tau_{tot}}$ ، که در آن $\tau_{tot} = \frac{\hbar}{\Sigma_U \Gamma_U}$ است را محاسبه می‌کنیم. می‌توان گسیل یا عدم گسیل ذرات و پرتوی گاما را بررسی کرد. در صورتی که عدد تصادفی تولید شده در آن بازه زمانی از x کوچک‌تر باشد تابش ذره یا پرتوی گاما رخ می‌دهد. برای تعیین نوع تابش با استفاده از روش مونت کارلو از مقایسه $\frac{\Gamma_U}{\Sigma_U \Gamma_U}$ با عدد تصادفی تولید شده نوع تابش مشخص می‌گردد.

۳. نتایج

در حالت کلی کمیت β تابعی از ضریب q است و در کار حاضر این ضریب را به شکل کمیت آزاد در نظر می‌گیریم. محاسبات را با مقادیر $10^{21} s^{-1} \times 5, 8, 11, 14$ انجام داده و اثر ضریب وشکسانی بر ذرات خارج شده از دستگاه‌های $^{18}F + ^{181}Ta$ و $^{19}F + ^{197}Au$ را بررسی کرده‌ایم. علت انتخاب واکنش‌های یون سنگین مورد بررسی، در دسترس بودن نتایج تجربی مربوط به تعداد نوترون‌ها، پروتون‌ها و ذرات آلفای گسیل شده در انرژی‌های مختلف است. نتایج در شکل‌های ۱ تا ۹ نشان داده شده است.

وشکسانی تغییرات کمیت q کمتر شده و بنابراین در مدت زمان یکسان احتمال رسیدن هسته به نقطه جدایی کمتر می‌شود. تغییرات انرژی پتانسیل برحسب کمیت r/R_0 برای دو دستگاه $^{19}F + ^{181}Ta$ و $^{18}O + ^{197}Au$ به ترتیب در شکل‌های ۲ و ۳ نشان داده شده‌اند. ملاحظه می‌شود با افزایش اسپین هسته مرکب ارتفاع سد شکافت کاهش می‌یابد. در شکل ۴، تغییرات تعداد ذرات آلفا بر حسب ضریب وشکسانی برای

رابطه زیر به دست می‌آید

$$V_V = [(Z - Z_V) Z_V K_V / (R_V + \epsilon_1)], \quad (12)$$

در این رابطه K_V برای ذره آلفا برابر $1/32$ و برای پروتون‌ها برابر $1/15$ است [۲۱].

پهنای واپاشی گاما در هر گام زمانی از رابطه زیر به دست می‌آید [۲۲]

$$\Gamma_\gamma = \frac{3}{\rho_c(E_{int})} \int_0^{E_{int}} d\varepsilon \rho_c(E_{int} - \varepsilon) f(\varepsilon) \quad (13)$$

$f(\varepsilon)$ به شکل زیر تعریف می‌شود

$$f(\varepsilon) = \frac{4}{3\pi} \frac{e^{\gamma} (1+k) NZ}{\hbar c m_n c^{\gamma} A} \frac{\Gamma_G \varepsilon^{\gamma}}{(\Gamma_G \varepsilon)^{\gamma} + (\varepsilon^{\gamma} - E_G^{\gamma})^{\gamma}} \quad (14)$$

که در آن $E_G = 8.0 A^{-1/3} \text{ MeV}$, $k = 75.0$ و $\Gamma_G = 5 \text{ MeV}$ [۲۳]. E_G و Γ_G مکان و پهنای تشدید دوقطبی بزرگ را نشان می‌دهند. در این رابطه Z ، N و A به ترتیب مربوط به عدد اتمی، تعداد نوترون‌ها و عدد جرمی هسته مرکب است. در کار حاضر ضخامت گردن را صفر در نظر می‌گیریم. برای هر مسیر لانژوین، اسپین اولیه از رابطه زیر که مربوط به فرایند همجوشی هسته هدف و پرتابه است، نمونه‌زنی می‌شود

$$\frac{d\sigma(l)}{dl} = \frac{2\pi}{k^{\gamma} [1 + \exp[(l - l_c)/\delta l]]} \quad (15)$$

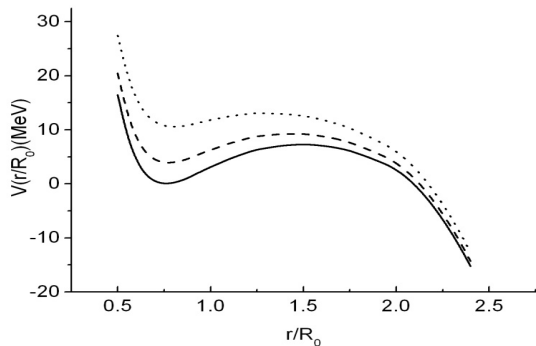
در این رابطه k عدد موج است همچنین کمیت l_c به صورت زیر تعریف می‌شود

$$l_c = \sqrt{A_P \times A_T / A_{CN}} \times \left(\frac{1}{A_P^{\gamma}} + \frac{1}{A_T^{\gamma}} \right) \quad (16)$$

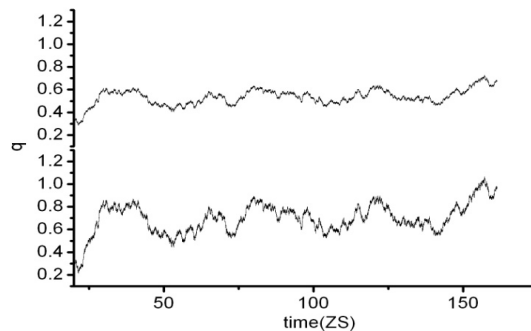
$\times (33/0 + 205/0 \times \sqrt{E_{cm} - V_c})$ ، که در این رابطه A_P و A_T به ترتیب عدد جرمی هسته پرتابه، Z_P و Z_T به ترتیب عدد اتمی هسته پرتابه و هدف است. E_{cm} انرژی دستگاه در چارچوب مرکز جرم است و V_c از رابطه زیر به دست می‌آید

$$V_c = \left(\frac{5}{3}\right) \times c_p \times Z_P Z_T / (A_P + A_T + \epsilon_1), \quad (17)$$

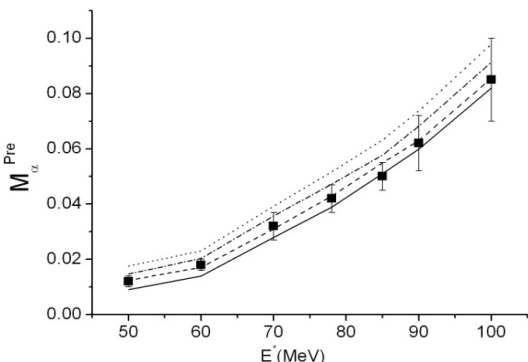
ثابت c_p برابر 0.7053 است [۱۹]. کمیت δl به شکل زیر بیان می‌شود



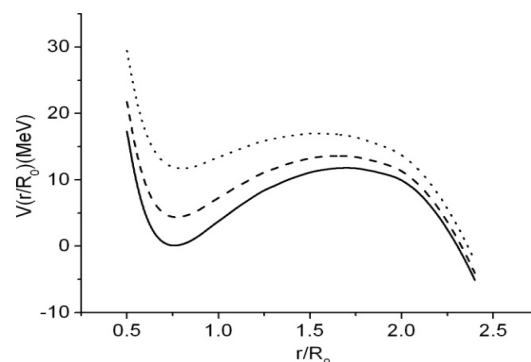
شکل ۲. تغییرات انرژی پتانسیل بر حسب فاصله دوپاره شکافت برای دستگاه $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta}$. منحنی‌های نقطه‌چین، خط‌چین و خط پرنگ به ترتیب نتایج برای اسپین ۵۰، ۳۰ و صفر هستند.



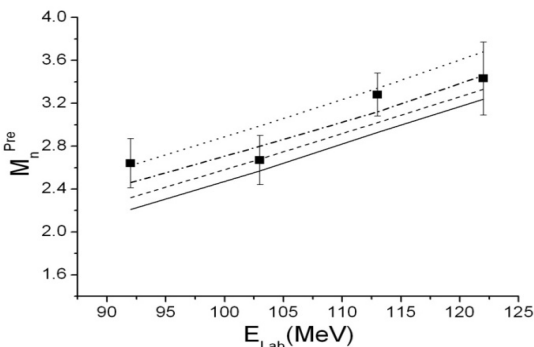
شکل ۱. تغییرات کمیت $q = \frac{r}{r_0}$ بر حسب زمان در انرژی $E_{\text{Lab}} = 90 \text{ MeV}$ برای دستگاه $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta}$ در ضرب و شکسانی $\beta = 5 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ (پایین) و $\beta = 11 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ (بالا).



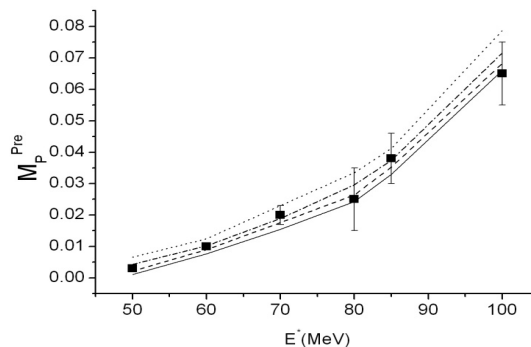
شکل ۴. تغییرات تعداد ذرات آلفای گسیل شده بر حسب انرژی برای دستگاه $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$. مربع‌های توپر داده‌های تجربی هستند [۲۴]. نمودارهای نقطه‌چین، نقطه خط‌چین، خط‌چین و توپر به ترتیب مربوط به $\beta = 5, 8, 11, 14 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ هستند.



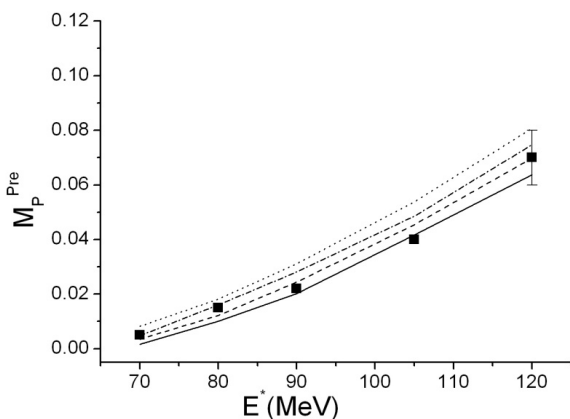
شکل ۳. تغییرات انرژی پتانسیل بر حسب فاصله دوپاره شکافت برای دستگاه $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$. منحنی‌های نقطه‌چین، خط‌چین و خط پرنگ به ترتیب نتایج برای اسپین ۵۰، ۳۰ و صفر هستند.



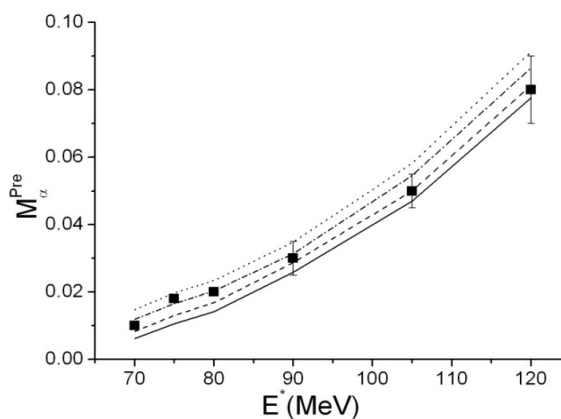
شکل ۶. تغییرات تعداد نوترون‌ها گسیل شده بر حسب انرژی برای دستگاه $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$. مربع‌های توپر داده‌های تجربی هستند [۵]. نمودارهای نقطه‌چین، نقطه خط‌چین، خط‌چین و توپر به ترتیب مربوط به $\beta = 5, 8, 11, 14 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ هستند.



شکل ۵. تغییرات تعداد پروتون‌های گسیل شده بر حسب انرژی برای دستگاه $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$. مربع‌های توپر داده‌های تجربی هستند [۲۴]. نمودارهای نقطه‌چین، نقطه خط‌چین، خط‌چین و توپر به ترتیب مربوط به $\beta = 5, 8, 11, 14 \times 10^{21} \text{ s}^{-1}$ هستند.



شکل ۸. تغییرات تعداد پروتون‌های گسیل شده بر حسب انرژی برای دستگاه $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta}$. مربع‌های توپر داده‌های تجربی هستند [۲۴]. نمودارهای نقطه‌چین، نقطه خط‌چین، خط‌چین و توپر به ترتیب مربوط به $\beta = 5, 8, 11, 14 \times 10^{-21} \text{s}^{-1}$ هستند.

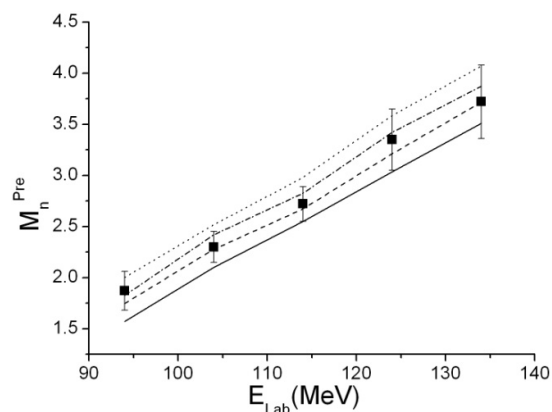


شکل ۷. تغییرات تعداد ذرات آلفای گسیل شده بر حسب انرژی برای دستگاه $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta}$. مربع‌های توپر داده‌های تجربی هستند [۲۴]. نمودارهای نقطه‌چین، نقطه خط‌چین، خط‌چین و توپر به ترتیب مربوط به $\beta = 5, 8, 11, 14 \times 10^{-21} \text{s}^{-1}$ هستند.

شده نیز افزایش می‌یابد. در شکل ۵، تکثیر پروتون‌های گسیل شده از هسته مرکب بر حسب ضریب وشکسانی برای همین دستگاه نشان داده شده است. در این مورد نیز با افزایش ضریب وشکسانی تعداد پروتون‌ها افزایش می‌یابد ولی در این حالت شیب افزایش بیشتر از مورد ذرات آلفا است. تغییرات تعداد نوترون‌های تابش شده از این دستگاه در شکل ۶ نشان داده شده است. با توجه به این شکل‌ها می‌توان به نتایج مشابهی با شکل‌های ۴ و ۵ دست یافت. اما در این حالت تغییرات تعداد نوترون‌های تابش شده حساسیت بیشتری نسبت به پارامتر ضریب وشکسانی دارد.

برای تحقیق بیشتر محاسبات را برای دستگاه $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta}$ نیز انجام داده ایم. نتایج به دست آمده در شکل‌های ۷ تا ۹ نشان داده شده‌اند. این شکل‌ها نیز نتایج مشابهی با دستگاه $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ را نشان می‌دهند. در کل نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که با افزایش ضریب وشکسانی تعداد ذرات آلفا، پروتون‌ها و نوترون‌های خارج شده از هسته مرکب در حال شکافت، افزایش می‌یابد. کم‌ترین تغییرات مربوط به ذرات آلفاست در حالی که دیگر ذرات حساسیت بیشتری به تغییر ضریب وشکسانی نشان می‌دهند.

باید اشاره کرد که کمیت‌های مانند ایزواسپین هسته مرکب



شکل ۹. تغییرات تعداد نوترون‌های گسیل شده بر حسب انرژی برای دستگاه $^{19}\text{F} + ^{181}\text{Ta}$. مربع‌های توپر داده‌های تجربی هستند [۵]. نمودارهای نقطه‌چین، نقطه خط‌چین، خط‌چین و توپر به ترتیب مربوط به $\beta = 5, 8, 11, 14 \times 10^{-21} \text{s}^{-1}$ هستند.

دستگاه با استفاده از دینامیک لانژوین و مفهوم اصطکاک، شکافت هسته مرکب تشکیل شده را به صورت دینامیکی مورد بررسی قرار داده ایم. در شکل ۱، تغییرات پارامتر q بر حسب زمان نشان داده شده است. با مقایسه نتایج برای دو مقدار ضریب وشکسانی نتیجه می‌گیریم که با افزایش ضریب وشکسانی $^{16}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ نشان داده شده است. همان‌طور که شکل نشان می‌دهد با افزایش ضریب وشکسانی تعداد ذرات آلفای تابش

به اتلافی بودن این فرایند و استفاده از شبیه‌سازی مونت کارلو اثر ضریب وشکسانی بر تعداد نوترون‌ها، پروتون‌ها، و ذرات آلفای گسیل شده را مورد مطالعه قرار داده‌ایم. با افزایش ضریب وشکسانی، میزان اتلافی بودن فرایند شکافت (از مرحله تشکیل هسته مرکب تا نقطه جدایی دو پاره شکافت) افزایش می‌یابد. همچنین هر چه فرایند اتلافی‌تر باشد، زمان گذار نیز افزایش می‌یابد. در نتیجه تعداد ذرات گسیل شده نیز افزایش یافته و احتمال شکافت هسته مرکب کاهش می‌یابد.

از نتایج به دست آمده مشخص گردید که با استفاده از این روش دینامیکی می‌توان همخوانی خوبی بین نتایج نظری و تجربی ایجاد کرد. ضریب وشکسانی کاملاً بر روی نتایج تأثیر گذار است. به طور ویژه تغییر این پارامتر بر تعداد نوترون‌های گسیل شده در مرحله قبل از جدا شدن دو پاره مؤثر است.

$(\frac{N-Z}{A})$ و عدم تقارن جرمی کانال ورودی بر اختلاف در رفتار تعداد ذرات گسیلی مؤثر هستند. مقدار ایزواسپین برای دو دستگاه $^{16}_8\text{O} + ^{197}_{79}\text{Au}$ و $^{19}_9\text{F} + ^{181}_{73}\text{Ta}$ به ترتیب برابر ۰/۱۹ و ۰/۱۸۳، همچنین عدم تقارن جرمی کانال ورودی برابر ۰/۸۱ و ۰/۸۴۹ هستند. با توجه به این که مقادیر ایزواسپین تقریباً یکسان و مقادیر عدم تقارن جرمی کانال ورودی نیز اختلاف چندانی با هم ندارند، نتایج به دست آمده برای دو دستگاه اختلاف کمی با هم دارند.

۴. بحث و نتیجه‌گیری

شکافت هسته داغ تشکیل شده از برخورد هسته هدف و پرتابه از مرحله تشکیل تا مرحله جدایی دو پاره شکافت را با استفاده از معادله دینامیکی لائزوین مورد بررسی قرار داده‌ایم. با توجه

مراجع

16. Y Jia and J-D Bao, *Phys. Rev. C* **75** (2007) 034601.
17. S Sohaili and E Ziaeiian, *Iranian Journal of Physics Research* **6**, 2 (2006) 111.
۱۷. س سهیلی و ا ضبائیان، *مجله پژوهش فیزیک ایران* **۶**، ۲ (۱۳۸۵) ۱۱۱.
18. M R Pahlavani, D Naderi and S M Mirfathi, *Int. J. Mod. Phys. E* **19** (2010) 1451.
19. P Frobrich and I I Gontchar, *Phys. Rep.* **292** (1998) 131.
20. Yu A Anischenko, A E Gegechkori, and G D Adeev, *Phys. Atom. Nucl.* **74** (2011) 341.
21. D Naderi, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **40** (2013) 125103.
22. J E Lynn, ed., "The Theory of Neutron Resonance Reactions", Clarendon, Oxford (1968) 325.
23. V G Nedoresov, Y N Ranyuk, "Fotodelenie Yader za Gigantskim Rezonansom", Kiev, Naukova Dumka (1989) (in Russian).
24. H Ikezoe, N Shikazono, Y Nagame, T Ohtsuki, Y Sugiyama, Y Tomita, K Ideno, I Kanno, H J Kim, B J Qi, and A Iwamoto, *Nucl. Phys. A* **538** (1992) 299c.
1. V Weisskopf, *Phys. Rev.* **52** (1937) 295.
2. A Gavron *et. al.*, *Phys. Lett. B* **176** (1986) 312.
3. H A Weidenmuller, *Nucl. Phys. A* **471** (1987) 1c.
4. D J Hinde *et. al.*, *Nucl. Phys. A* **452** (1986) 550.
5. J O Newton, D J Hinde, R J Charity, J R Leigh, J J M Bokhorst, A Chatterjee, G S Foote, and S Ogaza, *Nucl. Phys. A* **483** (1988) 126.
6. D J Hinde, *Nucl. Phys. A* **553** (1993) 255c.
7. S Hassani and P Grange, *Phys. Lett. B* **137** (1984) 281.
8. D J Hinde, D Hilscher and H Rossner, *Nucl. Phys. A* **502** (1989) 497c.
9. J P Lestone *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 1078.
10. M Thoennessen, D R Chakrabarty, M G Hermann, R Butsch, and P Paul, *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 2860.
11. W Ye, F Wu, and H W Yang, *Phys. Lett. B* **647** (2007) 118.
12. K Pomorskia, B Nerlo-Pomorska, A Surowiec, M Kowal, J Bartel, K Dietrich, J Richert, C Schmitt, B Benoit, E de Goes Brennand, L Donadille, and C Badimon, *Nucl. Phys. A* **679** (2000) 25.
13. D Naderi, *Phys. Rev. C* **90** (2014) 024614.
14. D Naderi, *Int. J. Mod. Phys. E* **23** (2014) 1450087.
15. S M Mirfathi and M R Pahlavani, *Phys. Rev. C* **78** (2008) 064612.