شبیه سازی دینامیک تولید نوترون در واکنش های شکافت واداشته یون سنگین با استفاده معادلات لانگوین سه پارامتری

محمد رضا پهلوانی* ، سید مهدی میرفتحی†

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران ، بابلسر،کدپستی:۱۴۶۷-۴۷۴۱۶

چکیده

در این مقاله وانگیختگی هسته مرکب حاصل از همجوشی یونهای سنگین را از دیدگاه کلاسیکی و با حل معادلات لانگوین سه پارامتری بررسی می کنیم . از آنجا که دینامیک اتلاف انرژی در جریان این واکنش با گسیل ذرات سبک در ارتباط است ، لذا ما با شمارش متوسط تعداد نوترونهای گسیلی از هسته مرکب و همچنین پاره های نامتقارن نوظهور با کمک شبیه سازی مونت کارلو ، سعی در ارائه دیدگاهی نو در توجیه روند اتلاف انرژی تحریکی سیستم تحت بررسی داریم . مقایسه با داده های تجربی توافق خوبی را نشان می دهد .

کلید واژه:*شکافت واداشته ،نوترون ،مونت کارلو ، لانگوین*

۱- مقدمه

با وجود گذشت سالیان متمادی از دستیابی بشر به فن آوری شکافت و تحقیقات فراوانی که پیرامون آن صورت گرفته است، هنوز طبیعت این مکانیسم پیچیده هسته ای ، برای محققین ناشناخته مانده است[۳-۱] . بررسی توزیع جرمی پاره ها در مسئله شکافت به دو صورت متقارن و نامتقارن انجام می گیرد. در هر کدام از این حالت ها توزیع انرژی جنبشی پاره ها، میزان انرژی از دست رفته به واسطه گسیل ذرات ، تعداد ذرات باردار گسیلی ، تعداد نوترونهای گسیل شده ، میزان اشعه گامای گسیلی و بسیاری دیگر از ویژگی های هسته ای متفاوت خواهند بود . محاسبات صورت گرفته بر اساس نظریه های گوناگون ، نشان دهنده نتایجی به مراتب متفاوت با داده های تجربی هستند ، به طور مثال میزان نوترونهای گسیل شده ناشی از داده های تجربی بیشتر از نتایج مربوط به محاسبات تئوری است[۴-۲] . در این بررسی، سیستم هایی را به عنوان نمونه انتخاب کرده و در مسیر تحلیل واکنش همجوشی شکافتِ پیش روی آنها، با وارد کردن اثرات دینامیکی همچون اصطکاک ، اتلاف و... (که خود توجیهی کوانتومی دارند) و با محدود کردن خود به گستره ای کلاسیکی و در عین حال با در نظر گرفتن حالت نامتقارن شکافت به عنوان چهره غالب در توزیع جرمی پاره های شکافت، سعی در ارائه دیدگاهی نوین برای مکانیسم گذار سیستم در طی واکنش های تحت

* E.mail: m.pahlavani@umz.ac.ir
† E.mail: m.mirfathi@umz.ac.ir

بررسی خواهیم داشت، تا بدان وسیله گوشه ای از تفاوت بین داده های تجربی و تئوری را برای تکثیر نوترون ، اشعه گاما و... توجیه کنیم.

۲- مدل محاسباتی

مدل سازی مسائلی از این گونه بر اساس معادلات لانگوین و حل آنها با بهره گیری از شبیه سازی مونت کارلو شیوه ای بسیار متداول در بررسی چنین واکنش هایی است[۶-۴] . صورت کلی معادلات لانگوین برای حرکت یک ذره تحت تاثیر میدان نیروی خارجی به شکل زیر است[۶] :

$$\dot{q}_i = \frac{p_j}{m_{ij}}, \qquad (۱)$$

$$\dot{p}_i = -\frac{1}{2} p_j p_k \frac{\partial}{\partial q_i}\left(\frac{1}{m_{ij}}\right) - \frac{\partial F}{\partial q_i} - \eta_{ij}\frac{p_k}{m_{ij}} + R(t) \qquad (۲)$$

که در آن $\eta_{ij}\frac{p_k}{m_{ij}}$ که دارای تغییرات نسبتا آرامی است و توصیف کننده اثر متوسط حمام حرارتی بر روی نوکلئون ها بوده واصطلاحاً اصطکاک نام دارد. q معرف مختصه های مربوط به شکل هسته (همچون کشیدگی) و p معرف تکانه مربوط به آن مختصه است . F نیروی آزاد و m اینرسی سیستم تحت بررسی است [,10]. $R(t)$ که دارای افت و خیز های زیادی است وابسته به اثرات لحظه ای مربوط به برخورد نوکلئونها با حمام حررتی و به صورت کاملا تصادفی در نظر گرفته می شود و میانگین آن صفر بوده و دارای توزیع احتمال مشخصی می باشد.دیدگاه پیش روی ما در این محاسبات کلاسیکی است و می دانیم در مکانیک کلاسیک ، سیستم فیزیکی با یک پیکر بندی در فضای فاز که مختصات آن را مکان ها و تکانه های ذرات سیستم مشخص می کنند ،تعریف می گردد .*Cassinian Ovaloids* [۷] ، *funny hills* [۸] و چند جمله ای های لژاندر [۹] ، از جمله شاخص بندی های مربوط به شکل هسته هستند که در راستای محاسبات دینامیکی شکل هسته در مختصات تجمعی به کار برده می شوند. ما در محاسبات خود از شاخص بندی *funny hills* بهره خواهیم برد که مشتمل بر سه کمیت (c,h,α) می باشد. که در این میان کمیت عدم تقارن α ، اساسا برای محاسبه توزیع انرژی و جرم پاره های شکافت به کار برده می شود . h معرف پنجره بین دو پاره و c نشانگر کشیدگی هسته مرکب خواهد بود . سطح هسته نیز تحت معادله زیر تعریف می گردد[۶] :

$$\rho_s^2(z) = \begin{cases} (c^2 - z^2)(A_S + B_{sh} z^2/c^2 + \alpha z/c) & B_{sh} \geq 0 \\ (c^2 - z^2)(A_S + \alpha z/c)\exp(B_{sh} c z^2) & Otherwise \end{cases} \qquad (۳)۳$$

ضرایب مورد استفاده در معادلات فوق در منبع[۶] آمده است .

برای حل این معادله به دلیل وجود جمله رندمی با وابستگی تعریف نشده به زمان ، نمی توانیم از شیوه های مرسومی همچون رانگه کوتا بهره ببریم لذا باید از روش تحلیلی معادلات را حل کنیم[۶].انرژی آزاد سیستم F می باشدکه با در نظر گرفتن هسته به عنوان گاز غیر اندرکنشی به صورت زیر است[۱۰] :

$$F = V(c) - a(c) \times T^2$$

که $V(c)$ پتانسیل ، $a(c)$ پارامتر چگالی تراز و T معرف دما می باشند . در این میان پارامتر چگالی تراز به صورت $a(c) = b_1 A + c_2 A^{2/3} B_s(c)$ ، تعریف می گردد .که در آن $b_1 = 0.073 MeV^{-1}$ و $c_1 = 0.095 MeV^{-1}$ می باشند ، A عدد جرمی و B_S نیز مطابق روابط[۶] تعریف خواهد شد.

۳- روند محاسبات

برای حل معادله لانگوین باید شرایط اولیه پرتابه نمونه را با تکرارهای متوالی مشخص کرد تا بدان وسیله شرایط اولیه سیستم مرکب مشخص شود . سیستم های هسته ای تحت بررسی از آنجا که طی برخوردهای یونی سنگین شکل گرفته اند ، منجر به گستره بزرگی از تکانه زاویه ای می گردند. بنابراین با کمک تابع توزیع اسپین هسته مرکب که در جریان روند محاسبات مدل اصطکاک سطحی ،حاصل شده است ، تکانه زاویه ای هسته مرکبِ حاصله را تخمین می زنیم که رابطه آن در منبع [۶] آمده است . مختصات پرتابه آغازین نیز ، در نزدیکی حالت تعادلی در نظر گرفته می شود و لذا مقادیر اولیه c و p با نمونه گیری از توزیع ماکسولی به دست می آید . انرژی برانگیختگی سیستم مرکب ، به صورت زیر تعریف می گردد

$$E^* = E_{\text{int}} + V(c) + p^2 / 2m \qquad (۵$$

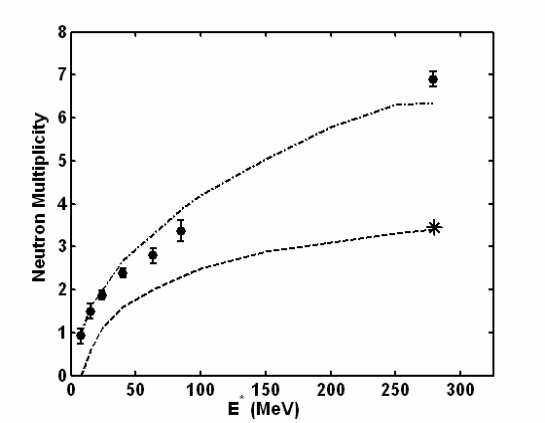
به کمک رابطه فوق E_{int} که انرژی تحریکی ذاتی را به دست می آوریم و به کمک مقدار حاصله و با بهره از رابطه $T = \sqrt{E_{\text{int}} / a(c)}$ می توان دمای هسته تحریکی را نیز محاسبه کرد .در ادامه گسیل نوترون و تابش اشعه گاما را وارد محاسبات می کنیم . برای انجام این مهم ، ابتدا با پهنای واپاشی گسیل نوترون شروع می کنیم [۴] :

$$\Gamma_n = \frac{2m_n}{(\pi\hbar)^2 \rho_m(E_{\text{int}})} \int_0^{E_{\text{int}} - B_n} \rho_d\left(E_{\text{int}} - B_n - \varepsilon_n\right) \times \varepsilon_n \times \sigma_{inv} \times d\varepsilon_n \qquad (۶$$

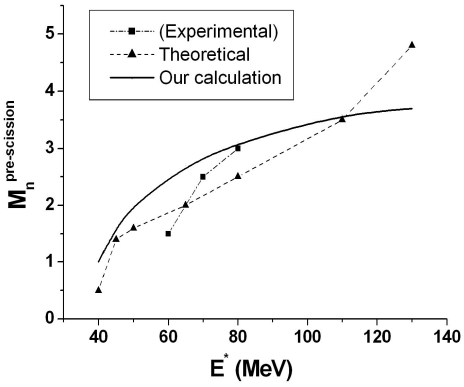
که در آن ρ_m و ρ_d چگالی های تراز هسته مادر (مرکب) و هسته دختر (هسته باقی مانده) در جریان واپاشی سیستم تحت بررسی می باشند. B_n انرژی بستگی نوترون بوده و ε_n انرژی نوترون گسیلی می باشد که از سیستم تحریکی خارج شده است . مقدار انرژی گسیلی نوترون در جریان هر پرتابه لانگوینی با بهره از رابطه پهنای واپاشی نوترونی به صورت کاتوره ای محاسبه می گردد. برای محاسبه پهنای واپاشی اشعه گاما از روابط موجود در منبع [۴] استفاده نمودیم. سپس با کمک گرفتن از پهناهای گسیل به دست آمده ، توانایی محاسبه احتمال گسیل ذره یا اشعه گاما در هر گام زمانی از محاسبات خود را

داریم . این عمل بدین صورت است که ابتدا کسر $x=\tau/\tau_{tot.}$ که در آن $\tau_{tot.}=\frac{\hbar}{\sum_{\nu}\Gamma_{\nu}}$ برای نوترون و گاما محاسبه می گردد.در ادامه عدد رندم r را در گستره $[0,1]$ انتخاب می کنیم ، اگر $r<x$ بود ، گسیل نوترون یا اشعه گاما حتمی خواهد بود. درنظر گرفتن گام های زمانی کوچک تضمین کننده نکته ای بسیار مهم است ؛ در هر بازه زمانی حد اکثر یک ذره گسیل می شود. در حقیقت از گسیل ذراتِ بیشتر، در یک بازه زمانی اجتناب خواهیم کرد . اما اینکه چه نوع ذره ای گسیل می شود مسئله دیگری است ، برای اینکار کسر وزنی را وارد محاسبات می کنیم ، بدین صورت که با مقایسه عدد کاتوره ای r تولید شده در گستره (۱و۰) با کسر وزنی $\Gamma_{\nu}/\Gamma_{tot.}$ و طی همان روال پیشین مشخص خواهد کرد که نوترون یا اشعه گاما گسیل خواهد شد . ضمن اینکه پس از گسیل نوترون یا اشعه گاما ، انرژی ذاتی ، اسپین و عدد جرمی هسته مرکب مجدداً محاسبه و تصحیح می گردند و این روال تا کاهش انرژی تحریکی به میزانی کمتر از انرژی بستگی نوترون ادامه خواهد داشت . به طور مثال با گسیل نوترون $\hbar$ ۱ و با تابش گاما $\hbar$ ۲ از اسپین کم می گردد .

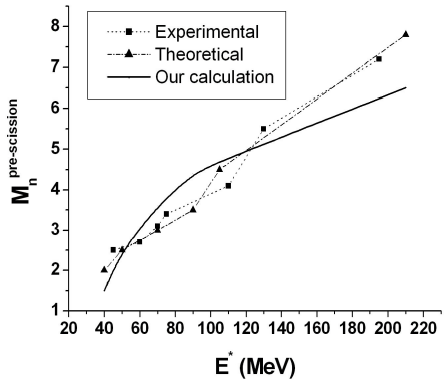
۴- نتایج



شکل ۱ – تغییرات حالت های متفاوت تکثیر نوترونی نسبت به انرژی تکثیر نوترونی پیش و پس از نقطه جدایی مقایسه آنها با داده های تجربی برای Th^{224}

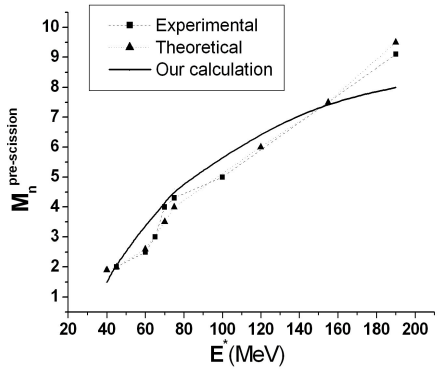


شکل۲- میزان نوترون گسیلی قبل از نقطه جدایی نسبت به انرژی تحریکی برای سیستم $Si^{30}+Er^{170}\rightarrow Pb^{200}$



شکل۲- میزان نوترون گسیلی قبل از نقطه جدایی نسبت به انرژی تحریکی برای سیستم

$$O^{16} + Au^{197} \rightarrow Fr^{213}$$



شکل۲ - میزان نوترون گسیلی قبل از نقطه جدایی نسبت به انرژی تحریکی برای سیستم

$$F^{19} + Th^{232} \rightarrow Es^{251}$$

۵- بحث و نتیجه گیری

در ادامه تکثیر نوترونی پس از نقطه جدایی (نقطه چین) و پیش از نقطه جدایی (نقطه - خط)را تحت حالت نامتقارن شکافت برای هسته مرکب Th^{224} محاسبه کرده و روند تغییرات آن را با داده های تجربی (علامت های ستاره و دایره) [۱۰] مقایسه کرده ایم که در شکل ۱ نشان داده شده است . مشاهده می گردد انرژی تحریکی هسته مرکب بر میزان تکثیر نوترونی پس از نقطه جدایی نیز تاثیری مشابه دارد. آنچه در این میان واضح است ، نا محسوس بودن تاثیر تحریک شدگی در انرژی های بالاتر است و با رشد انرژی و گذار از سد کولومبی دیگر شاهد تغییرات مشهودی در آنها نخواهیم بود . از طرف دیگر با وجودی که انتظار می رفت آنچه تحت حالت نامتقارن شکافت حاصل می شود ، تاثیری در میزان تکثیر نوترون پیش از جدایی نداشته باشد ، اما میزان این شاخص از آنچه تحت همین مدل و بدون اعمال شاخص عدم تقارن در معادله لانگوین حاصل شده است ، بیشتر است . در ادامه سه سیستم دیگر را بررسی کرده و تکثیر نوترونی پیش از جدایی را در گستره ای از انرژی های تحریکی محاسبه نمودیم . این سیستم ها عبارتند از : $Si^{30} + Er^{170} \rightarrow Pb^{200}$ ، $O^{16} + Au^{197} \rightarrow Fr^{213}$ و $F^{19} + Th^{232} \rightarrow Es^{251}$. نحوه تغییرات تکثیر نوترونِ پیش از جدایی، نسبت به انرژیِ تحریکی برای سیستم های فوق ، در شکل های(۴تا۲) نشان داده شده است . در شکل۲ نقاط نشان داده شده با مربع ، معرف داده های تجربی [۱۱] ، خط منقطع متصل کننده نقاط مثلثی ، معرف نتایج دینامیکی در حالت متقارن [۱۱] و خط ممتد ، نشان دهنده نتایج

محاسبات در حالت نامتقارن ، برای هسته مادر اولیه ، Pb^{200} می باشد . داده های تجربی [۱۲] ، نتـایج محاسبات پیشین تحت حالت متقارن [۱۱] ونتایج محاسبات در حالت نامتقارن برای هسته مادر Fr^{213} ، بـه ترتیب با نقاط مربع ، مثلث و خط ممتد در شکل۳ نشان داده شده است . در شکل۴ نیز نقاط نشان داده شـده با مربع ، معرف داده های تجربی[۱۱] ،نقاط مثلثی معرف نتایج دینامیکی در حالت متقارن [۱۱] و خط ممتـد ، نشان دهنده نتایج محاسبات در حالت نامتقارن ، برای هسته مادر Es^{251} می باشد . در انرژی های تحریکـی کم و خصوصاً در سیستم های سنگین تر ، توافق به مراتب بهتری بـین داده هـای تجربـی ، نتـایج محاسـبات پیشین و نتایج محاسبات ما برقرار است . اما با رشد انرژی تحریکی و در عین حال سـبک تـر شـدن سیـستم مرکب ، تفاوت ها آشکارتر شده و نتایج از یکدیگر فاصله می گیرند .

مراجع:

[1] D. Hilscher and H. Rossner, *Ann.Phys.Fr* 17, 471 (1992)

[2] R. K. Choudhury, *Pramana Journal of Physics, vol 57*, Nos (2-3) (585) (2001)

[3] D. J. Hinde *et al. , Phys. Rev. C 45*, 1229 (1992)

[4] P. Frobrich and I. I. Gontchar, *Phys. Rep.* 292, 131 (1998)

[5] G. Chaudhuri and S. Pal*, Phys. Rev. C 65*, 054612 (2002)

[6] P. N. Nadtochy and G.D.Adeev, *Phys. Rev. C 72*, 054608 (2005)

[7] V. V. Pashkevich, *Nucl. Phys. A 169,* 275 (1971)

[8] M. Brack *et al.* , *Rev. Mod. Phys. 44*, 320 (1972)

[9] N. Carjan *et al. , Nucl. Phys. A 452*,381 (1986)

[10] G. Chaudhuri and S.Pal*, Phys. Rev. C 3*, 064603 (2001)

[11] A. V. Karpov *et al.* , *Phys. Rev.* C 63, 054610 (2001)

[12] V. E. Viola *et al.* , *Phys. Rev. C 31*, 1550 (1985)