

## بررسی اتلاف انرژی در کانال A برای فرایندهای شکافت، واپاشی $\alpha$ زا و گسیل خوشه ای

نقیسه شایان شکیب\*<sup>۱</sup>، محمد مهدی فیروزآبادی<sup>۱</sup>، محمد فرهاد رحیمی<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>دانشگاه بیرجند، دانشکده علوم، گروه فیزیک

<sup>۲</sup>دانشگاه فردوسی، دانشکده علوم، گروه فیزیک

**چکیده:** انرژی اتلافی در شکافت، واپاشی  $\alpha$ زا و خوشه ای با کمک معادلات جفت شده وابسته به زمان بطور میکروسکوپی برآورد شد. طرح های تراز ذره منفرد در چارچوب مدل لایه ای دو مرکزی سوپر نامتقارن تعیین شدند. وابستگی شدید انرژی پراکندگی به نامتقارنی جرم مشهود است. ملاحظه می شود انرژی پراکندگی برای واپاشی  $\alpha$ زا و گسیل خوشه ای به مراتب پایین تر از فرایند شکافت می باشد.

کلید واژه: گسیل خوشه ای، شکافت، مدل های میکروسکوپی، روش وابسته به زمان هارتری- فوک (TDHF).

### ۱- مقدمه

همانطور که در مرجع [۱] قبلا گفته شده است، حرکت هر سیستم فیزیکی میکروسکوپی واقعی نه تنها با نیروهای مقاومت بلکه بانیروهای اصطکاکی نیز تعیین می گردد. نیاز است که نیروهای پراکندگی که جریان برگشت ناپذیر انرژی یا گشتاور زاویه ای از درجات آزادی میکروسکوپی به درجات ذاتی دارند را در نظر گرفت.

در فیزیک هسته ای یک مورد جالب، مربوط به نوکلئونهایی است که در پتانسیل نیلسون، که با زمان تغییر می کند حرکت می کنند. در این مقاله، با تغییر مختصات عمومی، فرایند شکافت شبیه سازی می شود. در ادامه معادلات جفت شده وابسته به زمان [۲ و ۳] برای تعیین انرژی پراکندگی شکافت، واپاشی  $\alpha$ زا و گسیل  $^{14}\text{C}$  از  $^{236}\text{U}$  را استفاده کرده ایم. انرژی پراکندگی مربوط به این فرایندها، از لحظه آغازی مربوط به یک هسته منفرد کروی تا زمان شکافت به دو محصول مجزا را تعیین کرده ایم.

یک پارامتر بندی برای شکل هسته ای توسط دو کره ای که با شعاعهای متفاوت تقسیم شده اند، استفاده شد. مفروض است که مدل لایه ای دو مرکزی نیلسون [۶ و ۷]، می تواند انرژی های ذره منفرد لازم برای حل معادلات جفت شده وابسته به زمان را بخوبی توصیف کند. در این تحقیق تنها دو درجه ی آزادی مربوط به گردن دار شدن و نامتقارنی جرم را استفاده کردیم [۷]. بطور سیستماتیکی انرژی پراکندگی برای همه اجزاء شکافت صفر در کانالهای A تعیین شدند [۱۷] و در نهایت نتایج بامقادیر تعیین شده برای ذرات  $\alpha$  و کربن نیز مقایسه خواهد شد.

### ۲- مدل هسته ای استفاده شده در این تحقیق

در این تحقیق ما، معادلات جفت شده وابسته به زمان برای ارزیابی پراکندگی را استفاده کرده ایم. محاسبات بر اساس پاسخهای حاصل از مدل دو مرکزی لایه ای سوپر نامتقارن انجام شدند.

### ۱-۲-مدل لایه ای دو مرکزی

با بررسی شکافت در هر بازه وسیعی از نامتقارنی جرم، مدل های لایه ای دو مرکزی یک توصیف پیوسته ای از تغییرات اشکال هسته ای از هسته ابتدایی تا دو محصول نهایی را مجاز می کند. هامیلتونین مدل لایه ای دو مرکزی از پتانسیل نوسانگر دو مرکزی  $V_{2c}$  بعلاوه اندرکنش اسپین - مدار  $V_{ls}$  و یک جمله تصحیحی  $V_{l^2}$  حاصل می شود.

(۱)

$$H = T + V_{2c} + V_{ls} + V_{l^2}$$

که  $T$  انرژی جنبشی می باشد. توضیح کلی برای هر جمله که در هر تغییر شکلی معتبر باشد، در مرجع [۵] است.

### ۲-۲-انرژی پراکندگی

توصیف میکروسکوپی از دینامیک یک سیستم بس نوکلئونی بطور وسیعی توسط روش هارتری - فوک وابسته به زمان بررسی شده است [۱۱]. هر چند در این روش، اندرکنشهای باقیمانده در نظر گرفته نمی شوند. و آن منجر به ماهیت ناخوشایند می شود که سیستم با حرکت بینهایت آهسته خود قادر به بازگشت به حالت پایه خود نیست. به منظور اجتناب از چنین مشکلاتی اندرکنش باقیمانده جفت شده را استفاده کردیم. و حالت چند جسمی را به عنوان تابع موج صفر BCS در نظر گرفتیم.

اولین جمله، هامیلتونین چند جسمی وابسته به زمان با اندرکنشهای باقیمانده جفت شده می باشد.

(۲)

$$H(t) = \sum_{k>0} \epsilon_k(t) (a_k^+ a_k + a_k^- a_k^-) - G \sum_{k,l>0} a_k^+ a_k^- a_l^+ a_l^-$$

$a_l^+$  و  $a_l^-$  اپراتورهای خلق حالات جفت شده  $1$  و  $1^-$  می باشند با اعمال تغییرات در لاگرانژین، بر اساس روش مشابهی که در [۹ و ۱۰] چنین حاصل شد.

(۳)

$$i\hbar \dot{\rho}_l = k_l \Delta^* - k_l^* \Delta,$$

(۴)

$$i\hbar \dot{k}_l = (2\rho_l - 1)\Delta + 2k_l(\epsilon_l(t) - \lambda(t)) - 2G\rho_l k_l.$$

که در آن  $\Delta = G \sum_k k_k^*$  و  $\Delta^* = G \sum_k k_k^*$  می باشند.  $G$  قدرت جفت شدگی، و  $\Delta$  انرژی گپ می باشند که هر دوی آنها ثوابت حقیقی اند.  $\rho_k$ ها چگالیهای ذره منفرد که کمیات حقیقی و  $k_k$ ها مفهوم گشتاور جفت شدگی که موهومی اند [۳].

در چارچوب مدل ما، اختلاف

(۵)

$$\Delta E_d = E' - E_0$$

رفتار انرژی پراکندگی را دارد. که  $E'$  انرژی سیستمی است که از بین پاسخ های معادلات جفت شده وابسته به زمان حاصل شده و  $E_0$  انرژی BCS می باشد. این معادلات اخیرا در مطالعات شکافت استفاده می شوند [۱۴-۱۲].

### ۳- نتایج

سه مد واپاشی هسته ای در یک طریقه واحد رفتار می کنند. یک پارامتر بندی شکل هسته ای از تقسیم به دو کره با شعاع های متفاوت در نظر گرفته شد. لازم به ذکر است که تغییرات نامتقارنی جرم به عنوان تابعی از گردن دار شدن برای هر مد واپاشی هسته ای در نظر گرفته شد. اطلاعات مربوط به این وابستگی در مراجع [۱۵ و ۱۶] یافت می شود که حالت با نامتقارنی جرمی وسیعی را نشان می دهد، مانند حالت واپاشی  $\alpha$  از و گسیل خوشه ای، شعاع پاره سبکتر باید تقریبا ثابت و برابر  $R_2 = 1,16 \times A_2^{1/3}$  باشد (شکل های ۱ و ۲).



شکل ۱- مجموعه اشکال هسته ای از پیکربندی کروی تا گسیل  $\alpha$ . فاصله بین مراکز پاره ها بر حسب fm در شکل مشخص شده است.

در وضعیت شکافت، هسته در شعاع  $R = 1,16 \times ((A - A_2)^{1/3} - A_2^{1/3})$  شروع به گردن دار شدن میکند.

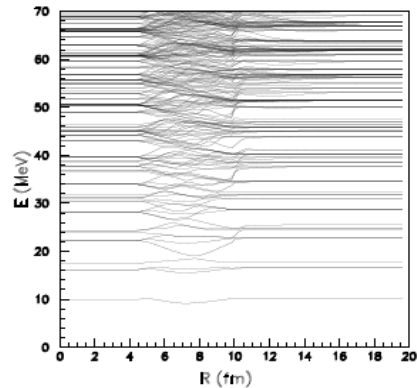
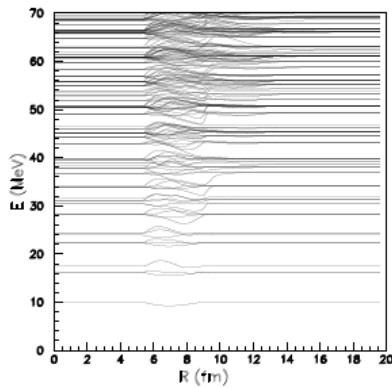
و A



شکل ۲- مشابه شکل ۱ برای گسیل  $^{14}C$

شکل ۳- مشابه شکل ۱ برای شکافت

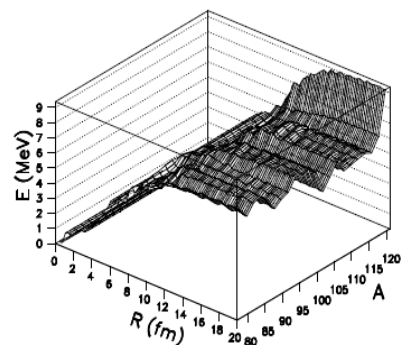
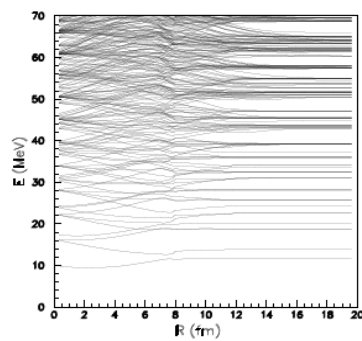
$A_2$  اعداد جرمی هسته مادر و پاره سبکتر شکافت می باشند. (شکل ۳)، انحراف از شکل کروی را از آغاز فرایند یعنی  $R \approx 0$  می توان مشاهده نمود. طرح های تراز نوترون و پروتون براساس مدل لایه ای دو مرکز سوپر نامتقارن که در مرجع [۶] بهینه شده، محاسبه گردید (شکل های ۴ و ۵ و ۶).



شکل ۴- طرح تراز نوترون برای گسیل  $\alpha$  از  $^{238}\text{U}$ . شکل ۵- طرح تراز نوترون برای گسیل  $^{14}\text{C}$  از  $^{238}\text{U}$ .

در سه وضعیت مذکور، طرح ترازها مشابه نمودار نیلسون برای تغییر شکل دوکی بدست آمد. سرعت در فواصل بین هسته ای ثابت و برابر با  $\frac{\partial R}{\partial t} = 10^6 \text{ m/s}$  و زمان تونل زنی از سد را تقریباً  $10^{-21} \text{ s}$  می باشد [۶]. کانال های A متعددی برای شکافت زوج - زوج تست شد. ما اجزایی که بیشترین بهره شکافت را براساس اطلاعات موجود در مرجع [۱۷] داشتند، شبیه سازی شدند که عبارتند از:  $(^{120}\text{Pd}, ^{116}\text{Pd})$ ،  $(^{118}\text{Pd}, ^{114}\text{Pd})$ ،  $(^{116}\text{Pd}, ^{112}\text{Pd})$ ،  $(^{114}\text{Ru}, ^{110}\text{Cd})$ ،  $(^{112}\text{Ru}, ^{108}\text{Cd})$ ،  $(^{110}\text{Ru}, ^{106}\text{Cd})$ ،  $(^{108}\text{Mo}, ^{104}\text{Sn})$ ،  $(^{106}\text{Mo}, ^{102}\text{Sn})$ ،  $(^{104}\text{Zr}, ^{100}\text{Te})$ ،  $(^{102}\text{Zr}, ^{98}\text{Te})$ ،  $(^{100}\text{Zr}, ^{96}\text{Te})$ ،  $(^{98}\text{Zr}, ^{94}\text{Te})$ ،  $(^{96}\text{Sr}, ^{92}\text{Xe})$ ،  $(^{94}\text{Sr}, ^{90}\text{Xe})$ ،  $(^{92}\text{Kr}, ^{88}\text{Ba})$ ،  $(^{90}\text{Kr}, ^{86}\text{Ba})$ ،  $(^{88}\text{Kr}, ^{84}\text{Ba})$ ،  $(^{86}\text{Ge}, ^{82}\text{Nd})$ ،  $(^{84}\text{Ge}, ^{80}\text{Nd})$ ،  $(^{82}\text{Se}, ^{78}\text{Ce})$ ،  $(^{80}\text{Se}, ^{76}\text{Ce})$ ،  $(^{78}\text{Zn}, ^{74}\text{Sm})$  و  $(^{76}\text{Zn}, ^{72}\text{Sm})$ .

همانطور که در شکل ۷ محاسبه کردیم، انرژی پراکندگی کل در شکافت در نقطه زینی عموماً در ۷ MeV می باشد. این انرژی در نقطه زینی، برای واپاشی  $\alpha$  از تقریباً ۳ MeV که پایین تر از ۴.۵ MeV مربوط به گسیل خوشه ای است (شکل های ۸ و ۹).



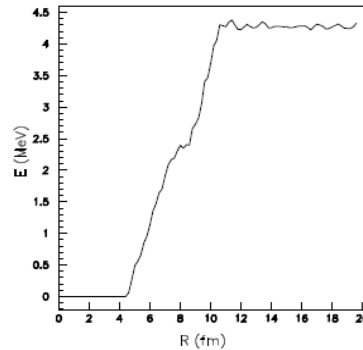
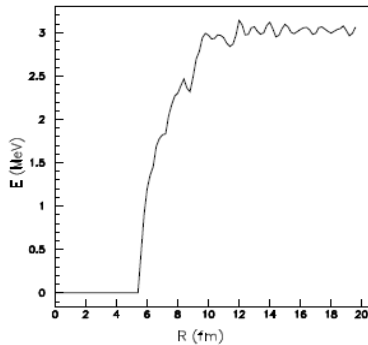
شکل ۶- طرح تراز نوترون برای واکنش  $^{236}\text{U} \rightarrow ^{86}\text{Se} + ^{150}\text{Ce}$ .

شکل ۷- انرژی پراکندگی با عنوان تابعی از گردن دار شدن، R و عدد بار A مربوط به پاره سبکتر در شکافت.

شکافت سوپرنامتقارن در میان حالت های آدیاباتیکی بدون پراکندگی رشد می کند، درحالی که شکافت در انرژی پائین یک مقدار برانگیختگی ذاتی قابل قبول تولید میکند. از این رو واپاشی  $\alpha$  از وگسیل خوشه ای می تواند به عنوان فرآیند بازآرایی سرد [۴] در نظر گرفته شود [۲۲]. ملاحظه شد درجه بازآرایی ترازها برای شکافت سوپرنامتقارن نسبت به

19 th Iranian's Nuclear Conference

شکافت بسیار پائین است. مطالعات ما واپاشی  $\alpha$  را در مدل شکافت نشان می دهد که در مرجع [۲۴ و ۲۳] نیز ملاحظه میشود. عموماً این مدل واپاشی با مدلهای استفاده شده در [۲۵ و ۱۵ و ۱۴] آنالیز شده است.



شکل ۸- انرژی پراکندگی کل به عنوان تابعی از گردن دار شدن در گسیل  $\alpha$  زاء.  
شکل ۹- انرژی پراکندگی کل به عنوان تابعی از گردن دار شدن در گسیل  $^{14}\text{C}$ .

مراجع:

۱. Hasse R W ۱۹۷۸ Rep. Progr. Phys. ۴۱ ۱۰۲۷
۲. Koonin S E and Nix J R ۱۹۷۶ Phys. Rev. C ۱۳ ۲۰۹
۳. Blocki J and Flocard H ۱۹۷۶ Nucl. Phys. A ۲۷۳ ۴۵
۴. Mirea M ۱۹۹۶ Phys. Rev. C ۵۴ ۳۰۲
۵. Poenaru D N, Ivascu M S ۲۰۰۰ Particle Emission from Nuclei (CRC Press) vol ۱ p ۱۱۳-۱۷۳
۶. Mirea M ۱۹۹۸ Phys. Rev. C ۵۷ ۲۴۸۴
۷. Mirea M, Tassan-Got L, Stephan C and Bacri C O ۲۰۰۴ Nucl. Phys. A ۷۳۵ ۲۱
۸. Maruhn J and Greiner W ۱۹۷۲ Z. Phys. A ۷۸۰ ۴۳۱
۹. Mirea M ۲۰۰۸ Phys. Rev. C ۷۸ ۰۴۴۶۱۸
۱۰. Mirea M ۲۰۰۳ Mod. Phys. Lett. A ۱۸ ۱۸۰۹
۱۱. Dirac P A M ۱۹۳۰ Proc. Cambridge Phil. Roy. Soc. ۲۶ ۳۷۶
۱۲. Avez B, Simenel C and Chomaz Ph ۲۰۰۸ Phys Rev C ۷۸ ۰۴۴۳۱۸
۱۳. Ebata S et al. ۲۰۱۰ Phys. Rev. C ۸۲ ۰۳۴۳۰۶
۱۴. Mirea M ۲۰۱۲ Int. J. Mod. Phys. E ۲۱ ۱۲۵۰۰۳۵
۱۵. Mirea M, Poenaru D N and Greiner W ۱۹۹۴ Z. Phys A ۳۴۹ ۳۹
۱۶. Mirea M, Poenaru D N and Greiner W ۱۹۹۲ Nuovo Cimento A ۱۰۵ ۵۷۱
۱۷. Wahl A C ۱۹۸۸ At. Data and Nucl. Data Tabl. ۳۹ ۱
۱۸. Mirea M, Sandulescu A and Delion D S ۲۰۱۲ Eur. Phys. J. A ۴۸ ۸۶
۱۹. Mirea M, Sandulescu A and Delion D S ۲۰۱۱ Nucl. Phys. A ۸۷۰-۸۷۱ ۲۳
۲۰. Mirea M ۲۰۱۲ Rom. J. Phys. ۵۷ ۳۷۲
۲۱. Mirea M, Sandulescu A and Delion D S ۲۰۱۱ Proc. Rom. Acad. Series A ۱۲ ۲۰۳
۲۲. Sandulescu A and Greiner W ۱۹۷۷ J. Phys. G ۳ L۱۸۹
۲۳. Mirea M ۲۰۰۱ Phys. Rev. C ۶۳ ۰۳۴۶۰۳
۲۴. Silisteanu I, Budaca A I ۲۰۱۲ Rom. J. Phys. ۵۷ ۴۹۳
۲۵. Mirzaei V and Miri-Hakimabad H ۲۰۱۲ Rom. Rep. Phys. ۶۴ ۵۰