

مطالعه نیمه عمرهای واپاشی آلفازای ^{239}Th - ^{208}Th با استفاده از روش های نیمه تجربی

۹۰

مسعود صیدی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه ایلام، ایلام

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

چکیده

نیمه عمر واپاشی یکی از مهم ترین پارامترهای توصیف کننده ساختار هسته در دینامیک هسته ای است و مطالعات زیادی در طول سالیان در این زمینه انجام شده است. در این پژوهش به کمک روش های نیمه تجربی ویولا-سیبورگ، رویر، پارخومنکو و سوبیزسکی، براون، رابطه جدید گایگر-نوتال، پونارو و همکاران و قانون جهانی واپاشی نیمه عمر واپاشی آلفازای زنجیره ایزوتوپی توریم مورد بررسی قرار گرفته و نتایج حاصل با نتایج تجربی مقایسه شده است. از بین روش های نیمه تجربی بهترین روش برای مطالعه زنجیره ایزوتوپی توریم، روش ویولا-سیبورگ است.

واژه های کلیدی: زنجیره توریم، روش های نیمه تجربی، واپاشی آلفازا، روش ویولا-سیبورگ

۱. مقدمه

توسعه فیزیک هسته ای با کشف پرتوزایی توسط هانری بکرل در ۱۸۹۶ آغاز شد [۱]. پدیده پرتوزایی، و گسیل خود به خود ذرات پر انرژی از هسته های ناپایدار می تواند به طریق مختلف صورت گیرد. از بین مدهای واپاشی مختلف، واپاشی آلفازا، واپاشی خود به خودی یک هسته ناپایدار با گسیل ذره آلفا، معمول ترین مد واپاشی برای هسته های سنگین و فوق سنگین است. این پدیده در سال ۱۸۹۹ توسط رادوفورد کشف شد [۲]. اولین قانون توصیف کننده روند منظم واپاشی آلفازا توسط گایگر و نوتال در سال ۱۹۱۱ پیشنهاد شد [۴] و در سال ۱۹۲۸ براساس پدیده تونل زنی، جورج گاموف [۵] یک رابطه تئوری برای فرایند واپاشی آلفازا ارائه کرد. از ایرادهای فرمول گایگر-

نوتال وابستگی ضرایب ثابت رابطه به زنجیره ایزوتوپی بود. گالاگر و راسموسن [۶] نشان دادند که بیان نیمه تجربی برپایه مدل چاه مربعی و ضریب ممانعت برای هسته های دارای نوکلئونهای جفت نشده برای پیش بینی آهنگ های واپاشی آلفازا مدل بهتری است. مدل موفق دیگری که بر اساس چاه مربعی بنا نهاده شد رابطه نیمه تجربی ویولا-سیبورگ بود [۷] که این مدل برای هسته های با $A \geq 140$ کارآمد است. در سال ۱۹۸۹ سوبیزسکی، پاتیک و کویک [۸] با اصلاح ضرایب ثابت رابطه ویولا-سیبورگ با داده های جدید برای هسته های زوج-زوج تقریب بهتری از این مدل را ارائه کردند. در سال ۱۹۹۲ براون [۹] به کمک تقریب WKB و بسط نسبت شعاع تماسی هسته دختر با ذره آلفا و شعاع نقطه برگشت تا مرتبه ۳ مقیاسی را

روش ویولا- سیبورگ، روش رویر، روش پارخومنکو و سویزسکی، روش براون، رابطه جدید گایگر- نوتال، پونارو و همکاران و قانون جهانی واپاشی. در این مقاله ابتدا شرح مختصری از روش‌های مختلف نیمه تجربی محاسبه نیمه عمرها ارائه و سپس به کمک رهیافت‌های مذکور نیمه عمرهای زنجیره ایزوتوپی توریم مطالعه شده است.

۲. روابط نیمه تجربی نیمه عمرهای واپاشی آلفا

روش‌های تئوری، تجربی و نیمه تجربی متعددی برای پیش‌بینی نیمه عمر واپاشی آلفای هسته‌ها وجود دارد. در اینجا ما به شرح مختصری از مهم‌ترین روابط نیمه تجربی می‌پردازیم.

۲.۱. روابط گایگر- نوتال

بعد از کشف رادرفورد و همکارش در سال ۱۹۰۷، مبنی بر اینکه ذرات آلفای گسیل شده از ایزوتوپ‌های با عمر کوتاه انرژی زیادی دارند، در سال ۱۹۱۲ دو همکارش گایگر و نوتال [۴] ثابت کردند که رابطه‌ای به صورت زیر بین برد ذره آلفا، R_α ، و نیمه عمر هسته گسیلنده وجود دارد:

$$\log_1 T_{1/2}(s) = -5.7 \log_1 R_\alpha + C, \quad (1)$$

بعد از سال ۱۹۱۲، محققین روند منظمی را در نیمه عمرهای واپاشی آلفا مشاهده کردند که به یک رابطه تجربی با مقدار Q_α رسیدند. بنابراین رابطه گایگر- نوتال شکل زیر را به خود گرفت:

$$\log_1 T_{1/2}(s) = \frac{a}{\sqrt{Q_\alpha}} + b, \quad (2)$$

اما وابستگی پارامترهای a و b به زنجیره ایزوتوپی باعث شده رابطه (۲) چندان سودمند نباشد [۲۲].

۲.۲. قانون مقیاس براون

با استفاده از تقریب نیمه کلاسیک WKB برای آهنگ واپاشی می‌توان نوشت:

$$T = \exp \left\{ -Z \int_{R_t}^{R_c} \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2} (V(r) - Q_\alpha)} dr \right\} \quad (3)$$

که در این رابطه R_t شعاع تماس ($R_t = R_d + R_\alpha$) است، R_α

برای پیش‌بینی نیمه عمر هسته‌های آلفا ارائه کرد. رویر به کمک مدل قطره مایع تعمیم یافته^۱ (GLDM) که در آن اثرات تقریبی ذره آلفا و هسته دختر گنجانده شده است گرمای واپاشی هسته‌های آلفا را محاسبه کرد و با تغییر سد پتانسیل از چاه مربعی به کروی رابطه جدیدی را برای پیش‌بینی نیمه عمر واپاشی آلفا ارائه کرد [۱۰]. در سال ۲۰۰۵ پارخومنکو و سویزسکی با در نظر گرفتن اثرات پوششی الکترون‌ها و چگالی ترازاها، رابطه‌ای برای محاسبه نیمه عمر هسته‌های آلفا ارائه کردند که در این رابطه نیمه عمر به صورت تابعی از گرمای واپاشی با پنج پارامتر قابل کنترل است [۱۱]. یک رابطه نیمه تجربی دیگر که در آن اثرات لایه‌ای مربوط به اعداد جادویی و همسایگی آنها لحاظ شده است رابطه پونارو و همکاران است که در اصل این رابطه نسخه دیگری از رابطه ویولا- سیبورگ است [۱۲]. علاوه بر مدل‌های نیمه تجربی، مدل‌های نظری بر مبنای خواص میکروسکوپی هسته‌ها نیز توصیف موفقی از نیمه عمرها را ارائه می‌کنند. از بین این‌ها می‌توان به کار نای و رن [۱۳] اشاره کرد. در مدل ایشان عنوان یک حالت فرایند واپاشی به عنوان یک گذار کوانتومی از حالت شبه مقید به حالت پراکندگی در نظر گرفته شده است. GLDM یکی دیگر از مدل‌های میکروسکوپی موفق در توصیف فرایند شکافت، همجوشی، گسیل خوشه و ذره آلفا است [۱۴-۱۷]. رن و همکارش [۱۸] در سال ۲۰۱۲ با تحلیل داده‌های جدید واپاشی آلفای هسته‌ها مشاهده کردند که یک تغییر ناگهانی در نیمه عمرها حول عدد $N=126$ اتفاق می‌افتد. به منظور باز تولید این تغییر ناگهانی رابطه جدیدی را بر اساس رابطه گایگر- نوتال ارائه کردند که در آن اثرات کوانتومی حرکت نسبی ذره آلفا- قلب گنجانده شده است. استفاده از پتانسیل‌های تقریبی کولنی و هسته‌ای و تقریب WKB رهیافت نظری جدیدی است که امروزه برای بررسی نیمه عمرهای واپاشی خوشه و ذره آلفا در هسته‌های سنگین و فوق سنگین استفاده می‌شود [۱۹-۲۱] که در این تحقیق ما این رهیافت را دنبال نمی‌کنیم. رهیافت‌های کلی که در این تحقیق مورد بررسی قرار می‌گیرند عبارتند از:

۱. Generalized Liquid Drop Model

رابطه براون نیز بر مبنای آن ساخته می‌شود. در رابطه براون یک خط مستقیم بهترین نمایش برای برازش داده‌ها است و معادله آن خط به صورت زیر است:

$$\text{Log}_{10} T_{\frac{1}{2}}(x) = \frac{9.54 Z_d^2}{\sqrt{Q_\alpha}} - 51.37, \quad (7)$$

رابطه (۷) به فرمول براون مشهور است [۹].

۳.۲. رابطه نیمه تجربی ویولا-سیورگ

گالاگر و راسمون [۶] یک رابطه نیمه تجربی را برای محاسبه آهنگ‌های واپاشی آلفازا بر پایه مدل چاه مربعی و اعمال ضریب ممانعت برای هسته‌های با نوکلئون‌های جفت نشده، ارائه کردند. آنها نیمه عمرهای واپاشی آلفازا را با در نظر گرفتن این تصحیحات به شکل زیر بیان کردند:

$$\text{Log}_{10} T_{\frac{1}{2}} = \frac{A_z}{\sqrt{Q_\alpha}} + B_z + h_{\log}, \quad (8)$$

که $T_{\frac{1}{2}}$ در واحد ثانیه است و Q_α انرژی مؤثر واپاشی آلفازا

درون هسته و در واحد MeV است، A_z و B_z ضرایب وابسته به Z هستند که باید به کمک داده‌های تجربی تعیین بشوند و h_{\log} ضریب ممانعت برای هسته‌های با نوکلئون‌های جفت نشده است. Q_α مجموع انرژی ذره آلفازای اندازه‌گیری شده، انرژی آزاد شده از هسته دختر پس زده شده و انرژی تصحیح پوشش الکترون مداری در مقیاس الکترون ولت (eV) است که برابر است با:

$$\Delta E_t = 65.3 Z^{7/5} - 80 Z^{2/5}, \quad (9)$$

که Z ، عدد اتمی هسته مادر است. برای پیش‌بینی نیمه عمرهای هسته‌های سنگین‌تر به کمک روش برازش با روش حداقل مربعات خطی ثابت‌های معادله (۸) به صورت زیر محاسبه می‌شوند:

$$A_z = 2.11329Z - 48.98179, \quad (10)$$

$$B_z = -0.39004Z - 16.9453.$$

ضریب ممانعت h_{\log} در معادله (۸) برای هسته‌های مختلف به کمک نتایج تجربی عبارت است از [۷]:

$$h_{\log} = \begin{cases} 0.560(e-e), 0.777(o-e), \\ 1.066(e-o), 1.114(o-o) \end{cases}, \quad (11)$$

و R_d به ترتیب شعاع‌های هسته دختر و ذره α هستند. پتانسیل داده شده به شکل $V(r) = Z_\alpha Z_d e^2 / r^2$ است که $Z_\alpha = 2$ و R_c نقطه برگشت کلاسیک است و برابر است با: $R_c = Z_\alpha Z_d e^2 / Q_\alpha$ ، μ جرم کاهش یافته است $(\mu = M_\alpha M_d / (M_\alpha + M_d))$. معادله (۳) به طور دقیق به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$T = \exp \left[-2 Z_\alpha Z_d e^2 \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2 Q_\alpha}} \times \left(\cos^{-1}(x) - x \sqrt{1-x^2} \right) \right], \quad (4)$$

که $x = \sqrt{R_t / R_c}$. بخش آخر معادله (۴) را می‌توان به صورت زیر بسط داد:

$$\cos^{-1}(x) - x \sqrt{1-x^2} = \frac{\pi}{2} - 2x + \frac{x^3}{3} - \dots, \quad (5)$$

در اینجا از جملات مرتبه ۵ متغیر x^3 به بعد صرف نظر می‌شود. چرا که در سطح عدم قطعیت تجربی و تئوری اهمیت چندانی ندارد. بنابراین فاکتور نفوذ سدی در جملاتی از یک سری توانی به صورت زیر بیان می‌شود:

$$T = \exp \left(-2 \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}} \left\{ \frac{\pi Z_\alpha Z_d e^2}{2\sqrt{Q_\alpha}} - 2 \sqrt{Z_\alpha Z_d e^2 R_t} + \frac{Q_\alpha R_t^{3/2}}{3\sqrt{\pi Z_\alpha Z_d e^2}} \right\} \right). \quad (6)$$

قبل از این که یک مدل نظری برای محاسبه احتمال واپاشی آلفازا وجود داشته باشد، به طور تجربی ثابت شده بود که محدوده گسترده نیمه عمرهای واپاشی آلفازا از رابطه (۲) تبعیت می‌کنند، که در آن پارامترهای a و b به طور ضعیفی وابسته به Z_d هستند و از برازش با داده‌های تجربی به دست می‌آیند [۲۳]. معیار اصلی نتایج تجربی است از این رو روابط نظری باید به گونه‌ای باشند که با رابطه بالا همخوانی داشته باشند. بنابراین تصحیحی در رابطه بالا مجاز و مفید است که منجر به کاهش خطا شود، اما در نظر گرفتن جمله سوم در رابطه (۶) که به وضوح تابعی از Q_α است باعث افزایش خطا می‌شود، لذا تنها جمله اول بسط را نگه می‌دارند و از سایر جملات با وجود وابستگی به Q_α صرف نظر می‌کنند. قانون گایگر-نوتال از جمله اول این بسط حاصل می‌شود که

۸۶ تایی از هسته‌های فرد-زوج با انحرافات RMS ، ۰/۳۶ انجام شده است و رابطه مربوطه به صورت زیر است:

$$\text{Log}_{10}[T_{\frac{1}{2}}(s)] = -25/68 - 1/1423 A^{1/6} \sqrt{Z} + 1/592 \frac{Z}{\sqrt{Q_{\alpha}}} \quad (16)$$

برای یک مجموعه دیگر از هسته‌ها، ۵۰ هسته فرد-فرد در نظر گرفته شد که انحراف RMS حدود ۰/۳۵ حاصل شد و رابطه به دست آمده برای این مجموعه در زیر ارائه شده است [۲۲]:

$$\text{Log}_{10}[T_{\frac{1}{2}}(s)] = -29/48 - 1/113 A^{1/6} \sqrt{Z} + 1/6971 \frac{Z}{\sqrt{Q_{\alpha}}} \quad (17)$$

۲.۵. رابطه پاراخومنکو و سوبیزسکی

با توجه به رابطه (۱۲) می‌توان رابطه نیمه تجربی ویولا-سیبورگ (VSS) را به صورت زیر بیان کرد:

$$\text{Log}_{10} T_{\frac{1}{2}} = \frac{aZ+b}{\sqrt{Q_{\alpha}}} + (cZ+d) + h_i \quad (18)$$

با تطبیق پارامترهای معادله (۱۸) با مقادیر نیمه عمرهای $T_{\frac{1}{2}}^{\text{exp}}$

و مقادیر تجربی Q_{α}^{exp} برای ۶۱ هسته زوج-زوج با $Z=110-84$ و $N=128-160$ ثابت‌های معادله (۱۸) به

اعداد زیر منجر می‌شوند [۲۴ و ۲۵]:

$$a=1/3892, b=13/862, c=-0/1086, d=-4/458 \quad (19)$$

در اساس رابطه پاراخومنکو - سوبیزسکی (PS) برگرفته از معادله ویولا-سیبورگ (VSS) است. با این تفاوت که پاراخومنکو و سوبیزسکی با صرف نظر از مقدار b در مقایسه با aZ و حذف ضریب ممانعت در رابطه (۱۸) در ابتدا یک رابطه سه پارامتری به صورت زیر پیشنهاد کردند:

$$\text{Log}_{10} T_{\frac{1}{2}} = \frac{a'Z}{\sqrt{Q_{\alpha}}} + b'Z + c' \quad (20)$$

آنها پارامترهای این رابطه را با استفاده از داده‌های جدید مربوط به ۹۱ هسته برازش کردند و مقادیر زیر را به دست آوردند:

$$a'=1/5322, b'=-0/1607, c'=-36/573 \quad (21)$$

در مورد هسته‌های A فرد و هسته‌های فرد-فرد، ساختار حالات پایه یک والد و هسته دخترش به طور کلی متفاوت هستند. هسته والد ترجیح می‌دهد که از حالت پایه به یک حالت برانگیخته واپاشیده شود، لذا هسته دختر همان ساختار را خواهد داشت.

بر پایه قانون گایگر نوتال رابطه نیمه تجربی ویولا-سیبورگ (VSS) با ثابت‌های تعیین شده توسط سوبیزسکی، پاتیک و کوک [۸] به صورت زیر داده شده است:

$$\text{Log}_{10} T_{\frac{1}{2}} = \frac{(aZ+b)}{\sqrt{Q_{\alpha}}} + cZ + d + h_{\log} \quad (12)$$

کمیت‌های a ، b ، c و d پارامترهای قابل کنترل تعیین شده از واپاشی آلفازای هسته‌های زوج-زوج هستند و جمله h_{\log} ضریب ممانعت مرتبط با تعداد پروتون‌های فرد و نوترون‌های فرد است که توسط ویولا و سیبورگ [۸] داده شده است. ثابت‌های استفاده شده در اینجا عبارتند از [۲۲]:

$$d = -33/9069 \quad a = 1/66175, b = -8/5166, c = -0/20228, \\ h_{\log} = \{0(e-e), 0/777(o-e), 0/66(e-o), \\ 1/114(o-o)\} \quad (13)$$

در اینجا از ثابت‌های رابطه (۱۳) استفاده می‌شود.

۲.۴. روش رویر

روابط مختلفی برای محاسبه نیمه عمرهای واپاشی آلفازای هسته‌ها از زمان کشف فرمالیسم ارائه شده توسط گایگر و نوتال تا امروز ارائه شده است. یک فرمول تحلیلی برای واپاشی آلفازای هسته توسط رویر [۱۴] توسعه داده شده که این روش به کمک برازش یک مجموعه ۳۷۳ تایی گسیل دهنده‌های آلفازا با انحراف RMS حدود ۰/۴۲ ارائه شده و فرمول حاصل به صورت زیر ارائه می‌شود:

$$\text{Log}_{10}[T_{\frac{1}{2}}(s)] = -26/96 - 1/114 A^{1/6} \sqrt{Z} + 1/5837 \frac{Z}{\sqrt{Q_{\alpha}}} \quad (14)$$

که A و Z بیانگر عدد جرمی و بار هسته‌های والد و Q_{α} بیانگر انرژی آزاد شده در طول واکنش است. با همان فرض وابستگی جرم و بار هسته مادر و Q_{α} تجربی، معادله (۱۴) برای ۱۳۱ هسته زوج-زوج مجدداً بررسی شده و رابطه به دست آمده دارای انحراف RMS حدود ۰/۲۸۵ است و رابطه برای هسته‌های زوج-زوج عبارت است از:

$$\text{Log}_{10}[T_{\frac{1}{2}}(s)] = -25/31 - 1/169 A^{1/6} \sqrt{Z} + 1/5864 \frac{Z}{\sqrt{Q_{\alpha}}} \quad (15)$$

یک تغییر و تبدیل روی معادله (۱۴) برای یک زیر مجموعه

توصیف شده‌اند. با اعمال اثرات لایه‌ای مربوط به هسته‌های جادویی فرمول نیمه تجربی عمر واپاشی آلفازا بر پایه شکافت به صورت زیر است [۱۲]:

$$\text{Log}_1 T_{1/2} = 0.4229 \chi K_S - 20.446, \quad (26)$$

که پارامتر K_S در زیر داده شده است:

$$K_S = 2.52956 Z_{da} \left[\frac{A_{da}}{A_{Q\alpha}} \right]^{1/2} \left[\text{Arccos} \sqrt{x} - \sqrt{x(1-x)} \right]. \quad (27)$$

$$x = \frac{0.4229 Q_\alpha}{Z_{da}} \left[1.5874 + A_{da}^{1/2} \right], \quad Z_{da} = Z - 2, \quad A_{da} = A - 4,$$

ضریب عددی χ نزدیک واحد است و یک چند جمله‌ای مرتبه دوم به صورت زیر است:

$$\chi = B_1 + B_2 y + B_3 Z + B_4 y^2 + B_5 y Z + B_6 Z^2. \quad (28)$$

متغیرهای کاهش یافته y و Z بیان کننده نزدیک‌ترین فاصله از اعداد جادویی به علاوه یک نوترون و پروتون یعنی N_i و Z_i هستند، که عبارتند از:

$$y \equiv \frac{N - N_i}{N_{i+1} - N_i} \quad N_i \leq N \leq N_{i+1}, \quad (29)$$

$$z \equiv \frac{Z - Z_i}{Z_{i+1} - Z_i} \quad Z_i \leq Z \leq Z_{i+1}.$$

با مقادیر اعداد جادویی + یک:

$$N_i = \dots, 51, 83, 127, 185, 229, \dots \quad (30)$$

$$Z_i = \dots, 29, 51, 83, 127, \dots$$

ضرایب B_i در معادله (۲۸) توسط یک مجموعه انتخاب شده با کیفیت عالی از داده‌های واپاشی آلفازا [۲۶] در جدول ۱ داده شده‌اند.

۲.۷. رابطه جدید گایگر - نوتال

واپاشی آلفازا یک پدیده تونل زنی کوانتومی است که هیچ تناظری در بین پدیده‌های کلاسیکی ندارد. حرکت کوانتومی یک ذره α یا خوشه در هسته به وسیله معادله شرودینگر برای یک حالت شبه مقید توصیف و تعیین می‌شود. به طور کلی معادله (۶) از مقاله [۲۷] هیچ توصیفی از توابع موج را در بر ندارد و همچنین قانون گایگر - نوتال این گونه است. البته این در مورد قانون گایگر - نوتال طبیعی است چرا که این قانون قبل از پیدایش مکانیک کوانتومی کشف شد، اگر چه

وقتی که ما انرژی برانگیختگی چنین حالتی را نمی‌دانیم منطقی است که این انرژی را به عنوان یک پارامتر قابل کنترل طبیعی در معادله وارد کنیم. پارخومنکو و سویزسکی با تثبیت این پارامترها و اعمال ضریب ممانعت در غالب انرژی برانگیختگی متوسط (\bar{E}_i) مربوط به حالات نوترونی و پروتونی، رابطه (۲۰) را با حفظ پارامترهایش برای توصیف هسته‌های با A فرد و فرد-فرد به صورت زیر اصلاح کردند [۱۱]:

$$\text{Log}_1 T_{1/2} = \frac{a'Z}{\sqrt{Q_\alpha - E_i}} + b'Z + c', \quad (22)$$

که \bar{E}_i برای هسته‌های زوج-زوج صفر است. برای هسته‌های فرد-زوج $\bar{E}_i = E_n$ و هسته‌های زوج-فرد $\bar{E}_i = \bar{E}_{pn}$ و $E_{pn} = E_p + E_n$ بنابراین می‌توان فقط به کمک ۵ پارامتر قابل کنترل چهار دسته از هسته‌ها را به کمک رابطه (۲۲) توصیف کرد. با برآزش دادن معادله با مقادیر تجربی Q_α و $T_{1/2}$ می‌توان پارامترهای ثابت را به دست آورد و حاصل عبارت است از:

$$a = 1.5372, \quad b = -0.1607, \quad c = -36.573 \quad (23)$$

و پارامتر E_i به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۱]:

$$E_i = \{0(e-e), E_p(o-e), E_n(e-o), E_p + E_n(o-o)\}, \quad (24)$$

که در اینجا E_n میانگین انرژی برانگیختگی حالت نوترونی است که طی واپاشی آلفازا به آن حالت می‌رود و E_p برای پروتون است. مقادیر محاسبه شده انرژی برانگیختگی برای پروتون و نوترون عبارتند از:

$$E_p = 0.113 \text{ MeV}, \quad E_n = 0.171 \text{ MeV} \quad (25)$$

که این پارامترها با تطبیق دو پارامتر E_p و E_n با استفاده از مقادیر $T_{1/2}^{\text{exp}}$ مربوط به ۴۵ هسته فرد-زوج و ۵۵ هسته زوج-فرد حاصل شده‌اند.

۲.۶. فرمول نیمه تجربی پونارو و همکاران

علیرغم تأثیر قوی اثرات لایه‌ای نوترون، وابستگی به Z در همه فرمول‌های مربوط به نیمه عمرها وجود دارد. غالباً همسایه‌های جادویی نوکلئونی در همه این مدل‌ها به طرز بدی

جدول ۱. مقادیر پارامتری B_x به دست آمده به کمک برازش داده‌های تخمین زده شده توسط ریتز [۲۶].

	B_1	B_2	B_3	B_4	B_5	B_6
$e-e$	۰,۹۹۳۱۱۹	-۰,۰۰۰۴۶۷۰	۰,۰۱۷۰۱۰	۱۰,۰۴۵۰۳۰	۰,۰۱۸۱۰۲	-۰,۰۲۵۰۹۷
$o-e$	۱,۰۰۰۰۵۶۰	-۰,۰۱۰۷۸۳	۰,۰۵۰۶۷۱	۰,۰۱۳۹۱۹	۰,۰۴۳۶۵۷	-۰,۰۷۹۹۹۹
$e-o$	۱,۰۱۷۵۶۰	-۰,۱۱۳۰۵۴	۰,۰۱۹۰۵۷	۰,۱۴۷۳۲۰	۰,۲۳۰۳۰۰	-۰,۱۰۱۵۲۸
$o-o$	۱,۰۰۰۴۴۷۰	-۰,۱۶۰۰۵۶	۰,۲۶۴۸۵۷	۰,۲۱۲۳۳۲	۰,۲۹۲۶۶۴	-۰,۴۰۱۱۵۸

که در اینجا نیز برای $S=0$ و $N \geq 127$ و برای $S=1$ و $N \leq 126$ است. رابطه (۳۲)، فرمول گایگر-نوتال جدید نامیده می‌شود. آخرین جمله این فرمول $(\ell(\ell+1))$ را به طور تقریبی می‌توان به کمک تئوری تونل زنی کوانتومی وقتی که پتانسیل گریز از مرکز در نظر گرفته شده، به دست آورد و پارامترهای a ، b و c معادل پارامترهای معادله (۶) هستند [۱۸].

۲.۸ قانون جهانی واپاشی (UDL)

در اینجا تلاش شده است که احتمال تشکیل خوشه و نیز نفوذ از درون سد کولنی در فرمول مربوطه گنجانده شود. برای شروع باید از تئوری R -ماتریس جهت توصیف فرایندهای واپاشی خوشه کمک گرفت، این تئوری اساس همه محاسبات میکروسکوپی واپاشی خوشه است [۳۰ و ۳۱]. بنابراین نیمه عمر واپاشی متناظر برابرست با:

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\hbar \ln 2}{\Gamma_c} \approx \frac{\ln 2}{\nu} \left| \frac{H_{\ell}^+(\chi, \rho)}{RF_c(R)} \right|^2, \quad (33)$$

که ν سرعت خروج ذره گسیل شده است که تکانه زاویه ای ℓ را حمل می‌کند. R فاصله تماس مراکز هسته‌ها است و برابر است با: $R = R_0 (A_d^{1/3} + A_c^{1/3})$ که A_d و A_c اعداد جرمی خوشه و هسته دختر هستند. H_{ℓ}^+ تابع کولنی هانکل به شکل استاندارد است. کمیت $F_c(R)$ دامنه تشکیل واپاشی خوشه در فاصله R است. نفوذپذیری متناسب است با: $\gamma \left| H_{\ell}^+(\chi, \rho) \right|^2$. معادله Γ برای خوشه‌ها و هسته‌های کروی و تغییر شکل یافته صدق می‌کند. نسبت $N_{\ell} = RF_c(R) / H_{\ell}^+(R)$ و نیمه عمر مستقل از شعاع R می‌باشند. در تئوری‌های میکروسکوپی دامنه تشکیل از درجات

اطلاعات کامل توابع موج را نمی‌توان در یک فرمول ساده‌ای چون معادله (۶) گنجانده، ولی می‌توان بعضی از مشاهده پذیرهای اساسی از قبیل اعداد کوانتومی را در معادله (۶) برای توصیف بهتر واپاشی آلفا گنجانده. بعضی از مهم‌ترین اعداد کوانتومی یک خوشه آلفا در پتانسیل کروی عبارتند از: عدد کوانتومی کلی G ، عدد کوانتومی شعاعی (n) ، تکانه زاویه‌ای ℓ و پاریته [۱۸]. با محاسبه می‌توان نشان داد: $G = 2n + \ell$ [۲۸، ۲۹].

برای گذارهای حالت پایه هسته‌های زوج-زوج، اسپین حالت پایه و پاریته والد هر دو 0^+ هستند. در این حالت تکانه زاویه‌ای و پاریته حمل شده توسط ذره آلفا، 0^+ است و عدد کوانتومی شعاعی روی نیمه عمرهای واپاشی مؤثر برابرست با $\Delta n = 1$. بنابراین در اینجا یک عدد کوانتومی جدید به نام $S = -\Delta G / 2 = -\Delta n$ برای اعمال تأثیر روی نیمه عمرهای واپاشی آلفا معرفی می‌شود، که برای گذار به حالت‌های پایه هسته‌های زوج-زوج با $N \geq 128$: $S=0$ ، و برای $N \leq 128$ $S=1$ خواهد بود، بنابراین به عنوان یک نتیجه برای گذار به حالت پایه هسته‌های زوج-زوج یک نسخه جدید معادله (۶) یا قانون گایگر-نوتال به صورت زیر حاصل می‌شود:

$$\text{Log}_{10} T_{\frac{1}{2}} = a\sqrt{\mu} \frac{Z_c Z_d}{\sqrt{Q\alpha}} + b\sqrt{\mu} \sqrt{Z_c Z_d} + C + S, \quad (31)$$

با به حساب آوردن اثر تکانه زاویه‌ای و پاریته ذره آلفا روی نیمه عمرهای هسته‌های مختلف یک بیان کلی از تئوری تونل زنی کوانتومی استخراج می‌شود که می‌توان آن را به طور تقریبی به صورت زیر بیان کرد:

$$\text{Log}_{10} T_{\frac{1}{2}} = a\sqrt{\mu} \frac{Z_c Z_d}{\sqrt{Q\alpha}} + b\sqrt{\mu} \sqrt{Z_c Z_d} + C + S + P\ell(\ell+1), \quad (32)$$

(UDL) معروف است [۲۲].

۳. نتایج و بحث

با توجه به اهمیت نیمه عمرها در تحقیقات کاربردی و پدیده شناختی، مطالعات تئوری وسیعی در طول سالیان جهت پیش‌بینی نیمه عمرهای واپاشی آلفازا انجام شده است. این مسئله هنوز یک چالش در فیزیک هسته‌ای است، چرا که مدل دقیقی که بتواند تمام محدوده هسته‌ها را پوشش دهد، وجود ندارد و اکثر روش‌های تئوری به صورت موضعی عملکرد خوبی دارند. در این پژوهش ما نیمه عمرهای واپاشی آلفازای زنجیره ایزوتوپی توریم را با روش‌های مختلف نظری بررسی و نتایج حاصل را با داده‌های تجربی مقایسه کرده‌ایم. در این پژوهش تمام مقادیر تجربی از منبع [۳۳] گرفته شده و همچنین تمام محاسبات عددی با برنامه MATLAB انجام شده است.

در شکل ۱ نتایج روش‌های تئوری با مقادیر تجربی مقایسه شده است. البته در شکل ۱ روش UNIV آورده نشده است؛ چرا که مقادیر بسیار بزرگ پیش‌بینی‌های روش UNIV نسبت به مقادیر تجربی، نتایج روش‌های دیگر را تحت الشعاع قرار می‌دهد بنابراین نتایج این روش در شکل ۲ ارائه شده است. با توجه به شکل ۱، پیش‌بینی روش‌های VSS, Royer, UDL، Brown, PSM و NGN در توافق خوبی با همدیگر می‌باشند، به علاوه با مقایسه نتایج روش‌های مذکور با داده‌های تجربی (شکل ۱) همخوانی بسیار خوبی در محدوده $118 \leq N \leq 140$ از زنجیره ایزوتوپی مشاهده می‌شود. در محدوده $141 \leq N \leq 148$ هیچ مدوآپاشی آلفازا تا کنون مشاهده نشده است و در این محدوده با توجه به داده‌های تجربی مد واپاشی β^- غالب است. در شکل ۲ نتایج روش UNIV با روش تجربی برای هسته‌های زوج-فرد (شکل a. ۲) و هسته‌های زوج-زوج (شکل b. ۲) نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که روش UNIV نیمه عمر واپاشی هسته‌های فرد-زوج را بهتر از هسته‌های زوج-فرد پیش‌بینی می‌کند. نیمه عمرهای پیش‌بینی شده در محدوده $141 \leq N \leq 148$ و $143 \leq N \leq 141$ بسیار بزرگ و با مقادیر پیش‌بینی

آزادی تک ذره‌ای پروتون و نوترون آغاز می‌شوند که سرانجام تبدیل به خوشه می‌شوند. با این ذهنیت تابع هانکل کولنی را می‌توان برای به دست آوردن یک فرمول تقریبی به طور تحلیلی به ازای $\ell = 0$ بسط داد، بنابراین حاصل می‌شود [۳۲]:

$$H_\ell^+(\chi, \rho) \approx \sqrt{\cot\beta} \exp[\chi(\beta + \sin\beta \cos\beta)], \quad (34)$$

که مقدار Q خوشه برابر است با $Q_c = \mu v^2/Z$ و $\cos^2\beta = Q_c R / e^2 Z_c Z_d$ حال اگر $Z_c Z_d$ بزرگ باشد آنگاه مقدار $\cos^2\beta$ کوچک خواهد شد، یعنی برای سیستم‌های سنگین و فوق سنگین این موضوع درست است. در این صورت می‌توان با قرار دادن معادله (۳۴) در معادله (۳۳)، جمله آخر معادله (۳۳) را در جملاتی از یک سری توانی از $\cos\beta$ بسط داد، لذا با تعریف کمیت $\chi' = Z_c Z_d \sqrt{Q_c/A}$ و $\rho' = \sqrt{AZ_c Z_d (A_d'^2 + A_c'^2)}$ لگاریتم گیری حاصل می‌شود [۳۲]:

$$\text{Log} T_{\frac{1}{2}} = a\chi' + b\rho' + \text{Log} \left(\frac{\cot\beta \ln 2}{vR^2 |F_c(R)|^2} \right) + O(\epsilon), \quad (35)$$

که: $a = e^2 \pi \sqrt{2m}$ و $b = -4e \sqrt{2mR_0} / \hbar \ln 10$ مقادیر ثابت می‌باشند (m جرم نوکلئون است). معادله (۳۵) را می‌توان به طور مناسبی با در نظر گرفتن وابستگی قوی دامنه تشکیل خوشه و نیز ساختار هسته مادر با اولین مرتبه تقریب به طور خطی بیان کرد، بنابراین رابطه زیر به دست می‌آید:

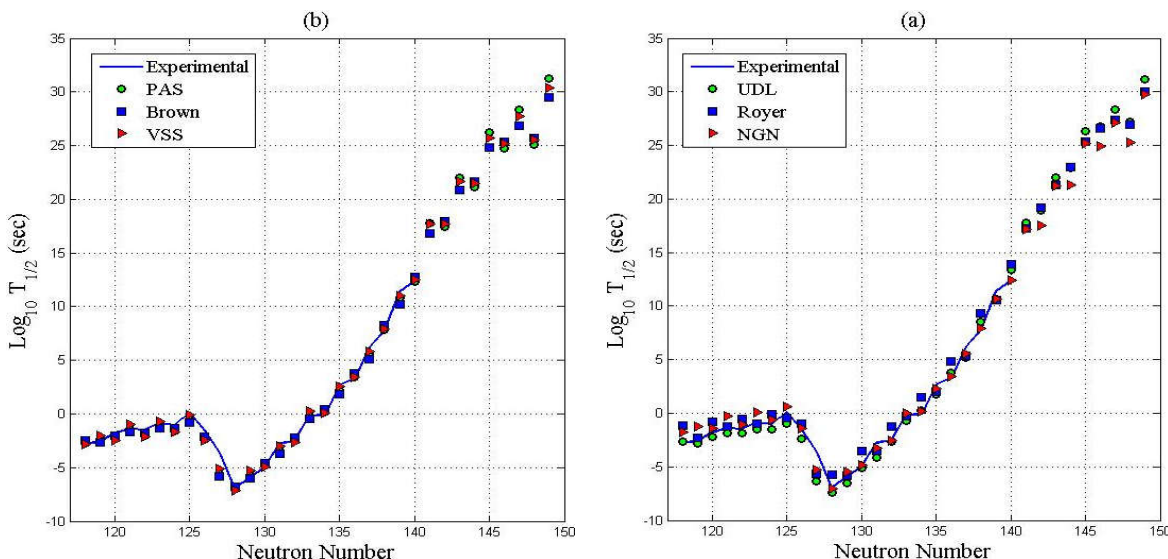
$$\text{Log} |RF_c(R)| \approx \text{Log} |R'F_c(R')| + \frac{2e\sqrt{2m}}{\hbar \ln 10} (\sqrt{R'_0} - \sqrt{R_0}) \rho', \quad (36)$$

که $R' = R'_0 (A_d'^2 + A_c'^2)$ یک مقداری است از شعاع که با مقدار R فرق دارد. با توجه به معادله (۳۶) دامنه تشکیل، رابطه خطی با ρ' دارد، بنابراین در کل می‌توان نوشت:

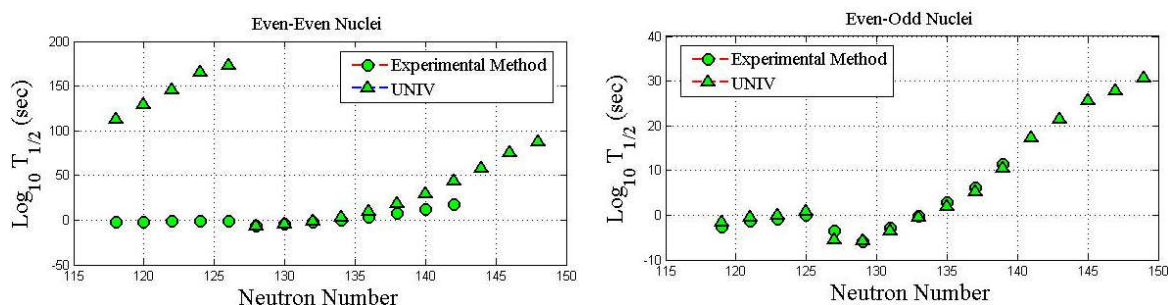
$$\text{Log}_{\frac{1}{2}} T_{\frac{1}{2}} = aX' + b\rho' + c, \quad (37)$$

که ضرایب ثابت معادله عبارتند از: $a = 0.4314$ ، $b = -0.4087$ و $c = -25.7725$.

از آنجایی که این رابطه برای واپاشی پرتوزایی انواع خوشه‌ها معتبر است بنابراین رابطه (۳۷) به قانون واپاشی جهانی



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) (a) مقایسه لگاریتم نیمه عمرهای تجربی واپاشی آلفازای زنجیره ایزوتوپی توریوم با نتایج حاصل از روش های UDL، Royer، و NGN. (b) مقایسه لگاریتم نیمه عمرهای تجربی واپاشی آلفازای زنجیره ایزوتوپی توریوم با نتایج حاصل از روش های PAS، Brown، و VSS.



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مقایسه لگاریتم نیمه عمرهای واپاشی آلفازای زنجیره ایزوتوپی توریوم با روش UNIV (a) نیمه عمرهای هسته های زوج-فرد زنجیره توریوم، (b) نیمه عمرهای هسته های زوج-زوج زنجیره توریوم.

آلفا مؤثر است؛ از این رهیافت نیز می توان عدم مشاهده چنین مدهای واپاشی ای را بررسی کرد.

نتایج لگاریتم نیمه عمرهای واپاشی آلفازای ایزوتوپ های توریوم با روش های مذکور و مقدار تجربی آنها جدول ۲ نشان داده شده است. باتوجه به داده های جدول ۲ همخوانی خوبی بین نتایج تجربی و پیش بینی های روش های مذکور وجود دارد. در ستون مربوط به روش UNIV همان طور که قبلاً گفته شد پیش بینی نیمه عمرهای مربوط به هسته های زوج-زوج بسیار دور از واقعیت است.

مقدار خطای نسبی پیش بینی هرکدام از روش های نظری از

شده برای هسته های زوج-فرد با روش های دیگر همخوانی خوبی دارد. نتایج جدول ۲ و شکل ۱ نشان می دهد که احتمال واپاشی آلفازای هسته های در محدوده $148 \leq N \leq 143$ و $N = 141$ بسیار بیشتر از عمر کره زمین هستند پس جای تعجبی نیست که تاکنون مد واپاشی آلفازا از این هسته ها مشاهده نشده است. در محدوده هسته های سنگین و فوق سنگین به دلیل وجود انواع تابش های چند قطبی تغییرات شکلی در ساختار هسته در طول یک زنجیره بسیار شدید است و گذار فاز شکلی می تواند اتفاق بیافتد. این تغییرات شکلی بر روی پایداری هسته ها و شکل گیری خوشه به خصوص ذره

جدول ۲. لگاریتم نیمه عمرهای زنجیره ایزوتوپی توریم با روش های نیمه تجربی.

		$\log_{10}(T)$						
A	Exp	UDL	Royer	NGN	PSM	Brown	VSS	UNIV
۱۱۸	-۷۶۹۶,۲	-۶۱۵۶,۲	-۱۷۵۲,۱	-۷۷۴۶,۱	-۷۲۲۸,۲	-۴۶۷۵,۲	-۸۵۸۵,۲	۱۱۲,۵۴
۱۱۹	۶۰۲۱,۲-	-۸۵۶۱,۲	-۲۵۶۰,۲	-۲۳۴۴,۱	-۴۲۲۵,۲	-۶۷۴۹,۲	-۰۰۱۴,۲	-۶۰۹۲,۱
۱۲۰	-۷۹۵۹,۱	-۲۲۶۴,۲	-۸۱۳۱,۰	-۳۸۱۱,۱	-۳۳۲۲,۲	-۰۷۲۱,۲	-۴۶۰۳,۲	۹۳,۱۲۸
۱۲۱	-۳۹۷۹,۱	-۸۱۵۶,۱	-۲۷۳۱,۱	-۲۳۷۳,۰	-۴۰۰۷,۱	-۶۷۳۳,۱	-۹۹۲۶,۰	-۴۵۱۷,۰
۱۲۲	-۴۹۸۹,۱	-۸۹۳۶,۱	-۵۰۴۵,۰	-۰۴۰۰,۱	-۹۹۳۷,۱	-۷۲۹۵,۱	-۱۱۵۲,۲	۱۹,۱۴۶
۱۲۳	-۸۴۱۶,۰	-۵۱۱۳,۱	-۹۹۱۴,۰	۰۷۷۲,۰	-۰۷۸۲,۱	-۳۵۷۳,۱	-۶۷۴۳,۰	۰۰۴۰,۰
۱۲۴	-۰۶۰۵,۱	-۴۸۴۱,۱	-۱۲۳۲,۰	-۶۲۸۲,۰	-۵۸۵۰,۱	-۳۱۵۸,۱	-۶۹۸۵,۱	۴۰,۱۶۵
۱۲۵	۰۷۹۲,۰	-۹۳۶۲,۰	-۴۵۱۹,۰	۶۴۲۳,۰	-۴۹۸۲,۰	-۷۸۹۶,۰	-۱۰۲۶,۰	۷۴۸۶,۰
۱۲۶	-۵۸۵۰,۱	-۳۴۱۱,۲	-۹۴۳۷,۰	-۳۹۰۲,۱	-۳۴۱۲,۲	-۰۸۱۳,۲	-۴۶۹۵,۲	۶۱,۱۷۳
۱۲۷	-۶۱۸۰,۳	-۳۳۲۴,۶	-۵۹۹۱,۵	-۳۲۵۷,۵	-۵۵۸۱۸	-۷۸۰۳,۵	-۵,۱۲۹۰	-۵۰۷۳,۵
۱۲۸	-۹۳۱۸,۶	-۳۹۰۳,۷	-۷۴۲۳,۵	-۰۳۶۵,۷	-۹۵۲۴,۶	-۷۴۸۷,۶	-۱۷۰۵,۷	-۶۷۵۱۶
۱۲۹	-۹۷۸۸,۵	-۵۶۰۶,۶	-۸۲۴۰,۵	-۵۰۵۰,۵	-۷۶۴۷,۵	-۹۶۰۴,۵	-۳۱۰۵,۵	-۷۵۶۶,۵
۱۳۰	-۰۱۳۲,۵	-۰۸۳۱,۵	-۵۵۹۶,۳	-۸۶۶۸,۴	-۷۹۹۱,۴	-۵۶۹۲,۴	-۹۷۵۲,۴	-۲۹۶۳,۴
۱۳۱	-۷۷۴۷,۲	-۱۵۵۹,۴	-۵۴۱۷,۳	-۲۴۵۲,۳	-۴۵۶۹,۳	-۶۹۰۳,۳	-۰۲۴۱,۳	-۵۷۴۳,۳
۱۳۲	-۵۵۲۸,۲	-۶۲۳۵,۲	-۲۳۲۵,۱	-۵۵۶۵,۲	-۵۰۶۳,۲	-۲۴۸۴,۲	-۶۳۷۸,۲	-۱۳۱۹,۱
۱۳۳	-۲۲۱۸,۰	-۷۲۲۰,۰	-۲۷۹۸,۰	-۰۳۲۷,۰	-۱۶۴۵,۰	-۴۶۳۲,۰	۲۲۶۲,۰	-۳۹۵۹,۰
۱۳۴	-۰۹۱۵,۰	۲۶۰۳,۰	۴۹۶۶,۱	۱۴۶۱,۰	۱۷۵۹,۰	۴۶۶۵,۰	۰۹۶۶,۰	۲۱۷۰,۳
۱۳۵	۷۲۰۲,۲	۷۳۹۱,۱	۰۵۵۵,۲	۲۷۸۰,۲	۲۱۲۶,۲	۸۵۸۱,۱	۵۶۴۲,۲	۹۰۰۳,۱
۱۳۶	۲۶۳۴,۳	۷۷۲۰,۳	۸۲۱۱,۴	۴۲۹۶,۳	۴۳۴۷,۳	۷۶۵۱,۳	۴۱۸۸,۳	۲۸۰۷,۹
۱۳۷	۲۰۷۹,۶	۲۰۴۷,۵	۳۴۶۷,۵	۵۱۸۵,۵	۵۵۹۵,۵	۱۱۳۴,۵	۸۴۲۸,۵	۱۸۰۸,۵
۱۳۸	۷۸۰۲,۷	۵۴۱۰,۸	۳۳۷۷,۹	۸۷۶۹,۷	۸۴۸۴,۷	۲۳۲۶,۸	۹۱۸۵,۷	۳۰۶,۱۸
۱۳۹	۳۹۸,۱۱	۶۷۳,۱۰	۵۴۴,۱۰	۶۱۳,۱۰	۸۵۶,۱۰	۲۳۱,۱۰	۹۹۸,۱۰	۴۳۶,۱۰
۱۴۰	۳۷۶,۱۲	۳۶۳,۱۳	۹۰۴,۱۳	۳۷۳,۱۲	۳۱۰,۱۲	۷۴۹,۱۲	۴۶۷,۱۲	۳۵۴,۲۹
۱۴۱	-	۷۵۹,۱۷	۲۸۰,۱۷	۲۰۵,۱۷	۷۷۶,۱۷	۸۵۳,۱۶	۶۶۶,۱۷	۳۳۳,۱۷
۱۴۲	۶۴۴,۱۷	۹۱۶,۱۸	۱۶۳,۱۹	۵۴۴,۱۷	۴۴۳,۱۷	۹۴۴,۱۷	۶۹۹,۱۷	۸۷۸,۴۳
۱۴۳	-	۰۲۲,۲۲	۳۲۹,۲۱	۱۸۱,۲۱	۹۹۱,۲۱	۸۴۷,۲۰	۶۹۰,۲۱	۵۱۶,۲۱
۱۴۴	-	۹۲۱,۲۲	۹۵۳,۲۲	۲۸۱,۲۱	۱۵۱,۲۱	۶۹۸,۲۱	۴۸۰,۲۱	۵۰۰,۵۸
۱۴۵	-	۲۸۸,۲۶	۳۷۹,۲۵	۱۶۰,۲۵	۲۴۲,۲۶	۸۴۴,۲۴	۷۱۵,۲۵	۷۳۵,۲۵
۱۴۶	-	۸۰۰,۲۶	۶۲۳,۲۶	۹۰۱,۲۴	۷۴۴,۲۴	۳۳۴,۲۵	۱۴۳,۲۵	۴۹۴,۷۵
۱۴۷	-	۳۷۶,۲۸	۳۵۷,۲۷	۱۲۱,۲۷	۳۵۱,۲۸	۸۱۴,۲۶	۶۹۹,۲۷	۸۲۸,۲۷
۱۴۸	-	۱۸۱,۲۷	۹۷۶,۲۶	۲۸۲,۲۵	۱۲۲,۲۵	۷۱۷,۲۵	۵۲۸,۲۵	۳۹۹,۸۷
۱۴۹	-	۲۱۱,۳۱	۰۴۶,۳۰	۷۷۴,۲۹	۲۱۷,۳۱	۴۷۹,۲۹	۳۸۳,۳۰	۶۸۶,۳۰

جدول ۳. درصد خطای نسبی لگاریتم نیمه عمرهای روش‌های نیمه تجربی از مقدار تجربی.

N Exp	PRE							
	UDL	Royer	NGN	PSM	Brown	VSS	UNIV	
۱۱۸	-۷۶۹۶,۲	۵,۵	۵۷,۵	۳۵,۹	۱,۶	۱۰,۹	۳,۲	۴۱۶۳,۴
۱۱۹	-۶۰۲۱,۲	۷,۹	۱۳,۳	۵۲,۵	۶,۹	۷,۹	۲۳,۰	۳۸,۱
۱۲۰	-۷۹۵۹,۱	۲۳,۹	۵۴,۷	۲۳,۰	۲۹,۸	۱۵,۳	۳۶,۹	۷۲۷۹,۱
۱۲۱	-۳۹۷۹,۱	۲۹,۸	۸,۹	۸۳,۰	۰,۲	۱۹,۷	۲۸,۹	۶۷,۶
۱۲۲	-۴۹۸۹,۱	۶,۳	۶۶,۳	۳۰,۶	۳۳,۰	۱۵,۳	۴۱,۱	۹۸۵۳,۲
۱۲۳	-۸۴۱۶,۰	۹,۵	۱۷,۷	۱۰۹,۱	۲۸,۱	۶۱,۲	۱۹,۸	۱۰۰,۴
۱۲۴	-۰۰۶۰۵,۱	۳۹,۹	۸۸,۳	۴۰,۷	۴۹,۴	۲۴,۰	۶۰,۱	۱۵۶۹۶
۱۲۵	۰۷۹۲,۰	۱۲۸۲,۱	۶۷۰,۵	۷۱۰,۹	۷۲۹,۰	۱۰۹۷	۲۲۹,۵	۸۴۵,۲
۱۲۶	-۵۸۵۰,۱	۴۷,۷	۴۰,۴	۱۲,۲	۴۷,۷	۳۱,۳	۵۵,۸	۱۱۰۵۳
۱۲۷	-۶۱۸۰,۳	۷۵,۰	۵۴,۷	۴۷,۲	۵۴,۲	۹,۷	۴۱,۷	۵۲,۲
۱۲۸	-۹۳۱۸,۶	۶,۶	۱۷,۱	۱,۵	۰,۳	۲,۶	۳,۴	۲,۶
۱۲۹	-۹۷۸۸,۵	۹,۷	۲,۵	۷,۹	۳,۵	۳,۰	۱۱,۱	۳,۷
۱۳۰	-۰۱۳۲,۵	۱,۳	۲۸,۹	۲,۹	۴,۲	۸,۸	۰,۷	۱۴,۳
۱۳۱	-۷۷۴۷,۲	۴۹,۷	۲۷,۶	۱۶,۹	۲۴,۵	۳۳,۰	۸,۹	۲۸,۸
۱۳۲	-۵۵۲۸,۲	۲,۷	۵۱,۷	۰,۱	۱,۸	۱۱,۹	۳,۳	۵۵,۶
۱۳۳	-۲۲۱۸,۰	۲۲۵,۵	۲۶,۱	۸۵,۲	۲۵,۸	۱۰۸,۸	۲۰۱,۹	۷۸,۵
۱۳۴	-۰۰۹۱۵,۰	۳۸۴,۴	۱۷۳۵,۶	۲۵۹,۶	۲۹۲,۲	۶۰۹,۸	۲۰۵,۵	۳۶۱۵,۸
۱۳۵	۷۲۰۲,۲	۶,۰	۲۴,۴	۱۶,۲	۱۸,۶	۳۱,۷	۵,۷	۳۰,۱
۱۳۶	۲۶۳۴,۳	۱۵,۵	۴۷,۷	۵,۱	۵,۲	۱۵,۳	۴,۷	۱۸۴,۴
۱۳۷	۲۰۷۹,۶	۱۶,۱	۱۳,۸	۱۱,۱	۱۰,۴	۱۷,۶	۵,۸	۱۶,۵
۱۳۸	۷۸۰۲,۷	۹,۷	۲۰,۰	۱,۲	۰,۸	۵,۸	۱,۷	۱۳۵,۳
۱۳۹	۳۹۸,۱۱	۶,۳	۷,۴	۶,۸	۴,۷	۱۰,۲	۳,۵	۸,۴
۱۴۰	۳۷۶,۱۲	۷,۹	۱۲,۳	۰,۰	۰,۵	۳,۰	۰,۷	۱۳۷,۱
۱۴۱	-	-	-	-	-	-	-	-
۱۴۲	۶۴۴,۱۷	۲,۷	۸,۶	۵,۶	۱,۱	۱,۷	۳,۱	۱۴۸,۷
۱۴۳	-	-	-	-	-	-	-	-
۱۴۴	-	-	-	-	-	-	-	-
۱۴۵	-	-	-	-	-	-	-	-
۱۴۶	-	-	-	-	-	-	-	-
۱۴۷	-	-	-	-	-	-	-	-
۱۴۸	-	-	-	-	-	-	-	-
۱۴۹	-	-	-	-	-	-	-	-

جادویی ۱۲۶ اتفاق افتاده است. در $N = ۱۳۴$ انحراف می‌تواند ناشی از اثرات لایه‌ای حول وحوش یک عدد جادویی یا شبه جادویی باشد. البته در زنجیره‌های دیگر مانند زنجیره

مقدار تجربی برای تک ایزوتوپ‌های توریم در جدول ۳ ارائه شده است. بیشترین خطای نسبی مربوط به هسته‌های $N = ۱۲۵$ و $N = ۱۳۴$ است؛ که در اولی انحراف حول عدد

جدول ۴. خطای میانگین و انحراف استاندارد نیمه عمرهای زنجیره ایزوتوپی توریم با استفاده از روش های نیمه تجربی.

UNIV	VSS	Brown	PSM	NGN	Royer	UDL	$\langle \sigma \rangle$
۳۳,۷۵۵	۰,۳۷۶۴۴	۰,۵۳۶۰۶	۰,۳۷۶۰۶	۰,۵۰۵۰۸	۰,۹۷۳۱۹	۰,۷۰۳۴۱	$\langle \sigma \rangle$
۶۷,۲۳۶	۰,۵۰۲۹۳	۰,۷۰۲۰۷	۰,۵۵۳۲	۰,۶۷۰۷۳	۰,۱۱۷۴	۰,۸۸۸۹۸	$\sqrt{\langle \sigma^2 \rangle}$

است. نتایج روش های مذکور تا محدوده $118 \leq N \leq 140$ همخوانی بسیار خوبی با داده های تجربی دارند. در محدوده $141 \leq N \leq 148$ تاکنون هیچ مد واپاشی آلفازایی مشاهده نشده است. ما به کمک روش های مذکور نیمه عمرهای واپاشی آلفازای این هسته ها را پیش بینی کردیم و با توجه به داده های تجربی، عدم مشاهده چنین مدهای واپاشی ناشی از مد واپاشی غالب بتازای منفی است. با توجه به درصد خطای نسبی بالا در محاسبه نیمه عمر واپاشی هسته با $N = 134$ می توان نتیجه گرفت که تمام مدل های نیمه تجربی مورد بررسی در این مقاله قادر به پیش بینی درست نیمه عمر واپاشی این هسته نیستند، لذا چنین به نظر می رسد که تغییر شکل سطح هسته که در نتیجه تغییر تعداد نوکلئون ها در طول یک زنجیره حاصل می شود و به گذار فاز شکلی موسوم است، می تواند در نیمه عمر واپاشی هسته های این زنجیره مؤثر باشد. بنابراین پیشنهاد می شود مطالعه گذار فاز شکلی یا به عبارتی گذار فاز کوانتومی در چارچوب مدل اندرکنش بوزونی [۳۴] این زنجیره بتواند به توضیح عدم کارایی این مدل های نیمه تجربی در حول و حوش $N = 134$ کمک کند.

پلوتونیوم نیز انحراف شدید از مقدار تجربی حول این عدد نیز مشاهده شده است. بنابراین پیش بینی می شود که عدد $N = 134$ یک عدد شبه جادویی باشد.

یکی از بهترین معیارهای مقایسه ای روش های محاسباتی، خطای میانگین $\langle \sigma \rangle$ و انحراف استاندارد $\sqrt{\langle \sigma^2 \rangle}$ از مقادیر تجربی است. در جدول ۴ خطای میانگین و انحراف استاندارد نیمه عمرهای زنجیره ایزوتوپی توریم با استفاده از روش های نظری مختلف ارائه شده است. پیش بینی روش های VSS و PSM بهتر از سایر روش ها است. با توجه مقادیر خطای نسبی این دو روش حول هسته های با $N = 125$ و $N = 134$ به نظر می رسد که روش VSS گزینه بهتری باشد.

۴. نتیجه گیری

در این پژوهش ما نیمه عمرهای واپاشی آلفازای زنجیره ایزوتوپی توریم را به کمک روش های رویر، براون، PSM، VSS، NGN، UNIV و UDL محاسبه کرده و نتایج را با مقادیر تجربی مقایسه و تحلیل کرده ایم. به کمک تحلیل خطا نشان دادیم که بهترین روش از بین روش های مذکور VSS

مراجع

1. H Becquerel, *C. R. Acad. Sci. Paris* **122** (1896) 420.
2. E Rutherford and H Geiger, *Proc. R. Soc.* **81** (1909) 141.
3. E Rutherford and T Royds, *Philos. Mag.* **17** (1908) 281.
4. H Geiger and J M Nutall, *Philos. Mag.* **22** (1911) 613.
5. G Gamow, *Z. Phys.* **51** (1928) 204.
6. C Gallagher and J Rasmussen, *D Inorg., Nucl. Chem.* **3** (1957) 333.
7. V E Viola and G T Seaborg, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **28** (1966) 741.
8. A Sobczewski, Z Patyk, and S Cwiok, *Phys. Lett. B* **224** (1989) 1.
9. B A Brown, *Phys. Rev. C* **46** (1992) 811.
10. G Royer, *J. Phys. G, Nucl. Part. Phys.* **26** (2000) 1149.
11. A Parkhomenko and A Sobczewski, *Acta Phys. Pol. B* **36** (2005) 3095.
12. D N Poenaru, I H Plonski, and W Greiner, *Phys. Rev. C* **74** (2006) 014312.
13. D Ni and Z Ren, *Nucl. Phys. A* **825** (2009) 145.
14. G Royer and H F Zhang, *Phys. Rev. C* **77** (2008) 037602.
15. J M Dong, H F Zhang, W Zuo, and J Q Li, *Chin. Phys. Lett.* **25** (2008) 4230.
16. J M Dong, H F Zhang, and G Royer, *Phys. Rev. C* **79** (2009) 054330.

- (2008) 044310.
28. B Buck, A C Merchant, and S M Perez, *At. Data Nucl. Data Tables* **54** (1993) 53.
29. P Mohr, *Phys. Rev. C* **73** (2006) 031301.
30. R G Thomas, *Prog. Theor. Phys.* **12** (1954) 253.
31. A M Lane and R G Thomas, *Rev. Mod. Phys.* **30** (1958) 257.
32. C Qi, F R Xu, R J Liotta and R Wyss, *Phys. Rev. C* **103** (2009) 072501.
33. National Nuclear Data Centre, NuDat2.5, <http://www.nndc.bnl.gov>.
34. S M Mostajabodda'vati, A Parvaresh, and E Hassanzadeh, *Iranian Journal of Physics Research* **4** 2 (2004) 191.
۳۴. س م مستجاب الدعواتی، ا پرورش و احسنزاده، مجله پژوهش فیزیک ایران **۲۴** (۱۳۸۳) ۱۹۱.
17. J Dong, H Zhang, Y Wang, W Zuo, and J Li, *Nucl. Phys. A* **832** (2010) 198.
18. Y Ren and Z Ren, *Phys. Rev. C* **84** (2012) 044608.
19. K P Santhosh and B Priyanka, *Nucl. Phys. A* **929** (2014) 20.
20. K P Santhosh and B Priyanka, *Nucl. Phys. A* **940** (2015) 21.
21. K P Santhosh, B Priyanka, *Phys. Rev. C* **87** (2013) 064611.
22. K P Santhosh, I Sukumaran, and B Priyanka, *Nucl. Phys. A* **935** (2015) 28.
23. S S M Wong, "Introductory Nuclear Physics", John Wiley & Sons, Inc, (2004).
24. G Audi, O Bersillon, J Blachot, and A H Wapstra, *Nucl. Phys. A* **729** (2003) 3.
25. A H Wapstra, G Audi, and C Thibault, *Nucl. Phys. A* **729** (2003) 129.
26. A Rytz, *At. Data Nucl. Data Tables* **47** (1991) 205.
27. D Ni, Z Ren, T Dong, and C Xu, *Phys. Rev. C* **78**