مطالعه ناحیه ی گذار $SO(6) \leftrightarrow U(5)$ در هسته ها براساس مدل اندرکنش بوزونی در چارچوب نظریه ی تغییرشکل کوانتومی

جعفریزاده،محمد علی [۱]– امیری ،نرجس * [۱]– فولادی ،ناصر[۱]– قپانوری ،مریم[۲]

[۱] دانشگاه تبریز ، دانشکده فیزیک ، گروه هسته ای

[۲]سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم وفنون هسته ایی، پژوهشکده فیزیک پلاسما و گداخت هسته ایی

چکیده:

هامیلتونی تغییر شکل یافته کوانتومی برای حالت گذار $SO(6) \leftrightarrow U(5)$ مدل برهم کنش بوزونهای s و d (IBM) می تواند با استفاده جبر آفین $SU_q(1.1)$ ساخته شود. در این مقاله، طیف انرژی در ایزوتوپهای زنون Xe در منطقه گذار فاز شکل بین کروی و گاما ناپایدار تغییر شکل یافته براساس تئوری تغییر شکل کوانتومی مطالعه شده است. نتایج تئوری با داده های تجربی موجود مقایسه شده اند. نتایج نشان می دهد که پارامتر تغییر شکل نقش مهمی در حالات برانگیخته بالاتر در یک گروه شبه چرخشی دارد.

***کلمات کلیدی**: نظریه ی تغییر شکل کوانتومی، اندرکنش های بوزونی، ناحیه گذار، جبر آفین*

مقدمه :

جبرهای کوانتومی [۱، ۲] (که گروه کوانتومی هم نامیده میشوند) در دهه هشتاد قرن گذشته معرفی شده اند، شامل موضوعات مورد علاقه از نقطه نظر فیزیکی و ریاضی می باشد. در فیزیک هسته ای، کاربردهای متعددی وجود دارد، اولین کاربردهای جبر کوانتومی در ساختار هسته ای مربوط به طیف چرخشی هسته های تغییر شکل یافتهٔ[۳]، هسته های سوپر تغییر شکل یافته [۴] و مولکول دو اتمی [۵، ۷] است که می توان با دقت توسط جبر کوانتومی توصیف شود. با این حال، برای مدل برهم کنش بوزونی s و d (IBM) استفاده مستقیم از جبر کوانتومی $U_q(6)$ مشکل است، چون $SO_q(6)$ ، $SO_q(5)$ و $SO_q(3)$ زیر جبرهای $U_q(6)$ نیستند. حالت حدی تغییر شکل یافته کوانتومی O(6) توسط Wang و Yang پیشنهاد شد[۸]، که در آن هامیلتونین تغییر شکل یافته کوانتومی با معرفی جبر کوانتومی $SU_q(2)$ و $SU_q(1.1)$ ساخته شد. سپس هامیلتونی تغییر شکل یافته کوانتومی برای حالات حدی $U(5)$ و $SO(6)$ توسط Pan به دست آمد [۹]. از نظر ریاضی، برای نگاشت اعداد یا عملگرها x به همتاهای تغییر شکل یافته شان، از یک پارامتر تغییر شکل q استفاده می شود. در واقع عبارت زیر برقرار است که تحت تبدیل $q \to q^{-1}$ ناوردا است.

$$[x]_q = \frac{q^x - q^{-x}}{q - q^{-1}} \qquad (۱)$$

یکی از ویژگیهای جبرهای کوانتومی آن است که در حد $q \to 1$ نتایج تغییر شکل نیافته بازیابی می شود. این ویژگی همانند ویژگی بازیابی مکانیک کلاسیک در حد $\hbar \to 0$ مکانیک کوانتومی است. مدل اندرکنش

بوزونی در جملاتی از تقارنهای دینامیکی $U(5)$ ، $SU(3)$ و $O(6)$ برای توصیف خواص جمعی هسته های متوسط و سنگین به کار می رود. این تقارنهای دینامیکی به ترتیب متناظر با سه حالت ارتعاشی، چرخنده محوری و گامای ناپایدار هستند[۱۰-۱۲]. در این مقاله نشان خواهیم داد که تغییر شکل کوانتومی برای ناحیه گذار $SO(6) \leftrightarrow U(5)$ می تواند با استفاده از عملگرهای بوزون تغییر شکل یافته کوانتومی ساخته شود، که این عملگرها از توابع تغییر شکل یافته ای که توسط کارترایت وزاچوس معرفی شده، به دست آمده است[۱۳]. هسته ها در مناطق جرمی حدود ۱۳۰ دارای ویژگی های گذار بین کروی و گاما ناپایدار هستند. در این مطالعه، روی ایزوتوپهای $^{120-128}_{54}Xe$ متمرکز شده و طیف انرژی این ایزوتوپ ها محاسبه شده و با داده های تجربی مربوط مقایسه شده است.

روش کار :

به منظور به دست آوردن هامیلتونین تغییر شکل یافته کوانتومی برای ناحیه گذار $SO(6) \leftrightarrow U(5)$، عملگرهای کازیمیر و مولدها باید به شکل تغییر شکل یافته نوشته شود. با استفاده از روابط جابجایی زیر میتوان توابع تغییر شکل یافته را بررسی کرد.

$$[S^+.S^-] = -2S^0. \qquad [S^0.S^\pm] = \pm S^\pm \qquad (۲)$$

مولدهای جبر تغییر شکل یافته کوانتومی $\{SU_q^l(1.1)\}$ با $l = 0.2$ (بوزون s و d) نوشته می شود بصورت

$$S_q^0(l) = S^0(l) \qquad (۳)$$

$$S_q^+(l) = \left\{\frac{[S^0(l)+S(l)-1]_q[S^0(l)-S(l)]_q}{(S^0(l)+S(l)-1)\times(S^0(l)-S(l))}\right\}^{1/2} S^+(l) \qquad (۴)$$

$$S_q^-(l) = S^-(l)\left\{\frac{[S^0(l)+S(l)-1]_q[S^0(l)-S(l)]_q}{(S^0(l)+S(l)-1)\times(S^0(l)-S(l))}\right\}^{1/2} \qquad (5)$$

که در جابجایی زیر صدق می کنند

$$[S_q^0.S_q^\pm] = \pm S_\pm^q. \qquad [S_q^+.S_q^-] = -[2S_q^0]_q \qquad (۶)$$

حال می توان عملگرهای کازیمیر این گروه را به صورت زیر بیان نمود

$$C_2\left(SU_q(1.1)\right) = [S_q^0]_q[S_q^0-1]_q - S_q^+S_q^- \qquad (۷)$$

که دارای ویژمقدار زیر است

$$C_2\left(SU_q(1.1)\right) = [k]_q[k-1]_q \qquad (۸)$$

در این حالت $S_q^\pm$ هرمیتی است فقط وقتی که q حقیقی باشد. جبر بی نهایت بعدی تغییر شکل یافته کوانتومی را بصورت زیرمیتوان تولید نمود

$$S_{n\,q}^{\pm} = c_s^{2n+1} S^{\pm}{}_q(s) + c_d^{2n+1} S^{\pm}{}_q(d). \qquad S_{n\,q}^{0} = c_s^{2n} S^{0}{}_q(s) + c_d^{2n} S^{0}{}_q(d) \qquad (۹)$$

که کمیات c_S و c_d پارامتر های حقیقی بوده و n مقادیر... $0. \pm 1. \pm 2.$ را به خود می گیرد. حال با استفاده از مولد های جبر $SU_q^l(1.1)$ هامیلتونین تغییر شکل یافته کوانتومی لازم برای توصیف ناحیه گذار $SO(6) \leftrightarrow U(5)$ حاصل می شود

$$H = gS_0^+{}_q S_0^-{}_q + \alpha S_1^0{}_q + \gamma C_2\left(SO_{q'}(5)\right) + \sigma C_2\left(SO_{q^{"}}(3)\right) \qquad (۱۰)$$

پارامترهای g، α ، γ و σ مقادیر حقیقی هستند. $C_2\left(SO_{q'}(5)\right)$ و $C_2\left(SO_{q^{"}}(3)\right)$ عملگرهای کازیمیز تغییر شکل یافته کوانتومی در این گروهها هستند. برای محاسبه ویژه مقادیر هامیلتونین ویژه حالات این سیستم را به صورت زیر در نظر گرفته شده است

$$|k; \nu_s \nu n_\Delta LM\rangle = \sum_{n_i \epsilon Z} a_{n_1 n_2 \ldots n_k} x_1^{n_1} x_2^{n_2} \ldots . x_k^{n_k} S_{n_1 q}^{+} S_{n_2 q}^{+} \ldots . S_{n_k q}^{+} |lw\rangle \qquad (۱۱)$$

حال با استفاده از روابط جابجائی بین عملگرهای بالا برنده و پائین برنده، این توابع موج به صورت زیر فرض می شود

$$|k; \nu_s \nu n_\Delta LM\rangle = N S_{x_1 q}^{+} S_{x_2 q}^{+} \ldots . S_{x_k q}^{+} |lw\rangle \qquad (۱2)$$

که N معرف ثابت نرمالیزاسیون و کمیت $S_{x_i q}^{+}$ به صورت زیر تعریف می شود

$$S_{x_i q}^{+} = \frac{c_s}{1 - c_s^2 x_i} S^{+}{}_q(s) + \frac{c_d}{1 - c_d^2 x_i} S^{+}{}_q(d) \qquad (۱3)$$

برای توصیف طیف انرژی سیستم های مورد مطالعه، باید تعداد c تا x_i از روابط زیر حاصل گردد

$$\frac{\alpha}{x_i} = \frac{g c_s^2 [\left(\nu_s + \frac{1}{2}\right)]_q}{1 - c_s^2 x_i} + \frac{g c_d^2 [\left(\nu + \frac{5}{2}\right)]_q}{1 - c_d^2 x_i} - \sum_{i \neq j} \frac{2}{x_i - x_j} \qquad \text{for i} = 1.2. \ldots . k \qquad (۱4)$$

حال ویژه مقادیر هامیلتونین به صورت زیر بیان می گردد

$$E^{(k)} = h^{(k)}{}_q + \gamma [\nu]_{q'} [\nu + 3]_{q'} + \delta [L]_{q^{"}} [L + 1]_{q^{"}} + \alpha \square_{1q}^{0} \qquad (۱5)$$

که در این رابطه

$$h^{(k)}{}_q = \sum_i \frac{\alpha}{x_i}, \qquad \square_{1q}^{0} = c_s^2 \left(\frac{1}{2}\left(n_s + \frac{1}{2}\right)\right) + c_d^2 \left(\frac{1}{2}\left(n_d + \frac{5}{2}\right)\right) = \square_1^0 \qquad (۱6)$$

همچنین عدد کوانتومی k با استفاده از رابطه $N=2k+\nu_s+\nu$ به تعداد کل بوزون های سیستم مرتبط می شود. پارامتر q می تواند بصورت حقیقی یا فاز باشد، در محاسبات پارامتر q را بصورت فاز $(q = e^{i\tau})$ در نظر گرفته ایم. برای تعیین طیف انرژی هر هسته انتخابی در این ناحیه مطالعاتی باید مجموعه ای از معادلات غیر خطی بت – آنساتز با تعداد k مجهول حل گردد. بدین منظور با استفاده از روش معرفی شده در منابع [۱۴.۱۵]، ابتدا با یک تغییر متغیر $C = \frac{c_s}{c_d} \leq 1$ شکل جدید رابطه (۱۴) به صورت زیر حاصل می شود

$$\frac{\alpha}{x_i}=\frac{C^2[\left(\nu_s+\frac{1}{2}\right)]_q}{1-C^2x_i}+\frac{[\left(\nu+\frac{5}{2}\right)]_q}{1-x_i}-\sum_{i\neq j}\frac{2}{x_i-x_j} \qquad \text{for } i=1.2.\ldots.k \qquad (17)$$

برای تعیین ریشه های بت – آنساتز جهت تعیین تراز های انرژی هسته مورد مطالعه با مقادیر ν_s و ν خاص، ابتدا با استفاده از مقادیر حاصل از برازش طیف انرژی به مقادیر تجربی قابل دسترس، مقدار α و C تعیین شده و سپس معادله (۱۵) به ازا حالت $i=1$ حل می شود .سپس با استفاده از برنامه های محاسباتی موجود، برنامه متلب سایر ریشه های این سیستم به طور کامل محاسبه می گردد .لازم به توضیح است که محاسبات مورد نظر به ازا مقادیر مختلف ثابت های حاصل از فرایند برازش اطلاعات تجربی[۱۶-۲۰] تا جائی تکرار می شود تا مقدار خطای محاسباتی که به صورت زیر تعریف می شود به کمینه مقدار خود برسد[۱۴.۱۵].

$$\sigma=\left(\frac{1}{N_{total}}\sum_{i.total}\left|E_{exp}(i)-E_{cal}(i)\right|^2\right)^{1/2} \qquad (18)$$

برای حالت $q\to 1$ ویژه مقادیر رابطه(۱۴) برابر با ویژه مقادیر هامیلتونین تغییر شکل نیافته در ناحیه گذار است.

نتایج :

در این کار ما ایزوتوپهای $^{120-128}_{54}Xe$ را بررسی می کنیم.به منظور بدست آوردن طیف انرژی و محاسبات واقعی برای این هسته ها، ما نیاز داریم تا پارامتر هامیلتونین رابطه (۱۰) را تعیین کنیم. پارامترها با حل معادلات بت آنساتز با فرآیند برازش حداقل مربعات به داده های تجربی بدست میآید و سپس با تعیین این پارامترها ویژه مقادیر محاسبه می شود. بهترین برازش پارامترهای هامیلتونین رابطه (۱۰) در جدول (۱) نشان داده شده است. جدول های(۲)، (۳) و (۴) طیف انرژی محاسبه شده همراه با مقادیر تجربی را نشان میدهند.

جدول(۱). پارامترهای هامیلتونین استفاده شده در محاسبه ایزوتوپ های Xe

هسته	N	C	$\alpha(kev)$	$\gamma(kev)$	$\delta(kev)$	τ	τ'	τ''	σ
$^{120}_{54}Xe$	۱۰	۰.۱۲	۱۴۳.۴۲۳۹	۴۴.۳۷۰۹	۱.۴۴۵۴	۰.۱	۰.۰۲	۰.۰۳	۹۳.۴۴۸۳
$^{122}_{54}Xe$	۹	۰.۲۰	۳۴۵.۰۶۶۱	۱۶.۵۸۱۹	۱۱.۴۱۱۵	۰.۰۳۵۴	۰.۰۱	۰.۰۰۳	۱۳۹.۰۴۳۳
$^{124}_{54}Xe$	۸	۰.۳۱	۲۴۱.۴۳۲۳	۲۶.۲۸۸۷	۲.۰۲۸۱	۰.۱	۰.۱	۰.۱	۱۳۲.۰۱۷۳
$^{126}_{54}Xe$	۷	۰.۴۲	۳۲۸.۲۰۰۸	۱۶.۲۱۷۹	۹.۷۷۱۱	۰.۰۸	۰.۰۱	۰.۰۱	۱۴۸.۰۰۷۰
$^{128}_{54}Xe$	۶	۰.۶۰	۲۴۹.۳۹۶۰	۳۸.۲۱۱۳	۰.۲۲۶۶	۰.۲۳۳	۰.۰۰۱	۰.۰۰۱	۱۶۷.۸۰۰۷

جدول(۲). طیف انرژی هسته $^{120-122}_{54}Xe$، دادههای تجربی برگرفته از مرجع[۱۶.۱۷]

$^{120}_{54}Xe$					$^{122}_{54}Xe$				
J^π	k	ν	E_{exp}	$E^{(k)}{}_{th}$	J^π	k	ν	E_{exp}	$E^{(k)}{}_{th}$
0_1^+	۵	۰	۰	۰	0_1^+	۴	۰	۰	۰
2_1^+	۴	۱	۳۲۲.۶۱	۳۴۶.۰۱	2_1^+	۴	۱	۳۳۱.۲۸	۶۶۰.۹
4_1^+	۴	۲	۷۹۶.۱۶	۸۸۶.۸	4_1^+	۳	۲	۸۲۸.۵۳	۷۶۶.۰۰
2_2^+	۴	۲	۸۷۶.۱۰	۹۲۶.۰۱	2_2^+	۳	۲	۸۴۳.۱۳	۹۲۵.۷۰
0_2^+	۵	۰	۹۰۸.۷۰	۹۸۸.۶	0_2^+	۴	۰	۱۱۴۹.۱۸۹	۱۱۷۵.۸
3_1^+	۳	۳	۱۲۷۱.۷۰	۱۳۲۰.۸	3_1^+	۳	۳	۱۲۱۴.۳۴	۱۱۵۵.۶۰
2_3^+	۴	۱	۱۲۷۴.۸۰	۱۳۸۴.۸	2_3^+	۴	۱	۱۴۹۵.۰۱	۱۷۱۹.۳
6_1^+	۳	۳	۱۳۹۷.۳۳	۱۴۲۰.۰۰	6_1^+	۳	۳	۱۴۶۷.۰۵	۱۴۷۵.۴
4_2^+	۳	۳	۱۴۰۱.۳۴	۱۵۰۱.۱۰	4_2^+	۳	۳	۱۴۰۲.۷۱	۱۳۹۵.۵
0_3^+	۳	۳	۱۶۲۳.۲۵	۱۶۸۳.۴۰					
4_3^+	۳	۴	۱۷۱۱.۷۵	۱۷۸۳.۳۰					
2_4^+	۳	۴	۱۷۲۵.۴۰	۱۷۹۳.۴۷					

جدول(۳). طیف انرژی هسته $^{124-126}_{54}Xe$، دادههای تجربی برگرفته از مرجع[۱۸.۱۹]

$^{124}_{54}Xe$					$^{126}_{54}Xe$				
J^π	k	ν	E_{exp}	$E^{(k)}{}_{th}$	J^π	k	ν	E_{exp}	$E^{(k)}{}_{th}$
0_1^+	۴	۰	۰	۰	0_1^+	۳	۰	۰	۰
2_1^+	۳	۱	۳۵۴.۰۳	۵۸۰.۹	2_1^+	۳	۱	۳۸۸.۶۳۱	۷۴۱.۳
4_1^+	۳	۲	۸۷۸.۹۲	۸۷۹.۴	4_1^+	۲	۲	۹۴۲.۰	۱۱۳۴.۵
2_2^+	۳	۲	۸۴۶.۵۰	۸۵۳.۳	2_2^+	۲	۲	۸۷۹.۸۷۱	۹۹۷.۸
0_2^+	۴	۰	۱۲۶۸.۹۱	۱۵۲۱.۶	0_2^+	۳	۰	۱۳۱۳.۹۸	۱۴۱۹.۵
3_1^+	۲	۳	۱۲۴۷.۶۳	۱۱۶۲.۸	3_1^+	۲	۳	۱۳۱۷.۶۸	۱۳۴۲.۲
2_3^+	۳	۱	۱۶۲۸.۵۷	۱۷۲۸.۴	2_3^+	۳	۱	۱۶۷۸.۵۰۹	۱۸۸۹.۲
6_1^+	۲	۳	۱۵۴۸.۴۶	۱۶۵۲.۱	6_1^+	۲	۳	۱۶۳۴.۹۸	۱۶۳۴.۸
4_2^+	۲	۳	۱۴۳۷.۹۶	۱۴۰۶.۲	4_2^+	۲	۳	۱۴۸۸.۳۸	۱۴۲۰.۳
0_3^+	۲	۳	۱۶۸۹.۹۱	۱۸۰۹.۴	0_3^+	۲	۳	۱۷۶۰.۵۴	۱۸۵۵.۱
4_3^+	۳	۲	۱۸۷۳.۵	۲۱۹۴.۳	4_3^+	۲	۲	۱۹۰۳.۴۹	۲۰۹۱.۲
2_4^+	۳	۲	۱۹۷۸.۵۱	۲۰۱۴.۷	2_4^+	۲	۲	۲۰۶۴.۰	۲۰۲۲.۶

جدول(۴). طیف انرژی هسته $^{128}_{54}Xe$ ، دادههای تجربی برگرفته از مرجع[۲۰]

J^{π}	k	ν	E_{exp}	$E^{(k)}{}_{th}$
0_1^+	۳	۰	۰	۰
2_1^+	۲	۱	۴۴۲.۹۱۱	۸۹۸.۹
4_1^+	۲	۲	۱۰۳۳.۱۴۷	۱۱۵۸.۰
2_2^+	۲	۲	۹۶۹.۴۷۵	۱۱۵۴.۸
0_2^+	۳	۰	۱۵۸۲.۹۷۵	۱۴۵۴.۰
3_1^+	۱	۳	۱۴۲۹.۵۶	۱۵۹۷.۶
2_3^+	۲	۱	۱۹۹۹.۶۴۵	۱۷۹۳.۹
6_1^+	۱	۳	۱۷۳۷.۲۶	۱۷۶۱.۴
4_2^+	۱	۳	۱۶۰۳.۵	۱۵۹۹.۴
0_3^+	۱	۳	۱۸۷۷.۱۲	۱۷۵۱.۸
4_3^+	۲	۲	۲۰۲۳.۰۶	۱۹۷۷.۰
2_4^+	۲	۲	۲۱۲۷.۰۶	۲۱۴۸.۵

بحث ونتیجه گیری :

نتایج ترکیبی از حد ارتعاشی و گاما ناپایدار را در ایزوتوپهای زنون نشان می دهد به عنوان مثال مقدار c_s در محدوده میانی مقادیر مجاز است ، نتایج قبلی همزیستی شکل در زنجیره ایزوتوپی زنون را تایید می کند. همچنین این نتایج برای c_s رفتار گذار برای این هسته ها را تایید میکند و در نتیجه، اشاره بر کاربرد هامیلتونین گذار برای هسته هایی که در نزدیکی پوسته بسته هستند را دارد. مورد تغییر شکل یافته کوانتومی بهترین نتایج را در همه جا ارائه می دهد. هامیلتونین تغییر شکل یافته کوانتومی شامل همه ی جملات مرتبه بالاتر یک نوع خاص است که تقارن اصلی را بدون تغییر نگه می دارد که نتایج به دست آمده برای ایزوتوپهای زنون این موضوع را تایید می کنند. تکنیک تغییر شکل یافته کوانتومی تنها چند پارامتر به هامیلتونین اضافه می کند که می توان آنرا به عنوان یک بسط برای مدل برهم کنش بوزونی در نظر گرفت، چون مدل برهم کنش بوزونی s و d برای توصیف حرکت جمعی به کار می رود و تکنیک تغییر شکل یافته کوانتومی یک روش دیگر برای حل مسائل چند جسمی فراهم می کند. در انتها، مفهوم تغییر شکل کوانتومی به رفتار هموار پدیدهها در فیزیک هسته ای مرتبط میشود.

مراجع :

[1] M. Jimbo, lett.Math. Phys. 10, 63(1985).
[2] M. Jimbo, Commun. Math. Phys. 102, 537(1986).
[3] P. P. Raychev, R. P. Roussev, and Yu. F. Smirnov, J. Phys. G 16, L137 (1990).
[4] D. Bonatsos, S. B. Drenska, P. P. Raychev, R. P. Roussev, and Yu. F. Smirnov, J. Phys. G17, L67 (1991).
[5] D. Bonatsos, P. P. Raychev, R. P. Roussev, and Yu. F. Smirnov, Chem. Phys. Lett. 175, 300 (1990).
[6] Z. Chang and H. Yan, Phys. Lett. A 154, 254 (1991).
[7] J.G. Esteve, C. Tejel, and B. E. Villarroya, J. Chem. Phys. 96, 5614 (1992).
[8] Y.C.Wang and Z.-S. Yang, Commun. Theor. Phys 17,499 (1992).
[9] F.Pan, Phys.Rev.C50, 1876 (1994).
[10] F. Iachello,Phys. Rev. Lett. 87, 052502 (2001).
[11] F. Iachello,Phys. Rev. Lett. 85, 3580 (2000).
[12] P. Cejnar, J.Jolie and R. F. Casten, Rev. Mod. Phys. 82, 2155 (2010).
[13] T. Curtright and C. Zachos, Phys. Lett. B 243, 237(1990).
[14] F.Pan , J.P. Draayer, New algebraic solutions for $SO(6) \leftrightarrow U(5)$ transitional nuclei in the interacting boson model,Nucl.Phys A. 636, 156 (1998).
[15] F.Pan , J.P. Draayer, Algebraic solutions of an *sl*-boson system in the $U(2l + 1)$ $O(2l + 2)$ transitional region J. Phys. A: Math. Gen. 35, 7173 (2002).
[16] K. Kitao, Y. Tendow and A. Hashizume, Nuclear Data sheets, 96, 241 (2002).
[17] T. Tamura, Nuclear Data sheets, 108, 455 (2007).
[18] J. Katakura, Z.D. Wu, Nuclear Data sheets, 109, 1655 (2008).
[19] J. Katakura, K. Kitao, Nuclear Data sheets, 97, 765 (2002).
[20] M. Kanbe, K. Kitao, Nuclear Data sheets, 94, 227 (2001).