



## مطالعه گذارهای الکترومغناطیسی ایزوتوپ‌های فرد اوزمیوم ۱۸۵-۱۸۷-۱۸۹

مریم مونسی<sup>۱</sup>، علیرضا حق پیمان<sup>۱\*</sup>، سعید محمدی<sup>۲</sup>

۱. گروه فیزیک، واحد مشهد، دانشگاه آزاد اسلامی، صندوق پستی: ۴۱۳-۹۱۷۳۵، مشهد - ایران

۲. گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، صندوق پستی: ۴۳۳-۹۱۷۳۵، مشهد - ایران

\*Email: alirezahaghpeima@gmail.com

### مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۱۳۹۹/۱۱/۳۰ تاریخ پذیرش مقاله: ۱۴۰۰/۲/۲۶

### چکیده

در این مقاله، طیف اوراست و نسبت احتمالات گذارهای الکترومغناطیسی کاهش یافته،  $B(M1)/B(E2)$ ، برای ایزوتوپ‌های  $^{185-187-189}\text{Os}$  با استفاده از مدل لایه‌ای تصویر شده به ترتیب تا اسپین‌های  $47/2^+$ ،  $33/2^+$  و  $31/2^+$  محاسبه شده است. در نسبت  $B(M1)/B(E2)$ ، افت‌های شدیدی در اسپین‌های  $39/2^+$ ،  $33/2^+$  و  $29/2^+$  مشاهده شد که مرتبط با کاهش فرکانس دوران هسته است که می‌تواند به علت قطع شدگی باندهای سه‌شبه ذره‌ای با باندهای تک‌ذره‌ای نوترون در طیف ایرست باشد. در نهایت، مشاهده شده است به طور کلی با افزایش تعداد نوکلئون‌ها، روند افزایش نسبت گذارهای الکترومغناطیسی یکسان است و برای بار دوم فقط برای ایزوتوپ  $^{189}\text{Os}$  بعد از اسپین  $39/2^+$  فرکانس دوران و خاصیت مغناطیسی هسته زیاد می‌شود.

**کلیدواژه‌ها:** طیف ایرست، احتمال گذار الکترومغناطیسی کاهش یافته، مدل لایه‌ای تصویر شده

## Study of Electromagnetic Transitions for Odd $^{185-187-189}\text{Os}$ mium

M. Moonesi<sup>1</sup>, A.R. Haghpeima<sup>\*1</sup>, S. Mohammadi<sup>2</sup>

1. Department of Physics, Mashhad Branch, Islamic Azad University, P.O.Box: 91735-413, Mashhad - Iran

2. Department of Physics, Payame Noor University, P.O.Box: 91735-433, Mashhad - Iran

### Research Article

Received 18.2.2021, Accepted 16.5.2021

### Abstract

In this paper, Yrast spectrum and the ratio of the electromagnetic reduced transition probability,  $B(M1)/B(E2)$  has been calculated up to the spins  $47/2^+$ ,  $33/2^+$  and  $31/2^+$  for  $^{185-187-189}\text{Os}$  isotopes using projected shell model, respectively. In the  $B(M1)/B(E2)$  ratio were observed great drops in spins  $39/2^+$ ,  $33/2^+$  and  $29/2^+$  that corresponds to decreases the nuclear rotation that can be the reason of band crossing of three quasi-particles with single-particle neutron band in yrast spectra. Finally, in general, it is observed that with increasing number of nucleons, the trend of increasing the ratio of electromagnetic transitions is the and for the second one only for  $^{189}\text{Os}$  isotope after spin  $39/2^+$ , rotation and magnetic properties of nucleus increases.

**Keywords:** Yrast spectrum, Reduced electromagnetic transition probability, Projected shell model



## ۱. مقدمه

فضای پیکربندی مدل PSM، سه پوسته‌ی اصلی برای پروتون‌ها و نوترون‌ها را دربر می‌گیرد.

در این مدل محاسبات همراه با سه پوسته‌ی اصلی  $(N=4, 5, 6)$   $(N=3, 4, 5)$  همراه با پوسته‌ی فعال  $(N=5, 6)$  برای پروتون‌ها (نوترون‌ها) انجام می‌شوند. پارامترهای نیلسون  $\epsilon_2$  (چهارقطبی تغییر شکل یافته) و  $\epsilon_4$  (تغییر شکل شانزده قطبی) از منبع [۱۴] انتخاب شده و در جدول ۱ به صورت فهرست‌وار بیان می‌شوند. توسط پیش‌بینی مجموعه‌ای از حالات متعدد شبه‌ذره‌ای  $|\Phi_k\rangle$  شامل حالات سه و تک‌ذره‌ای برای هسته‌ی فرد-زوج براساس رابطه‌ی ۱ بر روی تکانه زاویه‌ای مناسب همانند I، حالات شبه‌ذره‌ای مدل تغییر شکل یافته‌ی پوسته تولید می‌شوند. در جایی که  $|0\rangle$  حالت خلأ و  $a^+$  عملگرهای خلق‌کننده‌ی شبه‌ذره (qp) هستند و شاخص  $\nu(\pi)$  برای نوترون‌ها (پروتون‌ها) ثابت است.

$$\{|\varphi_k\rangle\} = \{\alpha_\nu^+ |0\rangle, \alpha_{\pi_1}^+ \alpha_{\pi_2}^+ |0\rangle\} \quad (1)$$

با تعریف عملگر تکانه زاویه‌ای تصویر شده، به صورت رابطه ۲،

$$\hat{P}_{MK}^I = \frac{2(1+1)}{\lambda\pi^2} \int d\Omega D_{MK}^I(\Omega) \hat{R}(\Omega) \quad (2)$$

$\hat{R}(\Omega)$  عملگر دوران،  $\Omega$  زاویه اوایلر و  $D_{MK}^I(\Omega)$  تابع-D است که مجموع کاملی از توابع را در فضای اوایلر می‌سازد. شکل کامل توابع موج در مدل لایه‌ای تصویر شده به صورت رابطه ۳، محاسبه می‌شود.

$$|\psi_{IM}\rangle = \sum_K F_K^I \hat{P}_{MK}^I |\Phi_k\rangle \quad (3)$$

ضرایب  $F_K^I$  با حل معادله شرودینگر  $\hat{H}|\psi_{IM}\rangle = E|\psi_{IM}\rangle$  و هم‌زمان قطری‌سازی هامیلتونی در پایه‌های  $\{|\hat{P}_{MK}^I|\Phi_k\rangle\}$  به دست می‌آیند.

جدول ۱. پارامترهای تغییر شکل یافته چهارقطبی و قطب هگزاد مورد استفاده در محاسبه حاضر

Os	۱۸۵	۱۸۷	۱۸۹
$\epsilon_2$	۰٫۲	۰٫۱۹	۰٫۱۸
$\epsilon_4$	۰٫۰۷	۰٫۰۸	۰٫۰۸

مدل‌های مختلفی برای توصیف ساختار هسته‌ای با استفاده طیف الکترومغناطیسی پرتوهای گاما ناشی از تحریک هسته‌ای وجود دارند که مدل نیلسون با توجه به شکل تغییر شکل یافته‌ی هسته در سال ۱۹۵۵ میلادی ارایه شد [۱، ۲]. این مدل به شکلی دقیق شکافتگی ترازهای انرژی در رابطه با حرکت چرخشی هسته‌ی تغییر شکل یافته (غیرکروی) را بیان می‌کند. در سال ۱۹۹۵ میلادی برای اولین بار مدل نیلسون به عنوان مدل لایه‌ای که در راستای محور تقارن هسته تصویر شده است که توسط هارا و سان به عنوان مدل لایه‌ای تصویر شده<sup>۱</sup> معرفی شد [۳]. دو سال بعد، ۱۹۹۷ م، کد فرتن مدل لایه‌ای تصویر شده، نوشته و منتشر شد [۴].

در دو دهه‌ی اخیر، با پیشرفت تکنولوژی این مدل در شرح و توضیح پدیده‌ی پس‌خمیدگی<sup>۲</sup> در اسپین‌های نسبتاً بالا برای دامنه وسیعی از هسته‌ی فرد-فرد با اسپین‌های بالای  $28 \hbar$  [۵]، هسته‌ی فرد-زوج با اسپین‌های بالای  $41.2 \hbar - 53.2 \hbar$  [۶-۸] و هسته‌ی زوج-زوج با اسپین‌های بالای  $30 \hbar$  [۹، ۱۰] کاملاً موفقیت‌آمیز عمل کرده است.

همچنین با استفاده از گذارهای الکترومغناطیسی، پدیده پس‌خمیدگی برای ایزوتوپ‌های  $^{157-158}\text{Er}$  توسط شهریاری و همکاران [۱۱] و مفهوم جدید اثر فزونی-نوکلین برای ایزوتوپ‌های نادر خاکی  $^{158}\text{Er}$  و  $^{185}\text{Os}$  توسط مونسو و همکاران [۱۲]، منتشر شده است. در کار تحقیقی حاضر، مطالعه‌ی منظمی از حالات ایزوتوپ‌های  $^{185-187-189}\text{Os}$  با اسپین نسبتاً بالا با استفاده از مدل PSM صورت گرفته است. بخش دوم درباره‌ی مدل لایه‌ای تصویر شده، بخش سوم بحث و نتایج و بخش چهارم خلاصه و نتیجه‌گیری است.

## ۲. مدل لایه‌ای تصویر شده

مدل PSM، در واقع یک مدل لایه‌ای کروی کوتاه شده است که بر روی پایه‌های تصویری تغییر شکل یافته تصویر شده است و برای مطالعه هسته‌های تغییر شکل یافته متوسط و سنگین کمیاب خاکی مورد استفاده قرار می‌گیرد. مهم‌ترین بخش مدل PSM، تشکیل ساختار شبه‌ذره‌ای مناسب از ترکیب حالات تغییر یافته‌ی تک‌ذره‌ای بر مبنای حالت شبه ذره خلأ  $|0\rangle$  از مدل نیلسون همراه با محاسبات BCS<sup>۳</sup> است [۱۳]. عموماً

1. Projected Shell Model
2. Back-Bending Phenomenon
3. Bardeen. Cooper. Schrieffer

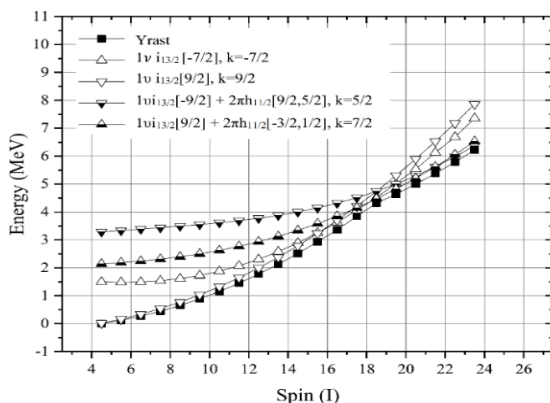


شامل می‌شود که براساس معادله‌ی پیش‌بینی شده (۱) بعد از قطری‌سازی هامیلتونی معادله‌ی (۴) در هر اسپین برای ایزوتوپ های  $^{185-187-189}\text{Os}$  در اشکال ۱، ۲، ۳ و ۴ رسم شده است. جزییات بیش‌تر به شرح ذیل هستند:

**الف)  $^{185}\text{Os}$ :** خط ایرست تا اسپین  $37/2^+$  از دو نوار تک‌نوترونی  $1\nu i_{13/2}[9/2]$ ,  $k=9/2$  و  $1\nu i_{13/2}[-7/2]$ ,  $k=-7/2$  ساخته می‌شود. تا این‌که در اسپین  $I=37/2$  این دو نوار تک-نوترونی  $1\text{-qp}$  نوارهای سه‌شبهه- ذره‌ای  $3\text{-qp}$  که پیکربندی‌های  $k=5/2$ ,  $1\nu i_{13/2}[-9/2]+2\pi h_{11/2}[9/2]$ ,  $5/2$  و  $k=7/2$ ,  $1\nu i_{13/2}[9/2]+2\pi h_{11/2}[-3/2]$ ,  $7/2$  را قطع می‌کنند؛ در جایی که انرژی آن‌ها کاهش می‌یابد و به خط ایرست نزدیک می‌شوند. بنابراین در دامنه‌ی اسپین از  $9/2^+$  تا  $37/2^+$  در خط ایرست، نوارهای تک‌ذره‌ای و در دامنه‌ی اسپین  $I \geq 37/2$  نوارهای سه‌شبهه ذره‌ای (دوپروتونی + تک‌نوترونی) را شامل می‌شود.

**ب)  $^{187}\text{Os}$ :** خط ایرست تا اسپین  $29/2^+$  از دو باندهای تک‌نوترونی  $1\nu i_{13/2}[9/2]$ ,  $k=9/2$  و  $1\nu i_{13/2}[-11/2]$ ,  $k=-11/2$  ساخته می‌شود.

در اطراف اسپین  $I=29/2$  نوار تک-نوترونی  $1\nu i_{13/2}[-11/2]$ ,  $k=-11/2$  نوارهای سه شبه‌ذره‌ای که دارای پیکربندی  $K=-5/2$ ,  $1\nu i_{13/2}[9/2]+2\pi h_{11/2}[-9/2]$ ,  $5/2$  و  $K=-11/2$ ,  $1\nu i_{13/2}[-11/2]+2\pi h_{11/2}[-9/2]$ ,  $9/2$  هستند؛ را قطع می‌کنند. جایی که انرژی آن‌ها کاهش می‌یابد و به خط ایرست نزدیک می‌شوند. بنابراین در دامنه‌ی اسپین  $11/2^+$  تا  $29/2^+$  خط ایرست نوارهای تک‌ذره‌ای و در دامنه‌ی اسپین  $I \geq 29/2$  نوارهای سه شبه‌ذره‌ای (دوپروتونی و تک‌نوترونی) را دربر می‌گیرد.



شکل ۱. نمودار طیف ایرست برای  $^{185}\text{Os}$ .

هامیلتونی مورد استفاده در این محاسبات، به صورت معادله‌ی (۴) تعریف می‌شود. در نهایت مقدار چشم‌داشتی انرژی با حل معادله ویژه-مقداری  $\sum_k (H_{kk}^I - E N_{kk}^I) F_{k'}^I = 0$  به صورت رابطه‌ی (۵) دست می‌آید که  $H_{kk}^I$  و  $N_{kk}^I$  به ترتیب ماتریس‌های هامیلتونین و نرمال هستند و با استفاده مقدار چشم‌داشتی نمودار انرژی برحسب اسپین (طیف ایرست) رسم می‌شود. جزییات بیش‌تر درباره‌ی محاسبات تئوری PSM در منبع [۳] تعریف می‌شوند:

$$H = H_0 + \frac{1}{2} \chi \sum_{\mu} \hat{Q}_{\pi}^{+} \hat{Q}_{\pi} - G_M \hat{P}^{+} \hat{P} - (G_Q \sum_{\mu} \hat{P}_{\mu}^{+} \hat{P}_{\mu}) \quad (4)$$

$$E(I) = \frac{\langle \phi_k | \hat{H} \hat{P}_{kk}^I | \phi_{k'} \rangle}{\langle \phi_k | \hat{P}_{kk}^I | \phi_{k'} \rangle} = \frac{H_{kk}^I}{N_{kk}^I} \quad (5)$$

$H_0$  هامیلتونی نوسانگر هارمونیک تک‌ذره‌ای است که شامل نیروی اسپین-مدار مناسبی است. عبارات دوم، سوم و چهارم که هامیلتون غیرکروری را تشکیل می‌دهند؛ به ترتیب نیروهای چهارقطبی-چهارقطبی، جفت‌های-تک‌قطبی و -چهارقطبی را نشان می‌دهند. ضرایب  $\chi$ ،  $G_Q$  و  $G_M$  قدرت برهم‌کنش‌های چهارقطبی-چهارقطبی + جفت‌های تک‌قطبی و جفت‌های چهار-قطبی نامیده می‌شوند. قدرت  $\chi$  می‌تواند با استفاده از پارامتر تغییر شکل یافته‌ی  $\epsilon_2$ ، به صورت خود-سازگار محاسبه شود. قدرت جفت‌های تک‌قطبی،  $G_M$  می‌تواند توسط معادله‌ی (۶) بیان شود.

$$G_M = \left[ 21,20 \pm 13,90 \cdot \frac{N-Z}{A} \right] A^{-1} \quad (6)$$

در جایی که علامت منفی (-) برای نوترون‌ها و علامت مثبت (+) برای پروتون‌ها است. فرض می‌شود که قدرت جفت شدگی چهارقطبی  $G_Q$  متناسب با  $G_M$  است و متناسب با ضریب  $0,16$  در نظر گرفته می‌شود [۱۵].

### ۳. بحث و نتایج

#### ۳.۱ ساختار طیف ایرست<sup>۲</sup>

با استفاده از کد PSM که بر مبنای مدل نیلسون نوشته می‌شود [۲]، طیف ایرست مجموعه‌ای از نوارها با پایین‌ترین انرژی را

1. Yrast Spectrum
2. Yrast



این احتمالات گذر از حالت اولیه  $|I_i, M_i\rangle$  به سمت حالت نهایی  $|I_f, M_f\rangle$  در فرمول‌های  $\gamma$  و  $\lambda$  ارایه می‌شوند [۳]:

$$B(E\gamma; I_i \rightarrow I_f) = \frac{e^2}{(2I_i + 1)} \left| \langle I_f M_f | \hat{Q}_\gamma | I_i M_i \rangle \right|^2 \quad (9)$$

$$B(M\gamma; I_i \rightarrow I_f) = \frac{\mu_N^2}{(2I_i + 1)} \left| \langle I_f M_f | \hat{M}_\gamma | I_i M_i \rangle \right|^2 \quad (10)$$

در جایی که  $|I, M\rangle$  بر توابع موجی دلالت دارد و  $\mu_N$  نیز

$$\mu_N = \frac{e\hbar}{2m_p c} = 0.1056 \text{ fm} \quad \text{مگنتون هسته است. عملگرهای}$$

چهارقطبی الکتریکی توسط روابط  $\hat{Q}_{\gamma v} = e_v^{eff} \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_v^\gamma$

برای نوترون‌ها و  $\hat{Q}_{\gamma\pi} = e_\pi^{eff} \sqrt{\frac{5}{16\pi}} Q_\pi^\gamma$  برای پروتون‌ها

تعریف می‌شوند و میزان تغییر مؤثر برای نوترون  $0.5e$  و برای پروتون  $1.5e$  می‌باشد. عملگر دوقطبی مغناطیسی توسط رابطه

$$\hat{M}_\gamma^\tau = g_l^\tau \hat{J}^\tau + (g_s^\tau - g_l^\tau) \hat{s}^\tau$$

با پارامتر  $v$  برای نوترون و یا  $\pi$  برای پروتون است.  $g_s$  و  $g_l$  فاکتورهای ژیرومغناطیسی اوربیتالی و اسپینی هستند [۳]. که

این مقادیر  $g_l$  و  $g_s$  برای پروتون‌ها و نوترون‌های آزاد به ترتیب برابرند با:

$$g_l^\pi = 1, g_l^v = 0, g_s^v = -3.82 \text{ and } g_s^\pi = 5.58$$

هستند. با احتساب قطبش هسته و جریانات تبادل مزون، مقادیر  $g_s^v$  و  $g_s^\pi$  توسط فاکتور تصحیح  $0.75$  میرا می‌شوند [۱۷، ۱۸].

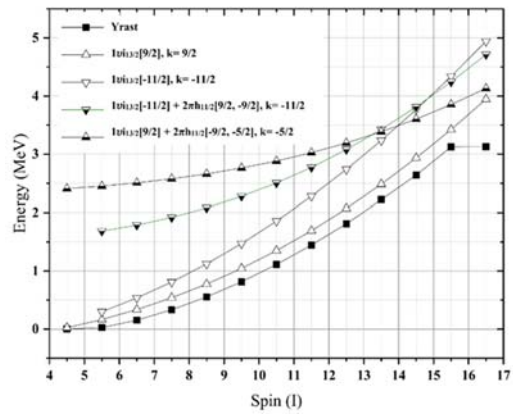
در نهایت با در نظر گرفتن زمان میانگین،  $\tau$  در هر گذر، کاهش احتمالات گذر  $B(M1)$  و  $B(E2)$  به صورت فرمول‌های ۹، ۱۰ و ۱۱ به دست می‌آیند [۱۹]:

$$B(E2) = \frac{816}{E_\gamma^5 \tau_p} e^2 \text{ fm}^4 \text{ MeV}^5 \text{ ps} \quad (9)$$

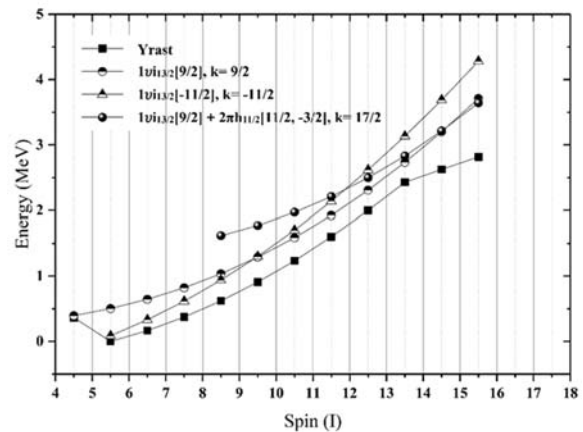
$$B(M1) = \frac{568}{E_\gamma^3 \tau_p} \mu_N^2 \text{ MeV}^3 \text{ fs} \quad (10)$$

$$\frac{B(M1)}{B(E2)} = 0.69 \frac{1}{E_\gamma^2} \frac{\mu_N^2}{e^2 b^2} \text{ MeV}^2 \quad (11)$$

این نسبت الکترومغناطیسی برای هر ایزوتوپ‌های  $^{185-187-189}\text{Os}$  محاسبه شده است و در شکل ۴ نشان داده می‌شوند. جزییات مربوط به هر ایزوتوپ به صورت زیر می‌باشد:



شکل ۲. نمودار طیف ایرست برای  $^{187}\text{Os}$ .



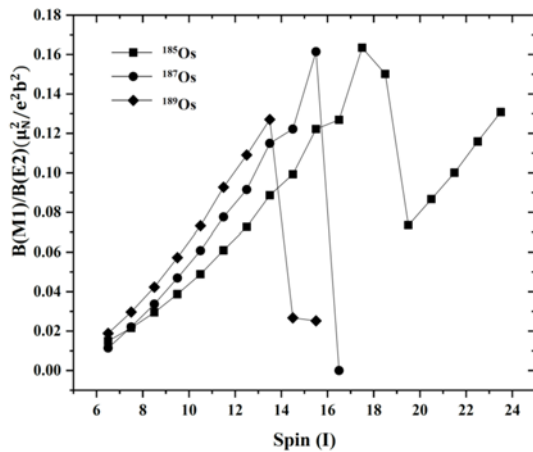
شکل ۳. نمودار طیف ایرست برای  $^{189}\text{Os}$ .

**ج)  $^{189}\text{Os}$ :** خط ایرست تا اسپین  $19/2^+$  از دو نوار تک‌نوترونی  $1u_{13/2}[9/2], k=9/2$  و  $1u_{13/2}[-11/2], k=-11/2$  ساخته می‌شود. تا این‌که در اسپین  $I=19/2$ ، این دو نوار نوترونی از یک دیگر عبور کرده و حالات و موقعیت‌شان تغییر می‌یابد. در اسپین  $23/2^+$ ، نوار تک-نوترونی  $1u_{13/2}[-11/2], k=-11/2$  از نوار سه شبه ذره‌ای برابر با  $k=17/2$   $1u_{13/2}[9/2] + 2\pi h_{11/2}[11/2, -3/2], k=17/2$  عبور کرده و در این صورت انرژی آن‌ها کاهش می‌یابد و به خط ایرست نزدیک می‌شود. بنابراین در دامنه‌ی اسپین به میزان  $9/2^+$  تا  $23/2^+$  خط ایرست، نوارهای تک‌ذره‌ای و در دامنه‌ی اسپین به میزان  $I \geq 29/2$ ، نوارهای دو پروتونی به علاوه‌ی تک نوترون را دربر می‌گیرد.

### ۲.۳ نسبت احتمالات گذار الکترومغناطیسی کاهش یافته $B(M1)/B(E2)$

دیگر کمیت مهم مرتبط با نمودار طیف ایرست در هسته، کاهش احتمالات گذر الکترومغناطیسی  $B(M1)$  و  $B(E2)$  است [۱۶].





شکل ۴. نسبت گذارهای الکترومغناطیسی  $B(M1)/B(E2)$  برای ایزوتوپ های  $^{185}\text{Os}$ - $^{187}\text{Os}$ - $^{189}\text{Os}$ .

ج)  $^{189}\text{Os}$ : نسبت  $B(M1)/B(E2)$  تدریجاً از اسپین  $\frac{13^+}{2}$  تا

اسپین  $\frac{27^+}{2}$  افزایش می‌یابد. این بدان معناست که ماهیت و طبیعت گذرها و انتقالات گاما در هسته در ابتدا بیش‌تر الکتریکی است و هسته کم‌ترین خاصیت مغناطیسی را دارد. سپس با افزایش یافتن اسپین و فرکانس دوران هسته، خاصیت مغناطیسی هسته افزایش می‌یابد. تا این‌که در اسپین  $\frac{29^+}{2}$  خاصیت مغناطیسی برای اول کاهش شدیدی می‌یابد.

زیرا در این اسپین باندهای تک- نوترونی  $k=9/2$ ،  $^{189}\text{Os}$   $[9/2, 11/2]$  و  $^{189}\text{Os}$   $[9/2, -11/2]$ ، باند سه شبه ذره‌ای  $k=17/2$ ،  $^{189}\text{Os}$   $[9/2, -3/2]$ ،  $^{189}\text{Os}$   $[9/2, 11/2]$  را قطع می‌کند. یعنی در این اسپین لختی دورانی افزایش و حرکت چرخشی هسته کاهش یافته و ویژگی‌های الکتریکی هسته به طور مختصر افزایش می‌یابد. نوکلئون‌ها در این اسپین در استوای هسته قرار می‌گیرند.

#### ۴. نتیجه‌گیری

به‌طور خلاصه، در این مقاله حالت‌های اسپین نسبتاً بالا برای ایزوتوپ‌های  $^{185}\text{Os}$ - $^{187}\text{Os}$ - $^{189}\text{Os}$ ، با استفاده از گذارهای الکترومغناطیسی کاهش یافته،  $B(M1)/B(E2)$ ، به ترتیب تا اسپین‌های  $^{189}\text{Os}$   $47/2^+$ ،  $^{187}\text{Os}$   $33/2^+$  و  $^{185}\text{Os}$   $31/2^+$  بررسی شده است. مشخص شد که گذارهای الکترومغناطیسی بیش‌تر به‌خاطر خاصیت مغناطیسی هسته است. در واقع با افزایش اسپین، فرکانس دوران هسته و نوکلئون‌های اطرافش افزایش می‌یابد و به دنبال آن خاصیت مغناطیسی زیاد می‌شود. اما در اسپین‌های  $^{189}\text{Os}$   $39/2^+$

الف)  $^{185}\text{Os}$ : نسبت  $B(M1)/B(E2)$  تدریجاً از اسپین  $\frac{13^+}{2}$

تا اسپین  $\frac{33^+}{2}$  افزایش می‌یابد. این بدان معناست که ماهیت و طبیعت گذرها و انتقالات گاما در هسته در ابتدا بیش‌تر الکتریکی است و هسته کم‌ترین خاصیت مغناطیسی را دارد. سپس با افزایش اسپین و فرکانس دوران هسته، خاصیت مغناطیسی هسته افزایش می‌یابد. تا این‌که در اسپین  $\frac{37^+}{2}$  خاصیت مغناطیسی برای اول کاهش شدیدی می‌یابد. زیرا در این اسپین نوارهای تک- نوترونی  $k=9/2$ ،  $^{185}\text{Os}$   $[9/2, 11/2]$  و  $^{185}\text{Os}$   $[9/2, -7/2]$ ،  $k=-7/2$  و نوارهای سه شبه ذره‌ای

$$^{185}\text{Os} \left[ -9/2, 11/2 \right] + 2\pi h_{11/2} \left[ 9/2, 5/2 \right], k=5/2$$

$$^{185}\text{Os} \left[ 9/2, 11/2 \right] + 2\pi h_{11/2} \left[ -3/2, 1/2 \right], k=7/2$$

قطع می‌کند. یعنی در این اسپین لختی دورانی افزایش و حرکت چرخشی هسته کاهش یافته و ویژگی‌های الکتریکی هسته به طور مختصر افزایش می‌یابد. نوکلئون‌ها در این اسپین در استوای هسته قرار می‌گیرند.

ب)  $^{187}\text{Os}$ : نسبت  $B(M1)/B(E2)$  تدریجاً از اسپین  $\frac{13^+}{2}$  تا

اسپین  $\frac{31^+}{2}$  افزایش می‌یابد. این بدان معناست که ماهیت و طبیعت گذرها و انتقالات گاما در هسته در ابتدا بیش‌تر الکتریکی است و هسته کم‌ترین خاصیت مغناطیسی را دارد. سپس با افزایش یافتن اسپین و فرکانس دوران هسته، خاصیت مغناطیسی هسته افزایش می‌یابد. تا این‌که در اسپین  $\frac{33^+}{2}$  خاصیت مغناطیسی برای اول کاهش شدیدی می‌یابد.

زیرا در این اسپین نوارهای تک- نوترونی  $k=9/2$ ،  $^{187}\text{Os}$   $[9/2, 11/2]$  و  $^{187}\text{Os}$   $[9/2, -11/2]$ ، نوارهای سه شبه‌ذره‌ای  $k=-11/2$ ،  $^{187}\text{Os}$   $[9/2, 9/2]$ ،  $^{187}\text{Os}$   $[9/2, -11/2]$ ،  $^{187}\text{Os}$   $[9/2, 11/2]$ ،  $k=-5/2$ ،  $^{187}\text{Os}$   $[9/2, -9/2]$  را قطع می‌کند. یعنی در این اسپین لختی دورانی افزایش و حرکت چرخشی هسته کاهش یافته و ویژگی‌های الکتریکی هسته به طور مختصر افزایش می‌یابد. نوکلئون‌ها در این اسپین در استوای هسته قرار می‌گیرند.



8. G. Krishan, et al, *Study of neutron-rich Mo isotopes by the projected model approach*, **Pramana**, **83**, 341, (2014).
9. D. Ram, R. Devi, S.K. Khosa, *Microscopic study of positive-parity yrast bands of  $^{224-238}\text{Th}$  isotopes*, **Pramana**, **80**, 341 (2013).
10. R. Devi, B.D. Sehgal, S.K. Khosa, *Projected shell model description of high spin states in  $^{124}\text{Ce}$* , **Phys Rev C**, **72**, 064304 (2005).
11. M. Shahriarie, S. Mohammadi, Z. Firouzi, *Study of Back Bending in  $^{157};^{158}\text{Er}$  Isotopes by Using Electromagnetic Reduced Transition Probabilities*, **J. Korean Phys. Soc.**, **76**, 8 (2020).
12. M. Moonesi, A. Haghpeima, M. Shahriarie, *Study of the nucleon-rich effect in  $^{158}\text{Er}$  and  $^{185}\text{Os}$  rare-earth nuclei using the projected shell model*, **J. Korean Phys. Soc.**, **76**, 8 (2020).
13. J. Bardeen, L.N. Cooper, J.R. Schrieffer, *Theory of Superconductivity*, **Phys. Rev.**, **108**, 1175 (1957).
14. P. Möller, et al, *Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM (2012)*, **Atomic Data and Nuclear Data Tables**, **109**, 1 (2016).
15. J.A. Sheikh, Y. Sun, P.M. Walker, *Projected shell model analysis of tilted rotation*, **Phys. Rev. C**, **75**, 26 (1998).
16. Y. Sun, J. Egido, *Angular-Momentum-Projected description of the yrast line of dysprosium isotopes*, **Nucl. Phys.**, **A 580**, 1 (1994).
17. A. Bohr, B.R. Mottelson, *Nuclear Structure* (World Scientific, Singapore/New Jersey/ London/ Hong Kong, 1998), Vol. I, Sec. 3 (1998).
18. B. Castel, I.S. Towner, *Modern Theories of Nuclear Moments*, Sec. 3 and 4 (Clarendon Press, Oxford, 1990).
19. B. Alex, *Lecture Notes in Nuclear Structure Physics*, Sec. 4 (National Superconducting Cyclotron Laboratory and Department of Physics and Astronomy, Michigan, 2005).

مقطع کاهش زیادی می‌یابد و خاصیت الکتریکی هسته زیاد می‌شود. که به علت قطع- شدگی نوارهای تک- نوترونی با نوارهای سه شبه ذره‌ای دوپروتونی + تک‌نوترونی در طیف ایرست است. به عبارتی تمام نوکلئون‌ها در این اسپین‌ها در یک جهت در استوای هسته قرار می‌گیرند.

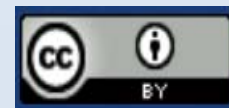
همچنین مشاهده شده است که به طور کلی با افزایش تعداد نوکلئون‌ها، روند افزایش نسبت گذارهای الکترومغناطیسی یکسان است ولی افت ناگهانی در گذارها در اسپین‌های پایین تر رخ می‌دهد. به عبارتی یعنی هرچه تعداد نوکلئون‌های اطراف هسته کمتر باشد، هسته سریع‌تر می‌تواند نوکلئون‌ها را در استوای خود قرار دهد.

## مراجع

1. A. Bohr, B. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. II, Sec 4, (World Scientific, Singapore/New Jersey/ London/Hong Kong, 1998).
2. S.G. Nilsson, *Binding states of the Individual in Strongly Deformed Nuclei*, **Math. Phys. Med.**, **16**, 3 (1955).
3. K. Hara, Y. Sun, *Projected Sell Model and High-Spin Spectroscopy*, **Int. J. Mod. Phys, E 4**, 637 (1995).
4. Y. Sun, K. Hara, *Fortran Code of the projected shell model: feasible shell model calculations for heavy nuclei*, **Comput. Phys. Commun.**, **104**, 245 (1997).
5. B. Slathia, R. Devi, S.K. Khosa, *Projected shell model study of band spectra and electromagnetic properties of  $^{160-164}\text{Ho}$* , **Nucl. Phys A**, **943**, 39 (2015).
6. T. Shizuma, et al, *High-Spin structure in  $^{185}\text{Os}$* , **Phys. Rev. C.**, **69**, 024305, (2004).
7. P. Verma, et al, *Projected shell model study of quasiparticle structure of arsenic isotopes*, **Nucl. Phys A**, **918**, 24 (2013).

## COPYRIGHTS

©2021 The author(s). This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution (CC BY 4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, as long as the original authors and source are cited. No permission is required from the authors or the publishers.



استناد به این مقاله

مریم مونسى، علیرضا حق پیمای، سعید محمدی (۱۴۰۱)، مطالعه گذارهای الکترومغناطیسی ایزوتوپ‌های فرد اوزمیوم ۱۸۹-۱۸۷-۱۸۵، ۱۰۰-۱۳۳-۱۳۸

DOR: 20.1001.1.17351871.1401.43.2.15.0

Url: [https://jonsat.nstri.ir/article\\_1392.html](https://jonsat.nstri.ir/article_1392.html)

