



نقش اوربیتال‌های پروتونی در نوارهای پایان‌پذیر در ناحیه جرمی $A \sim 160$

محدثه شایسته‌فر*، اعظم کاردان

گروه فیزیک هسته‌ای، دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، صندوق پستی ۳۶۴-۳۶۷۱۵، دامغان - ایران

چکیده:

پایان‌پذیری یک ویژگی منحصر بفرد در هسته‌های دورانی است که در آن هسته درون یک پیکربندی خاص، از حالتی با خاصیت تجمعی بالا در اسپین پایین به یک حالت غیر تجمعی در اسپین ماکزیمم تغییر پیدا می‌کند. تحقیق درباره‌ی این گذار تدریجی به مطالعه نوارهای دورانی در یک محدوده اسپینی وسیع مربوط می‌شود. این پدیده در نواحی جرمی مختلفی پیش‌بینی و مشاهده شده است. از جمله برخی از هسته‌های خاکی نادر در ناحیه جرمی $A \sim 160$ ، که دارای تعداد محدودی از نوترون‌ها و پروتون‌ها خارج پوسته‌های بسته نوترونی $N=82$ و پروتونی $Z=64$ هستند، این گذار را در محدوده اسپینی ۳۰ تا ۵۰ تجربه می‌کنند. در کار حاضر، ما با استفاده از روش نظری نیلسون-استروتینسکی کرنک شده و نیز مقایسه با نتایج تجربی، نوارهای دورانی پایان‌پذیر در هسته‌های ناحیه جرمی $A \sim 160$ ، با تمرکز بر روی ایزوتون $N=88$ ، را مورد بررسی قرار داده‌ایم تا نقش اوربیتال‌های پروتونی نزدیک سطح فرمی در نوارهای پایان‌پذیر این ناحیه را بیابیم.

کلیدواژه‌ها: پایان‌پذیری، اسپین ماکزیمم، نوار دورانی، روش نیلسون-استروتینسکی کرنک شده

Role of Proton Orbitals in Terminating Bands in $A \sim 160$ Mass Region

M. Shayestefar*, A. Kardan

School of Physics, Damghan University, P.O. Box: 36715-364, Damghan, Iran

Abstract:

Termination is a unique feature in rotating nuclei in which a nucleus evolves from high collectivity at low spin to the non-collective state at the maximum spin within a specific configuration. Research on this gradual transition is concerned with the study of rotational bands over a wide spin range. This phenomenon has been predicted and observed in different mass regions. Including, some of rare-earth nuclei in the $A \sim 160$ mass region with a limited number of neutrons and protons outside the $N = 82$ neutron and $Z = 64$ protons closed shells, undergo this transition in the spin range of 30 to 50. In the present work, we investigate terminating rotational bands in $A \sim 160$ mass region, focusing on $N=88$ isotones, using theoretical cranked Nilsson-Strutinsky approach (CNS) and also, comparison to the experimental results to find the role of the proton orbitals near the fermi surface in terminating bands of this region.

Keywords: Termination, Maximum Spin, Rotational band, Cranked Nilsson-Strutinsky approach



۱. مقدمه

با افزایش نوکلئون‌های ظرفیت، هسته در پایین‌ترین حالت انرژی تغییر شکل دائمی می‌یابد و شروع به دوران می‌کند. این نوع برانگیزش جمعی منجر به ظاهر شدن نوارهای دورانی خواهد شد. نیروی کوریولیس حاصل از دوران، به دو نوکلئون جفت شده دو نیروی خلاف جهت وارد می‌کند. با افزایش اسپین، در مقادیر اسپینی متوسط و در بعضی فرکانس‌ها انرژی دورانی هسته از انرژی موردنیاز برای شکستن زوج نوکلئون تزویج شده تجاوز می‌کند. بنابراین جفت‌ها شروع به شکسته شدن می‌کنند و رفته رفته با افزایش بیشتر اسپین تمام جفت‌های نوکلئونی شکسته شده و بردارهای اسپین تمام ذرات زوج‌های شکسته شده همراستا با محور دوران می‌شوند. در این حالت تکانه زاویه‌ای سیستم به حداکثر مقدار خود درون این پیکربندی رسیده است. سیستم در یک پیکربندی خاص، از حالتی با خاصیت تجمعی بالا در اسپین پایین به یک حالت غیرتجمعی در اسپین ماکزیمم تغییر پیدا می‌کند. این رویداد در هسته، «پایان‌پذیری» نام دارد. تحقیق درباره‌ی این گذار تدریجی از رفتار جمعی به غیرجمعی به مطالعه نوارهای دورانی در یک محدوده اسپینی وسیع مربوط می‌شود [۵-۱]. این پدیده در نواحی جرمی مختلفی پیش‌بینی و مشاهده شده است. تاریخچه مطالعات تجربی پایان‌پذیری نوار دورانی به حدود ۴۵ سال پیش، حدود ۱۹۷۵ میلادی، برمی‌گردد [۲].

هسته‌های خاکی نادر، ناحیه جرمی $A \sim 160$ ، با تعداد محدودی از نوترون‌ها و پروتون‌ها خارج پوسته‌های بسته نوترونی $N=82$ و پروتونی $Z=64$ در یک منطقه گذار قرار دارند که با افزایش اسپین، رفتار تجمعی آن‌ها به سرعت تغییر می‌کند و برخی از آن‌ها پایان‌پذیری را تجربه می‌کنند [۶، ۷].

تعداد روش‌های نظری که می‌تواند برای مطالعه نوارهای پایان‌پذیر در هسته‌های با جرم متوسط و سنگین استفاده شود، بسیار محدود است. حداقل در حال حاضر محاسبات درون یک مدل پوسته کروی معمولی برای چنین هسته‌هایی غیرممکن است. روش هارتری-فاک کرنک شده بر مبنای نیروهای اسکریم یا گوگنی^۲، نظریه میدان میانگین نسبیتی کرنک شده و روش پیکربندی وابسته به نیلسون-استروتینسکی کرنک شده بر پایه پتانسیل نیلسون کرنک شده از جمله روش‌های نظری هستند که در بررسی این پدیده بکار گرفته شده‌اند. اما در این میان روش "پیکربندی وابسته به نیلسون-استروتینسکی کرنک شده"^۳ بر مبنای پتانسیل نیلسون کرنک شده موفق‌ترین و پرکاربردترین روش است [۲].

در کار حاضر با استفاده از روش "پیکربندی وابسته به نیلسون-استروتینسکی کرنک شده" به بررسی نقش اربیتال‌های پروتونی نزدیک سطح فرمی در پایان‌پذیری هسته‌های ناحیه جرمی $A \sim 160$ ، با نگاهی ویژه به هسته‌های پایان‌پذیر ایزوتون $N=88$ پرداخته‌ایم.

۲. روش کار

برای توصیف هسته‌های دورانی در تکانه‌های زاویه‌ای بالا از چارچوب مدل کرنکینگ استفاده می‌شود که توسط انگلیس^۴ در سال ۱۹۵۴ میلادی ارائه شد. در این مدل میدان هسته‌ای با سرعت زاویه‌ای ثابت ω حول یک محور اصلی، معمولاً محور x ، دوران می‌کند و هامیلتونی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$H^\omega = H^0 - \omega j_x = \sum_i \text{occ} h_i^\omega \quad (1)$$

$$h^\omega = h - \omega j_x \quad (2)$$

2. Skyrme or Gogny
3. Configuration-dependent Cranked Nilsson-Strutinsky
4. Inglis

که در روابط بالا، H^ω : هامیلتونی در سیستم دورانی، H^0 : هامیلتونی کل در سیستم آزمایشگاه (هامیلتونی نیلسون با پارامترهای μ و κ)، J_z : مولفه x تکانه زاویه‌ای تک ذره‌ای، h^ω : هامیلتونی تک ذره در سیستم دورانی، h : هامیلتونی تک ذره در سیستم آزمایشگاه را نشان می‌دهند. با حل هامیلتونی تک ذره کرنک شده برای پتانسیل نوسانگر هماهنگ، انرژی‌های تک ذره حاصل می‌شود، اما محاسباتی که شامل جمع روی اربیتال‌های تک ذره‌ای بدست‌آمده از پتانسیل‌های پدیده‌شناختی، مانند نیلسون یا وودساکسون، هستند تقریب‌های نامناسبی از خواص میانگین هسته‌ای و تغییر شکل‌های وابسته به آن‌ها و انرژی کل را حاصل می‌کند [۲، ۳].

به منظور غلبه بر این مشکلات، در روش نظری با عنوان «پیکربندی وابسته به نیلسون-استروتینسکی کرنک‌شده (CNS)» انرژی‌های کل براساس مدل کرنکینگ با رفتار قطره مایع دورانی نرمالیزه می‌شوند. در واقع این روش، توصیف مکانیک کوانتومی هسته با استفاده از یک پتانسیل پدیده‌شناختی، پتانسیل نیلسون، است که با توصیف ماکروسکوپی بوسیله مدل قطره مایع همراه شده است. بدلیل ترکیب این دو مدل، گاهی از مدل CNS به عنوان یک روش میکروسکوپی-ماکروسکوپی یاد می‌شود [۲، ۸]. در این روش انرژی کل هسته در یک تغییر شکل خاص $\bar{\epsilon} \equiv (\epsilon_2, \gamma, \epsilon_4)$ و در یک اسپین خاص به صورت مجموع انرژی قطره مایع دورانی و انرژی پوسته‌ای مشخص می‌شود [۲ و ۳].

$$E_{tot} = E_{macro} + E_{shell} \quad (3)$$

که در آن E_{macro} انرژی قطره مایع دورانی است که با استفاده از مدل قطره مایع LSD [۹]، در بخشی از محاسبات CNS بدست می‌آید و E_{shell} انرژی پوسته‌ای است که با استفاده از رابطه زیر

$$E_{sh}(I_0) = \sum e_i(\omega_i \bar{\epsilon})_{I=I_0} - \sum e_i(\bar{\omega}_i \bar{\epsilon})_{I=I_0} \quad (4)$$

بصورت اختلاف بین مجموع انرژی‌های تک‌ذره گسسته و پیوسته که به ترتیب از حل هامیلتونی تک‌ذره نیلسون کرنک شده و از تابع استروتینسکی [۱۰] بدست می‌آید که همگی در بخش‌های مختلف از محاسبات CNS محاسبه و بدست آورده می‌شوند [۲]. پارامترها و علامت دو عدد کوانتومی خوب در این مدل هستند. در روش CNS اربیتال‌ها درون هر پوسته N ، به اربیتال‌های z بالا^۵ و z پایین^۶ گروه‌بندی می‌شوند. اربیتال‌های z بالا از سایر اربیتال‌های همان پوسته، که می‌توانند با آنها برهم کنش داشته باشند، نسبتاً دور هستند. بقیه اربیتال‌های باقی مانده در پوسته N با نام z پایین برچسب‌گذاری می‌شوند [۲].

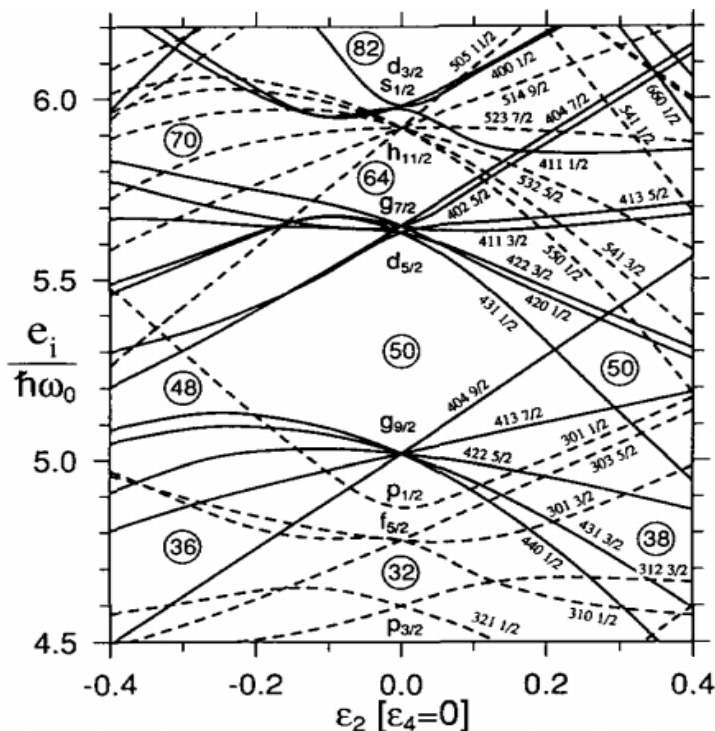
در این مقاله با استفاده از روش CNS به مطالعه نوارهای پایان‌پذیر در چهار ایزوتون $N=88$ پرداخته و نقش اربیتال‌های پروتونی نزدیک سطح فرمی در پایان‌پذیری این هسته‌ها و بطور کلی‌تر در ناحیه جرمی $A \sim 160$ را بررسی می‌کنیم.

۳. نتایج

برای هسته‌های خاکی نادر با $A \sim 160$ ، سطح فرمی پروتونی و نوترونی بالای گپ پوسته‌ای $Z=64$ و $N=82$ قرار دارد. اربیتال‌های نزدیک سطح فرمی $(g_{7/2}d_{5/2})$ ، $h_{11/2}$ برای پروتون‌ها و $(h_{9/2}f_{7/2})$ ، $i_{13/2}$ برای نوترون‌ها هستند. در محدوده مورد مطالعه ما اربیتال‌های $h_{11/2}$ و $(g_{7/2}d_{5/2})$ که در شکل ۱ مشخص است، بترتیب z بالا و z پایین برای پروتون‌ها هستند.

⁵ High-j

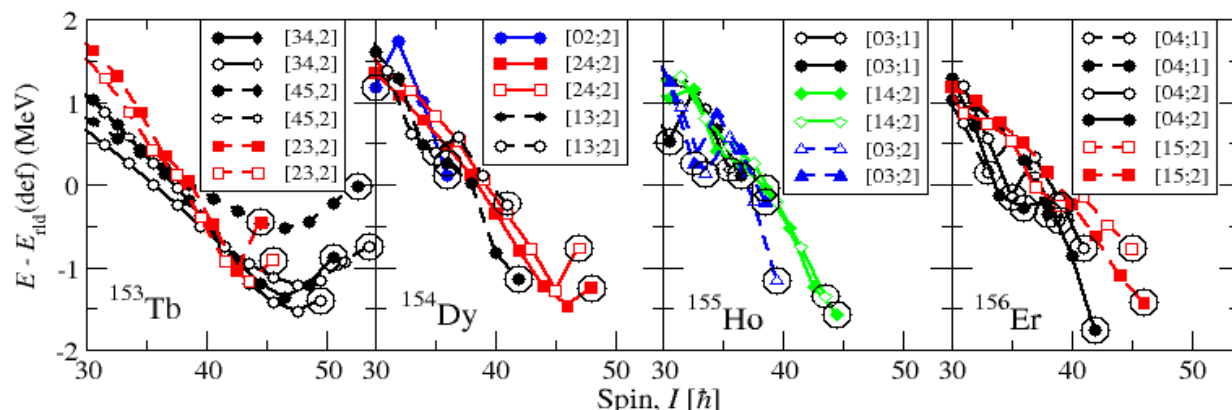
⁶ Low-j



شکل ۱. انرژی‌های تک ذره پروتونی برحسب پارامتر تغییرشکل چارقطبی [۵].

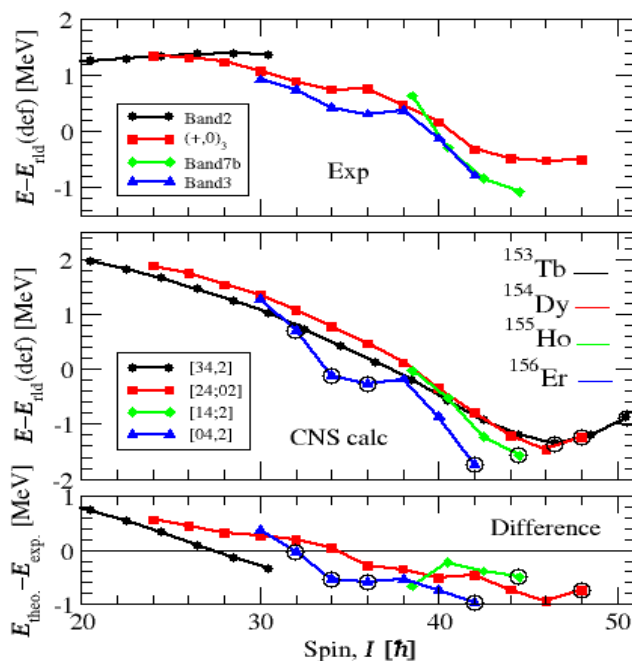
نمودارهای انرژی‌های برانگیختگی نوارهای دورانی برحسب اسپین به کرات در توصیف خواص اسپین بالای هسته‌های دورانی استفاده می‌شوند. هرچند بدلیل اینکه اصولاً چند نوار دورانی در مجاورت خط ایرست وجود دارند و ممکن است نمودارشان بهم نزدیک یا رویهم بیافتد، چنین نمودارهایی اطلاعات کمی ارائه می‌دهند. یک روش حساس‌تر تفریق یک مرجع دوران صلب میانگین است. این نمودار که با عنوان $E(I) - E_{RLD}(I)$ مشهور است، اطلاعات قابل توجه و جزئی‌تری از نوارهای دورانی ارائه می‌دهد. نمودارها در شکلهای ۲ تا ۴ همان $E(I) - E_{RLD}(I)$ هستند که از محاسبات کد CNS استخراج شده است. به دلیل چشم‌پوشی از اثرات جفت‌شدگی در این روش، محاسبات می‌تواند برای اسپین‌های بالای $I \sim 20(\hbar)$ واقع‌بینانه در نظر گرفته شود.

پیکربندی‌های نوکلئونی در این ناحیه جرمی اغلب از نمادگذاری $[p_1 p_2; n]$ پیروی می‌کنند که در آن p_1 و p_2 به ترتیب تعداد حفره‌های پروتونی در $(g_{7/2} d_{5/2})$ ، تعداد پروتون‌های $h_{11/2}$ و تعداد نوترون‌های $i_{13/2}$ نسبت به قلب بسته $^{146}_{64}Gd$ هستند. شکل ۲ پایین‌ترین پیکربندی‌های پایان‌پذیر محاسبه شده توسط کد CNS تا حدود اسپین ۵۰ را برای هسته‌های $^{154}_{66}Dy$ ، $^{155}_{67}Ho$ ، $^{156}_{68}Er$ نشان می‌دهد که همگی ایزوتون $N=88$ هستند. با یک نگاه کلی، تغییر در مقادیر انرژی، اسپین ماکزیمم، شیب نمودارها در نزدیکی پایان‌پذیری هم با تغییر نوع هسته و هم در یک هسته را می‌توان درک کرد. عامل این تغییرات، تغییر تعداد نوکلئون‌های ظرفیت در پوسته‌های ز بالا و ز پایین و نیز تعداد حفره درون قلب بسته $^{146}_{64}Gd$ است که پارامترهای تغییرشکل هسته را تغییر می‌دهند و منجر به گذار شکل در پایان‌پذیری می‌شوند.



شکل ۲. پایین‌ترین نوارهای دورانی پایان پذیر محاسبه شده برای چهار ایزوتون $N=88$.

در شکل ۳، اثر تعداد حفره در قلب $^{146}_{64}Gd$ برای این چهار ایزوتون $N=88$ نشان داده شده است. پنل بالایی شکل ۳، منحنی‌های انرژی برانگیختگی برای نوارهای تجربی هسته‌های $^{153}_{65}Tb$ ، $^{154}_{66}Dy$ ، $^{155}_{67}Ho$ ، $^{156}_{68}Er$ [۱۴] و پنل وسطی نوارهای نظری بدست آمده از کد CNS را نشان می‌دهد که رفتار آن‌ها مشابه نوارهای تجربی است. مقایسه در پنل پایینی، توافق نسبتاً خوبی را بین نتایج تجربی و نظری نشان می‌دهد.

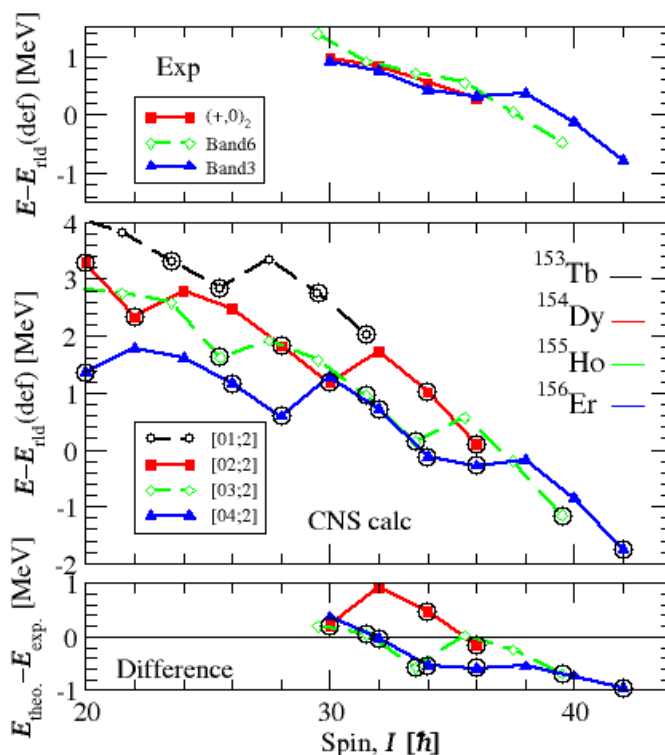


شکل ۳. منحنی‌های $E-E_{RLD}$ تجربی (پنل بالایی) و نظری (پنل وسطی) و مقایسه آن‌ها (پنل پایینی) برای $^{153}_{65}Tb$ ، $^{154}_{66}Dy$ ، $^{155}_{67}Ho$ ، $^{156}_{68}Er$ در پیکربندی‌های با تعداد پروتون ثابت در اربیتال $h_{11/2}$.

با توجه به نمودار نیلسون در شکل ۱، برای ایجاد حفره پروتونی در قلب باید در اربیتال $(g_{7/2}d_{5/2})$ برانگیختگی ذره-حفره اتفاق بیافتد. همانطور که در شکل ۳ مشاهده می‌کنید با افزایش عدداتمی و ثابت نگه داشتن پیکربندی نوترونی، (۱) تعداد حفره در قلب در

پایین‌ترین نوارهای پایان‌پذیر کاهش می‌یابد (۲) اسپین ماکزیمم هر پیکربندی و نیز انرژی مربوط به آن کاهش می‌یابد (۳) نوع پایان‌پذیری در پیکربندی‌های با دو و سه حفره در قلب از نوع "نامطلوب"^۷ و با یک و صفر حفره در قلب "مطلوب"^۸ هستند. در نامگذاری انواع پایان‌پذیری، اگر شیب منحنی انرژی‌های برانگیختگی برحسب اسپین در آخرین واحدهای اسپینی نزدیک پایان‌پذیری رو به پایین باشد آنرا مطلوب می‌نامند؛ اما اگر این منحنی ابتدا شیب رو پایین و سپس در چند اسپین آخر تا پایان‌پذیری شیب رو به بالا داشته باشد، آنرا نامطلوب نامند [۲].

در شکل ۴ با ثابت نگه داشتن تعداد پیکربندی نوترونی، اثر تعداد پروتون در اربیتال $h_{11/2}$ برای چهار ایزوتون $N=88$ نشان داده شده است. همه نوارهای مورد بررسی بدون حفره در قلب هستند یعنی قلب شکسته نشده و دست نخورده باقی مانده است.



شکل ۴. منحنی‌های $E-E_{nld}$ تجربی (پنل بالایی) و نظری (پنل وسطی) و مقایسه آن‌ها (پنل پایینی) برای ^{153}Tb ، ^{154}Dy ، ^{155}Ho ، ^{156}Er در پیکربندی‌های بدون حفره پروتونی در قلب.

با افزایش عدداتمی: (۱) نوارهای پایان‌پذیر به انرژی‌های برانگیختگی پایین‌تر تنزل پیدا می‌کنند و این تنزل با افزایش اسپین شدت بیشتری می‌یابد که نشان‌دهنده قرارگرفتن آن‌ها در مسیر یا نزدیکی خط ایرست هسته‌ها است. مشاهده هم‌تای تجربی در هسته‌های ^{156}Er ، ^{155}Ho ، ^{154}Dy می‌تواند تاییدی برای این مطلب باشد و دیگر موید اینکه، پیکربندی $[0_1; 2]$ در ^{153}Tb بدلیل داشتن انرژی بالا و در نتیجه دور از ایرست هم‌تای تجربی ندارد. (۲) اسپین ماکزیمم درون هر پیکربندی، در مقادیر بالاتری تشکیل می‌شود. (۳) پایان‌پذیری برای همه نوارهای تجربی و نظری از نوع مطلوب است و نشان از این دارد که نوع پایان‌پذیری با ثابت نگه داشتن تعداد حفره، بستگی به تعداد پروتون در اربیتال $h_{11/2}$ بالا ندارد.

⁷ Unfavoured

⁸ Favoured

۴. بحث و نتیجه گیری

اثر دو عامل تعداد حفره پروتونی در اربیتال $(g_{7/2}d_{5/2})$ و تعداد پروتون در اربیتال $h_{11/2}$ بر نوارهای پایان‌پذیر ناحیه جرمی $A \sim 160$ را مورد بررسی قرار دادیم. با توجه به اینکه با افزایش عدد اتمی؛ پیکربندی‌های پایان‌پذیر ایرست همزمان با کاهش تعداد حفره در قلب، از نوع نامطلوب به مطلوب تبدیل می‌شوند. به نظر می‌رسد حضور حفره در قلب نقش بسیار موثری در شیب منحنی قبل از پایان‌پذیری و در نتیجه نوع پایان‌پذیری دارد. بدین معنی که حضور حفره در چینش نوکلئون‌ها، دست یافتن به آخرین واحدهای اسپینی را مشکل ساخته و شیب نمودار را رو به بالا می‌سازد. همچنین نتایج بدست آمده در نمودارها نشان می‌دهد که برخلاف حفره‌های پروتونی، تعداد پروتون در اربیتال $h_{11/2}$ تاثیر چندانی بر نوع پایان‌پذیری ندارد. از آنجا که در مراجع [۲، ۶] تعداد نوکلئون کافی برای رخداد پایان‌پذیری در این ناحیه جرمی حدود ۱۰ الی ۱۵ ذره ظرفیت ذکر شده است می‌توان نتیجه گرفت که علت حضور حفره در پیکربندی‌های پایان‌پذیر، ناکافی بودن ذرات ظرفیت آنها است؛ از جمله ^{153}Tb با ۷ ذره ظرفیت و ^{154}Dy با ۸ ذره ظرفیت.

مراجع

1. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure* (W. A. Benjamin Inc., New York, 1975), Vol. II.
2. A. Afanasjev et al., *Termination of rotational bands: disappearance of quantum many-body collectivity*, Physics reports 322, 1 (1999).
3. I. Ragnarsson, and S.G. Nilsson, *Shapes and shells in nuclear structure*, Cambridge university press (2005).
4. P. Banerjee, *A brief review of intruder rotational bands and magnetic rotation in the $A=110$ mass region*, Physica Scripta 93, 054001 (2018).
5. A. Afanasjev and I. Ragnarsson, *Gradual loss of collectivity in rotational bands in the $A \sim 110$ ($Z \geq 50$, $N \sim 60$) mass region*, Nucl. Phys. A 591, 387 (1995).
6. T. Bengtsson and I. Ragnarsson, *Shape Changes, Band Crossings and Band Terminations in the Very High Spin Region of $A=150-160$ Nuclei*, Physica Scripta T5, 165 (1983).
7. E.S. Paul et al., *Recent results at ultrahigh spin: Terminating states and beyond in mass 160 rare-earth nuclei*, Acta Phys. Polon. B 46, 487 (2015).
8. B. Gillis Carlsson, *Models for rotating nuclei-Cranking and rotor+particles coupling*, Ph. D. thesis, Lund University, (2007).
9. K. Pomorski and J. Dudek, *Nuclear liquid-drop model and surface-curvature effects*, Phys. Rev. C 67, 044316 (2003).
10. V. Strutinsky, *Shell effects in nuclear masses and deformation energies*, Nucl. Phys. A 95, 420 (1967).
11. D. J. Hartley et al., *Persistence of collective behavior at high spin in the $N=88$ nucleus ^{153}Tb* , Phys. Rev. C 91, 057301 (2015).
12. W.C. Ma et al., *Competition between terminating and collective structures above spin $40\hbar$ in ^{154}Dy* , Phys. Rev. C 65, 034312 (2002).
13. J. M. Rees et al., *High-spin terminating states in the $N=88$ ^{155}Ho and ^{156}Er isotones*, Phys. Rev. C 91, 054301 (2015).
14. E. S. Paul et al., *Loss of collectivity in the transitional ^{156}Er nucleus at high spin*, Phys. Rev. C 79, 044324 (2009).