

بررسی ساختار هسته ^{160}Dy با استفاده از تقارن دینامیکی جزئی $SU(3)$

ناصر فولادی- محمد علی جعفریزاده - جواد فولادی- علیرضا موحدی نیا- هادی صبری*

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، گروه فیزیک هسته ای

چکیده

در این مقاله هسته ^{160}Dy با استفاده از مفاهیم تقارن دینامیکی جزئی در چارچوب حد تقارنی $SU(3)$ مدل اندرکنش بوزونی مورد مطالعه قرار گرفته است. مقایسه پیش بینی های تقارن دینامیکی جزئی $SU(3)$ برای ترازهای انرژی و احتمال گذارهای چهار قطبی الکتریکی با آخرین داده های تجربی موجود، تطابق قابل قبولی را نشان می دهد. همچنین توانائی این مدل برای توصیف بهتر باندهای انرژی β و γ در هسته های تغییر شکل یافته در محدوده جرمی $150 \leq A < 180$ تأیید می شود.

کلمات کلیدی: تقارن دینامیکی^۱، تقارن دینامیکی جزئی^۲، مدل اندرکنش بوزونی^۳.

مقدمه

طی سه دهه ی اخیر، تقارن های دینامیکی بطور گسترده در بسیاری از سیستم های پیچیده بکار گرفته شده اند که منجر نتایج و دستاورد های مهم در شاخه های مختلف علوم از جمله مدل اندرکنش بوزونی در فیزیک هسته ای شده است [۱-۲]. تقارن های دینامیکی را می توان به منزله حالت های تکامل یافته و اصلاح شده ی مفاهیم تقارنی در نظر گرفت. نظریه ی تقارن های دینامیکی جزئی [۳-۶] بمنظور توسعه و تکمیل مفاهیم تقارن های مطلق و تقارن های دینامیکی مطرح شده اند. به بیان دیگر، مزایای تقارن های دینامیکی را حفظ و معایب آنها را بر طرف می سازند. مزیت اندرکنش های با تقارن دینامیکی جزئی در بکارگیری یک روند کنترل شده بدون آسیب زدن به نتایج قبلی بدست آمده توسط تقارن دینامیکی برای بخشی از طیف انرژی می باشد. مفاهیم کلی والگوریتیم ساخت هامیلتونین با تقارن دینامیکی جزئی در حدود تقارنی متفاوت مدل اندرکنش بوزونی در مراجع [۳،۶] بررسی شده است. از طرفی ارتباط بین پیش بینی های تقارن دینامیکی جزئی $SU(3)$ با اسپکتروسکوپی هسته ی ^{168}Er در مرجع [۴] بررسی شده است که با توجه به توافق مناسب بین نتایج این مدل با داده های تجربی، این هسته را به عنوان نمونه ی مناسبی برای نمایش تقارن دینامیکی جزئی $SU(3)$ معرفی می نماید. هدف اصلی این مطالعه بررسی قابلیت و توانایی این ساختار تقارنی میانی در تحلیل و بررسی سیستم های هسته ای می باشد. برای این منظور در این مطالعه هسته ی ^{160}Dy که بعنوان نمونه ای نوعی از هسته های تغییر شکل یافته ی کشیده^۴ در منطقه ی خاک های نادر می باشد در نظر گرفته شده است. این هسته بدلیل دارا بودن حالت های برانگیخته ی مناسب بمنظور اندازه گیری دامنه ی حالت های برانگیخته بکار می رود.

^۱Dynamical symmetry (DS)

^۲Partial Dynamical symmetry (PDS)

^۳Interacting Boson Model (IBM)

^۴ axially deformed prolate nuclei

روش کار

• هامیلتونین مدل IBM با تقارن دینامیکی جزئی $SU(3)$

تقارن دینامیکی $SU(3)$ یک ساختار تقارنی مناسب برای بررسی و توصیف هسته های تغییر شکل یافته محوری^o می باشد. مطالعات اولیه برای بررسی ساختار این دسته از هسته ها توسط ایلپوت⁶ [۲] در قالب مدل هندسی تجمعی صورت پذیرفته است. از طرف دیگر، هسته های تغییر شکل یافته ی محوری در چارچوب مدل اندرکنش بوزونی توسط یک چرخنده ی متقارن با نوارهای β و γ تبهگن توصیف می شوند. در نمایش تقلیل ناپذیر $SU(3)$ ، به ازای هر (λ, μ) داده شده، هر مقدار K معرف یک باند دورانی می باشد و حالت های با L یکسان در باند های K مختلف تبهگن می باشند. پایین ترین نمایش تقلیل ناپذیر $SU(3)$ ، $(2N, 0)$ می باشد که باند پایه $g(K=0)$ هسته های تغییر شکل یافته ی کشیده را توصیف می کند. اولین حالت برانگیخته ی نمایش تقلیل ناپذیر $SU(3)$ ، $(2N-4, 2)$ است که شامل هر دو باند $\beta(K=0_2^+)$ و $\gamma(K=2_1^+)$ می باشد. این تبهگنی ناخواسته ی باند های $\beta-\gamma$ که ویژگی مشخصه ی حد $SU(3)$ در مدل IBM می باشد را می توان با افزودن جملات اضافی از زنجیره های دیگر به هامیلتونین $SU(3)$ از بین برد. در چارچوب مدل IBM با اندرکنش های حداکثر دوجسمی چنین شکست تقارنی توسط وارنر، کستن و دیویدسون^y پیشنهاد داده شده است [۸،۹]. در این رهیافت، یک سری جملات از زنجیره های دیگر به هامیلتونین $SU(3)$ افزوده شده است، تقارن $SU(3)$ بطور کامل شکسته شده و تمامی ویژه حالت ها در هم مخلوط میشوند و هیچ یک از ویژگیهای مفید تقارن های دینامیکی باقی نمی ماند. در مقایسه با این روش تقارن دینامیکی جزئی $SU(3)$ مطرح می باشد که توسط لویاتان[^] [۴] پیشنهاد داده شد. تقارن دینامیکی جزئی $SU(3)$ متناظر با یک نوع بخصوصی از شکست تقارن $SU(3)$ می باشد که در آن ویژگیهای مفید تقارنهای دینامیکی از قبیل حل پذیری و... برای بخشی از سیستم همچنان حفظ می گردد. هامیلتونین تقارن دینامیکی $SU(3)$ متشکل از یک ترکیب خطی از عملگرهای کازیمیر گروههای $SU(3)$ و $O(3)$ می باشد. هامیلتونین تقارن دینامیکی جزئی $SU(3)$ با اندرکنش دوزره ای در چارچوب مدل اندرکنش بوزونی به صورت زیر تعریف می شود [۶].

$$\hat{H}_{PDS} = \hat{H}(h_0, h_2) + CC_{O(3)} = \hat{H}_{DS} + (h_0 - h_2)P_0^\dagger P_0 \quad (1)$$

که در این رابطه $\hat{H}(h_0, h_2) = h_0 P_0^\dagger P_0 + h_2 P_2^\dagger \cdot \vec{P}_2$ هامیلتونین با تقارن جزئی برای اندرکنش های دو ذره ای می باشد. عملگرهای $P_0^\dagger = d^\dagger \cdot d^\dagger - 2(s^\dagger)^2$ و $P_{2\mu}^\dagger = 2d_\mu^\dagger s^\dagger + \sqrt{7}(d^\dagger d^\dagger)_\mu^{(2)}$ عملگرهای جفت بوزونی به

^o axially deformed nuclei⁶ Elliott^y Warner- Casten- Davidson (WCD)[^] Leviatan

ترتیب با تکانه های زاویه ای $L = 0, 2$ در مدل اندرکنش بوزونی و $\hat{C}_{O(3)}$ نیز معرف عملگر کازیمیر گروه $O(3)$ هستند. به ازای $h_0 = h_2$ هامیلتونین $\hat{H}(h_0, h_2)$ بعنوان اسکالر $SU(3)$ و به ازای $h_0 = -5h_2$ این هامیلتونین بصورت یک تانسور $(2, 2)$ از $SU(3)$ می باشد. با اینکه $\hat{H}(h_0, h_2)$ اسکالر $SU(3)$ نیست ولی دارای یک زیر مجموعه ای از حالت های قابل حل با تقارن خوب $SU(3)$ می باشد. از طرفی جمله دورانی $O(3)$ افزوده شده که باعث تبدیل شدن تقارن جزئی $SU(3)$ به تقارن دینامیکی جزئی $SU(3)$ شده سبب جداشدگی $L(L+1)$ ترازهای انرژی می شود. البته این جمله هیچگونه تاثیری روی توابع موج نداشته و در نتیجه تبهگنی نا خواسته ی $\beta - \gamma$ از بین خواهد رفت. مطابق با دستورالعملی که در مرجع [۶] معرفی شده است، حالت های قابل حل هامیلتونین که همچنان تقارن $SU(3)$ خود را حفظ می کنند، یعنی اعضای نوار های $g(K=0)$ و $\gamma^k(K=2k)$ بصورت زیر بیان می شوند.

$$g(K=0): |N, (2N, 0), K=0, L\rangle \Rightarrow E_{PDS} = CL(L+1), L=0, 2, \dots, 2N \quad (2a)$$

$$\gamma^k(K=2k): |N, (2N-4k, 2k), K=2k, L\rangle \Rightarrow E_{PDS} = 6h_2k(2N-2k+1) + CL(L+1), \quad L=K, K+1, \dots, (2N-2k) \quad (2b)$$

طیف انرژی باند β نیز بصورت وردشی با استفاده از حالت های ذاتی β برای مقادیر N های بزرگ از روی هامیلتونین \hat{H}_{PDS} تعیین می شود و بصورت زیر خواهد بود.

$$\varepsilon_\beta = 4N(h_0 + h_2) + CL(L+1) \quad (3)$$

هامیلتونین \hat{H}_{PDS} ، با سه پارامتر h_0, h_2, C مشخص می شود. مقادیر C, h_2 به ترتیب از روی اختلاف انرژی های $[E(\gamma_g^+) - E(\gamma_\gamma^+)]$ و $[E(\gamma_g^+) - E(\gamma_0^+)]$ طیف تجربی هسته ی مورد نظر استخراج می شوند و پارامتر h_0 نیز بمنظور تولید کردن انرژی قله ی باند β تغییر می کند و از طریق انرژی تجربی $E(\beta_0^+)$ بدست می آید. بمنظور تعیین این کمیت ها برای هسته ی مورد به روش زیر عمل می کنیم

$$C = \frac{1}{6} [E(\gamma_g^+) - E(\gamma_0^+)] \quad , \quad h_2 = \frac{[E(\gamma_\gamma^+) - E(\gamma_g^+)]}{6(2N-1)} \quad , \quad h_0 = \frac{2E(\beta_0^+) - 8Nh_2}{16N} \quad (4)$$

بمنظور تعیین این کمیت ها برای هسته ی مورد نظر با تعداد کل بوزون $N=14$ ، با بکار گیری آخرین داده های تجربی [۱۱]، مقادیر کمیت های مورد نظر به صورت $h_2 = 5.4$ ، $h_0 = 8.7$ و $C = 14.4 \text{ keV}$ حاصل می شود.

• گذار های الکترومغناطیسی

احتمال گذارهای چهار قطبی الکتریکی^۹، $B(E2)$ ، بعنوان مهمترین مشاهده پذیر برای بررسی توانائی پیش بینی مدل های هسته ای در خصوص تابع موج حالت های مختلف فرض می شود. عمومی ترین شکل عملگر

^۹quadrupole transition probabilities

گذار $E2$ تک ذره ای که باید عملگر تانسوری هرمیتی از مرتبه دو بوده و همچنین تعداد کل بوزونها را نیز پایسته نگه دارد بصورت زیر بیان می شود [۶].

$$T(E2) = \alpha Q^{(2)} + \theta \Pi^{(2)} \quad (5)$$

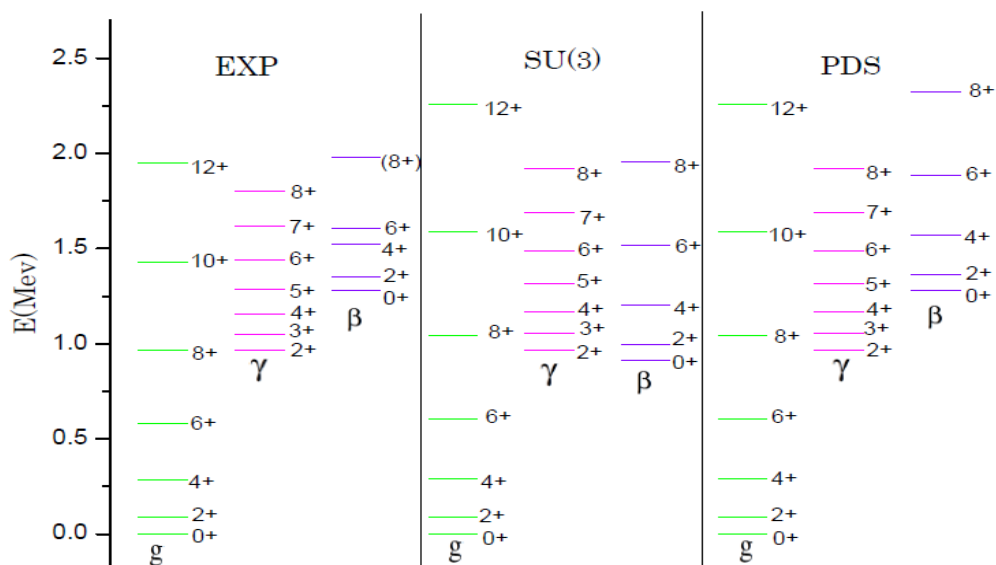
در این رابطه $Q^{(2)} = (d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}) - \frac{\sqrt{7}}{2} (d^\dagger \tilde{d})_\mu^{(2)}$ بعنوان مولد چهار قطبی $SU(3)$ و عملگر $\Pi^{(2)} = (d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d})$ نیز یک تانسور $(2,2)$ تحت $SU(3)$ می باشد. رابطه ی مربوط به گذار های چهار قطبی الکتریکی کاهش یافته بین دو حالت $I_i \rightarrow I_f$ بصورت زیر می باشد

$$B(E2; I_f \rightarrow I_i) = \frac{|\langle I_f || T(E2) || I_i \rangle|^2}{2I_i + 1} \quad (6)$$

با استفاده از شکل تحلیلی عناصر ماتریسی عملگر مورد نظر، موجود در مقالات [۷، ۱۰] برای احتمال های گذار بین بانندی، پارامتر های α و θ را به ترتیب با استفاده از مقادیر داده های تجربی $B(E2; 2_g^+ \rightarrow 0_g^+)$ و $B(E2; 2_\gamma^+ \rightarrow 0_g^+)$ تعیین می شوند که برای هسته ی ^{160}Dy برابر با $\theta/\alpha = 3.098$ حاصل می گردد.

نتایج

طیف انرژی حاصل از تقارن دینامیکی جزئی $SU(3)$ ، طیف انرژی تجربی و همچنین طیف انرژی مربوط به تقارن دینامیکی $SU(3)$ برای هسته ی ^{160}Dy در شکل ۱ نمایش داده شده است. همچنان که در مراجع [۴، ۶، ۸، ۹] بطور گسترده اشاره شده است، در طیف انرژی تجربی اکثر هسته های تغییر شکل یافته نوار $\beta(K=0)$ و $\gamma(K=2)$ تبهگن نمی باشند. بعبارت دیگر انتظار می رود که طیف انرژی مربوط به تقارن دینامیکی $SU(3)$ که از مساوی قرار دادن پارامتر های h و h_γ در رابطه ی (۱) نتیجه می شود و نشان دهنده ی تبهگنی این باند ها می باشد، انحراف قابل توجهی نسبت به داده های تجربی را نشان می دهد. از بین بردن تبهگنی ناخواسته ی $\beta-\gamma$ که از محاسبات تقارن دینامیکی جزئی $SU(3)$ نتیجه شده است یک ارتقاء و بهبود کیفی عالی در توصیف طرح نوار های انرژی را نسبت به پیش بینی های تقارن دینامیکی $SU(3)$ نشان می دهد. از شکل ۱ می توان توافق بیشتر مابین پیش بینی های تقارن دینامیکی جزئی $SU(3)$ و طیف انرژی تجربی هسته ی در نظر گرفته شده را مشاهده کرد. در طیف انرژی تجربی اکثر هسته های تغییر شکل یافته باند β در موقعیت بالای باند γ قرار می گیرد که در مورد طیف انرژی تجربی هسته ی ^{160}Dy نیز مشاهده می شود و بخوبی این بالاتر بودن باند β توسط تقارن دینامیکی جزئی $SU(3)$ پیش بینی شده است.



شکل ۱. طیف انرژی هسته $^{160}_{66}\text{Dy}$ با تعداد کل بوزون $N=14$: مقادیر انرژی تجربی با مقادیر انرژی محاسبه شده از مدل IBM، یکبار با تقارن دینامیکی $SU(3)$ و بار دیگر با تقارن دینامیکی جزئی $SU(3)$ مقایسه شده است.

در جدول ۱ مقادیر $B(E2)$ محاسبه شده برای حالت‌های موجود در داخل نوارهای g, β, γ هسته ^{160}Dy با مقادیر تجربی و مقادیر مربوط به محاسبات تقارن دینامیکی $SU(3)$ مقایسه شده است. نتایج بدست آمده توافق خوبی را با مقادیر تجربی نسبت به محاسبات تقارن دینامیکی $SU(3)$ از خود نشان می‌دهد.

جدول ۱. مقایسه مقادیر $B(E2)$ محاسبه شده برای هسته ^{160}Dy با مقادیر تجربی [۱۱] و مقادیر مربوط به محاسبات تقارن دینامیکی $SU(3)$ بر حسب واحد وایسکوف ($W.U.$).

نوع گذار	J_i^π	J_f^π	مقادیر تجربی (EXP)	PDS	DS
$B(E2; g, L \rightarrow g, L')$	2_g^+	0_g^+	۳۰۵,۴۶	۲۸۸,۳۳	۲۶۹,۲۱
	4_g^+	2_g^+	۹۴,۱۳	۹۷,۲۳	۱۰۴,۰۵
	6_g^+	4_g^+	۶۷,۳۶	۶۴,۵۰	۷۵,۰۸
	8_g^+	6_g^+	۸۹,۶۴	۸۱,۲۶	۷۹,۱۱
	10_g^+	8_g^+	۸۸,۶۵	۸۲,۰۴	۹۵,۰۴
	12_g^+	10_g^+	۸۳,۷۹	۸۵,۷۴	۹۱,۰۶
$B(E2; \gamma, L \rightarrow g, L')$	2_γ^+	0_g^+	۲,۲۰	۲,۱۸	۲,۱۲
	2_γ^+	2_g^+	۴,۲۳	۴,۲۹	۴,۴۱
	2_γ^+	4_g^+	۰,۲۹	۰,۲۷	۰,۲۲
$B(E2; \beta, L \rightarrow g, L')$	2_β^+	0_g^+	۰,۵۱	۰,۴۳	۰,۳۹
	2_β^+	2_g^+	۰,۷۵	۰,۶۵	۰,۷۱
	2_β^+	4_g^+	۱,۲۷	۱,۵۲	۱,۵۵

بحث و نتیجه گیری

در این مطالعه، طیف انرژی و همچنین احتمال های گذار $B(E2)$ برای نوارهای مختلف هسته ی ^{160}Dy با استفاده از مفاهیم تقارن های جزئی حد دینامیکی $SU(3)$ در قالب مدل اندرکنش بوزونی بررسی شده است. توافق قابل قبول بین پیش بینی های این رهیافت با نتایج تجربی توانایی این مدل برای بررسی ساختار سایر هسته ها تغییر شکل یافته در این محدوده جرمی را پیشنهاد می دهد.

مراجع

- [۱]. F. Iachello, A. Arima, The Interacting Boson Mode I, (Cambridge University Press, Cambridge , ۱۹۸۷).
- [۲]. J. P. Elliott, Proc. Roy. Soc. Lond. Ser.A, ۲۴۵ , ۱۲۸ and ۵۶۲ (۱۹۵۸).
- [۳]. Y. Alhassid, A. Leviatan, J. Phys. A: Math. Gen. ۲۵ , L۱۲۶۵(۱۹۹۲).
- [۴]. A. Leviatan, Phys. Rev. Lett. ۷۷,۸۱۸ (۱۹۹۶).
- [۵]. A. Leviatan, P. Van Isacker, Phys. Rev. Lett. ۸۹,۲۲۲۵۰۱ (۲۰۰۲).
- [۶]. A. Leviatan, Prog. Part. Nucl.Phys. ۶۶,۹۳ (۲۰۱۱).
- [۷]. A. Arima, F. Iachello, Ann. Phys.(N.Y.)۹۹,۲۵۳(۱۹۷۶), Ann. Phys. (N.Y.) ۱۱۱ , ۲۰۱(۱۹۷۸) and Ann. Phys.(N.Y.)۱۲۳,۴۶۸(۱۹۷۹).
- [۸]. R.F. Casten, D.D. Warner, Rev. Mod. Phys. ۶۰,۳۸۹ (۱۹۸۸)and Phys. Rev. C. ۲۸,۱۷۹۸ (۱۹۸۳).
- [۹]. D. D. Warner, R. F. Casten, W. F. Davidson, Phys. Rev. C. ۲۴,۱۷۱۳ (۱۹۸۱).
- [۱۰]. P. Van Isacker, Phys. Rev. C. ۲۷, ۲۴۴۷ (۱۹۸۳).
- [۱۱]. National Nuclear Data Center (NNDC), Brookhaven National Laboratory, <http://www.nndc.bnl.gov/>