

## سهام برهمکنش‌های CSB در اختلاف انرژی بستگی هسته‌های آینه‌ای

محمود اصغری

گروه علوم پایه دانشکده علمی-کاربردی پست و مخابرات

(دریافت مقاله: ۸۴/۱/۲۷ ؛ دریافت نسخه‌نهایی: ۸۴/۸/۱)

### چکیده

پدیده نالن شیفر در هسته‌های آینه‌ای ناشی از برهمکنش‌های NN با ترکیب حالت‌های مزونی  $T=1$  و  $T=0$ ، با اسپین و پاریته یکسان بررسی گردید. با محاسبه توأم اثر کولنی و اثر ناشی از برهمکنش‌های مذکور توجیه معقولانه‌ای برای اختلاف انرژی بستگی هسته‌های آینه‌ای  $^{39}Ca-^{39}K$  و  $^{41}Sc-^{41}Ca$  ارائه می‌نماییم.

واژه‌های کلیدی: تقارن بار، برهمکنش، انرژی بستگی

### ۱. مقدمه

مقاله حاضر ادامه کار پژوهشی مؤلف است که در مجله پژوهش فیزیک ایران منتشر شده است [۱].

امروزه مشخص شده است که اختلاف انرژی بستگی هسته‌های آینه‌ای ناشی از برهمکنش‌های الکترومغناطیسی و عمدتاً نیروهای کولنی است و ثابت شده است که پس از حذف نیروهای الکترومغناطیسی در برهمکنش‌های هسته‌ای، تقارن بار نقض می‌شود. تقارن بار به این معنی است که برهمکنش  $nn$  و  $pp$  یکی است یعنی با تعویض پروتون‌ها با نوترون‌ها برهمکنش نباید تغییر یابد و تعبیر دیگر آن ناوردایی بردار ایزواسپین است. به عبارت دیگر رابطه  $[H, e^{i\pi T_y}] = 0$  در صورت وجود تقارن معتبر است.  $(e^{i\pi T_y})$  عملگر تقارن بار و  $T_y$  مولفه  $y$  بردار ایزواسپین  $T$  در صفحه  $xy$  و  $H$  عملگر هامیلتونین است.)

هسته‌های آینه‌ای منبع اطلاعات مهمی برای آزمایش این برهمکنش‌هاست (آزمایش تقارن بار). وجود اختلاف انرژی بستگی موجود بین تئوری و تجربه در هسته‌های آینه‌ای پس از حذف انرژی کولنی در آنها که به پدیده (Nolen-Schiffer Anomaly) معروف است نشان از شکست تقارن بار<sup>۱</sup> (CSB) در برهمکنش‌های هسته‌ای است. اختلاف طول پراکندگی  $nn$  با  $pp$  از طریق محاسبه و روش تجربی و با در نظر گرفتن اثر الکترومغناطیس از دیگر مواردی است که انحراف نیروهای هسته‌ای از تقارن بار را اثبات می‌کند [۲].

در دو دهه گذشته محققین کار قابل ملاحظه‌ای انجام داده‌اند تا نشان دهند تناقض بین تئوری و تجربه تنها ناشی از نیروهای کولنی نیست بلکه به کل نیروهای کلاس IV مربوط می‌شود. این نیروها شامل برهمکنش‌های وابسته به بار هستند که سبب ترکیب حالت‌های مزونی با ایزواسپینهای متفاوت

۱. Charge Symmetry Breaking

## ۲. پتانسیلهای شکست تقارن بار

همان گونه که در مقدمه متذکر گردید اختلاف عمده انرژی بستگی هسته‌های آینه‌ای ناشی از برهمکنش‌های بردبلند به نام برهمکنش‌های الکترومغناطیس می‌باشد. با ملحوظ نمودن کل این برهمکنش‌ها هنوز بین مقادیر اندازه‌گیری شده انرژی بستگی و مقادیر به دست آمده از طریق تئوری تفاوت وجود دارد. که این تفاوت به برهمکنش‌های برد کوتاه (نیروهای کلاس IV) نسبت داده می‌شود. برای کاهش این تفاوت نیاز به تصحیح الکترومغناطیس برهمکنش‌هاست. این تصحیح با اعمال برهمکنش‌های ناشی از اختلاف جرم الکترومغناطیس مزونهای با ایزواسپین  $T=1$  مبادله شده بین نوکلئونها، تصحیح الکترومغناطیس مزونهای خنثی با اسپین و پاریته یکسان و با ایزواسپین متفاوت (Isospin mixing)، مبادله همزمان فوتون و یا پایون و ... انجام می‌پذیرد. اگر اختلاف انرژی بستگی را به صورت  $\Delta E = \Delta E_{em} + \Delta E_{CSB}$  در نظر بگیریم سهم ناشی از بخش الکترومغناطیس برهمکنش‌ها ( $\Delta E_{em}$ ) برای تعدادی از هسته‌های آینه‌ای مطابق محاسبات دیگر محققان مراجع [۷-۱۱] در جدول شماره ۱ تنظیم شده است. نظیر آنچه که در کار قبلی [۱] برای محاسبات  $^{15}O-^{15}N$  و  $^{17}F-^{17}O$  انجام داده‌ایم اینجا نیز برهمکنش‌های CSB که شامل بخشهای مربوط به نیروهای CSB کلاس IV ناشی از ترکیب  $\rho-\omega$  و  $\pi-\eta$  و  $\pi-\eta'$  هستند در محاسبات مد نظر ما است که سهم اصلی ناشی از ترم  $\rho-\omega$  است. این برهمکنش‌ها را با روابط (۱-۳) می‌توان بیان نمود [۱۲].

$$V_{\rho\omega}(r) = -(\tau_1^Z + \tau_2^Z) \frac{g_\rho g_\omega}{4\pi} \chi_{\rho\omega} [V_+(\mu_\rho, r) - V_+(\mu_\omega, r)] - (\tau_1^Z + \tau_2^Z) \frac{g_\rho g_\omega}{4\pi} \chi_{\rho\omega} [V_-(\mu_\rho, r) - V_-(\mu_\omega, r)], \quad (1)$$

$$V_{\pi\eta}(r) = -(\tau_1^Z + \tau_2^Z) \frac{g_\pi g_\eta}{4\pi} \chi_{\pi\eta} [V(\mu_\pi, r) - V(\mu_\eta, r)], \quad (2)$$

$$V_{\pi\eta'}(r) = V_{\pi\eta}(r)(\eta \rightarrow \eta'), \quad (3)$$

که در آن  $g_\pi$  و  $g_\rho$  و  $g_\omega$  و  $g_\eta$  ضرایب تزویج و  $\chi_{ab}$  زاویه ترکیب می‌باشند.

(Isospin Mixing) می‌شوند. توصیف برهمکنش نوکلئون-نوکلئون را در مرجع [۳] می‌توان ملاحظه نمود.

شکل کلی پتانسیل مربوط به برهمکنش‌های کلاس IV به صورت زیر است [۴].

$$V_{IV} = V \left[ E(\vec{\tau}_1^z - \vec{\tau}_2^z) + F \left( \vec{\tau}_1^z \times \vec{\tau}_2^z \right)_Z \right]$$

که در آن

$$E = \left( \vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2 \right) \cdot \vec{L} \cdot F(r^2 L^2),$$

$$F = \left( \vec{\sigma}_1 \times \vec{\sigma}_2 \right) \cdot \vec{L} \cdot G(r^2 L^2).$$

در مقاله حاضر با پیگیری کارهای هنلی<sup>۱</sup> و میلر<sup>۲</sup> در زمینه برهمکنش دو نوکلئون، اثر برهمکنش‌های CSB (کلاس IV) را در اختلاف انرژی بستگی هسته‌های آینه‌ای  $^{41}Sc-^{41}Ca$  و  $^{39}Ca-^{39}K$  بررسی می‌کنیم. برای تعدادی از هسته‌ها سهم ناشی از ترکیب  $\rho-\omega$  و  $\pi-\eta$  و مبادله دو پایون در CSB توسط دو نفر از محققین به نامهای ایکبال<sup>۳</sup> و بلوند<sup>۴</sup> محاسبه شده است [۵]. آنان به این نتیجه رسیده‌اند که نظریه مبادله مزونی علاوه بر توجیه معقولانه اختلاف پراکندگی NN در  $S_0$ ، ۱، ۵۰ تا ۷۵ درصد نامتعارف بودن اختلاف انرژی کولنی در هسته‌های آینه‌ای را توضیح می‌دهد.

محققین دیگری بنامهای کون<sup>۵</sup> و بارت<sup>۶</sup> نشان داده‌اند که سهم CSB ناشی از ترکیب  $\rho-\omega$  در اختلاف طول پراکندگی حدود یک فرمی است که با توجه به مقدار کل اندازه‌گیری شده آن بسیار با اهمیت است [۶].

$$(\Delta a)_{\rho\omega} = |a_{nn}| - |a_{pp}| = 1,$$

$$(\Delta a)_{total} = 1/4 \pm 0/8$$

- |           |            |
|-----------|------------|
| ۱. Henley | ۴. Blundem |
| ۲. Miller | ۵. Coon    |
| ۳. Iqbal  | ۶. Barrett |

جدول ۱. سهم نیروی کولنی و دیگر نیروهای الکترومغناطیس ( $\Delta E_{em}$ ) در اختلاف انرژی بستگی هسته های آینه ای برحسب MeV (محاسبه شده توسط دیگر محققان).

پتانسیل به کار رفته	مرجع [۷]	مرجع [۸]	مرجع [۹]	SII <sup>a</sup>	SIII <sup>a</sup>	SGII <sup>a</sup>	DME <sup>b</sup>	SKII <sup>b</sup>	$\Delta E$ مقدار به دست آمده از آزمایش
اختلاف انرژی بستگی									
${}^{39}\text{Ca}-{}^{39}\text{K}$	۶/۸۱	۷/۱۱	۷/۰۸	۶/۹۶۱	۶/۹۴۲	۶/۹۹۰	۶/۸۹۵	۷/۰۰۰	۷/۳۱۳
${}^{43}\text{Ca}-{}^{43}\text{K}$	۶/۷۵	۶/۶۳	۶/۶۹	۶/۷۵۴	۶/۹۲۴	۶/۹۷۰	۶/۷۹۰	۶/۸۷۵	۷/۲۷۸

b: مرجع [۱۰]، a: مرجع [۱۱]

$$\times \left[ \frac{2}{3} (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{\sigma}_2) \phi(\mu r) - S_{12} \chi(\mu r) \right] + 3\mu \left[ \frac{\mu^2}{16M^2} + K^\Sigma \frac{\mu^2}{4M^2} + K^\Pi \frac{\mu^2}{2M^2} \right] Q_{12} \frac{\chi(\mu r)}{\mu^2 r^2},$$

$$V_{-LS}(\mu, r) \equiv \frac{1}{2} \frac{\mu^2}{M^2} (K^\omega - K^\rho) (\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_2) \cdot L \lambda(\mu r). \quad (9)$$

$$\phi(x) \equiv \frac{e^{-x}}{x}, \quad (10)$$

$$\chi(x) \equiv \frac{1}{r} \left[ 1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2} \right] \phi(x), \quad (11)$$

$$\lambda(x) \equiv \left[ \frac{1}{x} + \frac{1}{x^2} \right] \phi(x), \quad (12)$$

$$S_{12} \equiv 2(\bar{\sigma}_1 \cdot \hat{r})(\bar{\sigma}_2 \cdot \hat{r}) - \bar{\sigma}_1 \cdot \bar{\sigma}_2 \quad (13)$$

و در روابط (۸) و (۹)  $K^\Pi$  و  $K^\Sigma$  را بر حسب ضرایب تزویج مغناطیسی  $K^P$  و  $K^\omega$  می توان نوشت.

$$K^\Sigma \equiv K^\omega + K^P \quad (14)$$

$$K^\Pi \equiv K^\omega - K^P \quad (15)$$

معادلات ۱، ۲ و ۳ پس از جایگزینی روابط (۵-۹) در آنها به عنوان پتانسیلهای CSB ( $V_{\pi\eta}, V_{\pi\eta'}, V_{\rho\omega}$ ) اساس محاسبات مؤلف را تشکیل می دهند.

تفاوت بین مقادیر به دست آمده از آزمایش (ستون آخر جدول ۱) و کار تئوری دیگر محققان مراجع [۱۱] و [۱۰] در جدول ۲ آورده شده است.

$$\chi_{ab} \equiv \frac{\mu_{ab}^2}{\mu_b^2 - \mu_a^2} \quad (4)$$

$$V(\mu, r) \equiv \frac{\mu^2}{4M^2} \left[ \frac{1}{3} (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{\sigma}_2) \phi(\mu r) + S_{12} \chi(\mu r) \right], \quad (5)$$

و  $V_\pm$  به ترتیب پتانسیلهای میلهوهنلی (HM) و اسپارو<sup>۱</sup> و لانگاکر<sup>۲</sup> (LS) هستند که به ترتیب برای مزونهای شبه اسکالر و مزونهای برداری  $\rho$ - $\omega$  به صورت معادلات (۵) و (۶-۹) معرفی شده اند [۱۲ و ۱۳].

$$V_{+HM}(\mu, r) \equiv \mu \left[ 1 + K^\rho \frac{\mu^2}{4M^2} \right] \phi(\mu r) - \mu \left[ \frac{\mu^2}{2M^2} (3 + 2k^\rho) \right] \bar{L} \cdot \bar{S} \lambda(\mu r) \quad (6)$$

$$+ \mu \left[ \frac{\mu^2}{4M^2} (1 + k^\rho) \right] \left[ \frac{2}{3} (\bar{\sigma}_1 \cdot \bar{\sigma}_2) \phi(\mu r) - S_{12} \chi(\mu r) \right],$$

$$V_{-HM}(\mu, r) \equiv -\frac{1}{2} \frac{\mu^2}{M^2} K^\rho (\bar{\sigma}_1 - \bar{\sigma}_2) \cdot \bar{L} \lambda(\mu r), \quad (7)$$

$$V_{+LS}(\mu, r) \equiv \mu \left[ 1 + \frac{\mu^2}{8M^2} \right] + K^\Sigma \frac{\mu^2}{4M^2} + K^\Pi \frac{\mu^2}{16M^2} \phi(\mu r)$$

$$- \mu \left[ \frac{3\mu^2}{2M^2} + K^\Sigma \frac{\mu^2}{M^2} + K^\Pi \frac{3\mu^2}{8M^2} \right] \bar{L} \cdot \bar{S} \lambda(\mu r) \quad (8)$$

$$+ \mu \left[ \frac{\mu^2}{4M^2} + K^\Sigma \frac{\mu^2}{4M^2} + K^\Pi \frac{\mu^2}{4M^2} \left[ 1 + \frac{\mu^2}{8M^2} \right] \right]$$

۱. Sparrow

۲. Langacker

جدول ۲. تفاوت اختلاف انرژی بستگی به دست آمده از آزمایش و تئوری  $\Delta E'_{CSB}$ .

	مرجع [۱۱]			مرجع [۱۰]	
	SII	SIII	SGII	DME	SKII
$^{39}Ca-^{39}K$	۰/۳۵۲	۰/۳۷۱	۰/۳۲۳	۰/۴۱۸	۰/۳۱۳
$^{41}Sc-^{41}Ca$	۰/۵۲۴	۰/۳۵۴	۰/۳۰۸	۰/۴۸۸	۰/۴۰۳

### ۳. نتایج به دست آمده

نتایج کار دیگر محققان جهت محاسبه  $\Delta E_{em}$  در مرجع [۱۱] بر اساس اطلاعات به دست آمده از آزمایشات مربوط به چگالی بار هسته‌ها در مرجع [۱۴] می‌باشد. این نتایج برای مجموعه‌ای از پتانسیلهای اسکیرم<sup>۱</sup> نظیر SII و SIII و SGII در مرجع [۱۵] داده شده است. تفاوتی که بین مقادیر به دست آمده از آزمایش و مقادیر محاسبه شده محققان در جدول ۱ ملاحظه می‌شود در جدول شماره ۲ خلاصه شده است. این تفاوتها (بسته به نوع پتانسیل به کار رفته) ناشی از نیروهای CSB است. ما در این مقاله مشخص کرده‌ایم که چه سهمی از این تفاوتها متعلق به برهمکنش‌هایی با مبادلهٔ مزونی است که نتایج آن در جدول شماره ۳ و خلاصه آن در جدول شماره ۵ آورده شده است. به این طریق که با استفاده از روابط (۴-۱۵) پتانسیلهای CSB روابط (۳-۱)  $V_{\rho\omega}$ ،  $V_{\pi\eta}$ ،  $V_{\pi\eta'}$  را بر حسب مقادیر پارامترها در سه حالت مختلف زیر به دست آورده و نتایج به دست آمده را در جدول ۳ تنظیم نموده‌ایم. سه حالت مختلف انتخاب پارامترها بشرح زیر هستند.

(۱) بکارگیری تزویجهای تک بوزون (OB)<sup>۲</sup> برای مزونهای برداری و شبه اسکالر و جمع اثر پتانسیلهای CSB ناشی از آن. در این حالت مقادیر پارامترهای  $g\eta'$ ،  $g\eta$  از مراجع [۱۶-۱۹] و مرجع [۲۰] (Nijmegen Potential) انتخاب شده‌اند. کل اختلاف انرژی بستگی در این حالت برابر است با:

$$(V_{\pi\eta})_{OB} + (V_{\pi\eta'})_{OB} + (V_{\rho\omega})_{OB}$$

(۲) بکارگیری تزویجهای تک بوزون (OB) برای مزونهای شبه

اسکالر و  $^3VMD$  برای مزونهای برداری و جمع اثر پتانسیلهای ناشی از آن. کل اختلاف انرژی بستگی در این حالت عبارت است از:

$$(V_{\pi\eta})_{OB} + (V_{\pi\eta'})_{OB} + (V_{\rho\omega})_{VMD}$$

(۳) بکارگیری تزویجهای تئوریک (TH) برای مزونهای شبه اسکالر و تزویجهای (OB) برای مزونهای برداری و جمع اثر پتانسیلهای ناشی از آن. کل اختلاف انرژی بستگی این حالت نیز عبارت خواهد بود از:

$$(V_{\pi\eta})_{TH} + (V_{\pi\eta'})_{TH} + (V_{\rho\omega})_{OB}$$

پارامترهای حالتهای مذکور در جدول ۴ آورده شده‌اند. در هر سه حالت مذکور پتانسیل OBEP<sup>۴</sup> به کار می‌بریم. در محاسبات مربوط به اثر CSB در هسته‌های آینه‌ای از تابع موج نوسانگر ساده استفاده شده است. نقش تمام برهمکنش‌ها به جز جملات درجه دوم، همگی به حساب آورده شده است. در مرجع شماره [۱۱] سوزوکی<sup>۵</sup> فقط برهمکنش مربوط به جمله مرکزی  $\rho-\omega$  را در نظر گرفته است. با احتساب بقیه جملات با افزایش این اثر تا حدود ۷۵٪ مواجه خواهیم بود.

### ۴. نتیجه‌گیری

به منظور تعیین میزان سهم برهمکنش‌های قوی (CSB) در اختلاف انرژی بستگی هسته‌های آینه‌ای پتانسیلهای شکست تقارن بار میلروهنلی (HM) و اسپارو و لانگاکر (LS) را در یک سری از هسته‌های آینه‌ای بررسی نمودیم. مجموعه پارامترهای متفاوتی را از مراجع [۷-۱۱] در فرمولهای پتانسیل مذکور به

۳. Vector Meson Dominance

۴. One-Boson Exchange Potential

۵. Suzuki

۱. Skyrme

۲. One Boson

جدول ۳. سهم پتانسیلهای CSB ( $\Delta E_{CSB}$ ) در اختلاف انرژی بستگی حالتهای پایه هسته های آینه ای بر حسب MeV (محاسبه شده به وسیله مؤلف)

	$V_{\pi\eta}$ <sub>ps</sub>		$V_{\pi\eta'}$ <sub>ps</sub>		$V_{\rho\omega}$ <sub>v</sub>		کل اختلاف انرژی بستگی در سه حالت مختلف		
	OB	TH	OB	TH	OB	VMD	۱	۲	۳
$^{39}Ca-^{39}K^a$	۰/۰۱۵۷	۰/۰۹۲	—	—	۰/۳۶۲	۰/۳۱۹	۰/۵۱۹	۰/۴۷۶	۰/۴۵۴
$^{41}Sc-^{41}Ca^a$	۰/۱۱۷	۰/۰۶۸	—	—	۰/۲۰۱	۰/۱۹۶	۰/۳۱۸	۰/۳۱۳	۰/۲۶۹
$^{39}Ca-^{39}K^b$	۰/۱۵۷	۰/۰۹۲	۰/۰۶۱	۰/۰۳۲	۰/۳۸۷	۰/۳۰۸	۰/۶۰۶	۰/۵۲۷	۰/۵۱۱
$^{41}Sc-^{41}Ca^b$	۰/۱۱۷	۰/۰۶۸	۰/۰۴۶	۰/۰۲۴	۰/۲۲۳	۰/۱۸۹	۰/۳۸۶	۰/۳۵۲	۰/۳۱۶

با استفاده از پتانسیل CSB و LS مرجع شماره [۱۲]: b، با استفاده از پتانسیل CSB و HM مرجع شماره [۱۳]: a.

جدول ۴. پارامترهای به کار رفته در پتانسیلهای CSB برای حالتهای ۱ و ۲ و ۳.

$\mu_{\pi\eta}^2$ (GeV <sup>2</sup> )	$\mu_{\pi\eta'}^2$ (GeV <sup>2</sup> )	$\mu_{\rho\omega}^2$ (GeV <sup>2</sup> )	$x_{\pi\eta}$	$x_{\pi\eta'}$	$x_{\rho\omega}$
-۰/۰۰۰۳۶	-۰/۰۰۰۳۵	-۰/۰۰۰۳۷	-۰/۰۱۳	-۰/۰۰۰۳۹	۰/۱۸۳۷
حالت	$\frac{g_{\eta} g_{\eta'}}{4\pi}$	$\frac{g_{\eta} g_{\eta'}}{4\pi}$	$\frac{g_{\rho} g_{\omega}}{4\pi}$	$K^P$	$K^{\omega}$
۱	۱۰/۳۲ <sup>OB</sup>	۱۱/۱۲ <sup>OB</sup>	۲/۸۰ <sup>OB</sup>	۶/۶۰ <sup>OB</sup>	۰/۶۵۵ <sup>OB</sup>
۲	۱۰/۳۲ <sup>OB</sup>	۱۱/۱۲ <sup>OB</sup>	۲/۸۰ <sup>OB</sup>	۳/۷ <sup>VMD</sup>	-۰/۱۲ <sup>VMD</sup>
۳	۶/۰۱ <sup>TH</sup>	۵/۸۷ <sup>TH</sup>	۲/۸۰ <sup>OB</sup>	۶/۶۰ <sup>OB</sup>	۰/۶۵۵ <sup>OB</sup>

جدول ۵. سهم پتانسیلهای CSB متناسب به HM و LS در اختلاف انرژی بستگی پایه هسته های آینه ای بر حسب MeV.

	$\Delta E_{CSB}$ با پتانسیل HM در سه حالت مختلف			$\Delta E_{CSB}$ با پتانسیل LS در سه حالت مختلف		
	۱	۲	۳	۱	۲	۳
$^{39}Ca-^{39}K$	۰/۵۲	۰/۴۸	۰/۴۵	۰/۶۱	۰/۵۳	۰/۵۱
$^{41}Sc-^{41}Ca$	۰/۳۲	۰/۳۱	۰/۲۷	۰/۳۹	۰/۳۵	۰/۳۲

ناشی از برهمکنش های الکترومغناطیسی دیگران (جدول ۲) نشان می دهد که تفاوت قابل ملاحظه ای در نتیجه محاسبات

کار بردیم. نتایج را در جدول ۵ تنظیم نمودیم. مقایسه ای بین سهم CBS مقادیر (جدول ۵) و تفاوت اختلاف انرژی بستگی

اختلاف بین نتایج محققان به دلیل انتخاب فرمولهای مختلف با پارامترهای متفاوت در برهمکنش NN است. به عبارت دیگر هر محققى بخشی از نیروهای الکترومغناطیسی را در محاسبات خود وارد می‌کند نه تمام آنها را. با توجه به تعدد برهمکنش‌های الکترومغناطیس در تصحیح برهمکنش NN و اینکه همه این برهمکنش‌ها در انرژی بستگی هسته سهیم هستند، بدیهی است که لحاظ نمودن همه آنها کار بسیار پیچیده است.

جدول ۶. بهترین حالت تطبیق نتایج در مقایسه با جداول ۲ و ۵.

V	$\Delta E'_{CSB}$	V	$\Delta E_{CSB}$
DME	۰/۴۲	$HM_{\gamma}$	۰/۴۵
SKII	۰/۴۰	$LS_{\gamma}$	۰/۳۹
SGII	۰/۳۱	$HM_{\gamma}$	۰/۳۱

محققان وجود دارد. و بهترین حالت تطبیق محاسبات مؤلف در حالت به کارگیری تئوری برهمکنش DME برای  $^{39}\text{Ca} - ^{39}\text{K}$  و SKII و SGII برای  $^{41}\text{Ca} - ^{41}\text{Sc}$  می‌باشد (جدول ۶). در کل نتایج به دست آمده امیدوارکننده هستند.

## مراجع

1. محمود اصغری، مجله پژوهش فیزیک ایران، جلد چهارم، زمستان (۱۳۸۲).
2. S A Coon, *Proceeding of the Charge - Symmetry Breaking Workshop*, Vancouver, B.C., 1981, edited by N E Davison, J P Svenne, W T H van Oers, TRIUMF Report TRI-81-3 (1981)22.
3. Wick C Haxton and Ernest M Henley, *Symmetries and Fundamental Interaction in Nuclei*, World scientific (1995) 127-168.
4. C Y Cheung, E M Henley and G A Miller, *Nucl. Phys. A* **305** (1978)342; **A 348** (1980) 365.
5. P G Blunden and M J Iqbal, *Phys. Lett. B* **198** (1987)14.
6. S A Coon and R C Barrett, *Phys. Rev. C* **36** (1987) 2189.
7. S Shlomo and D O Riska, *Nucl. Phys. A* **254** (1975) 281.
8. S Shlomo, *Phys. Lett. B* **42** (1972) 146.
9. S Shlomo, *Rep. Prog. Phys.* **41** (1978) 957.
10. H Sato, *Nucl. Phys. A* **269** (1976) 378.
11. T Suzuki, H Sagawa and A Arima, *Nucl. Phys. A* **536** (1992) 141.
12. P Langacker and D A Sparrow, *Phys. Rev. C* **25** (1982) 1194.
13. E M Henley and G A Miller, *Mesons in Nuclei*, edited by M Rho and D H Wilkinson, North - Holland, Amsterdam (1979).
14. H de Vries, C W de Jager, and C de Vries, *At. Data Nucl. Tables* **36** (1987) 495.
15. N Van Giai and H Sagawa, *Phys. Lett. B* **106** (1981) 379.
16. M M Nagels et al., *Nucl. Phys. B* **147** (1979) 189.
17. M M Nagels, T A Rijken and J J de Swart, *Phys. Rev D* **12** (1975) 744.
18. M M Nagels, T A Rijken and J J de Swart, *Phys. Rev D* **15** (1977) 2547.
19. M M Nagels, T A Rijken and J J de Swart, *Phys. Rev D* **20** (1979) 1633.
20. V G Stoks, *Phys. Rev C* **49** (1994) 2950 - 2962.