بسم الله الرحمن الرحيم

تقدیم به

پدر و مادر عزیزم که همواره پشتیبانم بودند.

بدست آوردن معادله حالت ماده‌ی هسته‌ای داغ در شرایط آنتروپی ثابت

با استفاده از پتانسیل Lane

پریسا چنگیز

انتشارات آذرکان

فهرست

فصل اول : مقدمه ۷

فصل دوم : پتانسیل دو نوکلئونی و برهمکنش موثر ۱۳

مقدمه ۱۳
خواص نیروی نوکلئون – نوکلئون ۱۴
روش میدان میانگین ۱۷
برهمکنش موثر رایدـالیوت-M 3Y ۱۷
برهمکنش M3Y وابسته به تکانه (MDM3Y) ۱۹
هامیلتونی برهمکنش موثر دو نوکلئونی ۱۹

فصل سوم : معادله حالت ماده‌ی هسته‌ای سرد (متقارن و نامتقارن) ۲۵

مقدمه ۲۵
معادله حالت ماده‌ی هسته‌ای نامتقارن سرد ۲۵

فصل چهارم : معادله‌ی حالت ماده‌ی هسته‌ای گرم ۳۳

مقدمه ۳۳
۴-۲ تعیین پارامترهای $\boldsymbol{D}$، $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{\varepsilon})$ و $\boldsymbol{n}$ موجود در برهمکنش وابسته به تکانه ۳۵
تعیین انرژی آزاد هلمهولتز ۳۷
خواص ترمودینامیکی ماده‌ی هسته‌ای گرم ۴۷

فصل پنجم :معادله‌ی حالت ماده‌ی هسته‌ای گرم آنتروپی ثابت ۵۷

مقدمه ۵۷
بررسی کمیت‌های ترمودینامیکی ۵۷

فصل ششم : خلاصه و نتیجه‌گیری ۶۳

خلاصه و نتیجه‌گیری ۶۳

منابع و ماخذ ۶۵

فصل اول : مقدمه

بررسی خواص سیستم ماده‌ی هسته‌ای بعنوان یک سیستم بس ذره‌ای یکی از مسائل مهم در فیزیک نظری به شمار می‌رود. در ماده‌ی هسته‌ای متناهی، هسته یک منطقه‌ی سطحی بزرگ دارد که چگالی آن با فاصله گرفتن از مرکز، به سمت صفر میل می‌کند. حتی برای هسته‌های سنگین، تنها کسر کوچکی از نوکلئون‌ها در مرکز هستند که فرض می‌شود در آنجا چگالی نوکلئونی ثابت است ولی برای بسیاری از تحقیقات نظری اگر فرض کنیم چگالی در سراسر حجم هسته‌ای یکنواخت است،کار بسیار آسان تر خواهد شد. به همین دلیل، مفهوم ماده‌ی هسته‌ای بی‌نهایت به عنوان یک سیستم ایده‌آل از نوکلئون‌ها با چگالی یکنواخت به وجود آمد که به مرکز هسته‌های سنگین شباهت دارد. چنین سیستمی برای آزمایش برهمکنش‌های نوکلئون_نوکلئون مناسب است. به علاوه با داشتن یک سیستم بی‌نهایت، مجبور نیستیم پیچیدگی‌های ناشی از حرکت مرکز جرم را نیز محاسبه کنیم. معمولا از برهمکنش‌های کولنی بین نوکلئون‌ها نیز صرف‌نظر می‌کنیم.بنابراین اگر بخواهیم هسته‌ی واقعی را مطالعه کنیم باید خواص مربوط به برهمکنش‌های الکترومغناطیسی را به صورت تحلیلی وارد مسئله کنیم. ستاره‌ی نوترونی نزدیکترین نمونه به چنین سیستمی است[۱].

همانگونه که بیان شد، حجم سیستم ماده‌ی هسته‌ای بی‌نهایت است. پس برای محدود ماندن چگالی سیستم، تعداد نوکلئون‌ها نیز باید بی‌نهایت باشد. بنابراین مسئله را در حد ترمودینامیکی بررسی می‌کنیم. یعنی:

$$\rho = lim_{A,V\to\infty} \frac{A}{V} \quad (۱-۱)$$

برای سیستم ماده‌ی هسته‌ای پارامتر تقارنی به شکل $X = \frac{\rho_n - \rho_p}{\rho_n + \rho_p}$ تعریف می‌شود که در آن ρ_n و ρ_p به ترتیب چگالی نوترون و چگالی پروتون است. چگالی نوکلئونی نیز به شکل $\rho = \rho_n + \rho_p$ تعریف می‌شود.

X مقادیری بین ۰ و ۱ دارد. $X = 0$ معرف ماده‌ی هسته‌ای متقارن (SNM) است که در آن چگالی نوترون‌ها با پروتون‌ها برابر است. $X = 1$ معرف ماده‌ی نوترونی خالص (PNM) است و به‌ازای $0 < X < 1$ ماده‌ی هسته‌ای نامتقارن خواهد بود. اگر سیستم در دمای صفر قرار داشته باشد، ماده‌ی هسته‌ای سرد خواهیم داشت و اگر دارای دمای بالاتر از صفر باشد، سیستم ماده‌ی هسته‌ای گرم نامیده می‌شود.

قدم اول برای مطالعه‌ی خصوصیات ماده‌ی هسته‌ای بدست آوردن معادله حالت (EOS) این سیستم است. معادله‌ی حالت رابطه‌ای است بین پارامترهای ماکروسکوپیکی قابل اندازه‌گیری سیستم که یک شکل آن بصورت انرژی بر واحد نوکلئون تعریف می‌شود یعنی $\varepsilon(\rho) = \frac{E}{A}$. با محاسبه‌ی معادله حالت می‌توان خواص حجمی ماده‌ی هسته‌ای از قبیل سرعت انتشار صوت، فشار، تراکم ناپذیری و سایر خواص ترمودینامیکی ماده‌ی هسته‌ای را بررسی کرد[۲].

با استفاده از نقطه‌ی کمینه‌ی $\varepsilon(\rho)$ می‌توانیم مقدار چگالی اشباع (ρ_0) و انرژی اشباع(ε_0) ماده‌ی هسته‌ای سرد را تعیین کنیم. به عبارت دقیق‌تر چگالی اشباع از شرط صفر شدن فشار ماده‌ی هسته‌ای (سرد و گرم) بدست می‌آید. زیرا فشار سیستمی که در حال تعادل است صفر می‌باشد. همانطور که بیان شد سیستم ماده‌ی هسته‌ای مورد بررسی یک سیستم فرضی و ایده آل است. برای برقراری ارتباط میان ماده‌ی هسته‌ای متناهی می‌توان از فرمول نیمه تجربی جرم استفاده کرد. هدف این فرمول بدست آوردن انرژی بستگی کل هسته E_B (Z , N) به شکل تابعی از عدد جرمی A و عدد اتمی Z است. چندین نسخه از این رابطه موجود است که برخی از آن‌ها بر پایه‌ی مدل قطره‌ی مایع بنا شده‌اند. در این مدل، محیط هسته‌ای به عنوان یک مایع کوانتومی و هسته به عنوان قطره‌ای از این مایع در نظر گرفته می‌شود. قدیمی‌ترین و مفیدترین این فرمول‌ها، فرمول نیمه تجربی بته-وایزاکر است [۳][۱] که به شکل زیر تعریف می‌شود[۱]:

$$E_B(Z,N) = \alpha_1 A - \alpha_2 A^{\frac{2}{3}} - \alpha_3 \frac{Z(Z-1)}{A^{\frac{1}{3}}} - \alpha_4 \frac{(N-Z)^2}{A} + \Delta \quad (۲-۱)$$

که به ترتیب شامل جمله‌ی حجمی، جمله‌ی سطحی، جمله‌ی کولنی، جمله‌ی تقارنی و تزویج است. A تعداد کل نوکلئون‌ها، Z تعداد پروتون‌ها و N تعداد نوترون‌ها می‌باشد. از

[۱] Bethe-Weizsacker

آنجا که شعاع هسته‌ای که شامل A نوکلئون است متناسب با $A^{\frac{1}{3}}$ می‌باشد، نسبت جمله‌ی سطحی به جمله‌ی حجمی متناسب با $A^{-\frac{1}{3}}$خواهد شد. برای ماده‌ی هسته‌ای بی‌نهایت A بی‌نهایت است. بنابراین می‌توان از جمله‌ی سطحی صرف‌نظر کرد. به دلیل چشم پوشی از برهمکنش الکترومغناطیسی بین نوکلئون‌ها، جمله‌ی کولنی نیز نخواهیم داشت. برای ماده‌ی هسته‌ای متقارن، جمله‌ی تقارنی نیز صفر می‌شود و بدلیل بی نهایت بودن A، اثرات جفت‌شدگی نیز قابل صرف‌نظر کردن هستند. بنابراین تنها جمله‌ای که باقی می‌ماند جمله‌ی حجمی است. پس انرژی اشباع ε_0 برای ماده‌ی هسته‌ای سرد متقارن همان ضریب جمله‌ی حجمی در فرمول نیمه تجربی جرم بته-وایزاکر است. این مقدار با استفاده از مطالعاتی که روی هسته‌های متناهی انجام شده برابر است با[۴]:

$$\alpha_1 = -16 \pm 1 \quad MeV \qquad (۳-۱)$$

چگالی اشباع ρ_0 نیز می‌تواند از بیشینه‌ی چگالی در هسته‌های متناهی بدست آید. مقداری که به طور معمول استفاده می‌شود برابر است با[۴]:

$$\rho_0 = 0.16 \pm 0.02 \quad nucleons.fm^{-3} \qquad (۴-۱)$$

کمیت دیگری که محاسبه‌ی آن اهمیت دارد ضریب تراکم ناپذیری K است.K به مفهوم انحنای معادله حالت است و در واقع معیاری از سختی معادله حالت می‌باشد و برای شناخت و بررسی بیشتر معادله حالت ماده‌ی هسته‌ای بسیار مفید است.کلی‌ترین تعریف برای این پارامتر به صورت زیر می‌باشد[۵]:

$$K(\rho, X, T) = 9\,\rho^2 \left(\frac{\partial^2 f}{\partial \rho^2}\right)_T + 18\,\rho \left(\frac{\partial f}{\partial \rho}\right)_T \qquad (۵-۱)$$

در رابطه‌ی بالا f انرژی آزاد بر واحد نوکلئون سیستم است. مقدار پارامتر تراکم ناپذیری در چگالی معمولی هسته‌ای یکی از ویژگی‌های مهم ماده‌ی هسته‌ای به شمار می‌رود. به عنوان مثال این کمیت در مطالعه‌ی برخورد یون-های سنگین، ابرنو اخترها، شرح خواص ترمودینامیکی سیستم‌های ماده‌ی چگال و کوارک –گلوئون پلاسما کاربرد دارد و در محاسبات طیف جرمی و خصوصیات ستاره‌های نوترونی که در آزمودن نظریه‌ی ماده‌ی هسته‌ای در چگالی بالا اهمیت دارند، به عنوان یک پارامتر وارد می‌شود[۶]. مقدار تجربی

تراکم ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای متقارن در دمای صفر و در چگالی اشباع با استفاده از مطالعه‌ی پدیده‌ی giant resonance(تشدید بزرگ) در حدود $K_0 = 210 \pm 30$ Mev بدست آمده‌است[۷].تشدید بزرگ نامی است که معمولا برای شرح دادن تشدیدهایی با انرژی چند ده MeV بالاتر از حالت پایه به کار می‌رود. دلیل پیدایش تشدید بزرگ برانگیختگی گروهی نوکلئون‌ها است. با تعیین انرژی تشدید بزرگ تک قطبی (GMR) می‌توان مقدار تراکم ناپذیری ماده‌ی هسته‌ای متقارن در دمای صفر و در چگالی اشباع را بدست آورد.K از طریق رابطه‌ی زیر با انرژی GMR ارتباط دارد[۸]:

$$E_0 = \sqrt{\frac{\hbar^2 KA}{m\langle r^2\rangle}} \qquad (۶-۱)$$

با در اختیار داشتن معادله حالت می‌توان انرژی تقارنی هسته‌ای (NSE) را نیز محاسبه کرد که به مفهوم انرژی لازم برای تبدیل ماده‌ی هسته‌ای متقارن به ماده‌ی نوترونی خالص است. مقدار و چگونگی وابستگی NSE به چگالی، نه تنها برای درک ساختار ایزوتوپ‌های کمیاب و مکانیسم واکنش برخورد یون‌های سنگین حیاطی است، بلکه مبحث بسیار مهمی در اختر فیزیک به شمار می‌رود و اطلاعاتی در مورد ساختار و ترکیب ستاره‌های نوترونی در اختیار ما قرار می‌دهد. با وجود تلاش‌های فراوان نظری و تجربی، دانش ما در مورد انرژی تقارنی $E_{SYM}(\rho)$ حتی در اطراف چگالی اشباع، اندک است. به همین دلیل بررسی دو کمیت L و K_{SYM} که نحوه‌ی وابستگی به چگالی NSE را اطراف چگالی اشباع هسته‌ای تعیین می‌کنند اهمیت خاصی دارد. برای شناخت بیشتر تراکم ناپذیری به ایزواسپین در چگالی اشباع را تعیین می‌کند. این سه کمیت به ترتیب به شکل زیر تعریف می‌شوند[۹]:

$$L = 3\rho_0 \frac{\partial E_{SYM}(\rho)}{\delta\rho} \quad (\rho = \rho_0) \qquad (۷-۱)$$

$$K_{SYM} = 9\rho_0 \frac{\partial^2 E}{\partial \rho^2} \quad (\rho = \rho_0) \qquad (۸-۱)$$

$$K_{asy} \approx K_{sym} - 6L \qquad (۹-۱)$$

مطالعه‌ی نحوه‌ی وابستگی این کمیات به دما و پارامتر عدم تقارن، اطلاعاتی در مورد چگونگی تغییرات انرژی تقارنی برحسب این متغیرها را در اختیار ما قرار می‌دهد.

همانطور که بیان شد قدم اول در بررسی سیستم ماده‌ی هسته‌ای، بدست آوردن معادله حالت آن است. در محدوده‌ای از انرژی (حدود چند ده MeV) ماده‌ی هسته‌ای یک سیستم بس ذره‌ای غیر نسبیتی است. اگر این سیستم را متشکل ازA نوکلئون در نظر بگیریم و از برهمکنش‌های ۳ذره‌ای و بالاتر صرف‌نظر کنیم می‌توانیم هامیلتونی این سیستم را به شکل زیر بنویسیم:

$$H=\sum_{j=1}^{A} T_i + \sum_{i<j}^{A} V_{ij} \qquad (۱۰-۱)$$

که در آن T_i عملگر انرژی جنبشی تک ذره و V_{ij} پتانسیل برهمکنش دو نوکلئونی است که از برازش با داده‌های پراکندگی و خواص دوترون بدست می‌آید. انرژی سیستم از حل معادله شرودینگر با استفاده از این هامیلتونی بدست می‌آید:

$$H\,\psi\,(1\ldots A) = E\,\psi(1\ldots A) \qquad (۱۱-۱)$$

حل معادله‌ی فوق به روش‌های بس‌ذره‌ای مختلفی مانند: روش وردشی، تخمین بروکنر –هارتری-فوک(BHF)، فرمالیزم تابع گرین و روش میدان میانگین(MFT) انجام شده‌است[۹]. در کار حاضر از روش میدان میانگین و برهمکنش موثر M3Y استفاده می‌کنیم.

در نظریه‌ی میدان (FT) هامیلتونی برحسب اندازه نوساناتش حول میدان میانگین بسط داده می‌شود. در این مفهوم، MFT بسط مرتبه‌ی صفرم نوسانات هامیلتونی خواهد بود به این معنی که سیستم MFT هیچ نوسانی ندارد و مطابق این نظریه می‌توانیم تمام برهمکنش‌ها را با یک میدان میانگین جایگزین کنیم. بنابراین مسئله‌ی چند جسمی به مسئله‌ی یک جسمی موثر کاهش می‌یابد. برای ادامه‌ی کار با روش میدان میانگین، به یک برهمکنش موثر که بین دو ذره اثر کند نیاز داریم. در اینجا از برهمکنش موثر M3YReid-Elliott استفاده می‌کنیم که بخش شعاعی آن با یک شبه پتانسیل با برد صفر تکمیل شده‌است. برای اینکه این برهمکنش توصیف بهتری از ماده‌ی هسته‌ای به خصوص در تعیین شرایط اشباع ارایه کند معمولا آن را در یک عامل وابسته به چگالی ضرب می‌کنند و آن را برهمکنش M3Y وابسته به چگالی (DDM3Y) می‌نامند. در کار حاضر برای اینکه برهمکنش M3Y به‌ازای دمای متناهی نیز پاسخ‌های قابل قبولی ارائه دهد، در

دمای غیر صفر به جای عامل وابسته به چگالی، برهمکنش اصلی را در یک ضریب وابسته به تکانه (MDM3Y) نام نهادیم.

ابرنواخترها پایان عمر ستاره‌های بزرگ هستند که در شرابط خاص(جرم ها بیش از ۴برابر جرم خورشید)به ستاره‌های نوترونی یا سیاه‌چاله‌ها تبدیل می‌شوند. در این فرایند رمبش ماده‌ی اولیه‌ای که تولید می‌شود ماده‌ی هادرونی داغی است که تقریبا در شرایط بی‌دررو صورت می‌گیرد و آنتروپی سیستم طی این فروپاشی ثابت می‌ماند. بنابراین هدف اصلی ما در این کتاب بررسی ماده‌ی هسته‌ای داغ با آنتروپی ثابت است. لذا به منظور ساده‌سازی مسئله، سیستم را ماده‌ی متقارن (پروتون و نوترون های برابر میگیریم) در نظر می‌گیریم و از پتانسیل موثر خامی برای محسبات استفاده می‌کنیم که فقط شامل جملات مرکزی است.

در ادامه‌ی فصل دو به طور خلاصه به معرفی نیروی هسته‌ای و ویژگی‌های آن می‌پردازیم .سپس کلی‌ترین شکل پتانسیل دو ذره‌ای را که توسط اکوبو و مارشاک[۲] پیشنهاد شد معرفی می‌کنیم.در ادامه‌ی این فصل مروری بر نظریه‌ی میدان میانگین و پتانسیل موثر M3Y خواهیم داشت و هامیلتونی تک ذره‌ای مناسب برای سیستم ماده‌ی هسته‌ای سرد و گرم را از یافته‌های قبلی بررسی می‌کنیم و در انتهای فصل چگونگی بدست آوردن هامیلتونی تک ذره‌ای مناسب برای سیستم ماده‌ی هسته‌ای نامتقارن سرد و گرم را مشاهده می‌کنیم که با استفاده از هامیلتونی، معادله حالت ماده‌ی هسته‌ای نامتقارن سرد و گرم حاصل می‌گردد.

در فصل سوم سیستم ماده‌ی هسته‌ای سرد متقارن و نامتقارن را مورد بررسی قرار می‌دهیم .

در فصل چهارم به بررسی ماده‌ی هسته‌ای گرم و خواص ترمودینامیکی آن می‌پردازیم.

در فصل پنجم به بررسی ماده‌ی هسته‌ای گرم با آنتروپی ثابت پرداخته و برخی از خواص ترمودینامیکی آن‌را بررسی می‌کنیم.

---

[۲] Okubo and Marshak

فصل دوم : پتانسیل دو نوکلئونی و برهمکنش موثر

مقدمه

تشریح نیروهای هسته‌ای یکی از هدف‌های اصلی دانشمندان از نخستین روزهای پیدایش فیزیک هسته‌ای تاکنون بوده‌است. دانشمندان تا سال ۱۹۳۴ می‌دانستند که نیروی هسته‌ای بسیار قوی است و برد آن در حدود 2fm می‌باشد، اما هیچگونه اطلاعاتی درباره‌ی منشأ آن نداشتند. تا اینکه در سال ۱۹۳۵ دانشمند جوان ژاپنی به نام هیدکی یوکاوا[۳] پیشنهاد کرد که نوع جدیدی از کوانتا می‌تواند عامل این پدیده باشد. یوکاوا فرض کرد که عامل اصلی این نیروی قوی ذره‌ی جدیدی است که در هستک‌های هسته مبادله می‌شود و جرمی بین جرم الکترون و پروتون دارد. این ایده در سال ۱۹۴۷ با کشف مزون π یا پیون در امولسیون‌های هسته‌ای توسط فرانک پاول و گیسپ اوچیالینی تایید شد. پیون جرمی معادل ۲۷۰ برابر جرم الکترون دارد و به سه شکل، با بار الکتریکی مثبت، منفی و خنثی وجود دارد. در برهمکنش‌های مربوط به دو پروتون و یا دو نوترون نوع بی‌بار آن و در برهمکش مربوط یه یک پروتون و نوترون نوع باردار آن مبادله می‌شود. برد نیروی هسته‌ای توسط رابطه‌ی $R = \frac{\hbar}{mc}$ به جرم پیون مرتبط شده و حدودا 1.4fm محاسبه می‌شود.

علاوه بر مزون π، مزون‌های با جرم بیشتر وجود دارد که در نیروهای هسته‌ای دخیل هستند. معروف‌ترین آن‌ها عبارت‌اند از: ۱) مزون η با جرم در حدود $549\ Mev$، ۲) مزون ρ با جرم معادل $769\ Mev$ و ۳) مزون ω با جرم حدود $783\ Mev$. بنابراین رابطه‌ی مربوط به برد، برد مربوط به مزون‌های سنگین‌تر از پیون را بطور قابل ملاحظه‌ای کمتر از برد مربوط به پیون پیش‌بینی می‌کند.

در ادامه، نخست خواص نیروهایی که بین نوکلئون‌ها اثر می‌کند را بررسی می‌کنیم. برای سادگی فرض می‌کنیم که فقط دونوکلئون با یکدیگر برهمکنش می‌کنند. سیستمهای

---

[۳] Hideki Yukawa

دو نوکلئونی سیستم‌های پروتون-پروتون، نوترون-نوترون و پروتون-نوترون می‌باشند، بنابراین سعی میکنیم فرم عمومی پتانسیل دو نوکلئونی را معرفی کنیم. سپس مروری بر نظریه‌ی میدان میانگین و پتانسیل موثر M3Y خواهیم داشت و در انتها هامیلتونی تک ذره‌ای وابسته به چگالی(مناسب برای بررسی ماده‌ی هسته‌ای سرد) و تکانه (مناسب برای بررسی ماده‌ی هسته‌ای گرم) را بدست می‌آوریم.

خواص نیروی نوکلئون – نوکلئون

خواص نیروی بین نوکلئون‌ها را می‌توان به طور مستقیم در برخوردهای میان دو نوکلئون (پراکندگی) و یا به طور غیر مستقیم با استخراج آن‌ها از خواص سیستم های مقید یعنی هسته‌ها، مطالعه کرد. بعضی از این خواص عبارتند از:

۱.این نیرو در فواصل کوتاه قوی تر از نیروی کولنی است زیرا نیروی هسته‌ای می‌تواند بر دافعه‌ی کولنی پروتون‌ها در هسته غلبه کند[۱۱].

۲. نیروی هسته‌ای در فواصل بلندی که در حدود ابعاد اتمی است، حدودا بزرگتر از 2.5fm به شدت ضعیف می‌گردد و می‌توان از آن می‌توان صرف نظر کرد، به عبارت دیگر نیروی هسته‌ای کوتاه برد است[۱۲].

۳. بعضی ذرات مانند الکترون‌ها تحت تاثیر نیروی هسته‌ای قرار نمی‌گیرند[۱۱].

۴. از جنبه‌های مهم نیروی هسته‌ای ، استقلال آن از بار است. نیروی مؤثر بین دو نوکلئون ، از اینکه دو پروتون ، دو نوترون و یا یک پروتون و یک نوترون باشند، مستقل است.

۵. نیروی نوکلئون-نوکلئون اشباع می‌شود. اگر هر نوکلئون تک تک نوکلئون‌های دیگر را جذب می‌کرد انتظار می‌رفت که انرژی بستگی متناسب با A^2 باشد و تمام هسته‌ها قطری برابر با برد نیروی هسته‌ای داشته باشند. هر دو پیش بینی برای هسته‌هایی با A>4 به شدت با تجربه مخالفند. در نتیجه نیروی هسته‌ای اشباع می‌شود به این معنی که یک ذره فقط تعداد محدودی از سایر ذرات اطراف خود را جذب می‌کند. نوکلئون‌های دیگر یا تحت تاثیر قرار نمی‌گیرند یا دفع می‌شوند.

۶. در فواصل کوتاه این نیرو دافعه است. به این معنی که بخش مرکزی نیروی هسته‌ای دارای یک مغزی دافعه است که نوکلئون‌ها را در فاصله‌ی معینی از یکدیگر نگاه می‌دارد. معمولا این بخش را به شکل یک مغزی سخت در نظر می‌گیرند ولی پتانسیل‌هایی نیز وجود دارند که برای هسته مغزی نرم تعریف میکنند (مانند پتانسیل رایدا[۱۳]).

۷. نیروی بین دو نوکلئون به سمتگیری (موازی یا پاد موازی بودن) اسپین نوکلئون‌ها بستگی دارد. نیروی بین دو نوکلئون با اسپین موازی نسبت به نیروی بین دو نوکلئون با اسپین پادموازی قویتر است .

۸. نیروهای هسته‌ای شامل یک مولفه‌ی تانسوری (غیر مرکزی) هستند[۱۴] این خاصیت از گشتاور چهار قطبی الکتریکی دوترون که غیر صفر است ناشی می‌شود و باعث می‌شود پایستگی تکانه زاویه‌ای مداری نقض شود. تکانه زاویه‌ای یکی از ثابت‌های حرکت در میدان نیروی مرکزی است.

دو خاصیت آخر از اعداد کوانتومی‌دوترون و از این واقعیت ناشی می‌شوند که این ذره تنها دارای یک حالت مقید است.

برای نیروی هسته‌ای توصیفات پدیده شناختی نیز وجود دارند که با کمک آن‌ها می‌توان تقارن‌های موجود در این نیرو را تعیین و فرم عمومی پتانسیل نوکلئون – نوکلئون را پیشنهاد کرد. این تقارن‌ها عبارتند از:

۱. ناوردایی گالیله‌ای: پتانسیل هسته‌ای باید مستقل از تغییر چهارچوب مرجع لخت باشد و فقط به مختصات نسبی دو ذره وابسته باشد و مستقل از مختصات مرکز جرم سیستم باشد.

۲. ناوردایی انتقالی: نیروی بین دو نوکلئون باید تحت انتقال سیستم دو نوکلئونی ناوردا باشد.

۳. ناوردایی تحت دوران دستگاه مختصات سیستم دو ذره‌ای

۴. ناوردایی تحت پاریته و یا انعکاس فضا که منجر به این می‌شود که تنها جملات با توان زوج فاصله‌ی نسبی و یا تکانه‌ی نسبی در پتانسیل وجود داشته باشند.

۵. ناوردایی تحت وارونی زمان

۶. ناوردایی تحت تعویض دو نوکلئون

۷. ناوردایی تحت دوران در فضای ایزواسپین(تقارن ایزواسپینی)

۸. پتانسیل هسته‌ای باید هرمیتی باشد.

رابطه‌ی زیر عمومی‌ترین فرم پتانسیل دو جسمی را نشان می‌دهد که از تقارن‌های ذکر شده تبعیت می‌کند و توسط اکوبو و مارشاک پیشنهاد شد[۱]:

(۱-۲-۲)