مقاله‌نامه بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۰-۲۹ اردیبهشت ۱۳۹۵)

# اثرات نسبیتی در بررسی هسته ی سست مقید $^{17}F$

فهیمه رضوانی[۱]، محمدرضا شجاعی[۲]

[۱و۲] دانشگاه صنعتی شاهرود

چکیده: *دراین کار، اثرات نسبیتی درتوصیف هسته ی سست مقید $^{17}F$ در نظر گرفته شده است. با توجه به اینکه حالت پایه ی $^{17}F$ با انرژی جدا سازی 600 KeV به پروتون و $^{16}O$ ضعیف مقید است، ما در یک مدل لایه ای واقعی، معادله ی دیراک را به منظور محاسبه ی تراز های انرژی حالت پایه و برانگیخته ی این هسته و هم چنین انرژی جداسازی پروتون، با تقارن شبه اسپینی حل کرده ایم. نتایج حاصل از این دیدگاه با دیدگاه غیر نسبیتی و تجربه مقایسه شده است.*

## مقدمه

در طی چند دهه ی گذشته، تئوری میدان میانگین نسبیتی در توصیف پدیده های هسته ای مربوط به هسته های ناپایدار به خوبی هسته های پایدار بسیار موفق بوده است[1-3]. در مقایسه با تئوری میدان میانگین غیر نسبیتی، تئوری میدان میانگین نسبیتی می تواند ویژگی های واقعی اشباع هسته ای را در ماده ی هسته ای باز تولید کند و طبعا پتانسیل جفت شده ی اسپین – مدار را ارائه دهد [4]. نقطه ی آغاز تئوری میدان میانگین نسبیتی لاگرانژینی است که نوکلئون ها را به عنوان اسپینور های دیراک در حال حرکت در میدان میانگین توصیف می کند و شامل بر همکنش بین نوکلئون ها ( پروتون ها و نوترون ها ) و مزون ها ($\sigma,\omega,\rho$) و هم چنین میدان کولنی می باشد. ویژگی اصلی دینامیک هسته ای نسبیتی ظهور میدان های جاذبه ی اسکالر S و دافعه ی برداری V است که در نتیجه توانایی متحد کردن اثرات جاذبه ای و دافعه ای مربوط به فواصل بلند و کوتاه در بر همکنش نوکلئون- نوکلئون را به طور همزمان دارد. هم چنین تقارن شبه اسپینی مشاهده شده در ترازهای تک ذره ای هسته های کروی به عنوان یک نتیجه ی منطقی از جفت شدگی مولفات پائینی معادله دیراک به وسیله ی تئوری میدان میانگین نسبیتی قابل فهم است [5]. وجود خواص فوق در ساختار هسته ها که به وسیله پدیدار شناختی معادله ی دیراک در تئوری میدان میانگین نسبیتی قابل توضیح هستند، بیانگر این واقعیت است که می توان دینامیک هسته ای نسبیتی را برای تصحیح بیشتر در بررسی ساختار هسته ها به کار برد[6-11].

در این کار ما هسته ی $^{17}F$ را به منظور مشخص شدن اثرات نسبیتی در تعیین تراز های انرژی این هسته مطالعه می کنیم. هسته $^{17}F$ دارای ۹ پروتون می باشد که آخرین پروتون در حالت پایه $5/2^+$ (1d) قرار می گیرد. حالت پایه $^{17}F$ با انرژی جداسازی 600 KeV به پروتون و $^{16}O$ ، سست-مقید است و حالت برانگیخته آن یعنی حالت $1/2^+$ (1s)، تاکنون یکی از بهترین حالت های هاله ی شناخته شده در فیزیک هسته ای است [12-13].

**انتخاب پتانسیل مناسب:** برای محاسبه ی ترازهای انرژی قبل از هر چیز باید پتانسیل مناسبی برای بر همکنش بین نوکلئون منفرد و هسته ی مرکزی انتخاب کنیم [14-15]. ما با ایجاد تغییراتی در پتانسیل هلمن، پتانسیل تغییر شکل یافته هلمن را به صورت زیر در نظر می گیریم.

$$V(r) = [\frac{V_1}{r^2} - \frac{V_2}{(1-e^{-2\alpha r})^2}]\, e^{-\alpha r} \qquad (۱)$$

علی رغم تغییرات انجام شده، رفتار پتانسیل تغییر شکل یافته هلمن مانند پتانسیل های معروف هسته ای است [16] .

**دیدگاه نسبیتی**: با در نظر گرفتن تقارن شبه-اسپینی $\Sigma(r)=V(r)+S(r)=C_{ps}$ در معادله ی دیراک [17]، و جایگذاری پتانسیل شعاعی رابطه ی (۱)، خواهیم داشت

$$[-\frac{d^2}{dr^2}+\frac{(\kappa+H)(\kappa+H-1)}{r^2}+(E_{n\kappa}+M-C_{ps})\times (-\frac{V_1}{r^2}+\frac{V_2}{(1-e^{-2\alpha r})^2})e^{-\alpha r}]G_{n\kappa}(r)=[E_{n\kappa}^2-M^2-C_{ps}(E_{n\kappa}+M)]G_{n\kappa}(r) \quad (۲)$$

به طوری که $\kappa=-\tilde{l}$ و $\kappa=\tilde{l}+1$ برای حالتهای $\kappa<0$ و $\kappa>0$ هستند. به دلیل جمله شبه مرکزی $1/r^2$ ، به منظور یافتن جواب های معادله (۲) از تقریب آدریچ [18] استفاده می کنیم. با تغییر متغیر های زیر

$$\tilde{V_1}=-V_1\alpha^2[E_{n\kappa}-M-C_{ps}] \quad , \quad \tilde{V_2}=\alpha^2[\kappa(\kappa+1)-H^2-H+2\kappa H] \quad \tilde{V_3}=-V_2[E_{n\kappa}-M-C_{ps}] \quad ,$$
$$\tilde{E}_{n\kappa}=E_{n\kappa}^2-M^2-C_{ps}[E_{n\kappa}+M] \quad (۳)$$

خواهیم داشت

$$[-\frac{d^2}{dr^2}+\tilde{V_1}\frac{e^{-3\alpha r}}{(1-e^{-2\alpha r})^2}+\tilde{V_2}\frac{e^{-2\alpha r}}{(1-e^{-2\alpha r})^2}+\tilde{V_3}\frac{e^{-\alpha r}}{(1-e^{-2\alpha r})^2}]\times G_{n\kappa}(r)=\tilde{E}_{n\kappa}G_{n\kappa}(r) \quad (٤)$$

با توجه به مفاهیم روش ابرتقارن در حل معادله دیراک و روش ناوردایی شکل [19-20]، ویژه مقدارهای انرژی به صورت زیر به دست می آید

$$E_{n\kappa}=-\frac{1}{8\mu}[\alpha+2n\alpha \pm\sqrt{\frac{1}{2}[(\alpha^2+2\mu\tilde{V_2})^2-(2\mu(\tilde{V_3}+\tilde{V_1}))^2]^{1/2}+\frac{1}{2}(\alpha^2+2\mu\tilde{V_2})}\ ]^2 \quad (۵)$$

که در رابطه ی (۵)، $\mu$ جرم کاهش یافته است. اکنون پس از به دست آوردن رابطه ی ویژه مقادیر انرژی در معادله ی دیراک با پتانسیل تغییر شکل یافته ی هلمن انرژی حالت پایه، حالت های بر انگیخته و هم چنین انرژی جدا سازی پروتون، مربوط به هسته ی $^{17}F$ را محاسبه می کنیم. نتیجه ی محاسبات انجام شده در جدول (۱) مشاهده می شود.

**دیدگاه غیر نسبیتی**: در این قسمت به منظور مقایسه ی دیدگاه نسبیتی با دیدگاه غیر نسبیتی ، در یک دیدگاه غیر نسبیتی، معادله ی شرودینگر را با پتانسیل رابطه ی (۱) برای محاسبه ی تراز های انرژی هسته ی سست مقید $^{17}F$ حل نموده ایم. معادله ی شرودینگر در مختصات فوق کروی به صورت زیر است

$$\{-\frac{d^2}{dr^2}+\frac{l^2}{r^2}+\frac{2\mu}{\hbar^2}V(r)\}U(r)=(\frac{2\mu}{\hbar^2}E)U(r) \quad (٦)$$

با جایگذاری پتانسیل رابطه ی (۱) در معادله ی شرودینگر، تغییر متغیر های زیر را اعمال می کنیم

$$\tilde{V_1}=2\mu\alpha^2V_1 \quad , \quad \tilde{V_2}=-l^2\alpha^2 \quad , \quad \tilde{V_3}=-2\mu V_2 \quad (۷)$$

مقاله‌نامه بیست و سومین کنفرانس بهاره فیزیک (۳۰-۲۹ اردیبهشت ۱۳۹۵)

با استفاده از تقریب آلدریچ و روش ابرتقارن مانند دیدگاه نسبیتی، تراز های انرژی به صورت زیر به دست می آید

$$E_{n\kappa} = -\frac{1}{8\mu}[\alpha + 2n\,\alpha \pm \sqrt{\frac{1}{2}[\alpha^4(1+2\mu\kappa^2)^2 - (\frac{4\mu^2}{\hbar^2}(V_2 - \alpha^2 V_1))^2]^{1/2} + \frac{\alpha^2}{2}(1+2\mu\kappa^2)}\ ]^2 \qquad (۸)$$

که در رابطه ی (۸)، $\mu$ جرم کاهش یافته است . تراز های انرژی به دست آمده از این رابطه در جدول (۱) قابل مشاهده است.

**نتیجه گیری:** در جدول (۱) تراز های انرژی حالت پایه و ۵ حالت اول برانگیخته ی مربوط به هسته ی سست مقید $^{17}$F از دیدگاه های تجربی، نسبیتی و غیر نسبیتی محاسبه شده به وسیله ی روابط (۵) و (۸) دیده می شود. همان طور که مشخص است نتایج حاصل از محاسبات انجام شده با دیدگاه نسبیتی نسبت به دیدگاه غیر نسبیتی تطابق بهتری با نتایج تجربی دارد.

جدول ۱ : انرژی حالت های پایه و بر انگیخته ی هسته ی سست مقید $^{17}F$

| $J_\pi$ | $l$ | $n$ , κ | $(l, j = l + 1/2)$ | E (MeV) (Exp) | E (MeV) (Relativistic) | E (MeV) (Non-Relativistic) |
|---|---|---|---|---|---|---|
| **5/2$^+$** | 2 | 1,-3 | $1d_{5/2}$ | 128.2196 | 128.4925 | 128.5153 |
| **1/2$^+$** | 0 | 2,-1 | $2s_{1/2}$ | 127.7243 | 127.9552 | 128.0082 |
| **1/2$^-$** | 1 | 2,1 | $2p_{1/2}$ | 125.1156 | 125.0196 | 125.5214 |
| **5/2$^-$** | 3 | 1,3 | $1f_{5/2}$ | 124.3626 | 124.1484 | 123.8657 |
| **3/2$^-$** | 1 | 2,-2 | $2p_{3/2}$ | 123.5796 | 123.3291 | 123.3118 |
| **3/2$^+$** | 2 | 2,2 | $2d_{3/2}$ | 123.2196 | 123.2208 | 123.0409 |

## مراجع

1. Waleca, J. D., *Ann. Phys.* **83**, 491-529 (1974).
2. Serot, B. D., Waleca, J. D., *Adv. Nucl. Phys.* **16**, 1-327 (1986).
3. Ring, P., *Prog. Part. Nucl. Phys.* **37**, 193-263 (1996).
4. Kucharek, H., Ring, P., *Z. Phys.* **A 339**, 23-35 (1991).
5. Meng, J., Ring, P., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 3963-3966 (1996).
6. Arima, A., Harvey, M., Shimizu, K., *Phys. Lett.* **B 30**, 517 (1969).

7. Hecht, K. T., Adler, A., *Nucl. Phys*. **A 137**, 129 (1969).
8. Bohr, A., Hamamoto, I., Mottelson, B. R., *Phys. Scr*. **26**, 267 (1982).
9. Dudek, J., *et al*., *Phys. Rev. Lett*. **59**, 1405 (1987).
10. Ginocchio, J. N., *Phys. Rev. Lett*. **78**, 346 (1997).
11. Ginocchio, J. N., Madland, D. G., *Phys. Rev.* **C 57**, 1167 (1998).
12. Bertulani, C.A., Danielewicz, P., *Nuclear physics* . **A 717**, 19 (2003).
13. Morlock, R., *et al*., *Phys. Rev. Lett*. **79**, 3837 (1997).
14. Naghdi, N., *Phys. Part. Nucl*. **5**, 924 (2014).
15. Tamagaki, R., *Progress of Theoretical Physics*. **39**, 91-107 (1968).
16. Woods, R. D., Saxon, D. S., *Phys. Rev*. **95**, 577 (1954).
17. Ginocchio, J. N., *Phys. Rev. Lett*. **78**, 346 (1997).
18. Greene, R. L, Aldrich, C., *Phys. Rev*. **A 14**, 2363 (1976).
19. Cooper, F., Khare, A., Sukhatme, U., *Phys. Rep*. **251**, 267 (1995).
20. Jia, C. S., *et al*., *Commun. Theor. Phys*. **37**, 523 (2002).