

محاسبه سطح مقطع جداسازی فوتونی ^3H به روش نظریه میدان موثرصادقی، حسین^{۱۲}

گروه فیزیک دانشگاه اراک

چکیده:

امروزه نظریه میدان موثر بعنوان یکی از روشهای محاسباتی دقیق در فیزیک هسته ای مورد استفاده قرار می گیرد. در این مقاله ما با استفاده از این نظریه سطح مقطع جداسازی فوتونی ($\gamma^3\text{H} \rightarrow nd$) را تا مرتبه N^2LO محاسبه می نماییم. نتایج بدست آمده نشان دهنده تطابق خوبی بین نتایج تجربی و محاسبه شده می باشد. هرچند که نتایج تجربی در مورد این فرآیند از دقت خوبی برخوردار نبوده و پراکنده است. علاوه بر این محاسبات با این روش در مقایسه با روشهای بر پایه پتانسیل بر این نکته ارزش می دهد که نتایج عدم وابسته به شرایط برد کوتاه در مسائل فیزیک هسته ای بوده و به برش انتخابی وابسته نیست. نتایج ما نشان دهنده کاهش خطا مرتبه به مرتبه بوده و همگرا می شود.

مقدمه

روش نظریه میدان موثر بر این پایه استوار است که فیزیک انرژیهای پایین $E \ll M_0$ یا $(\lambda \gg \frac{1}{M_0})$ ، حساس به جزئیات اندرکنشها در انرژی بالا $E \gg M_0$ یا $(\lambda \ll \lambda_0 = \frac{1}{M_0})$ نمی توانند باشند. به طور مثال آزمایشی در انرژی پایین یا با طول موج بلند گواهی بر وجود مرکز پراکندگی کوچک دارد ولی از چگونگی ساختار و جزئیات ساختاری آن هیچ اطلاعاتی نمی دهد. نکته مهم در اینجاست که پارامترهای مربوط به فیزیک در برد کوتاه، هر چند که دارای اهمیت زیادی هستند ولی نمی توان این پارامترها را محاسبه کرد و تنها با مقایسه با نتایج عددی تعیین می شوند. بدین منظور نظریه میدان موثر (Effective Field Theory) کاندیدای خوب برای فیزیکی می باشد که در آن مقیاس های فاصله در مورد فیزیک کوتاه برد شناخته شده نیست ولی در مورد فیزیک بلند برد، بطور دقیق مشخص و معین است.

مومنتوم بستگی دوترون $\gamma \sim 45\text{Mev}$ که از جرم پایون $m_\pi \sim 140\text{Mev}$ و نیز جرم نوکلئون $M_N \sim 1000\text{Mev}$ پایین تر است. در مورد چنین مسائلی که می توان به راحتی مقیاس های مختلف در مسئله را جدا نمود، نظریه میدان موثر خوب جواب می دهد پس EFT نظریه خوبی را برای جداسازی اثرات فیزیک بلند برد از فیزیک کوتاه برد به ما ارائه می کند. اگر مومنتوم ما در حد جرم پایون باشد $p \sim m_\pi$ آنگاه می توان جرم پایون و جرم نوکلئون را به عنوان مقیاس بلند برد و کوتاه برد در نظر گرفت. در QCD ، پارامتر کوچک بسط

¹² Hossein Sadeghi (email: H-Sadeghi@Araku.ac.ir)



Q/Λ_x است که در آن Q مومنتوم مشخصه و Λ_x مقیاس شکست خود به خود تقارن کایرال است و از مرتبه جرمهای پایین ترین تحریکات و تشدیدها می باشند. اثرات کوارکهای با جرم غیر صفر نیز در جرم پایون است به شرطی که در تئوری Q را همانند جرم کوچکترین ذره ای که از تئوری خارج می شود یا پایون در نظر بگیریم. بنابراین پارامتر m_π/Λ_x کوچک خواهد بود. برای مرور مقالات [1-9] رابینید.

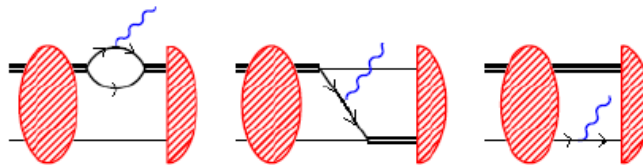
در این مقاله ما با استفاده از نظریه میدان موثر به بررسی و محاسبه سطح مقطع جداسازی فوتونی ($\gamma^3H \rightarrow nd$) تا مرتبه N^2LO خواهیم پرداخت. بدین منظور در فصل فرمولبندی به بررسی و نحوه فرمولبندی برای محاسبه پرداخته و در فصل نتایج به تجزیه و تحلیل نتایج بدست آمده از این محاسبه خواهیم پرداخت.

چارچوب فرمولبندی نظری

جداسازی فوتونی ترایتون در انرژیهای متوسط بین (۰-۴۰ MeV) از طریق دو قطبی های الکتریکی و مغناطیسی و بویژه دو قطبی الکتریکی اتفاق می افتد. سطح مقطع جداسازی فوتونی ترایتون را می توان به صورت زیر نوشت:

$$\sigma_{\gamma^3H \rightarrow nd}(E_\gamma) = (2\pi)^2 \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^2 M(E_\gamma) E_\gamma \quad (1)$$

در شکل (۱) دیاگرامهای دسته بندی شده در مورد محاسبه توزیع و سهم دو قطبی الکتریکی و اندرکنش فوتون با نوکلئون و دوترون، نشان داده شده است.



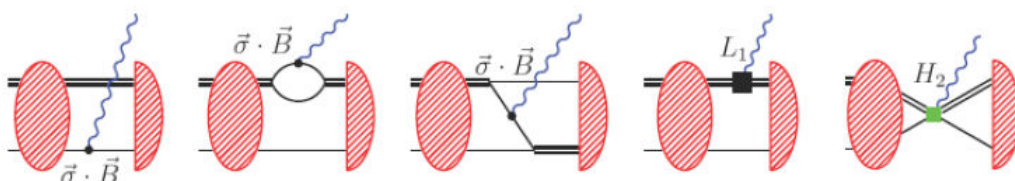
شکل ۱: دیاگرام برهمکنشهای ممکن سه جسمی اضافه شده به محاسبات مربوط به توزیعات دو جسمی را

تا مرتبه N^2LO نشان می دهد. خطوط پر و خط چین به ترتیب نوکلئون و پایون را نشان می دهد.

با قرار دادن این اندرکنش و افزودن آن به سیستم دو جسمی، به معادله انتگرالی فدیو در سیستمهای سه جسمی برای محاسبه دامنه دو قطبی الکتریکی می رسمیم که باید بصورت عددی حل شود.

در شکل (۲) دیاگرامهای دسته بندی شده در مورد محاسبه توزیع و سهم دو قطبی مغناطیسی و اندرکنش فوتون با نوکلئون و دوترون، نشان داده شده است. در قسمت آخر این شکل نوع اندرکنش نقطه گونه برای سه جسم در نظر گرفته شده است که به ترتیب نوکلئونها راسهای اندرکنش میدانهای سه نوکلئون (H_0) و از طریق مشتقات آنها (H_2) به صورت :

$$\mathcal{H}(E; \Lambda) = \frac{2}{\Lambda^2} \sum_{n=0}^{\infty} H_{2n}(\Lambda) \left(\frac{ME + \gamma_t^2}{\Lambda^2}\right)^n = \frac{2H_0(\Lambda)}{\Lambda^2} + \frac{2H_2(\Lambda)}{\Lambda^4} (ME + \gamma_t^2) + \dots \quad (2)$$





شکل ۲: دیاگرام برهمکنشهای ذره گونه سه جسمی اضافه شده به محاسبات مربوط به توزیعات دو جسمی را همراه با ثابت جفت شدگی به منظور عدم بستگی نتایج به برش و واگرایی UV را نشان می دهد.

با درج انرژی جنبشی میسر خواهد بود.

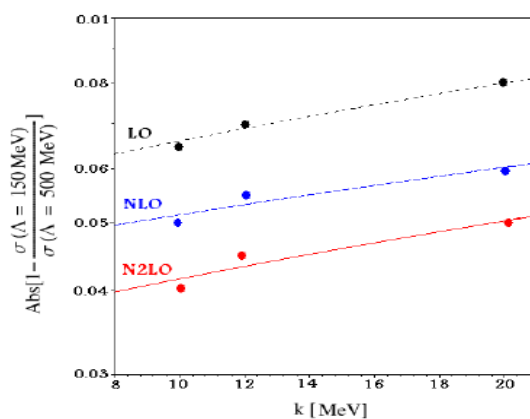
وجود این نوع برهمکنش باعث وجود واگرایی UV خواهد شد و احتیاج به بازبینی و رفع این واگرایی در حل معادله انتگرالی فدیو دارد. این نوع واگرایی و نوع رفع آن با افزودن نیروی سه جسمی وابسته به برش (Cut-off) نمایش داده شده است. در واقع افزودن نیروی سه جسمی مشابه با افزودن یک جمله متقابل (counter-term) عمل می نماید و ایجاب می کند تا نتایج مربوط به مشاهده پذیرها مستقل از برش انتخابی گردد. بمنظور داشتن چنین جوابهایی باید نیروی سه جسمی را به صورت زیر در هر مرتبه از Q/Λ به محاسبات اضافه نمود:

$$\mathcal{H}(E, \Lambda) + \frac{2}{\pi} \int^{\Lambda} dq q^2 \mathcal{D}(E - \frac{q^2}{2M}, q) [\mathcal{K}(q, p) + \mathcal{H}(E, \Lambda)] t_{\Lambda}(q) = \text{const.} \quad (3)$$

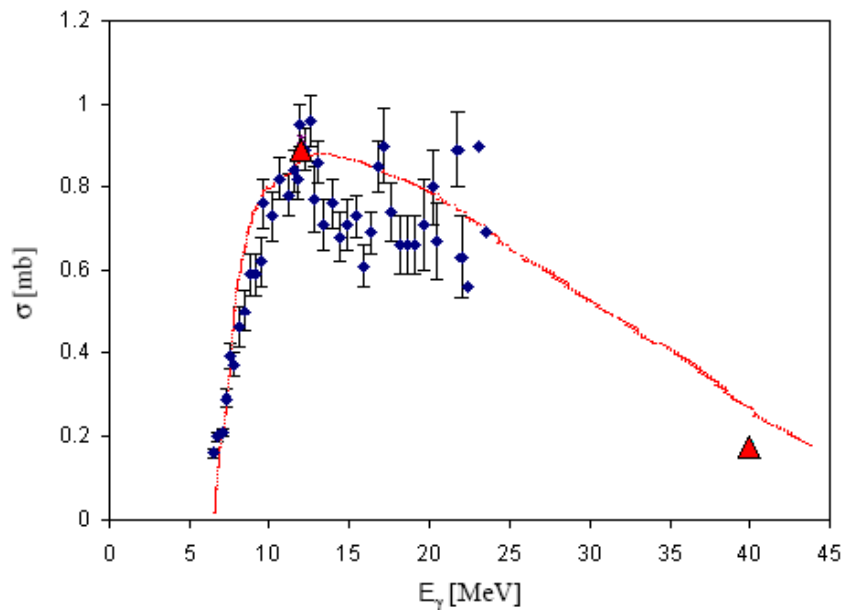
با باز دوباره تعریف نیروی سه جسمی و صفر قرار دادن ثابت سمت راست معادله (۳) بدون از دست دادن کلیت مسئله خواهیم داشت:

$$\mathcal{H}(E, \Lambda) \rightarrow \mathcal{H}(E, \Lambda) - \frac{\text{const.}}{1 + \frac{2}{\pi} \int^{\Lambda} dq q^2 \mathcal{D}(E - \frac{q^2}{2M}, q) t_{\Lambda}(q)} \quad (4)$$

نتایج حاصل از تغییرات برش را در شکل (۳) نشان داده ایم. در شکل (۳) می توان این واقعیت را دید که با حضور نیروهای سه جسمی خطای محاسبات مرتبه به مرتبه کاسته شده تا فاکتور کاهش باندازه ۲۰۰ بار را نشان دهد [10]. و این خطا در این محاسبه در مرتبه N^2LO به کمترین حد خود خواهد رسید.



شکل ۳: تغییرات برش و وابسته ای به آن را در مراتب مختلف محاسبه نشان می دهد.



شکل ۴: نتایج مربوط به گیراندازی سطح مقطع جداسازی فوتونی را با درج نیروی سه جسمی تا مرتبه N^2LO را نشان می‌دهد. نتایج بر پایه پتانسیل AV18 از مرجع [12]، را با مثلث و نتایج میدان موثر را با خط پر و نتیجه تجربی مربوط به مرجع [13] را با نقطه نشان می‌باشد.

نتایج

در شکل (۴) نتایج مربوط به محاسبه سطح مقطع جداسازی فوتونی تراپتون با حضور نیروهای سه جسمی را تا مرتبه N^2LO نشان می‌دهد. نتایج مربوط به این فرآیند با نظریه میدان موثر، مدل‌های آرگون V14 و V18 و نتیجه تجربی با یکدیگر مقایسه شده است. نتایج ما با نظریه میدان موثر حاکی از کاسته شدن و همگرایی نظریه با افزودن نیروهای سه جسمی با نتیجه تجربی و افزایش مرتبه محاسبات می‌باشد. این نتایج در جدول (۱) آمده است.

جدول ۱: نتایج مربوط به نظریه میدان موثر در مقایسه با نتایج مدل‌های پتانسیل را در انرژیهای مختلف با در نظر گرفتن نیروهای سه جسمی نشان می‌دهد.

نوع فرمولبندی مسئله	$E_\gamma = 12$ [MeV]	$E_\gamma = 40$ [MeV]
AV18-Siegert	1.056	0.168
AV18-MEC	0.949	0.155
CD Bonn2000-Siegert	0.980	0.169
AV18+UrbanaIX-Siegert	0.882	0.180
AV18+UrbanaIX-MEC	0.915	0.169
CDBonn2000+TM'-Siegert	0.889	0.176
EFT(N^2LO)	0.886	0.272

همانطور که از نتیجه سطح مقطع فرآیند جداسازی فوتونی مشاهده می‌شود نتایج تا مرتبه N^2LO از تطابق خوبی در مقایسه با نتایج بر پایه مدل خاص برخوردار است. همچنین نتایج ما در مقایسه با نتایج مربوط به محاسبات با مدل‌های دیگر عدم وابستگی به برش انتخابی را نشان داده و تاکید دارد که به فیزیک برد- کوتاه وابستگی ندارد. با نگاه به این نتایج بوضوح می‌توان فهمید که افزودن نیروهای سه ذره ای به روش نظریه میدان موثر تا



مرتبه N^2LO تصحیح خوبی از محاسبه مشاهده پذیرهای فیزیکی را در بر دارد و این همه حکایت از آن دارد که دسته بندی نیروهای چند جسمی لازم و مرتبه آن برای هر نوع از این نیروها در سیستمهای چند جسمی باید مشخص گردد.

با نگاه کردن به جدول (۱) و شکل (۴) می توان دید که اولاً "نتایج تجربی در مورد این فرآیند پراکنده و از خطای زیادی برخوردار است. این نکته دلالت بر این واقعیت خواهد داشت که در انرژیهای پایین باید به دنبال روشهای اندازه گیری بادقت بالاتر بود. همچنین می توان دید که هر چه انرژی کمتر باشد نتایج نظریه میدان موثر بدون پایون بواسطه اعتبار این نظریه بهتر خواهد بود و نتایج از همگرایی مناسبتری برخوردار است. در انرژی 40 MeV می توان دید که بین نتیجه ما با نتیج دیگر بر پایه مدل پتانسیل تطابق نیست و این بدین دلیل است که در این انرژیها باید پایون بعنوان یکی دیگر از درجات آزادی علائمه بر نوکلئونها، وارد محاسبات گردد زیرا دیگر نسبت $40/140$ باندازه کافی برای همگرایی نظریه کوچک بنظر نمی رسد. در این قسمت باید بدنال محاسبه از طریق نظریه میدان موثر کایرال رفت و از ان بعنوان نظریه ای برای محاسبات مسائل هسته ای با داشتن پایون بعنوان درجه آزادی استفاده نمود.

تشکر و قدردانی

در اینجا بر خود لازم می دانم از حمایتهای دانشگاه اراک در راستای انجام و تحقق این کار تشکر و قدردانی نمایم.

۱-۱- مراجع

- [1] S.Weinberg, Phys. Lett. **B251**, 288 (1990); Nucl. Phys. **B363**, 3 (1991).
- [2] D.B. Kaplan, M.J. Savage and M.B. Wise, Phys. Lett. **B424**, 390 (1998) nucl-th/9801034; Nucl. Phys. **B534**, 329 (1998) nucl-th/9802075.
- [3] D.B. Kaplan, M.J. Savage and M.B. Wise, Phys. Rev. **C59**, 617 (1999).
- [4] P.F. Bedaque, H.-W. Hammer and U. Van Kolck, Nucl. Phys. **A646**, 444 (1999); P.F. Bedaque, H.-W. Hammer and U. Van Kolck, Phys. Rev. Lett. **82**, 463(1999).
- [5] P.F. Bedaque and U. van Kolck, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **52**, 339 (2002) .
- [6] H.W.Griesshammer, Nucl. Phys. **A 760**, 110 (2005).
- [7] E. Braaten and H.W. Hammer, cond-mat/0410417.
- [8] M.C. Birse, nucl-th/0509031.
- [9] H.W. Griesshammer, Nucl. Phys. **A 744**, 192 (2004).
- [10] H. Sadeghi and S. Bayegan, Nucl. Phys. **A 753**, 291(2005).
- [11] H. Sadeghi, S. Bayegan and Harald W. Griesshammer, Phys.Lett **B 643**, 263(2006).
- [12] H. Sadeghi, S. Bayegan and Harald W. Griesshammer, Phys.Lett **B 643**, 263(2006).
- [13] L.E. Marcucci, M. Viviani, R. Schiavilla, A. Kievsky and S. Rosati, Phys. Rev. **C 72**, 014001(2005).
- [14] R. Skibinski, J. Golak, H. Kamada, H. Witala, W. Glockle, A.Nogga, Phys. Rev. **C67**, 054001 (2003).