



دانشکدہ : فیزیک

گروہ : هستهای

عنوان پایان نامه ارشد:

محاسبه شکست¹⁷F به پروتون و ¹⁶O به کمک حل معادله شرودینگر با تصحیح پتانسیل برهمکنش وودز- ساکسون

دانشجو:

عباس نيكنام

استاد راهنما:

پروفسور علی اکبر رجبی

پایان نامه ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

بهمن ماه ۱۳۹۳

پیوست شماره ۲

دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکدہ :فیزیک

گروہ :فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد آقای عباس نیکنام

تحت عنوان: "محاسبه شکست 17F به پروتون و 160 به کمک حل معادله شرودینگر با تصحیح پتانسیل برهمکنش وودز ساکسون" در تاریخ ۱۳۹۳/۱۱/۲۹ توسط کمیته تخصصی زیر جهت اخذ مدرک کارشناسی ارشد مورد ارزیابی و با درجه **سیارترین**. مورد پذیرش قرار گرفت.

اساتيد راهنما	[مضاء	اساتيد مشاور	امضاء
نام و نام خانوادگی : ۱	C	نام و نام خانوادگی :	
دکترعلی اکبر رجبی	442		
نام و نام خانوادگی		نام و نام خانوادگی :	

امضاء	نماينده تحصيلات	امضاء	اساتيد داور
	تكميلى		
79	نام و نام خانوادگی :		نام و نام خانوادگی :
	دکتر سیدایمان حسینی	X	دكتر محمدرضا شجاعى
		have	نام و نام خانوادگی :
			دكتر نسرين صالحي
		1/	نام و نام خانوادگی :
			نام و نام خانوادگی :

تقديم به :

روح پاک پدرم که عالمانه به من آموخت تا چگونه در عرصه زندگی، ایستادگی را تجربه نمایم.

و به مادرم، دریای بی کران فداکاری و عشق که وجودم برایش همه رنج بود و وجودش برایم همه مهر.

و به همسرم،که سایه مهربانیش سایهسار زندگیم میباشد.

نخستین سپاس و ستایش از آن خداوندی است که بنده کوچکش را در دریای بیکران اندیشه، قطره ای ساخت تا وسعت آن را از دریچه اندیشههای ناب آموزگارانی بزرگ به تماشا نشیند. لذا اکنون که در سایهسار بنده نوازیهایش پایاننامه حاضر به انجام رسیده است، برخود لازم می دانم تا مراتب سپاس را از بزرگوارانی به جا آورم که اگر دست یاریگرآنها نبود، هرگز این پایان نامه به انجام نمی رسید.

ابتدا از استاد گرانقدرم پروفسور علی اکبر رجبی که زحمت راهنمایی این پایاننامه را بر عهده داشتند، کمال سپاس را دارم.

از اساتید عالیقدرم، جناب آقای دکتر محمدرضا شجاعی و خانم دکتر نسرین صالحی که زحمت داوری این پایاننامه را متحمل شدند، صمیمانه تشکر میکنم.

از اساتید عزیزم دکتر مهدی سلیمانی و دکتر مجید حمزوی که در انجام این کار از راهنماییهای آنها نیز استفاده نمودم تشکر مینمایم.

سپاس آخر را به مهربانترین همراهان زندگیم، به همسر و فرزند عزیزم تقدیم میکنم که در سایه همیاری و همدلی آنها به این منظور نائل شدم.

تعهد نامه

اینجانب عباس نیکنام دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک هستهای دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه با عنوان: محاسبه شکست ¹⁷F به پروتون و ¹⁶C به کمک حل معادله شرودینگر با تصحیح پتانسیل برهمکنش وودز – ساکسون تحت راهنمائی دکتر علی اکبر جلالی متعهد می شوم .

- تحقیقات در این پایان نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهشهای محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در پایان نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است.
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد و مقالات
 Shahrood University of و یا « Shahrood University of
 Technology » به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایح اصلی پایان نامه تأثیر گذار بوده اند
 در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها)
 استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است.

امضای دانشجو

تاریخ ۹۳/۱۱/۲۹

مالکیت نتایج و حق نشر • کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه های رایانه ای، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود. • استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی باشد.

روش تفکیک کولنی^۱ بر پایه این حقیقت استوار است که یک پرتابه با عبور از نزدیکی یک هسته سنگین، یک میدان الکتریکی از هسته هدف دریافت کرده و به قسمتهای مختلف شکسته میشود. بر اساس این روش ما به مطالعه ی شکست فلوئور به اکسیژن و پروتون پرداختهایم، زیرا هنگامی که 71 از نزدیکی هسته سنگین 208 عبور می کند تحت تاثیر میدان الکتریکی این هسته سنگین، به یک پروتون و 0 شکسته میشود. این فرایند به دو قسمت تقسیم میشود، یک حالت مقیدی است که پروتون و 0 شکسته میشود. این فرایند به دو قسمت تقسیم میشود، یک حالت مقیدی است که برای حالتهای مقید^۲ و حالت پیوستار بعد از تجزیه. براین اساس ما به حل معادله شرودینگر شعاعی برای حالتهای مقید^۲ و حالت پیوستار ^۳ 17 پرداختهایم. چون 17 یک هسته هالهای[†] میباشد و برای حالتهای مقید^۲ و حالت پیوستار ^۳ 17 پرداختهایم. چون 17 یک هسته هالهای[†] میباشد و برهمکنش اسپین– مدار و پتانسیل کولنی در دو حالت 17 پرداختهایم. چون 17 یک هسته هالهای[†] میباشد و استفاده نموده، به حل تحلیلی معادله شرودینگر به روش^۸ *U*-*N* پرداختهایم و ترازهای انرژی حالت مقید آن را بدست آورده و با مقادیر تجربی و مقادیر عددی بدست آمده مقایسه نموده و توابع موج حالتهای مقید و پیوسته را رسم کردهایم.

واژگان كليدى:

روش تفکیک کولنی، معادله شرودینگر، هستهی هالهای، حالت مقید، حالت پیوستار، پتانسیل وودز-ساکسون، برهمکنش اسپین- مدار، پتانسیل کولنی، جمله گریز از مرکز، روش N-U.

- ^r Continuum state
- ^٤ Halo nuclei
- ° Shell model
- ۲ Woods–Saxon
- v centrifugal terms
- ^ Nikiforov-Uvarov Method

[\] Coulomb dissociation method

 $^{^{\}mathsf{r}}$ Bound state

فهرست اشکال و علائم و اختصارات

۲	شکل(۱-۱) ستارهی دنبالهدار شوماخر-لوی۹ و سیاره مشتری
۳	شکل (۱-۲) جذب فوتون مجازی و تشکیل حالت برانگیخته و جدا شدن پروتون
۴	شکل(۱-۳) نقش طرحواره یک فرایند تحریک کولنی
۸	شکل (۱-۴) هستههای هالهای دو نوترونی لیتیوم و هستههای هالهای یک نوترونی بریلیوم
۹	شکل (۱–۵) پرشدن ترازها پروتون و نوترون در فلوئور
۱۰.	شکل(۱-۶) شکل چاه پتانسیل برای پروتون و نوترون
۱۰.	شکل(۱-۷) حالتهای برانگیخته فلوئور و اکسیژن
14.	شکل(۲-۱) تعداد ایزوتونهای پایدار برحسب عدد نوترونی. [۹]
۱۵.	شکل (۲-۲) انرژی جدایی دو پروتونی و دو نوترونی در چند رشته از ایزوتوپها.[۸]
۱۸.	شکل(۲-۳) حالتهای تک ذرهای محاسبه شده از پتانسیلهای مدل پوستهای و اعداد جادویی
۲۱.	شکل(۲-۴) نمودار چگالی بار هستهای به صورت تابعی از فاصله شعاعی برای چند عنصر [۱۳]
۲۲.	شکل (۲–۵) شکل واقعی از پتانسیل مدل پوستهای
۲۷.	شکل (۲–۶) جداشدگی ترازهای انرژی در اتم
۲۷.	شکل (۲-۷) جفتشدگی اسپین- مدار ضعیف و قوی هستهای
۲۸.	شکل(۲–۸) جداشدگی ترازهای انرژی در هسته
۲٩.	شکل(۲-۹) پتانسیل برهمکنش پروتون و اکسیژن شامل برهمکنش هستهای و کولنی
۳۳.	شکل (۲–۱۰) نمودار پتانسیلهای بکار رفته در حل معادله شرودینگر برحسب r
43.	شکل (۴–۱) توصیف فلوئور بهعنوان سیستم مرکب از اکسیژن و پروتون
۵۰.	شکل(۴-۲) نمودارهای مربوط به معادلات سمت چپ و سمت راست رابطه (۴-۲۸) برحسبr
۵۲.	شکل (۴–۳) نمودارهای مربوط به معادلات سمت چپ و راست رابطه(۴–۳۳) برحسبs
۵۲.	شکل(۴-۴) نمودارهای مربوط به معادلات سمت چپ و راست معادله(۴-۳۴) برحسبs

شکل (۴-۵) نمودارهای مربوط به معادلات سمت چپ و راست رابطه(۴-۳۵) برحسبs
شکل(۴-۶) نمودار نمایش پتانسیل میدان میانگین برای پروتون و نوترون
شکل(۴-۲) نمودار تابع موج برحسب r برای حالت پایه وقتیr کوچکتر از شعاع هستهای است ۵۹
شکل(۴-۸) نمودار تابع موج برحسب r برای حالت برانگیخته اول
شکل(۴–۹) توابع موج نرمالیزه اتم فلوئور
شکل(۴–۱۰) نمودار تابع موج برحسب r برای حالت پایه وقتی r بزرگتر از شعاع هستهای است۶۶
شکل(۴–۱۱) نمودار تابع موج برحسب r برای حالت برانگیخته اول
فهرست جدولها
جدول(۴-۱) مقایسه انرژیهای بدست آمده از تجربه و کار گروه هاجن و کار ما

فهرست مطالب

۱	مقدمه
۲	۱-۱ تاريخچه:
۴	۲-۱ روش تفکیک کولنی:
۶	۳-۱ هسته هالهای
٨	۱–۳–۱ مثالهایی از هسته هالهای :
۹	۴-۱ ویژگیهای هسته فلوئور:
۱۰	۱-۴-۱ حالتهای برانگیخته فلوئور :
۱۳	مقدمهای برمدل پوستهای در فیزیک هستهای
۱۴	۲-۱ مدل پوستهای(لایهای)
۲۰	۲-۲ پتانسیلهای بکار رفته در معادله شرودینگر:
۲۰	۲-۲-۱ پتانسیل وودز- ساکسون:
۲۲	۲-۲-۲ پتانسیل اسپین- مدار:
۲۸	۲-۲-۳ پتانسیل کولنی:
۳۵	حل معادله شرودینگر به روش NU
۳۶	۲-۱ فرمالیزم روش <i>NU</i> :
۳۸	۲-۳ روش NU پارامتری :
۴۱	حل معادله شرودینگر
۴۳	۴-۱حل معادله شرودینگر برایr کوچکتر از شعاع هسته:
۶۱	۴-۲حل معادله شرودینگر برای r بزرگتر از شعاع هسته:
۶۷	۴-۳ حل معادله شرودینگر در حالت پیوستار:
۷۳	نتيجەگىرى
Υ۵	مراجع

فصل اول:

مقدمه

۱-۱ تاريخچه:

موضوع پایاننامه به فرایند تفکیک کولنی برمی گردد. تفکیک کولنی فرایندی است قابل مقایسه با آنچه که برای ستاره دنباله دار شوماخر-لوی۹^۹ رخ داد. مطابق شکل(۱–۱) هنگامی که در سال ۱۹۹۴ این ستاره دنبالهدار به سیارهی مشتری نزدیک شد، تقریباً ۱۵/۵تا ۲/۲ ساعت بعد از نزدیکترین موقعیت، به وسیله نیروهای جذر و مدی^{۱۰} حداقل به ۲۵ قسمت تقسیم شد. قطعات به دور سیاره مشتری با دوره تناوب ۲ سال شروع به چرخیدن کردند. به خاطر نیروی جاذبه خورشید که مدارها را کمی در نزدیک شدن بعدی به مشتری تغییر داد، قطعات یک سیارهای به هم چسبیده تشکیل دادند. نیروهای جزر و مدی قویتر، هنگامی که هستهها نزدیک هم میآیند رخ میدهد و این به خاطر میدانهای الکترومغناطیسی دو جانبه آنهاست.



شکل(۱-۱) ستارهی دنبالهدار شوماخر-لوی۹ و سیاره مشتری

این تفکیک کولنی مخصوصاً برای هستههایی که به طور ضعیف مقید هستند اتفاق میافتد. هستههای هالهای^{۱۱} اغلب با یک انرژی بستگی پایین با نوکلئون(های) ظرفیت پیوند خوردهاند به همین دلیل

^{\.} tidal

[\] Shoemaker-levy

^{\\} Halo nuclei

نوکلئون سست و مقید هنگام برخورد یا عبور از نزدیکی یک هسته سنگین با جذب فوتونهای مجازی میدان الکتریکی هسته سنگین از هسته مرکزی جدا می شود، براین اساس هسته ^{17}F هنگامی از کنار میدان الکتریکی هسته سنگین مانند ^{208}Pb می گذرد با جذب فوتون γ به دو خوشه ^{16}O و پروتون تجزیه می شود.



شکل (۱-۲) جذب فوتون مجازی و تشکیل حالت برانگیخته و جدا شدن پروتون

$${}^{17}F + \gamma + \left({}^{208}Pb\right) \rightarrow {}^{16}O + p + \left({}^{208}Pb\right)$$

در این واکنش مکانیزم حاکم فروشکست هستهای الاستیک است یعنی فلوئور بدون هیچ برخورد و تماسی با هسته هدف Pb^{208} ، تنها با جذب فوتون مجازی میدان الکتریکی قوی هسته Pb^{208} ، شکسته می شود. تابع موج بدست آمده از حل معادله شرودینگر در مکانیک کوانتومی غیرنسبیتی و ویژه مقادیر وابسته برای یک سیستم فیزیکی، شامل اطلاعاتی در مورد ویژگیهای فیزیکی سیستم است. حلهای دقیق معادله شرودینگر برای پتانسیلهای مختلف انجام شده است و به طور گسترده در زمینهای میدان الکتریکی قوی هسته Pb^{208} ، شکسته وابسته برای یک سیستم فیزیکی، شامل اطلاعاتی در مورد ویژگیهای فیزیکی سیستم است. حلهای دقیق معادله شرودینگر برای پتانسیلهای مختلف انجام شده است و به طور گسترده در زمینههای مختلف اتمی، ملکولی، هستهای استفاده شده است. حلهای تحلیلی اتم هیدروژن و نوسانگر هماهنگ مختلف اتمی، ملکولی، هستهای استفاده شده است. حلهای تحلیلی ایم هیدروژن و نوسانگر هماهنگ با یک مجموعه کامل از پتانسیلها و حالتهای I دلخواه به صورت مثالهای پایهای در فیزیک اتمی و زیراتمی در مقالات آمدهاند. در سال ۲۰۰۳ برتولانی^{۲۱} ودنیلویچ^{۲۱} به بررسی تفکیک کولنی هسته Pb^{17}

^{vr} C.A. Bertulani

^{\r} P. Danielewicz

ما در این پایان نامه ابتدا به توضیح روش تفکیک کولنی پرداخته، سپس ویژگیهای ¹⁷^Tرا به عنوان یک هسته هالهای بررسی میکنیم. در فصل دوم در مورد مدل لایهای و پتانسیلهای بکار رفته در معادله شرودینگر شرح مختصری داده و در فصل سوم در مورد روشUN در حل معادله دیفرانسیل توضیح میدهیم. در فصل چهارم به صورت تحلیلی با استفاده از روش NU به حل معادله شرودینگر شعاعی مساله خودمان پرداخته و ترازهای انرژی و توابع موج را برای حالت مقید و حالت پیوستار بدست میآوریم که کار جدیدی میباشد. پتانسیلهای که ما در نظر گرفتهایم با توجه به مدل لایهای، علاوه می از مرکز نیز میباشد. همچنین ما با توجه به رابطهی پتانسیل کولنی، آن را به صورت دو قسمت تقسیم نمودهایم، یکی برای ۲ کوچکتر از شعاع هستهای و دیگری برای ۲ بزرگتر از شعاع هستهای، این پتانسیلها کار ما را برای در نظر گرفتن تقریبهای مناسب بسیار مشکل میکند.

۱-۲ روش تفکیک کولنی:



شکل(۱-۳) نقش طرحواره یک فرایند تحریک کولنی

همانطور که در شکل نشان داده شده است یک میدانالکتریکی لورنتز^{۱۴} روی یک هستهی پرتابه این طور عمل می کند، هنگامی که پرتابه به طرف یک هدف با پارامتر بر خورد *d* پرتاب شود در این میدانالکتریکی قوی، یک فوتون مجازی دریافت می کند از این رو تحریک کولنی می تواند به صورت فرایند جذب نور، به صورت یک فوتون مجازی بیان شود. چون ما در میدان الکتریکی بدون نوسان، تابشی (کوانتوم انرژی یا فوتونی) نداریم به جای فوتون واقعی، فوتون مجازی تصور شده که واقعاً هم مجازی است و اصلاً وجود خارجی ندارد و صرفاً در معادلات و توجیهات فیزیکی مطرح می شود. منشاء نیروی الکترومغناطیسی همان اثر جاذبه هسته بر الکترونهاست. یک پرتابه هستهای باردار، با سرعت زیاد هنگامی که از نزدیکی یک هسته سنگین عبور می کند یک منبع زیاد از فوتونها را تجربه می کند که به وسیلهی عناصر ماتریس الکترومغناطیسی در فرایند گیراندازی تعیین می شود. مزیت های تجربی عبارتند از: را سادهتر می کند.

ب-شرایط جنبشی برای اندازه گیریها،مطالعات را در انرژیهای نسبتاً پایین ممکن میکند و تقریباً گسیل موازی مشاهده میشود. سینتیک ۳ جسمی، مطالعه برانگیختگیهای یک پرتابه را ممکن می سازد و منجر به تعیین دقیق انرژی نسبی قطعات میشود.

در یک آزمایش تفکیک کولنی هدف بازسازی ویژگیهای یک پرتو فرودی با کمک آشکارسازی کسرهای گسیل شده و همچنین بازسازی انرژی نسبیشان میباشد. با کمک روش تفکیک کولنی به عنوان یک ابزار تجربی استاندارد برای به دستآوردن اطلاعات در مورد فرایندهای گیراندازی رادیواکتیوی، میتوان سطح مقطع شکست یک هسته در میدان کولنی هدف یا سطح مقطع نوری را حساب کرد. با استفاده از کاربرد روش تفکیک کولنی میتوانیم سیستمی را بررسی کنیم که فاکتورهای *S* نجومی در آن به طور مستقیم در انرژیهای ستارهای^{۱۵} اندازه گیری شدهاند. برای درک این پدیده ابتدا باید روندی که

۱٤ Lorentz

^{\°} Stellar

منجر به جداشدن پروتون و ¹⁶0می شود، مورد بررسی قرار گیرد. واکنش های هسته ای زیادی توسط روش تفکیک کولنی مورد مطالعه قرار گرفته است که اغلب هسته های هاله ای نوترونی و پروتونی بوده اند که در زیر به برخی از آنها اشاره می کنیم.

$${}^{8}B + \gamma \rightarrow {}^{7}Be + p \quad , \qquad {}^{27}P + \gamma \rightarrow {}^{26}Si + p \quad , \qquad {}^{33}Ar + \gamma \rightarrow {}^{31}Cl + p$$

$${}^{9}Li + \gamma \rightarrow {}^{8}Li + n \quad , \qquad {}^{15}C + \gamma \rightarrow {}^{14}C + n$$

$${}^{17}Ne + \gamma \rightarrow {}^{15}O + 2p \quad , \qquad {}^{40}Ti + \gamma \rightarrow {}^{38}Ca + 2p$$

$${}^{6}Li + \gamma \rightarrow {}^{4}He + D \quad , \qquad {}^{7}Be + \gamma \rightarrow {}^{3}He + {}^{4}He$$

۱–۳ هسته هالهای

موضوع هستهی هالهای در سال ۱۹۸۵ علاقهی زیادی از دانشمندان را به خود جلب نموده و صدها مقاله از زمان کشف آن به چاپ رسیده است. مطالعات اولیه در مورد واپاشیهای گاما و بتای تعداد زیادی از این هستهها، اطلاعاتی در مورد طول عمر آنها داده و جنبههای مشخصی از ساختار آنها بدست آمده است. افتخار کشف این هستهها اغلب به گروه علمی تانیهاتا^۹ [۴] در آزمایشگاه برکلی در سال ۱۹۸۵ روی اندازه گیری سطح مقطعهای برهمکنش بزرگ ایزوتوپهای غنی از نوترون، هلیوم و لیتیوم به او داده شده است. در امتداد این کار هنسن^{۹۷} و جانسون^{۱۸} در مقاله خود که دو سال بعد انجام شد جمله هالهای را اولین بار به این هستهها نسبت دادند. [۵] البته باید ذکر کنیم که اولین هسته هالهای ۹⁶ بود که سال ۱۹۳۶ در آزمایشگاه، با یک پرتوی از نوترونها روی هدف ع^و تولید شد. [۶]برعکس کشف ا*دا*¹¹، که اکنون به عنوان مشهورترین هسته هالهای تلقی میشود، حدود ۳۰ سال بعد صورت گرفت. [۷]

^{۱۱} Tanihata

WHansen

^{\^} Jonson

. بنابراین ما باید با این تعریف شروع کنیم که دقیقاً چه چیزی هسته هالهای را میسازد و در چه شرایطی آشکارسازی میشود.

هالهای یک اثر آستانهای است که از بستگی خیلی ضعیف یک یا دو نوکلئون ظرفیت ناشی میشود و از این و از هسته خنثی که شامل همه نوکلئونهای دیگر است مجزا می شود. مکانیک کوانتومهای مرجع بیان میدارند که ترکیب بستگی ضعیف و نیروی هستهای کوتاه برد (از آنجا که هسته نسبتاً چگال است) به این معنی هستند که نوترونها میتوانند به چاه حجمی فراتر از مغز هستهای و به داخل منطقه ممنوع کلاسیکی تونل بزنند به عنوان نمونه ویژه توابع یک ذره مقید در یک چاه کوانتومی مربعی یک بعدی محدود را در نظر بگیرید، حالتهای مقید عمیق اغلب در پتانسیل محصور شدهاند و یک توسعه خیلی کوچک به بیرون چاه دارند اما حالتهای با ویژه مقادیر دقیقاً زیر سطح چاه دنبالههای نمایی میرای کند دارند که خیلی خوب فراتر از گستره پتانسیل توسعه مییابند. به روش کوانتوم مکانیکی این بدان معناست که یک احتمال مهم از پیدا کردن ذره بیرون چاه وجود دارد. در هستههای هالهای، چاه پتانسیل به پتانسیل میدان متوسط بقیه نوکلئونها در هسته مرتبط است. نوکلئون ظرفیت شانس خوبی برای یافته شدن بیرون مغز هسته دارد. اصل عدم قطعیت اطمینان می دهد که چنین حالتهای مقیدی طول عمر نسبتاً کوتاهی از مرتبه چند میلی ثانیه یا چند ثانیه دارند. تعریف پذیرفته شده هسته هالهای (نوعاً در حالت پایه) آن است که نوترون هالهای نیاز است که بیشتر از ۵۰ درصد چگالی احتمالش را بیرون از منطقه پتانسیل هستهای(مغزی) داشته باشد. در چنین ساختارهایی تعجب انگیز نیست که مدل پوستهای و رهیافتهای میدان متوسط برای توصیف این سیستمها شکست بخورند و اینکه مدل چند ذرهای هستهها بعلاوه ذرات ظرفیت میتوانند بیشتر ویژگیهای عمومی این هستهها، نظیر بزرگی آنها و سطح مقطعهای شکست بزرگشان را توصیف کنند. معیار مهمتر برای یک هستهی هالهای این است که ذرات ظرفیت باید در یک حالت با اندازه حرکت زاویه ای مداری نسبتاً کوچک قرار داشته باشند. (ترجیحاً یک موج s نسبت به مغز هسته هالهای) این به خاطر آن است که مقادیر I بزرگتر، یک پتانسیل مرکز گریز محدودکننده میسازند. دلیل این که چرا هالههای پروتونی خیلی به طور فضایی

مانند هالههای نوترونی توسعه نمییابند، پتانسیل کولنی محصورکننده آنها میباشد. از آنجایی که هستههای هالهای دارای عمر کوتاه هستند، باید با ابزارهای موج رادیواکتیو که از آنها ساخته شدهاند مورد بررسی قرار گرفته و سپس برای شروع یک واکنش هستهای با هدف پایدار مورد استفاده قرار گیرند. به راستی بیشتر آنچه که در مورد هستههای هالهای میدانیم از واکنشهایی ناشی میشود که پرتابههای هالهای شکسته شده و قطعات تکهتکه شده آنها آشکارسازی میشود.

۱–۳–۱ مثالهایی از هسته هالهای :

اغلب هستههای هالهای را به صورت هستهی هالهای نوترونی و پروتونی میباشند که یک یا دو پروتون یا نوترون به صورت ضعیف به هسته مرکزی(مغز هسته) مقید شدهاند.

سه تا از هستههای هالهای که بیشتر مورد مطالعه قرار گرفتهاند e^{6} و $i^{11}e^{6}$ و $i^{11}e^{6}e^{1}e^{10}$



شکل (۱-۴) هستههای هالهای دو نوترونی لیتیوم و هستههای هالهای یک نوترونی بریلیوم

۱-۴ ویژگیهای هسته فلوئور:

هسته F^{17} به دلیل انرژی بستگی ضعیف پروتون ظرفیت، در حدود KeV و شعاع هستهای بزرگ حدودmf fm یک هسته هالهای به حساب میآید. در شکل (۱-۵) حالتهای تک ذرمای در هسته نشان داده شده است. با توجه به شکل هستهی فلوئور دارای ۹ پروتون میباشد که آخرین پروتون در حالت پایه $\frac{1}{2}^{2}(bl)$ قرار می گیرد. حالت پایه فلوئور با انرژی جداسازی V.KeV به پروتون و 0^{61} ضعیف مقید است، تنها حالت برانگیخته آن یعنی حالت $\frac{1}{2}(s)$ تا کنون یکی از بهترین حالتهای هالهای هالهای مقید است، تنها حالت برانگیخته آن یعنی حالت $\frac{1}{2}(s)$ تا کنون یکی از بهترین حالتهای هالهای مقید است، تنها حالت برانگیخته آن یعنی حالت $\frac{1}{2}(s)$ تا کنون یکی از بهترین حالتهای هالهای مقید است، تنها حالت برانگیخته آن یعنی حالت $\frac{1}{2}(s)$ تا کنون یکی از بهترین حالتهای هالهای مقید است، تنها حالت برانگیخته آن یعنی حالت $\frac{1}{2}(s)$ تا کنون یکی از بهترین حالتهای هالهای مقید است، تنها حالت برانگیخته آن یعنی حالت $\frac{1}{2}(s)$ تا کنون یکی از بهترین حالتهای هالهای مقید است، تنها حالت برانگیخته آن یعنی حالت $\frac{1}{2}(s)$ تا کنون یکی از بهترین حالتهای هالهای مخته شده نده است. نوکلئونها در هسته تمایل به جفت شدن دارند. آخرین تراز که تک پروتون جفت نشده است اسپین پاریته را می دهد.در 1^{7} تک نوکلئون $\frac{1}{2}$ لاع محصص 10^{-10} می دهد.



151/2		
ډر و تون	نو تر ون	

¹⁷₉F₈

شکل (۱–۵) پرشدن ترازها پروتون و نوترون در فلوئور

همانطور که میدانیم برای محاسبه دقیق ترازهای هستهای از هستههای متوسط تا نیمه سنگین مدل لایهای، خوب جواب میدهد و می تواند ویژگیهای هسته را مشخص کند. نوکلئونها ذرات مستقلی هستند، نوترونها در هسته فقط برهمکنش هستهای قوی دارند اما پروتونها علاوه بر برهمکنش هستهای قوی، دافعه کولنی هم دارند. مطابق شکل (۱-۶) شکل چاه پتانسیل پروتون و نوترون متفاوت است. در پروتون یک مقدار کف بالاتر میآید چون انرژی بیشتری دارد و یک لبه کولنی ایجاد خواهد شد و به خاطر سد کولنی خروج پروتونها از هسته مشکلتر است.



شکل(۱-۶) شکل چاه پتانسیل برای پروتون و نوترون.

۱-۴-۱ حالتهای برانگیخته فلوئور :

در شکل (۱-۶) برخی از حالتهای برانگیخته هسته F^{17} که پس از بخش مرکزی (N=8e8 فقط شامل یک نوکلئون هستند، نشان داده شده است.



شکل(۱-۷) حالتهای برانگیخته فلوئور و اکسیژن [۸]

حالت پایه همچنانکه از حالت $d_{\frac{5}{2}}^{-}$ انتظار میرود، نهمین نوکلئون مدل پوسته ای به صورت $d_{\frac{5}{2}}^{-}$ است. با توجه به شکل (۱–۷) انتظار خواهیم داشت که متناظر با ترازهای $1s_{\frac{1}{2}}$ در مدل پوستهای با حالتهای برانگیخته با اسپین- پاریتهی $(\frac{1}{2})e^{+(\frac{7}{2})}$ روبرو شویم. طبق این فرضیه وقتی که به هسته انرژی میدهیم بخش مرکزی هسته هیچ تغییری نمیکند ولی نوکلئون فرد با جذب انرژی به یکی از ترازهای بالاتر مدل پوستهای خواهد رفت. حالت $\left(\frac{1}{2}
ight)^{+}$ که مورد انتظار مدل پوستهای است به عنوان اولین حالت برانگیخته ظاهر می شود و حالت پوستهای بالاتر از حالت $\frac{1}{2}$ قرار می گیرند. یکی از توضیحات ممکن برای حالت $-(\frac{1}{2})$ در شکل (۱–۷) نشان داده شده است به جای آنکه نوکلئون فرد به حالت برانگیخته بالاتر برود زوج نوکلئون موجود در تراز $p_{\frac{1}{2}}^{-1}$ می شکند و یکی از نوکلئون های آن در اثر برانگیزش به تراز $d_{\frac{5}{2}}^{-1}$ میرود و با نوکلئون موجود در آن زوج جدیدی را تشکیل میدهد. در اینصورت نوکلئون فرد در حالت $1p_{\frac{1}{2}}$ خواهد بود که به حالت برانگیخته $-(\frac{1}{2})$ منجر می شود. تایید این فرضیه مستلزم آن است که به کمک آزمایش مشخص شود که خواص حالت $-\frac{1}{7}$ با خواص مورد انتظار حالت $p_{\frac{1}{2}}$ سازگاری دارد. برای حالت $-\frac{1}{7}$ نیز می توان از فرضیه مشابه استفاده کرد (با شکستن زوج $p_{\frac{3}{2}}$) ولی حالت $-(\frac{\Delta}{7})$ و بسیاری از حالتهای برانگیخته دیگر بدون توضیح میماند. [۸] همانطور که در مورد هسته هالهای گفتیم در این ساختارها مدل پوستهای برای توصیف این سیستمها با شکست مواجه می شود و مدل چند ذرهای هستهها بعلاوه ذرات ظرفیت می توانند بیشتر ویژگیهای عمومی این هستهها را توصیف کنند.

فصل دوم: مقدمهای برمدل پوستهای در فیزیک هستهای

۲-۱ مدل پوستهای (لایهای)

فیزیکدانها میتوانند سیستمهای چند ذرهای را فقط در محدودهی رشته تقریبهای معینی توضیح دهند که توسط واقعیت تجربی خاصی که آنها در پی توجیه آن هستند تعیین میشود، در مورد هسته ها این توصیف تقریبی را مدل مینامیم.

چون عنصر مورد مطالعه ما F^{17} دارای عدد جرمی فرد میباشد مدل پوستهای برای هستههای A فرد اعتبار دارد به همین خاطر به بررسی مدل پوستهای میپردازیم.

نظریه یا استفاده از مدل پوسته ای توانسته است به طور کامل جزئیات پیچیده ی ساختار اتم ها را توضیح دهد به همین دلیل متخصصان فیزیک هسته ای برای آنکه بتوانند به توصیف مناسبی از خواص هسته دست یابند در بررسی ساختار هسته ای از نظریه مشابهی استفاده می کنند. تا به حال نتایج تجربی زیادی که بیان کننده نظم و ترتیب در خواص هسته ای است، بدست آمده که به بیان چند مورد از آنها می پردازیم. مطابق شکل (۲–۱) که از صفحه ۸۸ مرجع [۹] گرفته شده است، اگر تعداد ایزوتون های پایدار یعنی ویژه هسته هایی با *N* برابر و *Z* مختلف را بر حسب عدد نوترونی رسم کنیم، ملاحظه می شود که وقتی *N* به یک عدد جادویی می رسد تعداد ایزوتون ها زیاد می باشد. [۹]



شکل(۲-۱) تعداد ایزوتونهای پایدار برحسب عدد نوترونی. [۹]

مثال دیگر انرژی جدایی پروتون و نوترون شبیه انرژی یونش در اتمها (به استثنای موارد افت سریع) در مقابل بعضی از اعداد پروتونی و اعداد نوترونی یکسان، به تدریج با افزایش N یا Z انرژی جدایی افزایش مییابد. همانطور که در شکل (۲-۲) که در صفحهی ۱۶۰ مرجع [۸] آمده است، برای هستههای با ۱+(عدد جاددویی)=N انرژی جدایی نوترون و پروتون خیلی پایین است. توجه به این نکته ما را به این حدس میرساند که شاید ناپیوستگیهای تیز انرژی جدایی، مشابه حالت اتمی با پوستههای پرشده اصلی ارتباط داشته باشد یعنی با این نمایش اختلاف زیاد بین بستگیهای هستهای از بین میرود و اثرات پوستهای نمایان میشود.



شکل (۲–۲) انرژی جدایی دو پروتونی و دو نوترونی در چند رشته از ایزوتوپها.[۸] آزمایشهای دیگر مانند سطح مقطع گیراندازی نوترون در هستههای مختلف و یا تغییرات شعاع بار هسته در فواصل $2 = \Delta N$ و یا انرژی ذرات گسیل شده α از ایزوتوپ های مختلف Rn نشان می دهد که رفتار ناگهانی و ناپیوسته هستهها در این موارد هم در مقابل همان اعداد پروتونی و نوترونی هستههایی

که Z یا N آنها ۲و۸و۲و۲و۲و۲و۲۵و۲۰و۲۹ است، اتفاق میافتد که این اعداد معرف اثرات پوستههای اصلی پرشده هستند و اعداد جادویی نام دارند و اگر اعداد پروتونی یا نوترونی یکی از اعداد جادویی باشد هسته از پایداری خاصی برخوردار است . به بیان دیگر ویژگیهای بزرگتر بودن انرژی بستگی کل هسته و بزرگتر بودن جداسازی تک نوکلئون و بزرگتر بودن پایین ترین حالتهای برانگیخته و وجود تعداد زیاد ایزوتون و ایزوبارها با اعداد پروتونی یا نوترونی برابر با این اعداد جادویی قابل مشاهده است. بنابراین ساختار هسته هم مانند ساختار اتم یک ساختار کوانتومی است که دارای پوستههای بسته نیز هستند و مانند حالت اتمی، پوستههای بستهی هستهای نیز دارای خواص مشابهی هستند. یک تفاوت اساسی بین سیستم اتمی و سیستم هستهای وجود دارد، در سیستم اتمی الکترونها در پتانسیلی قرار می گیرند که منشاء آن خارجی است یعنی منشاء پتانسیل اتمی، هسته میباشد ولی در هسته پتانسیلی منشاء خارجی ندارد. آنچه که پتانسیل هسته را تشکیل میدهد برهمکنش بین نوکلئونهاست و نوکلئونها در پتانسیلی که خودشان بوجود میآورند در حرکت هستند. اگر یک سیستم کوانتومی متشکل از فرمیونها داشته

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla^2 + V(r)\right)\psi_i(r) = \varepsilon_i\psi_i(r) \qquad (1-\tau)$$

چون انرژی نوکلئونها در هسته در مقابل جرم نوکلئونها خیلی کوچک است پس نوکلئونها در داخل هسته رفتار نسبیتی از خود نشان نمیدهند. اگر بخواهیم معادله شرودینگر را حل کنیم و ترازهای انرژی را بدست آوریم، نیاز به یک پتانسیل داریم.

حال ببینیم چه پتانسیلی برای هسته درنظر بگیریم؟

در هسته تعدادی نوکلئون وجود دارد که با هم برهمکنش میکنند و حاصل برهمکنش یک سیستم کوانتومی است. اگر به جای برهمکنش بین نوکلئونها یک پتانسیل در نظر بگیریم و سپس این ذرات را داخل آن پتانسیل قرار دهیم و فرض کنیم که نوکلئونها به صورت ذرات مستقل داخل آن قرار بگیرند و با هم برهمکنش نداشته باشند، میتوانیم رفتار هسته را توجیه کرده، معادله شرودینگر را حل کنیم. ابتدا یک چاه مربعی درنظر گرفته شد. چاه نامتناهی، تقریب خوبی برای پتانسیل هستهای نیست زیرا برای خارج کردن یک پروتون یا یک نوترون باید انرژی صرف کنیم پس عمق چاه نمی تواند بی نهایت باشد. همچنین لبهی پتانسیل هستهای نباید تیز باشد بلکه باید مقدار پتانسیل بعد از شعاع میانگین *R* به آهستگی به سمت صفر میل کند. از طرف دیگر پتانسیل نوسانگر هماهنگ هم لبهاش به قدر کافی تیز نیست و انرژی جدایی آن نیز بی نهایت می شود.

اندازهگیریهایی که روی هسته انجام شد توزیع جرم و توزیع بار هسته مشخص شد، از روی توزیع جرم و توزیع بار هسته، شکل پتانسیل هسته (پتانسیل وودز ساکسون) انتخاب شد . تفاوت پتانسیل جدید در مقایسه با نوسانگر هماهنگ این است که واگنی *ا* را در پوستههای اصلی برطرف می کند ولی وقتی که پوستههای حاصل را به ترتیب با (1 + 2) نوکلئون پر می کنیم، اعداد جادویی ۲و ۸و ۲۰ بدست می آیند اما اعداد جادویی بالاتر را نمی توان با این محاسبات بدست آورد. پیشنهادی که مطرح شد می آیند اما اعداد جادویی بالاتر را نمی توان با این محاسبات بدست آورد. پیشنهادی که مطرح شد می آیند اما اعداد جادویی بالاتر را نمی توان با این محاسبات بدست آورد. پیشنهادی که مطرح شد می آیند اما اعداد جادویی بالاتر را نمی توان با این محاسبات بدست آورد. پیشنهادی که مطرح شد شدها مشاهده شد، به نظر رسید که ترازهای انرژی که در محاسبات بدست آمده از همه یگر جدا شدهاند و ترازی که اندازه حرکت بزرگتری داشت پایین تر و ترازی که اندازه حرکت کوچکتری داشت مدهاند و ترازی که اندازه حرکت بزرگتری داشت پایین تر و ترازی که اندازه حرکت کوچکتری داشت جادویی را می گرفت. سپس به این نتیجه رسیدند که انرژی جفتشدگی اسپین – مدار است که اعداد جادویی را می گرفت. سپس به این نتیجه رسیدند که انرژی جفتشدگی اسپین – مدار است که اعداد مده بالاتر قرار می گرفت. سپس به این نتیجه رسیدند که انرژی جفتشدگی اسپین – مدار است که اعداد مدویی را می سازد. در شکل (۲ – ۳) سمت چپ حالتهای تک ذره ای محاسبه شده از پتانسیل های بالاتر قرار می گرفت. سپس به این نتیجه رسیدند که انرژی جفتشدگی اسپین – مدار است که اعداد مدویی را می سازد. در شکل (۲ – ۳) سمت چپ حالتهای تک ذره ای محاسبه شده از پتانسیل های مدل پوستهای وودز – ساکسون بدون در نظر گرفتن وابستگی اسپین – مدار نشان داده شده و سمت راست همان پتانسیل بعلاوه جمله برهم کنش اسپین – مدار را می بینیم که با این کار، اعداد جادویی را ست می آید.



 $1s - 1s_{1/2} 2 2$

شکل(۲-۳) حالتهای تک ذرهای محاسبه شده از پتانسیلهای مدل پوستهای و اعداد جادویی در فیزیک اتمی جداشدگی اسپین- مدار ترازهای p وb به ساختار ریز مشهور است. ساختار ریز با جفت شدگی اسپین- مدار تولید می شود. در طیف H اندازه جداشدگی اسپین- مدار ⁴eV است که در مقابل مقیاس خود ساختار یعنی ¹⁰eV، کوچک است. در سال ۱۹۴۸ مایر^۹ دادههای تجری را طبقه بندی کرده و نشان داد که هستههایی که تعداد پروتونها یا نوترونهای آنها برابر یکی از اعداد ۲۰و۰۵و۲۸و۲۶۲ باشد پایدارترند. [۱۰] و در سال ۱۹۴۹ نقش کلیدی شکافتگی اسپین – مدار در پتانسیل تک جسمی، توسط مایر و هانس^{۲۰} و جانسن^{۱۲} [۱۲–۱۱] معرفی شد و با افزودن یک پتانسیل اسپین مدار، فاصلههای مناسبی برای زیر پوستهها بدست آوردند. در اینجا نیروی اسپین- مدار هستهای را به همان صورت اسپین- مدار اتمی ولی نه از نوع الکترومغناطیسی آن در نظر می گیریم. در واقع با

¹⁴ Maria Goeppert Mayer

^{v.} J. Hans

۲۱ D. Jensen

نوکلئون- نوکلئون وجود دارد. اثر برهم کنش اسپین-مدار را به لحاظ تئوری با یک ضریبی نشان می دهیم:

$$\hat{V}_{LS} = V_{SO}(r)\vec{L}.\vec{S}$$
 (Y-Y)

این عامل L.S است که باعث تجدید سازمان ترازها می شود. مقدار انتظاری L.S از رابطه زیر حاصل می شود

$$\left\langle \vec{\mathrm{L}}.\vec{\mathrm{S}} \right\rangle = \frac{\hbar^2}{2} \left[j(j+1) - l(l+1) - s(s+1) \right]$$
 (۳-۲)
شکافتگی دو تراز به صورت $\frac{1}{2} \pm l \pm \frac{1}{2}$ میباشد.
اکنون اگر تراز 1f را که دارای واگنی 14 = (1 + 12) کاست را در نظر بگیریم، ترازهای موردنظر به صورت $\frac{1}{2} f_1$ و $\frac{1}{2} f_1$ خواهند بود. ظرفیت نوکلئونی $\frac{1}{2} f_1$ برابر ۸ که جمعاً تعداد ۱۴ حالت بدست

میآید. فاصله انرژی بین این حالتها متناسب با مقدار $\left< \vec{L}.\vec{S} \right>$ میباشد. در واقع اختلاف انرژی هر زوج حالتی را که در آن l > 0 است، به صورت زیر محاسبه میکنیم:

$$E_{j=l+\frac{1}{2}} - E_{j=l-\frac{1}{2}} = V_{SO}(r)\hbar^2(l+\frac{1}{2})$$
(4-7)

شکافتگی یا فاصله یا انرژی بین حالتها با افزایش l ،افزایش مییابد. حال اگر اثر (r) $V_{so}(r)$ را به صورت منفی در نظر بگیریم عضوی از زوج که مقدار j در آن بزرگتر است در سطح پایین تر قرار می گیرد. بنابراین تراز $\frac{7}{2}$ l در فاصله بین پوستههای دوم و سوم قرار می گیرد و بدینسان عدد جادویی ۲۸ از آرایش جدید حاصل میشود. اثر مهم بعدی ناشی از جمله تصحیحی اسپین- مدار را در تراز g1 می بینیم که حالت $\frac{1}{2}$ آنقدر به پایین رانده میشود که در پوسته اصلی پایینتر قرار می گیرد و عدد جادویی ۲۰ از یا می شدیم که حالت و 18 می آرایش جدید حاصل میشود. اثر مهم بعدی ناشی از جمله تصحیحی اسپین- مدار را در تراز g1 می بینیم که حالت $\frac{1}{2}$ آنقدر به پایین رانده میشود که در پوسته اصلی پایینتر قرار می گیرد و عدد جادویی ۵۰ بینیم که حالت $\frac{1}{2}$ می ترتیب اعداد جادویی دیگر بدست می آید. جادویی ۵۰ بدست می آید و به همین ترتیب اعداد جادویی دیگر بدست می آید. در هسته شکافتگی که بین دو تراز صورت می گیرد به قدری است که پوستههای هسته و اعداد جادویی را جابجا می کند.

۲-۲ پتانسیلهای بکار رفته در معادله شرودینگر:

نخستین گام در ارائه مدل پوستهای انتخاب پتانسیل هستهای مناسب است. به همین خاطر در اصلاح مدل پوستهای سعی میکنیم پتانسیل واقع بینانهتری را انتخاب کنیم. همانطور که گفتیم چاه نامتناهی تقریب خوبی برای پتانسیل هستهای نیست. برای جدا کردن یک پروتون یا یک نوترون از هسته با صرف انرژی کافی باید بتوان آن را از چاه خارج کنیم در اینصورت عمق چاه نمیتواند بینهایت باشد بعلاوه انرژی کافی باید بتوان آن را از چاه خارج کنیم در اینصورت عمق چاه نمیتواند بینهایت باشد بعلاوه انرژی کافی باید بینهای ناید باشد بعلاوه انرژی کافی باید بنوان آن را از چاه خارج کنیم در اینصورت عمق چاه نمیتواند بینهایت باشد بعلاوه انرژی کافی باید بینوان آن را از چاه خارج کنیم در اینصورت مو چاه نمیتواند بینهایت باشد بعلاوه بعدی پتانسیل هستهای نباید تیز باشد بلکه مقدار پتانسیل بعد از شعاع میانگینR باید به آهستگی به سمت صفر میل کند. از طرفی پتانسیل نوسانگر هماهنگ هم لبهاش به اندازه کافی تیز نیست و انرژی جدایی آن نیز بینهایت میشود.

۲-۲-۱ پتانسیل وودز – ساکسون:

یکی از روشهای مستقیم برای مطالعهی شکل و اندازه هستهها، اندازه گیری پدیدههای ایجاد شده در اثر پرتاب ذرات به طرف آنهاست. با پراکندگی نوترونها یا الکترونهای پرانرژی می توان شعاع هسته ای را اندازه گیری کرد. الکترونها این مزیت را دارند که برهمکنش آنها با هسته (برهمکنش را اندازه گیری کرد. الکترونها این مزیت را دارند که برهمکنش آنها با هسته (برهمکنش آنها با هسته (برهمکنش آنید. آزمایشها به این ترتیب انجام می گیرند که الکترونهای با انرژی زیاد به طرف یک گرون به دست می آید. آزمایشها به این ترتیب انجام می گیرند که الکترونهای با انرژی زیاد به طرف یک هدف نزدیک از آرمایشها به این ترتیب انجام می گیرند که الکترونهای با انرژی زیاد به طرف یک هدف نزدیک از آزمایشها به این ترتیب انجام می گیرند که الکترونهای با انرژی زیاد به طرف یک هدف نزدیک از آزمایشها مه این ترتیب انجام می گیرند که الکترونهای با انرژی زیاد به طرف یک هدف نزدیک از آزمایشها شد به این ترتیب انجام می گیرند که الکترونهای با انرژی زیاد به طرف یک هدف نزدیک از آزمایشها شد به این ترتیب انجام می گیرند که الکترونهای با انرژی زیاد به طرف یک هدف نزدیک از آزمایشها شدا به این ترتیب انجام می گیرند که الکترونهای با انرژی زیاد به مرف یک هدف نزدیک از آزمایشها مه این ترتیب انجام می گیرند که الکترونهای با انرژی زیاد به طرف یک هدف نزدیک از آزمایشها شبیه آزمایش پراکندگی رادرفورد هستند که اولین بار هسته اتم توسط آن کشف شد. نتایج مربوط به آزمایشهای پراکندگی الکترون با انرژی بالا را می توان به رابطه r_0 شماع نیروی هستهای می باشد. شکل (۲–۴) نشان دهندهی چگالی بار الکتریکی در درون هسته هاست که به وسیله پراکندگی الکترونهای با انرژی بالا برای چند عنصر اندازه گیری شده است.



شکل(۲-۴) نمودار چگالی بار هستهای به صورت تابعی از فاصله شعاعی برای چند عنصر [۱۳] اگر برای نوکلئونهای هسته تابع توزیع چگالی (*p*(*r*) را در نظر بگیریم و فرض کنیم که توزیع چگالی نوترونها و پروتونها یکسان هستند میتوانیم احتمال انحرافهای زاویهای مختلف را محاسبه و با نتایج تجربی مقایسه کرد. آزمایشها نشان میدهند، توزیع چگالی هستهای دارای یک لبه تیز در شعاع R نیست تمام نتایج با توزیع بار زیر قابل توجیه هستند.

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + \exp(\frac{r - R}{a})} \tag{(\Delta-Y)}$$

این تابع را تابع توزیع فرمی یا تابع وودز- ساکسون می گویند. [۱۳]

 $\rho_0 = p_0$ چگالی نوکلئون در نزدیکی مرکز هسته است.r در رابطهی(۲–۵) فاصله از مرکز هسته است. R (شعاع متوسط هستهای) فاصله از مرکز هسته میباشد، هنگامی که در آن چگالی هسته به ۵۰ درصد مقدارش در مرکز هسته تقلیل مییابد. a ضخامت سطحی هسته را نشان میدهد، فاصلهای که در آن چگالی از ۹۰ درصد ρ_0 به ۱۰ درصد ρ_0 تقلیل مییابد برابر با ۴/۴*a* باشد. از روی شکل توزیع بار و جرم هسته که یک لبهی ابری شکل داشت به این نتیجه رسیدند که شکل پتانسیل با شکل توزیع بار هماهنگ است. از این رو شکل واقع بینانهتر پتانسیل، پتانسیل وودز– ساکسون به صورت زیر میباشد:

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp(\frac{r - R}{a})}$$
(\varsigma-\vec{\varsigma})

همانطور که گفته شد، پارامترهای Re به ترتیب شعاع میانگین و ضخامت پوسته هستند که مقادیرشان $R=1.25A^{rac{1}{3}}fm$ و R=0.524fm میباشد. عمق چاه v_0 چنان تنظیم میشود که برای انرژیهای جدایی که از مرتبه ۵۰*MeV* است مقادیر مناسبی به دست آید. که منحنی نمایش آن به صورت زیر است:



پتانسیل وودز-ساکسون به طور گسترده در ساختار هستهای، واکنشهای هستهای، پراکندگی هستهای و فیزیک ذرات استفاده شده است و علاقه زیادی را در دهههای اخیر به خود جلب کرده است. به منظور مطالعه ساختار هستهها نظریه ذره- حفره پیکربندی بس نوکلئونی، گذارهای الکترومغناطیسی و واپاشی هستهای، پتانسیل وودز- ساکسون به عنوان یک انتخاب بهتر از پتانسیل نوسانگر هماهنگ هم در حالت نسبیتی و هم در حالت غیر نسبیتی در مدل پوستهای استفاده شده است. [۱۹–۱۴] همانطور که گفتیم با این پتانسیل نمیتوانیم اعداد جادویی بالاتر از ۲۰ را به دست آوریم پس باید پتانسیل را تصحیح کرده و برای این کار، پتانسیل اسپین- مدار را به آن اضافه میکنیم.

۲-۲-۲ پتانسیل اسپین- مدار:

چون برهمکنش اسپین– مدار هستهای شبیه برهمکنش اسپین– مدار اتمی است ابتدا به بررسی اسپین– مدار اتمی می پردازیم. منظور از برهمکنش اسپین– مدار، برهمکنش میان گشتاور مغناطیسی مربوط به حرکت اسپینی(μs) و میدان مغناطیسی درونی اتم یک الکترونی می باشد. چون میدان مغناطیسی درونی از حرکت الکترون در مدار ناشی می شود یعنی به اندازه حرکت زاویه ای مداری الکترون مربوط است، برهمکنش فوق را برهمکنش اسپین- مدار گویند. ابتدا ساختار فوقریز را به صورت اثرات اتمی در نظر گرفتند که در نتیجه، جفت شدگی بین اندازه حرکت الکترونی و هستهای به وجود میآید. در سالهای اخیر تمام اثرهایی که از برهمکنش گشتاورها و اسپینهای هسته با محیط اطراف آن از جمله الکترونهای اتم حاصل میشوند تحت عنوان ساختار فوق ریز قرار داده شده اند. بر همکنش اسپین-مدار که ساختار ریز ترازهای الکترونی را مشخص میکند، \overline{S} و \overline{J} را طوری با هم جفت میکند که مدار که ساختار ریز ترازهای الکترونی را مشخص میکند، \overline{S} و \overline{J} را طوری با هم جفت میکند که به کار برد. بنابراین هرذرهای الکترونی داشته باشد دارای یک گشتاور دوقطبی مغناطیسی است به کار برد. بنابراین هرذرهای که اسپین ذاتی داشته باشد دارای یک گشتاور دوقطبی مغناطیسی است و در یک میدان مغناطیسی انرژی کسب میکند. انرژی کسب شده توسط این دوقطبی در یک میدان مغناطیسی عبارت است از:

$$E = -\vec{\mu}_s \cdot \vec{B}$$
(V-T)
$$E = f(r)\vec{L} \cdot \vec{S}$$
(A-T)

حتی در غیاب یک میدان خارجی، یک الکترون که در یک پتانسیل نیروی مرکزی دور میزند تحت تاثیر یک میدان داخلی که آن را \vec{B}_{obit} مینامیم، قرار میگیرد و هامیلتونی مربوط به مساله به صورت زیر میشود:

$$H = H_{cf} - \mu_s . B_{orbit} \tag{9-T}$$

جمله آخر اساساً از برهمکنش بین اندازه حرکت مداری ذره و اسپین ذاتی آن ناشی میشود. از الکترودینامیک کلاسیکی میدانیم که وقتی یک ذره باردار با سرعت آ⁷ در داخل یک میدان الکتریکی در حال حرکت است، ناظری که همراه با ذره حرکت میکند، یک میدان مغناطیسی القایی به صورت زیر را اندازه گیری میکند. [۱۸]

$$\vec{B}_{orbit} = \frac{1}{c^2} \vec{v} \times \vec{E} \tag{1.-7}$$

 $V(r) = q\phi(r)$ فرض می کنیم که ذره در داخل یک پتانسیل الکتروستاتیکی نیروی مرکزی به صورت $V(r) = q\phi(r)$

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi = -\frac{d\phi}{dr}\frac{\vec{r}}{r}$$
(11-T)

اما چون الکترون شتاب دارد، دستگاه متصل به آن لخت نیست و در صورتی که بخواهیم به طور دقیق انرژی اسپین- مداری را پیشگویی کنیم باید تصحیحاتی را منظور نماییم. بدون اثبات توضیح می دهیم که یک تبدیل نسبیتی به دستگاه الکترون، یک حرکت اضافی به نام حرکت تقدیمی تامسون وارد می کند. [۱۹] این حرکت یک ضریب $\frac{1}{7}$ در عبارت انرژی دوقطبی مغناطیسی وارد می کند. انرژی وابسته به مغناطیس مداری به صورت زیر می شود.

$$-\vec{\mu}_s.\vec{B}_{orbit} = \vec{\mu}_s.\frac{1}{2}(\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{E})$$
(17-7)

$$H = H_{cf} + \frac{1}{2}\vec{\mu}_{s} \cdot \left(\frac{\vec{v}}{c} \times -\frac{d\phi}{dr}\frac{\vec{r}}{r}\right)$$

$$= H_{cf} - \frac{1}{2emc} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \vec{\mu}_{s} \cdot (\vec{m}\vec{v} \times \vec{r}), \quad V = q\phi \qquad (1\vec{r} - \vec{r})$$

$$H = H_{cf} - \frac{1}{2emc} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \vec{\mu}_{s} \cdot \vec{L} \qquad (1\vec{r} - \vec{r})$$

که
$$H_{_{cf}}=rac{p^{2}}{2m}$$
+ $V\left(r
ight)$ میباشد

همچنین برای بدست آوردن 4^g به صورت زیر عمل می کنیم: به طور کلاسیک گشتاور دوقطبی از حرکت ذرات باردار حاصل میشود. در حد کوانتومی تکانه ذاتی(اسپین) هم در تولید گشتاور مغناطیسی سهیم است.

$$\vec{B}(r) = \vec{\nabla} \times \vec{A}(r) \tag{10-1}$$

هامیلتونی یک ذره در حضور نیروهای الکترومغناطیسی به صورت زیر نوشته میشود:

$$H = \frac{\left(p - \frac{q}{c}\vec{A}\right)^2}{2m} + V(r) \tag{19-7}$$

که در آن q بار ذره و c سرعت نور میباشد. اگر میدان مغناطیسی یکنواخت بوده یعنی مشتق فضایی $\vec{A} = \frac{1}{2}\vec{B} \times \vec{r}$ در میآید. پس آن صفر باشد، معادله (۲–۹) را میتوان معکوس کرد که به صورت $\vec{r} = \vec{A}$ در میآید. پس هامیلتونی (۲–۱۶) به صورت زیر است.

$$H = \frac{p^{2}}{2m} + V(r) - \frac{q}{mc} \vec{p} \cdot \vec{A} + \frac{q^{2}}{2mc^{2}} A^{2}$$

$$= \frac{p^{2}}{2m} + V(r) - \frac{q}{2mc} \vec{p} \cdot \vec{B} \times \vec{r} + \frac{q^{2}}{2mc^{2}} \left| \frac{1}{2} \vec{B} \times \vec{r} \right|^{2}$$
(1Y-7)
$$= \frac{p^{2}}{2m} + V(r) - \frac{q}{2mc} \vec{p} \cdot \vec{B} \times \vec{r} + \frac{q^{2}}{2mc^{2}} \left| \frac{1}{2} \vec{B} \times \vec{r} \right|^{2}$$

$$= \frac{p^{2}}{2m} + V(r) - \frac{q}{2mc} \vec{p} \cdot \vec{B} \times \vec{r} + \frac{q^{2}}{2mc^{2}} \left| \frac{1}{2} \vec{B} \times \vec{r} \right|^{2}$$

در عمل میدان مغناطیسی به قدری ضعیف است که از جمله حاوی توان دوم B صرفنظر میشود بنابراین داریم:

$$H = \frac{p^2}{2m} + V(r) - \frac{q}{2mc} (\vec{r} \times \vec{p}) \cdot \vec{B} = \frac{p^2}{2m} + V(r) - \vec{\mu}_l \cdot \vec{B}$$
(1A-Y)

که در آن

$$\vec{\mu}_{l} = \frac{q}{2mc} \vec{r} \times \vec{p} = \frac{q}{2mc} \vec{L}$$
(19-7)

لم المعادلة (۲–۱۸) به آلم المعناطیسی مداری ذره باردار است. یک تعمیم ساده و اولیه از معادله (۲–۱۸) به صورت زیر است:

$$\vec{\mu}_l = g_l \frac{q}{2mc} \vec{L} \tag{(Y - Y)}$$

که در آن $g_I = 1$ ضریب ژیرومغناطیسی مداری نامیده می شود. اگر دستگاه مختصات را طوری در نظر $g_I = 1$ که در آن $g_I = 1$ ضریب ژیرومغناطیسی در امتداد محور z باشد پارامتر $\mu_B = \frac{q\hbar}{2mc}$ بدست می آید که مگنتون بوهر نامیده می شود و یکی از مشخصههای ذره است.

هر ذرهای که اسپین ذاتی داشته باشد دارای گشتاور دوقطبی مغناطیسی است و در یک میدان مغناطیسی انرژی کسب می کند. این گشتاور دوقطبی نمی تواند به طور کلاسیکی محاسبه شود و باید در مقایسه با معادله (۲-۲۰) با یک اصل موضوع به صورت زیر نوشته شود:

$$\vec{\mu}_{S} = g_{s} \frac{q}{2mc} \vec{S} \tag{(1-1)}$$

 $g_s = 2.0023 \sim 2$ ضريب اسپينی ناميده می شود. بر اساس داده های تجربی برای الکترون $g_s = 2.0023 \sim 2$

میباشد. [۲۰]

با توجه به روابط (۲–۱۴) و (۲–۲۱) و با بیان $ec{L}$ و $ec{S}$ برحسب واحد \hbar داریم.

- $E = \frac{\hbar^2}{2m^2c^2} \frac{1}{r} \frac{dV}{dr} \vec{L} \vec{S}$ (11-7)
 - که $ec{S}$ و $ec{S}$ اندازه حرکت زاویهای بدون بعد هستند.
- $E = \frac{(\hbar c)^2}{2(mc^2)^2} \cdot \frac{1}{r} \frac{dV_c}{dr} \vec{L} \cdot \vec{S}$ (YT-T)
- $\vec{L}.\vec{S} = \frac{1}{2}(j(j+1) l(l+1) s(s+1))$ (14)

$$ec{L}.ec{S} = rac{l}{2}$$
 آنگاه $j = l + rac{1}{2}$ آ $ec{L}.ec{S} = -rac{(l+1)}{2}$ آنگاه $ec{J} = l - rac{1}{2}$ اگر

 $E_{so} = \frac{(\hbar c)^2}{2(mc^2)^2} \cdot \frac{1}{r} \frac{dV_c}{dr} \vec{L} \cdot \vec{S} = W_{atom}(r) \vec{L} \cdot \vec{S}$ (YΔ-Y)

علیرغم اینکه این فرمول در فیزیک اتمی بدست آمده است، ولی برای انرژی جفتشدگی اسپین- مدار به طور عمومی درست است و برای هر پتانسیل مرکزی قابل اعمال است. برای پیدا کردن انرژی یک اتم باید روی اتم میانگین بگیریم:

$$\left\langle E_{SO} \right\rangle = \iiint R_{nl}^{*}(r) W_{atom}(r) \vec{L} \cdot \vec{S} R_{nl}(r) d^{3}r = \xi_{nl} \vec{L} \cdot \vec{S}$$
 (۲۶-۲)
$$\frac{1}{2} \xi_{nl}(2l+1) :$$
 شکافتگی کل برابر است با:


شکل (۲–۶) جداشدگی ترازهای انرژی در اتم

در شکل (۲-۶) جداشدگی ترازهای انرژی یک اتم نشان داده شده است، این جداشدگی کوچک، از مرتبه تقریباً eV⁴-0 است. آنچه مایر و جنسن کشف کردند این بود که انرژی برهمکنش اسپین- مدار نسبیتی با یک انرژی اسپین- مدار دیگر از بین میرفت که از منابع غیرنسبیتی میآمد.

 $(\gamma \gamma - \gamma)$

 $W(r) = \frac{C}{r} \frac{dV_{WS}}{dr}$



شکل (۲-۷) جفت شدگی اسپین- مدار ضعیف و قوی هسته ای

در شکل(۲-۷) جفتشدگی اسپین- مدار ضعیف و قوی هستهای نشان داده شده است، همانطور که در شکل می بینیم اثر اسپین- مدار هستهای از سطح هستهای می آید نه از حجم، دلیل این است که نیروهای جهتی اسپینی قوی با نیروهای مساوی و مخالف در مرکز هسته صفر می شود و در سطح هسته، تنها می توانند در مسیرهای یک جهتهی نشان داده شده حرکت کنند. شکافتگی اسپین- مدار در هسته عکس شکافتگی اسپین- مدار در اتم می باشد که در شکل (۲-۸) نشان داده شده است.



۲-۲-۳ پتانسیل کولنی:

به خاطر دافعهی الکتروستاتیکی که بین هستههای هدف باردار مثبت وجود دارد در ارائه سد آشنای کولنی، دشواری وجود دارد. سیستم به طور مستقیم با حرکت نسبیاش در دستگاه مرکز جرم توصیف می شود، چرا که آن دو دارای جرمهای قابل مقایسه هستند. با فرض موقعیت آزمایشگاه استاندارد یک هدف ثابت با پرتابه هستهای بمباران می شود. رابطه بین انرژی جنبشی E_{lab} که در سیستم آزمایشگاه اندازه گیری شده و انرژی جنبشی می شود:

$$E_{cm} = \frac{A_t}{A_t + A_p} E_{lab}$$
(YA-Y)

$$V(r) = V_{c}(r) + V_{n}(r)$$
(19-7)

که در فرمول V_c پتانسیل کولنی و V_n پتانسیل هسته ای هستند. در شکل(۲–۸) طرح ساده ای از پتانسیل بین پروتون و اکسیژن از سد کولنی و احتمال تونل زنی پروتون از سد کولنی و تبدیل شدن به یک ذره آزاد نشان داده شده است.



شکل(۲-۹) پتانسیل برهمکنش پروتون و اکسیژن شامل برهمکنش هستهای و کولنی. حرکت سیستم دو ذرهای مستقیماً به کمک معادلهی شرودینگر زیر توصیف می شود:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dr^2} + \frac{l(l+1)\hbar^2}{2\mu r^2} + V(r) - E\right]\psi(r) = 0 \qquad (\Upsilon \cdot -\Upsilon)$$

در فواصل بزرگ r پتانسیل کولنی V_c ، شکل پتانسیل الکتروستاتیکی دو بار نقطهای را دارد. در فواصل نزدیکتر، هنگامی که سهم همپوشانی بارها دارای اهمیت می شود، پتانسیل بار نقطهای باید تصحیح شود این اغلب با جایگذاری یکی از بارهای نقطهای با یک کرهی باردار یکنواخت با شعاع R_c بدست می آید بنابراین:

$$V(r) = \frac{Z_p Z_r e^2}{4\pi\varepsilon_0} \begin{cases} \frac{1}{r} & r > R_c \\ \frac{1}{2R_c} \left(3 - \left(\frac{r}{R_c}\right)^2\right) & r \le R_c \end{cases}$$
(3)

از آنجایی که در طول برخورد یک تعداد زیادی برهمکنش بین پرتابه و نوکلئونهای هدف رخ می دهد، ممکن نیست بتوان پتانسیل هسته V_n را از نیروهای دو جسمی معلوم بین نوکلئونها تعیین کرد، بنابراین

یک تمرین مرسوم آن است که یک پارامتریزه ساده انجام دهیم و پتانسیل هستهای را با یک تابع تقریب بزنیم که مشابه توزیع جرمی هستهای است و این نتیجه به پتانسیل وودز-ساکسون منجر می شود، که V_0 عمق پتانسیل و a_0 پارامتر پراکندگی V^7 میباشد. شعاع R_n پتانسیل هستهای با رابطهی زیر داده میشود:

$$R_{n} = r_{0} \left(A_{p}^{\frac{1}{3}} + A_{t}^{\frac{1}{3}} \right)$$
 (٣٢-٢)

که r_0 پارامتر شعاعی است. مهم است که ذکر کنیم پارامترهای پتانسیلی V_0 و r_0 و a_0 یکتا نیستند از اینرو با برازش r_0 منحنی با دادههای تجربی بدست میآید. [۲۱]

حال رابطه (۲-۳۱) را بدست میآوریم.

$$\iint E.ds = \frac{q}{\varepsilon_0} \tag{(TT-T)}$$

 \vec{E} که در آن q بار خالص داخل سطح گاوسی برابر $q = \frac{4}{3} \rho \pi r^3$ است. به دلیل تقارن، میدان الکتریکی q در آن q در تمام نقاط سطح گاوسی بر آن عمود و مقدار ثابتی است پس:

$$E(4\pi r^2) = \frac{4}{3\varepsilon_0} \rho \pi r^3 \tag{(4\pi r^2)}$$

 $E(r) = \frac{p}{3\varepsilon_0}r \tag{(a)-f}$

^{۲۲} diffuseness

^{rr} Fitting

که در این رابطه فرض کردیم توزیع بار یکنواخت است پس:

$$\begin{split} \rho &= \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} \tag{(\$7-1)} \\ E\left(r\right) &= \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{4}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{1}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{1}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{1}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{1}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{1}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{1}{3}\pi R^3} r = \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{R^3}\right) r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} \times \frac{Q}{\frac{1}{3}\pi R^3} r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac{1}{3\varepsilon_0} r \qquad (\$\gamma-1) \\ &: |r| = \frac$$

است با:

$$\varphi_r = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{r} \tag{(29-7)}$$

بنابراین پتانسیل نقطه B واقع در سطح کره برابر است با:

 $\varphi_{B} = \varphi(R) = \frac{1}{4\pi\varepsilon_{0}} \frac{Q}{R} \tag{(f \cdot - Y)}$

اختلاف پتانسیل بین نقاط AوB به صورت زیر است:

$$\varphi_{A} - \varphi_{B} = \varphi(r) - \frac{Q}{4\pi\varepsilon_{0}R} = -\int_{R}^{r} \left(\frac{1}{4\pi\varepsilon}\frac{Q}{R^{3}}\right) r dr$$

$$\varphi(r) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_{0}R} - \frac{Q}{4\pi\varepsilon R^{3}} \left[\frac{1}{2}r^{2}\right]_{R}^{r} = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_{0}R} \left[1 - \frac{1}{2}\frac{r^{2}}{R^{2}} + \frac{1}{2}\right]$$

$$\varphi(r) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_{0}} \left\{\frac{3}{2} - \frac{1}{2}\frac{r^{2}}{R^{2}}\right\}$$
(f)-(f)

اگر هسته، کره ی باردار یکنواختی باشد آنگاه Q = Ze است.

$$\varphi(r) = \frac{Ze}{4\pi\varepsilon_0} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right\}$$
(47-7)

فرض کنیم که آن جسم کروی، هستهای با عدد اتمی Z باشد، انرژی پتانسیل را در یک نقطه به فاصله (r < R) از مرکز هسته به صورت زیر محاسبه میشود.

$$V(r) = q.\varphi(r) \tag{47-7}$$

$$V(r) = Z_{2}e\phi(r) = \frac{Z_{1}Z_{2}e^{2}}{4\pi\varepsilon_{0}R} \left\{ \frac{3}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{r}{R}\right)^{2} \right\}$$
(**-7)

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{8\pi\varepsilon_0 R} \left(3 - \frac{r^2}{R^2}\right)$$
(4)

برای نقاط (r > R) داریم:

$$V(r) = Z_2 e \varphi(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\varepsilon_0 r}$$
(49-7)

پس همه پتانسیلهای الکتریکی بکار رفته در معادله شرودینگر به صورت زیر خواهد شد:

$$V(r) = V_0 \left[1 - V_{s.o}(\vec{L}.\vec{S}) \frac{r_0^2}{r} \frac{d}{dr} \right] \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1} + V_C(r) \quad (\text{۴۷-۲})$$
به این پتانسیلها، سد گریز از مرکز سدی است به این پتانسیلها، سد گریز از مرکز سدی است که از نزدیک شدن الکترون به هسته جلوگیری میکند.

شکل مجموعهی این پتانسیلها شامل پتانسیل وودز- ساکسون، پتانسیل اسپین- مدار و پتانسیل کولنی که در حل معادله شرودینگر به کار بردیم به صورت زیر می باشد:



شکل (۲-۱۰) نمودار پتانسیلهای بکار رفته در حل معادله شرودینگر برحسب r

فصل سوم:

حل معادله شرودینگر به

روشNU

NU-۳ فرماليزم روش

حلهای دقیق معادله شرودینگر برای پتانسیلهای مختلف انجام گرفته و به طور گسترده در زمینههای مختلف اتمی، ملکولی، هستهای استفاده شده است. حلهای تحلیلی اتم هیدروژن و نوسانگر هماهنگ با یک مجموعه کامل از پتانسیلها و حالت *ا* دلخواه، به صورت مثالهای پایهای در فیزیک اتمی و زیر اتمی در مقالات آمدهاند. [۲۴–۲۲] تاکنون چندین روش برای حل معادله شرودینگر به صورت تحلیلی اتمی در مقالات آمدهاند. [۲۴–۲۲] تاکنون چندین روش برای حل معادله شرودینگر به صورت تحلیلی اتمی در فیزیک اتمی و زیر استفاده شده است مثل روش وردشی^{۲۲} [۲۷] تاکنون چندین روش برای حل معادله شرودینگر به صورت تحلیلی استفاده شده است مثل روش وردشی^{۲۴} [۲۷–۲۷] ابرتقارنی^{۲۵} [۳۰–۲۸] روش تکرار مجانبی^۲ [۲۳–۲۱] روش اختلال ^{۲۷} [۲۳]روش اکثار مجانبی^۲ [۲۷] روش اختلال ^{۲۷} [۲۳]روش الال الات الا معادلات دیفرانسیل درجه دوم در مکانیک روش اختلال ^{۲۷} [۲۳]روش الال آلا^۳ – ۲۵]. روش الا در حل معادلات دیفرانسیل درجه دوم در مکانیک شرودینگر چاندین پتانسیل مشهور، نظیر وودز-ساکسون^{۸۸} نوسانگرهماهنگ^{۲۲} ، کراتزر^{۲۰}، هولتن^{۲۱}, موانتومی نسبیتی و فیر نسبیتی موفق بوده است. در چند سال اخیر این روش برای حل معادله شرودینگر چندین پتانسیل مشهور، نظیر وودز-ساکسون^{۸۸} نوسانگرهماهنگ^{۲۲} ، کراتزر^{۲۰}، هولتن^{۲۱}, موروزن- مرس^{۲۲}, وودز-کانیک کوانتومی غیرنسبیتی انجام شده و حل تحلیلی معادلات دیراک^{۵۲}، کلین-گوردون^۳، سالپیتر^{۷۳}، دی-کی-پی^{۸۸} [۴۴,۴۴]. در اک^{۲۱}، کلین-گوردون^۳، سالپیتر^{۷۳}، دی-کی-پی^{۸۰} [۴۴,۴۴]. در مکانیک کوانتومی غیرنسبیتی انجام شده و حل تحلیلی غیرنسبیتی بدست آمده است. تابع موج نوکلئون تک ذرهای به عنوان یک پارامتر پایهای، برای مطالعه غیرنسبیتی بدست آمده است. تابع موج نوکلئونی بکار گرفته شده است.

^r pseudo harmonic

۳٤ Mie

^{۲٤} variational

^v° Supersymmetr`y

^{^r¹} asymptotic iteration method

^{vv} perturbation

۲۸ Woods–Saxon

^{v.} Kratzer

۳۱ Hulthen

^{ττ} Rosen–Morse

^{rr} Poschl–Teller

^{°°} Dirac

^{۳٦} Klein–Gordon

^{vv} Saltpeter

^{*^} Petiau (DKP) - Kemmer - Duffin

روش NU برای این ساخته شده است تا معادله دیفرانسیل درجه دوم فوق هندسی را با توابع متعامد خاص حل نماید.[۳۴] این روش میتواند برای حل معادلات دیفرانسیل درجهی دوم بعدی استفاده شود که از تبدیل مختصات s = s(r) بدست میآید.

$$\psi''(s) + \frac{\tilde{\tau}(s)}{\sigma(s)}\psi'(s) + \frac{\tilde{\sigma}(s)}{\sigma(s)^2}\psi(s) = 0$$
(1- \mathfrak{V})

که $\sigma(s)$ و $\tilde{\sigma}(s)$ اغلب چندجملهایهایی حداکثر از درجه دوم هستند و $\tilde{\tau}(z)$ یک چندجملهای از درجه اول است.

با جداسازی و اعمال فرض زیر
$$\psi_n(s) = \phi(s) y_n(s)$$
 (۲-۳)

معادله (۳–۱) به دو معادله زیر کاهش می یابد.

$$\sigma y_n'' + \tau y' + \lambda y = 0 \tag{(Y-Y)}$$

$$\frac{\phi(s)'}{\phi(s)} = \frac{\tau(s)}{\sigma(s)} \tag{(4-7)}$$

که (z) از نوع فوق هندسی است و نمایش چند جملهای آن میتواند با رابطه رودریگز r_1 نمایش داده شود:

$$y_n(s) = \frac{C_n}{\rho(s)} \frac{d^n}{dz^n} [\sigma(s)\rho(s)]$$
 (۵-۳)
(۵-۳) (۵-۳) (۵-۳) (۵-۳) توابع $\tau(s) = \sigma(s) = \sigma(s) = \sigma(s)$ باید به کمک توابع c_n معلوم $\sigma(s) = \sigma(s) = \sigma(s)$ باید به کمک توابع $\tau(s) = \sigma(s) = \sigma(s)$ ($s = \tau(s) = \tau(s) = \tau(s) = \tau(s) = \tau(s)$

^r Rodrigues

$$\pi(s) = \frac{\sigma'(s) - \tilde{\tau}(s)}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma'(s) - \tilde{\tau}(s)}{2}\right)^2 - \tilde{\sigma}(s) + k \,\sigma(s)} \tag{A-W}$$

از آنجایی که باید (s) حداکثر یک چند جمله ای درجه اول باشد، جملههای زیر رادیکال در معادله $\pi(s)$ باید به صورت یک چند جمله ای درجه اول مرتب شوند، در اینصورت ممکن است مشخص کننده آن یعنی $\Delta = b^2 - 4ac$ صفر باشد. در این حالت یک معادله برای k بدست میآید که پس از حل معادله، مقادیر بدست آمده برای k را در معادله $\pi(s)$ جایگذاری می کنیم و با مقایسه با معادله های زیر، ویژه مقادیر انرژی را بدست میآوریم .

$$\lambda = k + \pi'(s) \tag{9-T}$$

$$\lambda = \lambda_n = -n\tau'(s) - \frac{n(n+1)}{2}\sigma''(s) \quad n = 0, 1, 2, ...$$
 (1.-7)

که ($\tau'(s)$ علامت منفی دارد. k ثابت است و میتواند از جذر مربعی (π -۸) به صورت مثبت بدست $\tau'(s)$.

۲-۳ روش *NU* پارامتری :

NU استفاده می کنیم که معادلات دیفرانسیل درجه دوم را با تبدیل مختصات مناسب(r) میباشد. [rr] استفاده می کنیم که معادله دیفرانسیل به صورت معادله (r-1) میباشد. [rr] همانطور که گفته شد(z) و $\tilde{\sigma}(z)$ چندجملهای هایی حداکثر از درجه دوم هستند و $\tilde{\sigma}(z)$ یک چندجملهای از درجه اول است. برای اینکه روش NU را سادهتر کنیم یک راه میانبر ارائه میدهیم. شکل کلی معادله شرودینگرگونه (r-1) را در شکل کلیتر، قابل اعمال به هر پتانسیلی به صورت زیر تبدیل می کنیم [r-r]

$$\psi_n''(s) + \left(\frac{c_1 - c_2 s}{s(1 - c_3 s)}\right) \psi_n'(s) + \left(\frac{-p_2 s^2 + p_1 s - p_0}{s^2(1 - c_3 s)^2}\right) \psi_n(s) = 0 \qquad (11 - 7)$$

تابع موج آن در معادله (۳–۲) صدق می کند. با مقایسه معادله (۳–۱) و (۳–۱۱) عبارات زیر را بدست می آوریم:

$$\tilde{\tau}(s) = c_1 - c_2 s, \quad \sigma(s) = s(1 - c_3 s), \quad \tilde{\sigma}(s) = -p_2 s^2 + p_1 s - p_0$$
 (۱۲-۳)
با دنبال کردن روش *NU* [۲۲]درمییابیم که:
۱- ثابتهای مربوطه:

$$\begin{split} c_4 &= \frac{1}{2}(1-c_1) \quad , \quad c_5 = \frac{1}{2}(c_2-2c_3) \quad , \quad c_6 = c_5^2 + p_2 \\ c_7 &= 2c_4c_5 - p_1 \quad , \quad c_8 = c_4^2 + p_0 \quad , \quad c_9 = c_3(c_7 + c_3c_8) + c_6 \quad (1\mbox{1^{-1}}) \\ c_{10} &= c_1 + 2c_4 + 2\sqrt{c_8} \quad , \quad c_{11} = 1 - c_1 - 2c_4 + \frac{2}{c_2}\sqrt{c_9} \\ c_{12} &= c_4 + \sqrt{c_8} \quad , \quad c_{13} = -c_4 + \frac{1}{c_3}(\sqrt{c_9} + c_5) \quad , \quad c_3 \neq 0 \end{split}$$

۲- توابع چندجملهای اساسی:

$$\pi(s) = c_4 + c_5 s - \left[(\sqrt{c_9} + c_3 \sqrt{c_8})s - \sqrt{c_8}\right]$$
(14-7)

$$k = -(c_7 + 2c_3c_8) - 2\sqrt{c_8c_9} \tag{10-7}$$

$$\tau(s) = c_1 + 2c_4 - (c_2 - 2c_5)s - 2[(\sqrt{c_9} + c_3\sqrt{c_8})s - \sqrt{c_8}] \qquad (17-7)$$

$$\tau'(s) = -2c_3 - 2(\sqrt{c_9} + c_3\sqrt{c_8}) < 0 \qquad (17-7)$$

۳- معادله انرژی:

$$c_{2} n - (2 n+1)c_{5} + (2 n+1)(\sqrt{c_{9}} + c_{3} \sqrt{c_{8}}) + n(n-1)c_{3} + c_{7} + 2c_{3}c_{8} + 2\sqrt{c_{8}c_{9}} = 0$$
(1A-7)

۴- توابع موج:

$$\rho(s) = s^{c_{10}} (1 - c_3 s)^{c_{11}} \tag{19-T}$$

$$\varphi(s) = s^{c_{12}} (1 - c_3 s)^{c_{13}}, c_{12} > 0, c_{13} > 0$$
 (7.-7)

$$y_{n}(s) = P_{n}^{(c_{10},c_{11})}(1 - 2c_{3}s), c_{10} > -1, c_{11} > -1$$
 (Y)-

برای محاسبه توابع موج:

$$\begin{split} \psi_{nl}(s) &= N_{nl} s^{c_{12}} (1 - c_3 s)^{c_{13}} P_n^{(c_{10}, c_{11})} (1 - 2c_3 s) & (\forall \forall - \forall) \\ \lambda &= N_{nl} s^{c_{12}} (1 - c_3 s)^{c_{13}} P_n^{(c_{10}, c_{11})} (1 - 2c_3 s) & (\forall \forall - \forall) \\ \lambda &= N_{nl} s^{c_{12}} (1 - c_3 s)^{c_{13}} P_n^{(c_{10}, c_{11})} (1 - 2c_3 s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall \forall - \forall) \\ P_n^{(\alpha, \beta)} (1 - 2s) &= \frac{(\alpha + 1)_n}{n!} {}_2 F_1(-n, 1 + \alpha + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall + \beta + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall + \beta + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall + \beta + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall + \beta + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall + \beta + \beta + n; \alpha + 1; s) & (\forall + \beta + \beta + n; \alpha + 1; s)$$

$$\psi_{nl}(s) = N_{nl} s^{c_{12}} (1 - c_3 s)^{c_{13}} {}_2 F_1(-n, 1 + c_{10} + c_{11} + n; c_{10} + 1; c_3 s) \qquad (\Upsilon F - \Upsilon)$$

$$c_{12} > 0, c_{13} > 0, s \in [0, \frac{1}{c_3}], c_3 \neq 0$$
 defined as

فصل چهارم:

حل معادله شرودينگر

تابع موج و ویژه مقادیر انرژی که از حل معادله شرودینگر در مکانیک کوانتومی غیرنسبیتی برای یک سیستم فیزیکی سیستم است. ویژه توابع و سیستم فیزیکی بدست میآید، شامل اطلاعاتی در مورد ویژگیهای فیزیکی سیستم است. ویژه توابع و ویژه مقادیر حالتهای مانا به وسیله جوابهای معادله شرودینگر تعیین میشود. یک حالت را بسته به اینکه تابع موج متناظر یا چگالی احتمال آن در بینهایت صفر باشد یا نه، مقید یا نامقید گویند. اگر تابع اینکه تابع موج متناظر یا چگالی احتمال آن در بینهایت صفر باشد یا نه، مقید یا نامقید گویند. اگر تابع حالت وابسته به $\langle \beta |$ دارای ویژگی $0 \leftarrow (r)_{\beta} = \lim_{r \to \infty} \langle r | \beta \rangle$ این در این در بینهایت صفر باشد یا نه، مقید یا نامقید گویند. اگر تابع اینکه تابع موج متناظر یا چگالی احتمال آن در بینهایت صفر باشد یا نه، مقید یا نامقید گویند. اگر تابع اینکه تابع موج متناظر یا چالی احتمال آن در بینهایت صفر باشد یا نه، مقید یا نامقید گویند. اگر تابع اینکه تابع موج متناظر یا چگالی احتمال آن در بینهایت صفر باشد یا نه، مقید یا نامقید گویند. اگر تابع حالت وابسته به $\langle \beta |$ دارای ویژگی $0 \leftarrow (r)_{\beta}$

قاعده۱- یک ویژه حالت انرژی عموماً جزء یک طیف گسسته است، اگر مقید باشد و جزء یک طیف پیوسته است، اگر نامقید باشد.

قاعده۲- ویژه حالتهای یک عملگر هامیلتونی، بسته به اینکه همتای کلاسیکی آن مربوط به مدارهای مقید باشد یا نه، مقید(گسسته) یا نامقید(پیوسته) می,باشند. نظریههای وابسته به حالتهای مانای مقید و نامقید به طور اساسی با یکدیگر متفاوت هستند. برای حالتهای مقید، ویژه تایعها در بینهایت مستقیماً به یک طیف گسسته منجر می شود. لذا مسئله عبارت است از پیدا کردن ویژه توابع و ویژه مقادیر انرژی متناظر آنها و محاسبه مقادیر قابل انتظار عملگرهای متناظر با مشاهده پذیرهای مختلف است. از طرف متناظر آنها و محاسبه مقادیر قابل انتظار عملگرهای متناظر با مشاهده پذیرهای مختلف است. از طرف متناظر آنها و محاسبه مقادیر قابل انتظار عملگرهای متناظر با مشاهده پذیرهای مختلف است. از طرف دیگر برای حالتهای نامقید، ویژه مقادیر انرژی پیوسته اند یعنی کوانتیده نیستند. بعلاوه شکل ویژه توابع و محاسبه مقادیر قابل انتظار عملگرهای متناظر با مشاهده پذیرهای مختلف است. از طرف میگر برای حالتهای نامقید، ویژه مقادیر انرژی پیوسته اند یعنی کوانتیده نیستند. بعلاوه شکل ویژه بوابع مربوط به حالتهای نامقید معمولاً منجر به روشهای بهنجارشی می شود که مقادیر قابل انتظار یعنی کوانتیده نیستند. بعلاوه شکل ویژه بعضی عملگرها را نامعین باقی می گذارد. مهمترین آنها جریان احتمال است زیرا این جریان به حالت ایستای فرایند پراکندگی ارتباط دارد. در واقع نسبت بین شارهایی که در جهتهای مختلف فضا عبور می کنند مقطع پراکندگی یک فرایند برخورد را تعیین می نمایند. به این دلیل حالتهای نامقید یا پیوسته، می کنند مقطع پراکندگی یک فرایند برخورد را تعیین می نمایند. به این دلیل حالتهای نامقید یا پیوسته، می کنند مقطع پراکندگی یک فرایند برخورد را تعیین می نمایند. به این دلیل حالتهای نامقید یا پیوسته، می کنند مقطع پراکندگی نیز نامیده می شوند. در مواردی که بخواهیم ویژه توابع مربوط به یک حالت نامقید می مربوط به یک حالت نامقید یا پیوسته، می کنند مقطع پراکندگی نیز نامیده می شوند. در مواردی که بخواهیم ویژه توابع مربوط به یک حالت نامقید در بینهایت صفر شود و امکان پذیر نباشد لازم است بعضی شرایط میانبی را که به وسیله آزمایش خاص پراکندگی پیشنهاد می شوند اعمال کنیم. این شرایط طبیعت عمومی ویژه تابع را وقتی به بینهایت نزدیک می شویم معین می کند.

۴-۱-۲ معادله شرودینگر برایr کوچکتر از شعاع هسته:

گفتیم که ما در اینجا هسته F^{17} را بهعنوان یک سیستم مرکب از پروتون و یک هسته 0^{16} در نظر می گیریم. لازم به ذکر است که هسته 0^{10} یک هسته کروی متقارن و اسپین آن صفر است.

معادله شرودینگر مستقل از زمان برای یک سیستم دو جسمی غیرنسبیتی با پتانسیل موضعی (r) V برابر است با:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_1}\nabla_{r_1}^2 - \frac{\hbar^2}{2m_2}\nabla_{r_2}^2 + V\left(|r_1 - r_2|\right)\right]\Psi(r_1 - r_2) = E_{tot}\Psi(r_1 - r_2) \qquad (1-4)$$

با توجه به شکل (۴–۱) با استفاده از مختصات مرکز جرم و حرکت نسبی دستگاه به صورت:

$$\vec{r} = \vec{r_1} - \vec{r_2}$$
 , $\vec{R} = \frac{(m_1 \vec{r_1} + m_2 \vec{r_2})}{m_1 + m_2}$ (Y-F)

خواهيم داشت :

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla_R^2 - \frac{\hbar^2}{2m}\nabla_r^2 + V(r)\right]\Psi(R,r) = E_{tot}\Psi(R,r) \qquad (\forall - \forall)$$



شکل (۴-۱) توصیف فلوئور بهعنوان سیستم مرکب از اکسیژن و پروتون

با توجه به اینکه جوابهای معادله را به صورت حاصلضرب دو تابع موج
$$\Psi(R,r) = \Phi(R)\psi(r)$$
 میتوان معادله شرودینگر دو قسمت تقسیم کرد:
الف- قسمت مربوط به حرکت مرکز جرم :

$$\vec{R} = \frac{\left(m_1 \vec{r_1} + m_2 \vec{r_2}\right)}{m_1 + m_2}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_R^2 \Phi(R) = E_{cm} \Phi(R) , E_{cm} = \frac{\hbar^2 k^2}{2M} \qquad (f-f)$$
 $\sum hk$ يك موج تخت است. بنابراين مركز جرم با يك تكانه ثابت $\hbar k$ حركت

می کند و بعد از پراکندگی تغییری نمی کند.

ب) قسمت مربوط به حرکت نسبی که فیزیک واقعی مسئله در این معادله است:

$$\vec{r} = \vec{r_1} - \vec{r_2}$$
 g $\vec{r_1} = \vec{R}_{cm} - \frac{A_2}{A}\vec{r}$ g $\vec{r_2} = \vec{R}_{cm} + \frac{A_1}{A}\vec{r}$

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m}\nabla_r^2 + V(r)\right]\psi(r) = E\psi(r) \quad , \quad E = E_{tot} - E_{cm} \qquad (\Delta - \mathfrak{k})$$

اگر تکانه زاویهای مداری برای حرکت نسبی $p + 0^{16}$ را با l وm توصیف کنیم و j مربوط به جمع اسپین و تکانه زاویهای مداری باشد، به حل معادله شرودینگر حالت مقید می پردازیم.

معادلات دیفرانسیل درجه دوم بیشتر با استفاده از روشهای تقریبی حل میشوند. در این نوع مسائل فیزیک کوانتومی، پتانسیل مرکزی قوی برای نوکلئونها ایجاد میشود و سایر برهمکنشها با قدرت کمتر با اختلال توصیف می گردند :

$$H = H_0 + \lambda V \tag{(9-4)}$$

برای سیستم N ذرهای، برهمکنش بین ذرات را با استفاده از مختصات فوق کروی در نظر می گیریم که در این صورت اگر $\vec{r}_1, \vec{r}_2, ..., \vec{r}_N$ موقعیت ذرات را مشخص مینمایند. مختصات ژاکوبی و مرکز جرم را به صورت زیر تعریف می کنیم.

$$R = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^{n} r_j \tag{V-F}$$

در این صورت فوق شعاع را به صورت زیر تعریف می کنیم:

$$x = \sqrt{\sum_{i=1}^{N-1} \zeta_i^2} = \sqrt{\sum_{i=1}^{N-1} \left(\sqrt{\frac{i}{i+1}} \left(r_{i+1} - \frac{1}{i} \sum_{j=1}^{i} r_j \right) \right)^2}$$
 (A-4)

از طرفی معادله شرودینگر در D بعد با رابطه زیر نشان داده می شود. [۵۱]

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla_D^2 + V(x) - E\right)\psi(x) = 0 \tag{9-4}$$

$$\nabla_D^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{(D-1)}{x} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{l(l+D-2)}{x^2}$$
(1.-4)

برای ایزوتوپ های زوج- فرد مانند C^{13} و F^{7} باید نوترونها یا پروتونهای جفت نشده در ترازهای نوکلئونی را در نظر گرفت، لذا C^{13} تنها دارای یک نوترون تزویج نشده و F^{7} دارای یک پروتون تزویج نشده است. سیستم را به صورت سیستم نوترون منفرد یا پروتون منفرد در نظر می گیریم و به حل مسائل ویژه مقداری می پردازیم که D = 3 می باشد.

قسمت شعاعی معادله شرودینگر برای سیستم دو جسمی به صورت زیر است.

$$\frac{d^{2}R}{dr^{2}} + \frac{D-1}{r}\frac{dR}{dr} + \frac{2\mu}{\hbar^{2}} \left[E - V(r) - \frac{\hbar^{2}l(l+D-2)}{2\mu r^{2}} \right] R = 0 \quad (11-4)$$

$$\frac{d^{2}R}{dr^{2}} + \frac{2}{r}\frac{dR}{dr} + \frac{2\mu}{\hbar^{2}} \left[E - V(r) - \frac{\hbar^{2}l(l+1)}{2\mu r^{2}} \right] R = 0 \quad (14-4)$$

که
$$(r)$$
 V انرژی پتانسیل است که تک نوکلئون حس میکند و شامل بخش هستهای برای هم پروتون
و هم نوترون و بخش کولنی برای پروتونها میشود و این $\frac{\hbar^2 l(l+1)}{2mr^2}$ به عنوان پتانسیل گریز
از مرکز شناخته میشود. با معرفی تابع موج کاهش یافتهی $(r) = r R(r)$ که به صورت
 $|r (r)|^r d^3 r = 1$ معادله شرودینگر به صورت زیر نوشته میشود:

$$\frac{d^{2}R(r)}{dr^{2}} + \frac{2\mu}{\hbar^{2}} \left[E - V(r) - \frac{\hbar^{2}l(l+1)}{2\mu r^{2}} \right] R(r) = 0 \qquad (17-4)$$

همانطور که مشاهده می کنیم سیستم شامل هسته های O^{16} و پروتون می باشد که جرم کاهیده آنها از رابطه زیر بدست می آید:

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}$$
(14-4)

جرم $^{0^6}$ و $m_2 = m_2$ جرم پروتون که جرم پروتون برابر Kg 27 $K^{20} \times 10^{-27}$ و جرم اکسیژن را m_1 -26.7793 میباشد.

ما از ثابت های زیر استفاده می کنیم:

 $r_0 = 1.27 fm$ می است و هرگاه $r_0 = 1.27 fm$ باشد شعاع میانگین هسته کروی a = 0.65 fm توزیع شدگی سطحی است و هرگاه $r_0 = 1.27 fm$ باشد شعاع میانگین هسته کروی $R_0 = r_0 A^{\frac{1}{3}} = 1.27 \times 17^{\frac{1}{3}} = 3.2655 fm$ به تنهایی اعداد جادویی مشاهده شده تجربی را باز تولید نمی کند. پتانسیل وودز - ساکسون استاندارد به تنهایی اعداد جادویی مشاهده شده تجربی را باز مولید نمی کند. پتانسیل وودز - ساکسون استاندارد به تنهایی اعداد جادویی مشاهده شده تحربی که از مرجع (۲ - ۴) بیان شد. برای بدست آوردن عمق پتانسیل از رابطه Vo = 40.5 + 0.134 MeV که از مرجع [۵۲] استفاده کردیم.

با وارد کردن برهم کنش اسپین- مدار در مدل پوستهای میدان میانگین به صورت زیر تعریف میشود.

$$V_{LS}(r) = V_{LS}^{(0)} (\frac{r_0}{\hbar})^2 \frac{1}{r} \left[\frac{d}{dr} \frac{1}{1 + e^{\frac{(r-R_0)}{a}}} \right] (\vec{L}.\vec{S})$$
(10-4)

که $V_{LS}^{(0)}=0.44V_{0}$ میباشد.

به خاطر کاربرد گسترده پتانسیل وودز- ساکسون برای هستههای کروی و تغییر شکل یافته در فیزیک ذرات و هستهای حل تحلیلی پتانسیل وودز- ساکسون میتواند خیلی مفید باشد و نتایج تئوری ارزشمندی بدهد. حلهای دقیق حالت های s (*I=0*) و حلهای تقریبی تحلیلی برای هر حالت I برای پتانسیل وودز ساکسون در مقالات موجود است.[۵۲]

چون هستهی هالهای پروتونی میباشد، پتانسیل دیگری که ما از آن استفاده کردهایم پتانسیل کولنی واقعیتر میباشد که به صورت زیر تعریف میشود:

پتانسيل كولني:

$$V_{C}(r) = \begin{cases} \frac{Z_{1}Z_{2}e^{2}}{8\pi\varepsilon_{0}R_{c}} \left[3 - \left(\frac{r}{R_{c}}\right)^{2} \right] & r \leq R_{c} \\ \frac{Z_{1}Z_{2}e^{2}}{4\pi\varepsilon_{0}r} & r > R_{c} \end{cases}$$
(19-4)

$$V_{C}(r) = \begin{cases} \frac{e^{2}}{\pi\varepsilon_{0}R_{C}} \left[3 - \left(\frac{r}{R_{C}}\right)^{2} \right] & r \leq R_{C} \\ \frac{8e^{2}}{4\pi\varepsilon_{0}r} & r > R_{C} \end{cases}$$
(1V-F)

معادله شرودینگر با شکل پیچیده پتانسیل هستهای شامل پتانسیل وودز- ساکسون و اسپین- مدار وکولنی و جمله گریز از مرکز به صورت زیر نوشته میشود:

$$\psi(r) = rR(r) \to \frac{d\psi}{dr} = R(r) + r\frac{dR(r)}{dr}$$
(1A-4)

$$\frac{d^2\psi(r)}{dr^2} = 2\frac{dR(r)}{dr} + r\frac{d^2R(r)}{dr^2}$$
(19-4)

بر r تقسيم مىكنيم.

$$\frac{1}{r}\frac{d^{2}\psi(r)}{dr^{2}} = \frac{d^{2}R(r)}{dr^{2}} + \frac{2}{r}\frac{dR(r)}{dr}$$
(7.-4)

$$\frac{d^{2}R(r)}{dr^{2}} + \frac{2}{r}\frac{dR(r)}{dr} + \frac{2\mu}{\hbar^{2}}\left[E - V(r) - \frac{\hbar^{2}l(l+1)}{2\mu r^{2}}\right]R(r) = 0 \qquad (\Upsilon 1 - \Upsilon)$$

$$\frac{1}{r}\frac{d^{2}\psi(r)}{dr^{2}} + \frac{2\mu E}{\hbar^{2}}\frac{\psi(r)}{r} - \frac{2\mu V(r)}{\hbar^{2}}\frac{\psi(r)}{r} - \frac{l(l+1)}{r^{2}}\frac{\psi(r)}{r} = 0 \qquad (\Upsilon - \Upsilon)$$

$$\frac{d^{2}\psi(r)}{dr^{2}} + \frac{2\mu E}{\hbar^{2}}\psi(r) - \frac{2\mu V(r)}{\hbar^{2}}\psi(r) - \frac{l(l+1)}{r^{2}}\psi(r) = 0 \qquad (\Upsilon - F)$$

معادله شرودینگر را برای $r \leq R_{C}$ حل می کنیم:

$$\frac{d^{2}\psi(r)}{dr^{2}} + \frac{2\mu E}{\hbar^{2}}\psi(r) - \frac{2\mu}{\hbar^{2}} \left[\frac{-V_{0}}{\frac{(r-R_{0})}{1+e^{\frac{(r-R_{0})}{a}}}} + \frac{1}{2}V_{LS}^{(0)}r_{0}^{2}\frac{1}{r} \left(\frac{d}{dr}\frac{1}{1+e^{\frac{(r-R_{0})}{a}}} \right) \left(j\left(j+1\right) - l\left(l+1\right) - \frac{3}{4} \right) + \frac{3e^{2}}{\pi\varepsilon_{0}R_{c}} - \frac{e^{2}r^{2}}{\pi\varepsilon_{0}R_{c}^{3}} \right]\psi(r) - \frac{l\left(l+1\right)}{r^{2}}\psi(r) = 0$$
(7%-%)

برای تبدیل معادله شرودینگر به فرم NU، تقریبهای زیادی را امتحان نمودیم تا اینکه به تغییر متغیر زیر رسیدیم. مشکل اساسی که در این قسمت وجود دارد این است که تقریبی که اعمال میکنیم باید طوری باشد که در فرم NU یعنی رابطهی ($\tilde{\tau}(z)$ حداکثر از درجه دوم و $\tilde{\tau}(z)$ از درجه اول بدست آید.

$$s = e^{-\delta r} \tag{72-4}$$

$$\frac{d\psi(r)}{dr} = \frac{d\psi(r)}{ds} \times \frac{ds}{dr} = -\delta s \frac{d\psi(r)}{ds}$$
(79-4)

$$\frac{d^2\psi(r)}{dr^2} = \delta^2 s^2 \frac{d^2 R(s)}{ds^2} + \delta^2 s \frac{d R(s)}{ds}$$
(YV-4)

و ثابتها را به صورت
$${}_{0}V_{0}^{\prime} = qV_{LS}^{0} = qV_{LS}^{0} = QV_{LS}^{0}$$
 در نظر می گیریم. $\delta = \frac{1}{a}$ با توجه به مرجع [۵۳] ما از تقریب زیر برای $\frac{1}{r^{2}}$ استفاده می کنیم:

$$\frac{1}{r^2} \approx \delta^2 \left(\frac{e^{-\delta r}}{1 - e^{-\delta r}}\right)^2 \tag{7A-F}$$

برای آنکه تقریب خوبی داشته باشیم نمودارهای دو طرف رابطه (۴–۲۸) را برحسبr رسم می کنیم و آنقدر δ را تغییر میدهیم تا دو تابع کاملاً روی هم قرار گیرند.

در نمودارهای شکل (۲-۲) یکی از نمودارها مربوط به
$$\delta^2 (\frac{e^{-\delta r}}{1-e^{-\delta r}})^2$$
 و دیگری مربوط به $\frac{1}{r^2}$ بر $\delta = 0.42 \text{ fm}^{-1}$ بر میباشد. بهترین δ بدست آمده برای آنکه دو نمودار روی هم قرار بگیرند برابر $\delta = 0.42 \text{ fm}^{-1}$

میباشد. همانطور که مشاهده میکنیم نمودارها روی هم میافتند و ما میتوانیم از این تقریب در حل معادله شرودینگر استفاده نماییم.



با اعمال تغییر متغیرهای بالا معادله(۴–۲۴) به صورت زیر خواهد شد.

$$\delta^{2}s^{2} \frac{d^{2}R(s)}{ds^{2}} + \delta^{2}s \frac{dR(s)}{ds} + \left(\frac{2\mu E}{\hbar^{2}} + \frac{2\mu V_{0}'}{\hbar^{2}} \left(\frac{s}{1+qs}\right) + \frac{\mu r_{0}^{2} V_{LS}^{\prime 0} \delta^{2}}{\hbar^{2}} \left(j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4}\right) \frac{s^{2}}{(1-s)(1+qs)^{2}} - \frac{6\mu e^{2}}{\pi \varepsilon_{0} \hbar^{2} R_{c}} + \frac{2\mu e^{2}}{\pi \varepsilon_{0} \hbar^{2} R_{c}^{3} \delta^{2}} \frac{(1-s)^{2}}{s^{2}} - l(l+1) \delta^{2} \frac{s^{2}}{(1-s)^{2}} R(s) = 0$$

$$(19-4)$$

بر
$$\delta^2 s^2$$
 تقسیم می کنیم:

$$\frac{d^{2}R(s)}{ds^{2}} + \frac{1}{s}\frac{dR(s)}{ds} + \left(\frac{2\mu E}{\hbar^{2}\delta^{2}}\frac{1}{s^{2}} + \frac{2\mu V_{0}'}{\hbar^{2}\delta^{2}}\left(\frac{1}{s(1+qs)}\right) + \frac{\mu r_{0}^{2}V_{LS}'^{0}}{\hbar^{2}}\left(j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4}\right)\frac{1}{(1-s)(1+qs)^{2}}$$

$$-\frac{6\mu e^{2}}{\pi \varepsilon_{0}\hbar^{2}R_{c}\delta^{2}}\frac{1}{s^{2}} + \frac{2\mu e^{2}}{\pi \varepsilon_{0}\hbar^{2}R_{c}^{3}\delta^{4}}\frac{(1-s)^{2}}{s^{4}} - l(l+1)\frac{1}{(1-s)^{2}}R(s) = 0$$
(7.-4)

 $\frac{d^{2}R(s)}{ds^{2}} + \frac{1}{s}\frac{dR(s)}{ds} + \left(\frac{\frac{2\mu E}{\hbar^{2}\delta^{2}}s^{2}(1-s)^{2}(1+qs)^{2} + \frac{2\mu V_{0}'}{\hbar^{2}\delta^{2}}s^{3}(1+qs)(1-s)^{2}}{s^{4}(1-s)^{2}(1+qs)^{2}} + \frac{\frac{\mu r_{0}^{2}V_{LS}'^{0}}{\hbar^{2}}\left(j(j+1)-l(l+1)-\frac{3}{4}\right)s^{4}(1-s) - \frac{6\mu e^{2}}{\pi \varepsilon_{0}\hbar^{2}R_{c}\delta^{2}}s^{2}(1-s)^{2}(1+qs)^{2}}{s^{4}(1-s)^{2}(1+qs)^{2}} + \frac{\frac{2\mu e^{2}}{\pi \varepsilon_{0}\hbar^{2}R_{c}^{3}\delta^{4}}(1-s)^{4}(1+qs)^{2}-l(l+1)s^{4}(1+qs)^{2}}{s^{4}(1-s)^{2}(1+qs)^{2}})R(s) = 0$ (7)

کسر بزرگ را بر
$$s^2(1+qs)^2$$
 تقسیم میکنیم:

از کسر بزرگ یعنی جملات سوم به بعد، مخرج مشترک می گیریم:

$$\frac{d^{2}R(s)}{ds^{2}} + \frac{1}{s}\frac{dR(s)}{ds} + (\frac{\frac{2\mu E}{\hbar^{2}\delta^{2}}(1-s)^{2} + \frac{2\mu V_{0}'}{\hbar^{2}\delta^{2}}\frac{s(1-s)^{2}}{1+qs}}{s^{2}(1-s)^{2}} + \frac{\frac{\mu r_{0}^{2}V_{LS}^{\prime \prime \prime \prime 0}}{\hbar^{2}}\left(j(j+1)-l(l+1)-\frac{3}{4}\right)\frac{s^{2}(1-s)}{(1+qs)^{2}} - \frac{6\mu e^{2}}{\pi \varepsilon_{0}\hbar^{2}R_{c}\delta^{2}}(1-s)^{2}}{s^{2}(1-s)^{2}}$$
(177-4)

$$+\frac{\frac{2\mu e}{\pi \varepsilon_0 \hbar^2 R_c^3 \delta^4} \frac{(1-s)}{s^2} - l(l+1)s^2}{s^2(1-s)^2} R(s) = 0$$

حال جملههای چهارم و پنجم و هفتم معادلهی(۴–۳۲) را توسط برازش به یک معادله درجه دوم تبدیل میکنیم.

$$\frac{s(1-s)^2}{1+qs} = 0.006595579s^2 - 0.0132710857s + 0.0067413175$$
 (۳۳-۴)
در شکل (۴–۳) نمودار تغییرات مربوط به معادلات سمت چپ و راست معادله(۴–۳۳) برحسب s نشان
داده شده است که همانطور که مشاهده می کنیم نمودارها کاملاً روی هم می افتند.



 $\frac{s^{2}(1-s)}{(1+qs)^{2}} = -3.3579988 \times 10^{-9} s^{2} - 0.432019240084 \times 10^{-4} s + 0.4341808999 \times 10^{-4}$ (°F-F)

در شکل (۴–۴) نمودار تغییرات مربوط به معادلات سمت چپ و راست معادله (۴–۳۴)برحسب s نشان داده شده است که همانطور که مشاهده می کنیم نمودارها کاملاً روی هم میافتند.



شکل(۴-۴) نمودارهای مربوط به معادلات سمت چپ و راست معادله(۴-۳۴) برحسب۶

$$\frac{(1-s)^4}{s^2} = 0.981s^2 - 3.537s + 3.4 \tag{472-4}$$

در شکل (۴–۵) نمودار تغییرات مربوط به معادلات سمت چپ و راست معادله (۴–۳۵) برحسب s نشان داده شده است که همانطور که مشاهده می کنیم نمودارها روی هم می افتند.



شکل (۴-۵) نمودارهای مربوط به معادلات سمت چپ و راست رابطه(۴-۳۵) برحسب s

حالا باید معادله دیفرانسیل به شکل معادله دیفرانسیلNU یعنی معادله (۲–۱) کاهش یابد.

$$\psi_n''(s) + (\frac{1-s}{s(1-s)})\psi_n'(s) + (\frac{-\gamma s^2 + \beta s - \varepsilon^2}{s^2(1-s)^2})\psi_n(s) = 0$$
 (3.74)

با مقايسه رابطه (۴–۳۵) و(۳–۱) و(۳–۱۱) داريم:

$$\tilde{\tau}(s) = 1 - s, \quad \sigma(s) = s(1 - s), \quad \tilde{\sigma}(s) = -\gamma s^2 + \beta s - \varepsilon^2 \quad (\text{even})$$

با معرفي ٣ ثابت ٤ و ٦ و ٢ معادله بالا داريم:

$$\begin{split} &-\gamma = \frac{2\mu E}{\hbar^2 \delta^2} + \frac{2\mu V_0'}{\hbar^2 \delta^2} (0.006595579) \\ &+ \frac{\mu V_{LS}^{(0)} r_0^2 (j (j + 1) - l (l + 1) - \frac{3}{4})}{\hbar^2} (-3.3579988 \times 10^{-9}) \qquad (\texttt{``A-``F'}) \\ &- \frac{6\mu e^2}{\pi \varepsilon_0 \hbar^2 R_c \delta^2} + \frac{2\mu e^2}{\pi \varepsilon_0 \hbar^2 R_c^3 \delta^4} (0.981) - l (l + 1) \\ &\beta = -\frac{4\mu E}{\hbar^2 \delta^2} - \frac{2\mu V_0'}{\hbar^2 \delta^2} (0.0132710857) \\ &- \frac{\mu V_{LS}^{(0)} r_0^2 (j (j + 1) - l (l + 1) - \frac{3}{4})}{\hbar^2} (0.432019240084 \times 10^{-4}) \qquad (\texttt{```A-``F'}) \\ &+ \frac{12\mu e^2}{\pi \varepsilon_0 \hbar^2 R_c \delta^2} - \frac{2\mu e^2}{\pi \varepsilon_0 \hbar^2 R_c^3 \delta^4} (3.537) \\ &- \varepsilon^2 = \frac{2\mu E}{\hbar^2 \delta^2} + \frac{2\mu V_0'}{\hbar^2 \delta^2} (0.0067413175) \\ &+ \frac{\mu V_{LS}^{(0)} r_0^2 (j (j + 1) - l (l + 1) - \frac{3}{4})}{\hbar^2} (0.4341808999 \times 10^{-4}) \qquad (\texttt{``F-``F'}) \\ &- \frac{6\mu e^2}{\pi \varepsilon_0 \hbar^2 R_c \delta^2} + \frac{6.8\mu e^2}{\pi \varepsilon_0 \hbar^2 R_c^3 \delta^4} \end{split}$$

:و
$$eta$$
را برحسب $arepsilon$ مىنويسيم γ

$$\gamma = \varepsilon^{2} + \frac{\mu V_{0}'}{\hbar^{2} \delta^{2}} (0.000291477) + \frac{\mu V_{LS}'^{(0)} r_{0}^{2} (j (j + 1) - l (l + 1) - \frac{3}{4})}{\hbar^{2}} (0.434214479888 \times 10^{-4}) + \frac{4.838 \mu e^{2}}{\pi \varepsilon_{0} \hbar^{2} R_{c}^{3} \delta^{4}} + l (l + 1)$$
(*1-*)

$$\gamma = \varepsilon^2 + A \tag{$\mathbf{FT} - \mathbf{F}$}$$

$$\beta = 2\varepsilon^{2} + \frac{0.0004230986\mu V_{0}'}{\hbar^{2}\delta^{2}} + \frac{\mu V_{LS}'^{(0)}r_{0}^{2}(j(j+1)-l(l+1)-\frac{3}{4})}{\hbar^{2}} (0.436342559716 \times 10^{-4}) + \frac{6.526\mu e^{2}}{\pi \varepsilon_{0}\hbar^{2}R_{c}^{3}\delta^{4}}$$
(FT-F)

 $\beta = 2\varepsilon^2 + B \tag{(ff-f)}$

با توجه به روابط (۳–۱۳) و رابطه (۴–۳۶) داریم:

$$\begin{split} c_{1} &= c_{2} = c_{3} = 1 \quad , \quad c_{4} = 0 \quad , \quad c_{5} = -\frac{1}{2} \\ c_{6} &= \frac{1}{4} + \gamma \quad , \quad c_{7} = -\beta \quad , \quad c_{8} = \varepsilon^{2} \quad , \quad c_{9} = \gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4} \\ c_{10} &= 1 + 2\varepsilon \quad , \quad c_{11} = 2\sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} \quad , \quad c_{12} = \varepsilon \qquad (\pounds \Delta - \pounds) \\ c_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \frac{1}{4}} + \frac{1}{4} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \frac{1}{4}} + \frac{1}{4} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \frac{1}{4}} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \frac{1}{4}} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \frac{1}{4}} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \frac{1}{4} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \frac{1}{4}} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \frac{1}{4} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma - \beta + \frac{1}{4} \\ &: u_{13} &= \sqrt{\gamma$$

با جایگذاری روابط (۴-۴۲) و (۴-۴۴) در رابطهی بالا ، طرفین رابطه را به توان ۲ رسانده و مرتب میکنیم:

$$\begin{bmatrix} 4(A - B + \frac{1}{4}) - (2n+1)^2 \end{bmatrix} \varepsilon^2 + 2(2n+1) \begin{bmatrix} 2A - B - n^2 - n \end{bmatrix} \varepsilon$$

+
$$\begin{bmatrix} (2n+1)^2 (A - B + \frac{1}{4}) - (n^2 + n + \frac{1}{2} - B)^2 \end{bmatrix} = 0$$

($fV - f$)
 $h_2 \varepsilon^2 + h_1 \varepsilon + h_0 = 0$
($fA - f$)

این معادله یدرجه دوم را حل کرده و از آن مقدار E را بدست می آوریم:

$$E_{nlj} = \frac{-\hbar^2 \delta^2}{2\mu} (\varepsilon^2 + \frac{2\mu V_0'}{\hbar^2 \delta^2} (0.0067413175) + \frac{\mu V_{LS}^{\prime(0)} r_0^2 (j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4})}{\hbar^2} (0.4341808999 \times 10^{-4})$$
(fq-f)
$$- \frac{6\mu e^2}{\pi \varepsilon_0 \hbar^2 R_C \delta^2} + \frac{6.8\mu e^2}{\pi \varepsilon_0 \hbar^2 R_C^3 \delta^4})$$

نظریه میدان میانگین روشی برای آنالیز سیستمهای فیزیکی بس ذرمای است. حل دقیق یک سیستم به هم بس ذرمای با ذرات برهمکنش کننده در حالت کلی بسیار دشوار است؛ زیرا ذرات این سیستم به هم همبستهاند و حرکت تک تک ذرات به موقعیت دیگر ذرات وابسته است. درست مانند سیستمی از بارهای الکتریکی که با نیروی کولنی بر یکدیگر برهم کنش دارند. به رغم این پیچیدگیها، تعدادی مدلسازی فیزیکی وجود دارد که تمامی همبستگیها را شامل نمیشود. یکی از این مدل سازی ها "نظریه میدان میانگین" است که همبستگی موجود در مساله را به صورت میانگین در نظر میگیرد، بدین معنی که اثر دیگر ذرات به صورت یک چگالی میانگین یا میدان میانگین وارد مساله میشود. این امر مساله را به یک مسالهی تک ذرهی موثر کاهش میدهد که برخلاف مساله اصلی، قابل حل است. در این تقریب که "نظریه میدان میانگین" نامیده میشود میانگین یک عملگر با مقدار اصلی آن تفاوت ناچیزی دارد یعنی سیستمی که مورد بررسی قرار میگیرد یا افت و خیز ندارد یا افت و خیزهای آن ناچیز است. مدلهای چند لایهای^{۴۰} بر پایهی یک برهمکنش هسته- هسته به طریقهی تجربی و یا به وسیله ی مدل میکروسکوپی نظیر هارتی- فوک^{۴۱} بدست میآیند.

بر اساس این تعریف، پتانسیل میدان میانگین برای پروتون و نوترون به صورت شکل (۴–۶) مربوط به صفحه ۴۶ مرجع [۵۶] میباشد. همانطور که در مرجع [۵۵] و در صفحهی ۹۳ مرجع [۵۶] آمده، حالت پایه و حالت برانگیختهی T^{17} به صورت زیر است.



[£]·Folding Models

٤'Hartree- Fock

$$j = \frac{1}{2}, 1=0, n=1$$
 به ازای $J^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$ برای ^{17}F برای حالت برانگیخته اول F برای $J^{\pi} = \frac{1}{2}^{+}$

حال با توجه به جدول (۴–۱) که از مرجع [۵۷] گرفته شده است میتوانیم انرژی حالت پایه و حالت برانگیخته خودمان را با انرژی بدست آمده از آزمایش[۵۸]توسط گروه تایلی^{۴۲} و انرژی بدست آمده توسط گروه هاجن^{۴۳} که به روش نظری بدست آمده مقایسه کنیم. همانطور که مشاهده میکنیم عددی که ما از روش *NU* بدست آوردهایم به مقدار بدست آمده توسط آزمایش نزدیکتر می باشد.

جدول (۴-۱): مقایسه انرژی های بدست آمده از تجربه و به روش نظری توسط گروه هاجن و کار ما

ترازهای انرژی برای حالتهای پایه و برانگیخته هسته $F17برحسبMeV$			
	$\frac{5}{2}^+$	$\frac{1}{2}^+$	E _{so}
GHF	0.11	-0.082	3.7
Exp.	-0.600	-0.105	5.000
Our work	-0.9370	-0.1338	

با توجه به روابط (۳–۱۹) و(۳–۲۰) و (۳–۲۱) و (۳–۲۲) تابع موج را بدست می آوریم :

$$\rho(s) = s^{1+2\varepsilon} (1-s)^{2\sqrt{\gamma-\beta+\varepsilon^2+\frac{1}{4}}} \qquad (\Delta \cdot - \epsilon)$$

$$\phi(s) = s^{\varepsilon} (1-s)^{(\sqrt{\gamma-\beta+\varepsilon^2+\frac{1}{4}}-\frac{1}{2})} \qquad (\Delta \cdot - \epsilon)$$

$$y_{n}(s) = P_{n}^{(1+2\varepsilon,2\sqrt{\gamma-\beta+\varepsilon^{2}+\frac{1}{4}})}(1-2s) \qquad (\Delta \gamma-\gamma)$$

٤٢ D. R. Tilley

^٤ G. Hagen

$$\psi_{nl}(s) = N_{nl} s^{\varepsilon} (1-s)^{\sqrt{\gamma-\beta+\varepsilon^2+\frac{1}{4}}+\frac{1}{2}}$$

$$\times P_n^{(1+2\varepsilon,2\sqrt{\gamma-\beta+\varepsilon^2+\frac{1}{4}})} (1-2s)$$
($\Delta \gamma-\gamma$)

که
$$P_n^{(\mu,\nu)}(x), \mu \! > \! -1, \nu \! > \! -1, x \in \! [-1,1]$$
 چند جمله ای ژاکوبی هستند.

نمودار تابع موج بدست آمده در این کار برای حالت پایه برحسب r در شکل زیر آمده است:



شکل(۴-۷) نمودار تابع موج برحسب r برای حالت پایه وقتیr کوچکتر از شعاع هستهای است.



نمودار تابع موج بدست آمده در این کار برای حالت برانگیخته اول برحسب r در شکل زیر آمده است:

شکل(۴-۸) نمودار تابع موج برحسب r برای حالت برانگیخته اول

شکل توابع موج حالتهای پایه و حالت برانگیخته برای 17 با توجه به مرجع [۵۹] در شکل (۴–۹) نشان داده شده است.



شکل(۴–۹) توابع موج نرمالیزه اتم فلوئور

۴-۲حل معادله شرودینگر برای *r* بزرگتر از شعاع هسته:

معادله شرودینگر شعاعی برای حالت مقید ${}^{17}F$ هنگامی که ${}^{r}R_{c}$ شامل پتانسیل های وودز-ساکسون، اسپین- مدار و پتانسیل کولنی به صورت ${}^{8e^{2}}{4\pi\varepsilon_{0}r}$ و جمله گریز از مرکز را به صورت زیر حل میکنیم.

$$\frac{d^{2}\psi(r)}{dr^{2}} + \frac{2\mu}{\hbar^{2}} \left[E - \frac{-V_{0}}{1 + e^{\frac{(r-R_{0})}{a}}} - \frac{1}{2}V_{LS}^{(0)}r_{0}^{2}\frac{1}{r} \left(\frac{d}{dr}\frac{1}{1 + e^{\frac{(r-R_{0})}{a}}} \right) \left(j\left(j+1\right) - l\left(l+1\right) - \frac{3}{4} \right) - \frac{1}{4\pi\varepsilon_{0}}\frac{8e^{2}}{r} \right] \psi(r) - \frac{l\left(l+1\right)}{r^{2}}\psi(r) = 0$$
(5)

در این بخش ما روش NU را برای بدست آوردن ویژه مقادیر و ویژه توابع تک ذره ای پروتونی به کار می گیریم به منظور حل معادله دیفرانسیل پیچیده بالا لازم است متغیرهای جدیدی معرفی کنیم و تعدادی تقریب بزنیم:

$$s = e^{-\delta r} \tag{(dd-f)}$$

$$\frac{d\psi(r)}{dr} = \frac{d\psi(r)}{ds} \times \frac{ds}{dr} = -\delta s \frac{d\psi(r)}{ds} \tag{48-4}$$

$$\begin{aligned} \frac{d^{2}\psi(r)}{dr^{2}} &= \delta^{2} \, \mathrm{s}^{2} \, \frac{d^{2}\psi(r)}{ds^{2}} + \delta^{2} s \, \frac{d\psi(r)}{ds} & (\Delta V - \mathfrak{f}) \\ & (\Delta V - \mathfrak{f}) \end{aligned}$$

$$(\Delta V - \mathfrak{f}) = Q_{0} \, \mathcal{I}_{1} \, \mathcal{I}_{2} \, \mathcal$$

:بر $\delta^2 s^2$ تقسیم میکنیم

$$\frac{d^{2}R(s)}{ds^{2}} + \frac{1}{s}\frac{dR(s)}{ds} + \left(\frac{2\mu E}{\hbar^{2}\delta^{2}}\frac{1}{s^{2}} + \frac{2\mu V_{0}'}{\hbar^{2}\delta^{2}}\left(\frac{1}{s(1+qs)}\right) + \frac{\mu r_{0}^{2}V_{LS}^{\prime 0}}{\hbar^{2}}\left(j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4}\right)\frac{1}{(1-s)(1+qs)^{2}} - \frac{4\mu e^{2}}{\pi\hbar^{2}\varepsilon_{0}\delta}\frac{1}{s(1-s)} - l(l+1)\frac{1}{(1-s)^{2}}R(s) = 0$$
(Δ 9- \mathfrak{h})

از کسر بزرگ یعنی جمله سوم به بعد مخرج مشترک میگیریم:

$$\begin{aligned} \frac{d^{2}R(s)}{ds^{2}} + \frac{1}{s}\frac{dR(s)}{ds} + (\frac{\frac{2\mu E}{\hbar^{2}\delta^{2}}(1+qs)^{2}(1-s)^{2} + \frac{2\mu V_{0}'}{\hbar^{2}\delta^{2}}s(1+qs)(1-s)^{2}}{s^{2}(1+qs)^{2}(1-s)^{2}} \\ + \frac{\frac{\mu r_{0}^{2}V_{LS}^{\prime 0}}{\hbar^{2}}\left(j(j+1)-l(l+1)-\frac{3}{4}\right)s^{2}(1-s)}{s^{2}(1+qs)^{2}(1-s)^{2}} \qquad (\pounds \cdot \cdot \pounds) \\ + \frac{-\frac{4\mu e^{2}}{\pi \varepsilon_{0}\hbar^{2}\delta}s(1-s)(1+qs)^{2}-l(l+1)s^{2}(1+qs)^{2}}{s^{2}(1+qs)^{2}(1-s)^{2}})R(s) = 0 \\ - \frac{\xi \cdot \cdot \pounds}{s^{2}(1+qs)^{2}(1-s)^{2}} \\ - \frac{\xi \cdot \cdot \pounds}{s^{2}(1+qs)^{2}(1-s)^{2}})R(s) = 0 \end{aligned}$$
$$\frac{d^{2}R(s)}{ds^{2}} + \frac{1}{s}\frac{dR(s)}{ds} + \left(\frac{\frac{2\mu E}{\hbar^{2}\delta^{2}}(1-s)^{2} + \frac{2\mu V_{0}'}{\hbar^{2}\delta^{2}}\frac{s(1-s)^{2}}{(1+qs)}}{s^{2}(1-s)^{2}} + \frac{\frac{\mu r_{0}^{2}V_{LS}^{\prime 0}}{\hbar^{2}}\left(j(j+1)-l(l+1)-\frac{3}{4}\right)\frac{s^{2}(1-s)}{(1+qs)^{2}}}{s^{2}(1-s)^{2}}$$

$$-\frac{\frac{4\mu e^{2}}{\pi \varepsilon_{0}\hbar^{2}\delta}s(1-s)-l(l+1)s^{2}}{s^{2}(1-s)^{2}}R(s) = 0$$
(\$51-\$F\$)

با توجه به معادلات (۴–۳۳) و (۴–۳۴) که در قسمت قبل با استفاده از برازش دو منحنی بدست آمد،

$$\frac{d^2\psi(s)}{ds^2} + \frac{(1-s)}{s(1-s)}\frac{d\psi(s)}{ds} + \frac{(-\gamma s^2 + \beta s - \varepsilon^2)}{\left[s(1-s)\right]^2}\psi(s) = 0$$
 (FY-F)

با معرفی ۳ ثابت $_{s}$ و eta و \prime معادله بالا داریم:

$$-\gamma = \frac{2\mu E}{\hbar^2 \delta^2} + \frac{2\mu V_0'}{\hbar^2 \delta^2} (0.006595579) - \frac{\mu V_{LS}^{\prime(0)} r_0^2 (j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4})}{\hbar^2} (3.3579988 \times 10^{-9})$$
(\$\mathcal{F}^-\mathcal{F}\$)
+ $\frac{4\mu e^2}{\pi \varepsilon_0 \hbar^2 \delta} - l(l+1)$

$$\beta = -\frac{4\mu E}{\hbar^2 \delta^2} - \frac{2\mu V_0'}{\hbar^2 \delta^2} (0.0132710857)$$

$$-\frac{\mu V_{LS}'^{(0)} r_0^2 (j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4})}{\hbar^2} (0.432019240084 \times 10^{-4}) - \frac{4\mu e^2}{\pi \varepsilon_0 \hbar^2 \delta}$$
(\$\mathcal{F}-\mathcal{F}\$)

$$-\varepsilon^{2} = \frac{2\mu E}{\hbar^{2} \delta^{2}} + \frac{2\mu V_{0}'}{\hbar^{2} \delta^{2}} (0.0067413175)$$

$$+ \frac{\mu V_{LS}'^{(0)} r_{0}^{2} (j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4})}{\hbar^{2}} (0.4341808999 \times 10^{-4})$$
(\$\varphi \lambda - \varphi \rangle)

:و eta را برحسب arepsilon مىنويسيم γ

$$\gamma = \varepsilon^{2} + \frac{\mu V_{0}'}{\hbar^{2} \delta^{2}} (0.000291477) + \frac{\mu V_{LS}'^{(0)} r_{0}^{2} (j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4})}{\hbar^{2}} (0.434214479888 \times 10^{-4})$$

$$- \frac{4\mu e^{2}}{\pi \varepsilon_{0} \hbar^{2} \delta} + l(l+1)$$
(69-4)

$$\gamma = \varepsilon^2 + A \tag{$Y-$}$$

$$\beta = 2\varepsilon^{2} + \frac{\mu V_{0}'}{\hbar^{2}\delta^{2}}(0.0004230986) + \frac{\mu V_{LS}'^{(0)}r_{0}^{2}(j(j+1)-l(l+1)-\frac{3}{4})}{\hbar^{2}}(0.436342559716\times10^{-4})$$

$$-\frac{4\mu e^{2}}{\pi \varepsilon_{0}\hbar^{2}\delta}$$
(\$\mathcal{F}\).

$$\beta = 2\varepsilon^2 + B \tag{(99-4)}$$

$$c_{6} = \frac{1}{4} + \gamma \quad , \quad c_{5} = -\frac{1}{2} \quad , \quad c_{4} = 0 \quad , \quad c_{1} = c_{2} = c_{3} = 1$$

$$c_{7} = -\beta \quad , \quad c_{8} = \varepsilon^{2} \quad , \quad c_{9} = \gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4} \quad , \quad c_{10} = 1 + 2\varepsilon$$

$$c_{11} = 2\sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} \quad , \quad c_{12} = \varepsilon \quad , \quad c_{13} = \sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \frac{1}{2} \qquad (\forall \cdot - \forall)$$

برای محاسبه ویژه مقادیر از رابطه زیر استفاده میکنیم:

$$n^{2} + (2n+1)\frac{1}{2} + (2n+1)(\sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} + \varepsilon)$$

$$-\beta + 2\varepsilon^{2} + 2\varepsilon\sqrt{\gamma - \beta + \varepsilon^{2} + \frac{1}{4}} = 0$$
(Y1-F)

از روابط (۴–۶۷) و (۴–۶۹) استفاده کرده طرفین معادله بالا را به توان ۲ رسانده، مرتب میکنیم:

$$\begin{bmatrix} 4(A - B + \frac{1}{4}) - (2n+1)^2 \end{bmatrix} \varepsilon^2 + 2(2n+1) \begin{bmatrix} 2A - B - n^2 - n \end{bmatrix} \varepsilon$$

+
$$\begin{bmatrix} (2n+1)^2 (A - B + \frac{1}{4}) - (n^2 + n + \frac{1}{2} - B)^2 \end{bmatrix} = 0$$
 (Y7-F)

$$h_2 \varepsilon^2 + h_1 \varepsilon + h_0 = 0 \tag{(YT-F)}$$

این معادله حل کرده و از آن مقدار E را بدست میآوریم:

$$E_{nlj} = \left(-\frac{\hbar^2 \delta^2}{2\mu}\right) \left(\varepsilon^2 + \frac{2\mu V_0'}{\hbar^2 \delta^2} (0.0067413175) + \frac{\mu V_{LS}'^{(0)} r_0^2 (j(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4})}{\hbar^2} (0.4341808999 \times 10^{-4}))\right)$$
(VF-F)

$$\rho(s) = s^{1+2\varepsilon} (1-s)^{2\sqrt{\gamma-\beta+\varepsilon^2+\frac{1}{4}}}$$
(Ya-F)

$$\phi(s) = s^{\varepsilon} (1-s)^{(\sqrt{\gamma-\beta+\varepsilon^2}+\frac{1}{4}-\frac{1}{2})}$$
(Y8-F)

$$y_{n}(s) = P_{n}^{(1+2\varepsilon,2\sqrt{\gamma-\beta+\varepsilon^{2}+\frac{1}{4}})}(1-2s)$$
 (YY-4)

$$\psi_{nl}(s) = N_{nl} s^{\varepsilon} (1-s)^{\sqrt{\gamma-\beta+\varepsilon^2+\frac{1}{4}}+\frac{1}{2}}$$

$$\times P_n^{(1+2\varepsilon,2\sqrt{\gamma-\beta+\varepsilon^2+\frac{1}{4}})} (1-2s)$$
(YA-F)

که
$$P_n^{(\mu,
u)}(x), \mu \! > \! -1, v \! > \! -1, x \in \! [-1,1]$$
 چند جملهای ژاکوبی هستند.

مانند حالت قبل نمودارهای تابع موج در حالت پایه و حالت برانگیخته اول را حسب r رسم می نماییم. در شکلهای (۴–۱۰) و (۴–۱۱) نمودارهای حالت پایه و حالت برانگیخته برای حالت r بزرگتر از شعاع هستهای رسم شده است، مشاهده می کنیم در این حالت نیز تابع موج ما با تابع موج بدست آمده در مرجع [۶۰–۵۹]در تطابق است.



شکل(۴-۱۰) نمودار تابع موج برحسب r برای حالت پایه وقتی r بزرگتر از شعاع هستهای است.



شکل(۴–۱۱) نمودار تابع موج برحسب r برای حالت برانگیخته اول

۳-۴ حل معادله شرودینگر در حالت پیوستار:

توابع موج پیوستار با مدل پتانسیل که در بالا توصیف شد محاسبه میشود. پارامترها اغلب همان پارامترهایی نیستند که برای حالتهای مقید استفاده میشوند . حالتهای پیوستار با نمادگذاری پارامترهایی نیستند که برای k برای حالتهای مقید استفاده میشوند . حالتهای پیوستار با نمادگذاری k سیستم k نیستند که برای داده میشود که انرژی پیوسته E با $\frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}$ به اندازه حرکت نسبی k سیستم $u_{Elj}^{J}(r)$ وابسته است.

معادله شعاعی که باید حل شود مشابه معادله زیر است:

$$\frac{d^{2}u_{lj}^{J}(r)}{dr^{2}} + \frac{2\mu}{\hbar^{2}} \bigg[E_{i} - \langle V_{0}(r) + V_{C}(r) + \left\langle \vec{l} \cdot \vec{s} \right\rangle V_{SO}(r) - \frac{\hbar^{2}}{2\mu} \frac{l(l+1)}{r^{2}} \bigg] u_{lj}^{J}(r) = 0 \quad (\forall \mathbf{9} - \mathbf{f})$$

$$(\forall \mathbf{9} - \mathbf{f})$$

$$\langle \vec{l} \cdot \vec{s} \rangle = \frac{1}{2} \big[j(j+1) - l(l+1) - s(s+1) \big] \langle \mathbf{f} \cdot \mathbf{f} \rangle \big]$$

اما با شرط مرزی که در $r > R_0$ (در خارج از ناحیه برد پتانسیل)خواهیم داشت:

$$\frac{d^{2}u_{Elj}(r)}{dr^{2}} + \left[k^{2} - \frac{2Z_{a}Z_{b}\mu e^{2}}{4\pi\varepsilon_{0}\hbar^{2}}\frac{1}{r} - \frac{l(l+1)}{r^{2}}\right]u_{Elj}(r) = 0 \qquad (\Lambda \cdot - \mathfrak{F})$$

برای حالت پیوستار انرژی مثبت، ما فرض میکنیم
$$\frac{Ze^2\mu}{4\pi\varepsilon_0\hbar^2k} = \frac{Ze^2}{4\pi\varepsilon_0\hbar^2}$$
 (پارامتر سامرفلد^{۴۴}) و

و تغییر متغیر ho = kr، معادله بالا به معادله دیفرانسیلی تبدیل می شود که توابع موج $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}$ کولنی در آن صدق می کند.

$$\frac{d^2 u_{Elj}(r)}{dr^2} = k^2 \frac{d^2 w_l(\eta, \rho)}{d\rho^2}$$
 (A1-f)

$$\frac{d^2 w_{l}(\eta,\rho)}{d\rho^2} + \left[1 - \frac{2\eta}{\rho} - \frac{L(L+1)}{\rho^2}\right] w_{l}(\eta,\rho) = 0 \qquad (\Lambda \Upsilon - \Upsilon)$$

که هم جواب منظم و هم جواب نامنظم دارد .

$$H_{l}^{(\pm)}(\eta,\rho) = G_{l}(\eta,\rho) \pm iF_{l}(\eta,\rho) \qquad (\Lambda \mathfrak{r}-\mathfrak{r})$$

$$H_{L}^{(\pm)}(\eta,\rho) = e^{\pm i\theta}(\mp 2i\rho)^{1+L\pm i\eta} U(1+1\pm i\eta, 2L+2, \mp 2i\rho) \qquad (\Lambda \mathfrak{r}-\mathfrak{r})$$

که در آن:

$$\theta = \rho - \frac{L\pi}{2} + \sigma_L(\eta) - \eta \ln(2\rho) \tag{A\Delta-F}$$

$$\sigma_{L}(\eta) = \arg \Gamma(1 + L + i\eta) \tag{AS-F}$$

جل های منظم و نامنظم میباشند. اما در محاسبه حالتهای پیوستار تنها $G_l(\eta, \rho) = F_l(\eta, \rho)$ حل های منظم $F_l(\eta, \rho)$ مناسب است. [۶۱] $F_l(\eta, \rho) = C_L(\eta) \rho^{L+1} e^{\mp i\rho} {}_1F_1(L+1\mp i\eta, 2L+2, \pm 2i\rho)$ (۸۷-۴)

که در آن:

$$C_{L}(\eta) = \frac{2^{L}e^{-\frac{\lambda\eta}{2}}\left|\Gamma(L+1+i\eta)\right|}{(2L+1)!} \qquad (\lambda\lambda - f)$$

^{££} Sommerfeld parameter

$$_{1}F_{1}(a;b;z) = 1 + \frac{a}{b}\frac{z}{1!} + \frac{a(a+1)}{b(b+1)}\frac{z^{2}}{2!} + \frac{a(a+1)(a+2)}{b(b+1)(b+2)}\frac{z^{3}}{3!} + \dots$$
 (۸۹-۴)
رفتار جوابهای منظم $F_{L}(\eta, \rho)$ و جواب های نامنظم $G_{L}(\eta, \rho)$ در نزدیکی مبداء به صورت زیر می باشد:

رفتار تابع موج در فواصل بزرگ به صورت زیر میباشد:
(ع د (
$$\mu$$
) G (μ) G (μ) G (μ) $H^{\pm}(\mu$) $H^{\pm}(\mu$) G (μ) G (μ) G

$$F_{L}(\eta,\rho) \sim \sin\theta \quad ,G_{L}(\eta,\rho) \sim \cos\theta \quad ,H_{L}^{\pm}(\eta,\rho) \sim e^{\pm i\theta} \qquad (91-f)$$

که
$$\theta$$
 از رابطه ی (۴–۸۵) بدست میآید.

توابع موج پیوستار دارای شرط مرزی هستند که در فواصل بزرگ با رابطه زیر داده می شود.

$$H_{l}^{(\pm)}(r) = G_{L}(r) \pm iF_{L}(r)$$
(97-F)

برای نوترونها تابع موج کولنی به توابع بسل کروی $j_l(r)$ و $n_l(r)$ تبدیل میشود. مشتق لگاریتمی را به صورت زیر تعریف می کنیم.

$$\alpha_{IJ} = \left(\frac{\frac{du_{EIj}^{J}}{dr}}{u_{EIj}^{J}}\right)_{r=R}$$
(94-4)

انتقال فاز $\delta_{U}(E)$ به وسیله تطبیق مشتق لگاریتمی با مقدار مجانبی از توابع موج کولنی بدست می آید. [۶۲]

$$S_{IJ} = \frac{G'_{I} - iF_{I}' - \alpha_{IJ}(G_{I} - iF_{I})}{G'_{I} + iF'_{I} - \alpha_{IJ}(G_{I} + iF_{I})}$$
(9Δ-F)

با توجه به رفتار موج در فواصل بزرگ تابع موج را به صورت زیر مینویسیم:
$$u_{Elj}\left(r
ightarrow\infty
ight) = e^{i\,\delta_{lj}}\left[\cos\delta_{lj}\left(E
ight)F_{l}\left(\eta,kr
ight) + \sin\delta_{lj}\left(E
ight)G_{l}\left(\eta,kr
ight)
ight]$$
 (٩۶-۴)
حال اگر مشتق لگاریتمی تابع موج در نقطه $r = R$ را به صورت زیر تعریف کنیم:

$$\alpha_{lJ} = \left(\frac{\frac{du_{Elj}^{J}}{dr}}{u_{Elj}^{J}}\right)_{r=R} = \frac{F_{l}'(r) - \tan \delta_{lj}(E)G_{l}'(r)}{F_{l}(r) - \tan \delta_{lj}(E)G_{l}(r)}$$
(9Y-4)

از اینجا می توان انتقال فاز ناشی از برهم کنش هستهای را بدست آورد:

$$\delta_{lj} = \tan^{-1} \left(\frac{F_l' - \alpha_{lJ} G_l}{G_l' - \alpha_{lJ} G_l} \right)$$
(9A-F)

تابع شعاعی حالتهای آزاد شرودینگر (E>0) در حضور پتانسیل کولنی به شکل مجانبی زیر بهنجار میشود:

$$\begin{split} u_{Elj}\left(r\right) = \sqrt{\frac{2\mu}{\pi\hbar^{2}k}} \sin\left(kr - \frac{l\pi}{2} - \eta \ln 2kr + \delta_{lj}\right) & (99-F) \end{split}$$

شوند. این توابع چنان بهنجار میشوند که رابطه زیر را ارضا کنند.

$$u_{Elj}(r) = \sqrt{\frac{2\mu}{\pi\hbar^2 k}} \sin\left(kr + \Delta_{lj}\right) \qquad \Delta_{lj} = \delta_{lj} - \eta \ln 2kr - \frac{l\pi}{2} \qquad (1 \cdot 1 - f)$$

که در اینجا δ_{ij} انتقال فاز ناشی از پتانسیل هسته ی و $\eta \ln 2kr$ انتقال فاز ناشی از پتانسیل کولنی است. (k تکانه نسبی اجزا جدا شده، اکسیژن و پروتون است.)



در این پایان نامه ابتدا به معرفی فرایند تفکیک کولنی پرداخته و آن را برای هسته هالهای T^{F} استفاده کردهایم. به این ترتیب شکست فلوئور به اکسیژن و یک پروتون به دو قسمت تقسیم میشود یکی حالت مقیدی است که فلوئور قبل از شکسته شدن در آن حالت قرار دارد و دیگری حالت پیوستاری است که بعد از جدا شدن یک پروتون از فلوئور ایجاد میشود. معادله شرودینگر شعاعی غیرنسبیتی برای پتانسیل وودز- ساکسون بعلاوه پتانسیل برهمکنش اسپین مدار و پتانسیل کولنی و مرکز گرا را به روش *NU* حل نمودهایم. پتانسیل کولنی را در دو حالت به کار برده، هنگامی که *r* کوچکتر از شعاع هستهای و بزرگتر از شعاع هستهای است. با وارد شدن پتانسیل کولنی گرفتن تقریب مناسب و تبدیل کردن معادله شرودینگر به فرم *NU* خیلی سخت میشود. برای اولین بار ویژه مقادیر انرژی و ویژه توابع این سیستم را با روش*NU* بدست آورده و برای این منظور ما از تقریب بسط $\frac{1}{r^2}$ استفاده نموده و معادله شرودینگر را با روش *NU* بدست آورده و برای این منظور ما از تقریب بسط $\frac{1}{r^2}$ استفاده نموده و معادله شرودینگر را به روش تجربی و روش نظری که گروه تایلی و گروه هاجن $[\Lambda - \Lambda]$ بدست آوردهاند و توابع موج را با رک رگر گروه کیم [۸]

مراجع فارسی و انگلیسی:

[1] Bertulani C.A. and Danielewicz P. (2003) "Breakup of the weakly bound ¹⁷F nucleus" Nuclear Physics A, 717, pp 199.

[2] Bertulani C.A. and Gade A. (2010) "Nuclear astrophysics with radioactive beams" Physics Reports, 485, pp 195.

[3] Baur G. and Bertulani C.A. Rebel H. (1985) "Coulomb Dissociation as a source of information on radiative capture processes of astrophysical interest" Nuclear Physics A, 458, pp 188.

[4] Tanihata I and Hamagaki H.and Hashimoto O.and Nagamiya S.and Shida Y.and Yoshikawa N.and Yamakawa O.and Sugimoto K.and Kobayashi T.and Greiner D.E.and Takahashi N.and Nojir Y. (**1985**) "Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes" **Phys. Lett. B**, **160** pp **380**.

[5] Hansen P.G. and Jonson B. (1987) "The neutron halo of extremely neutron-rich nuclei" Euro physics letters, 4, pp 409.

[6] Bjerge T. and Borstrom K.J. (1936) "Beta-Ray spectrum of Radio-Helium" Nature 138, 3488 pp 400.

[7] Poskanzer A.M. and Cosper S.W. and Hyde E. K. and Cerny J. (1966) "New Isotopes: ${}^{11}Li$, ${}^{14}B$ and ${}^{15}B$ Phys" **Rev.Lett. 17, 25** pp 1271.

[٨] کرین ک، (۱۳۸۹)"آشنایی با فیزیک هسته ای "جلد اول ،چاپ ششم، ترجمه پورکاظمی م.۱.، رهبر م.، انتشارات مرکز نشر دانشگاهی، تهران.
 [٩] می یرهوف و ،(۱۳۷۴) "مبانی فیزیک هسته ای" ۳۵۹–۳۶۳ ، چاپ سوم، رحیمی فرهاد انتشارات دانشگاه فردوسی مشهد

[10] Mayer M. G. (1948) "On closed Shells in Nuclei" Phys. Rev., 74, pp 235.

[11] Mayer M. G. (1949) "On closed Shells in Nuclei 2" Phys. Rev., 75, pp 1969-1970.

[12] Haxel O. and Jensen J. H. and Suess H. (**1949**) "On the majic numbers in nuclear structure" **Phys. Rev.**, **75**, pp **1766**.

[14] A. Bohr and B. Mottelson, (1998) "Nuclear Structure" Vol. 1, World Scientific Publishing, Singapore.

[15] Shan-Gui Zhou, Jie Meng, and P. Ring (2003) "Spherical relativistic Hartree theory in a Woods-Saxon basis" Phys. Rev. C., 68, pp 034323.

[16] Lu-Lu L and Jie Meng and Ring P.and En-Guang. Zh. and Shan-Gui Zh (2012)
"Odd systems in deformed relativistic Hartree Bogoliubov theory in continuum." Chin.
Phys. Lett., 29, 4, pp 042101.

[17] Zhou Sh.g.and Meng J.and Ring P and Zhao E.G Phys. (2010) "Neutron halo in deformed nuclei" Phys. Rev. C., 82, pp 011301.

[18]Jackson J.K. (1962)"Classical Eletrodynamics", pp 380-383, wiley, New York.

[19]Eisberg R.M.,(1960) "Fundamentals of modern physics" pp340, wiley, New York.

[21] Nikit N. Deshmukh, (2012) "**Study of elastic scattering, breakup/transfer and reaction cross section with heavy ions**", PhD Thesis, The Maharaja Sayajirao University of Baroda, Vadodara – Gujarat, India.

[22] Landau L.D. and Lifshitz E.M. (1977). "Quantum Mechanics, Non-Relativistic Theory", 3rd ed. Pergamon Press, pp677, NewYork

[23] Dong S.H. (2007) "Factorization Method in Quantum Mechanics" Springer-Verlag, Berlin

[24] Flugge S. (1994) "Practical Quantum Mechanics", Springer-Verlag, Berlin

[25] Suhonen J. (2007). "From Nucleons to Nucleus" Springer-Verlag, Berlin

[26] Filho E.D. and Ricotta R.M. (2000) "Morse potential energy Spectra through the variatinal method and supersymmetry" **Phys. Lett. A, 5, 6** pp 269.

[27] Greene R.L. and Aldrich C. (**1976**) "Variational wave function for a screened Coulomb potential" **Phys. Rev. A, 14** pp **2363.**

[28] Khare A. and Sukhatme U.P. (1988) "Scattering amplitudes for supersymmetric shape-invariant potentials by operator methods" J. Phys. A: Math and Gen. 21Lpp 501.

[29] Cooper F.and Khare A. and Sukhatme U. (**1995**) "Supersymmetry and quantum mechanics" **Phys. Rep,251** pp **267.**

[30] Mikulski D.and Molski M. and Konarski J. (2009) "Supersymmetry quantum mechanics and the asymptotic iteration method" J. Math. Chem, 46, pp 1356.

[31] Feizi H., Rajabi A.A., and Shojaei M.R. (2011) "Supersymmetric solution of the schrodinger equation Woods-Saxson potential by using the pekers approximation."Act.Phys. Pol.B, 42 pp 2143.

[32] Ciftci H.and Hall R., and Saad N. (2003) "Construction of exact solutions to eigenvalue problems by the asymptotic iteration method" J. Phys. A: Math and Gen., 36 pp 11807.

[33] Bessis N. and Bessis G. (**1990**) "Perturbed ladder operator method: An algebraic recursive solution of perturbed wave equations" **Phys. Rev. A.**, **42**, **3**, pp **1096**

[34]Nikiforov A.F. and Uvarov V.B. (**1988**). "Special Functions of Mathematical Physics", Birkhauser-Verlag, Basel

[35] Berkdemir C. (2006) "Pseudospin symmetry in the relativisitic Morse potential including the spin-orbit coupling term" Nucl. Phys. A., 770 pp 32.

[36] Tezcan C. and Sever R. (2009) "A General Approach for the Exact Solution of the Schrodinger Equation." Int. J. Theor. Phys., 48 pp 337.

[37] Buyukilic F.and Egrifes H.and Demirhan D. (1997) "Solution of the Schrodinger equation for two different molecular potentials by the Nikiforov-Uvarov method"
Theor Chem Acc., 98, pp 192.

[38] Ikhdair S.M. and Sever R. (**2010**) "Approximate Analytical Solutions of the Generalized Woods-Saxon Potentials Including the Spin-Orbit Coupling Term and Spin-Symmetry" **Cent. Eur. J. Phys., 8** pp **652**.

[39] Antia A.D. and Ikot A. N. and Ituen E. E. and Akpabbio L. E. (**2012**) "Analytical solution of scherodinger equation with Eckart potential plus Hulthen potential via Nikiforov-Uvarov method" **Palestine Journal of Mathematics.**,**1**,**2**, pp**104**.

[40] Berkdemir C.and Berkdemir A. and Sever R. (**2005**) "Polynomial solutions of the Schrödinger equation for the generalized Woods-Saxon potential" **Phys. Rev.C., 72,** pp **027001.**

[41] Agboola D. (**2011**) "Schrödinger Equation with Hulthén Potential Plus Ring-Shaped Potential" **Commun. Theor. Phys., 55** pp **972.** [42] Hassanabadi H. and Zarrinkamar S. and Rajabi A.A. (2011) "Exact solutions of D-dimensional schrodinger equation for an energy-dependent potential by NU method"Commun. Theor. Phys., 55, pp 541.

[43] Arda A. and Sever R. (2011) "Bound State Solutions of Schrodinger Equation for Generalized Morse Potential with Position-Dependent Mass" Commun. Theor. Phys. 56, pp 51.

[44] Oudi R. and Hassanabadi S. and Rajabi A.A. and Hasanabadi H. (2012)"Approximate Bound State Solutions of DKP Equation for Any J State in the Presence of Woods-Saxon Potential " Commun .Theor. Phys., 57, pp 15.

[45] Zhou F.and Wu Y. and Guo J.Y. (**2009**) "Solutions of the Dirac Equation for Makarov Potential with Pseudospin Symme try," **Commu. Theor. Phys.**,**52**, pp **813**.

[46] Hamzavi M. and Ikhdair S.M. (**2012**) "Approximate solution of the Duffin-Kemmer-Petiau equation for a vector Yukawa potential with arbitrary total angular momenta" **Few-Body Syst.**,**54**, pp **1753.**

[47] Ikhdair S.M. (2009) "Rotational and vibrational diatomic molecule in the Klein-Gordon equation with hyperbolic scalar and vector potentials" Int. J. Mod. Phys. C., 20, pp 1563.

[48] Tezcan C. and Sever R. (2009) "A General Approach for the Exact Solution of the Schrodinger Equation." Int. J. Theor. Phys., 48, pp 337.

[49] Ikhdair S.M.and Sever R., (2010) "Approximate Bound-State Solutions of Dirac Equation with Hulthen Potential Including Coulomb-Like Tensor Potential" Appl. Math. Comp., 216 pp 911.

[۵۰] رجبی علی اکبر(۱۳۸۲) **"روش های تقریبی در مکانیک کوانتومی"** چاپ دوم. انتشارات دانشگاه صنعتی شاهرود.

[51] Rajabi A.A. (2005) "Exact analytical solution of the Schrodinger equation for an N-Identical body-force system" Few-Body system. 37, pp 197.

[52] Pahlavani M.R. and Alavi S.A. (**2012**) "Solutions of Woods-Saxon Potential with Spin-Orbit and Centrifugal Terms through Nikiforov-Uvarov Method." **Commun Theor. Phys. 58,** pp **739.**

[53] Ikhdair S. M. and Sever R. (**2007**) "Approximate eigenvalue and eigen function solutions for the generalized Hulthen potential with any angular momentum"**Journal of Mathematical Chemistry. 42. 3**, pp **461**.

[54] Bruus H. and Flensberg K. (2002) "Introduction to Many-body quantum theory in condensed matter physics" University of Copenhagen, Denmark.

[55] Yu-Jie L and Xi-Han L and Hong-Yu Z and Zu-Hua L and Fu-Hua L,(**2005**) "Theoretical analysis of the exotic structure of ¹⁷F" **Chin.phys.lett. 22**, pp **1086**.

[56] Suhonen J. (2007) "From Nucleons to Nucleus: Concepts of Microscopic Nuclear Theory" Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg.

[57] Hagen G.and Papenbrock T. and Hjorth-Jensen M. (**2010**) "Ab Initio Computation of the ¹⁷F Proton Halo State and Resonances in A = 17 Nuclei" **Physical review letters.**, **104**, pp **182501**.

[58] Tilley D. R. and Weller H.R. and Cheves C. M. (1993). "Energy Levels of Light Nuclei A = 17" Nucl. Phys.A., 564, pp 1.

[59] Kyung-Hoon K. (**2003**) "Astrophysical S Factors of the ¹⁶ $O(\mathbf{p}, \gamma)^{17}F$ Reaction at Energies Applicable in Stellar Cores" **J. of the Korean Physical Society.**, **43**, pp **691**.

[60] Kumar R. and Bonaccorso A. (2012) "A new approach to study single proton breakup from exotic nuclei" **Proceedings of the DAE Symp. On Nucl. Phys**, 57, pp 594.

[61] Abramowitz M. and Stegun I. A. (1970) "Handbook of Mathematical Functions" Dover, New York.

[62] Bertulani C.A. (2003) "RADCAP: A potential model tool for direct capture reactions" Computer Physics Communications, 156, pp 123–141

Abstract

The Coulomb dissociation method is based on the fact that when a projectile passes near a heavy nucleus, it sense a strong electric field and as a result it break down to different parts. Based on this method we have studied the breakdown of the fluorine nucleus into a oxygen and a proton. When fluorine nucleus passes near a ²⁰⁸Pb heavy nucleus under a strong electric field it break down to a oxygen nucleus and a proton. Thus, this process can be categorized in two subsection: a bound state which fluorine before break down has and a continuum state after break down. Then, we have solved the Schrodinger equation for the bound and continuum states of fluorine nucleus. Since, fluorine can be described by the shell model, we have used from the potential such as Woods-Saxon, spin-orbit and Coulomb potential in two different cases r<R and r>R. Nevertheless we have used the centrifugal terms and solved the Schrodinger equation analytically. Energy levels for the bound state have been obtained which is in good agreement with previously published experimental data. We have also detected the wave functions for both bound and continuum states.

Key words:

Coulomb dissociation method, Bound state, Continuum state, Halo nuclei, Shell model, Woods–Saxon centrifugal terms, Nikiforov–Uvarov Method.



Faculty of physics

Nuclear Physics

Master of Science Thesis

Calculation breaking of ¹⁷F to proton and ¹⁶O using the equation of Schrodinger with correction of Woods-Saxon potential.

By: Abbas Niknam

Supervisor(s): Dr. Ali Akbar Rajabi

February 2015