

اندازه‌گیری مشاهده‌پذیرهای کانال تجزیه سه‌جسمی برای بخشی از فضای فاز پراکندگی دوترون- دوترون در انرژی ۶۵ MeV برنوکلئون

احمد رضانی مقدم آرانی و فریده کریمیان آرانی

دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان، کاشان

پست الکترونیکی: amezamo@kashanu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۲/۹/۱۰؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۴/۱۰/۱۰)

چکیده

بررسی دستگاه‌های مقید نوکلئونی و همچنین اطلاعات به دست آمده از پراکندگی‌های نوکلئون- نوکلئون ابزارهای قدرتمند برای دستیابی به شناخت نیروی هسته‌ای هستند. دستگاه پراکندگی دوترون- دوترون به عنوان یک دستگاه چهارنوکلئونی می‌تواند اطلاعات مفیدی در این زمینه در اختیار ما قرار دهد. به این منظور آزمایش پراکندگی پرتو قطبیده دوترون در انرژی ۶۵ MeV برنوکلئون از یک هدف مایع دوتریوم در مؤسسه تحقیقات فیزیک هسته‌ای هلند (KVI) و با استفاده از امکانات آزمایشگاهی موجود در آن و دستگاه آشکارسازی BINA انجام شد که داده‌های حاصل از این آزمایش، در این مقاله مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفتند. در این پژوهش قدرت‌های تجزیه برداری و تانسوری برای بخشی از فضای فاز کانال تجزیه سه‌جسمی در پراکندگی دوترون- دوترون اندازه‌گیری شده‌اند. تعدادی از نتایج حاصل از این اندازه‌گیری‌ها ارائه شده‌اند که می‌توانند برای بررسی محاسبات نظریه در دستگاه‌های چهار جسمی و به خصوص مطالعه نیروی سه‌نوکلئونی مورد استفاده قرار گیرند.

واژه‌های کلیدی: نیروی سه‌نوکلئونی، کانال تجزیه سه‌جسمی، قدرت تجزیه

۱. مقدمه

بررسی و مشاهده نیروی هسته‌ای در آزمایشگاه، به منظور شناخت بهتر و آگاهی از چگونگی برهم‌کنش بین نوکلئون‌ها، از دو روش امکان‌پذیر است:
۱. بررسی دستگاه‌های مقید نوکلئونی و اندازه‌گیری مشاهده‌پذیرهایی نظیر انرژی بستگی در این دستگاه‌ها.

یکی از قدیمی‌ترین موضوعات در فیزیک هسته‌ای، فهم دقیق ماهیت نیروی هسته‌ای است. دانش و آگاهی کامل از نیروی هسته‌ای یک پایه و اساس طبیعی برای توصیف ویژگی‌های هسته‌ها و برهم‌کنش آنها فراهم می‌آورد.

دستگاه‌های مقید نوکلئونی و همچنین سطح مقطع در پراکندگی پروتون- دوترون و محاسبات نظری متناظر با آنها می‌شود. در حالی که یک مقایسه مشابه برای مشاهده‌پذیرهای اسپینی در پراکندگی‌های گوناگون نشان می‌دهد که در بعضی موارد اضافه کردن اثر نیروی سه‌جسمی باعث کاهش اختلافات و در بعضی موارد باعث افزایش اختلافات می‌شود [۵-۷]. این نتایج نشان می‌دهند که قسمت‌های وابسته به اسپین نیروی بین نوکلئون‌ها به قدر کافی شناخته نشده است و مطالعات بیشتری در این زمینه نیاز است.

نکته مهم در مطالعه نیروی سه‌نوکلئونی، کوچک بودن اثرات نیروی سه‌جسمی در دستگاه‌های سه‌نوکلئونی است و اینکه فقط برای بخشی از فضای فاز در دستگاه‌های سه‌جسمی، می‌توان این اثر را بهتر مشاهده کرد [۱۰ و ۱۱]. به همین دلیل علیرغم تلاش‌های زیادی که در زمینه‌های نظری و تجربی انجام گرفته‌اند، نتیجه روشنی برای اثرات نیروی سه‌جسمی حاصل نگردیده است. این محدودیت ایجاب می‌کند که دستگاه‌هایی مورد بررسی قرار گیرند که اثرات نیروی سه‌جسمی در آنها به میزان قابل توجهی افزایش داشته باشد. به نظر می‌رسد که بررسی دستگاه‌های چهارنوکلئونی راه چاره‌ای باشد، زیرا تعداد ترکیبات سه‌جسمی نسبت به ترکیبات دو جسمی در یک دستگاه سه‌نوکلئونی ۱ به ۳ است در حالی که برای یک دستگاه چهارنوکلئونی ۱ به ۲ است، پس می‌توان انتظار داشت که حداقل برای بخشی‌هایی از فضای فاز و برای بعضی از مشاهده‌پذیرها، اثر $3NF$ در یک دستگاه چهارنوکلئونی افزایش یابد.

یکی از نشانه‌های ادعای افزایش اثر $3NF$ در یک دستگاه چهارنوکلئونی را می‌توان با مقایسه بین نتایج تجربی و نظری برای انرژی بستگی هسته‌های سبک توضیح داد [۴]. در مورد دستگاه سه‌نوکلئونی تریتون، در نظر نگرفتن اثر $3NF$ منجر به اختلاف حدود 0.5 MeV در انرژی بستگی می‌شود در حالی که در مورد دستگاه چهارنوکلئونی $4He$ این اختلاف حدود 4 MeV است. بنابراین به طور واضح می‌توان مشاهده کرد که در دستگاه چهارنوکلئونی $4He$ ، سهم اثرات نیروی سه‌نوکلئونی در انرژی بستگی نسبت به دستگاه سه‌نوکلئونی تریتون بالاتر

۲. بررسی دستگاه‌های نوکلئونی به کمک انجام آزمایش‌های پراکندگی و اندازه‌گیری مشاهده‌پذیرهایی نظیر سطح مقطع و مشاهده‌پذیرهای اسپینی. تاکنون اندازه‌گیری‌های زیادی هم در دستگاه‌های مقید و همچنین برای دستگاه‌های پراکندگی انجام شده است. روش اول اطلاعات محدودی را در خصوص برهم‌کنش بین نوکلئون‌ها در اختیار ما قرار می‌دهد، در حالی که در روش دوم می‌توان اطلاعات بسیار گسترده‌تر و جزئی‌تری را از ویژگی‌های برهم‌کنش بین نوکلئون‌ها پیدا کرد. بنابراین روش دوم به عنوان یکی از روش‌های محبوب در سال‌های اخیر به صورت گسترده‌ای مورد استفاده قرار گرفته است. علاوه بر پیشرفت در زمینه تجربی در زمینه نظری هم فعالیت‌های زیادی صورت گرفته است، که نتیجه آنها معرفی مدل‌های متعددی برای پتانسیل با کیفیت بالا برای دستگاه‌های دو نوکلئونی [۱-۳] است.

پتانسیل‌های دونوکلئونی کیفیت بالا در توصیف دستگاه‌های دونوکلئونی تا حد بسیار زیادی موفق بوده‌اند. به عبارت دیگر مشاهده‌پذیرهای اندازه‌گیری شده در پراکندگی‌های مختلف نوکلئون- نوکلئون در انرژی‌های متوسط با پیش‌بینی‌های حاصل از نظریه‌هایی که بر مبنای پتانسیل‌های مذکور بنا گذاشته شده‌اند، هم‌خوانی بسیار قابل قبولی دارند. ولی این پتانسیل‌ها در توصیف دستگاه‌های سه‌نوکلئونی و بالاتر شکست می‌خورند [۴-۸]. اختلافات مشاهده شده بین نتایج تجربی و پیش‌بینی‌های نظری مبنی بر پتانسیل‌های دونوکلئونی در دستگاه‌های سه‌نوکلئونی، به اثراتی موسوم به نیروی سه‌نوکلئونی نسبت داده می‌شوند که در دستگاه‌های دونوکلئونی وجود ندارند. وجود یک نیروی اضافی برهم‌کنش بین سه نوکلئون قبل از آن توسط پریماکوف و هلستن پیش‌بینی شده بود [۹] که با مقایسه بین داده‌های دقیق و محاسبات به روز شده تأیید شد.

بنابراین به منظور توصیف دستگاه‌های سه‌نوکلئونی می‌توان از پتانسیل‌های دو نوکلئونی بعلاوه‌ی بخش اضافه‌ای که اثرات نیروی سه‌نوکلئونی را شامل می‌شود، استفاده کرد. به طور کلی اضافه کردن اثرات نیروی سه‌جسمی به پتانسیل‌های دو نوکلئونی باعث ایجاد توافق بهتر میان داده‌های انرژی بستگی در

۳. کانال انتقال پروتون $\bar{d} + d \rightarrow n + {}^3\text{He}$

۴. کانال تجزیه سه جسمی $\bar{d} + d \rightarrow p + n + d$

۵. کانال تجزیه چهارجسمی $\bar{d} + d \rightarrow p + n + p + n$

علامت بردار روی \bar{d} نشانه قطبیده بودن دوترون‌های فرودی مورد استفاده به عنوان باریکه است.

اگرچه تجزیه و تحلیل داده‌های مربوط به کانال تجزیه کار سخت و طاقت فرسایی است، اما مزیت واکنش تجزیه نسبت به پراکندگی الاستیک و انتقال این است که به دلیل حضور بیش از دو ذره در حالت نهایی فضای فاز گسترده‌تری دارند. در نتیجه با مطالعه آنها می‌توان اطلاعات بیشتری در مورد اثرات نیروی چند نوکلئونی به دست آورد. بعضی از کانال‌های ذکر شده و به خصوص بخشی از فضای فاز کانال تجزیه سه جسمی در مطالعات قبلی مورد بررسی قرار گرفته‌اند و نتایج آنها به چاپ رسیده است [۱۶]. در این مقاله به تجزیه و تحلیل داده‌ها برای بخشی از فضای فاز کانال تجزیه سه جسمی پرداخته می‌شود.

مجموعه آزمایشگاهی مورد استفاده برای انجام این آزمایش شامل قسمت‌های مختلف چون چشمه یون قطبیده^۳، شتاب دهنده^۴ AGOR و دستگاه آشکارسازی BINA است. چشمه یون قطبیده [۱۷ و ۱۸] می‌تواند باریکه‌های پروتون یا دوترون قطبیده با قطبیدگی‌های برداری، تانسوری یا مخلوط برداری و تانسوری تولید کند. باریکه‌های پروتون و دوترون قطبیده را می‌توان به وسیله شتاب‌دهنده^۵ AGOR [۱۹] حداکثر تا انرژی ۱۹۰ MeV شتاب داد. در این آزمایش باریکه دوترون با قطبیدگی برداری تقریباً خالص و نیز با قطبیدگی تانسوری تقریباً خالص توسط شتاب‌دهنده AGOR تا انرژی ۶۵ MeV بر نوکلئون شتاب داده می‌شود و بر روی هدف مایع دوتریوم فرود می‌آید. مقادیر قطبش باریکه دوترون را از دو طریق می‌توان اندازه‌گیری کرد:

۱. اندازه‌گیری قطبش باریکه به وسیله قطبش‌سنج ^۵LSP [۲۰]:
در این روش قطبش باریکه قبل از شتاب گرفتن آن اندازه‌گیری می‌شود.

است. پس می‌توان امیدوار بود که شاید چنین افزایش‌هایی را بتوان در دیگر مشاهده‌پذیرها نظیر مشاهده‌پذیرهای پراکندگی نیز مشاهده نمود.

داده‌های آزمایشگاهی در زمینه دستگاه‌های چهارنوکلئونی به خصوص در انرژی‌های میانی، در مقایسه با دستگاه‌های سه نوکلئونی بسیار کم است. همچنین بیشتر داده‌های قابل دسترس در انرژی پایین، به خصوص زیر انرژی آستانه تجزیه دوترون، ۲/۲ MeV، به دست آمده‌اند. پیشرفت در زمینه نظری هم در انرژی‌های پایین رو به تکامل است [۱۲-۱۵] و در انرژی‌های بالا با سرعت بسیار کمتری در حال انجام است. دلیل اصلی سرعت کم در این محدوده پیچیدگی محاسبات است.

با توجه به آنچه که گفته شد انتظار می‌رود که بررسی پراکندگی دوترون-دوترون به عنوان یک دستگاه چهارنوکلئونی در انرژی میانی بتواند اطلاعات مفیدی در مورد اثرات نیروی سه جسمی در اختیار ما قرار دهد و به فراهم نمودن یک مجموعه گسترده از داده‌های تجربی منجر شود که در شناخت دقیق‌تر نیروی هسته‌ای به خصوص در بخش اسپینی کارآمد باشد.

۲. آزمایش و مجموعه آزمایشگاهی

آزمایش مورد بررسی در این مقاله در مؤسسه تحقیقات فیزیک هسته‌ای هلند (KVI)^۱ و به کمک امکانات آزمایشگاهی موجود در آن و آشکارساز BINA^۲ انجام شده است. آزمایش پراکندگی دوترون-دوترون با استفاده از تابش باریکه قطبیده دوترون با انرژی ۶۵ MeV بر نوکلئون بر روی هدف مایع دوتریوم انجام شده است.

پراکندگی دوترون-دوترون زیر انرژی آستانه برای تولید پیون، منجر به پنج حالت نهایی زیر می‌شود که در آنها اثرات برهم‌کنش‌ها درونی به صورت کاملاً مؤثر ظاهر می‌شود:

۱. کانال الاستیک $\bar{d} + d \rightarrow d + d$

۲. کانال انتقال نوترون $\bar{d} + d \rightarrow p + t$

۳. Polarized Ion Source

۴. Accélérateur Groningen Orsay

۵. Lamb-Shift Polarimeter

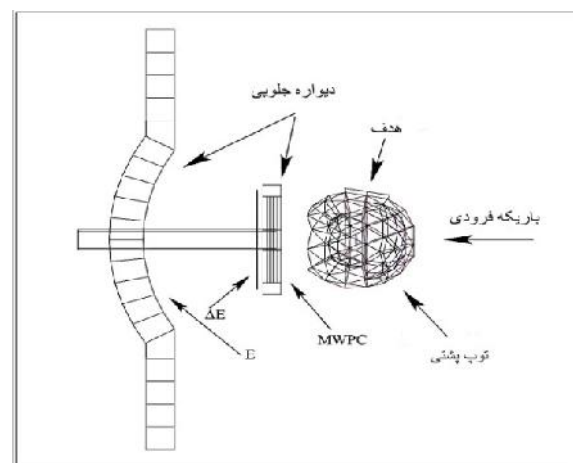
۱. Kernfysisch Versneller Institute

۲. Big Instrument for Nuclear-polarization Analysis

توپ پشتی و نیز مسیر باریکه فرودی نشان داده شده است. توصیف کامل دستگاه BINA در مرجع [۲۳] یافت می‌شود.

ذرات پراکنده شده از هدف که به سمت جلو حرکت می‌کنند، ابتدا از اتاقک چندسیمی تناسبی^{۱۰} (MWPC) که در فاصله ۲۹٫۷cm از مکان هدف قرار دارد، عبور کرده و در نتیجه مختصات مکانی آنها ثبت می‌شوند. سپس ذرات از سوسوزن‌های^{۱۱} نازک E عبور می‌کنند و کسر کوچکی از انرژی خود را از دست می‌دهند. در نهایت این ذرات درون سوسوزن‌های E متوقف می‌شوند و مابقی انرژی خود را در این سوسوزن به جا می‌گذارند که به کمک آن انرژی ذره اندازه‌گیری می‌شود. ۱۲ سوسوزن پلاستیکی E به ضخامت ۱ mm با آرایش عمودی و ۱۰ سوسوزن پلاستیکی E هر یک به ضخامت ۱۲ cm با آرایش افقی در بخش دیوار جلویی BINA قرار دارند. با ترکیب مقدار انرژی به جا گذاشته در سوسوزن‌های E با مقدار انرژی از دست داده در سوسوزن‌های E می‌توان انرژی و نوع ذرات پراکنده شده را به دست آورد. هر سوسوزن E و E توسط دو لامپ تکثیرکننده فوتونی^{۱۲} (PMT) که در دو طرف آنها قرار دارد، خوانده می‌شود. پیام‌هایی که از PMT‌ها می‌آیند به عنوان ورودی برای یک تبعیض‌گر ثابت شرطی^{۱۳} (CFD) فرستاده می‌شوند و پیام‌هایی که از CFD خارج می‌شوند برای زمان‌سنج دیجیتال^{۱۴} (TDC) فرستاده می‌شوند تا زمان را به صورت یک عدد دیجیتالی نشان دهد. به کمک اختلاف زمانی بین پیام‌های دو طرف سوسوزن‌ها می‌توان موقعیت ذرات را به دست آورد، به علاوه می‌توان اطلاعاتی در مورد زمان پرواز ذرات به دست آورد.

بخش دیوار جلویی در مجموعه BINA می‌تواند ذرات پراکنده شده تحت زوایای قطبی^{۱۰} تا ۳۲° را با پوشش کامل زاویه سمتی آشکارسازی کند و قسمت پشتی BINA هم بقیه



شکل ۱. نمای کلی از دستگاه BINA. در این شکل دو بخش دیوار جلویی و توپ پشتی و نیز مسیر باریکه فرودی نشان داده شده است.

۲. اندازه‌گیری قطبش باریکه با BINA [۲۱]: که در این روش قطبش باریکه بعد از شتاب گرفتن آن اندازه‌گیری می‌شود.

اندازه‌گیری‌های انجام شده نشان داده است که برای باریکه دوترونی قطبیده مورد استفاده، در آزمایش مورد بررسی در این مقاله، هر دو روش نتایج یکسانی ارائه می‌دهند. توضیحات مفصل‌تر در مراجع [۱۶ و ۲۲] یافت می‌شود. مقادیر اندازه‌گیری شده عبارتند از:

قطبیدگی برداری باریکه دوترون

$$P_Z = -0.57 \pm 0.03, \quad (1)$$

قطبیدگی تانسوری باریکه دوترون

$$P_{ZZ} = -1.57 \pm 0.03, \quad (2)$$

مجموعه RTNA به دلیل داشتن ویژگی‌هایی چون پوشش بخش اعظم فضای فاز در آزمایش‌های پراکندگی، قدرت بالای تفکیک انرژی و تفکیک زوایای قطبی و سمتی و نیز قابلیت اندازه‌گیری زمان پرواز^{۱۶} (TOF) و شناسایی نوع ذرات^{۱۷} (PID) از جمله دستگاه‌های آشکارسازی منحصر به فرد به شمار می‌رود. این مجموعه آزمایشگاهی از دو بخش دیوار جلویی^۸ و توپ پشتی^۹ تشکیل شده است. شکل ۱ نمای کلی از دستگاه BINA را نشان می‌دهد که در آن بخش دیوار جلویی،

۵. Multi-Wire Proportional Chamber

۶. Scintillators

۷. Photonmultiplier tube

۸. Constant Fraction Discriminator

۹. Time-to-Digital Converter

۱. Time-of-flight

۲. Particle Identification

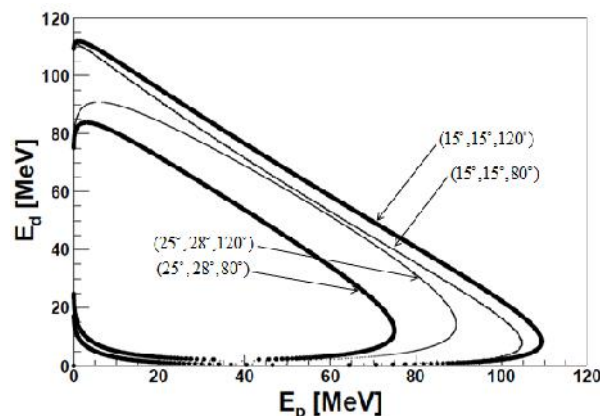
۳. Forward wall

۴. Backward wall

اصل بقای انرژی و اصل بقای تکانه خطی می‌توان چهار معادله که رابطه‌ای بین پارامترهای مجهول برقرار می‌کند، به دست آورد. بنابراین، با اندازه‌گیری حداقل پنج مشاهده‌پذیر سینماتیک واکنش کامل می‌شود. به صورت قراردادی، در واکنش تجزیه سه جسمی $\vec{d} + d$ ، سینماتیک برهم‌کنش با استفاده از زوایای قطبی پراکندگی و اختلاف زاویه سمتی دوترون و پروتون خروجی $(W_1 - W_2) = W_3$ و وابستگی بین انرژی آنها با استفاده از منحنی S تعیین می‌شود. در شکل ۲ منحنی S برای چند پیکربندی مختلف نشان داده شده است. برای مثال $(120^\circ, 28^\circ, 25^\circ)$ نشان دهنده این است که دوترون به زاویه 25° و پروتون به زاویه 28° پراکنده شده‌اند و اختلاف زاویه سمتی آنها 120° است. منحنی S تمامی ترکیب‌های ممکن E_p و E_d را شامل می‌شود که بر اساس اصل بقای انرژی و تکانه خطی به دست می‌آید. ارتباط بین انرژی پروتون و دوترون توسط دو متغیر جدید S و D بیان می‌شود. متغیر S ، طول منحنی S است و بنا بر تعریف، نقطه شروع آن مکانی است که دوترون کمترین انرژی را دارد و D فاصله نقطه (E_p, E_d) از منحنی S است.

فضای فاز کانال تجزیه سه جسمی در پراکندگی دوترون-دوترون بسیار گسترده است و بررسی داده‌ها در مناطق مختلف فضای فاز نیازمند شرایط و محدودیت‌های خاص است. در این مقاله تحلیل کانال تجزیه سه جسمی برای بخشی از فضای فاز انجام شده است که در آن دوترون‌ها و پروتون‌ها به طور هم‌فرد به آشکارسازهای دیوار جلویی برخورد کرده‌اند و نیز برای آنها $120^\circ \leq W_{12} \leq 180^\circ$ بوده است. در موردی که هر دو ذره در دیوار جلویی مشاهده شده باشند، با توجه به اجزای مجموعه آزمایشگاهی بیشترین اطلاعات مربوط به ذرات آشکار شده شامل انرژی، زمان پرواز و زوایای قطبی و سمتی ذرات ثبت می‌گردد.

سه‌ذره‌ای که در حالت نهایی کانال تجزیه سه جسمی در پراکندگی دوترون-دوترون ظاهر می‌شوند با یکدیگر متفاوت هستند. بنابراین مرحله اصلی که به منظور شناسایی کانال تجزیه سه جسمی باید انجام گیرد، شناسایی نوع ذرات پراکنده شده است. استفاده از زمان پرواز یکی از روش‌های متداول برای



شکل ۲. ارتباط میان انرژی‌های پروتون و دوترون به عنوان منحنی S ، برای چندین پیکربندی مختلف در واکنش تجزیه سه جسمی در پراکندگی دوترون-دوترون.

زوایای قطبی تا 165° را پوشش می‌دهد. آشکارسازهای توپ پستی توضیح داده نشده‌اند زیرا در این مقاله تنها ذرات پراکنده شده به آشکارسازهای دیوار جلویی مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته‌اند.

شدت جریان باریکه در طول آزمایش‌ها از طریق یک جمع‌کننده فارادی^{۱۵} که در انتهای خط باریکه قرار دارد، تنظیم می‌شود. جمع‌کننده فارادی از یک قطعه مس حاوی آلیاژ سنگین ساخته شده است. به دلیل ضعیف بودن جریان باریکه، وسیله اندازه‌گیری جریان با یک کابل کوتاه به جمع‌کننده فارادی متصل می‌شود تا از تأثیر افت ولتاژ و اثرات جزئی دیگر، جلوگیری شود. در این مجموعه آزمایشگاهی، اندازه‌گیری جریان با استفاده از دقت منع جریان با خطای ۲٪ کالیبره شده است. شدت جریان باریکه در آزمایش پراکندگی $\vec{d}d$ 4 pA بوده است [۲۲].

۳. روش تجزیه و تحلیل داده‌ها

سینماتیک واکنش تجزیه سه جسمی با استفاده از مختصات کروی ذرات آشکار شده تعریف می‌شود. برای بررسی واکنش $\vec{d} + d \rightarrow p + n + d$ ، تعداد ۹ مشاهده‌پذیر باید تعیین شوند که عبارتند از: $\{E_1, E_2, E_3, \theta_1, \theta_2, \theta_3, \phi_1, \phi_2, \phi_3\}$ ، به کمک

۱. Faraday cup

کرده‌ایم که ذره اول دوترون و ذره دوم پروتون است. واضح است که این فرض برای بخشی از داده‌ها درست ولی برای بخشی دیگر نادرست خواهد بود.

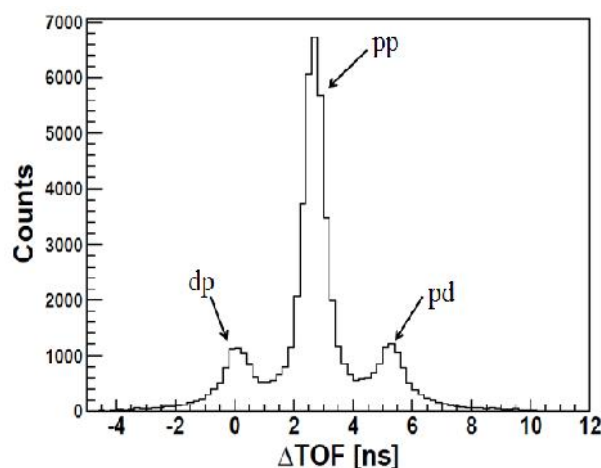
اختلاف زمان پروازها، که از دو روش به دست آمده است، را با یکدیگر مقایسه می‌کنیم و کمیت ΔTOF را به این صورت معرفی می‌کنیم:

$$\Delta TOF = (TOF_1 - TOF_2)_{TDC} - (TOF_1 - TOF_2)_E \quad (3)$$

توجه کنید که ΔTOF تفاضل تفاضلهاست و این که داده‌های حاصل از آزمایش را با محاسبات سینماتیکی مقایسه می‌کند. به این ترتیب شناسایی کانال تجزیه سه‌جسمی توسط طیف ΔTOF انجام می‌شود. شکل ۳ مقدار ΔTOF را برای دو ذره که به طور هم‌فرود در دیوار جلوبی آشکارسازی شده‌اند را نشان می‌دهد که در آن زاویه پراکندگی دوترون روی $28^\circ \pm 2^\circ$ ، زاویه پراکندگی پروتون روی $25^\circ \pm 2^\circ$ ثابت شده است و اختلاف زوایای سمتی دو ذره $120^\circ \pm 5^\circ$ است. توجه کنید که مزیت اصلی روش به کار رفته برای شناسایی ذرات آن است که در آن ΔTOF به S وابسته نیست. بنابراین می‌توان با اعمال یک شرط ساده روی همه داده‌ها، فرایند شناسایی ذرات را انجام داد.

همان طور که گفته شد در محاسبه مقدار $(TOF_1 - TOF_2)_E$ فرض کرده‌ایم که ذره اول دوترون و ذره دوم پروتون باشد، (ترکیب dp). اگر فرض ما درست باشد اختلاف زمان پرواز ذرات که با استفاده از انرژی و زوایای پراکندگی به دست آمده است با اختلاف زمان پرواز ذرات که به طور مستقیم از خروجی TDC اندازه‌گیری شده است، یکی خواهد بود و مقدار میانگین ΔTOF صفر خواهد بود. با توجه به شکل ۳، قله سمت چپ نشان دهنده این امر است. قله سمت راست مربوط به حالتی است که ذره اول پروتون و ذره دوم دوترون است، (ترکیب pd). قله میانی مربوط به حالتی است که دو ذره پروتون باشند، (ترکیب pp)، که حاصل از پراکندگی تجزیه چهارجسمی است.

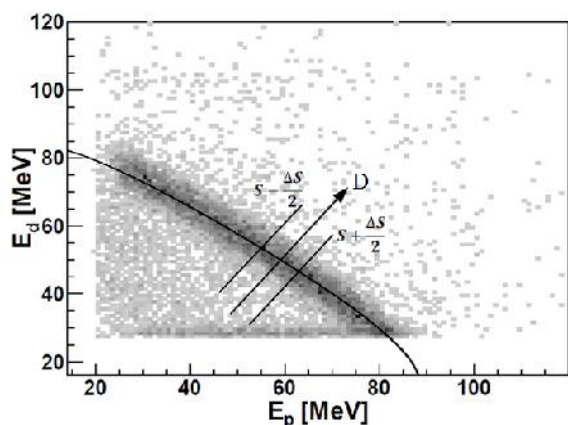
بعد از شناسایی ذرات می‌توان به سراغ بررسی منحنی S برای انتخاب داده‌ها رفت. شکل ۴ ارتباط بین انرژی دو ذره که به طور هم‌فرود در دیوار جلوبی آشکارسازی شده‌اند را برای



شکل ۳. مقدار ΔTOF برای دو ذره که به طور هم‌فرود در دیوار جلوبی آشکارسازی شده‌اند.

شناسایی نوع ذرات (PID) در آزمایش‌های پراکندگی است. به این منظور زمان پرواز ذرات پراکنده شده یعنی پروتون‌ها و دوترون‌ها از دو روش مختلف اندازه‌گیری می‌شود. در روش اول زمان پرواز را به طور مستقیم و با استفاده از خروجی‌های سوسوزن‌های بخش دیوار جلوبی و به کمک TDC به دست می‌آوریم. هر آشکارساز E به وسیله دو PMT متصل به دو انتهای سوسوزن خوانده می‌شود، بنابراین خروجی TDC متناظر با PMT راست و PMT چپ را، TOF_R و TOF_L می‌نامیم. حاصل جمع TOF_R و TOF_L را TOF_i می‌نامیم که به مکان برخورد ذره به آشکارساز بستگی ندارد. i نشان دهنده شماره ذره‌ای است که به آشکارساز E برخورد می‌کند. در نهایت مقدار $(TOF_1 - TOF_2)_{TDC}$ را معرفی می‌کنیم که اختلاف زمان پروازها برای دو ذره‌ای است که به طور هم‌فرود به بخش دیوار جلوبی و به دو آشکارساز متفاوت E برخورد کرده‌اند. این مقدار به وسیله TDCها و به طور مستقیم اندازه‌گیری می‌شود.

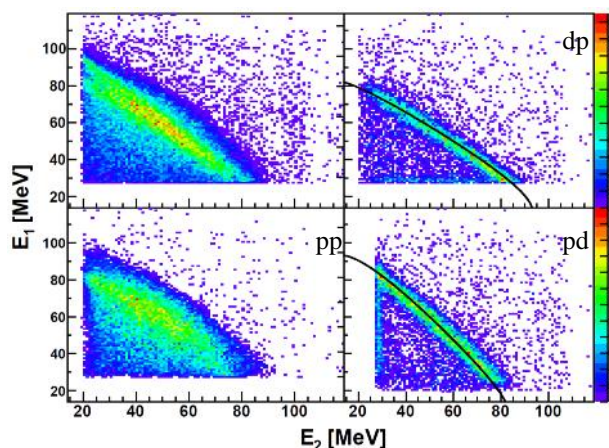
در روش دوم، زمان پرواز را از اندازه انرژی و زوایای پراکندگی ذرات و موقعیت مکانی آنها به دست می‌آوریم و مقدار $(TOF_1 - TOF_2)_E$ را معرفی می‌کنیم که اختلاف زمان پروازها برای دو ذره‌ای است که به طور هم‌فرود به دو آشکارساز متفاوت E در بخش دیوار جلوبی برخورد کرده‌اند، که البته این مقدار با استفاده از انرژی و زوایای پراکندگی ذرات به دست آمده است. در محاسبه مقدار $(TOF_1 - TOF_2)_E$ فرض



شکل ۵. ارتباط میان انرژی‌های دوترون و پروتون حاصل از پراکندگی تجزیه سه جسمی برای پیکربندی $(n_d = 28^\circ, n_p = 28^\circ, W_{12} = 120^\circ)$.

خاص، $(n_d, n_p, \{dp\})$ ، لازم است. تعداد ذرات در یک بازه، $(s - \frac{\Delta S}{Z}, s + \frac{\Delta S}{Z})$ با تصویر کردن ذرات روی محور D (خط عمود بر منحنی S) به دست می‌آید. برای محدوده S مقدار ۱۰ MeV انتخاب شده است. شکل ۵ ارتباط میان انرژی پروتون‌ها و دوترون‌ها که بطور هم‌فرود به دیوار جلویی برخورد کرده‌اند را برای پیکربندی $(n_d = 28^\circ, n_p = 28^\circ, W_{12} = 120^\circ)$ منحنی پر همان منحنی S است که نشان‌دهنده مقدار انرژی مورد انتظار برای این پیکربندی بر اساس اصل بقای انرژی و اندازه حرکت خطی است. نتیجه تصویر نقاط مربوط به داده‌ها روی محور D، برای یکی از بازه‌های S در شکل ۶ نشان داده شده است.

داده‌های زیر قله مربوط به پروتون‌ها و دوترون‌هایی است که از کانال تجزیه سه جسمی در پراکندگی دوترون-دوترون سرچشمه گرفته‌اند و تمام انرژی خود را در سوسوزن به جا گذاشته‌اند. ذراتی که زیر قله شکل ۶ قرار نگرفته‌اند، ذراتی هستند که یا دچار برهم‌کنش هادرونی شده‌اند (عمدتاً داده‌های سمت چپ قله) و یا از پس‌زمینه‌های تصادفی ناشی می‌شوند (عمدتاً داده‌های سمت راست قله) که مقدار ناچیزی هستند. پس‌زمینه بسیار کم موجود در طیف مشاهده شده، نشان می‌دهد که استفاده از روش زمان پرواز برای شناسایی ذرات منجر به



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) ارتباط میان انرژی دو ذره قبل و بعد از شناسایی نوع ذرات که به طور هم‌فرود در دیوار جلویی آشکارسازی شده‌اند.

پیکربندی $(n_d = 28^\circ, n_p = 25^\circ, W_{12} = 120^\circ)$ نشان می‌دهد. این طیف شامل ذراتی است که از واکنش تجزیه سه جسمی و چهار جسمی و همچنین داده‌های زمینه به دست آمده‌اند. نمودار بالا-چپ، رابطه بین انرژی دو ذره قبل از شناسایی نوع ذرات است.

حال می‌توان با استفاده از شکل ۳ ترکیبات dp و pd حاصل از واکنش تجزیه سه جسمی را از یکدیگر جدا کرد. این کار با انتخاب داده‌های زیر قله‌های dp یا pd انجام می‌پذیرد. نتیجه این جداسازی در نمودارهای بالا-راست (dp) و پایین-راست (pd) در شکل ۴ آورده شده است. نمودار پایین-چپ در این شکل مربوط به ترکیبات پروتون-پروتون حاصل از تجزیه چهار جسمی است که با قله میانی در شکل ۳ مطابقت دارد. منحنی‌های پر در دو پنجره سمت راست نشان‌دهنده ارتباط سینماتیکی بین انرژی دو ذره مشاهده شده برای ترکیب زاویه‌ای انتخاب شده بر اساس اصول بقای انرژی و تکانه خطی است.

پس از آن که فرآیند تعیین نوع ذره با استفاده از زمان پرواز انجام شد، می‌توان داده‌های مربوط به کانال دلخواه در پراکندگی دوترون-دوترون را انتخاب کرد. برای انتخاب ذرات در پراکندگی تجزیه سه جسمی، پیدا کردن ارتباط میان انرژی حالت‌های نهایی پروتون و دوترون برای یک پیکربندی

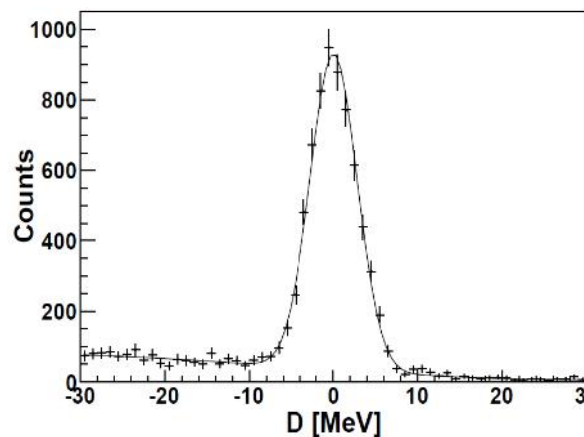
ترتیب قدرت تجزیه برداری برهم کنش و قطبیدگی برداری باریکه هستند. مشاهده پذیرهای T_{20} و T_{22} قدرت های تجزیه تانسوری و P_{ZZ} قطبیدگی تانسوری باریکه و $\{$ زاویه سمتی دوترون است. طبق معادله (۴) برای باریکه دوترون با قطبیدگی برداری خالص، نسبت T_{20}/T_{22} باید یک توزیع وابسته به \cos را نشان دهد، در حالی که برای یک باریکه دوترون با قطبیدگی تانسوری خالص، نسبت T_{20}/T_{22} باید توزیع وابسته به \cos^2 داشته باشد. با استفاده از این عدم تقارن و معلوم بودن مقدار قطبیدگی باریکه فرودی، مقادیر iT_{11} و T_{20} و T_{22} برای هر پیکربندی $(n, d, n, p, \{dp, S\})$ به دست می آید.

۴. نتایج حاصل از آزمایش

برای اندازه گیری قدرت های تجزیه، باید توزیع ذرات پراکنده شده در زوایای سمتی مختلف را برای هر حالت قطبش، با آنچه که از پرتو غیرقطبیده به دست می آید، مقایسه کرد. شکل ۷ نسبت T_{20}/T_{22} را برای باریکه دوترون با قطبیدگی برداری تقریباً خالص (نمودار بالا) و برای یک باریکه دوترون با قطبیدگی تانسوری تقریباً خالص (نمودار پایین) برای پیکربندی $n, d = 28^\circ, n, p = 28^\circ, W_{12} = 12^\circ, S = 150 \text{ MeV}$ نشان می دهد. منحنی ها در دو نمودار از برازش به داده ها توسط معادله (۴) به دست آمده اند.

در نمودار بالایی شکل ۷، دامنه تابع \cos برابر با $11\sqrt{3} P_{ZZ} iT_{22}$ است و در نمودار پایینی، دامنه تابع \cos^2 برابر با $22\sqrt{3} P_{ZZ} T_{20} - \frac{1}{2}$ و انحراف از مقدار ۱ برابر با $P_{ZZ} T_{20} - \frac{1}{\sqrt{8}}$ است. به این ترتیب با داشتن مقادیر قطبش باریکه دوترون می توان کمیت های قدرت تجزیه را اندازه گیری نمود.

قدرت های تجزیه برداری و تانسوری برای ۴۸ پیکربندی سینماتیکی در واکنش تجزیه سه جسمی پراکنده دوترون-دوترون در انرژی 65 MeV برنوکلئون استخراج شده است. شکل ۸ قدرت های تجزیه برداری و تانسوری را برای $(n, d, n, p) = (15^\circ, 20^\circ)$ بر حسب S و برای اختلاف زوایای سمتی متفاوت نشان می دهد.



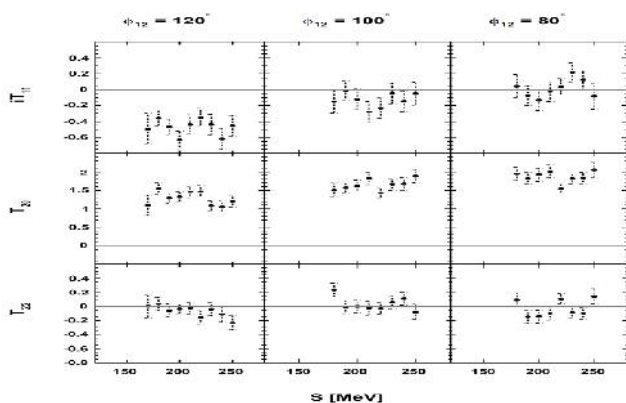
شکل ۶. نتیجه تصویر داده ها روی محور D برای یکی از بازه های S .

شناسایی کانال دلخواه با پس زمینه بسیار اندک می شود.

برهم کنش میان یک باریکه قطبیده با یک هدف غیرقطبیده، باعث ایجاد عدم تقارن سمتی در سطح مقطع پراکنده می شود. این عدم تقارن با حاصل ضرب قطبش باریکه در یک مشاهده پذیر به نام قدرت تجزیه مرتبط است. به این ترتیب با استفاده از این عدم تقارن در صورت معلوم بودن مقدار قطبش باریکه، می توان کمیت های قدرت تجزیه را اندازه گیری نمود. سطح مقطع برای هر نوع واکنشی که در آن ذرات قطبیده با اسپین ۱ بر روی یک هدف غیرقطبیده فرود می آید، برابر است با [۲۴ و ۲۵]:

$$T_{20}(\langle) = T_{20}(\langle)[1 + \sqrt{3} P_{ZZ} \text{Re}(iT_{11}(\langle)) \cos\{ -\frac{1}{\sqrt{8}} P_{ZZ} \text{Re}(T_{20}(\langle)) - \frac{\sqrt{3}}{2} P_{ZZ} \text{Re}(T_{22}(\langle)) \cos^2\}], \quad (4)$$

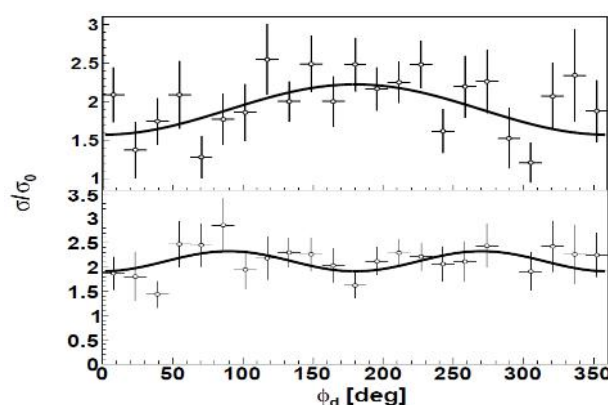
که در آن T_{20} و T_{22} به ترتیب، سطح مقطع های قطبیده و غیرقطبیده هستند و \langle معرف مجموعه مشاهده پذیرهای سینماتیکی است که عبارتند از: $(n, d, n, p, \{dp, S\})$. با توجه به این که در آزمایش های مورد نظر ما از باریکه فرودی قطبیده ای استفاده می شود که زاویه بین راستای باریکه فرودی و جهت اسپین، $S = 90^\circ$ است، و نیز 12° قدرمطلق تفاوت بین زوایای سمتی دو ذره خروجی است، مشاهده پذیرهای $\text{Im}(iT_{11})$ ، $\text{Re}(T_{21})$ و $\text{Im}(T_{21})$ از معادله حذف شده اند. در این مقاله متغیرهای $\text{Re}(T_{22})$ ، $\text{Re}(T_{20})$ ، $\text{Re}(iT_{11})$ به صورت iT_{11} ، T_{20} و T_{22} نشان داده شده اند. کمیت های T_{11} و P_{ZZ} به



شکل ۸. قدرت تجزیه برداری (iT_{ii}) و قدرت تجزیه تانسوری (T_{20}, T_{22}) برای $(\theta_d, \theta_p) = (15^\circ, 20^\circ)$ بر حسب S برای اختلاف زوایای سمتی متفاوت.

قدردانی

انجام آزمایش‌های پراکندگی فقط با همکاری گروه بزرگی از متخصصین در بخش‌های مختلف قابل انجام است. بدین وسیله از زحمات گروه شتاب دهنده، گروه خلاء و گروه چشمه یونی KVI کمال تشکر و قدردانی را داریم. همچنین از همیاری و کمک فراوان همکاران لهستانی برای توسعه و نگهداری بخش الکترونیک دستگاه داده‌ها و نیز کمک به فرایند تجزیه و تحلیل داده‌ها تشکر می‌شود. از کمک‌های بی دریغ پروفیسور ناصر کلانتر- نیستانکی و یوهان مسخندورپ نیز که سهم به سزایی در انجام آزمایش و تجزیه و تحلیل داده‌ها داشته‌اند، صمیمانه تشکر می‌گردد.



شکل ۹. نسبت T_{ij}/T_{ii} برای باریکه دوترون با قطبیدگی برداری تقریباً خالص (نمودار بالا) و برای باریکه دوترون با قطبیدگی تانسوری تقریباً خالص (نمودار پایین) برای پیکربندی

$$(\theta_d = 28^\circ, \theta_p = 2^\circ, W_{12} = 12^\circ, S = 150 \text{ MeV})$$

به این ترتیب اندازه‌گیری قدرت‌های تجزیه برداری و تانسوری در کانال تجزیه سه جسمی در پراکندگی دوترون- دوترون برای قسمتی از فضای فاز که در آن اختلاف زوایای سمتی پروتون و دوترون پراکنده شده 8° ، 10° و 12° است، انجام شد که به کامل شدن مجموعه داده‌های آزمایشگاهی برای دستگاه‌های چهارنوکلئونی کمک شایانی خواهد بود.

داده‌های به دست آمده در این تحقیق به همراه داده‌های دیگری که از بررسی پراکندگی در انرژی 65 MeV برنوکلئون به دست آمده‌اند، می‌توانند برای بررسی محاسبات نظری در دستگاه‌های چهارجسمی مورد استفاده قرار گیرند تا در نهایت بتوان جزئیات بیشتری از اثرات نیروی سه‌نوکلئونی را آشکار ساخت. شایان ذکر است گرچه برای داده‌های ارائه شده تا کنون هیچ محاسبات نظری انجام نپذیرفته است ولی گروه‌های متعددی در حال انجام این محاسبات هستند.

مراجع

1. V G J Stoks, R A M Klomp, C P F Terheggen, and J J Swart, *Phys. Rev. C* **49** (1994) 2950.
2. R Machleidt *et al.*, *Phys. Rev. C* **63** (2001) 024001.
3. R B Wiringa, V G J Stoks, and R Schiarilla, *Phys. Rev. C* **51** (1995) 38.
4. S C Pieper, V R Pandharipande, R B Wiringa, and J Carlson, *Phys. Rev. C* **64** (2001) 014001.
5. K Ermisch *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 5862.
6. K Ermisch *et al.*, *Phys. Rev. C* **68** (2003) 051001.
7. K Ermisch *et al.*, *Phys. Rev. C* **71** (2005) 064004.
8. N Kalantar-Nayestanaki *et al.*, *Rep. Prog. Phys.* **75** (2012) 016301.
9. H Primakoff and T Holstein, *Phys. Rev.* **55** (1939) 1218.
10. T Allison, W Glockle, H Witala, D Huber, H Kamada, and J Golak, *Physics Reports* **274** (1996) 107.
11. H Witala, W Glöckle, D Hüber, J Golak, and H Kamada, *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998) 1183.

- Conference on Cyclotrons and their Applications, Ionics, Tokyo **184** (1987).
20. H R Kremers, J P M Beijers, N Kalantar-Nayestanaki, and T B Clegg, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **516** (2004) 209.
21. R Bieber, *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **457** (2001) 12.
22. A Ramazani Moghaddam Arani, "Cross-Section and Analyzing-Power Measurements in Three and Four-Nucleon Scattering", Ph.D. Thesis, University of Groningen (2009).
23. H Mardanpour-Mollalar, "Investigation of Nuclear Forces in $d+p$ Elastic and $p+d$ Break-up Reactions at Intermediate Energies", Ph.D. Thesis, University of Groningen (2008).
24. G G Ohlsen, *Rep. Prog. Phys.* **35** (1972) 717.
25. G G Ohlsen, *Nucl. Instr. Meth.* **179** (1981) 283.
12. F Ciesielcki, J Carbonell, and C Gignoux, *Phys. Lett. B* **447** (1999) 199.
13. A C Fonseca, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 4021.
14. M Viviani, A Kievsky, S Rosati, E A George, and L D Knutson, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 3739.
15. P Lazauskas, J Carbonell, A C Fonseca, M Viviani, A Kievsky, and S Rosati, *Phys. Rev. C* **71** (2005) 034004.
16. A Ramazani Moghaddam Arani *et al.*, *Phys. Rev. C* **83** (2011) 024002.
17. L Friedrich, E Huttel, R Kremers, and A G Drentje, "Polarized Beams and Polarized Gas Targets", World Scientific, Singapore (1995) 198.
18. H R Kremers and A G Drentje, "Polarized Gas Targets and Polarized Beams," **421**, AIP Conf. Proc. (1997) 507.
19. S. Gales "AGOR, A Superconducting Cyclotron for Light and Heavy Ions". Proc. 11th International