

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای

رشته‌ی فیزیک، گرایش هسته‌ای

رساله دکتری

بهینه‌سازی چیدمان استفاده از شتاب‌دهنده‌ی خطی الکترون 5 و 10 MeV برای کشف مواد
منفجره‌ی مخفی در چمدان بر پایه‌ی فعال‌سازی با نوترون‌های حرارتی

نگارنده: مصطفی محمد رفیعی

استاد راهنما

دکتر حسین توکلی عنبران

بهمن ۱۳۹۸



شماره:

تاریخ:

ویرایش:

فرم شماره ۱۱: صورت جلسه نهایی دفاع از رساله دکتری (Ph.D)

بدینوسیله گواهی می شود آقای مصطفی محمدرفیعی دانشجوی دکتری رشته فیزیک هسته‌ای به شماره دانشجویی ۹۳۰۱۳۰۵ و رودی ۱۳۹۳ در تاریخ ۲۹ بهمن ۱۳۹۸ از رساله نظری / عملی خود با عنوان: بهینه‌سازی چیدمان استفاده از شتاب‌دهنده‌ی خطی الکترون 5 و 10 MeV برای کشف مواد منفجره‌ی مخفی در چمدان بر پایه‌ی فعال‌سازی با نوترون‌های حرارتی دفاع و با اخذ نمره به درجه: ... نائل گردید.

<input checked="" type="checkbox"/> الف) درجه عالی: نمره ۱۹-۲۰	<input type="checkbox"/> ب) درجه خیلی خوب: نمره ۱۸/۹۹ - ۱۷
<input type="checkbox"/> ج) درجه خوب: نمره ۱۶/۹۹ - ۱۵	<input type="checkbox"/> د) مردود: کمتر از ۱۵

ردیف	هیئت داوران	نام و نام خانوادگی	مرتبیه علمی	امضاء
۱	دکتر حسین توکلی عنبران	استاد/اساتید راهنما	دانشیار	
۲	دکتر مسلم سوهانی	استاد مدعو داخلی / خارجی	استادیار	
۳	دکتر احسان ابراهیمی	استاد مدعو داخلی / خارجی	استادیار	
۴	دکتر علی اصغر مولوی	استاد مدعو داخلی / خارجی	استاد	
۵	دکتر سید ایمان حسینی	سرپرست (نماینده) تحصیلات تکمیلی دانشکده	استادیار	

مدیر محترم تحصیلات تکمیلی دانشگاه:

ضمن تأیید مراتب فوق مقرر فرمائید اقدامات لازم در خصوص انجام مراحل دانش‌آموختگی آقای مصطفی محمدرفیعی بعمل آید.

نام و نام خانوادگی رئیس دانشکده: دکتر سعید حسامی پیله رود

تاریخ و امضاء و مهر دانشکده:



تقدیم بہ

پدر، مادر و همسر عزیزم

و بہ تمام آزاد مردان کہ نیک می‌اندیشند و عقل و منطق را پیشہ خود نمودہ و جز رضای الہی و پیشرفت و سعادت جامعہ، ہدفی ندارند.

دانشمندان، بزرگان و جوان مردانی کہ جان و مال خود را در حفظ و اعتلای این مرز و بوم فدا نمودہ و می‌نمایند.

شکر و قدردانی

سپاس خدای را که سخنوران، در ستودن او بمانند و شمارندگان، شمردن نعمت‌های او ندانند.

بر حسب وظیفه از پدر و مادر عزیزم، این دو معلم بزرگوارم که همواره بر کوتاهی و درشتی من قلم عفو کشیده و در تمام عرصه‌های زندگی یار و یاور بی چشم داشت برای من بوده‌اند؛ از همسر عزیزم که پا به پای من در تمام فراز و نشیب‌های دوران تحصیل در کنارم بود؛ از استاد با کمالات و شایسته، جناب آقای دکتر حسین توکلی عنبران که در کمال سعه‌ی صدر، با حسن خلق و فروتنی، از هیچ کمکی در این عرصه بر من دریغ ننمودند، کمال تشکر را دارم.

تهدیه نامه

اینجانب مصطفی محمد رفیعی دانشجوی دوره دکتری رشته فیزیک هسته‌ای دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده رساله بهینه‌سازی چیدمان استفاده از شتاب‌دهنده‌ی خطی الکترون 5 و 10MeV برای کشف مواد منفجره‌ی مخفی در چمدان بر پایه‌ی فعال‌سازی با نوترون‌های حرارتی تحت راهنمایی دکتر حسین توکلی عنبران متعهد می‌شوم.

- تحقیقات در این پایان‌نامه 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 پایان‌نامه 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 می‌باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود » و یا « Shahrood University of Technology » به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان‌نامه تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان‌نامه رعایت می‌گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه، 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 مصطفی محمد رفیعی

تاریخ ۱۳۹۹/۰۲/۰۶

مالکیت نتایج و حق نشر

کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج ، کتاب ، برنام‌های رایانه ای ، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد . این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود. استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان‌نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی‌باشد.

چکیده

امروزه با افزایش تهدیدات تروریستی و بمب گذاری، آشکارسازی و کشف مواد منفجره به عنوان یکی از مهم‌ترین و جدی‌ترین چالش‌ها برای جوامع بشری مطرح است که البته در همین راستا مطالعات بسیاری بر روی آشکارسازی و کشف این مواد خطرناک از گذشته تا به الان انجام شده است. بدین منظور در این رساله سعی شده است تا یکی از چندین روش کشف و آشکارسازی مواد منفجره که تحلیل به روش فعال‌سازی با نوترون‌های حرارتی است، مورد بررسی قرار گیرد. در این رساله تلاش شده تا شار نوترون مناسبی با استفاده از شتاب‌دهنده‌های 5 و 10 MeV خطی الکترون تولید شود. در این روش الکترون‌های شتاب داده شده با برخورد به یک هدف با عدد اتمی (Z) بالا منجر به ایجاد طیف پیوسته‌ای از تابش ترمزی می‌شوند، حال این فوتون‌های ایجاد شده با برخورد به یک هدف فوتوهسته‌ای مانند آب سنگین منجر به واکنش فوتوهسته‌ای شده و نوترون (یا به عبارت دقیق‌تر فوتو-نوترون) تولید می‌کنند. حال می‌توان با حرارتی کردن این نوترون‌های تولید شده از آن‌ها در راستای روش فعال‌سازی با نوترون حرارتی به منظور کشف ماده‌ی منفجره استفاده کرد. با برهم‌کنش نوترون‌های حرارتی با هسته‌ی اتم‌های هدف امکان واکنش گیراندازی نوترون و تولید پرتوهای گامای آنی وجود دارد و نهایتاً با تحلیل پرتوهای گامای آنی می‌توان به تشخیص ماده‌ی مورد نظر اقدام کرد. بنابراین ما در این رساله دو مبدل الکترون-گاما-نوترون (یکی برای شتاب‌دهنده‌ی 5 MeV و دیگری برای شتاب‌دهنده‌ی 10 MeV) طراحی و بهینه‌سازی کردیم و به ترتیب به شار کل نوترون $3.6 \times 10^8 \pm 1.2\%$ (n/cm².mA.s) و $4.7882 \times 10^8 \pm 0.63\%$ (n/cm².mA.s) دست یافتیم که شار کل نوترون‌ها برای مبدل 10 MeV بعد از عبور از ضخامت 30 cm سرب به منظور حذف تابش شدید فوتون‌های ترمزی، بدست آمده است. با توجه به نتایج، شار کل نوترون‌های حاصل از مبدل 10 MeV بدون حفاظ سربی حدود 10 برابر بیشتر از شار نوترون‌های حاصل از مبدل 5 MeV است، به این دلیل از شار نوترون‌های خروجی از شتاب‌دهنده‌ی 10 MeV برای آشکارسازی شش ماده‌ی منفجره‌ی (TNT, PETN, RDX, HMX, NG, EGDN) با استفاده از

مجموعه‌ای از آشکارسازهای LaBr_3 سه اینچی، استفاده کردیم و نشان دادیم که نتایج شبیه‌سازی تطبیق خوبی با تئوری دارند و همچنین نشان دادیم که این سیستم آشکارسازی توانایی تشخیص ماده‌ی منفجره در داخل چمدان را دارد. البته به منظور حفاظ گذاری گاماهاى خروجی از چنین مبدل‌هایی (مبدل‌های الکترون-فوتون-نوترون) ضرایب انباشت فوتون‌ها را نیز مطالعه کردیم که نتایج حاصل از این کار نیز هم‌خوانی خوبی با کار تجربی و تئوری دیگران داشت. همچنین به طور مختصر اما مفید به دزیمتری پرتوهای نشت کرده از مبدل 10 MeV پرداختیم. در آخر لازم به ذکر است که تمام محاسبات و شبیه‌سازی‌ها در این رساله به روش مونت کارلو و با استفاده از کد MCNPX نسخه‌های 2.6 و 2.7 انجام شده است.

کلمات کلیدی: چشمه‌ی فوتو-نوترون، کشف مواد منفجره، فعال‌سازی با نوترون‌های حرارتی، ضرایب انباشت فوتون، کد MCNPX

لیست مقالات مندرج از رساله

مقالات منتشر شده:

[1] M.M. Rafiei, H. Tavakoli-Anbaran, "Calculation of the exposure buildup factors for x-ray photons with continuous energy spectrum using Monte Carlo code", Journal of Radiological Protection, vol. 38, no. 1, 2018.

[2] M.M. Rafiei, H. Tavakoli-Anbaran, "Feasibility of using heavy water in order to design of a photoneutron source based on 5 MeV electron linear accelerator", Journal of Instrumentation, vol. 13, 2018.

[۳] مصطفی محمد رفیعی و حسین توکلی عنبران، "محاسبه ی ضرایب انباشت چشمه ی گاما با طیف انرژی پیوسته برای آب، آهن و سرب به وسیله ی کد مونت کارلو"، مجله ی سنجش و ایمنی پرتو، ۱۳۹۷.

[4] M.M. Rafiei, H. Tavakoli-Anbaran, "Study of exposure buildup factors with detailed physics for Cobalt-60 gamma source in water, iron, and lead using the MCNPX code", European Physical Journal Plus, vol. 133, no. 12, 2018.

فهرست مطالب

فهرست شکل‌ها.....	ش
فهرست جدول‌ها.....	ظ
فصل اول: مقدمه.....	۱
۱-۱ انواع روش‌های کشف مواد منفجره.....	۲
۱-۱-۱ کشف مواد منفجره با استفاده از سگ‌ها.....	۲
۱-۱-۲ کشف مواد منفجره از طریق رنگ سنجی.....	۴
۱-۱-۳ کشف مواد منفجره از طریق تکنولوژی هسته‌ای.....	۶
۱-۱-۴ کشف مواد منفجره از طریق تکنولوژی اشعه‌ای ایکس.....	۸
۱-۱-۵ کشف مواد منفجره از طریق تکنولوژی سی تی (CT).....	۱۳
۱-۱-۶ تحلیل و آشکارسازی مواد منفجره از طریق طیف سنج جرمی.....	۱۶
۱-۱-۷ کشف مواد منفجره از طریق طیف‌نگاری تحرک پذیری یونی.....	۱۸
۱-۱-۸ کشف مواد منفجره با استفاده از پلیمرهای فلئورسانس تقویت شده.....	۱۹
۱-۲ برخی از مواد منفجره.....	۲۰
فصل دوم: تحلیل به روش فعال‌سازی نوترونی.....	۲۳
۲-۱ تاریخچه روش فعال‌سازی.....	۲۴
۲-۲ مقدمه‌ای بر تحلیل به روش فعال‌سازی.....	۲۵
۲-۳ انواع روش‌های فعال‌سازی با نوترون.....	۳۰
۲-۴ واکنش‌های هسته‌ای و نحوه‌ی دسته‌بندی آن‌ها.....	۳۹
۲-۵ دسته‌بندی نوترون‌ها بر اساس انرژی.....	۴۴
۲-۶ انواع چشمه‌های نوترون.....	۴۵
۲-۷ انواع برهم‌کنش‌های نوترون با ماده.....	۴۹

۵۱	۲-۸	سطح مقطع‌های نوترون
۵۵	۲-۹	آشکارسازی پرتو
۵۵	۲-۹-۱	آشکارسازهای پرتو گاما
۶۲	۲-۹-۲	آشکارسازهای نوترون
۶۷		فصل سوم: طراحی چشمه‌ی فوتو-نوترون در راستای کشف مواد منفجره
۶۸	۳-۱	مقدمه
۷۰	۳-۲	مواد و روش‌ها
۷۲	۳-۳	طراحی چشمه‌ی فوتو-نوترون براساس شتاب‌دهنده‌ی خطی الکترون 5MeV
۷۲	۳-۳-۱	طراحی و بهینه‌سازی هدف الکترون-گاما
۷۶	۳-۳-۲	طراحی و بهینه‌سازی هدف گاما-نوترون
۸۱	۳-۳-۳	بازتاب‌دهنده‌ی نوترون
۸۸	۳-۴	طراحی چشمه‌ی فوتو-نوترون براساس شتاب‌دهنده خطی الکترون 10MeV
۹۶	۳-۵	شبیه‌سازی فعال‌سازی با نوترون‌های گرمایی جهت کشف مواد منفجره
۱۰۵	۳-۶	اعتبارسنجی روش فعال‌سازی با نوترون‌های حرارتی جهت کشف مواد منفجره
۱۰۷	۳-۷	ماده‌ی منفجره داخل چمدان
۱۱۱		فصل چهارم: ضرایب انباشت و دزیمتری
۱۱۲	۴-۱	مقدمه
۱۱۳	۴-۲	پیش‌زمینه‌ی تئوری
۱۱۸	۴-۳	محاسبات مونت کارلو با استفاده از کد MCNPX
۱۲۲	۴-۴	نتایج و بحث
۱۳۶	۴-۵	دزیمتری مبدل طراحی شده برای شتاب‌دهنده‌ی 10 MeV
۱۴۱		فصل پنجم: جمع‌بندی و پیشنهادات
۱۴۲	۵-۱	نتیجه‌گیری و بحث
۱۵۰	۵-۲	پیشنهادات

۱۵۱.....	پیوست الف: سطح مقطع گیراندازی نوترون برای H، C، N و O
۱۵۶.....	پیوست ب: لیست مقالات تحت داوری
۱۵۷.....	منابع

فهرست شکل‌ها

- شکل ۱-۱ منحنی سطح مقطع برهم‌کنش ۷
- شکل ۱-۲ منحنی سطح مقطع برهم‌کنش الاستیک ۸
- شکل ۱-۳ طرحی از لامپ اشعه‌ی ایکس ۱۰
- شکل ۱-۴ برهم‌کنش‌های فوتون با ماده ۱۲
- شکل ۱-۵ ضریب تضعیف جرمی آلومینیوم ۱۳
- شکل ۱-۶ نمایی از دستگاه سی تی اسکن برای کشف مواد منفجره ۱۴
- شکل ۱-۷ تصویر برداری مقطعی سه بعدی توسط سی تی ۱۵
- شکل ۱-۸ این تصویر مربوط به همان جعبه که شامل هفت دینامیت و یک کتاب ۱۵
- شکل ۱-۹ تحلیلگر جرمی چارقطبی ۱۶
- شکل ۱-۱۰ طرحی از تحلیل‌گر گیراندازی یونی ۱۷
- شکل ۱-۱۱ طرحی کلی از سیستم آشکارسازی تحریک یونی ۱۹
- شکل ۲-۱ طیف پرتوی گاما که توسط یک آشکارساز Ge(Li) ثبت شده ۲۹
- شکل ۲-۲ نحوه‌ی ایجاد گامای آنی و گامای تاخیری ۳۶
- شکل ۲-۳ طیف نوترون حاصل از ایزوتوپ کالیفورنیوم-۲۵۲ ۴۶
- شکل ۲-۴ باریکه‌ی موازی نوترون که به هدف نازکی برخورد می‌کند ۵۲
- شکل ۲-۵ سطح مقطع کل نوترون برای ایزوتوپ U^{238} ۵۳
- شکل ۲-۶ مقایسه‌ی طیف ارتفاع پالس کبالت-۶۰ ۵۶
- شکل ۲-۷ قدرت تفکیک انرژی برای سوسوزن‌های مختلف ۵۸
- شکل ۲-۸ مقایسه‌ی طیف گرفته شده از Na-24 توسط آشکارساز ۵۹
- شکل ۲-۹ طیف گرفته شده با آشکارساز NaI ۶۱
- شکل ۲-۱۰ طیف گرفته شده با آشکارساز CZT ۶۱
- شکل ۲-۱۱ طیف گرفته شده با آشکارساز HPGe ۶۲

- شکل ۲-۱۲ سطح مقطع برهم کنش نوترون ۶۳
- شکل ۲-۱۳ طرحی از آشکارساز با روکش داخلی بورون ۶۴
- شکل ۳-۱ طیف فوتون‌های تابش ترمزی ۷۱
- شکل ۳-۲ فوتون‌های خارج شده از هدف تنگستن به صورت تابعی از ضخامت ۷۳
- شکل ۳-۳ فوتون‌های خارج شده از هدف تنگستن به صورت تابعی از شعاع ۷۳
- شکل ۳-۴ طیف تابش ترمزی ناشی از هدف بهینه شده‌ی تنگستن ۷۴
- شکل ۳-۵ توزیع زاویه‌ای فوتون‌های خارج شده از هدف بهینه شده‌ی تنگستن ۷۴
- شکل ۳-۶ مقایسه‌ی بین طیف تابش ترمزی بدست آمده از کار تجربی ۷۵
- شکل ۳-۷ مقایسه طیف تابش ترمزی در زوایای صفر و دوازده درجه ۷۶
- شکل ۳-۸ سطح مقطع واکنش فوتو-هسته‌ای برلیوم ۷۷
- شکل ۳-۹ سطح مقطع واکنش فوتو-هسته‌ای دوترون ۷۸
- شکل ۳-۱۰ نوترون‌های خارج شده از آب سنگین براساس تابعی از ضخامت ۷۹
- شکل ۳-۱۱ نوترون‌های خارج شده از آب سنگین براساس تابعی از شعاع ۸۰
- شکل ۳-۱۲ توزیع زاویه‌ای نوترون‌های خارج شده ۸۰
- شکل ۳-۱۳ تعداد نوترون‌های عبور کرده از سطح جلویی ۸۲
- شکل ۳-۱۴ تعداد نوترون‌های عبور کرده از سطح جلویی ۸۳
- شکل ۳-۱۵ شار نوترون‌ها نسبت به طول موازی ساز ۸۴
- شکل ۳-۱۶ طرح دو بعدی از مبدل ۸۵
- شکل ۳-۱۷ طیف نوترون‌های خارج شده از مبدل ۸۵
- شکل ۳-۱۸ تالی مش از شار نوترون‌های خارج شده ۸۶
- شکل ۳-۱۹ طیف گرفته شده از مبدل طراحی شده ۸۷
- شکل ۳-۲۰ پارامترهای C1، C2، C3 و C4 برای ده ماده معرفی شده ۹۰
- شکل ۳-۲۱ شار نوترون‌های گرمایی نسبت به طول موازی ساز ۹۱
- شکل ۳-۲۲ شار نوترون‌های گرمایی و شار فوتون‌های تابش ترمزی ۹۲

- شکل ۳-۲۳ ابعاد بهینه شده‌ی مبذل ۹۳
- شکل ۳-۲۴ طیف نوترون‌های خارج شده از مبذل بهینه شده ۹۴
- شکل ۳-۲۵ توزیع زاویه‌ای نوترون‌های خروجی ۹۵
- شکل ۳-۲۶ توزیع زاویه‌ای فوتون‌های خروجی ۹۵
- شکل ۳-۲۷ طیف پرتوهای گامای Cs-137 ۹۷
- شکل ۳-۲۸ طیف پرتوهای گامای Co-60 ۹۸
- شکل ۳-۲۹ طیف پرتوهای گامای Na-24 ۹۸
- شکل ۳-۳۰ چیدمان آشکارسازها و ماده‌ی منفجره ۱۰۰
- شکل ۳-۳۱ طیف پرتوهای گامای رسیده به آشکارساز ۱۰۲
- شکل ۳-۳۲ طیف پرتوهای گامای رسیده به آشکارساز ۱۰۳
- شکل ۳-۳۳ طیف پرتوهای گامای رسیده به آشکارساز ۱۰۳
- شکل ۳-۳۴ طیف پرتوهای گامای رسیده به آشکارساز ۱۰۴
- شکل ۳-۳۵ طیف پرتوهای گامای رسیده به آشکارساز ۱۰۴
- شکل ۳-۳۶ طیف پرتوهای گامای رسیده به آشکارساز ۱۰۵
- شکل ۳-۳۷ چیدمان (نمای دو بعدی) مربوط به 1kg ماده‌ی منفجره‌ی TNT ۱۰۸
- شکل ۳-۳۸ تمام موارد همانند شکل ۳-۳۵ ۱۰۸
- شکل ۳-۳۹ طیف گام‌های گرفته شده از چمدان خالی ۱۰۹
- شکل ۳-۴۰ طیف گاماها‌ی گرفته شده از چمدانی که یک کیلوگرم ماده‌ی منفجره‌ی TNT ۱۱۰
- شکل ۳-۴۱ طیف گاماها‌ی گرفته شده از چمدانی که یک کیلوگرم ماده‌ی منفجره‌ی TNT ۱۱۰
- شکل ۴-۱ اگر چشمه در یک طرف حفاظ و آشکارساز در طرف دیگر آن ۱۱۴
- شکل ۴-۲ هندسه‌ی کروی حفاظ شبیه‌سازی شده توسط کد ۱۱۹
- شکل ۴-۳ طیف تابش ترمزی خارج شده از هدف بهینه شده‌ی تنگستن ۱۲۷
- شکل ۴-۴ یک طیف انرژی نمونه پیوسته ۱۲۹
- شکل ۴-۵ ضرایب انباشت پرتوگیری بین طیف پیوسته و چشمه‌ی تک انرژی ۱۳۱

- شکل ۴-۶ ضرایب انباشت پرتوگیری بین طیف پیوسته و چشمه‌ی تک انرژی ۱۳۱
- شکل ۴-۷ ضرایب انباشت پرتوگیری بین طیف پیوسته و چشمه‌ی تک انرژی ۱۳۲
- شکل ۴-۸ اختلاف نسبی بین ضرایب انباشت ۱۳۳
- شکل ۴-۹ اعتبارسنجی ضرایب انباشت ۱۳۴
- شکل ۴-۱۰ هندسه‌ی استفاده شده برای تعیین ضرایب تضعیف ۱۳۵
- شکل ۴-۱۱ توزیع دز جذبی عمقی پرتوهای نوترون ۱۳۷
- شکل ۴-۱۲ طرز قرارگیری کره‌های ICRU ۱۳۸
- شکل ۵-۱ طیف گرفته شده از ماده‌ی منفجره‌ی TNT ۱۴۵
- شکل ۵-۲ طیف گرفته شده از ماده‌ی منفجره‌ی TNT ۱۴۷
- شکل ۵-۳ بزرگ‌نمایی شده‌ی شکل (۵-۲) در ناحیه‌ی گامای H ۱۴۷
- شکل ۵-۴ بزرگ‌نمایی شده‌ی شکل (۵-۲) در ناحیه‌ی گامای N ۱۴۸
- شکل ۵-۵ وابستگی ضرایب انباشت به انرژی فوتون‌ها برای آب ۱۴۹
- شکل الف-۱ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای $H-1$ ۱۵۱
- شکل الف-۲ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای $H-2$ ۱۵۱
- شکل الف-۳ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای $C-12$ ۱۵۲
- شکل الف-۴ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای $C-13$ ۱۵۲
- شکل الف-۵ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای $C-14$ ۱۵۳
- شکل الف-۶ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای $N-14$ ۱۵۳
- شکل الف-۷ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای $N-15$ ۱۵۴
- شکل الف-۸ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای $O-16$ ۱۵۴
- شکل الف-۹ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای $O-17$ ۱۵۵
- شکل الف-۱۰ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای $O-18$ ۱۵۵

فهرست جدول‌ها

- جدول ۱-۱ برخی از مواد منفجره‌ی نظامی ۲۱
- جدول ۲-۱ واکنش‌های فعال‌سازی نوترونی ۲۶
- جدول ۲-۲ واکنش‌های جذبی نوترون ۵۱
- جدول ۲-۳ مشخصات برخی از سوسوزن‌ها ۵۹
- جدول ۳-۱ مشخصات مواد موازی‌ساز ۸۹
- جدول ۳-۲ مشخصات شش ماده‌ی منفجره مرسوم ۹۶
- جدول ۳-۳ بازدهی مطلق برای آشکارساز NaI ۹۹
- جدول ۳-۴ بازدهی مطلق برای آشکارساز NaI ۹۹
- جدول ۳-۵ نتایج مربوط به نسبت C_H/C_N ۱۰۷
- جدول ۴-۱ ضرایب انباشت پرتوگیری برای آب ۱۲۳
- جدول ۴-۲ ضرایب انباشت پرتوگیری برای آهن ۱۲۳
- جدول ۴-۳ ضرایب انباشت پرتوگیری برای سرب ۱۲۴
- جدول ۴-۴ ضرایب انباشت پرتوگیری برای Co-60 ۱۲۵
- جدول ۴-۵ ضرایب انباشت پرتوگیری برای Co-60 ۱۲۵
- جدول ۴-۶ ضرایب انباشت پرتوگیری برای Co-60 ۱۲۶
- جدول ۴-۷ ضرایب انباشت پرتوگیری ناشی از طیف پیوسته‌ی 5 MeV ۱۲۸
- جدول ۴-۸ ضرایب انباشت پرتوگیری ناشی از طیف پیوسته‌ی 10 MeV ۱۲۸
- جدول ۴-۹ ضرایب انباشت پرتوگیری براساس طیف شکل ۴-۴ ۱۳۰
- جدول ۴-۱۰ ضرایب انباشت پرتوگیری براساس طیف شکل ۴-۴ ۱۳۰
- جدول ۴-۱۱ ضرایب انباشت پرتوگیری براساس طیف شکل ۴-۴ ۱۳۰
- جدول ۴-۱۲ ضرایب انباشت انرژی برجای مانده ۱۳۳
- جدول ۴-۱۳ مقایسه‌ی ضرایب انباشت محاسبه شده ۱۳۵

- جدول ۴-۱۴ ضرایب تضعیف جرمی محاسبه شده ۱۳۶
- جدول ۵-۱ تاسیسات PGNAA با استفاده از راکتورهای هسته‌ای ۱۴۳
- جدول ۵-۲ جریان شتاب‌دهنده‌ی الکترون ۱۴۴

فصل ۱

مقدمه

۱-۱ انواع روش‌های کشف مواد منفجره

امروزه برای کشف مواد منفجره از روش‌های گوناگونی استفاده می‌شود از جمله می‌توان موارد زیر را نام برد

[۱].

۱- کشف مواد منفجره با استفاده از سگ‌ها (Detection of Explosives by Dogs).

۲- کشف مواد منفجره از طریق رنگ‌سنجی (Colorimetric Detection of Explosive).

۳- کشف مواد منفجره از طریق تکنولوژی‌های هسته‌ای (Nuclear Technology).

۴- کشف مواد منفجره از طریق تکنولوژی اشعه‌ی ایکس (X-Ray Technology).

۵- کشف مواد منفجره از طریق تکنولوژی سی تی (CT Technology).

۶- تحلیل و آشکارسازی مواد منفجره از طریق طیف سنج جرمی (Analysis and Detection of Explosives

by Mass Spectrometry).

۷- کشف مواد منفجره طیف نگاری تحرک یونی (Advances in Ion Mobility Spectrometry of

Explosives).

۸- کشف مواد منفجره از طریق پلیمرهای فلئورسانس تقویت شده (Detection of Explosives Using

Amplified Fluorescent Polymers).

۱-۱-۱ کشف مواد منفجره با استفاده از سگ‌ها

احتمالا قدیمی‌ترین نیاز برای آشکارسازی ماده، برای آشکار سازی سموم بوده است که امتحان کننده‌گان

غذا این کار را انجام می‌دادند مانند قناری‌ها که سم موجود در هوای معادن را به معدن‌چیان هشدار می‌دهند.

در همین اواخر جامعه بشری نیازمند آشکارسازی مواد شیمیایی دیگری نیز شده است. اغلب موارد یک سگ

برای این کار لازم است، اگرچه تحقیقات انجام شده ما را برای استفاده از گونه‌های دیگر مانند زنبورها و موش‌ها

راهنمایی کرده است. زمانی پیشنهاد شده بود که از حس بویایی انسان برای ردیابی مواد ناشناس استفاده شود و در این زمینه انسان‌هایی تعلیم ببینند و مهارت‌های بویایی‌شان افزایش پیدا کند. با این حال، این وظیفه را بر عهدی سگ‌های آموزش دیده و یا دیگر گونه‌ها به دلیل حس بویایی قوی که برای آشکارسازی مواد مورد نظر دارند، سپرده شده است. این سگ‌های آموزش دیده بسیار مورد استفاده قرار می‌گیرند و دارای مزایای کاربردی زیادی هستند. آن‌ها با موفقیت برای کارهای زیادی مورد استفاده قرار گرفته‌اند. از جمله آشکارسازی مواد مخدر، واردات مواد غذایی غیر قانونی، مواد منفجره، مواد آتش‌زا و جنازه‌ی انسان.

سگ‌ها بطور فوق‌العاده‌ای حساس و ویژه هستند چون آنها تکنولوژی آسان و به راحتی قابل استفاده می‌باشند. آن‌ها قابل حمل بوده و همین‌طور قیمت نسبتاً ارزانی دارند. استفاده از سگ‌ها اغلب به علت قابل رویت بودنشان حس اطمینان اجتماعی ایجاد می‌کنند و همین‌طور اثر متفاوتی بر افرادی که پتانسیل تبهکاری دارند، می‌گذارند. به هر حال کاربر اغلب هیچ اختیاری بر اینکه سگ واقعا کارش را انجام می‌دهد یا خیر، ندارد. عملکرد این سیستم به مهارت‌های زیادی وابسته است و همین‌طور به تلاش نگه‌دارنده‌ی سگ تا پاسخ‌های سگ را تفسیر کند و نتایج خوبی بگیرد. به طور کلی سگ‌ها فقط به موادی که در تمرین‌هایشان بوده است اعلام خطر می‌کنند و نمی‌توانند هیچ ارتباطی بین تشخیص و نوع خطری که آن‌ها آشکارسازی کردند، برقرار کنند.

در حال حاضر تحقیق‌های زیادی بروی کار آشکارسازی سگ‌ها انجام شده، برای اینکه دانشمندان بفهمند واقعا سگ‌ها چگونه این کار را انجام می‌دهند و اینکه بهترین تمرین‌ها برای این سگ‌ها چه هست و اینکه نقش نگه‌دارنده و یا تیم نگه‌داری سگ‌ها و ارزیابی آن‌ها و همین‌طور روش‌های نگهداری و بهبود عملکردشان انجام شده است [۱-۳].

۲-۱-۱ کشف مواد منفجره از طریق رنگ سنجی

واکنش رنگی یکسری واکنش‌های شیمیایی هستند که منجر به تولید محصولات رنگی می‌شوند. تشخیص یک ترکیب و یا گروهی از ترکیبات رایج از طریق واکنش‌های رنگی یکی از قدیمی‌ترین و ساده‌ترین روش‌هایی است که در شیمی تجزیه به کار گرفته شده است.

اساس این روش بر این حقیقت استوار است که یک ترکیب خالص و یا گروهی از ترکیبات وقتی که در معرض یک شناساگر (معرف) مناسب (شناساگر رنگی) قرار می‌گیرند، منجر به تولید رنگ می‌شوند و این رنگ مختص آن ترکیب یا ترکیبات می‌باشد.

واکنش‌های رنگی به طور گسترده در آنالیزهای میدانی مواد منفجره مورد استفاده قرار می‌گیرند. کاربرد این‌ها آسان است و تجهیزات مورد نیاز ساده و ارزان قیمتی احتیاج دارند. حساسیت این روش اغلب در محدوده‌ی زیر میکروگرم می‌باشد. این روش‌ها توانایی سریعی در تشخیص مواد منفجره در همان مکان تولید و استفاده دارند و هم‌چنین در آزمایشگاه‌های مقدماتی برای آزمودن مواد مشکوک نزدیک به مواد منفجره مورد استفاده قرار می‌گیرند.

علاوه بر این، این آزمون‌ها می‌توانند به تشخیص ناخالصی و تشخیص مواد منفجره‌ی فرسوده کمک کند. اشکال اصلی استفاده از واکنش‌های رنگی برای آنالیز این است که این‌ها اغلب کمتر اختصاصی هستند. اگرچه این خصوصیات گوناگون بر اساس نوع واکنش ایجاد می‌شود و البته بعضی از واکنش‌ها کاملاً اختصاصی هستند، اما در حالت کلی برای ثابت کردن تشخیص یک ماده‌ی منفجره در آزمایشگاه‌های قانونی، واکنش‌های رنگی به تنهایی به اندازه‌ی کافی قابل اطمینان نیستند.

وقتی که رنگ بدست می‌آید، سوال کلیدی این است که آیا ترکیبات دیگری که ماده‌ی منفجره نیستند تحت همین شرایط آزمایشگاهی نیز همین رنگ یکسان را ایجاد می‌کنند. متأسفانه، جواب مثبت است، بنابراین در آنالیزهای قانونی یک خطا در تشخیص ممکن است منجر به یک قضاوت اشتباه شود. این موضوع به طور کلی پذیرفته شده است که تشخیص یک ماده‌ی منفجره نباید به تنهایی وابسته به واکنش‌های رنگی باشد.

در بحث مربوط به خصوصیات، تمایز قائل شدن بین دو نوع واکنش رنگی ارزشمند است. تشخیص‌های قابل اطمینان در مورد مواد منفجره در آزمایشگاه‌های قانونی بر اساس تکنیک‌های ابزاری، در اصل Spectrometric، اغلب با ترکیب با روش‌های Chromatographic، (Gas Chromatography and Mass Spectrometric) – (GC-MS) یک روش بسیار عالی و قابل اطمینان از نظر آنالیز قانونی است.

اما همچنان روش واکنش‌های رنگی به طور کامل منسوخ نشده است چون ساده و ارزان قیمت می‌باشند. که همچنان برای آزمایش‌های تشخیصی مقدماتی برای تشخیص مواد منفجره بسیار موثر می‌باشند [۴ و ۱]. سه مثال برای کارایی روش‌های رنگی:

۱- برای قسمت آغازین یک طرح کلی برای آنالیز مواد منفجره، واکنش‌های رنگی می‌توانند مفید و موفق باشند و همچنین کارایی موثری برای آزمون‌هایی در آزمایشگاه‌های مقدماتی دارند.

یک مثال کاربردی این است که در انفجار یک اتوبوس، که حاصل آن صدها قطعه است. این مطلب واضح است که، غیر عملی است که تمام قطعات را برای آزمایش به روش (GC-MS) به آزمایشگاه ببریم. به هر حال مشاهده و مانیتور کردن قطعات از طریق آزمون رنگ می‌تواند به انتخاب قطعات مشکوک برای آزمون این قطعات با روش‌های تشخیصی پیشرفته کمک کند.

۲- واکنش‌های رنگی در آزمایشگاه‌ها با ترکیب با روش (thin-layer chromatography) یا (TLC) که یک روش معمول و به شدت محبوب برای آنالیز مواد منفجره است، مورد استفاده قرار می‌گیرند.

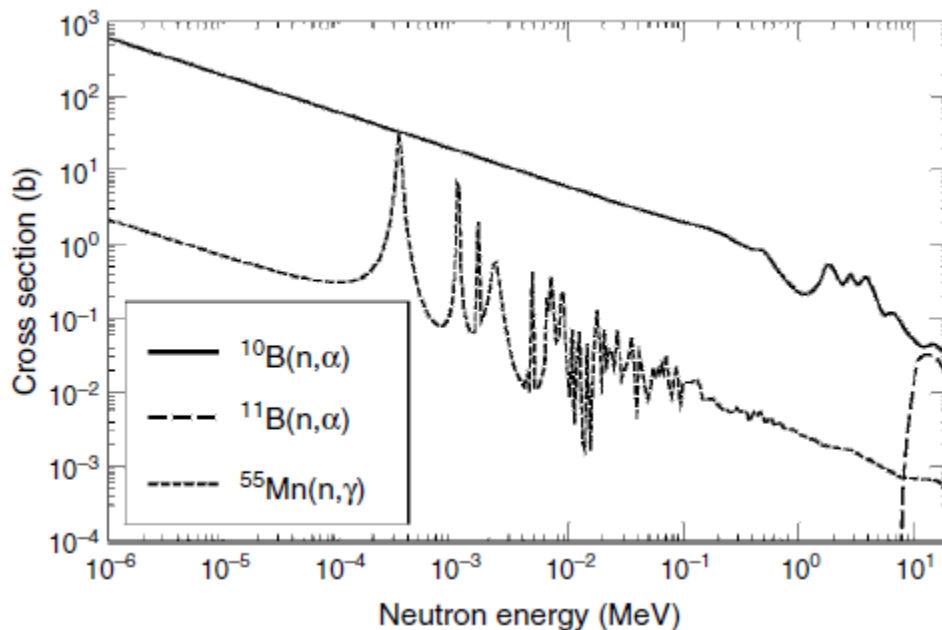
۳- آزمون‌های رنگی اساس بسیاری از آزمون‌های میدانی هستند که برای آزمون‌هایی که خارج از محیط آزمایشگاه انجام می‌شوند مطلوب هستند. مکان‌های رایج مورد استفاده، ایست‌های بازرسی مرزی هستند که ماده‌ای ناشناس از یک شخص کشف می‌شود. کیت‌های ویژه‌ای برای این کارها طراحی شده است، در مواردی که جواب این کیت‌ها مثبت باشد. یک نمونه از ماده‌ی مورد نظر برای آنالیزهای بیشتر به آزمایشگاه فرستاده می‌شود.

موقعیت دیگری که ممکن است اتفاق بیافتد این است که ماده‌ی منفجره در دست شخص تبهکار باشد که از طریق روش‌های رنگی، آزمون رنگی بروی افراد مظنون انجام می‌شود و نتیجه‌های مثبت برای آنالیزهای بیشتر به آزمایشگاه فرستاده می‌شوند [۵۱].

۳-۱-۱ کشف مواد منفجره از طریق تکنولوژی هسته‌ای

در روش‌های بازرسی که از روش X-Ray استفاده می‌شود، از برهم‌کنش اشعه‌ی X با الکترون‌های ماده استفاده می‌شود تا از این طریق چگالی ماده و گاهی اوقات میانگین عدد اتمی ماده را تعیین کنند. در بازرسی هسته‌ای روش‌های مورد استفاده به جای بررسی ابر الکترونی، مربوط به بررسی هسته‌ی اتم می‌باشد. که این روش‌ها امکان استفاده از مشخصه‌های سطح مقطع هسته‌ای ایزوتوپ‌ها را برای تعیین عناصر سازنده‌ی ماده فراهم می‌کنند. وسایل بازرسی از طریق واکنش‌های هسته‌ای تابش ایجاد شده از نوترون‌ها را بررسی می‌کنند. این کاوش‌ها یا از طریق کاهش در تابش عبور کرده از ماده‌ای مورد نظر و یا از طریق آشکارسازی تابش ثانویه‌ی ایجاد شده به وسیله‌ی واکنش‌های هسته‌ای انجام می‌شود. روش‌های هسته‌ای مختلفی برای بررسی ماده‌ی منفجره وجود دارد که بر اساس خصوصیات ماده‌ی منفجره بهترین آن‌ها انتخاب می‌شود.

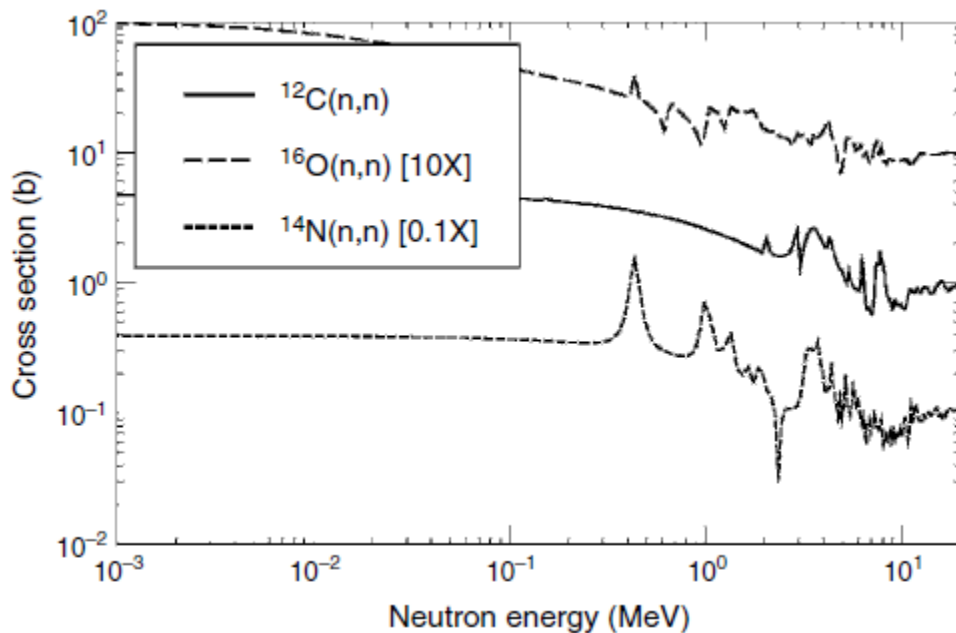
نوترون‌ها ذرات بدون بار هستند، بنابراین زمانی که یک ماده را با نوترون تابش می‌دهیم نوترون‌ها برهم‌کنش هسته‌ای با هسته‌ی اتم ماده‌ی مورد نظر انجام می‌دهند. برای اکثر مواد سطح مقطع نوترون‌ها یا احتمال برهم‌کنش خیلی کوچکتر از احتمال برهم‌کنش فوتون با ابر الکترونی اطراف هسته است. بنابراین نوترون‌ها برد نفوذ بزرگتری دارند. به دلیل توانایی عمق نفوذ در ماده‌هایی با چگالی زیاد، بازرسی از طریق نوترون‌ها برای آشکارسازی اقلامی مثل کیف مسافران همینطور برای کانتینرهای بزرگ در کشتی‌های تجاری پیشنهاد می‌شود. زمانی که نوترون‌ها با ماده برهم‌کنش انجام می‌دهند، آن‌ها به ساختار داخلی هسته‌ها حساس می‌باشند، بنابراین بررسی نوترونی نه تنها عناصر موجود در ماده‌ی هدف را مشخص می‌کند بلکه ترکیب ایزوتوپ‌های موجود در هدف را نیز تعیین می‌کند [۶۱].



شکل ۱-۱ منحنی سطح مقطع برهم‌کنش (n, α) برای چند ایزوتوپ مشخص شده [۱].

همانطور که در شکل ۱-۱ ملاحظه می‌شود، واکنش $^{11}\text{B}(n, \alpha)$ دارای آستانه‌ی انرژی می‌باشد. این واقعیت به این معناست که نوترون‌هایی با انرژی کمتر از آستانه‌ی انرژی قادر به انجام واکنش نیستند. همچنین در شکل ۱-۱ می‌توان به سطح مقطع دو واکنش $^{10}\text{B}(n, \alpha)$ و $^{11}\text{B}(n, \alpha)$ و تفاوت میان آن دو با اینکه هر دو ایزوتوپ‌های مختلف یک عنصر هستند اشاره کرد. در حالیکه سطح مقطع فوتون‌ها متناسب با توانی از عدد اتمی، اتم هدف است. تفاوت سطح مقطع نوترونی در مواد مختلف خیلی قاعده‌ی مشخصی ندارد. یکسری قاعده برای بزرگی سطح مقطع برای کانال‌های مشخصی از واکنش‌ها استخراج شده است. اما این قواعد برای انرژی‌های مشخص و بر اساس اطلاعات مربوط به ساختار هسته‌ی هدف مورد نظر می‌باشند.

سطح مقطع واکنش‌های هسته‌ای با انرژی آستانه‌ی پایین در بسیار از عناصر به صورت $1/V$ یا $\frac{1}{\sqrt{E}}$ ، تابعی از انرژی برای قسمت کم انرژی منحنی سطح مقطع می‌باشد، که v سرعت نوترون برخورد کننده می‌باشد. یک ساختار پیچیده‌ی تشدید در محدوده‌ی انرژی گرمایی (eV تا keV) برای واکنش $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)$ وجود دارد.



شکل ۱-۲ منحنی سطح مقطع برهم‌کنش الاستیک (n, n) برای چند ایزوتوپ مشخص شده [۱].

در شکل ۱-۲ در انرژی‌های بالا برای سطح مقطع الاستیک برای چند ماده شاهد ساختار تشدید هستیم. بحث کلی‌تر در مورد برهم‌کنش‌ها و سطح مقطع‌های نوترون در فصل بعد آورده شده است.

۴-۱-۱ کشف مواد منفجره از طریق تکنولوژی اشعه‌ی ایکس

سیستم‌های اشعه‌ی ایکس یکی از جذاب‌ترین انتخاب‌ها برای سیستم‌های بازرسی، برای بازرسی کیف‌ها و کانتینترهایی می‌باشد که در داخل آن‌ها سلاح و موارد قاچاق دیگر، مخفی شده است. این تکنولوژی بازرسی در یک دوره‌ی بیش از ۱۱۰ ساله به تکامل رسیده است. ویلیام رونتگن اولین کسی بود که در سال ۱۸۹۵ از طریق آزمایشات مرتبط با لامپ اشعه‌ی کاتدی، اشعه‌ی ایکس را کشف کرد. توسعه نسل‌های مختلف این سیستم بازرسی امروزه تا محدوده‌ی مرزهای تکنولوژی صنعتی پیشرفت داشته است. سیستم‌های اشعه‌ی ایکس یک توانایی تصویر برداری منحصربفردی را از محتویات جعبه‌های سر بسته فراهم می‌کند. یک اپراتور با تجربه از تصاویر اشعه ایکس اطلاعات زیادی کسب می‌کند، خصوصاً در مورد اجسام فلزی و مواد مخدري که

در بسته‌ها پنهان شده اند. در پانزده سال اخیر با توجه به اتوماسیون و همین‌طور رایانه‌ای شدن، تصاویر اشعه‌ی ایکس با دقتی مضاعف نسبت به قبل تحلیل و بررسی می‌شوند. شکل ۱-۳ طرحی از لامپ اشعه‌ی ایکس را نشان می‌دهد [۷۱].

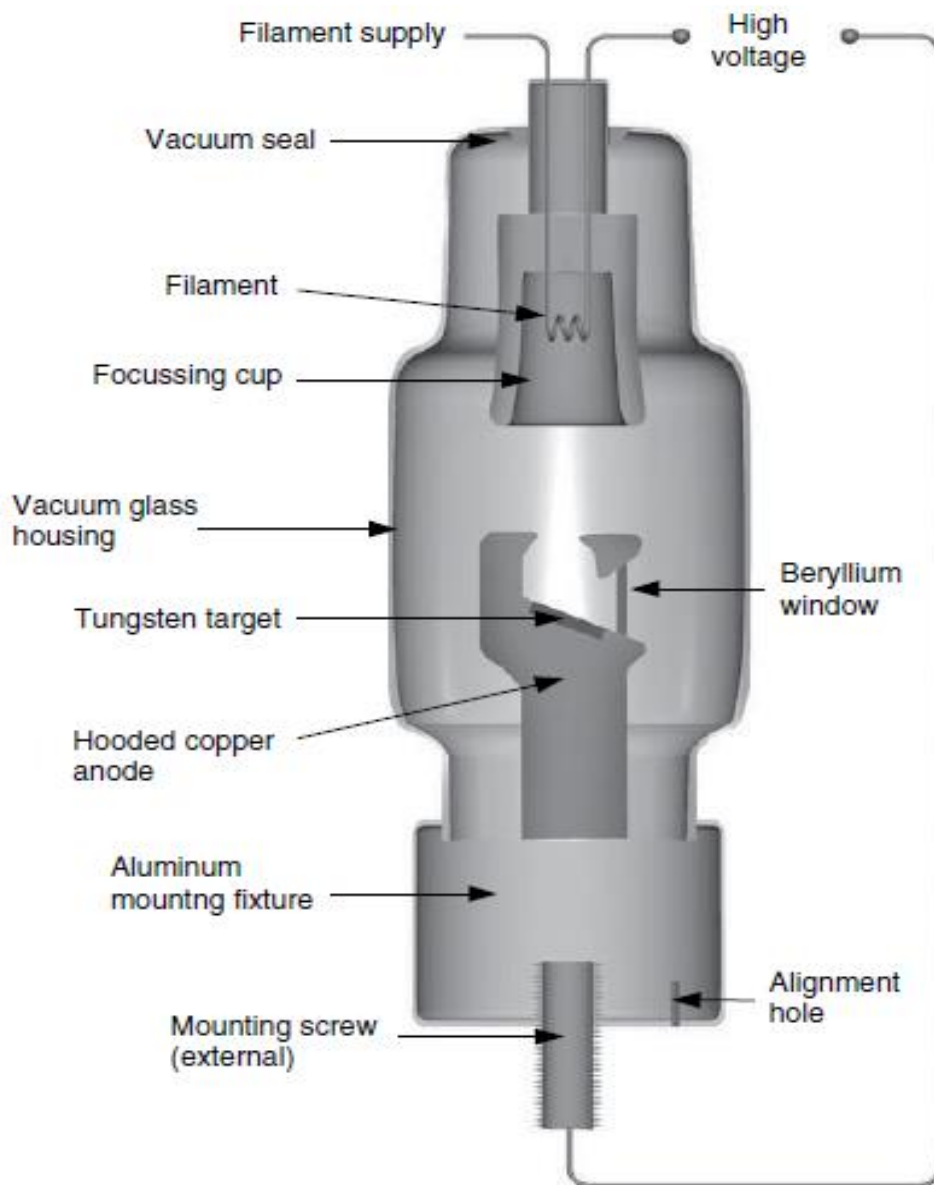
یک پرتوی اشعه‌ی ایکس را می‌توان به صورت یک جریان گسسته‌ای از ذرات فوتون که هر کدام دارای انرژی یا فرکانس مشخصی هستند و با سرعت نور سفر می‌کنند، در نظر گرفت. شدت یک دسته پرتوی موازی شده که از درون ماده‌ای با ضخامت x عبور می‌کنند را می‌توان با قانون زیر نشان داد.

$$\frac{I}{I_0} = \exp[-\mu(E, Z, \rho) x] \quad (1-1)$$

که I شدت فوتون خروجی، I_0 شدت فوتون ورودی به ماده و μ ضریب تضعیف خطی ماده است. که این ضریب به شدت به انرژی فوتون فرودی و عدد اتمی ماده‌ی هدف وابسته است. همچنین نسبت مستقیم با چگالی ρ ماده‌ی هدف دارد. این موارد منجر به این می‌شود که می‌توان ضریب تضعیف را به صورت زیر نوشت.

$$A \equiv -\ln\left(\frac{I}{I_0}\right) = \left(\frac{\mu}{\rho}\right) t \quad (1-2)$$

μ/ρ ضریب تضعیف جرمی و t چگالی سطحی (برابر است با چگالی ضرب در ضخامت) می‌باشد.



شکل ۱-۳ طرحی از لامپ اشعه‌ی ایکس [۱].

ضریب تضعیف جرمی با سطح مقطع اتمی برهم‌کنش σ رابطه‌ی مستقیم دارد، که به صورت زیر است.

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right) = \frac{N_0 \sigma}{M} \quad (1-3)$$

N_0 عدد آووگادرو و M وزن اتمی ماده است. برای پرتوهای ایکس با طیف انرژی پیوسته $(P(E))$ ، که از

میان یکسری ماده با نمادگذاری i عبور می‌کند، رابطه‌ی کلی تضعیف به صورت زیر می‌شود.

$$A = \text{Log} \left\{ \int dE p(E) \times \text{Exp} \left[-\sum \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_i t_i \right] \right\} \quad (1-4)$$

توجه کنید که تاثیر گذاری در تضعیف براساس چگالی سطحی و ضریب تضعیف جرمی می‌باشد.

اشعه‌ی ایکس براساس چهار روش برهم‌کنش فوتون با ماده تضعیف می‌شود. که به صورت طرح وار در شکل

۱-۴ نمایش داده شده‌اند. پراکندگی همدوس اشعه‌ی ایکس انرژی را در برهم‌کنش بین یک فوتون اشعه‌ی

ایکس و کل اتم یا شبکه کریستالی حفظ می‌کند. پراکندگی ناهمدوس یا پراکندگی کامپتون نشان دهنده‌ی

یک برهم‌کنش مستقیم بین یک فوتون و یک الکترون، که تقریباً یک الکترون آزاد در نظر گرفته می‌شود،

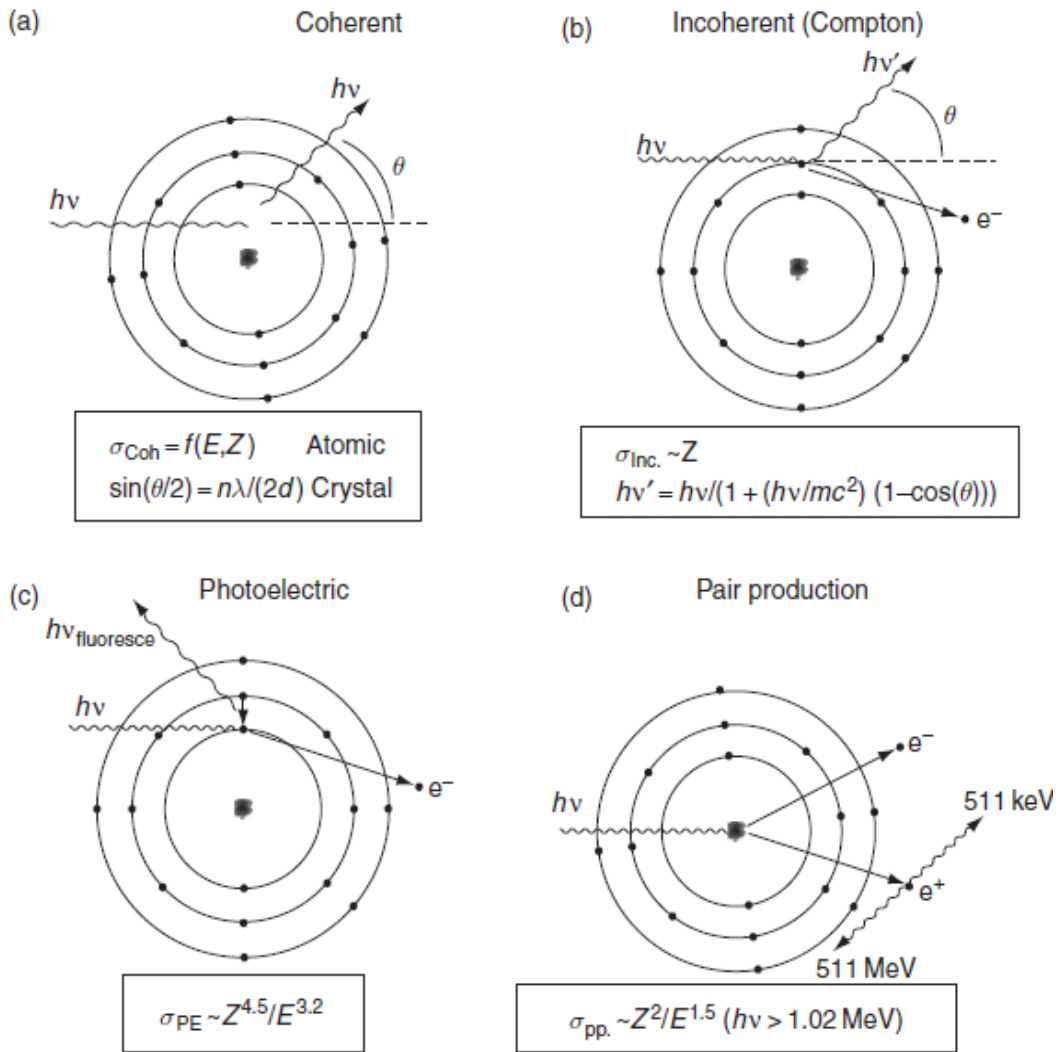
است. جذب فوتوالکتریک یک برهم‌کنش ناکشسان است که انرژی فوتون اشعه‌ی ایکس صرف یونیزه کردن

یک الکترون از لایه‌های داخلی اتم می‌شود. اگرچه فوتون‌های اشعه ایکس دیگری در این فرآیند تولید می‌شوند

اما انرژی‌شان خیلی کمتر است و به ندرت از ماده‌ی هدف فرار می‌کنند. در آخر فرآیند تولید زوج می‌باشد که

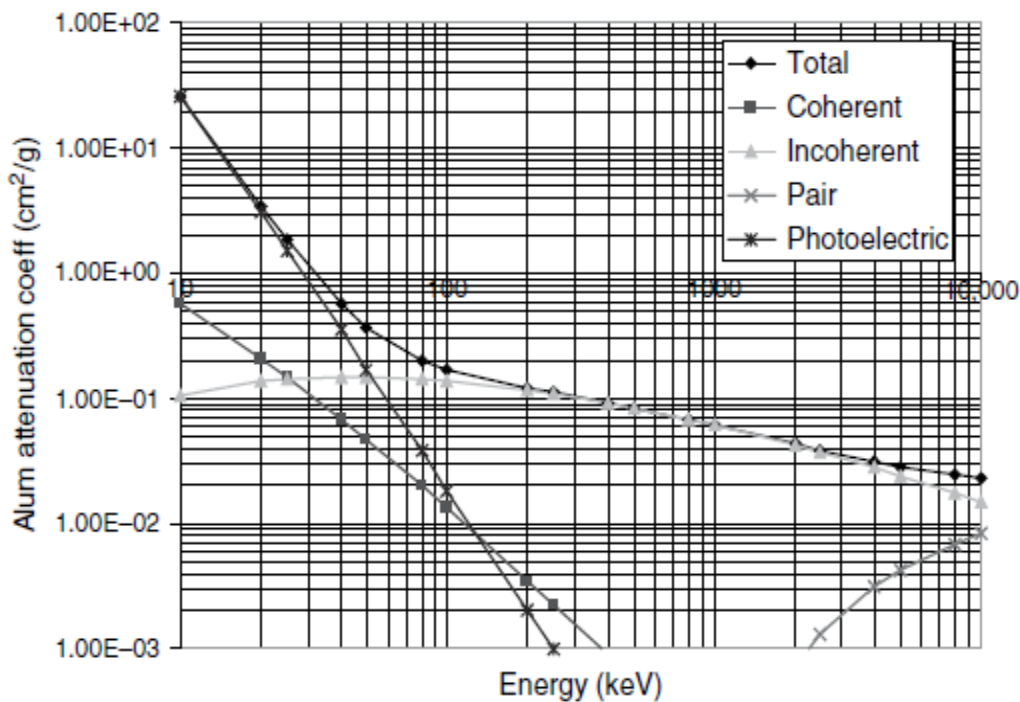
فرآیندی است که اشعه‌ی ایکس انرژی‌اش بیش از 1022 keV شود، که در این صورت منجر به تولید یک زوج

الکترون - پوزیترون می‌شود [۷-۱].



شکل ۱-۴ برهم‌کنش‌های فوتون با ماده [۱].

در شکل ۱-۵ نمودار تغییرات ضریب تضعیف جرمی بر حسب انرژی آورده شده است.



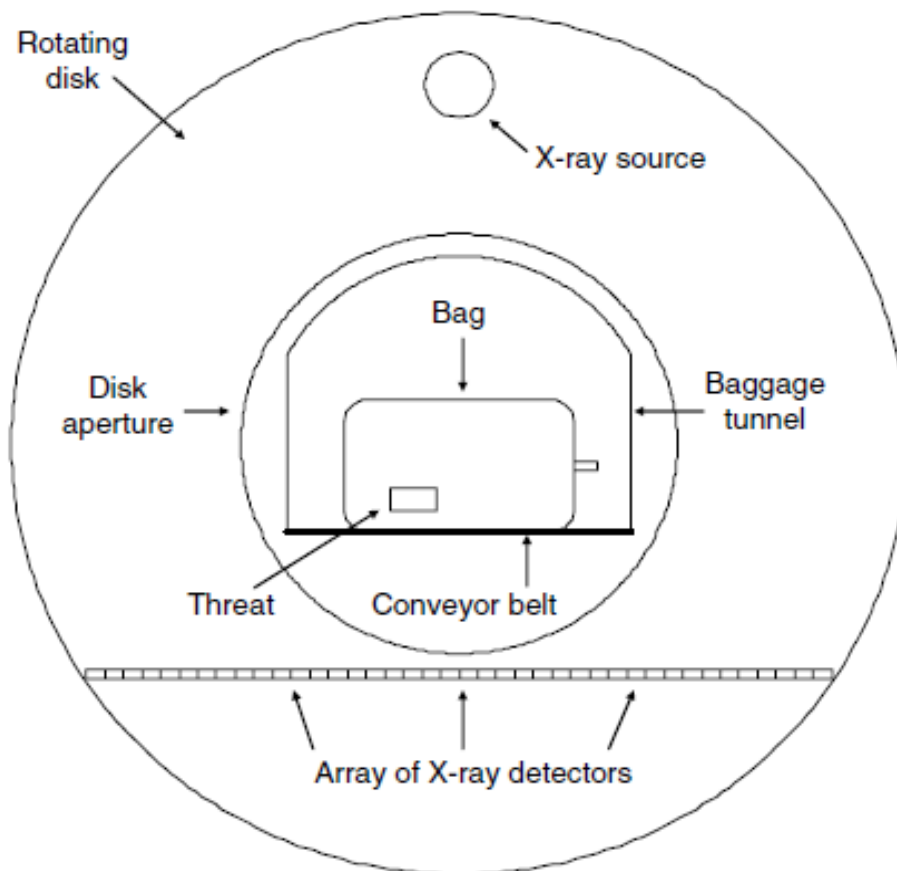
شکل ۱-۵ ضریب تضعیف جرمی آلومینیوم [۱].

۱-۱-۵ کشف مواد منفجره از طریق تکنولوژی سی تی^۱

مقطع‌نگاری رایانه‌ای با اشعه‌ی ایکس را اصطلاحاً (CT) می‌گویند. در ابتدا برای موارد پزشکی توسعه داده شد، اما امروزه به طور گسترده‌ای در فرودگاه‌های سراسر جهان برای اینکه مواد منفجره مخفی شده در اسباب مسافران را پیدا کند، مورد استفاده قرار می‌گیرد. تعداد سیستم‌های CT مستقر در فرودگاه‌های امریکا تا سال ۲۰۰۸ بیش از ۱۷۰۰ دستگاه بوده است.

تصاویر CT حاوی اطلاعات بسیار زیاد و جزئی از هر کیف و بسته‌ی مسافران در اختیار می‌گذارد. این اطلاعات توسط اسکنرهای معمول اشعه‌ی ایکس در دسترس نخواهند بود. دستگاه‌های سی تی علاوه بر تشخیص مواد منفجره، قادر به کشف دیگر محموله‌های قاچاق نیز می‌باشند. طرحی از دستگاه CT را در شکل ۱-۶ ملاحظه می‌کنید.

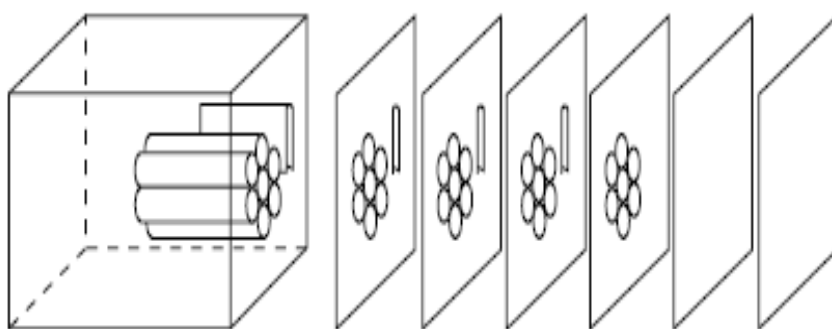
¹ Computed tomography (CT) scan.



شکل ۶-۱ نمایشی از دستگاه سی تی اسکن برای کشف مواد منفجره در کیف مسافران [۱].

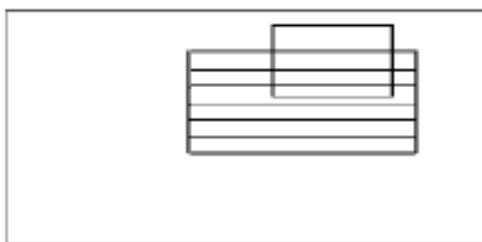
دستگاه‌های سی تی دو مزیت اصلی نسبت به تصویر برداری از طریق اشعه‌ی ایکس معمولی دارا می‌باشند، اولین و مهم‌ترین مورد این است که به طور کاملاً واضحی، کمیت μ هر ماده‌ی منحصر بفردی را در یک کیف سر بسته اندازه گیری و ثبت می‌کند. کمیت μ همان ضریب تضعیف برای اشعه‌ی ایکس می‌باشد. که متناسب با چگالی ماده و همچنین تابعی از عدد اتمی مواد است. بنابراین فرآیند CT می‌تواند بین محدوده‌ی وسیعی از مواد تفاوت قائل شود [۵۱]. این توانایی است که CT را از تصویر برداری معمولی با اشعه‌ی ایکس متمایز می‌کند. در اشعه‌ی ایکس یک جسم ضخیم با ضریب تضعیف کم نتیجه‌ی یکسانی با یک جسم نازک ولی با ضریب تضعیف زیاد دارد. بنابراین دو ماده‌ی مختلف نتایج یکسانی دارند و تشخیص‌شان از یکدیگر ممکن نخواهد بود. تکنولوژی CT می‌تواند ضریب تضعیف μ را برای هر ماده‌ی منحصر بفردی حتی اگر در داخل

کیف مورد نظر اشیا و مواد گوناگونی وجود داشته باشد، تعیین کند. چون μ متناسب با چگالی ماده است معمولا به تصویر برداری CT، تصویر برداری از چگالی گفته می‌شود. دومین مزیت سی تی این است که قادر است تصویربرداری سه بعدی از کیف مسافران انجام دهد. که به این صورت تصویر برداری تشخیص مواد منفجره در هر گوشه از کیف را به خوبی فراهم می‌کند.



شکل ۷-۱ تصویربرداری مقطعی سه بعدی توسط سی تی از یک جعبه حاوی هفت دینامیت و یک کتاب [۱].

شکل ۷-۱ را می‌توان با شکل ۸-۱، که تصویر برداری دو بعدی اشعه‌ی ایکس را نشان می‌دهد، مقایسه کرد.



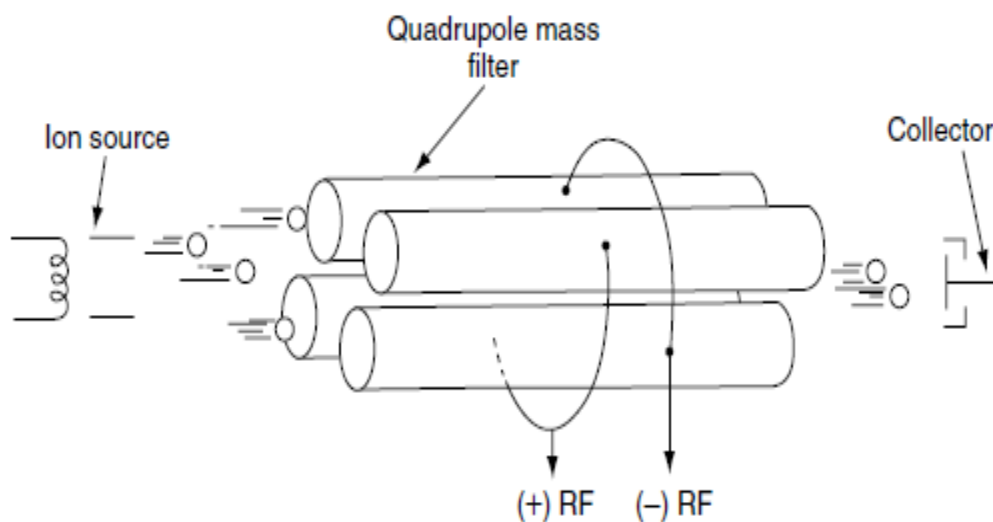
شکل ۸-۱ این تصویر مربوط به همان جعبه که شامل هفت دینامیت و یک کتاب می‌باشد از طریق تصویر برداری دو بعدی اشعه‌ی ایکس است [۱].

۶-۱-۱ تحلیل و آشکارسازی مواد منفجره از طریق طیف سنج جرمی

طیف‌نگاری جرمی یک روش معمول برای تحلیل‌های پزشکی قانونی برای مواد منفجره و یکی از فناوری‌های مورد استفاده برای آشکارسازی رد و بخار مواد منفجره‌ی مخفی شده، می‌باشد.

طیف‌نگاری جرمی براساس جدا کردن و تحلیل مواد بر اساس جرم‌های اتم‌ها و مولکول‌های سازنده‌ی یک ترکیب است. اساس تحلیل جرمی بر پایه‌ی پارامترهای زمان و مسیر فضایی یک ذره‌ی باردار در یک میدان نیرو در شرایط خلا که به نسبت جرم و بار (m/z) ذره وابسته است، استوار می‌باشد. دو نوع طیف‌نگاری جرمی برای تحلیل و آشکارسازی مواد منفجره مورد استفاده قرار می‌گیرد، اولین نوع چارقطبی و نوع دوم گیراندازی یونی است. این دو نوع تحلیل‌گر جرم نسبتاً در مقایسه با وسایل مغناطیسی کوچک هستند. از این‌ها می‌توان به عنوان آشکارسازهای قابل حمل با وزنی کمتر از ۱۵ کیلوگرم نیز استفاده کرد.

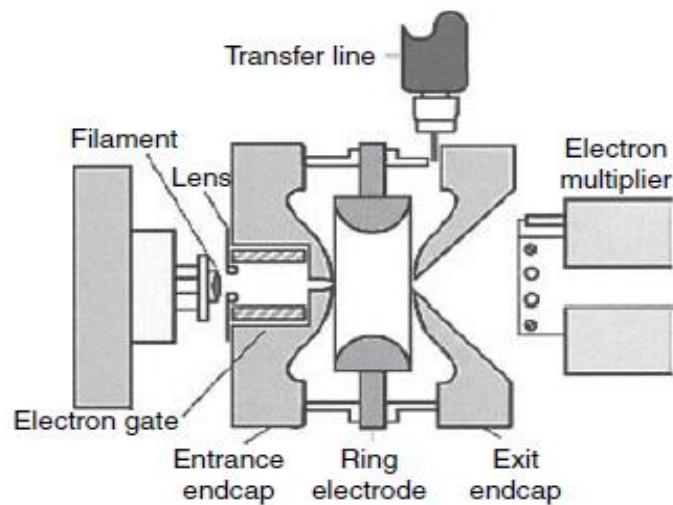
تحلیل‌گر چارقطبی شامل چهار میله‌ی فلزی موازی که به صورت شکل ۹-۱ کنار یکدیگر قرار گرفته‌اند.



شکل ۹-۱ تحلیل‌گر جرمی چارقطبی [۱].

دو میله‌ی مخالف به صورت الکتریکی به یکدیگر متصل هستند و ولتاژ $U + V \cos \omega t$ به آن‌ها اعمال شده است و دو میله‌ی دیگر نیز به صورت الکتریکی با اعمال ولتاژ $-U + V \cos \omega t$ به یکدیگر متصل هستند. ولتاژ $d.c$ و $V \cos \omega t$ یک ولتاژ $RF a.c$ است. ولتاژهای اعمال شده بر مسیر عبور ذره از میان این چهار میله اثر می‌گذارد. برای ولتاژهای $d.c$ و $a.c$ معین، فقط یون‌هایی با نسبت جرم به بار مشخصی از تحلیل‌گر چارقطبی عبور می‌کنند و مابقی یون‌ها از مسیر اصلی خارج می‌شوند. طیف جرمی بدست آمده توسط عبور یون‌ها از میان تحلیل‌گر چارقطبی براساس ولتاژهای اعمال شده متفاوت است. برای بررسی طیف، دو روش وجود دارد: فرکانس ω را متغییر بگیریم در حالیکه U و V ثابت باشند، یا اینکه U و V را متغییر بگیریم در حالیکه نسبت U/V ثابت باشد.

تحلیل‌گر جرمی گیراندازی یونی که در شکل ۱-۱۰ دیده می‌شود، دارای دو نوع الکتروود که انتهایشان به صورت کلاهک است، می‌باشد که در پتانسیل زمین نگاه‌داشته می‌شوند و یک الکتروود حلقوی میانی که یک ولتاژ $d.c$ و یک ولتاژ $RF a.c$ به آن اعمال می‌شود. این الکتروودها قادرند که یون‌ها را در یک حفره به دام بیاندازند. ولتاژهای اعمال شده منجر به این می‌شوند که یون‌ها براساس نسبت جرم به بارشان به دام بیافتند یا خارج شوند [۱-۷].

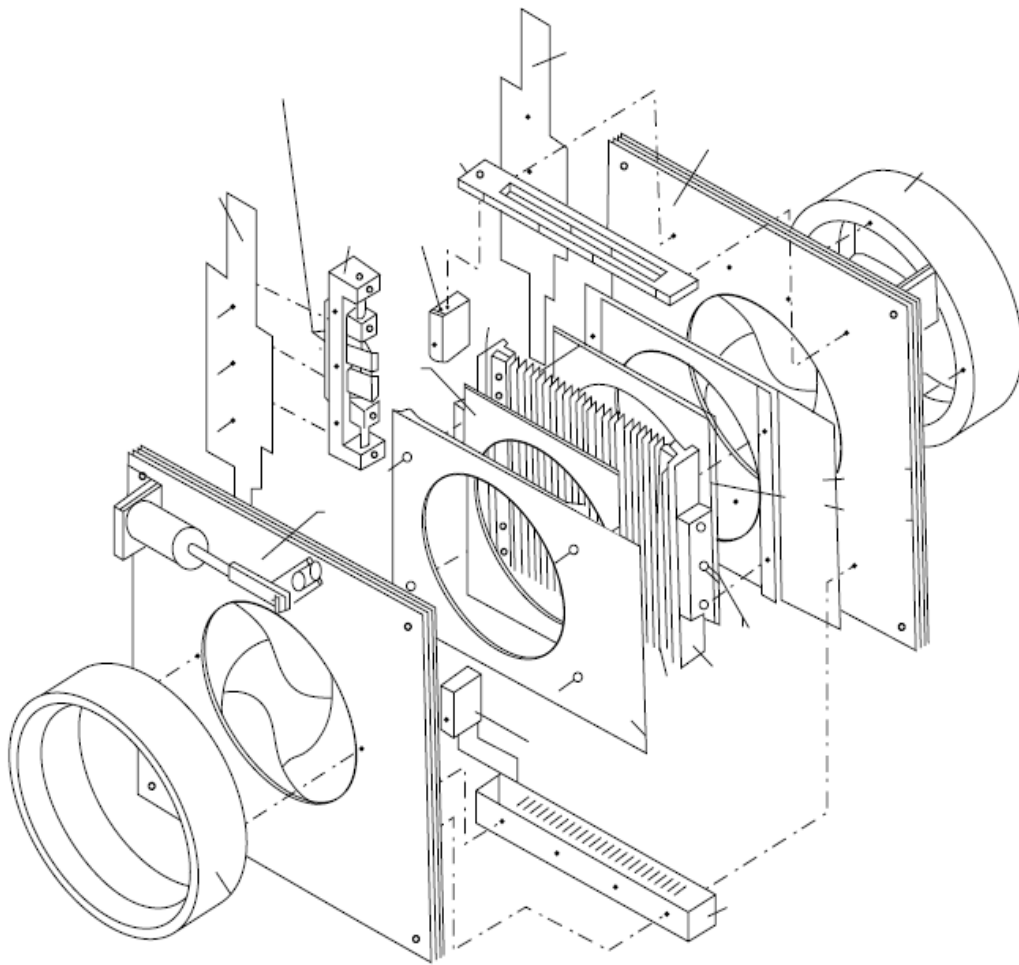


شکل ۱-۱۰ طرحی از تحلیل‌گر گیراندازی یونی [۱].

۷-۱-۱ کشف مواد منفجره از طریق طیف‌نگاری تحرک پذیری یونی

طیف‌نگارهای تحرک یونی در ردیابی و آشکارسازی مواد منفجره بسیار مهم هستند و می‌توان آن‌ها را در فرودگاه‌های سرتاسر جهان یافت. در واقع در این روش سطوح چمدان‌ها با قطعه‌ای از پارچه برای اینکه ذرات به جا مانده از مواد منفجره را جمع‌آوری کنند، تمیز می‌شوند. زمانی که این نمونه‌ها بر روی یک سندان برای گرما دیدن قرار می‌گیرند و تا دمای تقریباً ۲۰۰ درجه سانتی‌گراد به سرعت گرم می‌شوند بخارات ایجاد شده در مرکز یک طیف‌نگار تحرکی (لوله‌ی رانشی) جمع‌آوری می‌شوند. در لوله‌ی رانشی، بخارات نمونه با حالت گازی یون‌ها مخلوط می‌شوند و حاصل آن تولید یون‌های مشتق شده از نمونه می‌باشد. یون‌ها به داخل یک میدان الکتریکی تقریباً 200 V/cm جهش می‌کنند و نتیجه‌اش هجوم یون‌هایی که دارای سرعت مشخص و یا به عبارتی دارای سرعت رانشی مشخصی هستند به درون یک نگه‌دارنده‌ی هوا که معمولاً هوای تصفیه شده است، می‌باشد.

سرعت رانشی از طریق تعیین زمان لازم برای حرکت یون‌ها بین نقطه‌ی خروج و نقطه‌ی پایانی لوله‌ی رانشی اندازه‌گیری می‌شود، در اینصورت یون‌ها در انتهای لوله به یک آشکارساز برخورد کرده و منجر به ایجاد جریان الکتریکی می‌شوند. سیگنال تحلیلی و یا طیف تحرک پذیری، یک نمودار از جریان الکتریکی آشکارساز بر حسب زمان است (معمولاً در حد میلی ثانیه). زمانی که مشخصات یون‌های مواد منفجره در طیف تحرک پذیری مشاهده شود سیستم اعلام خطر می‌کند [۷۶و۷۷]. طرحی از سیستم آشکارسازی تحرک یونی را در شکل ۱-۱۱ ملاحظه می‌کنید.



شکل ۱۱-۱ طرحی کلی از سیستم آشکارسازی تحرک یونی [۱].

۸-۱-۱ کشف مواد منفجره با استفاده از پلیمرهای فلئورسانس تقویت شده

یک پلیمر درهم آمیخته به صورت یک ماکرو مولکول که از یک واحد تکرار شونده در کل زنجیره‌ی اصلی ساخته شده است تعریف می‌شود. پلیمرهای درهم آمیخته در مقایسه‌ی بزرگ منجر به تشکیل اوربیتال‌های مولکولی منحصربفردی می‌شوند که منجر به ساخته شدن یک نیمه رسانا با نوار ظرفیت (نواری که از الکترون‌ها پر شده است) و نوار رسانش (نواری که الکترون‌ها اجازه ندارند حضور داشته باشند) می‌شود. نتیجه‌ی این حالت‌های گسترش داده شده‌ی الکترونی، این است که این نیمه هادی‌های آلی اغلب دارای خواص کاربردی اپتیکی، اپتیک الکترونیکی، و الکتروشیمیایی باشند.

پلیمرهای درهم آمیخته برای کشف ماده‌ی منفجره با تکیه بر تحلیل سیگنال فلئورسان و حوادثی که در تحلیل خودشان را نشان می‌دهند، طراحی و به کار گرفته شده‌اند. طیف نگاری فلئورسانس بطور ذاتی تکنیک بسیار حساسی است و تغییرات خیلی کوچک در شدت نور فلئورسانس را خیلی با اطمینان قابل آشکارسازی می‌کند. برای القا خاصیت فلئورسانسی، پلیمر معمولاً با فرکانس ماورابنفش و یا نور مرئی تابش داده می‌شود. این اتفاق باعث می‌شود که یک الکترون از نوار ظرفیت به نوار رسانش منتقل می‌شود و تشکیل یک زوج الکترون-حفره (اکسایتون)^۱ دهد. بعضی از این اکسایتون‌ها به حالت پایه بر می‌گردند و منجر به گسیل یک تابش فلئورسانس می‌شوند، در حالیکه مابقی آن‌ها انرژی‌شان را به صورتی غیر تابشی و از طریق گرمایی که داده می‌شود به مولکول‌ها و موجب ارتعاش آن‌ها می‌شوند، منتقل می‌کنند. اساس آشکارسازی پلیمرهای فلئورسانس بر این اساس است که هنگامی که ذرات و یا بخارات ماده‌ی منفجره از روی این پلیمرها عبور داده شود، موجب می‌شود که مقداری از ذرات ماده‌ی منفجره به این پلیمرها بچسبند و منجر به کاهش شدت نور فلئورسانس شود. از روی همین کاهش شدت نور فلئورسانس پی به وجود ماده‌ی منفجره می‌برند [۷-۱].

۱-۲ برخی از مواد منفجره

اکثر مواد منفجره‌ی نظامی ترکیبی از کربن، هیدروژن، نیتروژن و اکسیژن دارند و محدوده‌ی چگالی‌شان در بازه‌ی $1.5-2 (g/cm^3)$ می‌باشد، برخی از قوی‌ترین مواد منفجره نظامی در جدول ۱-۱ آورده شده‌اند. همانطور که در فصل بعد گفته خواهد شد. ما احتیاج به دانستن سطح مقطع گیراندازی نوترون برای عناصر کربن، هیدروژن، نیتروژن و اکسیژن داریم. منحنی‌های سطح مقطع در پیوست الف آورده شده‌اند.

^۱ Exciton

جدول ۱-۱ برخی از مواد منفجره‌ی نظامی [۷-۱].

نام تجاری	چگالی (g/cm ³)	نوع ترکیب
TNT	1.65	C ₇ H ₅ N ₃ O ₆
RDX	1.81	C ₃ H ₆ N ₆ O ₆
PETN	1.76	C ₅ H ₈ N ₃ O ₉
C-4	1.73	91% (RDX)
HMX	1.96	C ₄ H ₈ N ₈ O ₈
NG	1.59	C ₃ H ₅ N ₃ O ₉

فصل ۲

تحلیل به روش فعال سازی نوترونی

۲-۱ تاریخچه روش فعال سازی

تحلیل به روش فعال سازی روشی کمی و کیفی است که یک نمونه ناشناخته‌ای از ماده را از طریق پرتودهی به آن و در نتیجه ایجاد هسته‌های رادیواکتیو از ایزوتوپ‌های پایدار و یا ناپایدار موجود در آن شناسایی می‌کنند. هسته‌های رادیواکتیو را می‌توان از طریق پرتوهایی که گسیل می‌کنند شناخت.

۱- نوع تابش

۲- انرژی تابش

۳- شدت تابش

۴- نیمه عمر

این‌ها مواردی هستند که می‌توان برای شناسایی ماده‌ی رادیواکتیو ایجاد شده مورد استفاده قرار گیرند. تحلیل به روش فعال‌سازی اولین بار توسط Hevesy و Levi در سال ۱۹۳۶ برای اندازه‌گیری میزان dysprosium در یک نمونه از yttrium مورد استفاده قرار گرفت. در این بررسی dysprosium موجود در نمونه را هنگامی که از طریق نوترون‌های حاصل از چشمه‌ی Ra-Be پرتودهی کردند، فعال شد [۸ و ۹ و ۱۰ و ۱۱]. دو سال بعد Seaborg و Livingood مقدار gallium موجود در یک نمونه‌ی آهن را با پرتودهی آن با دوترون تعیین کردند. با فراهم شدن شارهای نوترون بالا از طریق راکتورهای هسته‌ای، حساسیت این روش به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش یافت. اگرچه ذرات باردار، پرتوهای گاما و نوترون‌های 14 MeV را می‌توان به عنوان ذرات بمباران کننده مورد استفاده قرار داد، با این حال نوترون‌های گرمایی ذراتی هستند که بیشترین کاربرد را در پرتودهی نمونه دارند [۸ و ۱۲].

به علت حساسیت خیلی بالای این روش، تحلیل به روش فعال‌سازی به یک ابزار حیاتی در زمینه‌های مختلف از علوم و مهندسی گرفته تا صنعت و اکتشاف معادن و پزشکی، کنترل محیط زیست و جرم شناسی تبدیل شده است [۸].

۲-۲ مقدمه‌ای بر تحلیل به روش فعال‌سازی

تحلیل به روش فعال‌سازی شامل موارد زیر است.

۱- انتخاب واکنش هسته‌ای مناسب شامل:

الف) تولید فعالیت زیاد باید در مدت زمان مناسبی صورت گیرد.

ب) رادیوایزوتوپ تولید شده باید نیمه عمر مناسبی داشته باشد (دقیقه $T >$).

ج) نوع و انرژی تابشی که از رادیوایزوتوپ گسیل می‌شود نباید مشکلات زیادی برای شمارش ایجاد کند.

د) تعداد واکنش‌های ناخواسته باید به کمینه برسد.

برای انتخاب واکنش هسته‌ای مناسب اگر نمونه کاملاً ناشناخته باشد باید کار خود را با پرتوهای نوترونی شروع کنیم. زیرا تقریباً تمامی ایزوتوپ‌ها نوترون جذب (واکنش گیراندازی نوترون) می‌کنند. واکنش هسته‌ای بهینه نه تنها به ایزوتوپ مورد نظر و ذره‌های بمباران کننده بستگی دارد، بلکه به ترکیب نمونه مورد بررسی هم وابسته است. متداول‌ترین واکنش نوترونی، واکنش (n, γ) است، چون نیاز به انرژی آستانه برای انجام واکنش ندارد و تقریباً با تمام ایزوتوپ‌ها با احتمال‌های مختلف انجام می‌شود. بطور کلی سطح مقطع واکنش (n, γ) برای نوترون‌های گرمایی بیش از نوترون‌های سریع است. واکنش‌ها نوترونی دیگر عبارتند از: (n, α) ، (n, p) ، $(n, 2n)$. بجز چند واکنش گرمایی (n, α) ، مابقی واکنش‌ها گرماگیر هستند و بنابراین نیازمند انرژی آستانه می‌باشند و در نتیجه با نوترون‌های سریع انجام می‌شوند. جدول ۱-۲ فهرستی از چند واکنش نوترونی برای شناسایی عناصر بکار می‌روند را نشان می‌دهد [۸ و ۱۲ و ۱۳].

جدول ۱-۲ واکنش‌های فعال‌سازی نوترونی مربوط به برخی ایزوتوپ‌ها [۸].

Element	Symbol	Reaction	Threshold Energy (MeV)	Half-Life of Product	Main Radiation Emitted and Its Energy (MeV)
Aluminum	Al	$^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$	(-) ^a	2.3 min	β^- (2.85), γ (1.78)
		$^{27}\text{Al}(n, p)^{27}\text{Mg}$	1.9	9.46 min	β^- (1.75), γ (0.84, 1.013)
		$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$	3.27	15 h	β^- (1.389), γ (1.369, 2.754)
Arsenic	As	$^{75}\text{As}(n, \gamma)^{76}\text{As}$	(-)	26.4 h	β^- (2.97), γ (0.559)
		$^{75}\text{As}(n, \alpha)^{72}\text{Ga}$	(-)	14.1 h	β^- (3.15), γ (0.835)
		$^{75}\text{As}(n, 2n)^{74}\text{As}$	8.27	17.9 d	β^- (3.15), γ (0.835)
Cadmium	Cd	$^{110}\text{Cd}(n, \gamma)^{110m}\text{Cd}$	(-)	48.6 min	ϵ , γ (0.247)
		$^{110}\text{Cd}(n, p)^{110m}\text{Ag}$	2.12	235 d	γ (0.658)
Calcium	Ca	$^{48}\text{Ca}(n, \gamma)^{49}\text{Ca}$	(-)	8.8 min	γ (3.07), β (1.95)
Chlorine	Cl	$^{37}\text{Cl}(n, \gamma)^{38}\text{Cl}$	(-)	37.2 min	β^- (4.91), γ (1.6, 2.17)
		$^{37}\text{Cl}(n, p)^{37}\text{S}$	3.6	5 min	β^- , γ (3.09)
Copper	Cu	$^{63}\text{Cu}(n, 2n)^{62}\text{Cu}$	11.01	9.76 min	γ (0.511)
Fluorine	F	$^{19}\text{F}(n, \alpha)^{16}\text{N}$	1.57	7.15 s	γ (6.13)
Gold	Au	$^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$	(-)	2.7 d	β^- (0.962), γ (0.412)
		$^{197}\text{Au}(n, 2n)^{196}\text{Au}$	7.36	6.18 d	β^- , γ (0.356)
Iodine	I	$^{127}\text{I}(n, \gamma)^{128}\text{I}$	(-)	25 min	β^- (2.12), γ (0.441)
Iron	Fe	$^{58}\text{Fe}(n, \gamma)^{59}\text{Fe}$	(-)	45.5 d	β^- , γ (1.095, 1.292)
		$^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$	2.98	2.57 d	β^- , γ (0.847)
Lead	Pb	$^{208}\text{Pb}(n, 2n)^{207m}\text{Pb}$	7.45	0.885 s	γ (0.570)
Mercury	Hg	$^{200}\text{Hg}(n, 2n)^{199m}\text{Hg}$	8.11	43 min	γ (0.158)
		$^{196}\text{Hg}(n, \gamma)^{197}\text{Hg}$	(-)	65 h	γ (0.077)
		$^{202}\text{Hg}(n, \gamma)^{203}\text{Hg}$	(-)	46.9 d	γ (0.279)
Nickel	Ni	$^{58}\text{Ni}(n, 2n)^{57}\text{Ni}$	12.09	36 h	β^- , γ (0.511, 1.37)
Nitrogen	N	$^{14}\text{N}(n, 2n)^{13}\text{N}$	11.31	10 min	γ (0.511)
Oxygen	O	$^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$	10.2	7.1s	γ (6.13)
Phosphorus	P	$^{31}\text{P}(n, \alpha)^{28}\text{Al}$	2	2.3 min	β^- , γ (1.78)
Potassium	K	$^{39}\text{K}(n, 2n)^{38}\text{K}$	13.41	7.7 min	γ (0.511, 2.17)
Silicon	Si	$^{28}\text{Si}(n, p)^{28}\text{Al}$	3.99	2.3 min	γ (1.78)
Silver	Ag	$^{109}\text{Ag}(n, \gamma)^{110}\text{Ag}$	(-)	24 s	γ (0.66)

^a (-) = No threshold.

۲- آماده‌سازی نمونه برای پرتودهی شامل:

نمونه باید به روش درستی تهیه و پیش از پرتودهی در یک محفظه قرار داده شود. شخصی که نمونه را تهیه می‌کند باید فوق‌العاده دقت کند تا نمونه آلوده نشود. تحلیل به روش فعال‌سازی آنقدر حساس است که

با آن می‌توان عناصری را که با روش‌های شیمیایی قابل آشکارسازی نیستند ردیابی کرد. اگر نمونه برای مدتی روی میز رها شود، گرد و غبار جذب کرده و آلوده می‌شود. تماس مستقیم دست نیز ممکن است منجر به انتقال مقدار کافی نمک طعام شده و باعث شود که نمونه‌ی پرتو دیده حضور کلر یا سدیم را نشان دهد. برای پیشگیری از آلودگی، نمونه را باید در جعبه‌های خشک نگه‌داری کرد و در اتاق‌های تمیز آن‌ها را مورد مطالعه قرار داد. شخصی که نمونه را تهیه می‌کند باید از ابزارهای تمیز استفاده کند و دستکش‌های پلاستیکی بپوشد [۸].

۳- پرتودهی نمونه شامل:

بسته به نوع واکنش انتخاب شده، پرتودهی نمونه را می‌توان در یک راکتور، شتاب‌دهنده و یا با یک چشمه‌ی رادیوایزوتوپی انجام داد. پس از انتخاب وسیله‌ی پرتودهی، گام بعدی انتخاب طول زمان مناسب پرتودهی است. اگر نمونه حاوی ایزوتوپ‌های شناخته شده‌ای با مقادیر معین باشد، به آسانی می‌توان زمان پرتودهی را تخمین زد. از سوی دیگر، اگر نمونه کاملاً ناشناخته باشد، آن را برای زمان دلخواهی پرتودهی می‌کنند، برخی از ایزوتوپ‌های موجود در آن را کنترل می‌کنند و سپس نمونه را دوباره برای زمانی که فعالیت کافی برای تشخیص دقیق هویت ایزوتوپ را تامین کند، پرتو می‌دهند [۸ و ۱۴].

رابطه‌ای که فعالیت ایجاد شده پس از زمان پرتودهی t_0 را می‌دهد به صورت رابطه‌ی ۱-۲ است.

$$A(t_0) = a_i m \frac{N_A}{A_i} \sigma_i \phi (1 - e^{-\lambda_i t_0}) \quad (۲-۱)$$

که m جرم عنصر مورد نظر، a_i کسر وزنی (فراوانی) ایزوتوپی با عدد اتمی A_i ، λ_i ثابت واپاشی ایزوتوپ تولید شده، σ_i سطح مقطع واکنشی که منجر به تولید ایزوتوپ جدید شده است، ϕ شار ذره (ذره بر مترمربع به ثانیه) و N_A عدد آووگادرو می‌باشد [۸ و ۱۵].

رابطه‌ی ۱-۲ بالا زمانی برقرار است که

الف) تعداد هسته‌های هدف تقریباً ثابت بماند، یعنی $\sigma_i \phi t_0 \ll 1$

ب) رادیوایزوتوپ تولید شده دارای چنان سطح مقطع کوچکی باشد که $\lambda_{i+1} \gg \phi \sigma_{i+1}$

ج) شار در سرتاسر هدف یکنواخت باشد.

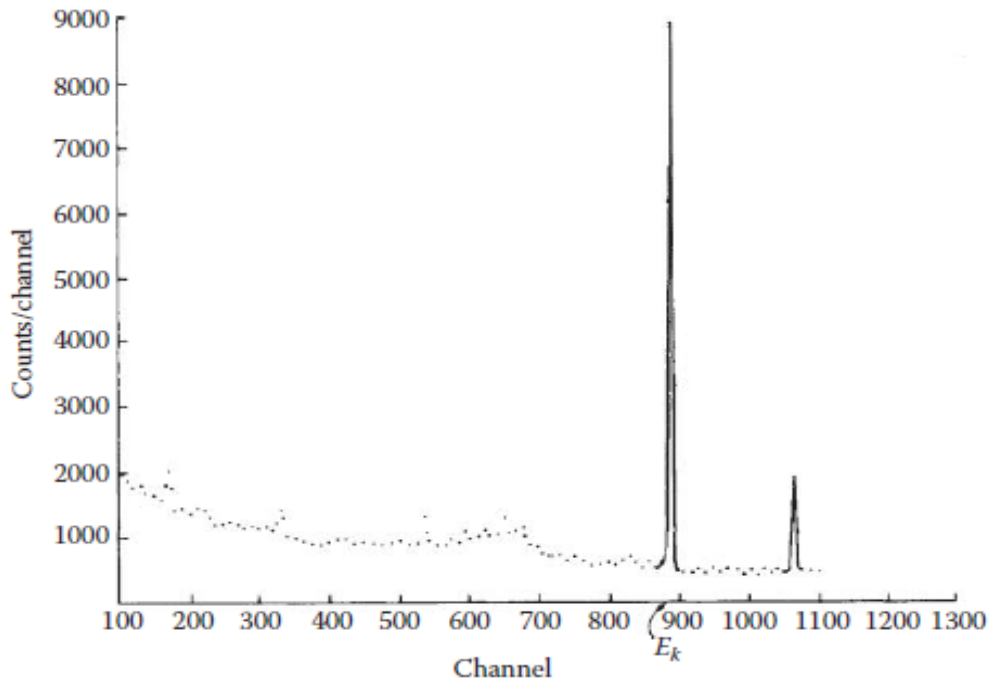
اگر نیمه عمر رادیوایزوتوپ خیلی کوچکتر از t_0 باشد ($t_0 \geq \sigma \tau_{1/2}$)، فعالیت اشباع حاصل می‌شود:

$$A_{sat} = a_i m \frac{N_A}{A_i} \sigma_i \phi \quad (2-2)$$

رابطه‌ی ۲-۲ نشان می‌دهد که برای یک ایزوتوپ خاص، فعالیت با جرم و شار افزایش می‌یابد.

۴- شمارش نمونه‌ی پرتو دیده شامل موارد زیر است:

پس از اینکه پرتو دهی نمونه کامل شد، نمونه را با دستگاه مناسبی می‌شمارند. تعیین کیفی و کمی یک ایزوتوپ، بر پایه‌ی تحلیل انرژی تابش‌های گسیل شده از رادیو ایزوتوپ مورد نظر است. گاهی ممکن است استفاده از اطلاعات پیرامون نیمه عمر ایزوتوپ‌ها مورد نظر باشد. در اینگونه موارد ممکن است ناچار شویم شمارش را چندین بار در فاصله‌های زمانی معین تکرار کنیم. دستگاه شمارش بر اساس تابشی که باید آشکار شود تعیین می‌شود. دستگاه‌های جدید تحلیل فعالیت بر پایه‌ی آشکارسازی پرتوهای گاما و x ساخته شده‌اند، و کمتر از آشکارسازهای ذرات دیگر استفاده می‌شود. در نتیجه بخش مربوط به تحلیل نتایج بر این اساس استوار خواهد بود که نمونه‌ی مورد نظر فوتون گسیل می‌کند. در شکل ۱-۲ طیف پرتوی گاما برای شناسایی عنصر مورد نظر مورد بررسی قرار می‌گیرد [۱۶ و ۸].



شکل ۱-۲ طیف پرتوی گاما که توسط یک آشکار ساز Ge(Li) ثبت شده است [۸].

۵- تحلیل نتیجه‌های شمارش شامل موارد زیر است:

تحلیل به روش فعال‌سازی ممکن است کیفی یا کمی باشد، در یک اندازه‌گیری کیفی، فقط شناسایی عنصر مطرح است، این کار براساس استفاده از انرژی و شدت قله‌های طیف انجام می‌پذیرد. از سوی دیگر در یک اندازه‌گیری کمی، علاوه بر شناسایی، مقدار عنصر مورد نظر در نمونه هم تعیین می‌شود. رابطه‌ی مقدار جرم m یک عنصر در نمونه با استفاده از قله‌ی تمام انرژی E_k بصورت زیر می‌باشد:

$$m = \frac{P_k A_i \lambda_{i+1}}{\varepsilon(E_k) e_k a_i N_A \sigma_I \phi (1 - e^{-\lambda t_0}) (e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2})} \quad (۲-۳)$$

که در رابطه‌ی بالا P_k شمارش خالص زیر قله‌ی تمام انرژی E_k ، $\varepsilon(E_k)$ بازدهی مطلق آشکارساز در قله‌ی تمام انرژی E_k ، e_k احتمال اینکه در هر واپاشی ایزوتوپ، یک فوتون با انرژی E_k گسیل شود (به

عنوان شدت گاما نیز شناخته می‌شود)، $t_2 - t_1$ زمان شمارش می‌باشد. مابقی کمیت‌ها همانند رابطه‌ی ۱-۲ تعریف می‌شوند [۱۷و۸].

۶- مزایا و معایب تحلیل به روش فعال‌سازی شامل:

یکی از بزرگترین برتری‌های تحلیل به روش فعال‌سازی آن است که می‌تواند بیشتر ایزوتوپ‌ها را با حساسیت بسیار بالایی آشکارسازی کند. برتری‌های دیگر بصورت زیر است:

الف) در اکثر موارد غیر مخرب است.

ب) نیاز به نمونه‌ای با جرم خیلی کم دارد.

ج) می‌تواند همزمان بیش از یک عنصر را آشکارسازی کند.

د) ایزوتوپ‌های مختلف یک عنصر را شناسایی می‌کند.

ه) نتیجه‌ها را سریعاً گزارش می‌کند.

و) تحت تاثیر ترکیب شیمیایی عنصر مورد نظر نیست.

و از معایب این روش می‌توان به موارد زیر اشاره کرد:

بزرگترین عیب این روش این است که نیاز به تجهیزات گران قیمت دارد و تحلیل نتیجه‌ها کار ساده‌ای

نیست. همچنین تحلیل به روش فعال‌سازی هیچ اطلاعاتی در مورد ترکیب شیمیایی عنصر مورد نظر به ما

نمی‌دهد [۱۷و۸].

۳-۲ انواع روش‌های فعال‌سازی با نوترون

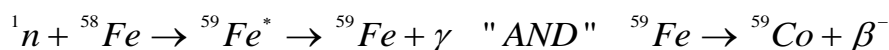
۱- روش تحلیل به روش فعال‌سازی نوترونی ایزاری^۱ INAA

^۱ Instrumental Neutron Activation Analysis

از این روش برای تعیین غلظت ناچیز عناصر اصلی در میان عناصر دیگر استفاده می‌شود. در این روش شار نوترون به نمونه برخورد کرده و منجر به تولید هسته‌های رادیواکتیو در نمونه می‌شود بنابراین این هسته‌های رادیواکتیو واپاشی انجام می‌دهند و پرتوهای گامایی با انرژی مشخصی برای هر عنصر یا هسته گسیل می‌کنند. در نهایت مقایسه بین شدت گاماها مشاهده شده با این روش و گاماها گسیل شده از یک نمونه استاندارد ما را قادر می‌سازد تا یک اندازه‌گیری کمی از غلظت هسته‌های گوناگون انجام دهیم [۹-۱۷].

واکنش‌های (n, γ) ، واکنش‌های اصلی برای NAA^1 می‌باشند.

برای مثال:



${}^{58}_{26}Fe$ ایزوتوپ پایدار آهن، ${}^{59}_{26}Fe$ ایزوتوپ رادیواکتیو آهن است. ایزوتوپ رادیواکتیو گاماها با انرژی 142.4 و 1099.2 keV گسیل می‌کند. این گاماها مشخصه‌ای برای ایزوتوپ رادیواکتیو ${}^{59}_{26}Fe$ می‌باشند.

باید توجه داشت که احتمال برهم‌کنش نوترون با هسته‌ها، تابعی از انرژی نوترون می‌باشد، این احتمال به سطح مقطع گیراندازی نوترون برمی‌گردد و هر هسته رابطه‌ای مخصوص به خود برای انرژی نوترون و سطح مقطع گیراندازی دارد.

برای اکثر هسته‌ها سطح مقطع گیراندازی برای نوترون‌هایی در محدوده‌ی انرژی نوترون‌های گرمایی بیشترین مقدار را دارد. البته بعضی از هسته‌ها سطح مقطع جذب بزرگی برای نوترون‌های با انرژی‌های بالاتر از انرژی نوترون‌های گرمایی دارند که در اینجا منظور نوترون‌های فوق گرمایی است. توجه داشته باشید که برای روش‌های فعال‌سازی نوترونی اغلب از نوترون‌های گرمایی استفاده می‌شود.

اکتیویته برای یک رادیونوکلئید خاص در طی زمان t پرتودهی به صورت زیر است

$$A_t = \sigma_{act} \phi N (1 - e^{-\lambda t}) \quad (2-4)$$

A_t اکتیویته با واحد (زمان / تعداد واپاشی)

¹ Neutron activation analysis

N تعداد اتم‌های مادر

t زمان پرتودهی

توجه کنید که واپاشی رادیونوکلید ایجاد شده هم زمان با پرتودهی هسته‌ی مادر اتفاق می‌افتد. بنابراین فعال‌سازی کل برابر است با تفاضل بین نرخ واپاشی و نرخ تولید.

اگر زمان پرتودهی بزرگتر از نیمه عمر رادیونوکلید ایجاد شده باشد به حالت اشباع میرسیم به این معنی که نرخ تولید و نرخ واپاشی به یک حالت تعادل می‌رسند. در نتیجه زمان پرتودهی بهینه به نوع نمونه و عناصری که مد نظرمان است وابسته می‌باشد. البته چون شار نوترون ثابت نیست در بیشتر مواقع زمان مفید برای فعال‌سازی یک نیمه عمر در نظر گرفته می‌شود.

$$t_{1/2} = \frac{0.693}{\lambda} \quad (۲-۵)$$

بعد از اینکه نمونه فعال شد گاما‌های حاصل را توسط یک آشکارساز Ge(Li) یا HpGe آشکار می‌کنند. اگر در نمونه‌ای ^{235}U داشته باشیم و ما با نوترون‌های گرمایی نمونه را پرتو دهیم. منجر به شکافت هسته‌های ^{235}U می‌شویم و در نتیجه پاره‌های شکافت گوناگون تولید می‌شوند. در این وضعیت ممکن است بعضی از این پاره‌های شکافت همان رادیونوکلیدهایی باشند که ما مد نظرمان است. به همین دلیل باید تصحیحی در میزان وجود رادیونوکلیدهای واقعی موجود در نمونه انجام دهیم.

به علت اختلاف در نیمه عمر رادیونوکلیدهای ایجاد شده باید یک زمان بهینه برای شمارش تعیین کرد. رادیونوکلیدها با نیمه عمرهایی از مرتبه‌ی ساعت‌ها و روزها را به مدت یک هفته بعد از پرتودهی تعیین می‌کنند و برای نیمه عمرهایی از مرتبه‌ی هفته‌ها و ماه‌ها به مدت ۴ تا ۸ هفته بعد از پرتودهی تعیین می‌کنند [۹-۱۷].

مزایا روش INAA :

۱- همزمان عناصر زیادی را می‌تواند آنالیز کند.

۲- محدودیت اندکی برای آشکارسازی اکثر عناصر دارد.

۳- سایز نمونه کوچک (1-200 mg).

۴- هیچ آماده‌سازی شیمیایی لازم ندارد.

۵- تقریباً غیر مخرب است، ماده برای روش‌های تحلیل دیگر قابل دسترس است.

علاوه بر موارد فوق، در مقایسه با بیشتر روش‌های تحلیل فعال‌سازی، هزینه‌ی وسایل و تجهیزات روش INAA نسبتاً پایین است. در سال 2007 یک چیدمان آزمایشگاهی INAA حدود \$50,000 هزینه داشته است.

محدودیت‌ها:

محدودیت‌های این روش خیلی کم است و این محدودیت‌ها مربوط به عنصری است که می‌خواهیم شناسایی‌شان کنیم. که در بعضی موارد روش تحلیل (XRF) یا همان X-Ray Fluorecence از روش INAA برای یک عنصر خاص بهتر است.

۲- روش تحلیل به روش فعال‌سازی نوترونی رادیوشیمیایی¹ RNAA

این روش بر این اساس است که بعد از اینکه نمونه تابش دید، نمونه را برای تجزیه و جداسازی عناصر و یا رادیونوکلیدهای مزاحم و یا عنصری که جداسازی آن‌ها مفید است به آزمایشگاه می‌برند. این روش‌های جداسازی شامل موارد زیر هستند:

۱- استخراج (Extraction).

۲- تبادل یون (Ion Exchange).

۳- رسوب دادن (Precipitation).

۴- تقطیر (Distillation).

¹ Radiochemical Neutron Activation Analysis

البته باید توجه داشت که محدودیت زمانی برای روش RNAA وجود دارد به این صورت که برای رادیونوکلیدهایی که نیمه عمر کوتاهی دارند، منجر به پرتوگیری بیشتری در مقایسه با روش INAA برای کارکنان در هنگام کار با آنها می‌شوند. روش RNAA بعد از پرتودهی نمونه و قبل از طیف‌نگاری گاماها انجام می‌شود [۹-۱۷].

مزایا:

در این روش می‌توان رادیونوکلیدهای مزاحم را از نمونه جدا کرد و منجر به شناسایی دقیق‌تر رادیونوکلید مورد نظر شد.

محدودیت‌ها:

۱- محدودیت زمانی وجود دارد، چون ممکن است اکتیویته‌ی نمونه کاهش یابد.

۲- کارکنان پرتوگیری بیشتری انجام می‌دهند.

۳- روش تحلیل به روش فعال‌سازی نوترونی مولکولی^۱ MNAA

در این روش قبل از اینکه نمونه پرتو ببیند. نمونه را از عناصری که ممکن است در روش INAA اختلال ایجاد کنند جداسازی می‌کنند. این روش یکی از فواید اصلی روش NAA برای تحلیل مقادیر ناچیز و یا مقادیر فوق ناچیز که همان ذات اصلی نمونه است را ممکن است از بین ببرد. بنابراین بروی جداسازی کنترل کمی وجود دارد از سوی دیگر هیچ محدودیت زمانی بروی جداسازی شیمیایی وجود ندارد و کارکنان پرتوگیری کمتری نسبت به روش INAA انجام می‌دهند [۹-۱۷].

مزایا و محدودیت‌ها:

۱- محدودیت زمانی وجود ندارد.

¹ Molecular Neutron Activation Analysis

۲- کارکنان پرتوگیری کمتری انجام می دهند

۳- اما ممکن است ذات نمونه از بین برود

۴- احتمال انجام (Speciation Analysis) تجزیه و تحلیل گونه زایی می باشد.

۴- روش تحلیل فعال سازی نوترونی دوره ای ¹CNAA

این روش برای بهینه سازی حد آشکار سازی عنصری که رادیونوکلیدهایی با نیمه عمر کوتاه ایجاد کرده است مفید می باشد ($T_{1/2} < 1 \text{min}$). در این روش نمونه تابش می بیند و اندازه گیری می شود، به صورت مکرر برای یک مدت زمان کوتاهی پرتو به نمونه تابیده می شود و طیف پرتوی گاما به ازای هر بار اجرای جداگانه با یکدیگر جمع بسته می شوند.

نتیجه ی نهایی آمار شمارش سطح زیر قله های مربوط به یک رادیونوکلید با نیمه عمر کوتاه را بهبود می بخشد. یک سیستم که به طور اتوماتیک با فشار هوا برای انتقال نمونه مورد استفاده قرار می گیرد لازم می باشد. این تکرار تا زمانی انجام می شود که اکتیویته ی رادیونوکلیدهای با عمر طولانی زیاد نشود. برای جلوگیری از جمع شدن اکتیویته برای رادیو نوکلیدهای با نیمه عمر طولانی، یکسری نمونه های تازه استفاده می شوند که به این روش Pseudo-CNAA گفته می شود [۹-۱۷].

۵- روش فعال سازی نوترونی از طریق گاما های آنی ²PGNAA

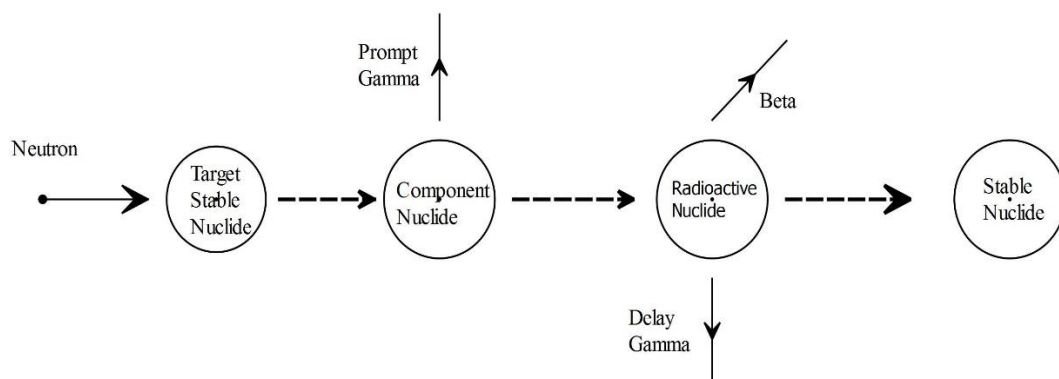
در این روش از واکنش (n, γ) استفاده می شود. این روش ویژه است که تابش گاما های آنی (از طریق هسته ی مرکب گسیل می شوند) در طی زمانی که پرتوی نوترون تابیده می شود، اندازه گیری می شوند. واکنش (n, γ) مهمترین واکنش روش PGNAA می باشد. برای درک بهتر شکل ۲-۲ مفید می باشد.

¹ Cyclic Neutron Activation Analysis

² Prompt Gamma Neutron Activation

هنگامی که هسته یک نوترون جذب می‌کند، یک هسته‌ی مرکب تشکیل می‌شود که انرژی برانگیختگی‌اش برابر با انرژی قیدی بعلاوه انرژی جنبشی نوترون می‌باشد. نوترون‌های کند، در محدوده‌ی انرژی جنبشی میلی‌الکترون ولت (meV) است. واکنش گیر اندازی مقدار انرژی خوش تعریفی دارد که در واقع برابر با انرژی قیدی نوترون است. که انرژی قیدی بین 6-10 MeV برای ۸۰٪ هسته‌های پایدار می‌باشد. این انرژی قیدی با افزایش Z تا Z=20 افزایش می‌یابد و سپس بعد از آن به آرامی کاهش می‌یابد.

هسته‌ی مرکب در مدت زمان 10^{-16} s واپاشی می‌کند. سپس هسته به حالت پایه‌اش می‌رسد، در مدت زمان بین 10^{-9} تا 10^{-12} s از طریق واپاشی آبتاری ۲ تا ۴ پرتوی گاما گسیل می‌دارد. از نظر زمانی پرتوهای گامایی را آنی گویند که زمان واپاشی‌شان در ادامه‌ی گیراندازی، خیلی کوچکتر از زمان پاسخ سیستم آشکارسازی باشد که این زمان پاسخ در محدوده‌ی 10^{-6} s تا 10^{-9} s می‌باشد. این پرتوهای گامای آنی به عنوان مشخصه برای شناسایی هسته‌ها به کار می‌روند و شدتشان متناسب با تعداد اتم‌های مورد نظر است.



شکل ۲-۲ نحوه‌ی ایجاد گامای آنی و گامای تاخیری.

بیشتر هسته‌ها چند صد پرتوی گاما با انرژی‌های مختلف گسیل می‌کنند (البته گاهی چند هزار) تنها آن‌هایی که سبکتر از ^{19}F می‌باشند طیف پرتوهای گامای آنی ساده‌تری دارند. چون تعداد سطوح انرژی زیر حالت گیر اندازی کمی دارند. اگر حالت پایه‌ی هسته‌ی دختر پایدار باشد فرایند در همین جا متوقف می‌شود

[۹-۱۷].

معمولا PGNAA برای پیدا کردن عناصر سبک غیر فلزی مانند (H,C,N,Si,P,S) در یک نمونه پر از عناصر دیگر استفاده می شود و یا برای ردیابی مقادیر ناچیز از عناصری که بیشترین سطح مقطع گیراندازی نوترون های گرمایی را دارند مانند (B,Cd,Gd).

بیشتر این عناصر سبک غیر فلزی در اثر گیراندازی نوترون گرمایی رادیونوکلید ایجاد نمی کنند مانند (H,C,N,S) و یا فقط منجر به هسته های گسیلنده ی بتا می شوند مانند (P,Si).

این روش PGNAA معمولا برای تحلیل عناصری که در قبل ذکر شده است محدود است و تنها در تعداد کمی از آزمایشگاه ها انجام می شود. PGNAA نمی تواند در قلب راکتور انجام شود و یا نزدیک آن چون آشکارساز باید به نمونه نزدیک باشد برای اینکه بیشترین کسر ممکن از پرتوهای گامای گسیل شده را اندازه گیری کند. PGNAA از طریق پرتوهای نوترون با شار 10^8 n/s.cm^2 که از راکتور می آیند انجام می شود. (مقایسه کنید با شار نوترون درون قلب راکتور $\frac{n}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}} = 5 \times 10^{13} - 2 \times 10^{14}$) که این شار زیاد داخل هسته ی راکتور برای تحلیل فعال سازی تاخیری به کار می رود.

معمولا در PGNAA بازدهی شمارش پرتوهای گاما کمتر از روش INAA می باشد به دو دلیل: دلیل اول، فاصله ی بین نمونه و آشکارساز در PGNAA بیشتر است به دلیل جلوگیری از پس زمینه های زیاد و همینطور جلوگیری از خساراتی که ممکن است پرتوی تابشی به آشکارساز وارد کند و دلیل دوم، بسیاری از پرتوهای گامای آنی انرژی شان خیلی بزرگتر از فوتون های گامای مربوط به رادیونوکلیدها در روش INAA است، در این صورت انرژی های بالا باعث کاهش حساسیت آشکارساز می شود.

روش INAA برای بیشتر عناصر حساسیتش از PGNAA بیشتر است. عیب دیگر روش PGNAA در مقایسه با تحلیل فعال سازی نوترون متدوال این است که در روش PGNAA در یک زمان تنها فقط یک نمونه پرتو می بیند و اندازه گیری می شود [۹-۱۷].

در روش PGNAA جدید از پرتوهای Cold Neutron که از راکتور می‌آیند استفاده می‌کند. پرتوهای cold neutron از طریق عبور دادن نوترون‌های راکتور از داخل هیدروژن مایع، ایجاد می‌شوند (مثل Bi Filter و یا D₂O). نوترون‌های کم انرژی دو مزیت دارند.

۱- تقریباً فقط واکنش (n, γ) انجام می‌دهند با بیشترین سطح مقطع واکنش چون بیشتر سطح مقطع‌ها با $\frac{1}{\sqrt{E}}$ متناسب هستند.

۲- نوترون‌های سرد بهتر بازتابیده می‌شوند و از اینرو می‌توانند با بالاترین بازده در یک فاصله‌ی خیلی زیاد با استفاده از لوله‌های هدایت کننده‌ی نوترون (نظیر فیبر نوری) منتقل شوند.

و مزیت دیگر این است که پس زمینه به طور قابل ملاحظه‌ای کمتر می‌شود چون نمونه و آشکار ساز کاملاً از راکتور فاصله می‌گیرند. بیشترین کاربرد PGNAA برای بافت‌های زنده و اندازه‌گیری‌های مربوط به آنهاست.

۶- روش تحلیل فعال‌سازی با نوترون‌های گرمایی ¹TNAA

این روش فقط نمونه را با نوترون‌های گرمایی تابش می‌دهد و این نوترون‌ها منجر به واکنش گیر اندازی (n, γ) می‌شوند. این نوترون‌ها را از نوترون‌های حاصل از شکافت که از یک کند کننده عبور کرده‌اند می‌توان ایجاد کرد، چون نوترون‌های حاصل از شکافت نوترون‌های سریع هستند سپس از این نوترون‌های گرمایی برای فعال‌سازی استفاده می‌کنند [۹-۱۷].

۷- روش تحلیل فعال‌سازی با نوترون‌های فوق گرمایی ²ENAA

در این روش نمونه با نوترون‌هایی با انرژی بیشتر از 0.55eV (انرژی قطع به ازای یک میلیمتر از کادمیوم) فعال‌سازی می‌شود. تحت این رویداد، هسته با تشدید زیاد توسط نوترون‌هایی که انرژی‌شان بالاتر از انرژی مورد نیاز برای فعال‌سازی است، که از قانون 1/v پیروی می‌کنند، گیراندازی نوترون تابشی انجام می‌دهد. برای

¹ Thermal Neutron Activation Analysis

² Epithermal Neutron Activation Analysis

این کار نیاز به یک حفاظ برای نوترون‌های گرمایی است، که این کار از طریق فیلترهایی که با کادمیوم و بور ساخته شده‌اند انجام می‌شود [۹-۱۷].

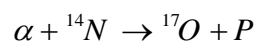
۸- روش تحلیل فعال‌سازی با نوترون‌های تند^۱ FNAA

این روش از طریق واکنش‌های هسته‌ای نوترون‌های تند انجام می‌شود مانند: (n, p) , $(n, 2n)$, (n, α) و غیره.

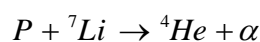
برای انجام از نوترون‌های راکتورهای هسته‌ای که نوترون‌های گرمایی شان را جدا کرده‌اند، استفاده می‌شود. یا از چشمه‌های نوترون دیگری مانند: مولدهای نوترون 14MeV و یا سیکلوترون برای نوترون‌های پرنرژی استفاده می‌شود [۹-۱۷].

۴-۲ واکنش‌های هسته‌ای و نحوه‌ی دسته‌بندی آن‌ها

هرگاه ذرات پرنرژی حاصل از یک راکتور و یا شتاب‌دهنده و یا چشمه‌های ایزوتوپی به توده‌ای از ماده برخورد کند، این امکان وجود دارد که واکنش هسته‌ای روی دهد. چنین واکنش اولین بار در سال ۱۹۱۹ توسط رادرفورد با استفاده از ذرات آلفا از یک چشمه‌ی ایزوتوپی روی داد [۱۸ و ۱۹ و ۲۰].
مانند:



در سال ۱۹۳۰ اولین شتاب‌دهنده‌ی ذرات که توسط کرافت و والتون ساخته شد. این شتاب‌دهنده واکنش زیر را انجام می‌داد.



برحسب انرژی می‌توان واکنش‌ها را دسته‌بندی کرد [۸ و ۱۸ و ۲۱ و ۲۲ و ۲۳].

^۱ Fast Neutron Activation Analysis

- ۱- واکنش‌های انرژی پایین که از مرتبه‌ی 10 MeV به ازای هر نوکلئون یا کمتر باشد.
 - ۲- واکنش‌های با انرژی میانی در گستره‌ی 100MeV-1GeV انجام شوند که این واکنش‌ها منجر به تولید مزونی می‌شوند و پروتون‌ها و نوترون‌ها به یکدیگر تبدیل می‌شوند.
 - ۳- در انرژی‌های بالاتر از 1GeV انواع ذرات جدید و ناشناخته را می‌توانیم تولید کنیم و حتی می‌توانیم آرایش کوارک‌های سازنده‌ی نوکلون‌ها را نیز تغییر دهیم.
- یک واکنش هسته‌ای را می‌توان به صورت $a + X \rightarrow Y + b$ یا $X(a,b)Y$ نشان داد. a پرتابه، X هدف (معمولا ساکن در سیستم آزمایشگاه)، Y محصول سنگین که در هدف متوقف می‌شود و مستقیما قابل آشکارسازی نیست و b محصول سبک و قابل آشکارسازی می‌باشند.
- a و b را معمولا نوکلئون‌ها و یا هسته‌های سبک تشکیل می‌دهند. اما هرگاه b پرتوی گاما باشد واکنش را واکنش گیراندازی تابشی می‌گویند و هرگاه a پرتو گاما باشد واکنش را واکنش فوتوهسته‌ای می‌نامند.
- ۱- هرگاه ذرات a و b یکسان باشند که در این صورت هسته‌های X و Y نیز یکسان خواهند بود؛ در اینصورت فرآیند یک نوع پراکندگی است.
 - ۲- اگر Y و b در حالت‌های پایه خودشان باشند، پراکندگی کشسان (Elastic) است.
 - ۳- اگر Y و b در حالت برانگیخته قرار داشته باشند (که عموما از این حالت به سرعت با گسیل گاما واپاشیده می‌شوند)، پراکندگی ناکشسان (Inelastic) است.
- گاهی اوقات a و b ذرات یکسانی‌اند اما واکنش منجر می‌شود که نوکلئون دیگری نیز جداگانه به بیرون پرتاب شود، بطوری که در حالت نهایی سه ذره حضور خواهد داشت، این واکنش را اخراجی می‌نامند (Knockout Reaction).

در واکنش انتقالی^۱ (مانند: (d,n) و (d,p) و واکنش‌هایی از این دست) یک یا دو نوکلئون بین پرتابه و هدف مبادله می‌شود. به این صورت که دوترون ورودی به پروتون یا نوترون خروجی تبدیل می‌شود و لذا نوکلئونی به هدف X اضافه شده و Y را تشکیل می‌دهد.

واکنش‌ها را می‌توان بر اساس سازوکار حاکم بر فرآیند نیز رده بندی کرد.

۱- واکنش‌های مستقیم^۲:

واکنش‌های انتقالی زیر گروه مهمی از این دسته هستند. در این نوع واکنش‌ها تعداد خیلی کمی از نوکلئون‌ها در واکنش شرکت دارند و نوکلئون‌های باقیمانده در هدف به صورت تماشاچی غیرفعال ظاهر می‌شوند. در این نوع واکنش‌ها ممکن است نوکلئون منزوی از یک حالت مدل پوسته‌ای حذف یا بدان اضافه شود. لذا می‌توان به عنوان یکی از روش‌های بررسی ساختار پوسته‌ای هسته‌ها مورد استفاده قرار می‌گیرد. در این واکنش‌ها می‌توان به تعدادی از حالت‌های برانگیخته‌ی Y دسترسی پیدا کرد [۸ و ۱۸].

در واکنش مستقیم ذره‌ی برخورد کننده عمدتاً در سطح هسته‌ی هدف برهم‌کنش انجام می‌دهد. چنین واکنش‌هایی را فرآیندهای پیرامونی^۳ نیز می‌گویند. برای اینکه ذره‌ی تابشی با نوکلئون‌های داخل هسته برهم‌کنش کند باید طول موج ذره‌ی تابشی در حدی باشد تا اصطلاحاً بتواند نوکلئون داخل هسته را ببیند یعنی برای برهم‌کنش ذره‌ی تابشی با انرژی 1 MeV ، که طول موجی در حدود 4 fm دارد، با هسته به احتمال زیاد این واکنش از طریق واکنش هسته‌ی مرکب روی می‌دهد [۲۱ و ۲۳].

حال اگر انرژی ذره‌ی تابش 20 MeV باشد، دارای طول موجی در حدود 1 fm می‌باشد، بنابراین احتمال دیدن نوکلئون داخل هسته بیشتر می‌شود و همین‌طور احتمال واکنش مستقیم افزایش می‌یابد. فرآیندهای مستقیم معمولاً با نوکلئون‌های ظرفیت که نزدیک به سطح هسته می‌باشند، انجام می‌شوند. دو اختلاف اساسی بین واکنش‌های هسته‌ی مرکب و واکنش‌های مستقیم وجود دارد:

¹ Transition reaction

² Direct reaction

³ Peripheral processes

۱- فرآیندهای مستقیم در بازه‌ی زمانی از مرتبه 10^{-22} s روی می‌دهند اما واکنش هسته‌ی مرکب از مرتبه‌ی 10^{-18} - 10^{-16} s رخ می‌دهند. این زمان اضافی برای هسته‌ی مرکب، برای توزیع و تمرکز مجدد انرژی صرف می‌شود.

۲- توزیع‌های زاویه‌ای ذرات خروجی در واکنش‌های مستقیم نسبت به واکنش‌های هسته‌ی مرکب قله‌های تیزتری دارند.

۲- واکنش هسته‌ی مرکب:

در این واکنش‌ها تا قبل از پرتاب نوکلئون خروجی، هسته‌های ورودی و هدف موقتا در هم ادغام می‌شوند و تقسیم کامل انرژی انجام می‌شود.

معمولا واکنش‌های هسته‌ای برای انرژی‌های زیر 0.1-1 MeV از طریق سازوکار هسته‌ی مرکب صورت می‌گیرند. دلیل این مطلب این است که زمانی که یک ذره خود را درون هسته می‌یابد ضریب انعکاس در لبه‌ی چاه پتانسیل نزدیک واحد است. برای یک پرتابه با انرژی T_0 زمانی که وارد یک چاه مربعی به عمق V_0 شود ضریب انعکاس به صورت زیر است:

$$1 - 4 \left(\frac{T_0}{V_0} \right)^{1/2}, T_0 \ll V_0 \quad (۲-۶)$$

اگر $V_0 \approx 40 \text{ MeV}$ و $T_0 = 0.1 \text{ MeV}$ ضریب انعکاس 0.8 می‌شود، بنابراین به نظر می‌رسد که ذره مدت زمان قابل ملاحظه‌ای در درون هسته قرار دارد. ویژگی‌های مشخص در سطح مقطع‌های تجربی در این گستره‌ی انرژی ظاهر شدن قله‌های تیز متعدد است.

توجه داشته باشید که توصیف کامل طبیعت این تشدیدها برحسب مدل لایه‌ای آسان نیست، بلکه شامل برانگیختگی‌های بسیار پیچیده‌ی نوکلئون‌های هسته‌ای است. ولی از نقطه نظر موجی تشدیدها ناشی از تداخل بین موج صادره از هسته با امواج انعکاسی و پراشیده‌ی پرتابه است.

فرض اساسی هسته‌ی مرکب آن است که این هسته به گونه‌ی چنان پیچیده‌ای تشکیل می‌شود که چگونگی تشکیلش را فراموش می‌کند. به این ترتیب سطح مقطع واکنش $X(a,b)Y$ را می‌توان به یک سطح مقطع

تشکیل هسته‌ی مرکب C^* متناظر با فرآیند $a+X \rightarrow C^*$ و یک احتمال نسبی که C^* که به ذرات $b+Y$ وامی‌باشد، تقسیم کرد. بنابراین داریم:

$$\sigma(a,b) = \sigma_{a,c}(T_0) \rho_b(E) \quad (۲-۷)$$

T_0 انرژی ذره‌ی پرتابه در چارچوب مرکز جرم و E انرژی برانگیختگی هسته است.

۳- واکنش‌ها تشدید می‌شوند:

بین فرآیند واکنش مستقیم و واکنش هسته‌ی مرکب یک حالت حدی (میانه) وجود دارد به نام واکنش‌های

تشدید می‌شوند که در آن‌ها قبل از پرتاب ذره خروجی، ذره‌ی ورودی حالت شبه مقید پیدا می‌کند [۲۳ و ۲۴ و ۲۵].

واکنش‌های هسته‌ای را می‌توان براساس نوع ذره‌ی پرتابه، انرژی پرتابه، نوع هدف، فرآورده‌های واکنش می‌توان طبقه‌بندی کرد.

واکنش‌های ذره باردار این ذرات شامل $^{12}C, ^{16}O, \alpha, D, p$ می‌باشند.

واکنش‌های نوترونی.

واکنش‌های فوتوهسته‌ای ایجاد شده توسط پرتوهای گاما.

واکنش‌های الکترون القا (Electron-Induced).

اگر انرژی پرتابه مشخص باشد از اصطلاحات غیر رسمی زیر استفاده می‌شود [۸ و ۱۸ و ۲۱ و ۲۳].

انرژی‌های حرارتی تقریباً $\frac{1}{40} eV$.

انرژی‌های فوق حرارتی تقریباً $1 eV$.

انرژی نوترون‌های کند تقریباً $1 KeV$.

انرژی نوترون‌های سریع تقریباً $0.1-10 MeV$.

ذرات باردار کم انرژی تقریباً $0.1-10 MeV$.

انرژی‌های بالا تقریباً $10-100 MeV$.

و هدف‌ها را می‌توان به صورت زیر نام‌گذاری کرد:

هسته‌های سبک $A \leq 40$.

هسته‌های متوسط $40 < A < 150$.

هسته‌های سنگین $A \geq 150$.

۲-۵ دسته‌بندی نوترون‌ها بر اساس انرژی

الف) نوترون‌های کند: $0 < E < 1eV$ شامل:

۱-نوترون‌های فوق سرد: $E < 2 \times 10^{-7} eV$.

۲-نوترون‌های خیلی سرد: $2 \times 10^{-7} eV < E < 5 \times 10^{-5} eV$.

۳-نوترون‌های سرد: $5 \times 10^{-5} eV < E < 0.025 eV$.

۴-نوترون‌های گرمایی: $E \approx 0.025 eV$.

۵-نوترون‌های فوق گرمایی: $0.025 eV \leq E \leq 1 eV$.

ب) نوترون‌های با انرژی متوسط $1 eV < E < 10^6 eV$ شامل:

۱-نوترون‌های تشدید: $1 eV < E < 100 eV$.

ج) نوترون‌های تند: $10^6 eV < E < 10^7 eV$.

د) نوترون‌های خیلی تند: $10^7 eV < E < 5 \times 10^7 eV$.

و) نوترون‌های فوق تند: $5 \times 10^7 eV < E < 10^{10} eV$.

ه) نوترون‌های نسبیتی: $E > 10^{10} eV$ [۲۴].

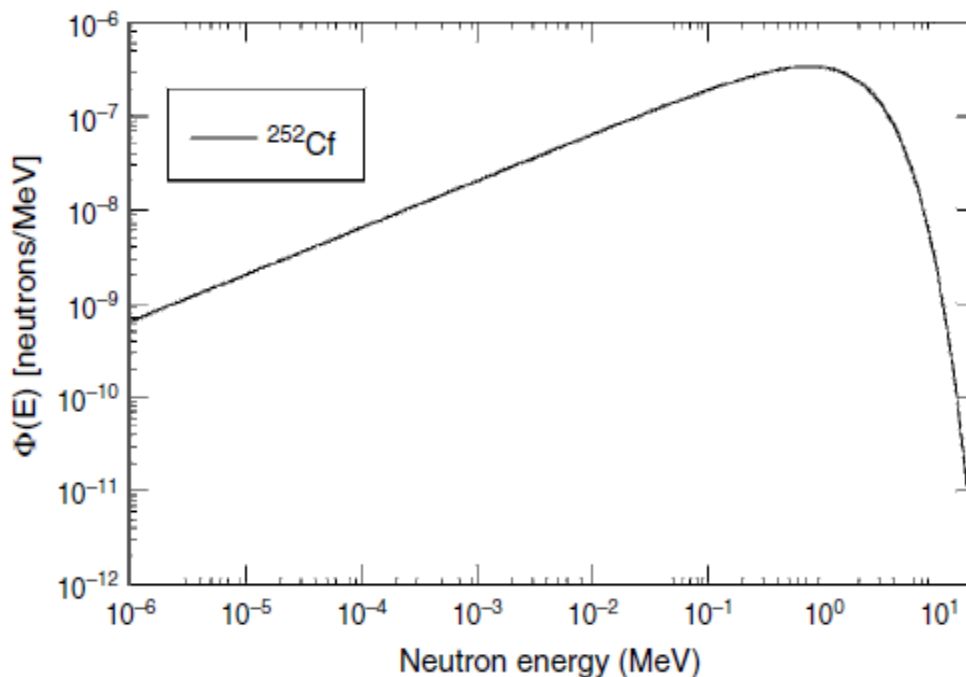
۶-۲ انواع چشمه‌های نوترون

مشکل‌ترین قسمت در روش‌های آشکارسازی نوترونی تولید نوترون‌های مورد نیاز موثری است که مسئله حفاظت عمومی از پرتوگیری برای‌شان رعایت شده باشد. بعضی از روش‌ها نوترون‌های تک انرژی برایشان مطلوب است در حالیکه دیگر روش‌ها طیف گسترده‌ای از انرژی نوترون‌ها را لازم دارند. این خیلی مطلوب است که چشمه نوترون‌ها را بتوان زمانی که فرایند آشکارسازی در جریان نیست، خاموش کرد. حفاظ گذاری نوترون‌ها نیز دشوار است و مستلزم یک حجم بزرگ از مواد محافظ مانند بورات و پلی اتیلن می‌باشد [۱۸و۸].

چشمه ایزوتوپی:

بعضی مواد فرآیند شکافت خودبخودی دارند که منجر به گسیل نوترون می‌شود. بعضی از محصولات حاصل از شکافتی که عمر کمی دارند در این دسته‌بندی قرار می‌گیرند و مسئول نوترون‌های تاخیری که در فرآیند شکافت گسیل می‌شوند، می‌باشند. ماده‌ی دیگر در این دسته‌بندی که مد واپاشی شکافت خودبخودی دارد، ^{252}Cf است. ^{252}Cf محتملترین ایزوتوپ پر کاربرد به عنوان چشمه‌ی نوترون با طیف گسترده‌ای از انرژی می‌باشد [۱۹و۲۱].

شکافت خودبخودی ^{252}Cf طیف انرژی نوترون‌های تند را دارد، همانطور که در شکل ۳-۲ می‌بینید، نوترون‌های حاصل میانگین انرژی تقریباً برابر با ۲.۲ MeV دارند. در انرژی مقدار میانگین ۳.۷۶ نوترون به ازای هر شکافت خودبخودی گسیل می‌شود. نرخ گسیل نوترون $(2.34 \times 10^{12} \text{ n / (s.g)})$ یا $(4.1 \times 10^9 \text{ n / (s.Ci)})$ برای ایزوتوپ ^{252}Cf که میزان اکتیویته‌ی ویژه‌ای برابر با $5.4 \times 10^2 \text{ Ci / g}$ دارد. توجه کنید که ^{252}Cf یک مد واپاشی آلفا نیز دارد [۲۲و۲۳].



شکل ۲-۳ طیف نوترون حاصل از ایزوتوپ کالیفورنیوم-۲۵۲ [۱۸ و ۸۱].

واکنش‌های (α, n) :

ایزوتوپ‌های زیادی هستند که از طریق گسیل ذرات α واپاشی می‌کنند، زمانی که این ایزوتوپ‌ها با مواد دیگری مانند برلیوم در تماس قرار می‌گیرند از نتیجه‌ی آن می‌توان به عنوان چشمه‌ی نوترون استفاده کرد و مواد دیگر شامل ${}^7Li, {}^{11}Be, {}^{19}F$ و ${}^{18}O$ می‌باشند که می‌توان از آنها برای ایجاد چشمه‌ی نوترون استفاده کرد. این واکنش توسط چادویک برای کشف نوترون به کار گرفته شد. ایزوتوپ پایدار 9Be دارای یک نوترون مقید ولی سست می‌باشد، که انرژی بستگی تقریباً $1.7MeV$ دارد. کفایت یک چشمه‌ی آلفا را با 9Be مخلوط کنیم تا بتوانیم یک چشمه‌ی نوترون داشته باشیم (به طور مثال ${}^{226}Ra$ که در این صورت یک چشمه‌ی نوترون با آهنگ ثابت خواهیم داشت). از ${}^{226}Ra$ و دخترانش معمولاً ذرات آلفایی در محدوده‌ی انرژی ۸- $5MeV$ گسیل می‌شود که از این چشمه‌ها طیف انرژی پیوسته‌ای از نوترون حتی تا انرژی $13MeV$ نیز خواهیم داشت [۱۸ و ۱۹].

در این واکنش (α, n) نوترون‌ها به دلایل زیر تک انرژی نیستند

۱- استفاده از چند گروه ذره‌ی آلفا با انرژی‌های متفاوت

۲- کند شدن ذره‌ی آلفا در اثر برخورد در ماده و ایجاد ذرات آلفایی با انرژی پایین تر

۳- راستاهای مختلف گسیل نوترون‌ها نسبت به ذرات آلفا

۴- امکان تولید ^{12}C در حالت برانگیخته برای واکنش برخورد ذره‌ی آلفا با ^9Be

در واکنش $^9\text{Be}(\alpha, n)$ محتملترین انرژی نوترون حدود ۵ MeV و آهنگ تولید $10^7 n/s$ به ازای هر کوری از ایزوتوپ ^{226}Ra می‌باشد.

به دلیل گسیل بالای γ هایی که از ^{226}Ra و دخترانش ناشی می‌شود این چشمه با چشمه‌های دیگر جایگزین شده است که معمولاً به جای آن از $^{210}\text{Po}(138d)$ ، $^{238}\text{Pu}(86y)$ و $^{241}\text{Am}(458y)$ استفاده می‌شود. این سه چشمه در حدود $2-3 \times 10^6 n/s$ به ازای هر کوری از فعالیت چشمه‌ی آلفا زا نوترون گسیل می‌کنند [۲۱ و ۲۲ و ۲۳].

واکنش (γ, n) :

واکنش‌های فوتو-نوترونی یا (γ, n) نیز به عنوان چشمه‌ی تولید نوترون مورد استفاده قرار می‌گیرد. بیشتر مواد انرژی بستگی خیلی زیادی دارند و پرتوهای گامای برخورد کننده‌ای با انرژی بزرگتر از 10MeV نیاز است تا برای این مواد تجزیه‌ی فوتونی رخ دهد. تنها برلیوم و دوتریوم از این قاعده مستثنی هستند، با این دو ماده، گسیل فوتو-نوترونی برای انرژی‌های گامای به ترتیب 1.666 MeV و 2.226 MeV اتفاق می‌افتد. $\text{Ra}-\text{Be}$ و $\text{Sb}-\text{Be}$ دو مثال برای چشمه‌های فوتو-نوترونی هستند که براساس واپاشی گامای هسته‌ی اکتیو کار می‌کنند. البته می‌توان به جای استفاده از هسته‌های اکتیو از شتاب‌دهنده برای تولید گامای با انرژی مورد نیاز استفاده کرد. توجه داشته باشید که این هسته‌های اکتیو تابش پس زمینه‌ی گامای خیلی زیادی تولید می‌کنند که کار را برای حفاظ گذاری مشکل می‌کنند.

مزیت اصلی این چشمه‌های فوتو-نوترون این است که می‌توان نوترون‌های تک انرژی ایجاد کرد. خصوصاً اگر چشمه‌ی فوتون تقریباً تک انرژی باشد مثلاً ^{24}Na پرتوی گامایی با انرژی 2.76MeV گسیل می‌کند که همین گاما برای جذب توسط ^9Be کافی می‌باشد ($\gamma + ^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be} + n$).

بهره‌ی این واکنش $2 \times 10^6 n/s$ به ازای هر کوری از فعالیت ^{24}Na می‌باشد، نیمه عمر ^{24}Na (15 h) است و انرژی این نوترون‌ها در حدود 0.8 MeV می‌باشد. ایزوتوپ ^{124}Sb (60d) طول عمر بیشتر نسبت به ^{24}Na دارد و یک پرتوی گاما با انرژی اندکی بالاتر از انرژی بستگی نوترون در ^9Be تولید می‌کند، انرژی نوترون گسیل شده در این فرآیند 24 keV می‌باشد.

چشمه نوترون بر اساس شتاب‌دهنده‌ها:

شتاب‌دهنده‌ها برای ایجاد چشمه‌ی تک انرژی نوترون براساس واکنش‌های :

$^3\text{He}(d, n)^4\text{He}$ و $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$, $^3\text{H}(p, n)^3\text{He}$, $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$, $^2\text{H}(d, n)^3\text{He}$ می‌توانند منجر به تولید نوترون شوند. این واکنش‌ها تنها واکنش‌های تک انرژی (برای یک زاویه‌ی پراکندگی مشخص) در یک منطقه‌ی انرژی مشخص می‌باشند. برای مثال واکنش $^7\text{Li}(p, n)$ آستانه‌ی انرژی 1.881 MeV برای پروتون برخورد کننده دارد تا منجر به واکنش (p, n) شود، اما وقتی که پروتون برخورد کننده انرژی‌اش به 2.372 MeV افزایش یابد، واکنش ممکن است منجر به باقی‌گذارن ^7Be در یک حالت نیمه پایدار شود [۱۹ و ۱۸].

در انرژی 3.697MeV یک کانال فروپاشی سه جسمی، $^7\text{Li}(p, n)^3\text{He}^4\text{He}$ ، اتفاق می‌افتد. محدوده‌ی انرژی نوترون‌های تک انرژی تولید شده توسط شتاب‌دهنده به علت رخ دادن واکنش‌های گوناگون و انرژی‌های متفاوت ذره‌ی برخوردکننده، متفاوت می‌شوند و محدوده‌ی در دسترس نوترون‌های تک انرژی $0-7.7\text{ MeV}$ و هم‌مینطور $11.7-20.4\text{ MeV}$ می‌باشد. خارج از این دو محدوده در چشمه‌های نوترون ایجاد شده توسط شتاب‌دهنده، مقداری آلودگی در طیف انرژی نوترون‌های خروجی به علت نوترون‌های کم انرژی وجود دارد. به عنوان یک تقریب از میزان شار نوترون خروجی از شتاب‌دهنده‌ها می‌توان مولدهای نوترون را نام برد. مولدهای

نوترون که از واکنش‌های D-D و D-T برای تولید نوترون استفاده می‌کنند، در نوع تجاری می‌توانند به شار $10^{11} n / s$ نیز برسند.

شتاب‌دهنده‌های الکترون را می‌توان برای تولید تابش ترمزی پرنرژی استفاده کرد که از طریق برخورد الکترون‌ها به یک هدف با عدد اتمی بالا ایجاد می‌شوند. همین تابش ترمزی می‌تواند برای تولید نوترون از طریق واکنش (γ, n) با موادی مانند برلیوم و دوتریوم مورد استفاده قرار می‌گیرد [۲۱ و ۲۲ و ۲۳]. چشمه براساس راکتور:

شکافت خودبخودی مجتمع فلز ^{235}U یا کند کننده‌ی آب راکتورها با سوخت اکسید اورانیوم غنی شده ساده‌ترین راه برای ایجاد نوترون‌هایی با شدت بالای $[> 10^{11} n / (cm^2 \cdot s)]$ می‌باشد. مشکل اساسی استفاده از چشمه‌ی نوترون راکتورها این است که نه کوچک هستند و نه قابل حمل. نه می‌توان به آسانی از محیط شان برای کاربردهای مانند سیستم‌های بازرسی مواد منفجره، به علت حفاظت‌های امنیتی بالا استفاده کرد. شار نوترون در راکتورهای هسته‌ای نوعا می‌تواند تا $10^{14} n / cm^2 \cdot s$ باشد. طیف انرژی شان می‌تواند تا ۵-۷ MeV ادامه داشته باشد، ولی قله‌ها در ۱-۲ MeV قرار دارند. برای استفاده از این نوترون‌ها می‌توان با ایجاد حفره‌ای در حفاظ و محفظه‌ی راکتور باریکه‌ای از نوترون‌ها را برای آزمایش‌های مختلف به داخل آزمایشگاه برد. این شار نوترون بالا برای تولید ایزوتوپ‌های پرتوزا از طریق گیراندازی نوترون و همین طور برای تحلیل به روش فعال‌سازی مورد استفاده قرار می‌گیرد.

۷-۲ انواع برهم‌کنش‌های نوترون با ماده

برهم‌کنش‌های نوترون با هسته‌ها را می‌توان به دو بخش تقسیم کرد: پراکندگی و جذب

۱- پراکندگی:

در این نوع برهم‌کنش، نوترون با یک هسته برهم‌کنش می‌کند، اما هر دو ذره پس از واکنش دوباره ظاهر می‌شوند. یک برخورد پراکندگی را به صورت یک واکنش (n, n) یا بصورت $n + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_Z X + n$ نمایش می‌دهند.

پراکندگی ممکن است کشسان یا ناکشسان باشد، در پراکندگی کشسان انرژی جنبشی کل دو ذره‌ی برخورد کننده پایسته است. به زبان ساده‌تر، انرژی جنبشی بین دو ذره "باز توزیع" می‌شود. در پراکندگی ناکشسان، بخشی از انرژی جنبشی به صورت انرژی برانگیختگی به هسته داده می‌شود. پس از برخورد، هسته‌ی برانگیخته با گسیل یک یا تعداد بیشتری پرتوی گاما واپاشی می‌کند. پراکندگی ناکشسان را به صورت (n, n') نشان می‌دهند.

واکنش‌های پراکندگی عامل کند سازی نوترون‌ها در راکتورها هستند. انرژی میانگین نوترون‌هایی که در شکافت هسته گسیل می‌شوند 2 MeV است. احتمال اینکه نوترون شکافت القا کند، برای نوترون‌های کند "گرمایی" با انرژی‌های جنبشی از مرتبه‌ی eV خیلی بالاتر است. نوترون‌های سریع انرژی جنبشی خود را بر اثر برخوردهای پراکندگی با هسته‌های ماده‌ی "کند ساز" که معمولاً آب یا گرافیت است از دست می‌دهند [۸ و ۱۸ و ۲۱ و ۲۵].

۲- جذب

اگر برهم‌کنش بصورت جذب باشد، نوترون ناپدید می‌شود، اما پس از واکنش یک یا تعداد بیشتری ذره‌ی دیگر ظاهر می‌شوند. جدول ۲-۲ چند واکنش جذبی را نشان می‌دهد.

جدول ۲-۲ واکنش‌های جذبی نوترون [۸].

Reaction	Name
$n + {}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + p$	(n, p) reaction
$n + {}^A_Z X \rightarrow {}^{A-3}_{Z-2} Y + {}^4_2 \text{He}$	(n, α) reaction
$n + {}^A_Z X \rightarrow {}^{A-1}_Z X + 2n$	$(n, 2n)$ reaction
$n + {}^A_Z X \rightarrow {}^{A+1}_Z X + \gamma$	(n, γ) reaction
$n + {}^A_Z X \rightarrow {}^{A_1}_{Z_1} Y_1 + {}^{A_2}_{Z_2} Y_2 + n + n + \dots$	fission

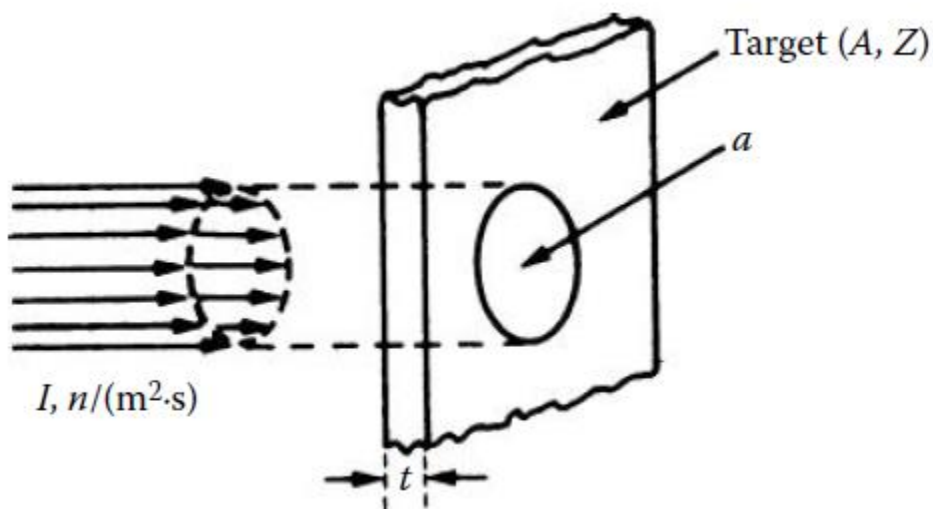
۲-۸ سطح مقطع‌های نوترون

اگر باریکه‌ی موازی تک انرژی از نوترون‌ها که به یک هدف نازک به ضخامت t برخورد می‌کنند را در نظر بگیریم، تعداد واکنش‌ها بر ثانیه (R) که در این هدف رخ می‌دهند را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$R = I \left(n / m^2 \cdot s \right) N \left(\text{nuclei} / m^3 \right) a \left(m^2 \right) t \left(m \right) \sigma \left(m^2 \right) \quad (2-8)$$

که در رابطه‌ی بالا I نشان‌دهنده‌ی (تعداد نوترون‌های برخورد کننده به هدف بر واحد زمان و بر واحد سطح)، N چگالی حجمی تعداد هسته‌ها، a سطح هدف، t ضخامت هدف و پارامتر σ به نام سطح مقطع می‌باشد.

شکل ۲-۴ به درک بهتر رابطه‌ی ۲-۸ کمک می‌کند [۸ و ۱۸ و ۲۱ و ۲۵].



شکل ۲-۴ باریکه‌ی موازی نوترون که به هدف نازکی برخورد می‌کند را نشان می‌دهد.

معنی فیزیکی سطح مقطع $\sigma(m^2)$: احتمال رخداد یک واکنش بر هسته‌ی هدف بر تعداد نوترون‌هایی که بر متر مربع هدف برخورد کرده‌اند.

یکای سطح مقطع بارن (b) است که بصورت زیر تعریف می‌شود

$$1b = 10^{-24} cm^2 = 10^{-28} m^2 \quad (۲-۹)$$

چون شعاع هسته تقریباً $(10^{-14} - 10^{-15} m)$ می‌باشد، پس $1b$ تقریباً برابر با مساحت سطح مقطع یک هسته است. سطح مقطع‌های نوترون بطور جداگانه برای هر نوع واکنش و ایزوتوپی تعریف می‌شوند. بطور مثال داریم:

سطح مقطع پراکندگی کشسان σ_s

سطح مقطع پراکندگی ناکشسان σ_i

سطح مقطع جذب σ_a

سطح مقطع گیراندازی σ_γ

در اینصورت سطح مقطع کل را به صورت احتمال کل رخداد واکنشی از هر نوع که برابر با حاصل جمع همه ی σ هاست، تعریف می کنند.

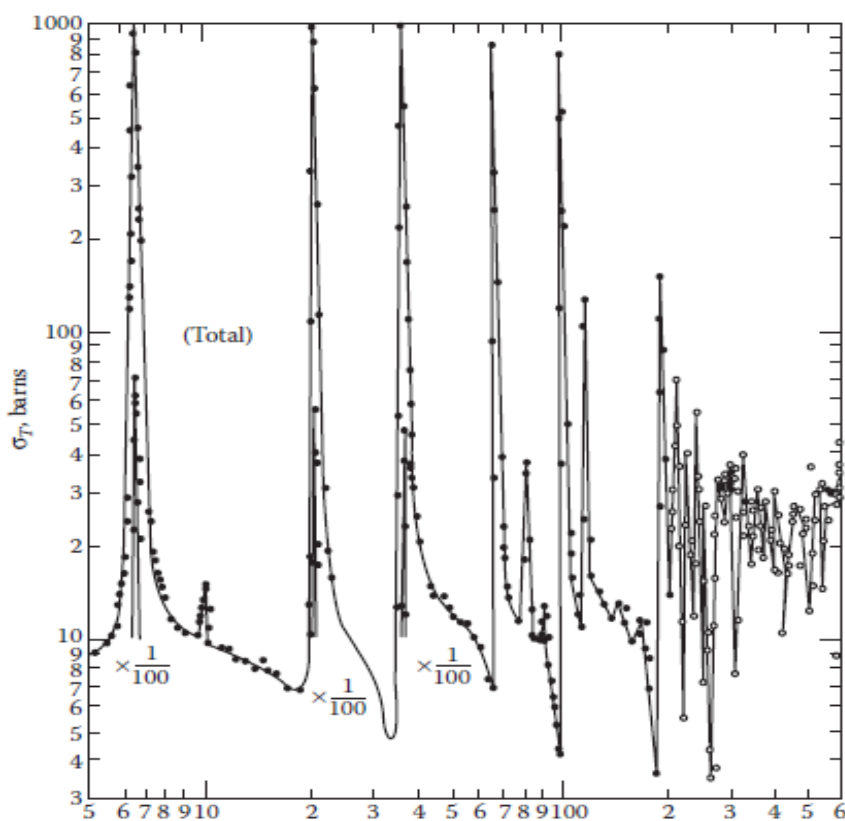
$$\sigma_{tot} = \sigma_s + \sigma_i + \sigma_\gamma + \sigma_f + \dots$$

And (۲-۱۰)

$$\sigma_a = \sigma_\gamma + \sigma_f$$

سطح مقطع های نوترون قویا به انرژی نوترون و نیز به وزن اتمی و عدد اتمی هسته ی هدف بستگی دارد.

شکل ۲-۵ سطح مقطع کل نوترون را بر حسب انرژی برای ایزوتوپ ^{238}U نشان می دهد [۸ و ۱۸ و ۲۱ و ۲۵].



شکل ۲-۵ سطح مقطع کل نوترون برای ایزوتوپ ^{238}U در محدوده ی انرژی 5 تا 600eV [۸].

سطح مقطع $\sigma(b)$ موسوم به سطح مقطع میکروسکوپیکی است. صورت دیگری از سطح مقطع که آن نیز کاربرد فراوانی دارد سطح مقطع ماکروسکوپیکی $\Sigma(m^{-1})$ است، که با رابطه‌ی زیر تعریف می‌شود.

$$\Sigma_i(m^{-1}) = N(\text{atoms} / m^3) \sigma_i(m^2) \quad (2-11)$$

$\Sigma_i(m^{-1})$ به صورت احتمال وقوع یک برهم‌کنش از نوع i بر واحد فاصله‌ی پیموده شده توسط یک نوترون در محیطی که دارای N اتم بر m^3 است، تعریف می‌شود.

سطح مقطع ماکروسکوپیکی هم ارز ضریب تضعیف خطی پرتوهای گاما است. حال اگر یک باریکه‌ی تک انرژی از نوترون‌های تک انرژی با شدت I_0 به ماده‌ای با ضخامت t برخورد کند، تعداد نوترون‌هایی که بدون هیچ برهم‌کنشی از آن ماده خارج می‌شوند [۸ و ۱۸ و ۲۱ و ۲۵]، عبارتست از:

$$I_t = I_0 e^{-\Sigma_t t} \quad (2-12)$$

که در آن سطح مقطع ماکروسکوپیکی کل نوترون برابر است با:

$$\Sigma_t = \Sigma_s + \Sigma_i + \Sigma_a + \dots$$

And (2-13)

$$\Sigma_a = \Sigma_\gamma + \Sigma_f$$

نظیر پرتوی گاما، برای نوترون نیز داریم، احتمال اینکه نوترون مسافت t را بدون هیچ برهم‌کنشی در داخل ماده طی کند برابر است با $e^{-\Sigma_t t}$. و میانگین مسافت بین دو برهم‌کنش متوالی، مسیر آزاد میانگین، عبارت است از

$$\lambda = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\Sigma x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\Sigma x} dx} = \frac{1}{\Sigma} \quad (2-14)$$

۹-۲ آشکارسازی پرتو

براساس اینکه چه پرتویی را باید آشکارسازی کنیم، نوع آشکارساز و نحوه کارکرد آن متفاوت می‌باشد. به عنوان مثال، در روش فعال‌سازی دو نوع ذره تابشی نوترون و گاما گسیل می‌شوند. که بر این اساس ما بر حسب احتیاج به آشکارساز نوترون یا آشکارساز گاما و یا هر دو نوع آشکارساز نیازمندیم. البته نکته دیگری که باید مد نظر داشت این است که باید به محدوده انرژی این ذرات تابشی توجه داشت، به نحوی که آشکارساز مورد نظر قادر به پوشش دادن این محدوده انرژی باشد.

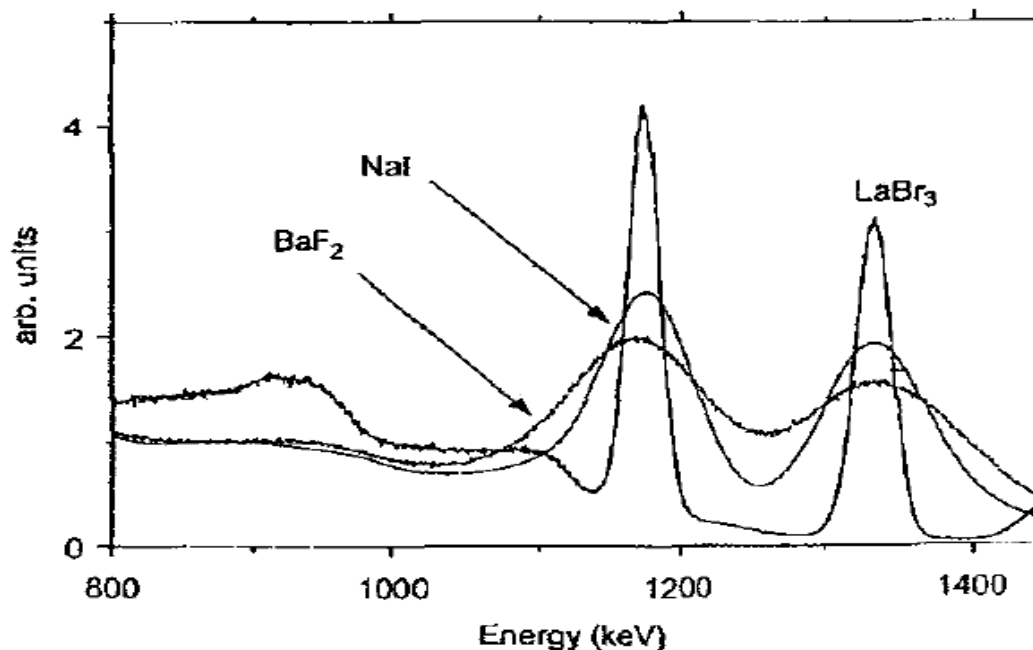
۱-۹-۲ آشکارسازهای پرتو گاما

در تحلیل به روش فعال‌سازی ما نیازمند یک سیستم آشکارسازی برای فوتون‌های گاما می‌باشیم. این سیستم آشکارسازی باید قادر به شمارش فوتون‌ها و همین‌طور اندازه‌گیری طیف انرژی این فوتون‌ها باشد. در نتیجه ما به سیستم طیف‌نگاری اشعه‌ی گاما احتیاج داریم. انرژی پرتوهای گامای گسیلی از واکنش نوترون‌های گرمایی با عناصر مختلف (n, γ) در محدوده‌ی بین صفر تا ۱۲ MeV می‌باشد. دو نوع آشکارساز سوسوزن و نیمه رساناها قادر به آشکارسازی این گاماها می‌باشند. برای انتخاب بین این دو نوع آشکارساز باید به نکات زیر دقت کرد، کاربردهای صنعتی نیازمند دوام و پایداری می‌باشند، مقاومت در برابر شوک و لرزش، داشتن ابزارهایی برای استفاده‌ی آسان از آن‌ها، در یک محدوده‌ی دمایی گسترده‌ای کار کنند، مقاوم در برابر رطوبت و فشار محیط باشند.

سوسوزن‌ها به دو دسته تقسیم می‌شوند، سوسوزن‌های غیر آلی (بلوری)، سوسوزن‌های آلی. در روش فعال‌سازی با نوترون‌های گرمایی برای آشکارسازی از سوسوزن‌های NaI، LaBr₃ و BGO استفاده شده است. ۱- سوسوزن NaI، متداول‌ترین سوسوزن برای پرتوهای گاما می‌باشد. تک بلورهای آن تا قطر 0.75 m و ضخامت 0.25 m ساخته شده‌اند. چگالی نسبتاً بالا 3.67 g/cm^3 و عدد اتمی بالا همراه با حجم زیاد این بلور

آن را به صورت یک آشکارساز با بازدهی بسیار بالا برای پرتوهای گاما در آورده است. هر چند که قدرت تفکیک انرژی آشکارسازهای نیمه‌رسانا خیلی بهتر از NaI می‌باشد، اما در مواردی که احتیاج به حجم‌های بزرگ آشکارساز است آشکارسازهای NaI بهترین گزینه می‌باشند. طیف گسیلی NaI دارای یک قله در 410 nm است، و بازدهی همگرایی نوری آن از تمام سوسوزن‌های غیر آلی دیگر بالاتر است. به عنوان یک ماده، NaI دارای چند ویژگی نامطلوب است. شکننده بودن، حساس به شوک‌های دمایی، حساس به رطوبت و وجود پتاسیم ۴۰ در NaI همواره مقداری تابش زمینه ایجاد می‌کند [۱۸و۱۹].

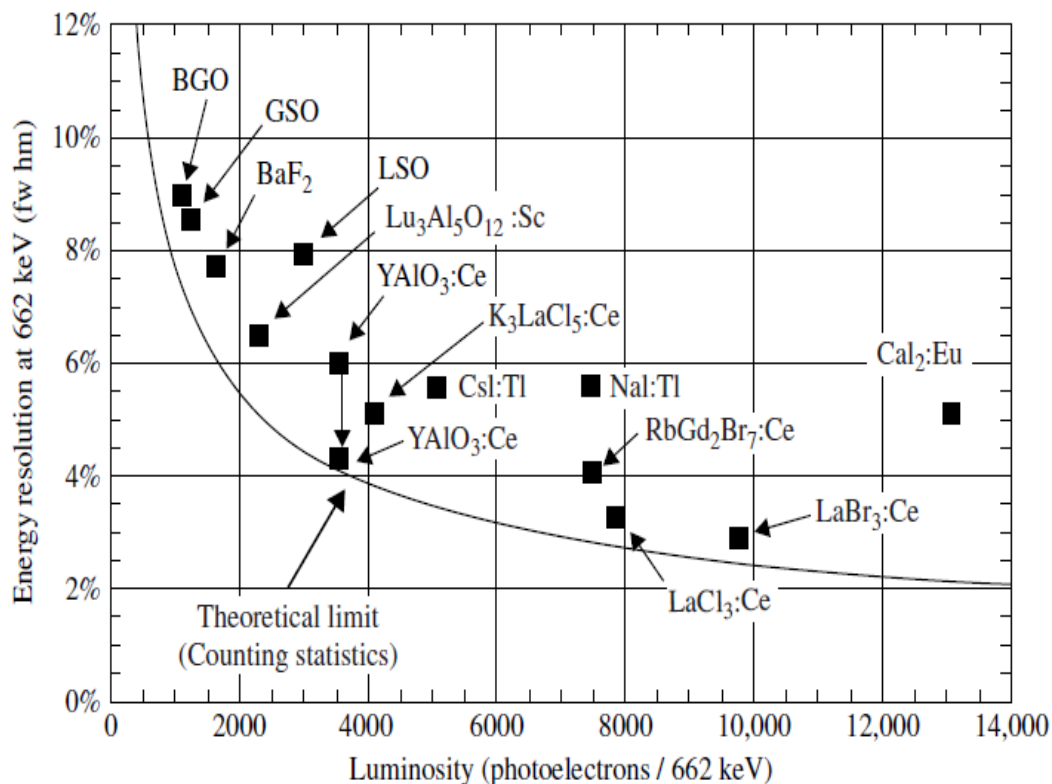
قدرت تفکیک انرژی آشکارساز NaI برحسب درصد قدرت تفکیک برای گامای 0.662MeV ناشی از ^{137}Cs با به کار گیری بهترین ابزار الکترونیک در حدود ۶٪ و FWHM در حدود ۴۰ keV است. شکل ۲-۶ را برای مقایسه‌ی قدرت تفکیک ملاحظه کنید.



شکل ۲-۶ مقایسه‌ی طیف ارتفاع پالس ^{60}Co حاصل از NaI, LaBr₃ و BaF₂ با ابعاد 1×1 in [۱۸].

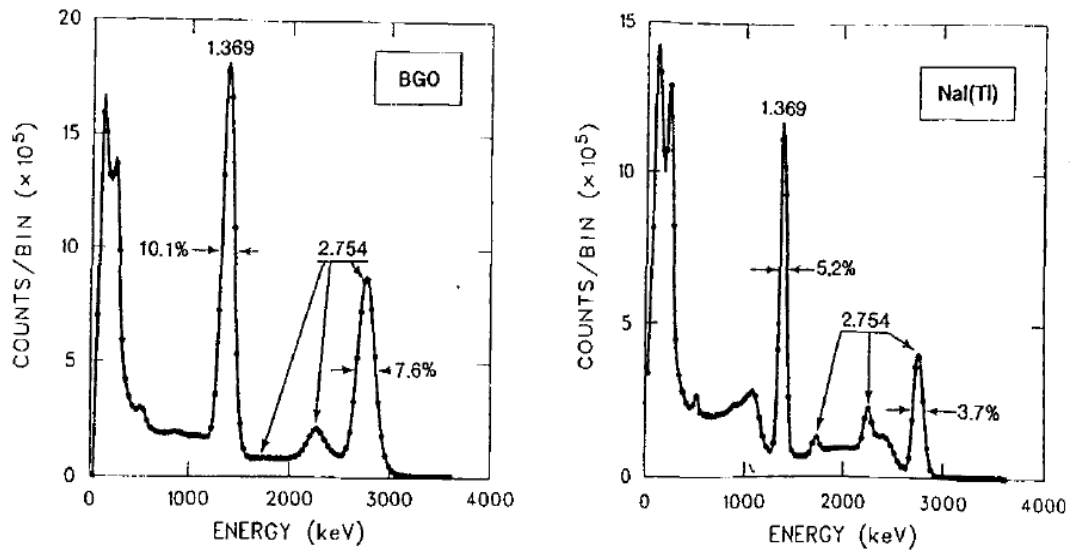
۲- جالب‌ترین جایگزین جدید برای NaI، با کشف LaCl₃ و LaBr₃ یافت شده است. هر دوی این مواد از ویژگی‌های سوسوزنی برجسته‌ای، شامل عدد اتمی موثر و چگالی بالا، زمان‌های واپاشی سریع، گسیل طول

موج‌های سازگار با فوتوکاتدهای معمول، و قدرت تفکیک انرژی فوق‌العاده، همانطور که در شکل (۶-۲) ملاحظه می‌شود (به ترتیب برابر با ۰.۴٪ و ۰.۳٪) برخوردار هستند. البته این آشکارسازها امروزه به لحاظ تجاری نیز در دسترس می‌باشند. آشکارساز LaBr_3 به خصوص در برخی از موارد کاربرد زیادی داشته است زیرا قدرت تفکیک انرژی آن در مقایسه با دیگر سوسوزن‌های جایگزین، خیلی بهتر است. همچنین زمان واپاشی سریع آن نسبت به دیگر سوسوزن‌های کند غیرآلی، در کاربردهای مربوط به آهنگ شمارش بالا و زمان سریع یک مزیت بزرگ محسوب می‌شود. این دو سوسوزن داری دو مشکل اساسی هستند اول اینکه پرتوزایی ^{138}La و ^{227}Ac به عنوان ناخالصی باعث ایجاد یک زمینه‌ی ذاتی در حدود ۱ الی ۲ شمارش بر سانتی متر مکعب می‌شود. و دوم اینکه انبساط گرمایی ناهمسانگرد به دلیل ساختار کریستالی شش وجهی این سوسوزن‌ها باعث ایجاد تنش در هنگام سرد کردن کریستال پس از فرآیند رشد می‌شود، و بنابراین ممکن است منجر به ترک خوردگی شود. همچنین باید توجه داشت که LaBr_3 نسبت به NaI به رطوبت حساس‌تر است. و البته تلاش برای رفع و یا جلوگیری از این مشکلاتی که ذکر شد باعث می‌شود که سوسوزن‌های LaBr_3 قیمت گران‌تری نسبت به NaI داشته باشند. با وجود تمام این مشکلات تلاش‌ها برای ساخت سوسوزن‌های LaBr_3 به طور پیوسته ادامه داشته و قدرت تفکیک ۲.۶٪ نیز برای آن‌ها گزارش شده است. همچنین مشاهده شده که LaBr_3 ویژگی‌های مطلوب دیگری نیز دارد. برای مثال قدرت تفکیک انرژی این مواد در گستره‌ی وسیعی از دماها ثابت است. بعلاوه این مواد مقاومت خوبی مقابل آسیب‌های ناشی از تابش‌های گاما و نوترون از خود نشان می‌دهند. نمودار قدرت تفکیک انرژی برای سوسوزن‌های مختلف در شکل ۷-۲ آورده شده است [۸ و ۱۸].



شکل ۲-۷ قدرت تفکیک انرژی برای سوسوزن‌های مختلف [۱۹].

۳- سوسوزن Bismuth Germanate یا اصطلاحاً BGO ($Bi_4Ge_3O_{12}$) نیز یک سوسوزن غیر آلی می‌باشد. این سوسوزن دارای ویژگی‌های زیر می‌باشد، بازدهی جذب بالا، قدرت تفکیک انرژی پایین نسبت به NaI، چگالی بالا نسبت به NaI، زمان واپاشی کوتاه، مقاومت در برابر تابش‌های با انرژی زیاد، قابلیت ساخته شدن در ابعاد بزرگ و دارای پایداری مکانیکی می‌باشد. BGO نور خروجی کمی دارد اما به علت داشتن عدد اتمی و چگالی بالا بازدهی آشکارسازی خوبی دارد. از BGO معمولاً برای نرخ شمارش‌های بالای گاما که در مواردی اهمیتشان از قدرت تفکیک بیشتر است، استفاده می‌شود. در شکل ۲-۸ مقایسه‌ای بین قدرت تفکیک BGO و NaI انجام شده است. مشخصات برخی از سوسوزن‌های رایج در جدول ۲-۳ آورده شده است.



شکل ۸-۲ مقایسه‌ی طیف گرفته شده از ^{24}Na توسط آشکارساز NaI (سمت چپ) و BGO (سمت راست) با ابعاد یکسان

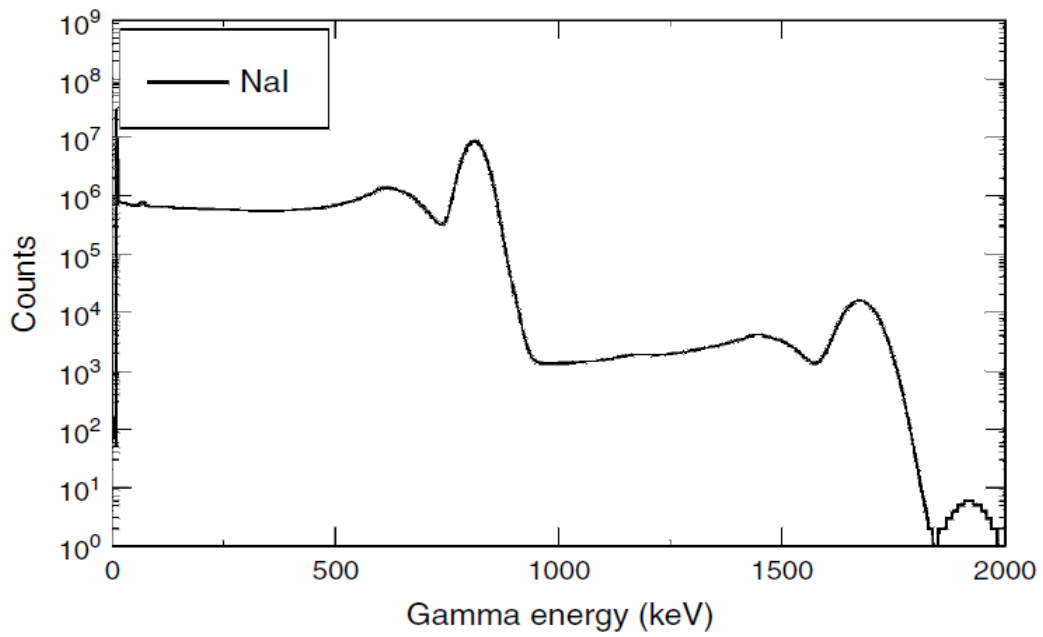
[۱۸] $7.26 \times 7.26 \text{ cm}$

جدول ۳-۲ مشخصات برخی از سوسوزن‌های رایج [۸ و ۱۹ و ۱۸].

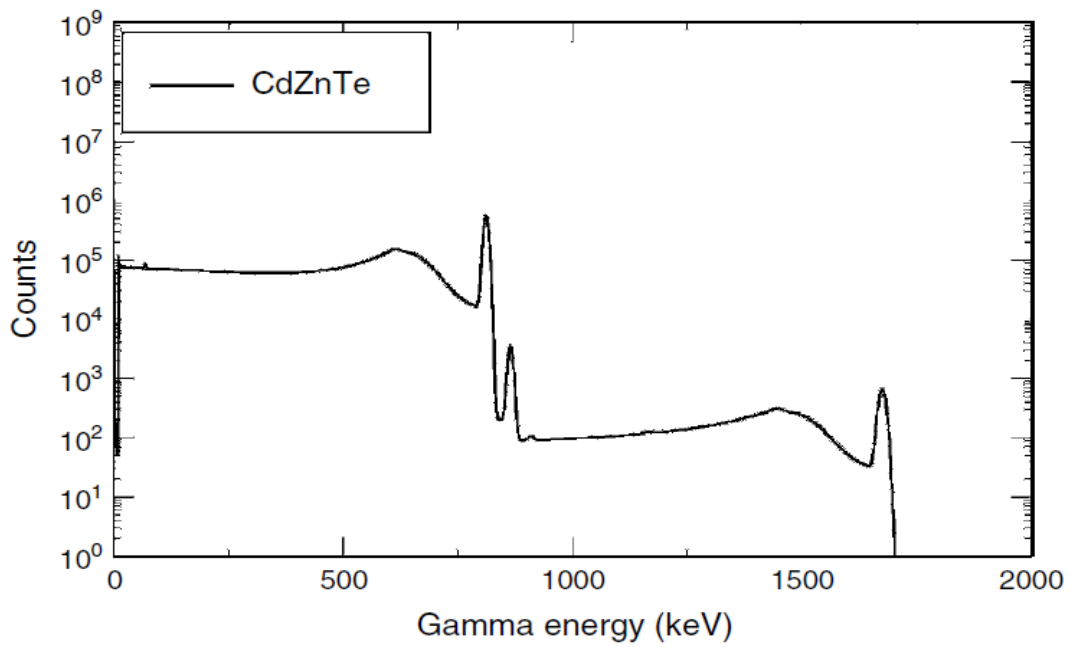
Crystal	Density (g cm^{-3})	Light yield (photon MeV^{-1})	Dominant scintillation decay time (ns)	Emission maximum (nm)	$\Delta E/E$ at 662 keV (%)
CsI:Tl	4.51	66 000	800	550	6.6
NaI:Tl	3.67	41 000	230	410	5.6
LaBr ₃ :Ce	5.3	61 000	35	358	2.9
K ₂ LaF ₅ :Ce	4.4	55 000	24	420	4.5
BaF ₂ (only cross luminescence)	4.88	1 500	0.6–0.8	180–220	7.7
Bi ₄ Ge ₃ O ₁₂	7.1	8 600	300	480	9.0
PbWO ₄	8.28	300	2–3	410	30–40
CdWO ₄	7.9	20 000	5 000	495	6.8
YAlO ₃ :Ce	5.6	21 000	20–30	360	4.6
LuAlO ₃ :Ce	8.34	12 000	18	365	~15
Y ₃ Al ₅ O ₁₂ :Ce	4.56	24 000	90–120	550	7.3
Lu ₃ Al ₅ O ₁₂ :Ce	6.67	12 500	55	530	11
Gd ₂ SiO ₅ :Ce	6.7	8 000	60	420	7.8
Lu ₂ SiO ₅ :Ce	7.4	26 000	30	390	7.9

در مورد آشکارسازهای نیمه‌رسانا می‌توان گفت، این نوع آشکارسازها در مقایسه با دیگر شمارنده‌های تابش گاما، قدرت تفکیک انرژی بسیار بالایی دارند. از دیگر امتیازهای این آشکارسازها می‌توان به پاسخ خطی (ارتفاه‌تپ بر حسب انرژی ذره) در گستره‌ی وسیعی از انرژی، بازده بالاتر به ازای یک اندازه‌ی معین (به علت چگالی بالای ماده‌ی نیمه‌رسانا)، امکان ساختن آن‌ها به شکل‌های هندسی خاص، زمان خیزش سریع پالس (نسبت به شمارنده‌های گازی)، توانایی کار در خلا و حساس نبودن به میدان مغناطیسی اشاره کرد.

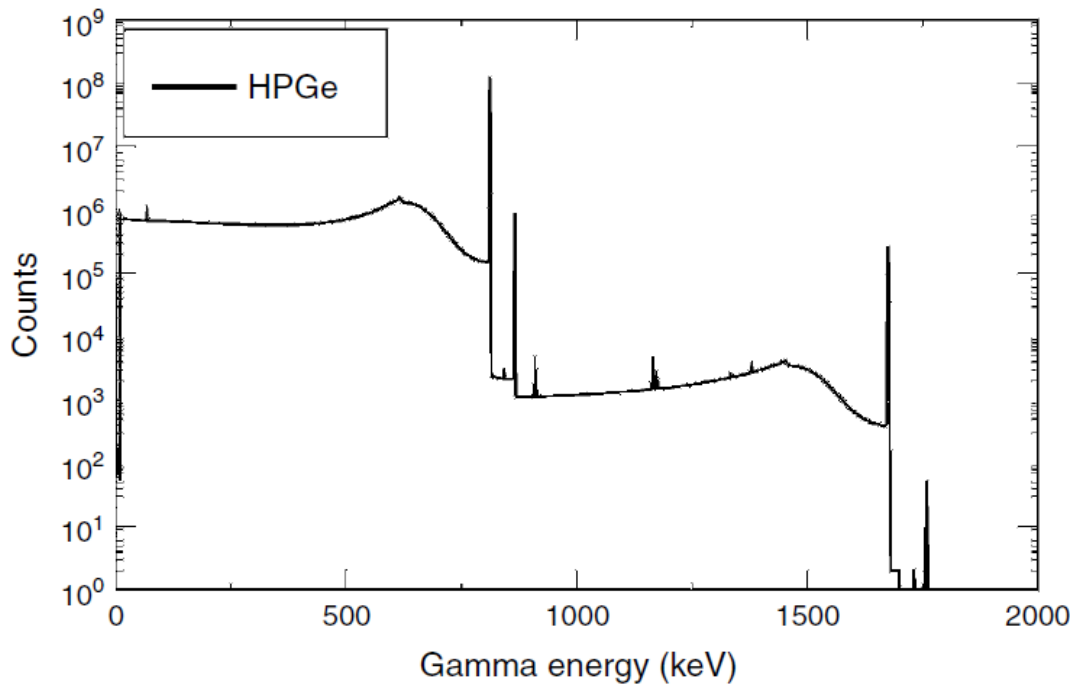
به عنوان مثال آشکارساز HPGe قدرت تفکیک انرژی ($\sim 0.1\%$) بسیار خوبی دارد، اما خیلی گران قیمت می‌باشد و نیاز به خنک‌سازی دارد. همچنین در محیط‌هایی که نوترون وجود داشته باشد به سادگی دچار آسیب می‌شود و بازده‌ی آشکارسازی‌اش به علت حجم کوچکی که دارد از سوسوزن NaI کمتر است [۸]. امروزه آشکارسازهای نیمه‌رسانایی وجود دارند (CdTe , HgI_2) که بدون اینکه مشکلی برایشان پیش آید، می‌توانند در دردمای اتاق کار کنند و احتیاجی به خنک‌سازی ندارند. حجم این آشکارسازها کوچک است اما به دلیل داشتن عدد اتمی بالا بازده‌ی آشکارسازی خوبی دارند. قدرت تفکیک انرژی آشکارسازهای CdTe در انرژی پرتوی گامای 662 keV برابر با 1.3% می‌باشد. در شکل‌های ۹-۲، ۱۰-۲ و ۱۱-۲ مقایسه‌ای بین طیف گرفته شده از نیکل فعال شده با استفاده از آشکارسازهای NaI، CdZnTe (CZT) و HPGe را ملاحظه می‌کنید



شکل ۹-۲ طیف گرفته شده با آشکارساز NaI از نیکل فعال شده [۱].



شکل ۱۰-۲ طیف گرفته شده با آشکارساز CZT از نیکل فعال شده [۱].



شکل ۱۱-۲ طیف گرفته شده با آشکارساز HPGe از نیکل فعال شده [۱].

۲-۹-۲ آشکارسازهای نوترون

آشکارسازهای نوترون را غالباً به دو دسته تقسیم می‌کنند. دسته‌ی اول نوترون‌های با انرژی کم (یا به اصطلاح نوترون‌های کند) را آشکار می‌کنند و دسته‌ی دوم نوترون‌های تند را آشکار می‌کنند. چون در روش فعال‌سازی با نوترون‌ها گرمایی، با نوترون‌های کند سروکار داریم به همین دلیل آشکارسازهای نوترون‌های تند را صرف‌نظر می‌کنیم.

برای آشکارسازی نوترون‌های کند چندین روش وجود دارد که به شرح زیر می‌باشند:

روش اول: استفاده از موادی که سطح مقطع نوترون گرمایی زیادی دارند. مانند:

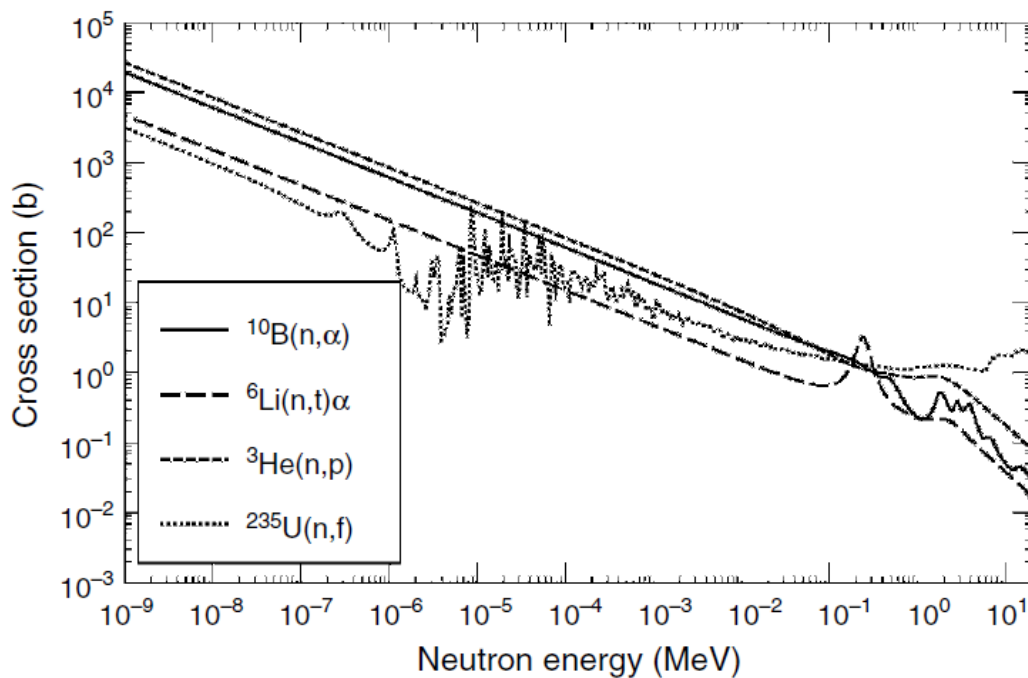
$^{10}\text{B}(n, \alpha)$, $^6\text{Li}(n, \alpha)$, $^3\text{He}(n, p)$, $^{235}\text{U}(n, f)$ که در واکنش نوترون با اورانیوم-۲۳۵، f نشان‌دهنده‌ی

محصولات شکافت می‌باشد. انرژی ذخیره شده ناشی از ذره‌ی باردار به عنوان مشخصه‌ای برای آشکارسازی

نوترون‌های کم انرژی مورد استفاده قرار می‌گیرد. یک مثال از آشکارسازهای نوترون‌های کم انرژی محفظه‌های

BF_3 می‌باشند. به اینصورت که گاز BF_3 به عنوان گاز شمارشگر تناسبی و همینطور به عنوان هدف برای نوترون‌ها عمل می‌کند. زمانی که نوترون به بورون برخورد می‌کند واکنش زیر رخ می‌دهد،

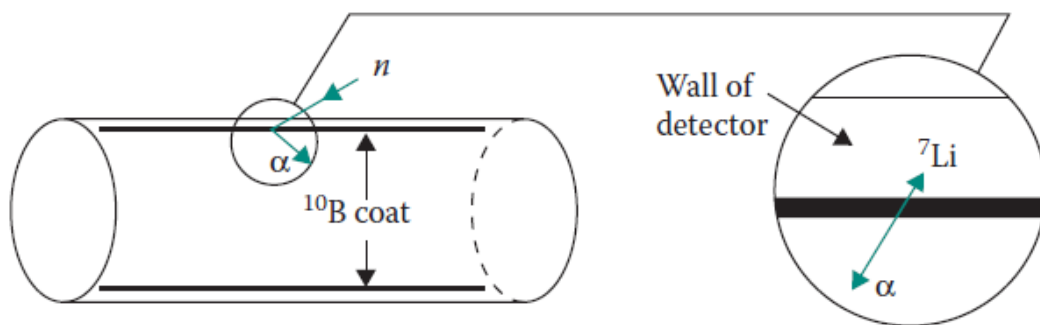
$$^{10}\text{B} + {}^1_0\text{n} \rightarrow {}^4_2\text{He} + {}^7_3\text{Li} + 2.78\text{MeV}$$
 ذره α و هسته‌ی لیتیوم منجر به یونیزاسیون به صورت تناسبی در محفظه‌ی گاز می‌شوند. در شکل ۱۲-۲ سطح مقطع نوترون را برای عناصر ^{10}B , ^6Li , ^3He , ^{235}U ملاحظه می‌کنید [۸۱].



شکل ۱۲-۲ سطح مقطع برهم‌کنش نوترون با ^{10}B , ^6Li , ^3He , ^{235}U [۸۱].

روش دوم: استفاده از آشکارسازهای محفظه‌ای یونیزاسیون که سطح داخلی آن با بورون روکش شده است. این نوع از آشکارسازها یک شمارشگر معمول تناسبی هستند که سطح داخلی محفظه‌شان با بورون روکش شده است. گاز داخل این آشکارسازها معمولاً یک گاز نجیب است. یکی از رایج‌ترین گازها، ترکیبی از ۹۰٪ آرگون و ۱۰٪ متان (به عنوان گاز فرونشان) می‌باشد، که معمولاً با نام تجاری P-10 شناخته می‌شود. در این

نوع از آشکارسازها نوترون با برخورد به بورون منجر به واکنش هسته‌ای شده و دو ذره‌ی لیتیوم و آلفا ایجاد می‌کند، حال این دو ذره‌ی باردار سنگین منجر به یونیزه شده گاز آرگون شده و آشکارساز به محض جمع آوری بار حاصل یک پالس تولید می‌کند. برتری شمارنده‌های با روکش بورون بر شمارنده‌های BF_3 آن است که می‌توان از گازی مناسب‌تر از BF_3 استفاده کرد. در این صورت ولتاژ کار کمتر و شمارنده به پرتوهای گاما کمتر حساس است. به همین دلیل شمارنده با روکش بورون را می‌توان برای شمارش نوترون در میدان‌های قوی گاما به کار برد. شکل ۱۳-۲ چنین شمارنده‌ی را نشان می‌دهد [۸و۱].



شکل ۱۳-۲ طرحی از آشکارساز با روکش داخلی بورون [۸].

روش سوم: بورون بارگذاری شده در سوسوزن‌ها است. سوسوزن‌های مایع و پلاستیک آلی از قبیل Stilbene، Sodium-Activated Cesium Iodide، Eljen EJ-212، Bicron BC-400 و سوسوزن‌های غیر آلی از قبیل Yttrium Aluminum Perovskite، Bismuth Germanate می‌توانند به عنوان سوسوزن‌هایی که با بورون پر شده‌اند، به کار گرفته شوند. به این صورت که مانند قبل نوترون با بورن واکنش هسته‌ای انجام می‌دهد و ذرات باردار حاصل انرژی جنبشی‌شان را به ماده‌ی سوسوزن منتقل کرده و ماده‌ی سوسوزن نور تولید می‌کند. از روی نور حاصل، آشکارساز پالسی متناسب با انرژی ذخیره شده ناشی از ذرات باردار تولید می‌کند [۱].

روش چهارم: استفاده از محفظه‌های شکافت به عنوان محفظه‌ی یونیزاسیونی که برای آشکارسازی نوترون از آن‌ها استفاده شود. این محفظه‌ها شمارنده‌های گازی هستند که پاره‌های ایجاد شده از شکافت را آشکارسازی می‌کنند. پاره‌های شکافت، ذرات سنگین و بارداری هستند که بردشان حتی در گاز خیلی کوتاه است. شدت یونشی که ایجاد می‌کنند به حدی بالاست که تکثیر گازی لازم نیست. بنابراین در ناحیه‌ی یونش کار می‌کنند. در رایج‌ترین نوع شمارنده‌های شکافت، سطح داخلی آشکارساز را با یک ایزوتوپ قابل شکافت روکش می‌کنند. وقتی که شکافت رخ می‌دهد، یکی از پاره‌های شکافت به سمت مرکز آشکارساز گسیل شده و آشکار می‌شود. پاره‌ی دیگر در دیواره‌ی آشکارساز یا در همان روکش باز می‌ایستد. شمارنده‌های شکافت را می‌توان هم برای آشکارسازی نوترون‌های گرمایی و هم نوترون‌های سریع به کار برد. اگر دیواره‌ی شمارنده با ^{235}U روکش شود، فقط نوترون‌های گرمایی آشکار می‌شوند چون سطح مقطع شکافت ^{235}U برای نوترون‌های گرمایی حدود ۵۰۰ برابر بیشتر از سطح مقطع آن برای نوترون‌های سریع است. اگر شمارنده با ^{238}U و یا ^{232}Th روکش شود، می‌توان از آن برای آشکارسازی نوترون‌های تند بهره برد [۱۸و۸].

فصل ۳

طراحی چشمه‌ی فوتو-نوترون در راستای کشف مواد منفجره

به جرات می‌توان گفت یکی از قدیمی‌ترین تکنولوژی‌های هسته‌ای به منظور کشف ماده‌ی منفجره، روش فعال‌سازی با نوترون گرمایی بوده است. که در سال ۱۹۵۸ انجام شده است [۲۶]. این روش همچنین یکی از پر کاربردترین روش‌های بازرسی هسته‌ای مواد منفجره بوده است [۲۷ و ۲۸]. در سال‌های اخیر نیز مطالعات بسیاری بر روی استفاده از این روش صورت گرفته است، از جمله می‌توان به کارهای انجام شده توسط (Tsahi Gozani) در سال‌های ۱۹۸۶، ۱۹۸۹، ۱۹۹۳، ۲۰۰۷ بر روی طراحی، بهینه‌سازی و نهایتاً ساخت و ثبت اختراع دستگاه کشف مواد منفجره از طریق فعال‌سازی با نوترون حرارتی اشاره کرد [۲۷ و ۲۹ و ۳۰ و ۳۱]. علاوه بر این در ایران نیز مطالعاتی بروی طراحی چنین سیستمی در سال‌های ۲۰۰۱ و ۲۰۱۱ انجام شده است [۳۲ و ۳۳]. اما همچنان مطالعات بروی این حوزه از پژوهش‌ها برای بهینه‌تر کردن و دقیق‌تر کردن طراحی‌ها و ساخت دستگاه‌های بهتر ادامه داشته است که می‌توان به مطالعه‌ای که در سال ۲۰۱۶ انجام شده است اشاره کرد [۳۴].

راکتورها، شتاب‌دهنده‌ی یون‌ها و چشمه‌های خرد شونده^۱، شار نوترون بالاتری نسبت به نوترون‌های تولید شده توسط شتاب‌دهندی خطی الکترون دارند. اما همین شار نوترون ایجاد شده توسط شتاب‌دهنده‌ی خطی در مواردی مانند BNCT (Boron Neutron Capture Therapy)، رادیوگرافی توسط نوترون و تحلیل به روش فعال‌سازی کاربرد بسیار دارد. از مزایای تولید نوترون با این روش می‌توان به موارد زیر اشاره کرد: قابلیت روشن و خاموش کردن چشمه‌ی نوترون، نسبتاً کوچک، سبک و قابل حمل، توانایی ایجاد نوترون پالسی، تنظیم شار نوترون‌ها با استفاده از انرژی الکترون‌های خروجی از شتاب‌دهنده‌ی خطی، طراحی و ساخت آن در مکان‌هایی که شتاب‌دهندی خطی الکترون با انرژی کافی موجود است، وجود دارد. از معایب آن می‌توان به شار پایین نوترون نسبت به راکتور و شتاب‌دهنده‌های یونی (ژنراتورهای نوترون D-D و D-T) اشاره کرد [۳۵-۳۷]. البته

¹ Spallation Source

چشمه‌های رادیوایزوتوپی برای تولید نوترون با شار قابل قبول را نیز نباید فراموش کرد از قبیل Cf-252 و Am-Be اشاره کرد که این چشمه‌ها نیز در راستای فعال‌سازی نوترونی کاربرد دارند [۳۷-۴۲].

همانطور که در فصل قبل ذکر شد، یکی از تکنیک‌های تحلیل به روش فعال‌سازی استفاده از نوترون‌های گرمایی برای ایجاد واکنش گیراندازی نوترون (n, γ) است که می‌توان با استفاده از نوترون‌های حاصل از شتابدهندی خطی الکترون به این مهم دست یافت. در واقع امروزه مطالعات زیادی در زمینه‌ی طراحی چشمه‌های نوترون با شار قابل توجه براساس شتاب‌دهنده‌های خطی الکترون انجام شده است [۴۳-۵۴]. این چشمه‌ها با اینکه شار نسبتاً کمتری از راکتورهای هسته‌ای تولید می‌کنند اما می‌توانند جایگزین مناسبی باشند برای موارد کاربردی دیگر از جمله درمان به روش BNCT [۴۵-۴۳]، فعال‌سازی نوترونی [۵۵]، کشف مواد منفجره و مخدر [۵۶ و ۵۷]، تولید ایزوتوپ‌های مصنوعی [۵۸].

اساس کار ایجاد نوترون توسط شتاب‌دهنده‌ی خطی الکترون به این صورت است که الکترون‌های شتاب داده شده با برخورد به یک هدف با عدد اتمی Z بالا، مانند ${}_{74}W$ منجر به ایجاد یکسری فوتون به نام فوتون‌های تابش ترمزی (برمشتراانگ) می‌شوند. که این فوتون‌ها دارای طیفی پیوسته از انرژی صفر تا بیشینه انرژی الکترون‌ها هستند. حال این فوتون‌ها با برخورد به یک هدف مناسب با انجام واکنش فوتوهسته‌ای (γ, n) منجر به تولید نوترون (فوتو-نوترون) می‌شوند. این هدف فوتوهسته‌ای باید بصورتی انتخاب شود که دو شرط زیر را برآورده کند. اول اینکه دارای انرژی آستانه‌ی پایین برای انجام واکنش (γ, n) باشد، دوم اینکه در انرژی مورد نظر دارای بالاترین سطح مقطع واکنش فوتوهسته‌ای ممکن باشد [۴۵ و ۵۱]. معمولاً برای هدف مبدل الکترون-فوتون از تنگستن ${}_{74}W$ استفاده می‌شود. تنگستن هم عدد اتمی Z بالا و هم دمای ذوب بالا (۳۴۲۲ درجه سانتی‌گراد) دارد. برای انتخاب هدف فوتوهسته‌ای می‌توان دو گزینه‌ی 9Be و 2H را به علت دارا بودن پایین‌ترین انرژی‌های آستانه به ترتیب 1.67 MeV و 2.22 MeV انتخاب نمود.

در این فصل ما از دو شتاب‌دهنده‌ی خطی الکترون 5 MeV و 10 MeV به عنوان چشمه‌ی الکترون با انرژی مناسب به منظور طراحی یک مبدل الکترون-فوتون-نوترون ($e-\gamma-n$) برای تولید چشمه‌ی نوترون با شار قابل توجه برای استفاده در روش فعال‌سازی با نوترون‌های گرمایی با هدف کشف مواد منفجره بوسیله‌ی شبیه‌سازی با کد MCNPX، استفاده کردیم. با توجه به این نکته که هرچه انرژی الکترون‌های خروجی از شتاب‌دهنده‌ی خطی بیشتر باشد می‌توان شار نوترون‌های بالاتری را ایجاد کرد، بنابراین ما تصمیم گرفتیم که برای انجام کشف مواد منفجره براساس فعال‌سازی با نوترون‌های حرارتی از شتاب‌دهنده‌ی خطی 10 MeV استفاده کنیم. البته در اینجا خوب است که اندکی به تاریخچه‌ی روش فعال‌سازی بپردازیم. همانطور که در فصل قبل توضیح داده شد، روش فعال‌سازی ابتدا با استفاده از ذرات آلفا [۹] و پس از آن با نوترون‌ها و دوترون‌ها انجام شد [۹و۸]. با توجه به موارد بالا می‌توان نتیجه گرفت که انتخاب چشمه‌ی مناسب برای فعال‌سازی نمونه اهمیت بسیار دارد. در این مطالعه ما از چشمه‌ی نوترون ایجاد شده از یک مبدل $e-\gamma-n$ بهینه شده براساس شتاب‌دهنده‌ی خطی الکترون 10 MeV برای فعال‌سازی نمونه‌ها که همان مواد منفجره هستند استفاده کردیم.

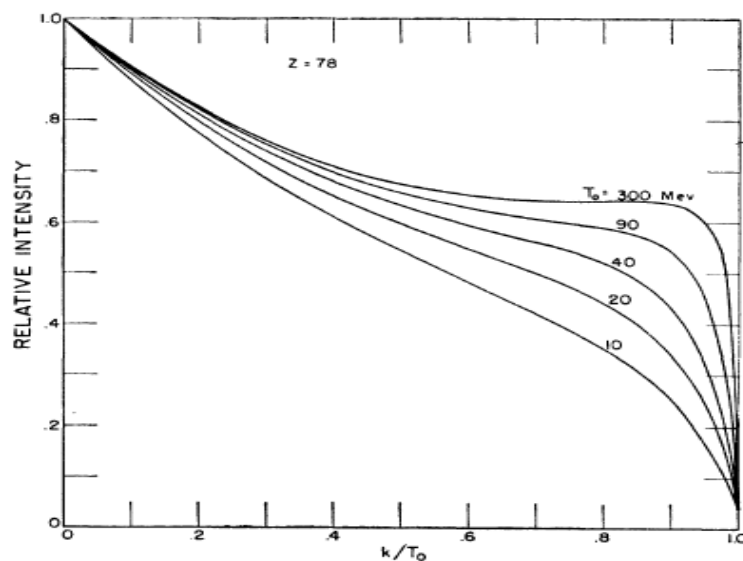
۲-۳ مواد و روش‌ها

در این مطالعه ما از کد مونت کارلو MCNPX 2.7 برای تمامی شبیه‌سازی‌های مورد نظر استفاده کردیم. کد MCNPX کدی جامع است که توانایی حل مسایل مونت کارلو را بصورت سه بعدی دارد. این کد همچنین توانایی ردگیری و ردیابی و دنبال کردن تاریخچه‌ی ذرات زیادی را از جمله: الکترون، فوتون و نوترون و ذرات دیگر [۵۹-۶۱] را دارد. این کد همچنین به دلیل داشتن سطح مقطع‌های واکنش‌های اتمی و هسته‌ای به روز مورد توجه است. بنابراین ما از کتابخانه‌های EL03، MCPLIB04 و ENDF/B-VII به ترتیب برای الکترون‌ها، فوتون‌ها و نوترون‌ها استفاده کردیم [۵۹]. همچنین ما از مشخصات ذکر شده مربوط به شتاب‌دهنده‌ی خطی الکترون 5 MeV و 10 MeV به ترتیب از مراجع [۶۲] و [۴۵] استفاده کردیم. برای آشکارسازی پرتوهای گاما

ناشی از فعال سازی نوترونی نیز از آشکارساز LaBr3 سه اینچی استفاده کردیم [۶۳]. طیف فوتون تابش ترمزی که قرار است به هدف فوتو-هسته‌ای برخورد کند را می‌توان از طریق رابطه‌ی زیر بدست آورد [۶۴ و ۴۳].

$$\frac{d^2 N_\gamma}{dk d\Omega}(T_e, k, w) = \sum_{i=1}^n \eta_i(k, d_i, w) \tau_i(T_e, d_i) N_i \frac{d\sigma}{dk} [(T_e)_i, k] B_i(w) \quad (3-1)$$

واحد طیف تابش ترمزی $(Photons / electron / Sr / MeV)$ است. انرژی از دست رفته الکترون $[(T_e)_i, K]$ ، پراکندگی الکترون در داخل ماده‌ی هدف $B_i(w)$ ، ضریب انتقال الکترون $\tau_i(T_e, d_i)$ و ضریب تضعیف جرمی فوتون $\mu(K)$ می‌باشد. در شکل ۳-۱ منحنی طیف تابش ترمزی ناشی از برخورد الکترون‌ها به پلاتین را ملاحظه می‌کنید.



شکل ۳-۱ طیف فوتون‌های تابش ترمزی به ازای برخورد الکترون‌هایی با انرژی ۱۰، ۲۰، ۴۰، ۹۰، ۳۰۰ MeV به هدف پلاتین نسبت به انرژی الکترون فرودی [۶۴].

رابطه‌ی توزیع انرژی نوترون‌های (فوتو-نوترون‌ها) حاصل از واکنش (γ, n) بصورت زیر است [۴۳ و ۲۴، ۱۸].

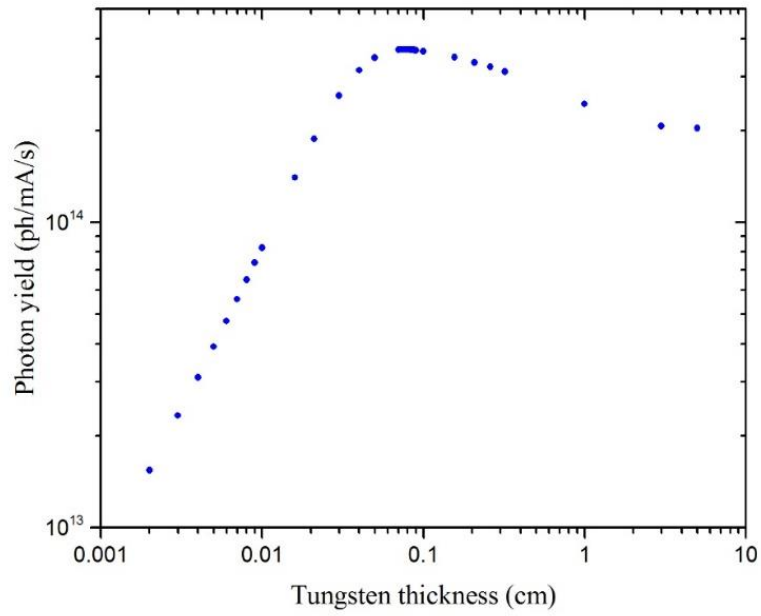
$$E_n = \frac{A-1}{A} \left\{ E_\gamma - Q - \frac{E_\gamma^2}{1862(A-1)} \right\} + E_\gamma \left\{ \frac{2(A-1)(E_\gamma - Q)}{931A^3} \right\}^{1/2} \cos\theta \quad (3-2)$$

A عدد جرمی، E_γ انرژی فوتون، Q-Value همان انرژی آستانه‌ی تولید فوتو-نوترون، m_n جرم نوترون، c سرعت نور و θ زاویه‌ی بین فوتون فرودی و مسیر حرکت فوتو-نوترون می‌باشد.

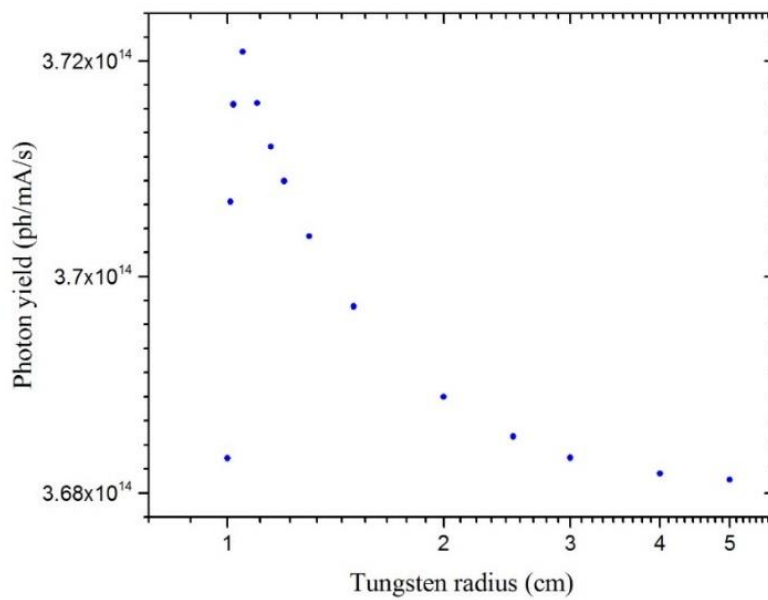
۳-۳ طراحی چشمه‌ی فوتو-نوترون براساس شتاب‌دهنده‌ی خطی الکترون 5 MeV

۳-۳-۱ طراحی و بهینه‌سازی هدف الکترون-گاما

برای طراحی یک چشمه‌ی نوترون براساس شتاب‌دهنده‌ی الکترون نیاز به یک هدف با عدد اتمی بالا مانند تنگستن داریم. الکترون‌ها با انرژی زیاد به این هدف برخورد کرده و منجر به تابش فوتون‌ها تابش ترمزی (برمشترا لانگ) می‌شوند. براساس تئوری کلاسیکی تابش ترمزی، شدت تابش ترمزی متناسب است با توان دوم عدد اتمی هدف بنابراین هرچه هدف عدد اتمی بزرگتری داشته باشد می‌توان به شار بالاتری دست یافت اما باید توجه کرد که این هدف باید دمای ذوب بالایی داشته باشد چون الکترون‌های پرنرژی مانند پرتویی از الکترون‌های با انرژی 5 یا 10 MeV به راحتی و در کسری از زمان می‌توانند همه چیز را ذوب و نابود کنند، که ما برای این مطالعه تنگستن را انتخاب کردیم. دمای ذوب تنگستن تقریباً 3400°C است که دمای بسیار بالایی است. البته باید توجه داشت که دمای ذوب بالا نیز کفایت نمی‌کند بنابراین نیاز به یک سیستمی داریم که بتواند هدف گرمایی جذب شده‌ی تنگستن را از آن خارج و انتقال دهد. چنین سیستمی را می‌توان با اضافه کردن آب سنگین درست بعد از هدف تنگستن (یعنی تنگستن در محیط آب سنگین قرار گیرد) طراحی کرد. این سیستم انتقال حرارت در مرجع [۴۵] طراحی شده است. حال به منظور یافتن ضخامت و شعاع بهینه‌ی هدف تنگستن استوانه‌ای، ما شبیه‌سازی‌های زیادی را با استفاده از تالی F1 انجام دادیم. بنابراین این شبیه‌سازی‌ها ضخامت و شعاع بهینه‌ی تنگستن (جایی که شار فوتون‌های تابش ترمزی به بیشینه‌ی خودشان می‌رسند) به ترتیب 0.076cm و 1.05cm بر اساس شکل‌های ۳-۲ و ۳-۳ یافت شده‌اند [۵۱]. البته خوب است که در اینجا ذکر شود که شعاع باریکه‌ی الکترون 1cm در نظر گرفته شده است.

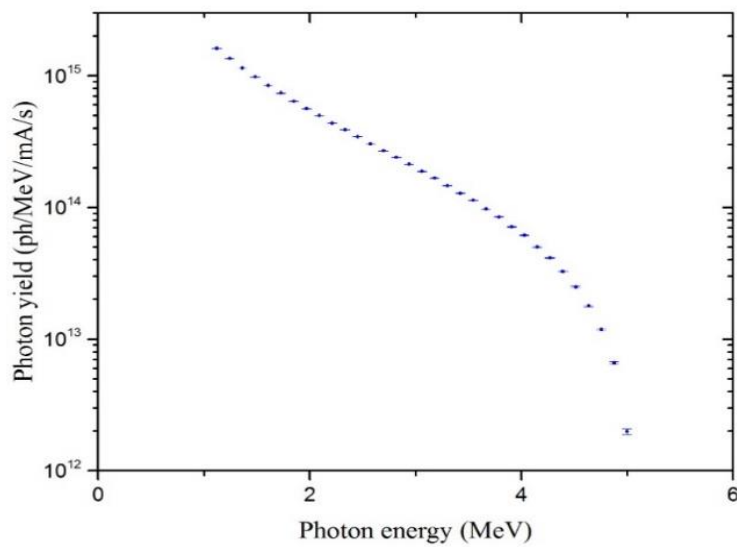


شکل ۲-۳ فوتون‌های خارج شده از هدف تنگستن بصورت تابعی از ضخامت آن (به ازای شعاع 1cm) [۵۱].

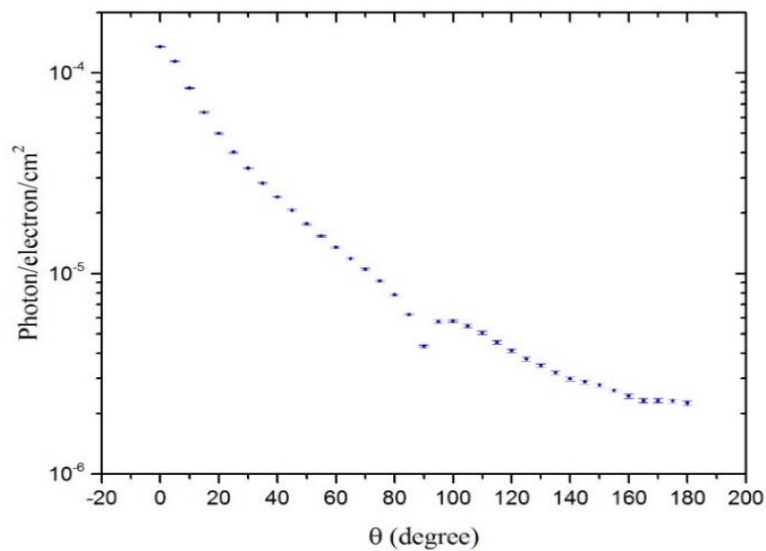


شکل ۳-۳ فوتون‌های خارج شده از هدف تنگستن بصورت تابعی از شعاع آن (به ازای ضخامت 0.076cm) [۵۱].

اکنون که ضخامت و شعاع هدف تنگستن را بهینه کردیم خوب است تا طیف تابش ترمزی حاصل از هدف بهینه شده و همچنین توزیع زاویه‌ای فوتون‌های خارج شده از آن را بیابیم، که به ترتیب در شکل‌های ۳-۴ و ۳-۵ آورده شده‌اند [۵۱].

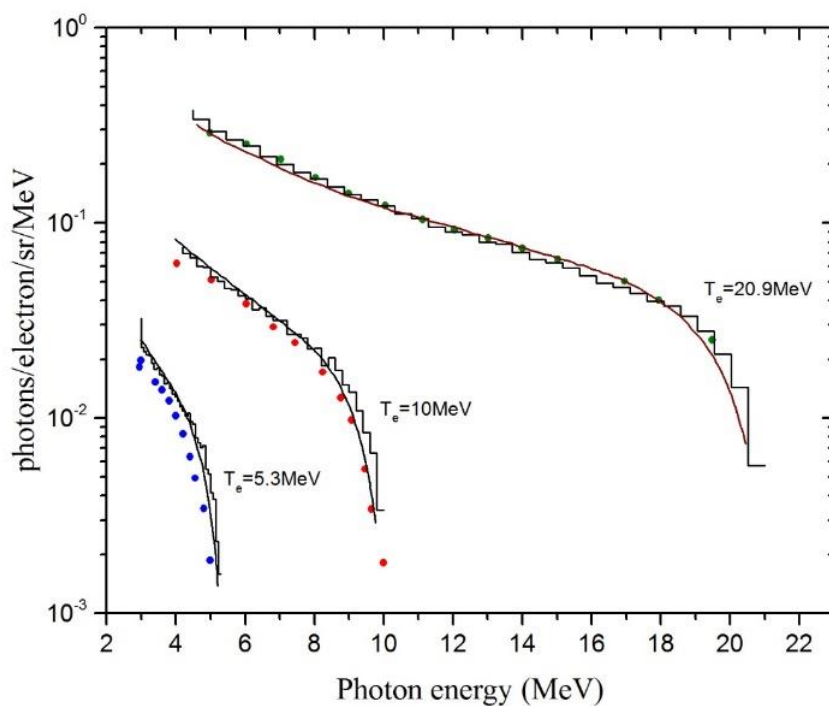


شکل ۳-۴ طیف تابش ترمزی ناشی از هدف بهینه شده‌ی تنگستن [۵۱].

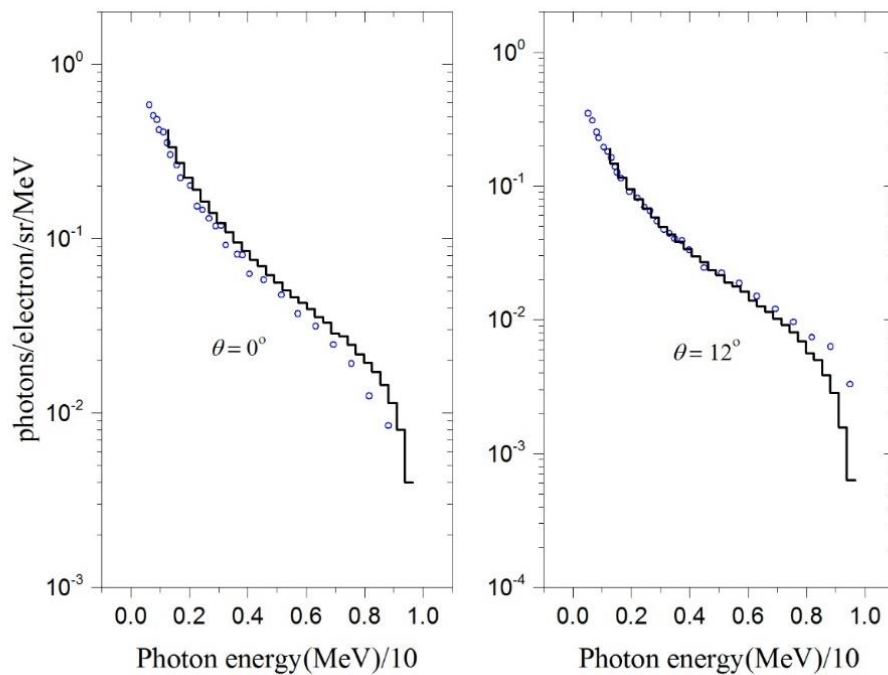


شکل ۳-۵ توزیع زاویه‌ای فوتون‌های خارج شده از هدف بهینه شده‌ی تنگستن [۵۱].

در واقع برای یافتن طیف تابش ترمزی خارج شده از هدف بهینه شده‌ی تنگستن یعنی شکل ۳-۴ از تالی F1 و برای یافتن توزیع زاویه‌ای فوتون‌های خارج شده از هدف بهینه شده‌ی از تالی F5 استفاده کردیم [۵۱]. به منظور اعتبار سنجی، ما طیف تابش ترمزی را با استفاده از کد MCNPX بدست آوردیم و در شکل‌های ۳-۶ و ۳-۷ نشان دادیم که نتایج ما با کار دیگران هم‌خوانی خوبی دارد.



شکل ۳-۶ مقایسه‌ی بین طیف تابش ترمزی بدست آمده از کار تجربی (نقاط) [۶۵]، کار محاسباتی (خطوط توپر) [۶۶] و کار ما توسط کد MCNPX (هیستوگرام) [۵۱] انجام شده است.



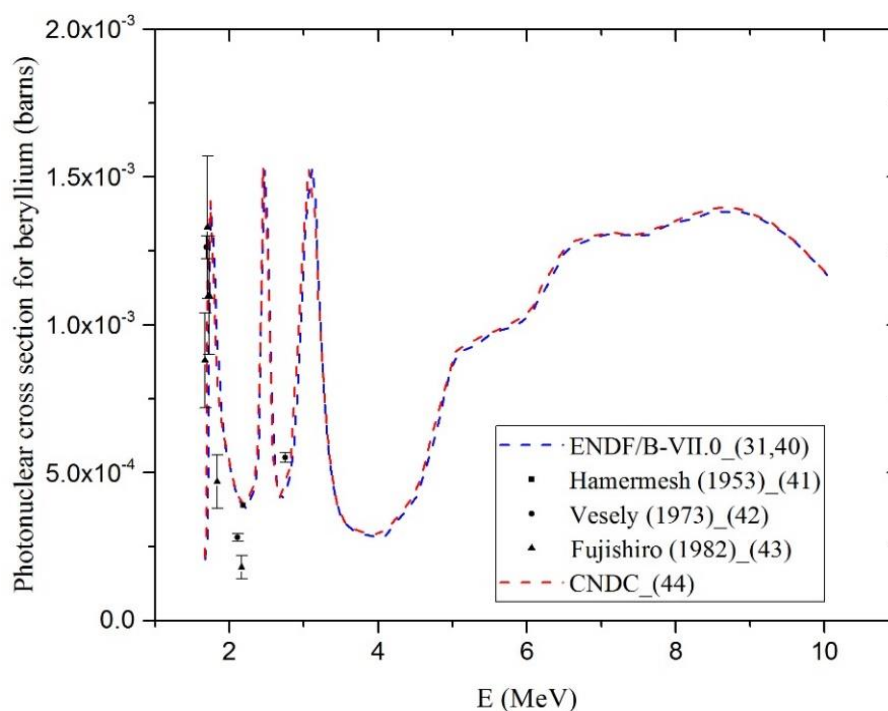
شکل ۳-۷ مقایسه طیف تابش ترمزی در زوایای صفر و دوازده درجه، نقاط کار تجربی [۶۷] و هیستوگرام کار ما توسط کد MCNPX [۵۱].

در اینجا خوب است که به نحوی تبدیل خروجی کد MCNP و ارتباط آن با جریان شتاب‌دهنده اشاره کنیم. ضریب تبدیلی که ما در کارمان از آن استفاده کردیم به صورت $(1 \text{ mA} = 6.25 \times 10^{15} \text{ electron/s})$ است. البته باید به این نکته دقت کرد که کد MCNP خروجی را به یک ذره‌ی چشمه نرمال می‌کند.

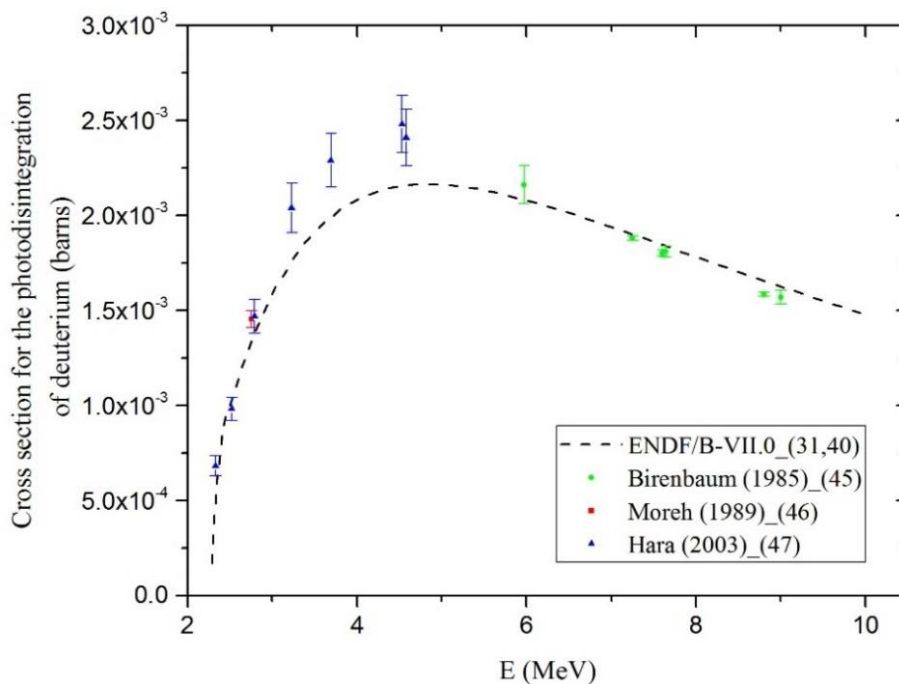
۳-۳-۲ طراحی و بهینه‌سازی هدف گاما-نوترون

در بخش قبل ما طیف شدید و بهینه شده‌ای از تابش ترمزی براساس برخورد الکترون‌های پر انرژی 5 MeV خارج شده از یک شتاب‌دهنده‌ی خطی که به یک هدف بهینه شده (از نظر ابعاد) با عدد اتمی بالا (تنگستن) برخورد می‌کنند، بدست آوردیم. حال ما باید به دنبال ماده یا موادی باشیم که بتوان از آن‌ها به عنوان هدف گاما-نوترون استفاده کرد. دو ماده‌ی برلیوم و دوترون از نظر داشتن انرژی آستانه‌ی واکنش فوتو-هسته‌ای پایین (به ترتیب 1.67 MeV و 2.22 MeV) از مابقی مواد برای کار ما گزینه‌های بهتری هستند. در واقع انرژی

آستانه به این معناست که برای شروع واکنش فوتو-هسته‌ای برای هدف به ترتیب برای هدف برلیوم و دوترون ما به فوتون‌های با انرژی حداقل 1.67 MeV و 2.22 MeV و بیشتر نیاز داریم. البته باید به سطح مقطع واکنش فوتو-هسته‌ای مربوط به این دو ماده نیز توجه داشت. سطح مقطع واکنش فوتو-هسته‌ای مربوط به دو ماده‌ی برلیوم و دوترون در شکل‌های ۳-۸ و ۳-۹ آورده شده‌اند.



شکل ۳-۸ سطح مقطع واکنش فوتو-هسته‌ای برلیوم [۵۱].

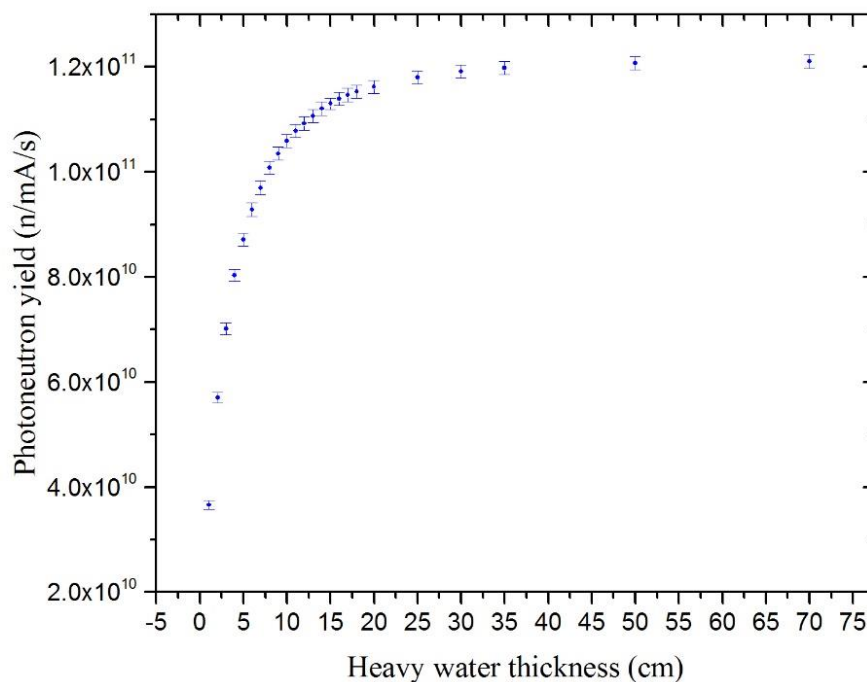


شکل ۳-۹ سطح مقطع واکنش فوتو-هسته‌ای دوترون [۵۱].

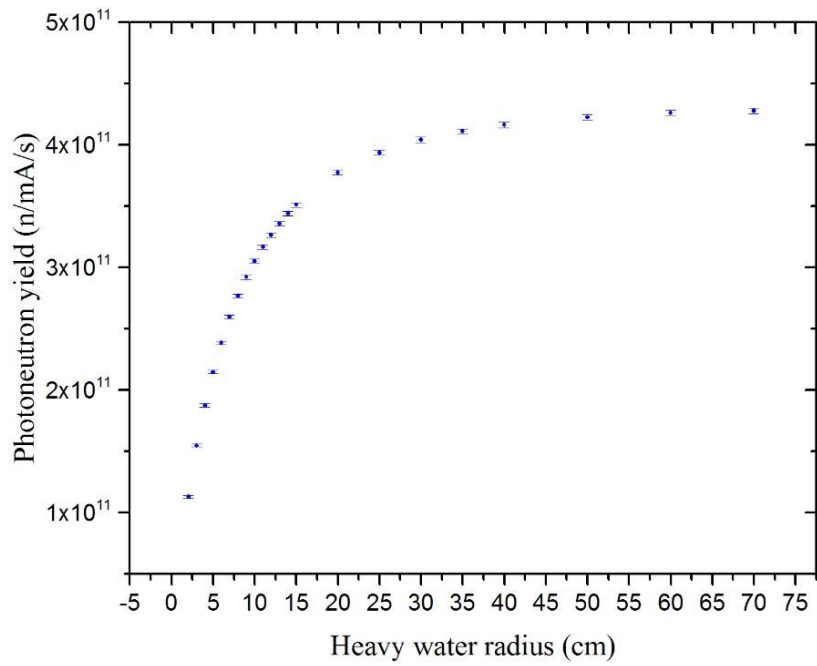
کتابخانه‌ی سطح مقطع‌هایی که برای واکنش فوتو-هسته‌ای در کد MCNPX استفاده کردیم ENDF/B-VII.0 است که در شکل‌های ۳-۸ و ۳-۹ نشان داده شده است [۵۹-۶۰].

در مطالعه‌ی که ما انجام دادیم آب سنگین (D_2O) را به عنوان هدف گاما-نوترون انتخاب کردیم [۵۱]. دلیل اول انتخاب ما این بود که انرژی آستانه‌ی واکنش فوتو-هسته‌ای دوترون پایین است و دلیل دوم این بود که آب سنگین خاصیت خنک‌کنندگی خوبی دارد، چون هدف الکترون-گاما یا همان تنگستن با توجه به اینکه دمای ذوب بالایی دارد اما به دلیل انرژی و شار بالای الکترون‌های خارج شده از شتاب‌دهنده‌ی خطی در کسری از زمان ذوب خواهد شد به همین دلیل از آب می‌توان به عنوان خنک‌کاری تنگستن استفاده کرد [۴۵ و ۵۱]. به منظور بهینه‌سازی هدف فوتو-هسته‌ای یا همان D_2O ما از تالی F1 برای این کار استفاده کردیم. هدف آب سنگین را بصورت یک هدف استوانه‌ای در نظر گرفتیم هدف الکترون-گاما یا همان تنگستن درون آن قرار گرفته است. در واقع بهینه‌سازی هدف آب سنگین مشابه با بهینه‌سازی هدف تنگستن انجام شده است. براساس بهینه‌سازی‌های انجام شده ضخامت بهینه‌ی آب سنگین 15 cm و شعاع بهینه‌ی آن 30 cm می‌باشد

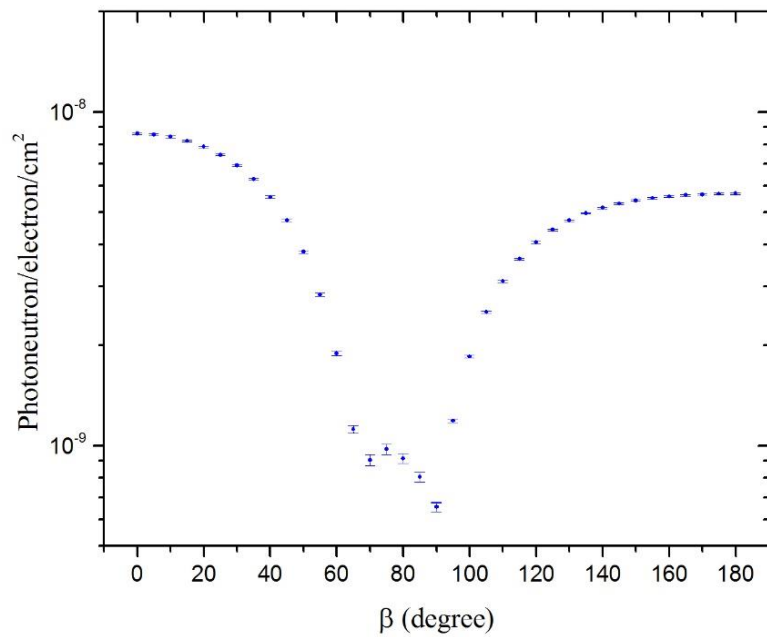
که به ترتیب در شکل‌های ۳-۱۰ و ۳-۱۱ نشان داده شده‌اند [۵۱]، در این شکل‌ها ما ضخامت بهینه را در جایی انتخاب کردیم که نمودار در آستانه‌ی رسیدن به حالت اشباع خودش بود. همچنین توزیع زاویه‌ای نوترون‌های خارج شده از هدف آب سنگین در شکل ۳-۱۲ نشان داده شده است [۵۱] این توزیع با استفاده از تالی F5 بدست آمده است. نمودار توزیع زاویه‌ای نوترون‌ها نشان می‌دهد که شار نوترون‌های قابل توجهی رو به عقب پراکنده می‌شوند که ما نتیجه می‌گیریم که باید از مواد بازتاب‌دهنده با ضخامت بهینه استفاده کنیم تا این شار نوترون‌های رو به عقب را به جلو برگردانیم. بنابراین باید بروی مواد بازتاب‌دهنده‌ی نوترون نیز مطالعاتی انجام دهیم.



شکل ۳-۱۰ نوترون‌های خارج شده از آب سنگین بر اساس تابعی از ضخامت آن [۵۱].



شکل ۳-۱۱ نوترون‌های خارج شده از آب سنگین بر اساس تابعی از شعاع آن [۵۱].



شکل ۳-۱۲ توزیع زاویه‌ای نوترون‌های خارج شده از هدف بهینه شده‌ی آب سنگین [۵۱].

۳-۳-۳ بازتابدهنده‌ی نوترون

همانطور که در بخش قبل ذکر شد، ما نیاز داریم که نوترون‌های تولید شده را جمع آوری و متمرکز کنیم برای این کار باید یک سری مواد را به عنوان بازتابدهنده‌ی نوترون مورد بررسی قرار دهیم تا از بین آن‌ها بهترین ماده و با ضخامت بهینه شده را انتخاب کنیم. این مواد بازتابدهنده باید بطور کامل هدف آب سنگین را پوشش بدهند تا از نشت نوترون جلوگیری کنند و یا نشت نوترون را به حداقل میزان خودش برسانند. مواد مناسب به عنوان بازتابدهنده‌ی نوترون داری چند ویژگی هستند که این ویژگی‌ها شامل سطح مقطع ماکروسکوپیکی جذب پایین، سطح مقطع ماکروسکوپیکی پراکندگی بالا، کاهش انرژی لگاریتمی بالا و پایداری در مقابل تابش و دما. دو پارامتر زیر برای تعیین بازتابدهنده‌ی نوترون مورد استفاده قرار می‌گیرند [۷۶و۵۱]، البته باید توجه داشت که از این پارامترها یا ویژگی‌ها برای تعیین کند کننده‌ی نوترون نیز استفاده می‌شود. که پارامتر اول توان کندکنندگی است و پارامتر دوم نسبت کندکنندگی می‌باشد.

$$\text{slowing down power} = \zeta \Sigma_s \quad (3-3)$$

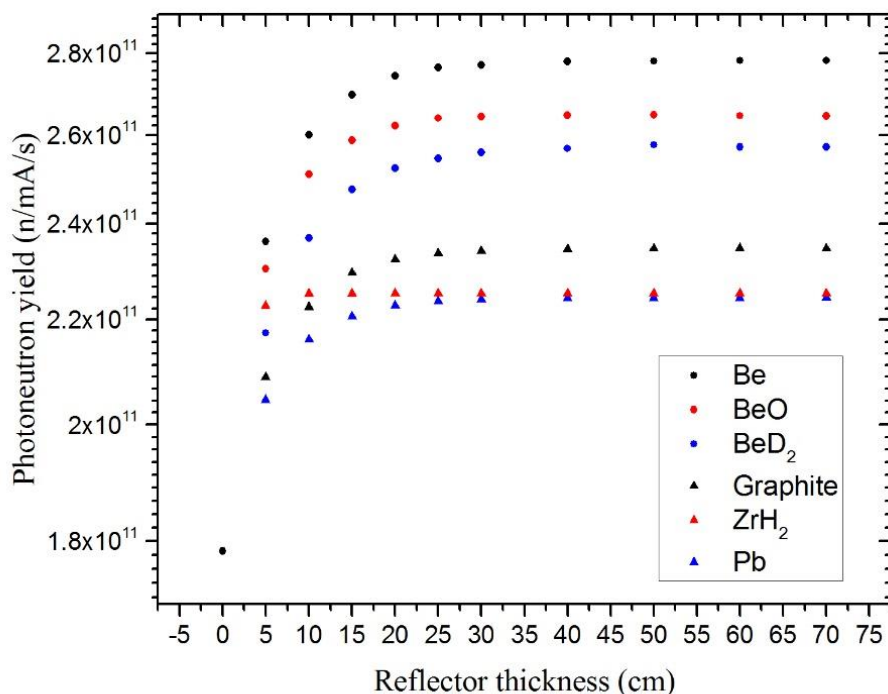
که Σ_s سطح مقطع ماکروسکوپیکی پراکندگی، ζ میانگین کاهش انرژی لگاریتمی بر واحد برخورد نوترون است. با در نظر گرفتن برخورد کلاسیکی بین نوترون و هسته‌ی ماده‌ی بازتابدهنده و همچنین استفاده از سیستم مرکز جرم برای تحلیل این برخورد داریم.

$$\zeta = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (3-4)$$

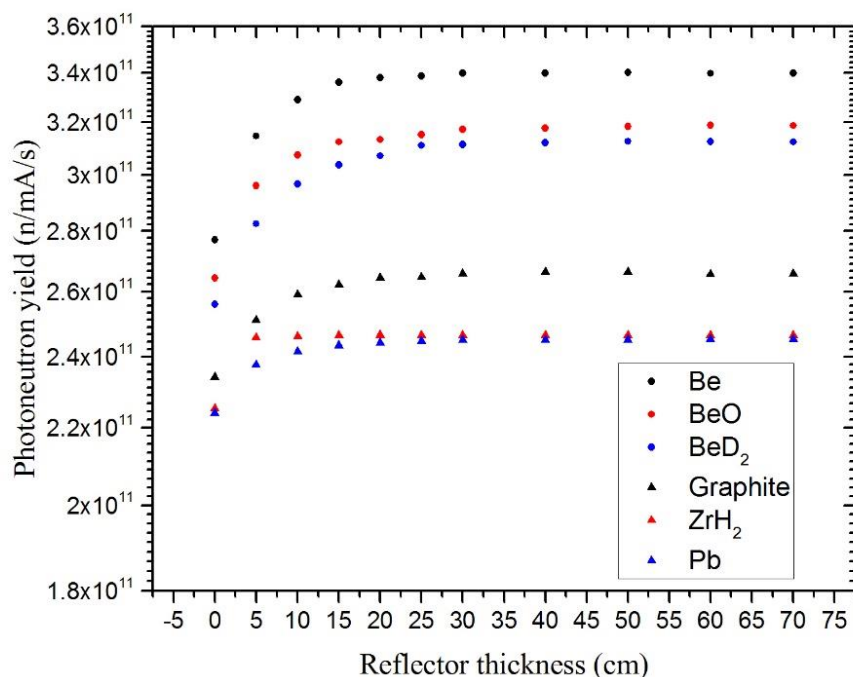
$$\text{moderating ratio} = \zeta \frac{\Sigma_s}{\Sigma_a} \quad (3-5)$$

که A عدد جرمی ماده‌ی بازتابدهنده، Σ_a سطح مقطع ماکروسکوپیکی جذب می‌باشند. اولین پارامتر اینکه چقدر خوب یک ماده منجر به کند کنندگی می‌شود را اندازه‌گیری می‌کند و دومین پارامتر توانایی ماده را برای کند کنندگی نوترون‌ها بدون جذب آن‌ها را نشان می‌دهد. مقادیر پارامترهای ذکر شده در بالا برای چندین ماده محاسبه و در مرجع [۷۶] لیست شده‌اند. مواد زیادی تاکنون به عنوان بازتابدهنده‌ی نوترون مورد استفاده

قرار گرفته‌اند اما هر کدام از این مواد براساس کاربردی که از آن‌ها انتظار می‌رود انتخاب می‌شوند. در این مطالعه ما شش ماده Be، BeO، BeD₂، Graphite، ZrH₂، Pb را به عنوان بازتاب‌دهنده‌ی نوترون با استفاده از تالی F1 کد MCNPX مورد بررسی قرار دادیم. براساس نتایج بدست آمده برلیوم و ترکیبات برلیوم بهترین عملکرد را به عنوان بازتاب‌دهنده داشته‌اند. این نتایج در شکل‌های ۳-۱۳ و ۳-۱۴ آورده شده‌اند.



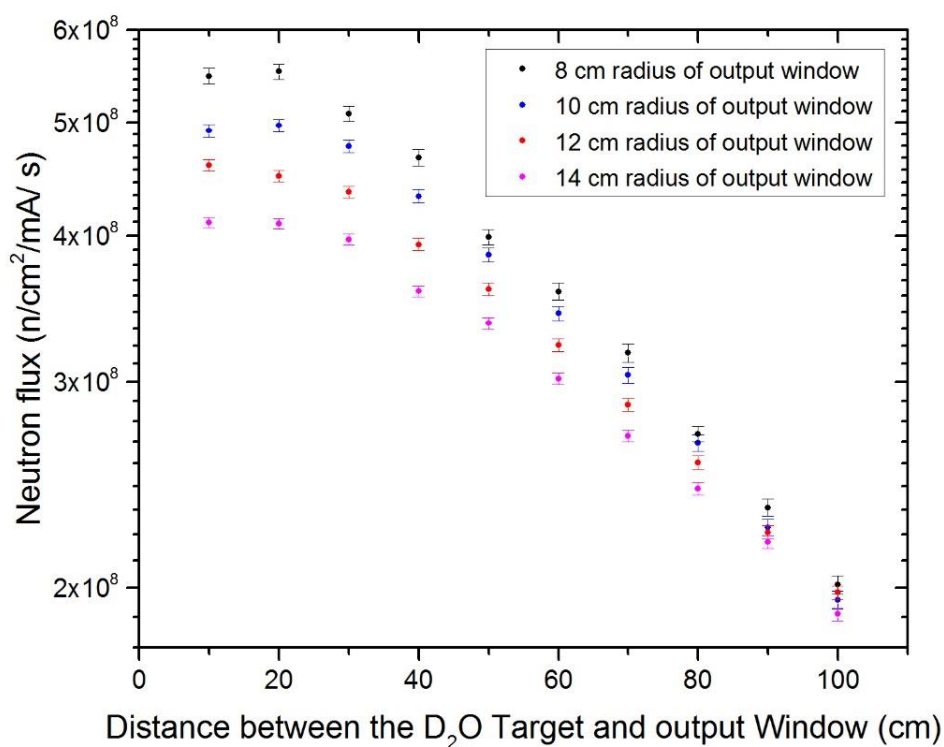
شکل ۳-۱۳ تعداد نوترون‌های عبور کرده از سطح جلویی بر حسب ضخامت بازتاب‌دهنده در سطح پشتی مبدا [۵۱].



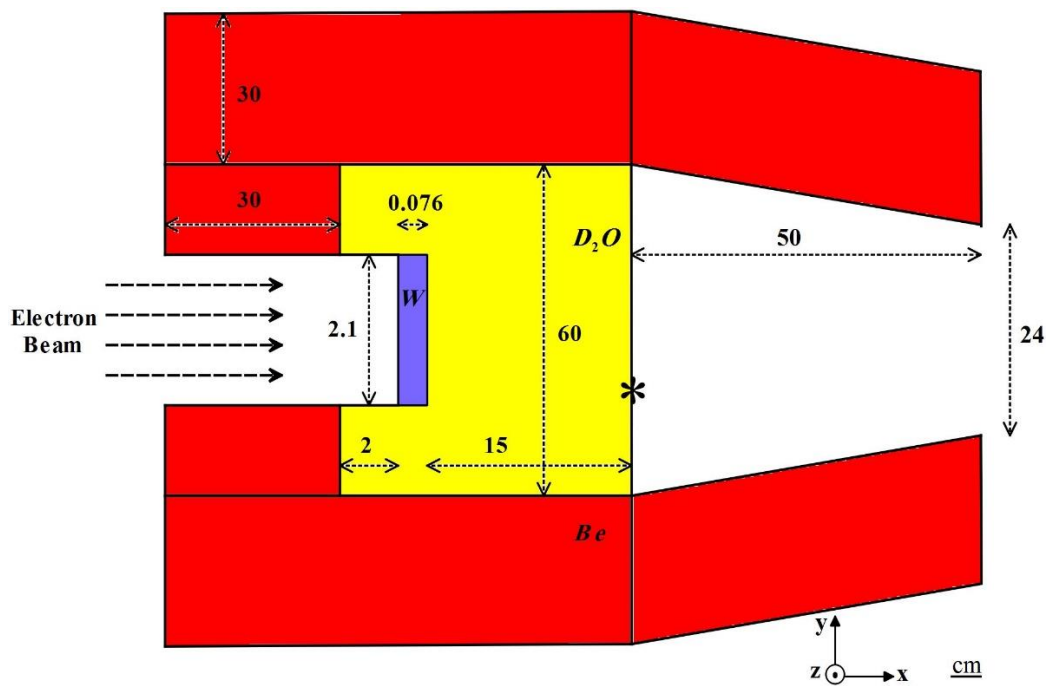
شکل ۱۴-۳ تعداد نوترون‌های عبور کرده از سطح جلویی برحسب ضخامت بازتابنده در سطح جانبی مبدل در حضور ضخامت بهینه‌ای از بازتابنده در سطح پشتی [۵۱].

براساس شکل‌های ۱۳-۳ و ۱۴-۳ بهترین ماده به عنوان بازتابنده برلیوم است. ضخامت بهینه‌ی برلیوم در سطح پشتی و سطح جانبی مبدل 30 cm در نظر گرفته شده است. برلیوم علاوه بر اینکه نقش بازتابنده‌گی خوبی که دارد نقش مبدل گاما-نوترون را نیز دارد بنابراین فوتون‌های تابش ترمزی که از آب سنگین عبور کرده و انرژی مناسبی دارند با توجه به انرژی آستانه‌ی پایین برلیوم برای واکنش‌های فوتو-هسته‌ای (1.67 MeV) قادر خواهند بود که منجر به تولید نوترون شوند، به همین دلیل است که برلیوم نسبت به مابقی مواد عملکرد بهتری از خود در شکل‌های ۱۳-۳ و ۱۴-۳ از خود نشان می‌دهد [۵۱]. براساس توضیحات بالا ما به این نتیجه رسیدیم که جنس دهانه‌ی مخروطی (موازی ساز نوترون) را برلیوم و ضخامت بهینه‌ی آن را نیز 30 cm انتخاب کنیم [۵۱]. اما ما باید طول موازی ساز (فاصله‌ی بین آب سنگین تا دهانه‌ی خروجی) و همچنین شعاع دهانه‌ی خروجی نوترون‌ها را نیز بهینه کنیم، که این کار در شکل ۱۵-۳ انجام شده است. در آخر طرح

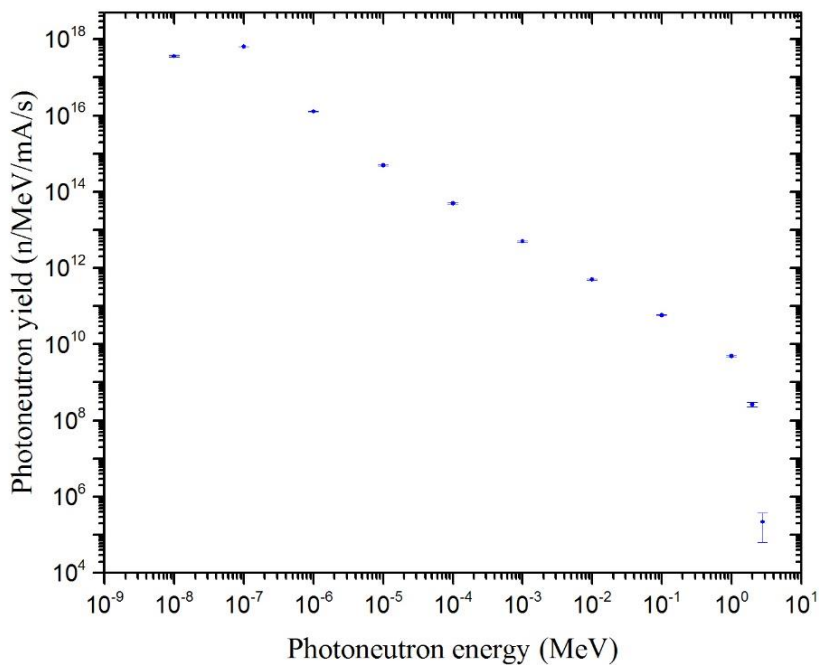
بهینه شده‌ی مبدل $e\text{-}\gamma\text{-n}$ برای الکترون‌های خارج شده از یک شتاب‌دهنده‌ی 5 MeV در شکل ۳-۱۶ نشان داده شده است. در ادامه ما طیف نوترون‌های خارج شده از مبدل بهینه شده (منظور شکل ۳-۱۶) را بدست آوردیم و در شکل ۳-۱۷ نشان دادیم. همچنین ما با استفاده از تالی مش شار خروجی نوترون‌ها را از دهانه‌ی خروجی مبدل بهینه شده در شکل ۳-۱۸ نشان دادیم.



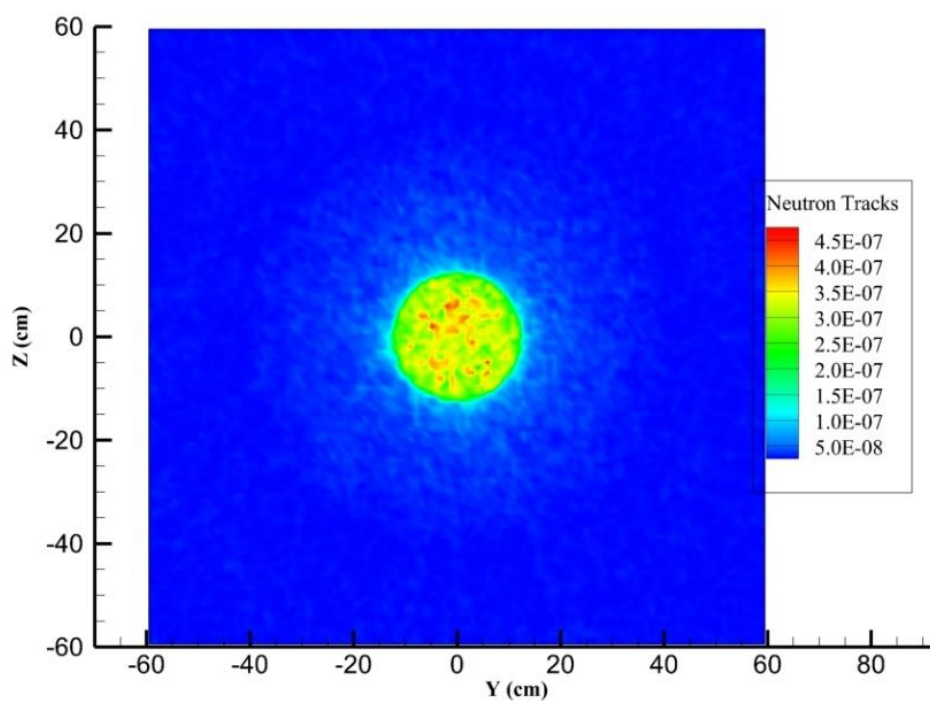
شکل ۳-۱۵ شار نوترون‌ها نسبت به طول موازی ساز و همچنین نسبت به شعاع دهانه‌ی خروجی [۵۱].



شکل ۱۶-۳ طرح دوبعدی از مبدل $e-\gamma-n$ بهینه شده براساس شتاب دهنده 5 MeV [۵۱].

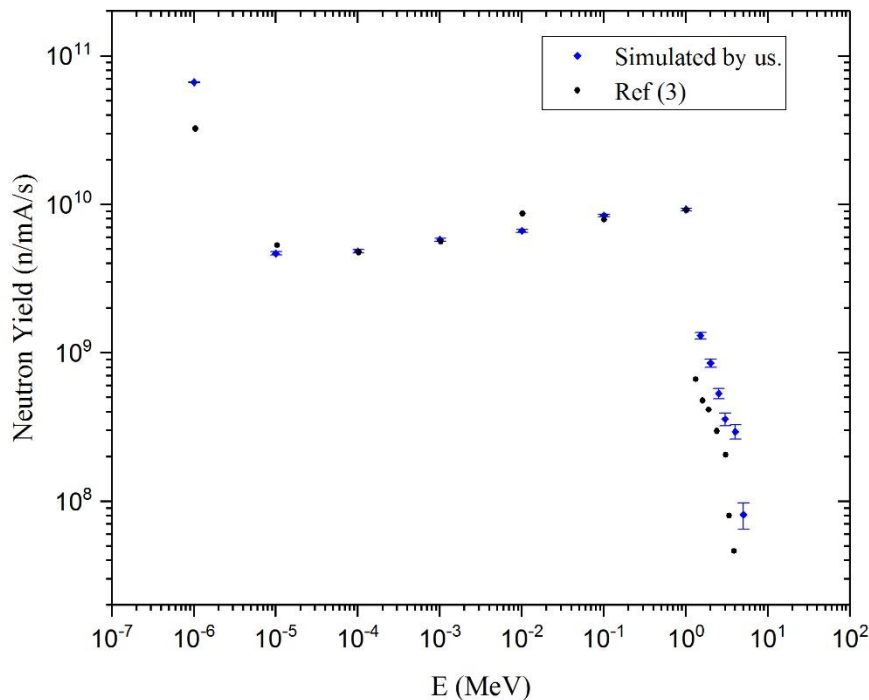


شکل ۱۷-۳ طیف نوترون های خارج شده از مبدل بهینه شده [۵۱].



شکل ۳-۱۸ تالی مش از شار نوترون‌های خارج شده از مبدل بهینه شده [۵۱].

برای اینکه از صحت کار خود اطمینان حاصل کنیم، ما شبیه‌سازی براساس مرجع [۴۵] برای طراحی یک مبدل $e\text{-}\gamma\text{-n}$ بر پایه‌ی شتاب‌دهنده‌ی خطی 10 MeV انجام دادیم که نتایج آن هم‌خوانی خوبی با کار انجام شده در آن مرجع داشت که نتایج شبیه‌سازی را می‌توان در شکل ۳-۱۹ ملاحظه کرد.



شکل ۱۹-۳ طیف گرفته شده از مبدل طراحی شده برای شتاب‌دهنده‌ی خطی 10 MeV، نقاط مشکی مربوط به مرجع [۴۵] می‌باشند و نقاط آبی همراه با خطا مربوط به شبیه‌سازی است که ما انجام دادیم [۵۱].

بنابراین براساس تمام مطالبی که تا اینجا گفته شد، ما به شار نوترون $3.6 \times 10^8 \pm 1.2\%$ neutrons/cm²/mA/s به ازای مبدل بهینه شده‌ی e-γ-n بر پایه‌ی شتاب‌دهنده‌ی خطی 5MeV رسیدیم [۵۱]. در کاری که قبلاً برای طراحی مبدل براساس الکترون‌های 5MeV انجام شده [۴۳] توانستند به 1.23×10^8 neutrons/cm²/mA/s شار نوترون برسند در این کار برلیوم را به عنوان هدف فوتو-هسته‌ای و گرافیت را به عنوان بازتابنده استفاده کردند. این مطلب نشان می‌دهد که کار ما نسبت به کار مرجع [۴۳] تقریباً 300% شار نوترون‌ها را افزایش می‌دهد. البته خوب است که ذکر شود، ما از تالی F2 برای یافتن شار نوترون‌ها استفاده کردیم. همچنین برای اعتبار سنجی بیشتر ما تعداد نوترون‌های خارج شده از شبیه‌سازی انجام شده در مرجع [۴۵] برای شتاب‌دهنده‌ی 10 MeV را $1.1 \times 10^{11} \pm 0.6\%$ neutrons/mA/s اندازه گرفتیم در حالیکه خود مرجع [۴۵] مقدار 1.25×10^{11} neutrons/mA/s را اندازه‌گیری کرده است که این اندازه‌گیری‌ها تطبیق خوبی با یکدیگر دارند [۵۱].

باتوجه به شار قابل توجهی که از مبدل بهینه شده‌ی $e-\gamma-n$ براساس الکترون‌های 5 MeV خارج شده از شتاب‌دهنده‌ی خطی بدست آوردیم می‌توان نتیجه گرفت که از این روش که شار نوترون بالایی تولید می‌کند، می‌توان برای BNCT، فعال‌سازی نوترون، تشخیص مواد منفجره و مخدر بر پایه‌ی فعال‌سازی نوترونی و تقریباً تمام کاربردهایی که احتیاج به چشمه‌ی نوترون با شار قابل توجه است، استفاده کرد.

۳-۴ طراحی چشمه‌ی فوتو-نوترون براساس شتاب‌دهنده‌ی خطی الکترون 10MeV

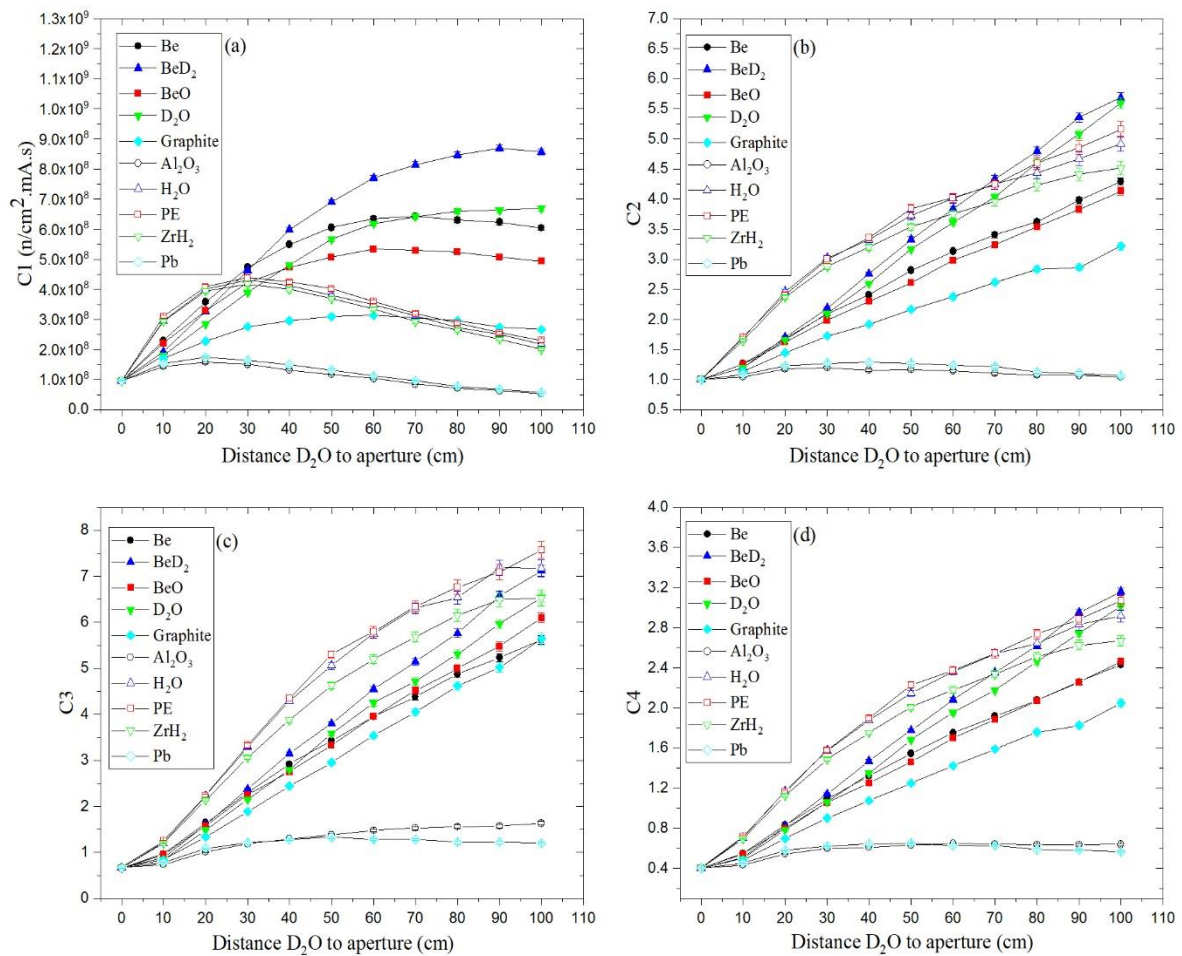
با توجه به این نکته که هرچه انرژی الکترون‌ها بیشتر باشد ما می‌توانیم به فوتون‌هایی با انرژی و شار بیشتر دست یابیم، به همین دلیل ما برای انجام فعال‌سازی با نوترون‌های گرمایی و همچنین کشف مواد منفجره از این طریق، شتاب‌دهنده‌ی خطی 10 MeV را به شتاب‌دهنده‌ی 5 MeV ترجیح دادیم. برای اینکه بتوانیم از شتاب‌دهنده‌ی 10 MeV استفاده کنیم نیاز به یک مبدل بهینه سازی شده $e-\gamma-n$ داریم. مبدلی که ما در این کار از آن استفاده کردیم بر مبنای مبدل مرجع [۴۵] است با این تفاوت که ما بخش موازی ساز آن را مجدد بر اساس نیازمان بهینه سازی کردیم. برای اینکه نقطه‌ی شروعی برای بهینه سازی داشته باشیم ما قطر دهانه‌ی موازی سازی را 40 cm در نظر گرفتیم چون عرض چمدان‌های مسافری شرکت‌های هواپیمایی معروف و معتبر جهانی از جمله: American Airlines United Airlines و Lufthansa Airlines در بیشترین حالت 40 cm است [۷۷-۷۹]. نکته‌ی دوم برای بهینه‌سازی موازی ساز بررسی جنس آن است که در این کار ما ده ماده‌ی مرسوم (Be, BeD₂, BeO, D₂O, graphite, Al₂O₃, H₂O, PE, ZrH₂, Pb) که به عنوان موازی ساز کاربرد دارند را مورد مطالعه قرار دادیم که مشخصات این مواد را می‌توان در جدول ۱-۳ مشاهده کرد. ما چهار پارامتر برای انتخاب بهترین موازی ساز و همچنین یافتن طول بهینه‌ی موازی ساز (فاصله‌ی بین هدف آب سنگین و دهانه‌ی خروجی) را مورد مطالعه قرار دادیم که این پارامترها شامل: $C_1 = \Phi_{th}^2 / \Phi_{total} (n/cm^2 \cdot mA \cdot s)$ و $C_2 = \Phi_{th} / \Phi_{epi}$ و همچنین دو پارامتر $C_3 = \Phi_{th} / \Phi_{fast}$ و $C_4 = \Phi_{th} / \Phi_{(epi+fast)}$ می‌باشند که Φ_{th} ، Φ_{epi} ، Φ_{fast} و Φ_{total} به ترتیب شار نوترون‌های گرمایی ($< 10^{-6}$ MeV)، فوق گرمایی (10^{-6} - 10^{-2} MeV)، تند

($20 \text{ MeV} - 10^{-2} >$) و کل می‌باشند. نتایج بررسی با استفاده از این پارامترها را در شکل ۲۰-۳ می‌توان مشاهده کرد [۵۳ و ۸۰]. پارامتر C_1 را راندمان گرمایی‌سازی نیز می‌گویند. در واقع از این پارامتر هم برای تعیین نقطه‌ای که بیشترین نسبت شار نوترون گرمایی به کل را داراست و هم برای اطمینان از اینکه این نقطه بیشترین مقدار ممکن شار نوترون گرمایی را داراست، استفاده می‌شود.

جدول ۱-۳ مشخصات مواد موازی ساز [۵۳ و ۸۰ و ۸۱].

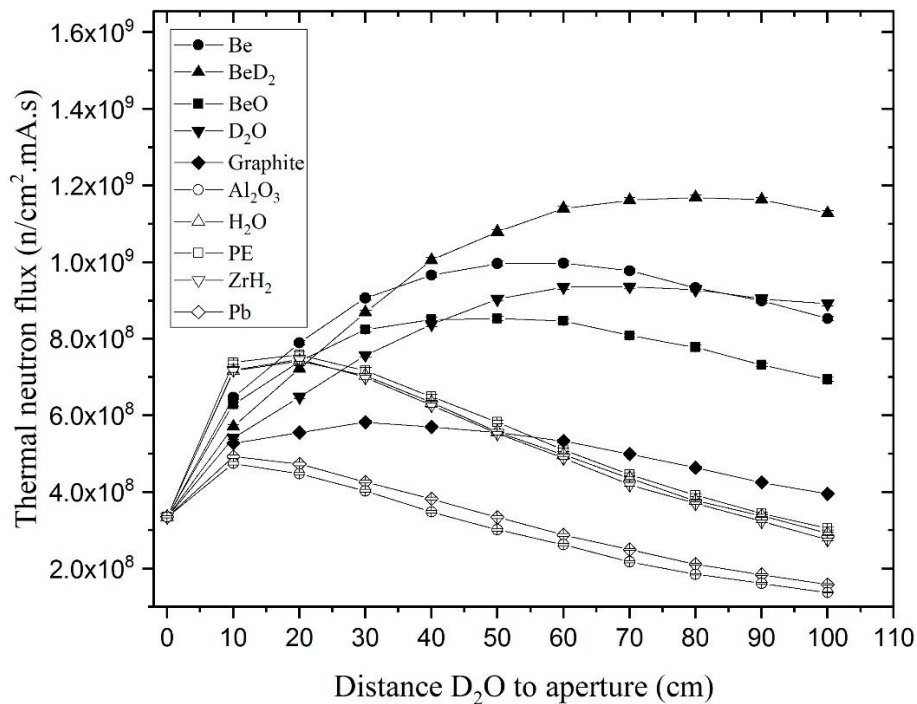
Materials	Density (g/cm^3)	Atomic Fraction
Be	1.848	Be (1)
BeD ₂	0.765	Be (0.3333), D (0.6667)
BeO	3.01	Be (0.5), O (0.5)
D ₂ O	1.105340	D (0.6667), O (0.3333)
Graphite	1.7	C (1)
Al ₂ O ₃	3.97	Al (0.4), O (0.6)
H ₂ O	0.998207	H (0.6667), O (0.3333)
PE	0.93	C (0.333338), H (0.666662)
ZrH ₂	5.61	Zr (0.3333), H (0.6667)
Pb	11.35	Pb (1)

از این چهار پارامتر بالا می‌توان برای بهینه‌کردن مبدل برای مواردی که نیاز به افزایش شار نوترون‌های گرمایی (برای استفاده در روش فعال‌سازی) و همچنین برای افزایش شار نوترون‌های فوق گرمایی (برای استفاده در روش درمانی BNCT) استفاده کرد. که ما در اینجا برای افزایش شار نوترون‌های گرمایی از این پارامترها استفاده کردیم.



شکل ۲۰-۳ پارامترهای C1، C2، C3 و C4 برای ده ماده‌ی معرفی شده به صورت تابعی از طول موازی ساز.

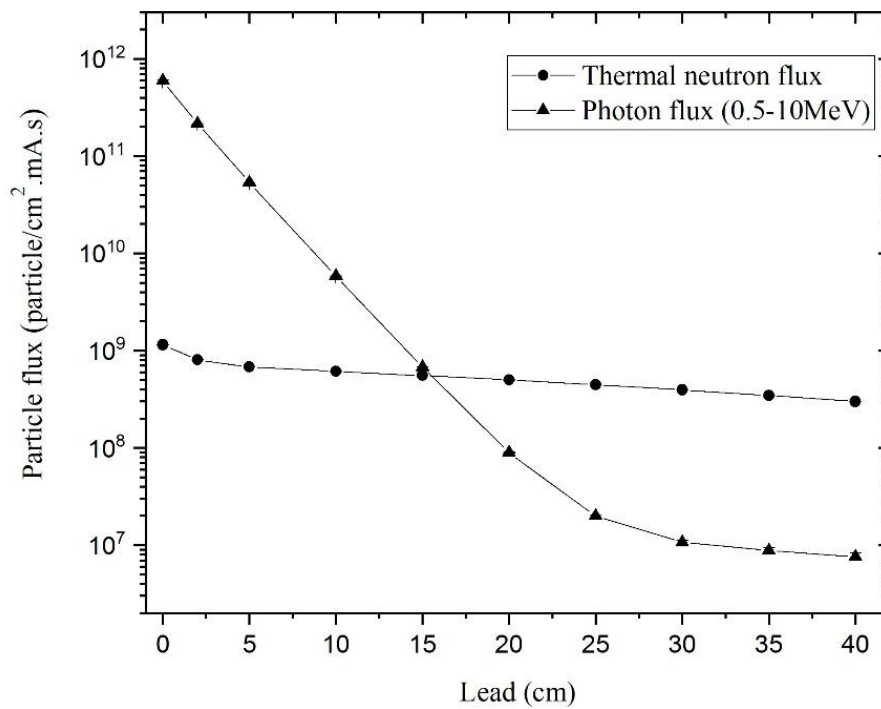
با توجه به شکل ۲۰-۳a به این نکته می‌رسیم که BeD_2 از مابقی مواد گزینه‌ی بهتری به عنوان موازی ساز است و همچنین طول بهینه‌ی موازی ساز 60 cm یافت می‌شود. البته ما برای اطمینان بیشتر تغییرات شار نوترون‌های گرمایی را نسبت به طول موازی ساز برای هر ده ماده نیز بررسی کردیم که نتایج آن در شکل ۲۱-۳ آورده شده است. البته خوب است که توجه کنیم که از مابقی نمودارهای شکل ۲۰-۳ می‌توان در بهینه سازی شار نوترون‌های تند و یا فوق گرمایی در مواردی که نیاز است، استفاده کرد.



شکل ۲۱-۳ شار نوترون‌های گرمایی نسبت به طول موازی ساز برای مواد مختلف.

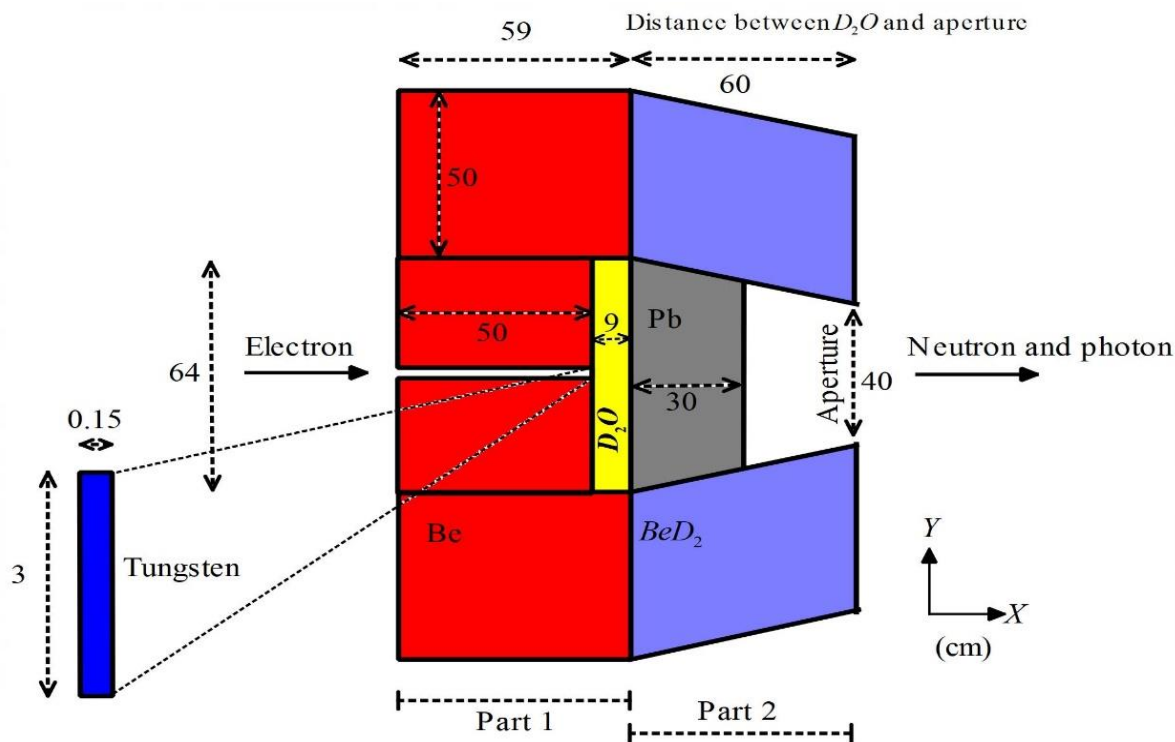
نکته‌ی مهمی که در اینجا وجود دارد این است که همراه با نوترون‌ها شار شدیدی از فوتون‌های تابش ترمزی نیز از دهانه‌ی مبدل خارج می‌شوند که این شار شدید فوتون‌ها می‌تواند در طیف نگاری پرتوهای گامای آنی خارج شده از مواد منفجره اخلاص ایجاد کند به نحوی که قله‌های گامای آنی را بپوشاند. بنابراین ما نیاز داریم که این شار شدید فوتون‌های مزاحم را کاهش دهیم. برای این کار ما از سرب استفاده کردیم به این صورت که ضخامت‌های مختلف سرب را درست پس از هدف آب سنگین قرار دادیم و شار نوترون‌های گرمایی و شار فوتون‌های تابش ترمزی را در محدوده‌ی (0.5-10MeV) مورد بررسی قرار دادیم. البته سرب را به این دلیل انتخاب کردیم که به دلیل ویژگی‌هایی که دارد از جمله چگالی بالا و همچنین ضریب تضعیف خوب همیشه به عنوان اولین و در دسترس‌ترین ماده به عنوان حفاظ گاما کاربرد دارد. البته نکته‌ی دوم در مورد انتخاب سرب این است که هسته‌ی آن سنگین است و شار نوترون‌های گرمایی در هنگام عبور از محیط سرب تغییر

محسوسی نمی‌کند. نتایج مربوط به تغییرات شار نوترون‌های گرمایی و شار فوتون‌های تابش ترمزی در شکل ۳-۲۲ در دسترس هستند.



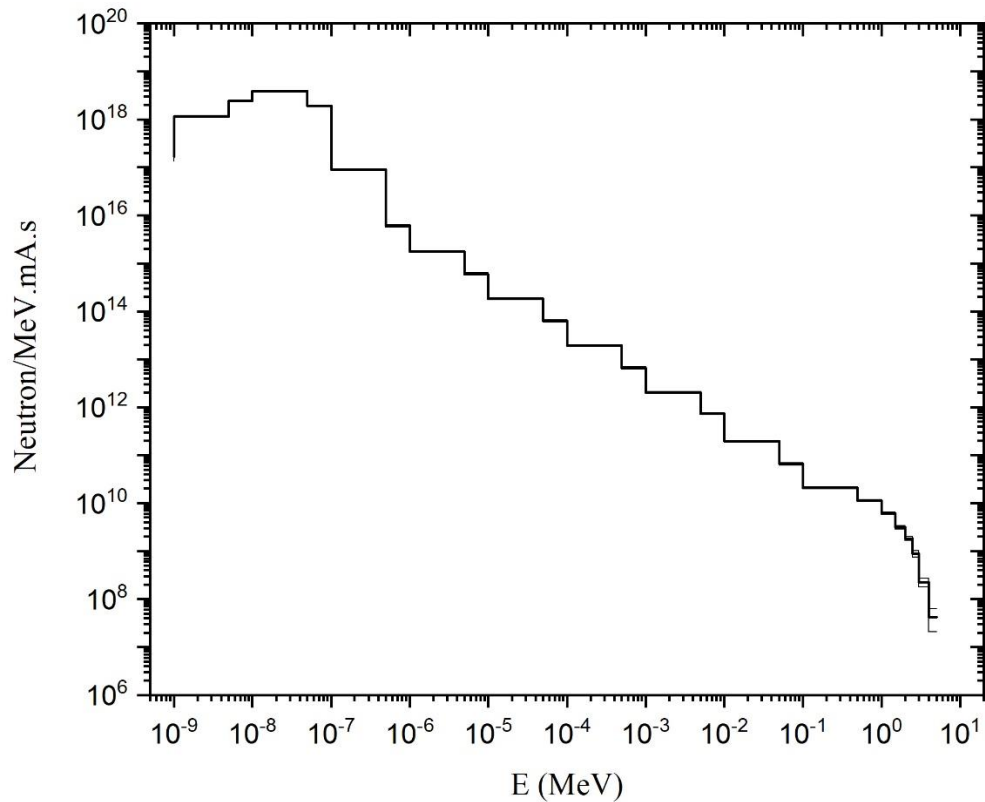
شکل ۳-۲۲ شار نوترون‌های گرمایی و شار فوتون‌های تابش ترمزی نسبت به ضخامت سرب.

بر اساس شکل ۳-۲۲ ضخامت بهینه‌ی سرب 30 cm می‌باشد. همانطور که در شکل مشخص است افزایش ضخامت سرب تاثیر چشمگیری بر شار نوترون‌های گرمایی ندارد اما شار فوتون‌های تابش ترمزی را 10^5 مرتبه کاهش می‌دهد که مقدار قابل توجهی است. بر همین اساس ابعاد بهینه‌ی مبدل را می‌توان در شکل ۳-۲۳ مشاهده کرد.



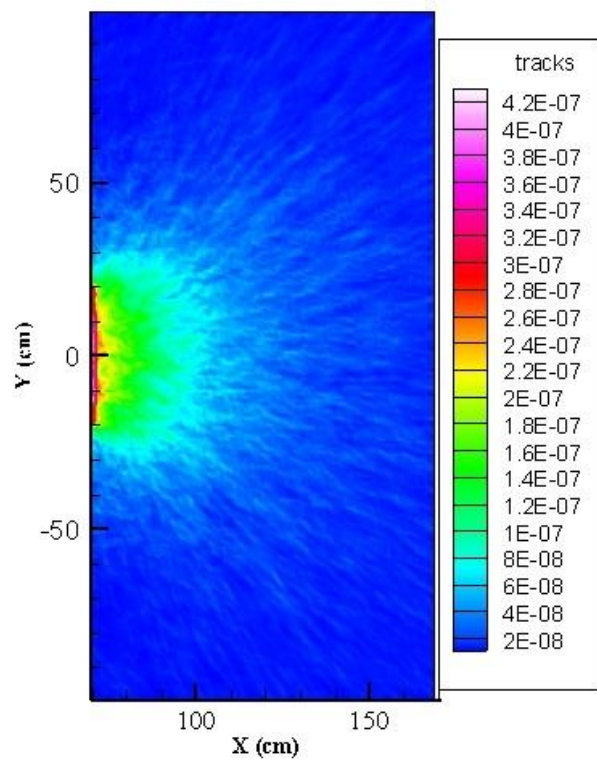
شکل ۲۳-۳ ابعاد بهینه شده‌ی مبدل $e-\gamma-n$ براساس شتاب‌دهنده‌ی خطی الکترون 10 MeV بخش ۱: مربوط به مرجع [۴۵] و بخش ۲: مربوط به شبیه‌سازی توسط ما.

در آخر طیف نوترون‌ها خارج شده از مبدل بهینه شده‌ی شکل ۲۳-۳ توسط تالی F2 در شکل ۲۴-۳ نشان داده شده است. شار نوترون‌های گرمایی و کل خارج شده از مبدل بهینه شده به ترتیب $3.9468 \times 10^8 \pm 0.69\%$ و $4.7882 \times 10^8 \pm 0.63\%$ (n/cm².mA.s) می‌باشد. بنابراین ما می‌توانیم از این شار نوترون‌های گرمایی که مقدار قابل توجهی نیز است، در راستای فعال‌سازی نوترونی و همچنین کشف مواد منفجره از این طریق استفاده کنیم.

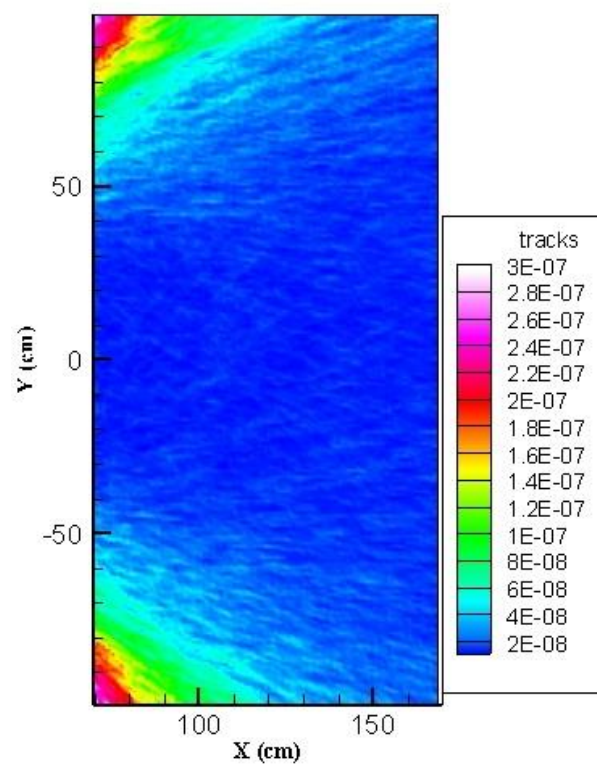


شکل ۲۴-۳ طیف نوترون‌های خارج شده از مبدل بهینه شدهی $e-\gamma-n$ شکل (۲۳-۳).

ما علاوه بر یافتن طیف نوترون‌های خروجی، توزیع زاویه‌ای نوترون‌ها و فوتون‌های خارج شده از دهانه‌ی مبدل را نیز بدست آوردیم. این توزیع‌های زاویه‌ی به ما در انجام بهتر حفاظ گذاری کمک می‌کنند. این توزیع‌های زاویه‌ی مربوط به نوترون‌ها و فوتون‌های خروجی از دهانه با استفاده از تالی مش بدست آمده‌اند که نمودارهای مربوط به آن‌ها را به ترتیب در شکل‌های ۳-۲۵ و ۳-۲۶ می‌توان ملاحظه کرد.



شکل ۲۵-۳ توزیع زاویه‌ای نوترون‌های خروجی درست بعد از دهانه‌ی مبدل.



شکل ۲۶-۳ توزیع زاویه‌ای فوتون‌های خروجی درست بعد از دهانه‌ی مبدل.

۳-۵ شبیه‌سازی فعال‌سازی با نوترون‌های گرمایی جهت کشف مواد منفجره

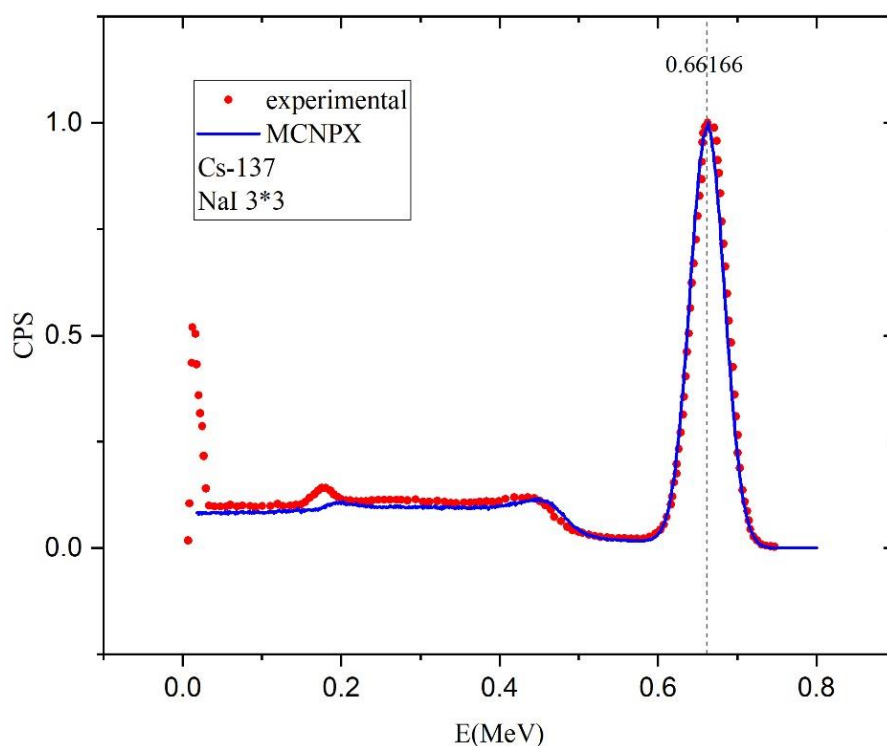
در بخش قبل ما توانستیم که شار نوترون‌های گرمایی قابل توجهی بدست آوریم و همینطور شار فوتون‌های تابش ترمزی مزاحم را تا حد بسیار زیادی کاهش دهیم. اکنون می‌توانیم از شار نوترون‌های گرمایی برای فعال‌سازی با نوترون‌های حرارتی در راستای کشف مواد منفجره استفاده کنیم. در این کار ما شش ماده‌ی منفجره‌ی (TNT, PETN, RDX, HMX, NG, EGDN) مرسوم را مورد بررسی قرار دادیم. مشخصات این شش ماده‌ی منفجره در جدول ۳-۲ آورده شده‌اند. همانطور که از جدول مشخص است مواد منفجره از چهار عنصر H, C, N و O تشکیل شده‌اند. براساس مرجع [۸۲] تعداد پرتوهای گامای آنی هیدروژن، کربن، نیتروژن و اکسیژن به ترتیب یک، هیجده، چهار و سه عدد می‌باشند.

جدول ۳-۲ مشخصات شش ماده‌ی منفجره مرسوم [۸۱].

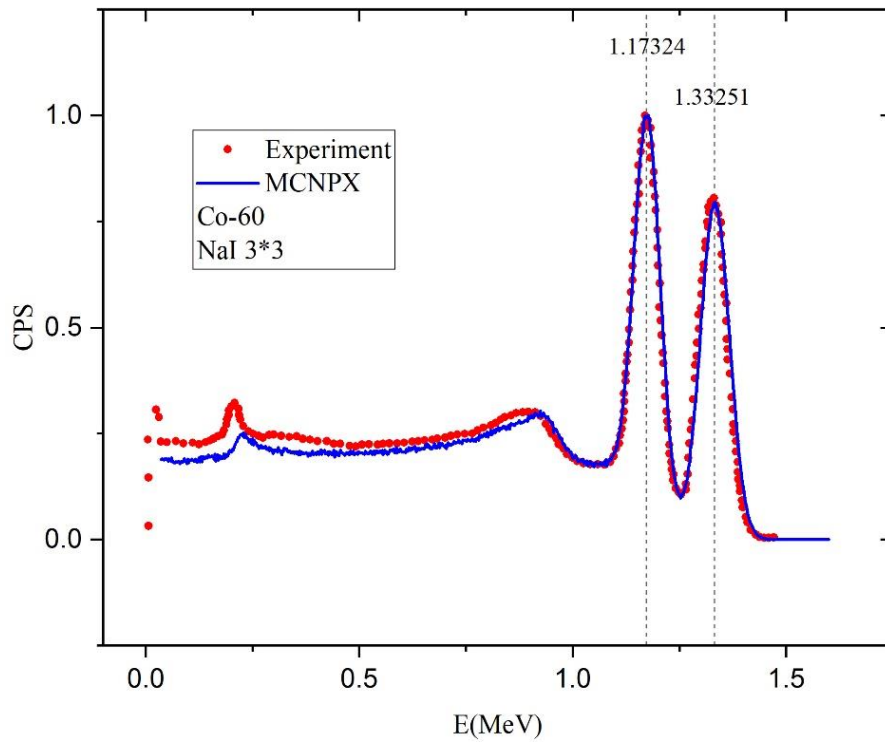
Materials	Chemical formula	Density (g/cm ³)	Atomic Fraction
TNT	C ₆ H ₂ (NO ₂) ₃ CH ₃	1.65	H (0.238095), C (0.333333), N (0.142857), O (0.285714)
PETN	C ₅ H ₈ N ₄ O ₁₂	1.77	H (0.275862), C (0.172414), N (0.137931), O (0.413793)
RDX	C ₃ H ₆ N ₆ O ₆	1.82	H (0.285714), C (0.142857), N (0.285714), O (0.285714)
HMX	C ₄ H ₈ N ₈ O ₈	1.89	H (0.285714), C (0.142857), N (0.285714), O (0.285714)
NG	C ₃ H ₅ N ₃ O ₉	1.60	H (0.250000), C (0.150000), N (0.150000), O (0.450000)
EGDN	C ₂ H ₄ N ₂ O ₆	1.49	H (0.285714), C (0.142857), N (0.142857), O (0.428571)

البته ما با استفاده از تالی F1 توانستیم که تمامی این پرتوهای گامای آنی را مشاهده کنیم. اما با استفاده از تالی F1 نمی‌توان براساس شرایط آزمایشگاهی واقعی طیف پرتوهای گامای آنی را تحلیل کرد. بنابراین ما از تالی F8 برای این کار استفاده کردیم چون با استفاده از تالی F8 می‌توان با تقریب خیلی خوبی همانند یک آشکارساز واقعی تابع پاسخ یا همان طیف پرتوهای گاما را جمع‌آوری و تحلیل کرد.

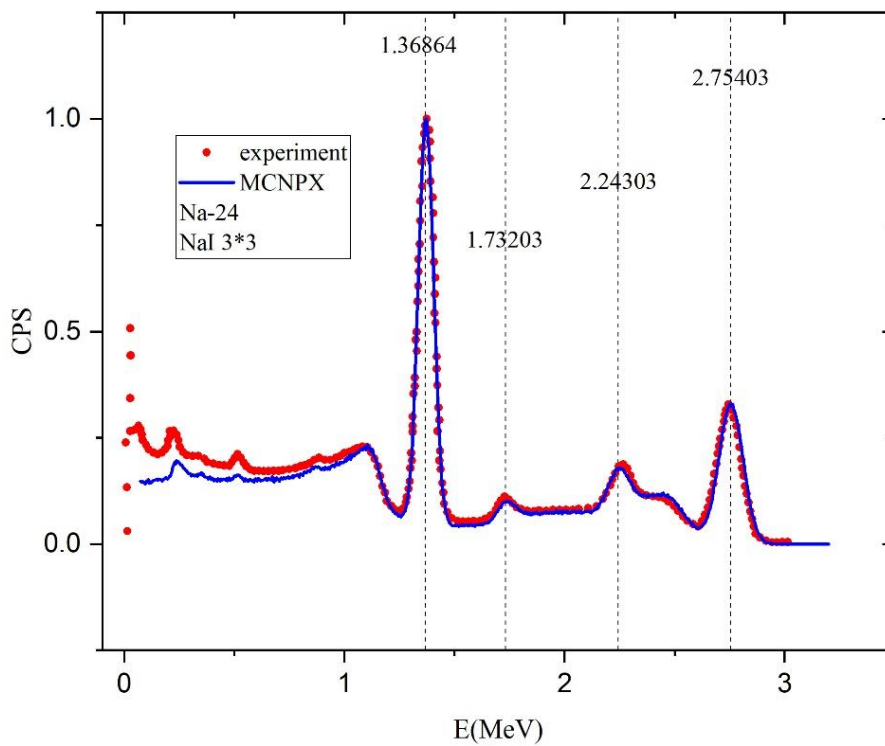
البته ما برای اینکه اطمینان حاصل کنیم که می‌توانیم به درستی یک آشکارساز را با استفاده از کد MCNPX شبیه‌سازی کنیم، برای این منظور ما تابع پاسخ پرتوهای گامای چشمه‌های ^{60}Co و ^{24}Na در یک آشکارساز NaI سه اینچی براساس کار مرجع [۸۳] شبیه‌سازی و اعتبار سنجی کردیم. نتایج این شبیه‌سازی‌ها را می‌توان در شکل‌های ۳-۲۷، ۳-۲۸ و ۳-۲۹ مشاهده کرد.



شکل ۳-۲۷ طیف پرتوهای گامای ^{137}Cs براساس شبیه‌سازی و تجربه [۸۳].



شکل ۲۸- طیف پرتوهای گامای Co-60 براساس شبیه‌سازی و تجربه [۸۳].



شکل ۲۹- طیف پرتوهای گامای Na-24 براساس شبیه‌سازی و تجربه [۸۳].

برای اینکه بتوان اطمینان حاصل کرد که شبیه‌سازی یک آشکارساز مانند NaI توسط MCNPX بدرستی انجام شده است باید علاوه بر شبیه‌سازی تابع پاسخ، بازدهی آشکارسازی آن را نیز شبیه‌سازی و اعتبار سنجی کرد به این منظور ما بازدهی کل آشکارسازی را برای چند انرژی گامای مشخص شبیه‌سازی و اندازه‌گیری کردیم و نتایج آن را با کار دیگران مقایسه کردیم، همانطور که در جدول‌های ۳-۳ و ۳-۴ مشخص شده است.

جدول ۳-۳ بازدهی مطلق برای آشکار ساز NaI سه اینچی (فاصله‌ی چشمه تا آشکارساز $d=0.001\text{cm}$).

E(keV)	MCNPX (Our work)	ref [84]
661	0.36401	0.3646
1332	0.29287	0.2930
2620	0.24712	0.2476

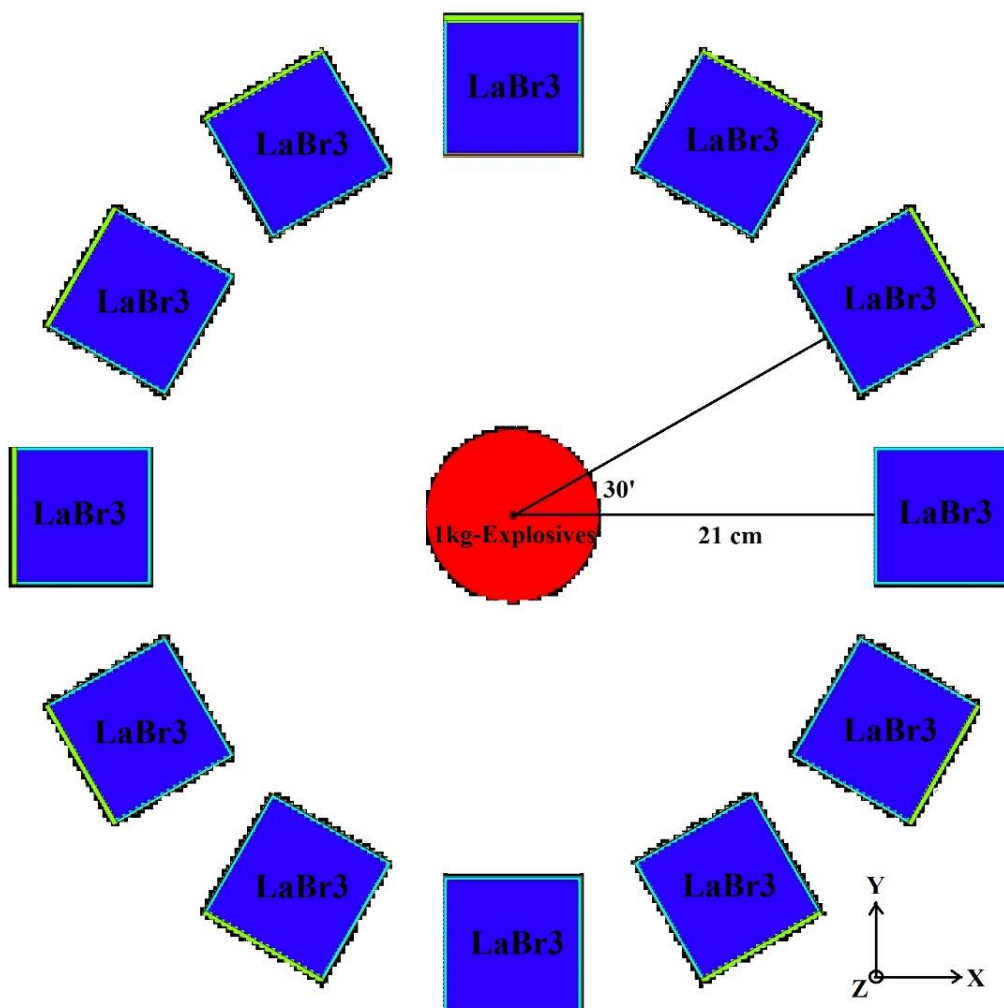
جدول ۳-۴ بازدهی مطلق برای آشکار ساز NaI سه اینچی (فاصله‌ی چشمه تا آشکارساز $d=10\text{ cm}$).

E(keV)	MCNPX (Our work)	ref [84]
661	0.02004	0.0202
1332	0.01639	0.0164
2620	0.01408	0.0140

پس از اینکه از صحت شبیه‌سازی‌ها در مورد آشکارساز گاما اطمینان حاصل کردیم. حال می‌توانیم از مابقی آشکارسازها نیز برای کار خودمان استفاده کنیم. در این مطالعه برای آشکارسازی و همینطور تحلیل طیف گاماها‌ی آنی حاصل از مواد منفجره از آشکارساز LaBr_3 سه اینچی استفاده کردیم. آشکارساز LaBr_3 از جهت اینکه دارای وضوح آشکارسازی بهتر، چگالی بالاتر و همین‌طور زمان واپاشی کمتر نسبت به NaI است حائز اهمیت است. همچنین آشکارساز LaBr_3 نسبت به HPGe نیاز به خنک شدن توسط نیتروژن مایع ندارد [۱۸]. البته وجود نیتروژن مایع منجر به اختلال در طیف گاماها‌ی آنی نیتروژن موجود در مواد منفجره نیز می‌شود. در این کار ما از دوازده آشکارساز LaBr_3 برای جمع‌آوری طیف پرتوهای گامای آنی خارج شده از مواد منفجره استفاده کردیم که چیدمان آن را در شکل ۳-۳۰ مشاهده می‌کنید. برای بدست آوردن تابع پاسخ ما از تالی F8 همراه با کارت‌های FT و GEB برای شبیه‌سازی پهنای انرژی با استفاده از رابطه‌ی زیر استفاده کردیم.

$$FWHM = A + B\sqrt{E} + CE^2 \quad (3-6)$$

در رابطه‌ی بالا، FWHM پهنا‌ی انرژی برحسب MeV، E انرژی فوتون‌ها برحسب MeV است. همچنین ضرایب A، B و C ضرایبی هستند که از طریق فیت کردن بروی داده‌های مرجع [۶۳] (به ترتیب -0.007836، 0.03858 و 0.001) بدست می‌آیند و واحد آن‌ها به ترتیب MeV، $(\text{MeV})^{1/2}$ و $(\text{MeV})^{-1}$ می‌باشد.



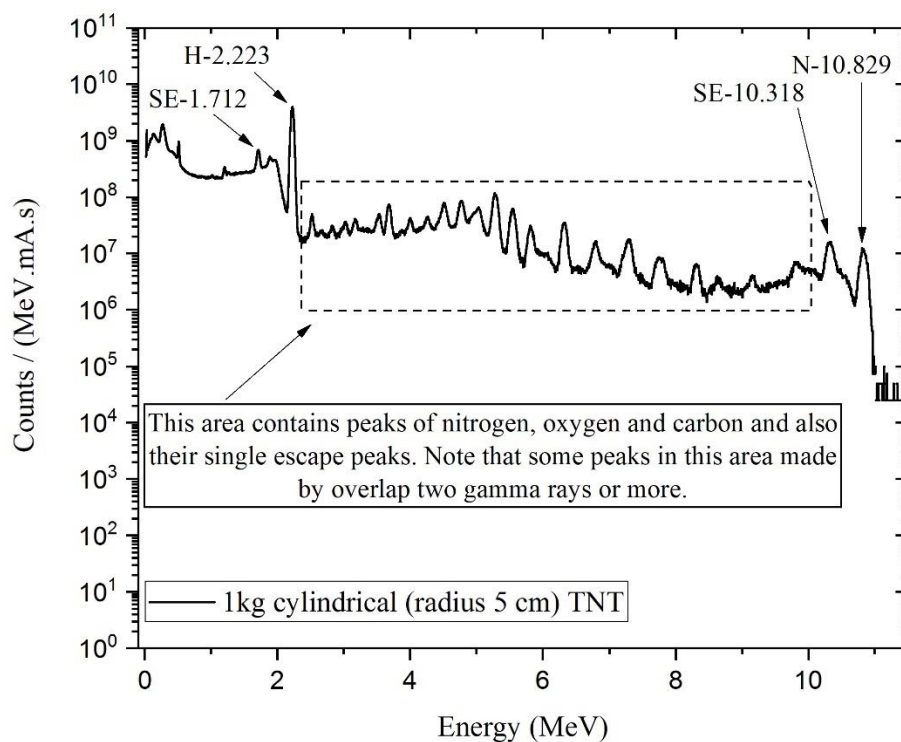
شکل ۳۰-۳ چیدمان آشکارسازها و ماده‌ی منفجره.

همانطور که در شکل بالا ملاحظه می‌کنید، دوازده آشکارساز LaBr_3 سه اینچی بروی محیط دایره‌ای به شعاع 21 cm هرکدام در زاویه‌ی 30 درجه نسبت به آشکارساز کناری خود قرار گرفته‌اند و دلیل اینکه

آشکارسازها را در فاصله‌ی 21 cm قرار دادیم این است که شعاع دهانه‌ی خروجی مبدل بهینه سازی شده‌ی e- γ -n (شکل ۲۳-۳) 20 cm است. تعداد آشکارسازها را به این دلیل افزایش دادیم که قصد داشتیم خطای آماری مربوط به تالی F8 را کاهش دهیم، چون بر طبق دستورکار MCNPX نمی‌توان هم‌زمان هم از تالی F8 استفاده کرد و هم از کارت‌های کاهش واریانس در زمانی که چشمه‌ی نوترون در فایل ورودی تعریف شده باشد و همچنین برای این که زمان آشکارسازی را کاهش دهیم. در شکل بالا چشمه‌ی نوترون و فوتون در راستای محور Z تعریف شده است، این چشمه‌ها بصورت پرتوهایی استوانه‌ای و موازی با شعاع 5 cm به ماده‌ی منفجره تابیده می‌شوند. شعاع پرتوها را 5 cm در نظر گرفتیم فقط به این دلیل که خطای آماری تالی F8 را کاهش دهیم چون شعاع یک کیلوگرم از مواد منفجره استوانه‌ای تعریف شده در این کار 5cm است بنابراین تمام نوترون‌ها و فوتون‌ها به ماده‌ی منفجره برخورد می‌کنند. برای اینکه از شدت پرتوهای فوتون مزاحم خارج شده از مبدل بکاهیم آشکار سازها را در زاویه‌ی 90 درجه نسبت به راستای پرتوهای خروجی از مبدل قرار دادیم، چون براساس رابطه‌ی توزیع زاویه‌ای پراکندگی کامپتون (کلاین-نشینا) پرتوها کم انرژی در زاویه‌ی 90 به حداقل می‌رسد و پراکندگی پرتوهای پر انرژی در راستای رو به جلو بیشترین مقدار است.

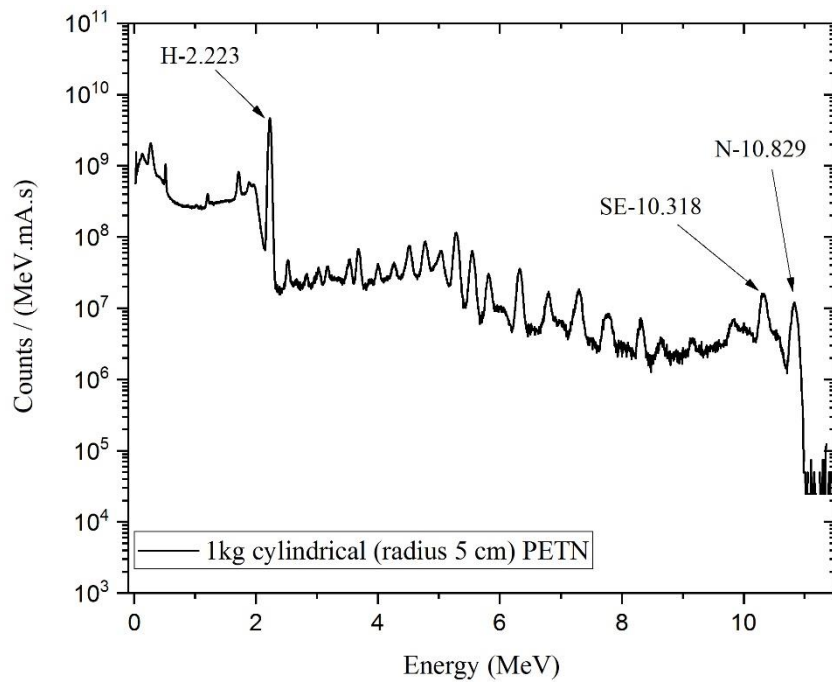
در این مطالعه ما دو پرتوی گامای H(2.223MeV) و N(10.829MeV) را برای تشخیص مواد منفجره به کار بردیم. اما متأسفانه به دلیل کم بودن سطح مقطع جذب نوترون‌های گرمایی در اکسیژن و کربن در مقایسه با هیدروژن و نیتروژن نتوانستیم پرتوهای گامای آن‌ها را مشاهده کنیم. با این حال قله‌های گامای آنی H(2.223MeV) و N(10.829MeV) را در شکل‌های ۳۱-۳، ۳۲-۳، ۳۳-۳، ۳۴-۳، ۳۵-۳ و ۳۶-۳ به ترتیب برای مواد منفجره‌ی (TNT, PETN, RDX, HMX, NG, EGDN) به وضوح مشاهده کردیم. البته همین موضوع که هم‌زمان قله‌های گامای آنی H و N در طیف مشاهده شوند می‌تواند یک علامت به عنوان وجود ماده‌ی منفجره باشد. البته وجود این تک علامت نمی‌تواند دقت لازم را برای کشف مواد منفجره تأمین کند به همین دلیل ما نیاز به یک علامت دیگر برای بالا بردن دقت داریم. ما این علامت دوم را به صورت نسبت

شمارش‌های زیر قله‌های گامای آنی هیدروژن و نیتروژن تعریف کردیم که این موضوع را در بخش بعد بطور کامل توضیح خواهیم داد.



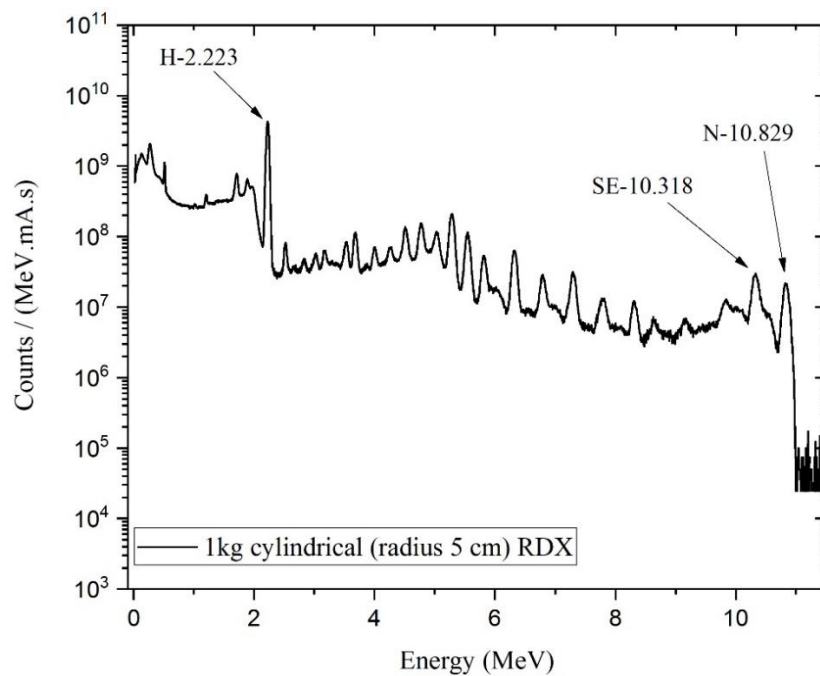
شکل ۳-۳۱ طیف پرتوهای گامای رسیده به آشکارسازهای LaBr_3 پس از فعال‌سازی عناصر موجود در TNT براساس

چیدمان شکل ۳-۲۸.



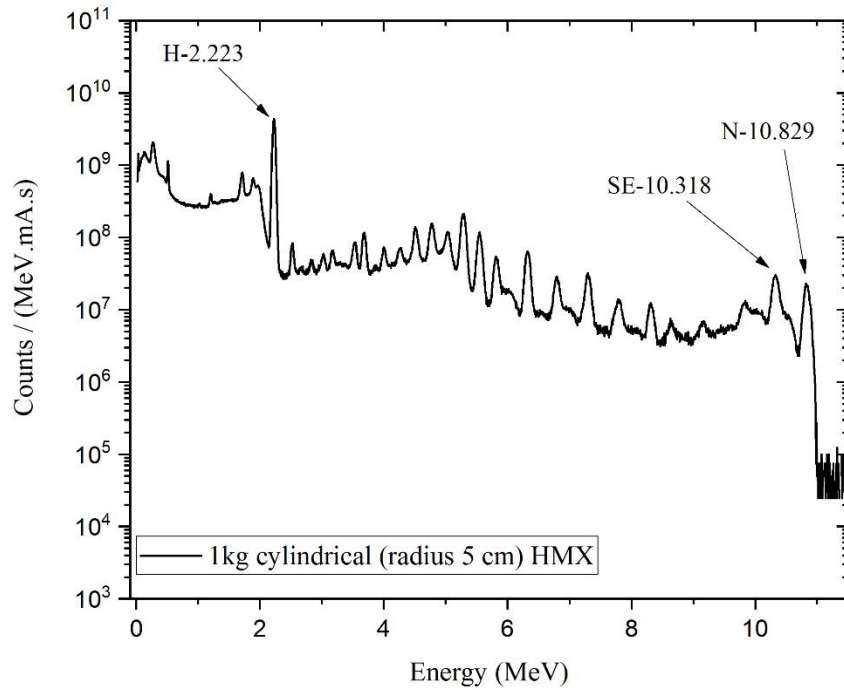
شکل ۳-۳۲ طیف پرتوهای گامای رسیده به آشکارسازهای LaBr_3 پس از فعال سازی عناصر موجود در PETN براساس

چیدمان شکل ۳-۲۸.



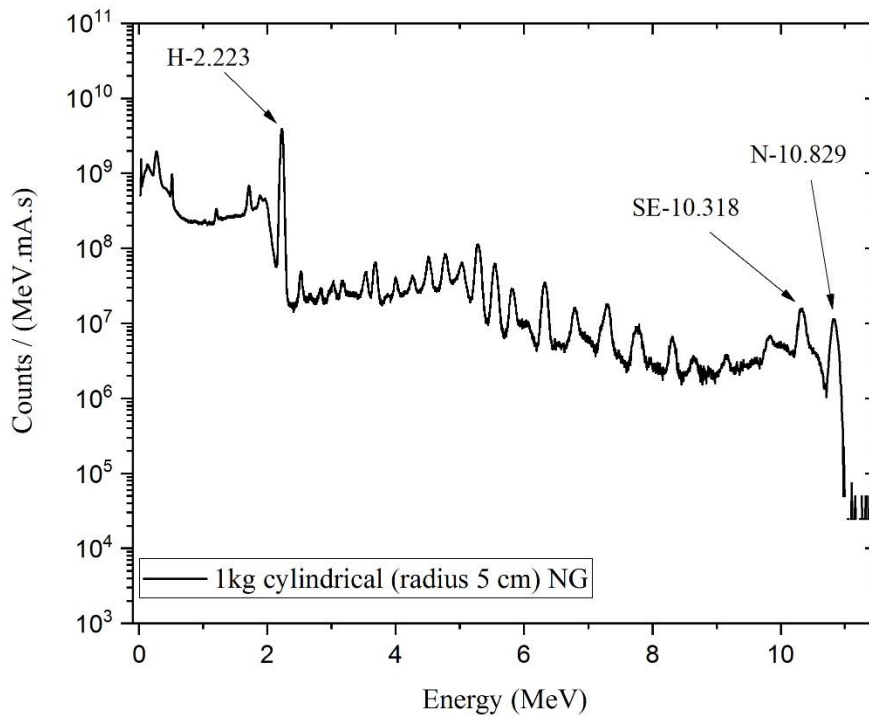
شکل ۳-۳۳ طیف پرتوهای گامای رسیده به آشکارسازهای LaBr_3 پس از فعال سازی عناصر موجود در RDX براساس

چیدمان شکل ۳-۲۸.



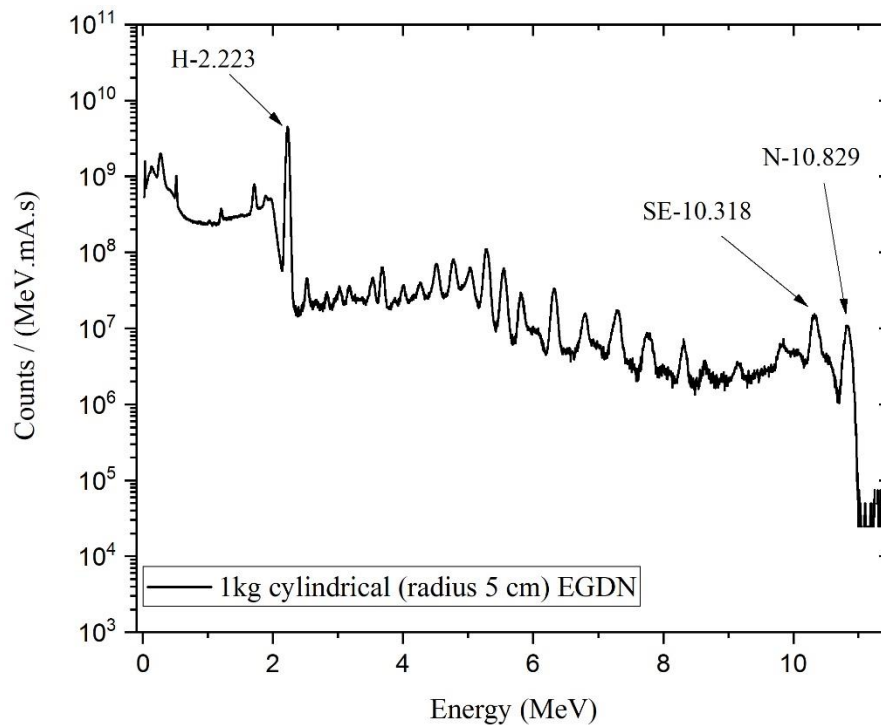
شکل ۳-۳۴ طیف پرتوهای گامای رسیده به آشکارسازهای LaBr_3 پس از فعال سازی عناصر موجود در HMX براساس

چیدمان شکل ۳-۲۸.



شکل ۳-۳۵ طیف پرتوهای گامای رسیده به آشکارسازهای LaBr_3 پس از فعال سازی عناصر موجود در NG براساس

چیدمان شکل ۳-۲۸.



شکل ۳-۳۶ طیف پرتوهای گامای رسیده به آشکارسازهای LaBr_3 پس از فعال سازی عناصر موجود در EGDN براساس

چیدمان شکل ۳-۲۸.

۳-۶ اعتبار سنجی روش فعال سازی با نوترون های حرارتی جهت کشف مواد منفجره

همانطور که در بخش قبل ذکر شد، یکی از نشانه های وجود ماده ی منفجره حضور هم زمان پرتوهای گاما آنی هیدروژن و نیتروژن در طیف پرتوهای گامای رسیده به آشکارساز است اما این نشانه کافی نیست بنابراین ما در این مطالعه یک نشانه ی دیگر را برای بالا بردن دقت تشخیص مواد منفجره معرفی می کنیم. این نشانه ی دوم نسبت شمارش های زیر قله ی هیدروژن به نیتروژن است. البته ما در این بخش هم نتایج حاصل از شبیه سازی را با تئوری مقایسه کردیم و هم نشان دادیم که نتایج هم خوانی خوبی با یکدیگر دارند.

برای محاسبه نسبت شمارش های زیر قله $\text{H}(2.223 \text{ MeV})$ و $\text{N}(10.829 \text{ MeV})$ از طریق تئوری از رابطه ی

زیر شروع می کنیم [۸].

$$R_i(\text{reactions/s}) = I \left(\frac{n}{m^2 \cdot s} \right) \times N_i \left(\frac{\text{nuclei}}{m^3} \right) \times a(m^2) \times t(m) \times \sigma_i(m^2) \quad (3-7)$$

در رابطه‌ی بالا R_i تعداد برهم‌کنش‌ها بر ثانیه برای i امین پرتو گامای آنی، I شار نوترون‌ها، N تعداد i امین هسته‌های هدف بر واحد حجم، a مساحتی از هدف که پرتوی نوترون‌ها به آن برخورد می‌کند، t ضخامت هدف و σ_i سطح مقطع میکروسکوپیکی واکنش نوترون-گاما برای i امین گامای آنی می‌باشند. برای اینکه از رابطه‌ی بالا به رابطه‌ی مربوط به شمارش‌های زیر قله‌های گاما برسیم کفایت رابطه‌ی بالا را در پارامترهای ϵ_i ، Ω و f_i ضرب کنیم. بنابراین می‌توان رابطه‌ی شمارش زیر قله‌ها (C_i) با واحد شمارش بر ثانیه) را بصورت زیر نوشت.

$$C_i = I \times N_i \times a \times t \times \sigma_i \times \epsilon_i \times \Omega \times f_i \quad (3-8)$$

که ϵ_i ، Ω و f_i به ترتیب بازدهی آشکارسازی i امین پرتوگاما برای سیستم آشکارسازی طراحی شده در شکل (۲۸-۴) با فرض اینکه چشمه‌ی گاما بصورت نقطه‌ای در مرکز دایره‌ای به شعاع 21 cm قرار دارد، زاویه‌ی فضایی آشکارسازها و پارامتر مربوط به تضعیف پرتوهای گاما در داخل ماده‌ی منفجره می‌باشند. بر این اساس می‌توان رابطه‌ی مربوط به عامل تضعیف (f_i) را به صورت زیر نوشت.

$$f_i = \exp \left[- \left(\frac{\mu_i}{\rho} \right) (\rho r) \right] \quad (3-9)$$

که در رابطه‌ی بالا μ_i ، ρ و r به ترتیب ضریب تضعیف خطی کل مربوط به i امین گاما برحسب cm^{-1} ، چگالی ماده‌ی منفجره برحسب g/cm^3 و شعاع آن بر حسب cm می‌باشند. البته می‌توان N_i را به صورت زیر نوشت.

$$N_i = \frac{\rho N_A A_i}{M} \quad (3-10)$$

که N_A ، A_i و M به ترتیب عدد آووگادرو، کسر اتمی عنصر i ام و جرم مولی ماده‌ی منفجره بر حسب g/mol می‌باشند. در آخر می‌توان نسبت شمارش‌های زیر قله‌های گاماها را آنی ($H(2.223\text{MeV})$) و $N(10.829\text{MeV})$ را به صورت زیر نوشت.

$$\frac{C_{(H-2.223)}}{C_{(N-10.829)}} = \frac{\sigma_H \epsilon_H f_H A_H}{\sigma_N \epsilon_N f_N A_N} \quad (3-11)$$

پارامترهای σ_H/σ_N ، ϵ_H/ϵ_N ، f_H/f_N و A_H/A_N برای شش ماده‌ی منفجره‌ی معرفی شده در این مطالعه، در جدول ۳-۵ آورده شده‌اند همچنین نسبت C_H/C_N هم برای تئوری و هم برای شبیه‌سازی محاسبه شده و

همراه با اختلاف نسبی آن‌ها در جدول ۳-۵ مشخص شده است. براساس نتایج آورده شده در جدول ۳-۵ تئوری و شبیه‌سازی هم خوانی خوبی با یکدیگر دارند و اختلاف جزئی مشاهده شده می‌تواند به دلیل فرض‌هایی باشد که ما برای بدست آوردن نسبت C_H/C_N در نظر گرفتیم.

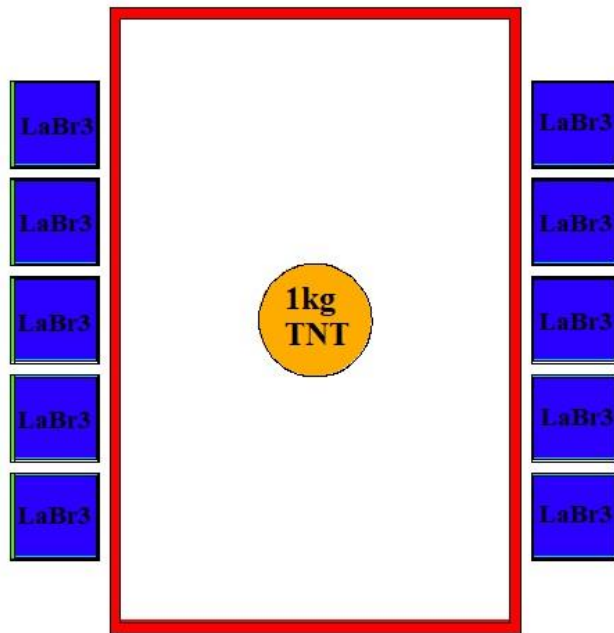
جدول ۳-۵ نتایج مربوط به نسبت C_H/C_N هم برای تئوری و هم شبیه‌سازی همراه با اختلاف نسبی بین آن‌ها.

Explosi	$\frac{\sigma_{(H-2.223)}}{\sigma_{(N-10.829)}} [82]$	$\frac{\epsilon_{(H-2.223)}}{\epsilon_{(N-10.829)}}$	$\frac{f_{(H-2.223)}}{f_{(N-10.829)}}$	$\frac{A_H}{A_N}$	$\frac{C_{(H-2.223)}}{C_{(N-10.829)}}$ Theory (B)	$\frac{C_{(H-2.223)}}{C_{(N-10.829)}}$ Simulation (A)	Relative difference % $\left[\frac{A-B}{B} \right] \times 100$
TNT	31.0841	3.5808	0.82737	1.667	153.52	159.84±1.8	4.1
PETN			0.81699	2	181.87	191.74±2.2	5.4
RDX			0.81137	1	90.31	94.33±0.8	4.5
HMX			0.80488	1	89.59	92.81±0.8	3.6
NG			0.83387	1.667	154.72	162.26±1.9	4.9
EGDN			0.84359	2	187.79	193.57±2.3	3.1

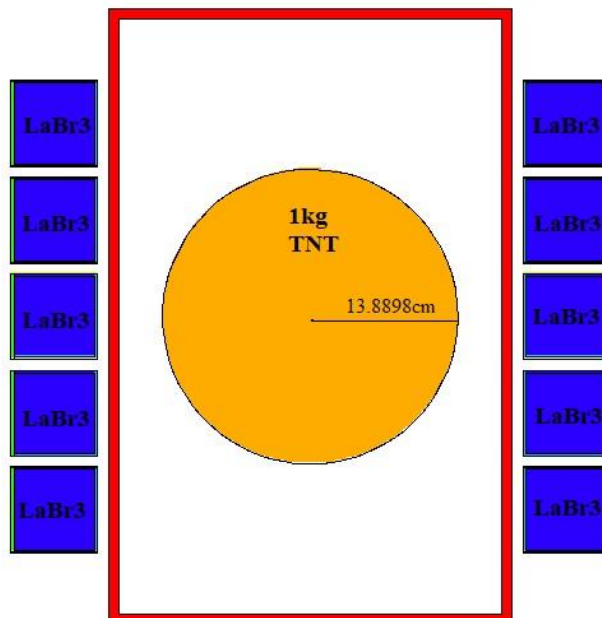
بنابراین با توجه به نتایج بدست آمده می‌توان نتیجه گرفت که استفاده از یک شتاب دهنده‌ی خطی الکترون همراه با آشکارسازهای گامای مناسب روش جایگزین مناسبی برای تحلیل به روش فعال‌سازی نوترونی و همچنین کشف مواد منفجره می‌باشد.

۳-۷ ماده‌ی منفجره داخل چمدان

در این بخش ما 1kg ماده‌ی منفجره‌ی TNT را که یک مرتبه به صورت کروی و مرتبه‌ی بعد به صورت لایه‌ای استوانه‌ای به ضخامت 1cm است را داخل یک چمدان قرار دادیم و ده آشکارساز $LaBr_3$ را در دو طرف چمدان به صورتی که بر راستای اولیه‌ی پرتوهای نوترون خروجی از مبدل عمود باشند، قرار دادیم که چیدمان آن‌ها را می‌توان به ترتیب در شکل‌های ۳-۳۷ و ۳-۳۸ (به صورت نمای دو بعدی) مشاهده کرد.

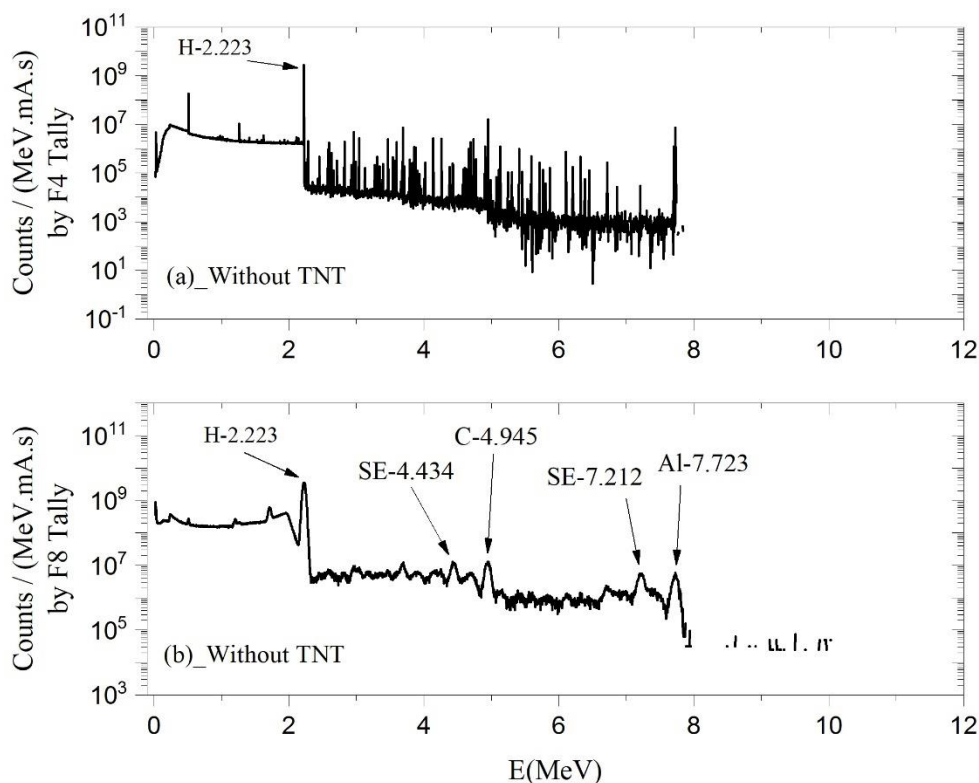


شکل ۳۷-۳ چیدمان (نمای دو بعدی) مربوط به ماده‌ی منفجره‌ی TNT کروی داخل یک چمدان (با ضخامت جداره‌ی 1cm از ماده‌ی Poly Carbonate و با ابعاد 58cm×38cm×25cm) که ده آشکارساز LaBr3 سه اینچی در دوطرف آن قرار گرفته است (شکل در صفحه‌ی X-y و دو بعدی است).

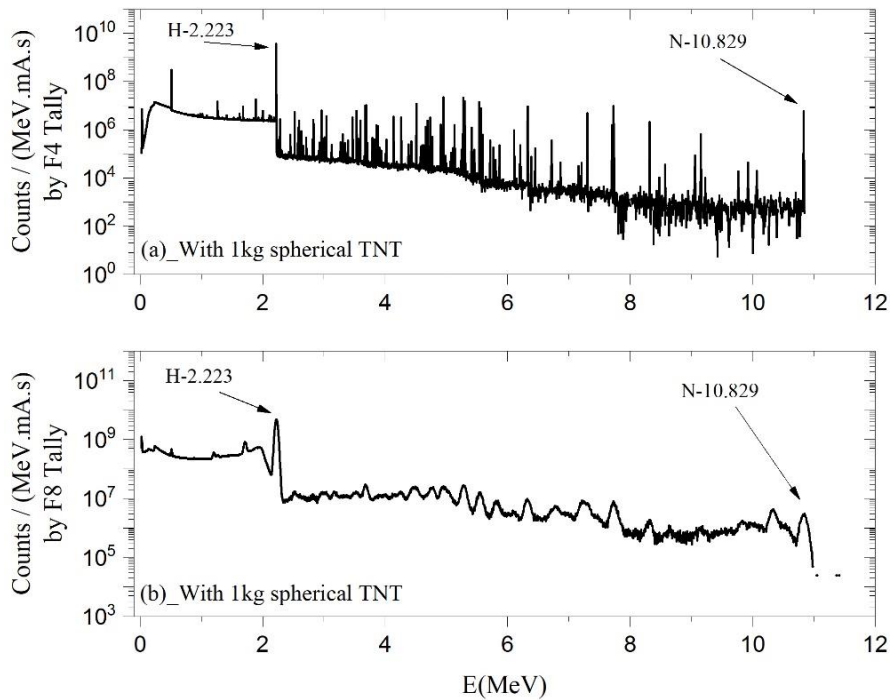


شکل ۳۸-۳ تمام موارد همانند شکل ۳۵-۳ با این تفاوت که ماده‌ی منفجره به صورت لایه‌ای استوانه‌ای به ضخامت 1cm در مرکز چمدان قرار گرفته است (شکل در صفحه‌ی X-y و دو بعدی است).

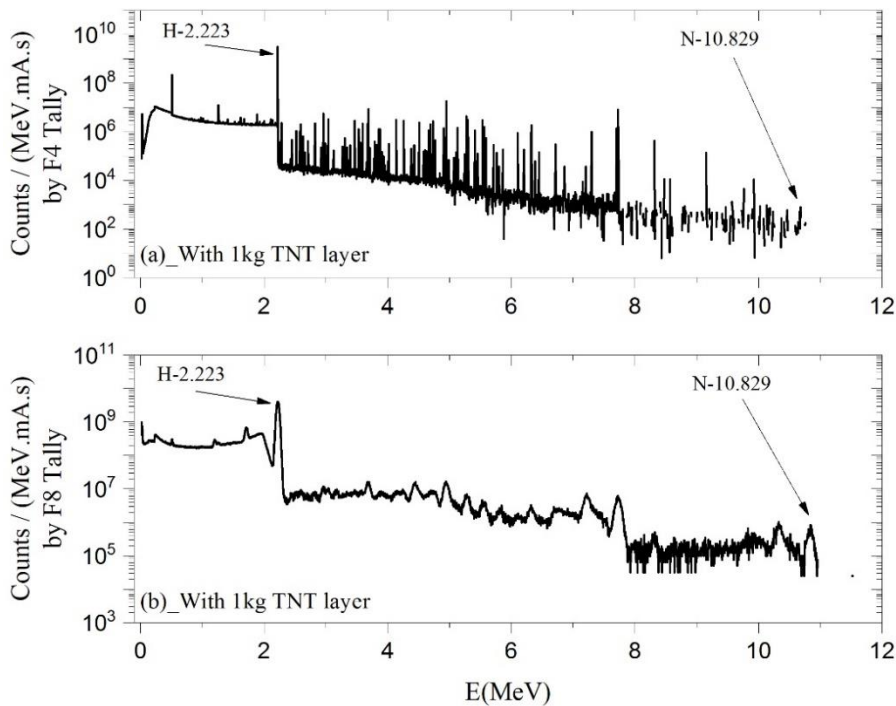
در اینجا هم از تالی F8 و هم از تالی F4 برای جمع آوری طیف پرتوهای گامای آنی (در دو وضعیت: وضعیت اول چمدان خالی و وضعیت دوم چمدانی که 1kg ماده‌ی منفجره‌ی TNT به صورتی کروی و همینطور لایه‌ای استوانه‌ای در مرکز آن قرار گرفته باشد) استفاده شده است. نتایج شبیه‌سازی به ترتیب در شکل‌های ۳-۳۹، ۳-۴۰ و ۳-۴۱ قابل مشاهده هستند. دلیلی که ما در اینجا از تالی F4 نیز برای جمع آوری طیف پرتوهای گامای آنی خارج شده از TNT استفاده کردیم این است که بتوانیم در صورت نیاز از کارت‌های کاهش واریانس به منظور کاهش خطای آماری استفاده کنیم چون همانطور که در راهنمای کد MCNPX گفته شده است استفاده از تالی F8 به همراه کارت‌های کاهش واریانس زمانی که نوترون در شبیه‌سازی حضور دارد، ممنوع است.



شکل ۳-۳۹ طیف گاماهاى گرفته شده از چمدان خالى.



شکل ۳-۴۰ طیف گاماهاى گرفته شده از چمدانى که یک کیلوگرم ماده‌ی منفجره‌ی TNT به صورت کروی در مرکز آن قرار گرفته است.



شکل ۳-۴۱ طیف گاماهاى گرفته شده از چمدانى که یک کیلوگرم ماده‌ی منفجره‌ی TNT به صورت لایه‌ای استوانه‌ای به ضخامت 1cm در مرکز آن قرار گرفته است.

فصل ۴

ضرایب انباشت و دزیمتری

یکی از اولین مواردی که حتما باید در آزمایشگاه‌ها و یا تاسیسات هسته‌ای از قبیل راکتورها، شتاب‌دهنده‌ها و تمام تجهیزات پزشکی هسته‌ای از قبیل درمانی و یا تشخیصی رعایت شود و بسیار مورد توجه قرار گیرد مبحث حفاظ‌گذاری در برابر اشعه است. مبحث حفاظ‌گذاری پس از کشف مواد رادیواکتیو مورد توجه قرار گرفت [۸۵]. این مبحث از این جهت مورد اهمیت است که مستقیماً با سلامت تمام افرادی که در مکان‌هایی که با مواد رادیواکتیو و پرتوهای ناشی از آن‌ها کار و یا به نوعی فعالیت می‌کنند، ارتباط دارد. در واقع اولین شرط کار در چنین مکان‌هایی حفظ سلامت افراد حاضر در آنجا است. بنابراین مبحث حفاظ‌گذاری دارای اهمیت فوق‌العاده‌ای است. پس از کشف مواد رادیواکتیو و همین‌طور پس از اینکه دانشمندان از خطرات بسیار زیاد این مواد و پرتوهای پر انرژی حاصل از آن‌ها مطلع شدند تحقیقات گسترده‌ای را برای جلوگیری از آسیب این پرتوها آغاز کردند [۸۶-۹۶].

در مطالعه‌ای که ما انجام دادیم یعنی همان طراحی چشمه‌ی فوتون-نوترون [۵۱]، با طیفی شدید و پیوسته‌ای از فوتون‌های تابش ترمزی (برمشتراانگ) روبرو هستیم. به همین منظور، باید مبحث حفاظ‌گذاری را در برابر این طیف مورد بررسی قرار دهیم. پارامترهای زیادی از قبیل انرژی پرتوها، ضرایب تضعیف، چگالی ماده حفاظ و غیره... در ارتباط با مبحث حفاظ‌گذاری دخیل هستند اما یکی از پارامترهای مهم دیگر، ضرایب انباشت هستند. تعریف ضریب انباشت به این صورت است که، نسبت کمیت مورد نظر ناشی از کل پرتوها به کمیت مورد نظر ناشی از پرتوهای ناپراکنده شده [۹۸،۹۷،۲۲،۱۸،۸] را ضریب انباشت می‌گویند که این کمیت مورد نظر می‌تواند یکی از کمیت‌های تعداد، شار، پرتوگیری، انرژی برجای مانده و دز و غیره... باشد. از نقطه نظر تاریخی اولین بار توسط Goldstein و Wilkins در دهه ۱۹۷۰ میلادی ضرایب انباشت را مورد بررسی قرار دادند [۸۶] و اولین مجموعه داده از ضرایب انباشت توسط موسسه‌ی استانداردهای ملی آمریکا (ANSI) محاسبه، گردآوری و در سال ۱۹۹۱ میلادی منتشر شده است [۹۶]. البته این مجموعه بعدها در سال ۲۰۰۱

میلاادی بدلیل نواقصی از جمله نقص در ضرایب تضعیف استفاده شده در محاسبات، کنار گذاشته شد. همچنین برای مطالعه‌ای تاریخی و تقریباً جامع می‌توان به مقاله‌ی مروری [۹۹] مراجعه کرد. امروزه روش‌های متفاوتی برای محاسبه‌ی ضرایب انباشت به کار گرفته شده است از جمله: روش مونت کارلو [۸۷-۸۹]، روش G-P fitting [۹۰-۹۲]، روش تجربی [۹۳،۹۴]، Invariant embedding [۹۵] و روش Moment method [۹۶] که ما در این مطالعه از کد MCNPX که براساس روش مونت کارلو کار می‌کند برای محاسبه‌ی این ضرایب استفاده کردیم. در این فصل ما سه نوع از مهم‌ترین و کاربردی‌ترین ضرایب انباشت را مورد مطالعه قرار دادیم که این سه نوع ضریب شامل ضرایب انباشت پرتوگیری، ضرایب انباشت انرژی برجای مانده و ضرایب انباشت دز می‌باشند که در بخش‌های بعد می‌توانید جزییات این محاسبات را ملاحظه کنید.

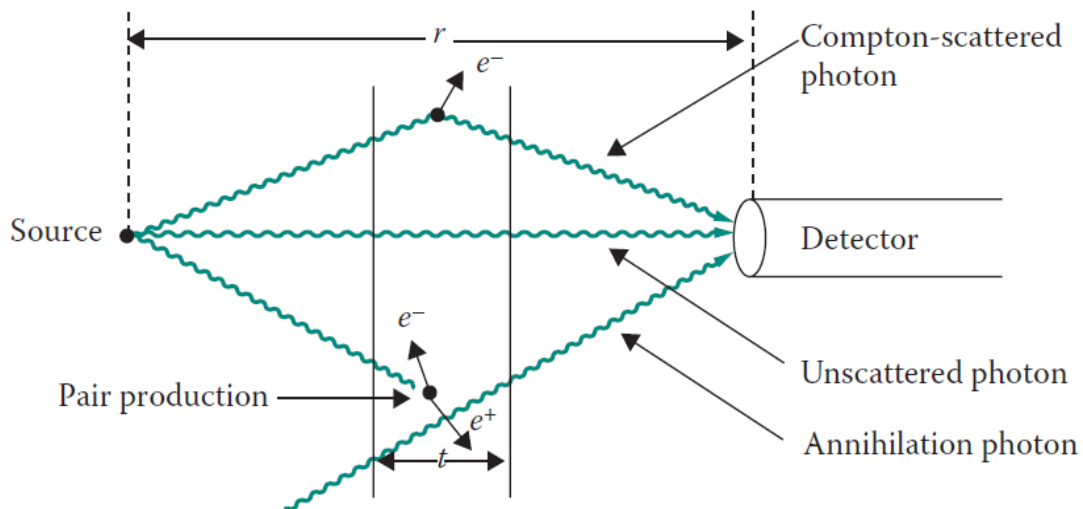
۴-۲ پیش زمینه‌ی تئوری

رابطه‌ی معروف تضعیف پرتوهای گاما هنگام عبور از حفاظ بصورت زیر است [۸،۲۲،۹۸].

$$\emptyset = \emptyset_0 \exp(-\mu x) \quad (۴-۱)$$

که در این رابطه \emptyset و \emptyset_0 به ترتیب شار کل فوتون‌ها در حضور و نبود حفاظ هستند. μ ضریب تضعیف کل برحسب $1/cm$ و x ضخامت حفاظ برحسب cm است. البته این رابطه فقط تحت شرایط هندسی خوب برقرار است چون در این رابطه فرض بر این است که به محض اینکه فوتون در داخل حفاظ متحمل هر نوع برهم‌کنشی شود به طور کامل از پرتویی که از حفاظ خارج می‌شود، حذف می‌شود. باید توجه کرد که فرض گفته شده در صورتی صحیح است که پرتوی فوتون‌ها یک پرتو باریک موازی و حفاظ بصورت تیغه‌ای با ضخامت ناچیز باشد. اما معمولاً چنین شرایطی هیچ‌گاه برقرار نیست و اگر برای محاسبات حفاظ‌گذاری و تعیین ضخامت حافظ از رابطه‌ی ۴-۱ استفاده شود، ضخامت حفاظ کمتر از آن مقداری که باید برای جلوگیری از پرتوگیری محاسبه شود، بدست می‌آید. بنابراین استفاده از رابطه‌ی ۴-۱ منجر به محاسبه‌ی اشتباه ضخامت حفاظ شده و سلامت افراد حاضر را به خطر می‌اندازد. در این صورت نیاز است تا رابطه‌ی ۴-۱ اصلاح شود.

در واقع فرض رابطه‌ی ۴-۱ اشتباه است چون از بین سه برهم‌کنش غالب فوتون‌ها با ماده فقط اثر فوتوالکتریک است که منجر به جذب کامل پرتوی فوتون می‌شود و آن دو برهم‌کنش دیگر یعنی پراکندگی کامپتون و تولید زوج این چنین نیستند. بنابراین همواره تعدادی پرتو وجود دارند که بعد از برهم‌کنش کامپتون و یا تولید زوج با انرژی کمتر از فوتون فرودی از حفاظ خارج می‌شوند. به منظور درک بهتر می‌توان شکل ۱-۴ را ملاحظه کرد.



شکل ۱-۴ اگر چشمه در یک طرف حفاظ و آشکارساز در طرف دیگر آن قرار داشته باشد هم پرتوهای ناپراکنده و هم پرتوهای پراکنده شده به آشکارساز می‌رسند [۸].

حال برای اینکه رابطه‌ی ۴-۱ اصلاح شود باید طرف راست رابطه‌ی ۴-۱ در ضریب B ضرب شود که به این ضریب، ضریب انباشت می‌گویند. پس رابطه‌ای که می‌تواند برای تمام شرایط برقرار باشد بصورت زیر است

[۹۸،۲۲،۸]

$$\Phi = B(E, \mu x) \Phi_0 \exp(-\mu x) \quad (۴-۲)$$

ضریب انباشت تابعی از انرژی فوتون E برحسب MeV، ضریب تضعیف کل μ و ضخامت حفاظ x است. با توجه به موارد گفته شده محاسبه‌ی ضریب انباشت به منظور تعیین صحیح و دقیق ضخامت حفاظ پژوهشی

مهم و ارزشمند است. همانطور که در قبل ذکر شد، چهار نوع مهم از ضرایب انباشت را می توان تعریف کرد که شامل ضریب انباشت تعداد، ضریب انباشت پرتوگیری، ضریب انباشت انرژی برجای مانده و ضریب انباشت دز می باشند. از بین این چهار نوع ضریب، ضریب انباشت تعداد کاربرد کمتری دارد بنابراین ما تمرکز خود را بروی مطالعه و نحوه ی محاسبه ی سه ضریب دیگر قرار دادیم [۱۰۲-۱۰۰]. ابتدا از رابطه ی ضریب انباشت پرتوگیری شروع می کنیم و پس از آن به ترتیب ضرایب انباشت انرژی برجای مانده و دز را توضیح خواهیم داد. این سه ضریب از آن جهت با اهمیت هستند که با استفاده از آن ها در رابطه ی ۲-۴ می توان ضخامت حفاظ را بر اساس میزان پرتوگیری و یا دز تعیین کرد.

قبل از اینکه به سراغ روابط ریاضی مربوط به ضرایب انباشت پرتوگیری، انرژی برجای مانده و دز برویم، مطلوب است تا رابطه ی کلی مربوط به ضریب انباشت را مرور کنیم. رابطه ی زیر رابطه ی کلی مربوط به ضریب انباشت است [۸].

$$B(E, \mu x) = \frac{\text{Quantity of interest due to total flux}}{\text{Quantity of interest due to unscattered flux}} \quad (4-3)$$

رابطه ی ریاضی ضریب انباشت پرتوگیری مربوط به یک چشمه ی تک انرژی نقطه ای همسانگرد و رابطه ی محاسبه ی خطای این ضریب (با استفاده از رابطه ی انتشار خطا نوشته شده است) به ترتیب به صورت زیر است [۱۰۲، ۸-۱۰۰].

$$B_E = \frac{\int_0^{E_0} \phi(r, E) E \mu_a^{air}(E) dE}{\phi_u \mu_a^{air}(E_0) E_0} \quad (4-4)$$

$$\sigma_{B_E}^2 = \left(\frac{\partial B_E}{\partial \phi} \right)^2 \sigma_{\phi}^2 + \left(\frac{\partial B_E}{\partial \phi_u} \right)^2 \sigma_{\phi_u}^2 \quad (4-5)$$

که B_E ضریب انباشت پرتوگیری و بدون واحد است. E_0 انرژی فوتون خارج شده از چشمه و μ_a^{air} ضریب جذب انرژی جرمی هوا است. ϕ_u شار فوتون هایی است که بدون پراکندگی (برهم کنش) از حفاظ عبور کردند که اصطلاحاً به این شار، شار فوتون های ناپراکنده می گویند و رابطه ی مربوط به این شار با فرض اینکه حفاظ

کروی باشد و چشمه‌ی فوتون‌ها نقطه‌ای، همسانگرد و در مرکز این حفاظ کروی قرار داده شده باشد، بصورت زیر نوشته می‌شود.

$$\Phi_u = \Phi_0 \exp(-\mu r) = (S/4\pi r^2) \exp(-\mu r) \quad (4-6)$$

شعاع حفاظ کروی را با r بر حسب cm نشان می‌دهیم. S قدرت چشمه برحسب فوتون بر ثانیه است. برای اینکه درک بهتری از ضریب انباشت پرتوگیری داشته باشیم بهتر است که رابطه‌ی پرتوگیری را تعریف کنیم که به صورت زیر است [۲۲].

$$\dot{X}_0 = (0.0659)\Phi_0 E_0 \left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)^{air} mR/hr \quad (4-7)$$

که در این رابطه \dot{X}_0 نرخ پرتوگیری برحسب میلی رونتگن بر ساعت و ρ چگالی برحسب گرم بر سانتی‌متر مکعب است. \dot{X}_0 در واقع نرخ پرتوگیری برای زمانی است که حفاظ وجود نداشته باشد. حال اگر به دنبال نرخ پرتوگیری برای زمانی که حفاظ وجود داشته باشد، باشیم (یعنی \dot{X}) باید از رابطه‌ی زیر استفاده کنیم [۲۲].

$$\dot{X} = (0.0659) \int_0^{E_0} \Phi(E) E \left(\frac{\mu_a}{\rho}\right)^{air} dE \quad (4-8)$$

رابطه‌ی ریاضی برای ضریب انباشت انرژی برجای مانده و ضریب انباشت دز به ترتیب به صورت زیر هستند [۱۰۰-۱۰۲].

$$B_{ED} = \frac{\int_0^{E_0} \Phi(r,E) E \mu_a^{med}(E) dE}{\Phi_u \mu_a^{med}(E_0) E_0} \quad (4-9)$$

$$B_D = \frac{\int_0^{E_0} \Phi(r,E) E \mu_a^{tis}(E) dE}{\Phi_u \mu_a^{tis}(E_0) E_0} \quad (4-10)$$

که در روابط قبل B_{ED} ضریب انباشت انرژی برجای مانده و B_D ضریب انباشت دز است. μ_a^{med} و μ_a^{tis} به ترتیب ضرایب جذب انرژی جرمی ماده و بافت زنده هستند. مسئله‌ی مهم در استفاده از روابط ۴-۹، ۴-۱۰ و ۴-۱۰ برای محاسبه‌ی ضرایب انباشت پرتوگیری، انرژی برجای مانده و دز با استفاده از کد MCNP این است که داده‌های خروجی کد همواره به صورت هیستوگرام هستند بنابراین به جای روابط انتگرالی باید از روابط

مجموع استفاده کرد. به همین دلیل باید روابط ۴-۴، ۴-۹ و ۴-۱۰ را به صورت زیر بازنویسی کرد [۱۰۰-۱۰۲].

$$B_E = \frac{\sum_{g=1}^G \phi_g \times \bar{E}_g \times \mu_a^{air}(\bar{E}_g)}{\phi_u \times \mu_a^{air}(E_0) \times E_0} \quad (4-11)$$

$$B_{ED} = \frac{\sum_{g=1}^G \phi_g \times \bar{E}_g \times \mu_a^{med}(\bar{E}_g)}{\phi_u \times \mu_a^{med}(E_0) \times E_0} \quad (4-12)$$

$$B_D = \frac{\sum_{g=1}^G \phi_g \times \bar{E}_g \times \mu_a^{tis}(\bar{E}_g)}{\phi_u \times \mu_a^{tis}(E_0) \times E_0} \quad (4-13)$$

که در روابط بالا G تعداد گروه‌های انرژی و \bar{E}_g انرژی میانگین هر گروه است. ϕ_g شار فوتون‌ها در بازه‌ی انرژی بین E_{g-1} و E_g است. البته باید توجه کرد که هر سه رابطه‌ی بالا زمانی برقرار هستند که چشمه گاما، چشمه‌ی نقطه‌ای، همسانگرد و تک انرژی باشد. اما اگر به جای چشمه‌ی تک انرژی با چشمه‌ی با طیف انرژی پیوسته روبرو باشیم، چه باید کرد؟ در این مورد باید روابط ۴-۱۱، ۴-۱۲ و ۴-۱۳ را به صورت زیر بازنویسی کرد تا بتوان ضرایب انباشت پرتوگیری، انرژی برجای مانده و دز را برای چشمه‌ی با طیف انرژی پیوسته محاسبه کرد [۱۰۰-۱۰۲].

$$B_E = \frac{\sum_{g=1}^G \phi_g \times \bar{E}_g \times \mu_a^{air}(\bar{E}_g)}{\sum_{g=1}^G \phi_{ug} \times \bar{E}_{ug} \times \mu_a^{air}(\bar{E}_{ug})} \quad (4-14)$$

$$B_{ED} = \frac{\sum_{g=1}^G \phi_g \times \bar{E}_g \times \mu_a^{med}(\bar{E}_g)}{\sum_{g=1}^G \phi_{ug} \times \bar{E}_{ug} \times \mu_a^{med}(\bar{E}_{ug})} \quad (4-15)$$

$$B_D = \frac{\sum_{g=1}^G \phi_g \times \bar{E}_g \times \mu_a^{tis}(\bar{E}_g)}{\sum_{g=1}^G \phi_{ug} \times \bar{E}_{ug} \times \mu_a^{tis}(\bar{E}_{ug})} \quad (4-16)$$

در روابط بالا \bar{E}_{ug} انرژی میانگین هر گروه از شار فوتون‌های ناپراکنده و ϕ_{ug} شار فوتون‌های ناپراکنده در بازه‌ی انرژی بین E_{g-1} و E_g است.

همچنین براساس روابط ۴-۱۴، ۴-۱۵ و ۴-۱۶ می‌توان ضرایب انباشت را برای چشمه‌های با تعداد پرتوهای گامای گسسته نیز محاسبه کرد مانند چشمه‌ی Co-60 که دارای دو پرتوی گاما می‌باشد. برای این منظور می‌توان روابط ۴-۱۴، ۴-۱۵ و ۴-۱۶ را به صورت زیر بازنویسی کرد [۱۰۰-۱۰۲].

$$B_E = \frac{\int_0^{1.332} \phi(r,E) E \mu_a^{air}(E) dE}{[\phi_{u-1.173} \times \mu_a^{air}(1.173) \times (1.173)] + [\phi_{u-1.332} \times \mu_a^{air}(1.332) \times (1.332)]} \quad (4-17)$$

$$B_{ED} = \frac{\int_0^{1.332} \phi(r,E) E \mu_a^{med}(E) dE}{[\phi_{u-1.173} \times \mu_a^{med}(1.173) \times (1.173)] + [\phi_{u-1.332} \times \mu_a^{med}(1.332) \times (1.332)]} \quad (4-18)$$

$$B_D = \frac{\int_0^{1.332} \phi(r,E) E \mu_a^{tis}(E) dE}{[\phi_{u-1.173} \times \mu_a^{tis}(1.173) \times (1.173)] + [\phi_{u-1.332} \times \mu_a^{tis}(1.332) \times (1.332)]} \quad (4-19)$$

که در روابط بالا $\phi_{u-1.173}$ و $\phi_{u-1.332}$ به ترتیب شار فوتون‌های ناپراکنده مربوط به انرژی 1.173MeV و 1.332MeV می‌باشند.

۳-۴ محاسبات مونت کارلو با استفاده از کد MCNPX

کد MCNPX، کد جامعی است که با استفاده از روش مونت کارلو ذرات زیادی شامل نوترون، فوتون و الکترون را ردیابی می‌کند. اما این کد بطور مستقیم نمی‌تواند ضرایب انباشت را محاسبه کند. در عوض می‌تواند شار پرتوهای فوتون را از قبیل شار کل و شار ناپراکنده را محاسبه کند. بنابراین می‌توان از این کد برای محاسبه‌ی ضرایب انباشت استفاده کرد، البته ما برای این محاسبات از نسخه‌ی MCNPX 2.7 استفاده کردیم [۵۹]. برای یافتن شار عبوری از یک سطح می‌توان از تالی F2 استفاده کرد. رابطه‌ای که تالی F2 برای یافتن شار از آن استفاده می‌کند به صورت زیر است [۵۹-۶۱].

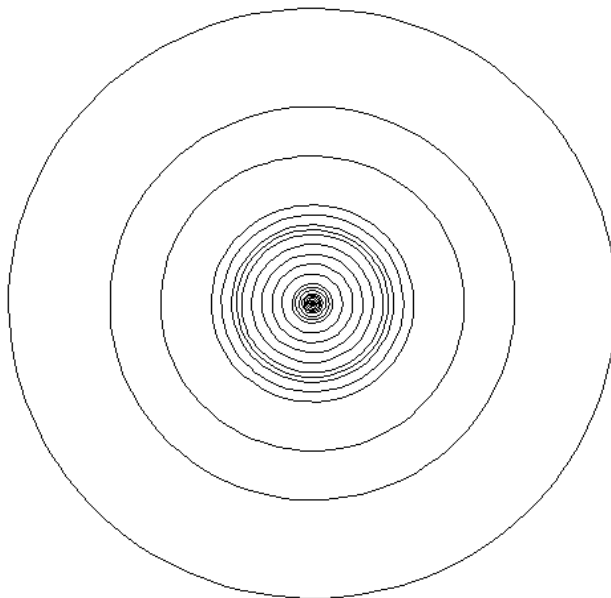
$$F2 = \frac{1}{A} \int dE \int dt \int dA \phi(\vec{r}, E, t) \quad (4-20)$$

که در رابطه‌ی بالا A مساحت سطح بر حسب سانتی متر، t زمان بر حسب 10^{-8} s، E انرژی بر حسب MeV و \vec{r} بردار مکان بر حسب سانتی متر می‌باشند.

باید توجه کرد که ضرایب انباشت علاوه بر وابسته بودن به انرژی و ضریب تضعیف فوتون به عوامل دیگری همچون هندسه‌ی چشمه (نقطه‌ای یا پرتوی موازی بودن)، هندسه‌ی حفاظ (محدود یا نامحدود و یا تیغه‌ای بودن) و همچنین هندسه‌ی آشکارساز وابسته است. در کار حاضر، ما فرض‌های زیر را برای تعیین ضرایب انباشت در نظر گرفته‌ایم. فرض اول این است که چشمه همسانگرد نقطه‌ای باشد. فرض دوم این است که حفاظ

کروی با ضخامت (شعاع) نامحدود (فیزیکی) باشد و چشمه‌ی در مرکز آن قرار گرفته باشد. بنابراین تمام این عوامل بر یافتن ضریب انباشت تاثیر می‌گذارد. البته عامل دیگری نیز در این کار توسط ما مورد بررسی قرار گرفته است که همان پیوسته بودن طیف پرتوهای خروجی از چشمه در مقایسه با تک انرژی بودن آن است [۱۰۰].

سطح مقطع‌هایی که در این کار استفاده شده اند شامل ضرایب تضعیف فوتون در سایت NIST-XCOM [۱۰۳] و کتابخانه‌ی سطح مقطع‌های کد MCNPX یعنی ENDF/B-VI [۵۹] می‌باشند. همانطور که گفته شد، ما از تالی F2 برای یافتن شار کل و ناپراکنده استفاده کرده‌ایم. برای اینکه بتوانیم شار عبور کرده از هر مسافت آزاد میانگین حفاظ را حساب کنیم، کروی حفاظ را براساس مسافت آزاد میانگین انرژی فوتون خارج شده از چشمه بخش بندی کردیم. در شکل ۲-۴، هندسه‌ی مورد استفاده به عنوان حفاظ کروی‌ای که چشمه فوتون در مرکز آن قرار دارد را ملاحظه می‌کنید، که این هندسه توسط کد MCNP شبیه‌سازی شده است.



شکل ۲-۴ هندسه‌ی کروی حفاظ شبیه‌سازی شده توسط کد MCNP.

برای یافتن رابطه‌ی مسافت پیموده شده بر حسب mfp به ازای هر انرژی از فوتون‌ها می‌توان از رابطه‌ی زیر استفاده کرد.

$$\text{distance traveled (in mfp)} = \mu x \quad (4-21)$$

که در رابطه‌ی بالا μ ضریب تضعیف کل است که به صورت زیر نوشته می‌شود.

$$\mu = \mu_{pe} + \mu_{coh} + \mu_{incoh} + \mu_{pair} + \mu_{pn} \quad (4-22)$$

در رابطه‌ی بالا μ_{pe} ضریب تضعیف مربوط به اثر فوتوالکتریک، μ_{coh} ضریب تضعیف مربوط به پراکندگی همدوس (رایلی)، μ_{incoh} ضریب تضعیف مربوط به پراکندگی ناهمدوس (کامپتون)، μ_{pair} ضریب تضعیف مربوط به برهم‌کنش تولید زوج، μ_{pn} ضریب تضعیف مربوط به برهم‌کنش فوتو-هسته‌ای می‌باشند.

نکته‌ی مهم برای محاسبه‌ی ضرایب انباشت توسط کد MCNP، چگونگی یافتن پرتوها و یا شار فوتون‌های ناپراکنده است. برای توضیح این مطلب باید یادآور شد که هندسه‌ی حفاظ مورد استفاده بصورت کروی است که چشمه‌ای همسانگرد و نقطه‌ای در مرکز این کره قرار گرفته است. روش اول جدا کردن شار ناپراکنده‌ها از مابقی پرتو این حقیقت است که پرتوهایی که بدون پراکندگی از حفاظ عبور می‌کنند انرژی‌شان تغییر نمی‌کند، به همین دلیل می‌توان از کارت E برای تعیین انرژی پرتوها استفاده کرد. روش دوم بهره بردن از این حقیقت است که پرتوهای ناپراکنده هیچ برهم‌کنشی در حفاظ انجام نمی‌دهند بنابراین می‌توان از کارت‌های FT و FU برای تعیین تعداد برهم‌کنش‌های پرتوهای فوتون در حفاظ استفاده کرد. روش سوم استفاده از کارت C برای تعیین زاویه‌ی خروج پرتوها نسبت به بردار عمود بر سطح کره است، چون پرتوهای ناپراکنده‌ای که از چشمه‌ی نقطه‌ای و همسانگرد گسیل شده‌اند، مسیر حرکتشان در هنگام عبور از حفاظ تغییر نمی‌کند. بنابراین با استفاده از کارت‌های E، FT، FU و C که با تالی F2 ادغام شده‌اند می‌توان شار فوتون‌های ناپراکنده را محاسبه کرد [۱۰۰-۱۰۲]. در اینجا خوب است که ذکر شود که ما برای شبیه‌سازی مسئله‌ی محاسبه‌ی ضرایب انباشت از پردازنده‌ی Intel® Core™ i5-760 استفاده کردیم.

در کد MCNP قابلیت وجود دارد که با استفاده از آن می‌توان یکسری از برهم‌کنش‌های فوتون با ماده را تغییر داد و یا خاموش و روشن کرد. این قابلیت در کارت Phys نهفته است [۵۹-۶۱]. ما از همین قابلیت استفاده کردیم و نشان دادیم که می‌توان ضرایب انباشت را براساس فیزیک ساده‌ای که توسط قابلیت کارت

Phys مشخص می‌شود، محاسبه کرد. فیزیک ساده‌ای که توسط این کارت معرفی می‌شود شامل: اثر کامپتون براساس الکترون آزاد، خاموش بودن پراکندگی همدوس (رایلی) و فقط اثر پرتوهای X لایه‌ی K می‌باشد. دقیقاً همین فیزیک ساده برای محاسبه‌ی ضرایب انباشت توسط استاندارد ANSI مورد استفاده قرار گرفت و به همین دلیل هم ضرایب انباشتی که در این استاندارد گزارش شد به دلیل نقصی که داشت چند سال بعد باطل اعلام شد. همانطور که گفته شده ما براساس همین فیزیک ساده ضرایب انباشت را توسط کد MCNP محاسبه کردیم و نشان دادیم که نتایج ما تطبیق خوبی با نتایج استاندارد ANSI دارند [۱۰۲،۱۰۱،۹۶] و البته ما همچنین نشان دادیم که می‌توان با استفاده از قابلیت کارت Phys از فیزیک دقیق که شامل: پراکندگی کامپتون براساس الکترون مقید، روشن بودن پراکندگی همدوس، روشن بودن تابش برمشترالانگ، و روشن بودن پرتوهای X لایه‌های K و L برای محاسبه‌ی ضرایب انباشت جدید با دقتی بسیار بهتر از استاندارد ANSI استفاده کرد که نتایج این کار نیز با کار دیگران مقایسه شده و هم‌خوانی خوبی داشته است [۱۰۲،۱۰۱].

نکته‌ی دیگری که برای محاسبه‌ی ضرایب انباشت باید مورد توجه قرارگیرد این است که تعداد گروه‌های انرژی باید به نحوی باشند تا بتوان با تقریب خوبی بطور مثال نتایج رابطه‌ی ۱۱-۴ را با رابطه‌ی ۴-۴ یکسان دانست البته این نکته باید براساس شبیه‌سازی‌های متوالی و بررسی نتایج این شبیه‌سازی‌ها با یکدیگر تحلیل شود. به عنوان آخرین نکته در محاسبه‌ی ضرایب انباشت با استفاده از کد MCNP باید به این مطالب دقت کرد که استفاده از کد MCNP بدون بکارگیری روش‌های کاهش واریانس در محاسبه‌ی ضرایب انباشت کار منطقی‌ای نیست چون برای رسیدن به خطای مطلوب باید زمان زیادی صرف شود و حتی گاهی با صرف زمان نیز نمی‌شود به خطای آماری مورد نظر رسید. به همین منظور احتیاج است از روش‌های کاهش واریانس برای محاسباتمان استفاده کنیم تا تعادلی برقرار کنیم بین صحت، دقت و زمان شبیه‌سازی و در واقع به نوعی همه این موارد را بهینه کنیم. روش کاهش واریانسی که در این گونه از مسائل به خوبی عمل کرده و توانسته در زمان نسبتاً معقولی خطای آماری را به خوبی کاهش دهد، روش تکثیر ذرات است که ما این روش را با اعمال آن در کارت Imp به اجرا گذاشتیم [۱۰۲-۱۰۰].

۴-۴ نتایج و بحث

در ابتدا برای اینکه از صحت محاسبات توسط کد MCNP اطمینان حاصل کنیم، ضرایب انباشت را برای چشمه‌هایی نقطه‌ای با انرژی های 1 MeV، 1.173 MeV، 1.332 MeV، 5 MeV و 10 MeV محاسبه و با کارهای دیگران مقایسه کردیم و همچنین ما ضرایب انباشت را برای چشمه‌های رادیوایزوتوپی Cs-137 و Co-60 را نیز محاسبه و نتایج آن‌ها را با کار دیگران مقایسه کردیم که در همه‌ی موارد نتایج ما تطبیق بسیار خوبی با کارهای مطالعاتی دیگران داشته است.

ابتدا به سراغ محاسبه‌ی ضرایب انباشت ناشی از چشمه‌ای نقطه‌ای با انرژی 1 MeV می‌رویم. در این محاسبه ما ضرایب انباشت پرتوگیری را برای این چشمه به ازای شرایط فیزیک ساده و فیزیک دقیق (که در بخش قبل توضیح داده شد) توسط کد MCNP بدست آوردیم که نتایج آن را می‌توان در جدول‌های ۴-۱، ۴-۲ و ۴-۳ مشاهده کرد. در جدول‌های ۴-۱، ۴-۲ و ۴-۳ علاوه بر محاسبات ما، نتایج محاسبات دیگران براساس فیزیک ساده و فیزیک دقیق آورده شده‌اند، این محاسبات به ترتیب برای سه ماده‌ی مختلف آب، آهن و سرب تا عمق 20 mfp انجام شده است. با توجه به نتایج بدست آمده از جدول‌های ۴-۱، ۴-۲ و ۴-۳ می‌توان به این نتیجه رسید که هرچه عدد اتمی عناصر بیشتر می‌شود اختلاف بین ضرایب انباشت پرتوگیری محاسبه شده براساس فیزیک ساده با محاسبه شده براساس فیزیک دقیق بیشتر می‌شود. در جدول‌های ۴-۱، ۴-۲ و ۴-۳ اختلاف نسبی بین نتایج محاسبات براساس فیزیک ساده با فیزیک دقیق نیز لحاظ شده است و نتایج فیزیک ساده از دو منبع ANSI [۹۶] و مقاله‌ی Shimizu [۹۵] و همکاران استخراج شده است در حالیکه نتایج فیزیک دقیق از مقاله‌ی Chibani [۸۹] گردآوری شده است. Chibani با استفاده از کد مونت کارلویی که خودش نوشته بود به نام EBUF و با اعمال تمامی موارد و عوامل برهم‌کنش فوتون با ماده که در بخش قبل برای فیزیک دقیق توضیح داده شد، توانست ضرایب انباشت را با دقت بیشتری محاسبه کند.

جدول ۴-۱ ضرایب انباشت پرتوگیری برای آب و به ازای چشمه‌ی تک انرژی 1 MeV [۱۰۲].

mfp	MCNPX simple physics (A)	MCNPX detailed physics (B)	Chibani (2001) detailed physics [89]	Shimizu (2004) simple physics [95]	ANSI (1991) simple physics [96]	Relative difference % $\left\{ \frac{ B - A }{A} \times 100 \right\}$
1	2.05	2.05	2.09	2.08	2.08	0
2	3.61	3.61	3.62	3.63	3.62	0
3	5.52	5.51	-	5.53	5.50	0.18
4	7.73	7.70	-	7.72	7.68	0.39
5	10.2	10.2	10.0	10.2	10.1	0
6	12.9	12.9	-	12.9	12.8	0
7	15.9	15.9	-	15.9	15.8	0
8	19.2	19.1	-	19.1	19.0	0.52
10	26.4	26.3	26.3	26.2	26.1	0.38
15	48.3	48.2	-	47.6	47.7	0.21
20	74.1	73.9	76.4	73.6	74	0.27

جدول ۴-۲ ضرایب انباشت پرتوگیری برای آهن و به ازای چشمه‌ی تک انرژی 1 MeV [۱۰۲].

mfp	MCNPX simple physics (A)	MCNPX detailed physics (B)	Chibani (2001) detailed physics [89]	Shimizu (2004) simple physics [95]	ANSI (1991) simple physics [96]	Relative difference % $\left\{ \frac{ B - A }{A} \times 100 \right\}$
1	1.83	1.84	1.87	1.88	1.85	0.55
2	2.84	2.87	2.89	2.89	2.85	1.1
3	4.00	4.06	-	4.05	4.00	1.5
4	5.32	5.42	-	5.35	5.30	1.9
5	6.79	6.94	6.94	6.80	6.74	2.2
6	8.39	8.62	-	8.38	8.31	2.7
7	10.1	10.4	-	10.1	10.0	3
8	11.9	12.4	-	11.9	11.8	4.2
10	16.0	16.8	16.9	15.9	15.8	5
15	28.0	30.0	-	27.5	27.5	7.1
20	42.2	46.3	46.4	41.1	41.3	9.7

جدول ۳-۴ ضرایب انباشت پرتوگیری برای سرب و به ازای چشمه‌ی تک انرژی 1 MeV [۱۰۲].

mfp	MCNPX simple physics (A)	MCNPX detailed physics (B)	Chibani (2001) detailed physics [89]	Shimizu (2004) simple physics [95]	ANSI (1991) simple physics [96]	Relative difference % $\left\{ \frac{ B - A }{A} \times 100 \right\}$
1	1.35	1.39	1.42	1.37	1.38	3
2	1.64	1.76	1.79	1.67	1.68	7.3
3	1.92	2.12	-	1.95	1.95	10.4
4	2.17	2.49	-	2.20	2.19	14.7
5	2.41	2.86	2.91	2.44	2.43	18.7
6	2.65	3.24	-	2.67	2.66	22.3
7	2.87	3.64	-	2.90	2.89	26.8
8	3.09	4.05	-	3.11	3.10	31.1
10	3.50	4.92	5.07	3.52	3.51	40.6
15	4.46	7.42	-	4.45	4.45	66.4
20	5.35	10.5	10.9	5.29	5.27	96.3

به عنوان یادآوری خوب است که ذکر شود مقادیر ضرایب انباشت پرتوگیری محاسبه شده توسط کد MCNP در جدول‌های ۴-۱، ۴-۲ و ۴-۳ براساس رابطه‌ی ۴-۱۱ بدست آمده‌اند. بعد از اینکه از اعتبار نتایج بدست آمده اطمینان حاصل شد، ضرایب انباشت را براساس رابطه‌ی ۴-۱۷ می‌توان برای چشمه‌ی Co-60 محاسبه کرد. نتایج این محاسبات را می‌توان در جدول‌های ۴-۴، ۴-۵ و ۴-۶ به ترتیب برای حفاظ آب، آهن و سرب تا عمق 20 mfp براساس فیزیک دقیق بوسیله‌ی کد MCNP نشان داده شده‌اند.

جدول ۴-۴ ضرایب انباشت پرتوگیری برای Co-60 و چشمه‌های تک انرژی 1.173 MeV، 1.25 MeV و 1.332

MeV در آب [۱۰۲].

mfp	Cobalt-60*	Cobalt-60**	1.173 MeV	1.25 MeV	1.332 MeV
1	2.01	1.97	1.96	1.99	1.93
2	3.39	3.31	3.36	3.33	3.22
3	5.00	4.85	5.00	4.90	4.70
4	6.78	6.56	6.85	6.65	6.33
5	8.73	8.43	8.90	8.58	8.12
6	10.8	10.4	11.1	10.7	10.0
7	13.1	12.6	13.5	12.9	12.1
8	15.4	14.9	16.1	15.3	14.3
10	20.5	19.7	21.7	20.4	19.0
15	34.6	33.4	38.1	35.4	32.3
20	50.3	48.0	57.9	52.9	47.7

جدول ۴-۵ ضرایب انباشت پرتوگیری برای Co-60 و چشمه‌های تک انرژی 1.173 MeV، 1.25 MeV و 1.332

MeV در آهن [۱۰۲].

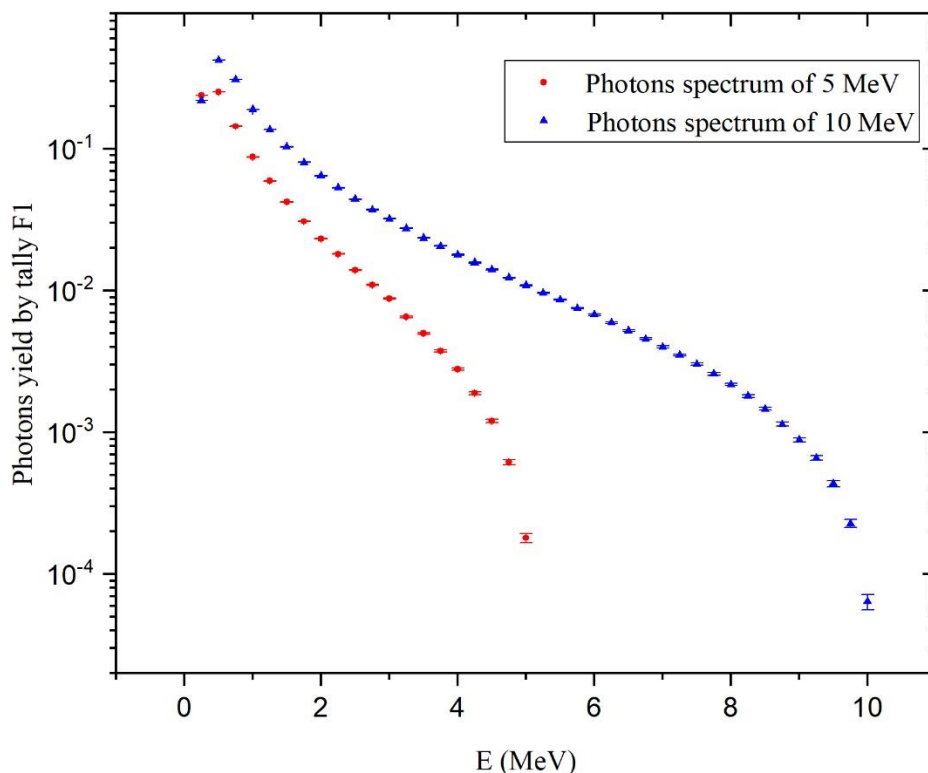
mfp	Cobalt-60*	Cobalt-60**	1.173 MeV	1.25 MeV	1.332 MeV
1	1.81	1.79	1.77	1.80	1.76
2	2.79	2.73	2.73	2.75	2.69
3	3.91	3.80	3.84	3.84	3.74
4	5.15	5.00	5.09	5.05	4.90
5	6.50	6.30	6.46	6.39	6.17
6	7.97	7.71	7.96	7.83	7.55
7	9.53	9.21	9.57	9.38	9.02
8	11.2	10.8	11.3	11.0	10.6
10	14.7	14.2	15.0	14.6	13.9
15	24.9	24.0	26.1	25.1	23.6
20	36.6	35.3	39.7	37.4	35.0

جدول ۴-۶ ضرایب انباشت پرتوگیری برای Co-60 و چشمه‌های تک انرژی 1.173 MeV، 1.25 MeV و 1.332

MeV در سرب [۱۰۲].

mfp	Cobalt-60*	Cobalt-60**	1.173 MeV	1.25 MeV	1.332 MeV
1	1.45	1.44	1.40	1.42	1.43
2	1.86	1.83	1.79	1.82	1.83
3	2.26	2.22	2.16	2.21	2.23
4	2.67	2.61	2.55	2.61	2.63
5	3.09	3.01	2.93	3.02	3.05
6	3.52	3.42	3.33	3.43	3.47
7	3.96	3.85	3.74	3.86	3.90
8	4.41	4.28	4.16	4.30	4.35
10	5.37	5.19	5.05	5.23	5.30
15	8.06	7.75	7.56	7.86	7.97
20	11.3	10.8	10.6	11.0	11.2

توجه داشته باشید که شار کل و شار ناپراکنده‌ای که توسط کد MCNP محاسبه می‌شود دارای مقدار مشخصی خطای آماری هستند پس بنابراین لازم است که خطایی نیز در محاسبه‌ی ضرایب انباشت لحاظ کرد. برای محاسبه‌ی این خطا می‌توان از رابطه‌ی انتشار خطا، رابطه‌ی ۴-۵ استفاده کرد. البته در تمام محاسباتی که در این فصل انجام شده است خطای انتشار یافته کمتر از یک درصد است که خطای مطلوبی می‌باشد. در محاسبات قبل نشان دادیم که کد MCNP توانایی محاسبه‌ی ضرایب انباشت پرتوگیری را هم برای چشمه‌های تک انرژی و هم برای چشمه‌هایی با چند انرژی گاما دارد. بنابراین می‌توان از این کد براساس روابط ۴-۱۴، ۴-۱۵ و ۴-۱۶ برای محاسبه‌ی ضرایب انباشت برای چشمه‌هایی با طیف پیوسته نیز استفاده کرد. طیف‌های پیوسته‌ای که ما احتیاج داریم که ضرایب انباشت آن‌ها را محاسبه کنیم همان طیف‌های پیوسته‌ی خروجی از هدف بهینه شده‌ی تنگستن در طراحی چشمه‌ی فوتو-نوترون براساس شتاب دهنده‌ی خطی 5 MeV و 10 MeV هستند. این طیف‌ها با استفاده از تالی F1 محاسبه شده و به ترتیب در شکل ۳-۴ نشان داده شده‌اند.



شکل ۳-۴ طیف تابش ترمزی خارج شده از هدف بهینه شده‌ی تنگستن به ازای برخورد پرتویی از الکترون‌ها با انرژی 5 و 10 MeV به آن [۱۰۰].

همانطور که در شکل ۳-۴ ملاحظه می‌شود با طیفی پیوسته از پرتوهای X روبرو هستیم که البته تاکنون ضرایب انباشت برای طیف‌های پیوسته در نظر گرفته نشده بود. بنابراین برای اینکه مسائلی حفاظ‌گذاری در برابر این پرتوها با طیف انرژی پیوسته را حل کنیم نیاز است تا اول ضرایب انباشت مربوطه را محاسبه کنیم که برای این کار ما از رابطه‌ی ۱۴-۴ برای محاسبه‌ی ضرایب انباشت پرتوگیری ناشی از طیف‌های شکل ۳-۴ استفاده کردیم. نتایج این محاسبات را می‌توان در جدول‌های ۷-۴ و ۸-۴ ملاحظه کرد. جدول‌های ۷-۴ و ۸-۴ هر دو برای آب تا عمق 10 mfp محاسبه شده‌اند اما جدول ۷-۴ به ازای طیف پیوسته‌ی تابش ترمزی 5 MeV و جدول ۸-۴ به ازای طیف پیوسته‌ی تابش ترمزی 10 MeV براساس شکل ۳-۴ محاسبه شده‌اند. البته به عنوان اعتبار سنجی محاسبات ما ضرایب تابش ترمزی ناشی از چشمه‌های نقطه‌ای تک انرژی 5 و 10 MeV را نیز براساس کد MCNP محاسبه کردیم و در جدول‌های ۷-۴ و ۸-۴ نشان دادیم که محاسبات ما تطبیق خوبی با کار دیگران دارند.

جدول ۴-۷ ضرایب انباشت پرتوگیری ناشی از طیف پیوسته‌ی 5 MeV شکل ۳-۴ و چشمه‌ی نقطه‌ای 5 MeV در

آب [۱۰۰].

mfp	B_E -continuous- this work (A)	B_E -mono-this work (B)	B_E -mono- ref [95]	B_E -mono- ref [96]	B_E -mono- ref [104]	A/B
1	3.38 ± 0.0003	1.58 ± 0.0004	1.6	1.56	1.57	2.14
2	4.57 ± 0.0006	2.12 ± 0.0006	2.14	2.08	2.10	2.16
3	5.23 ± 0.001	2.64 ± 0.0009	2.67	2.58	2.62	1.98
4	5.79 ± 0.002	3.16 ± 0.001	3.18	3.08	3.12	1.83
5	6.35 ± 0.002	3.68 ± 0.002	3.7	3.58	3.63	1.73
6	6.9 ± 0.003	4.19 ± 0.002	4.21	4.08	4.14	1.65
7	7.44 ± 0.005	4.70 ± 0.002	4.71	4.58	4.64	1.58
8	7.96 ± 0.006	5.21 ± 0.003	5.22	5.07	5.14	1.53
10	9.01 ± 0.01	6.28 ± 0.02	6.22	6.05	6.14	1.43

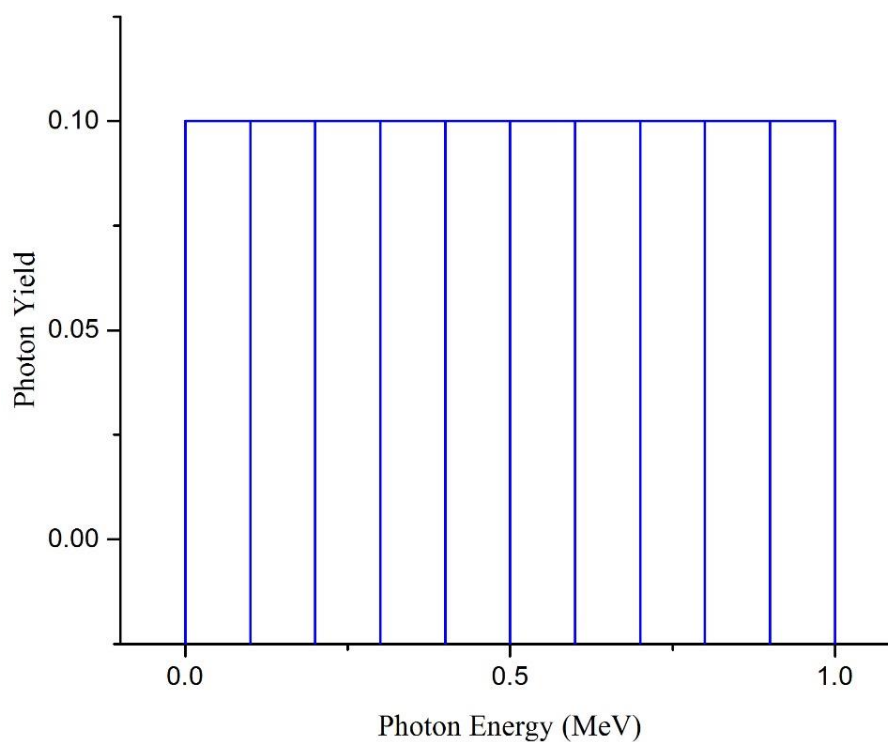
جدول ۴-۸ ضرایب انباشت پرتوگیری ناشی از طیف پیوسته‌ی 10 MeV شکل ۳-۴ و چشمه‌ی نقطه‌ای 10MeV

در آب [۱۰۰].

mfp	B_E -continuous- this work (A)	B_E -mono-this work (B)	B_E -mono- ref [95]	B_E -mono- ref [96]	B_E -mono- ref [104]	A/B
1	2.66 ± 0.0002	1.42 ± 0.0006	1.44	1.37	1.38	1.87
2	3.14 ± 0.0004	1.76 ± 0.0009	1.78	1.68	1.70	1.78
3	3.48 ± 0.0007	2.07 ± 0.001	2.1	1.97	2.00	1.68
4	3.81 ± 0.001	2.38 ± 0.002	2.41	2.25	2.29	1.6
5	4.13 ± 0.002	2.68 ± 0.002	2.71	2.53	2.57	1.54
6	4.44 ± 0.002	2.98 ± 0.003	3.01	2.80	2.85	1.49
7	4.74 ± 0.003	3.27 ± 0.003	3.3	3.07	3.13	1.45
8	5.05 ± 0.004	3.56 ± 0.004	3.59	3.34	3.40	1.42
10	5.62 ± 0.007	4.11 ± 0.01	4.15	3.86	3.94	1.38

همانطور که از نتایج جدول‌های ۴-۷ و ۴-۸ مشخص است ضرایب انباشت ناشی از طیف پیوسته تفاوت چشمگیری با ضرایب انباشت ناشی از چشمه‌ی تک انرژی دارند که همین مسئله باعث می‌شود که ضخامت حفاظ برای طیف پیوسته با ضخامت حفاظ برای چشمه‌ی نقطه‌ای متفاوت شود. بنابراین اهمیت این موضوع که چشمه‌هایی با طیف پیوسته نتایج متفاوتی با چشمه‌هایی که تک انرژی هستند برای محاسبه‌ی ضرایب انباشت از خود نشان می‌دهند، کاملاً مشخص است.

برای اینکه این تفاوت بهتر مشخص شود ما یک طیف نمونه‌ی پیوسته با بیشینه انرژی 1 MeV را که براساس شکل ۴-۴ است را به عنوان چشمه‌ی فوتون در نظر گرفتیم و برای این طیف ضرایب انباشت پرتوگیری را در آب، آهن و سرب محاسبه کردیم. نتایج این محاسبات به ترتیب برای آب، آهن و سرب در جدول‌های ۹-۴، ۴-۱۰ و ۴-۱۱ آورده شده‌اند. همچنین به عنوان اعتبارسنجی نتایج، ضرایب انباشت پرتوگیری ناشی از چشمه‌ی نقطه‌ای و تک انرژی 1 MeV محاسبه شد و نشان داده شد که نتایج تطبیق خوبی با کار دیگران دارند.



شکل ۴-۴ یک طیف انرژی نمونه پیوسته (نرمال شده) با بیشینه انرژی 1 MeV [۱۰۱].

جدول ۹-۴ ضرایب انباشت پرتوگیری براساس طیف شکل ۴-۴ همراه با ضرایب انباشت پرتوگیری چشمه‌ی تک

انرژی 1 MeV در آب [۱۰۱].

mfp	B_E -continuous-this work	B_E -mono-this work	Ref [95]	Ref [96]
1	2.85	2.06	2.08	2.08
2	5.49	3.62	3.63	3.62
3	8.55	5.53	5.53	5.50
4	11.90	7.74	7.72	7.68
5	15.47	10.21	10.2	10.1
6	19.28	12.95	12.9	12.8
7	23.31	15.95	15.9	15.8
8	27.56	19.21	19.1	19.0
10	36.74	26.47	26.2	26.1

جدول ۱۰-۴ ضرایب انباشت پرتوگیری براساس طیف شکل ۴-۴ همراه با ضرایب انباشت پرتوگیری چشمه‌ی تک

انرژی 1 MeV در آهن [۱۰۱].

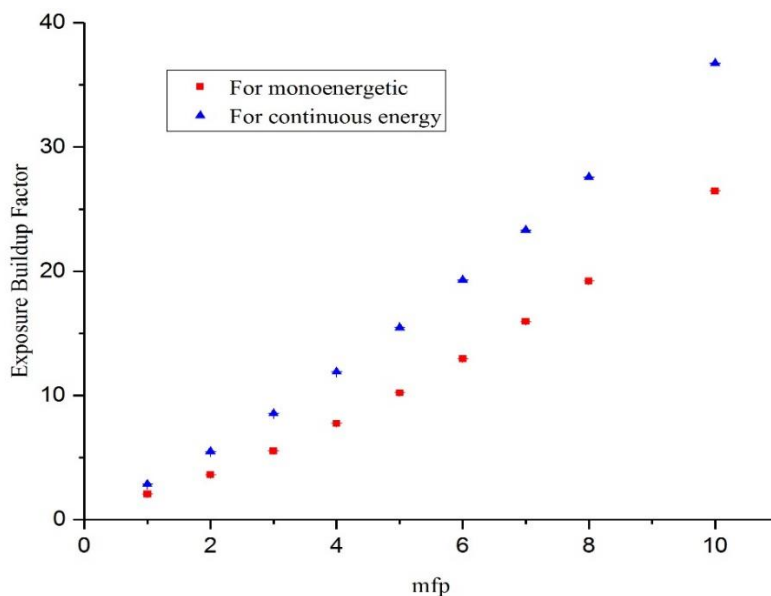
mfp	B_E -continuous-this work	B_E -mono-this work	Ref [95]	Ref [96]
1	2.18	1.86	1.88	1.85
2	3.51	2.85	2.89	2.85
3	5.03	4.01	4.05	4.00
4	6.74	5.31	5.35	5.30
5	8.63	6.76	6.80	6.74
6	10.66	8.36	8.38	8.31
7	12.90	10.06	10.1	10.0
8	15.25	11.85	11.9	11.8
10	20.43	15.75	15.9	15.8

جدول ۱۱-۴ ضرایب انباشت پرتوگیری براساس طیف شکل ۴-۴ همراه با ضرایب انباشت پرتوگیری چشمه‌ی تک

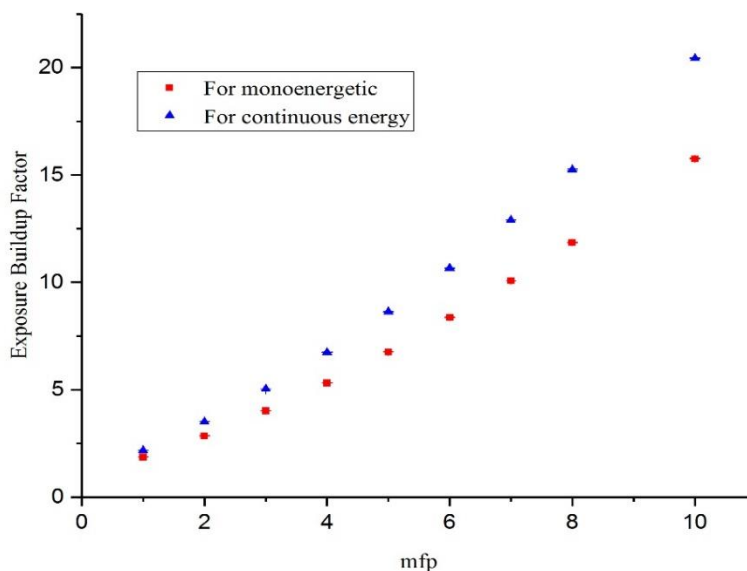
انرژی 1 MeV در سرب [۱۰۱].

mfp	B_E -continuous-this work	B_E -mono-this work	Ref [95]	Ref [96]
1	1.48	1.37	1.37	1.38
2	1.87	1.67	1.67	1.68
3	2.25	1.95	1.95	1.95
4	2.64	2.20	2.20	2.19
5	3.03	2.43	2.44	2.43
6	3.43	2.66	2.67	2.66
7	3.85	2.88	2.90	2.89
8	4.29	3.08	3.11	3.10
10	5.21	3.48	3.52	3.51

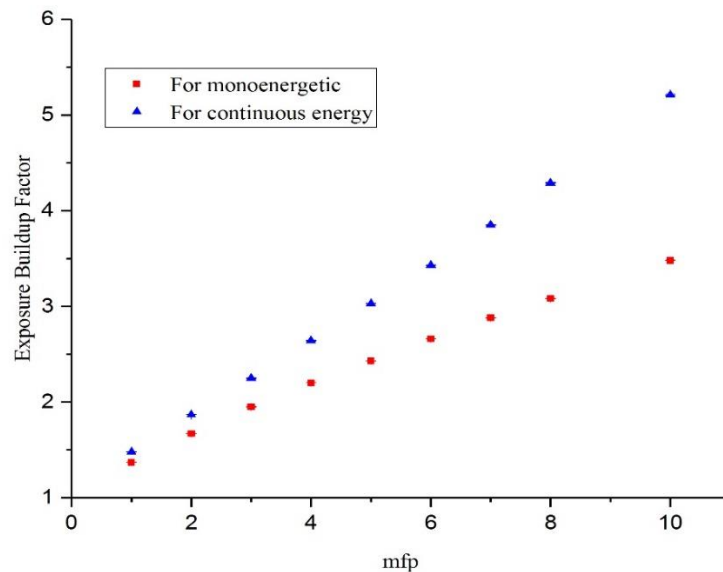
برای اینکه اختلاف بین ضرایب انباشت ناشی از طیف پیوسته و چشمه‌ی تک انرژی براساس جدول‌های ۴-۹، ۴-۱۰ و ۴-۱۱ به خوبی نشان داده شود می‌توان شکل‌های ۴-۵، ۴-۶ و ۴-۷ را ملاحظه کرد.



شکل ۴-۵ ضرایب انباشت پرتوگیری بین طیف پیوسته و چشمه‌ی تک انرژی 1 MeV در آب براساس جدول ۴-۹ [۱۰۱].



شکل ۴-۶ ضرایب انباشت پرتوگیری بین طیف پیوسته و چشمه‌ی تک انرژی 1 MeV در آهن براساس جدول ۴-۱۰ [۱۰۱].



شکل ۷-۴ ضرایب انباشت پرتوگیری بین طیف پیوسته و چشمه‌ی تک انرژی 1 MeV در سرب براساس جدول ۴-۱۱ [۱۰۱].

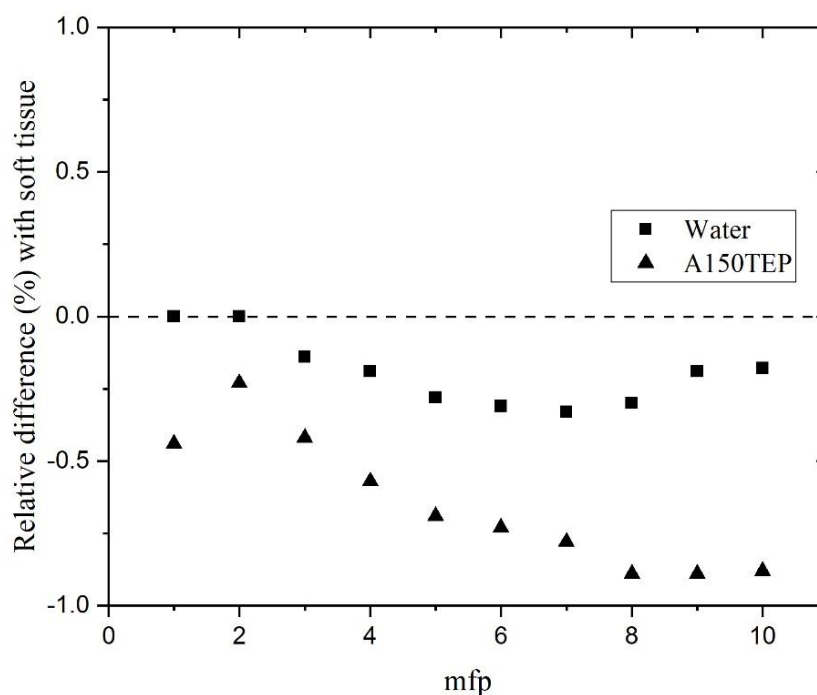
همانطور که در شکل‌های ۴-۵، ۴-۶ و ۴-۷ مشخص است اختلاف چشمگیری بین ضرایب انباشت ناشی از یک چشمه با طیف انرژی پیوسته با یک چشمه‌ی تک انرژی وجود دارد. بنابراین باید دقت بیشتری در محاسبه‌ی حفاظ پرتوهای گاما در مقابل چشمه‌هایی با طیف انرژی پیوسته انجام داد.

تا الان تمام ضرایب انباشتی را که محاسبه کردیم همه از نوع پرتوگیری بوده است حال می‌خواهیم ضرایب انباشت انرژی برجای مانده و ضرایب انباشت دز را بدست آوریم. برای این کار ما چشمه‌ی نقطه‌ای Cs-137 را به عنوان یک چشمه‌ی نقطه‌ای، همسانگرد، تک انرژی در مرکز کره‌های از جنس آب، بافت نرم (ICRU-4 Component) [۸۱] و پلاستیک معادل بافت (A150TEP) [۸۱] قرار دادیم و از روابط ۴-۱۲ و ۴-۱۳ برای محاسبه‌ی ضرایب انباشت انرژی بر جای مانده در آب و ضرایب انباشت دز در بافت نرم و پلاستیک معادل بافت استفاده می‌کنیم. جدول ۴-۱۲ و شکل ۴-۸ مقادیر محاسبه شده‌ی مربوط به این ضرایب انباشت انرژی برجای مانده و ضرایب انباشت دز را همراه با اختلاف نسبی آن‌ها را از یکدیگر تا عمق 10 mfp نشان می‌دهد. همچنین برای اعتبار سنجی ما نتایج بدست آمده را برای آب در شکل ۴-۹ با کار دیگران مقایسه کردیم [۱۰۵] و نشان دادیم که هم‌خوانی خوبی وجود دارد.

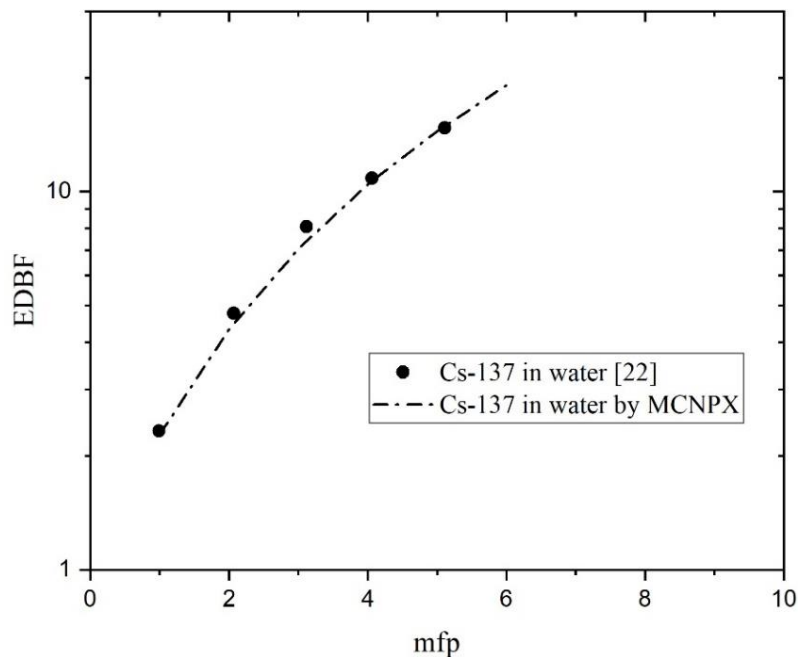
جدول ۴-۱۲ ضرایب انباشت انرژی برجای مانده (EDBF) در آب و ضرایب انباشت دز (DBF) در بافت نرم و

پلاستیک معادل بافت.

mfp	The EDBF of Water (a)	The DBF of Soft Tissue (b)	The DBF of A150TEP (c)	Relative difference (%) $\frac{a-b}{b} \times 100$	Relative difference (%) $\frac{c-b}{b} \times 100$
1	2.28	2.28	2.27	0	-0.44
2	4.32	4.32	4.31	0	-0.23
3	7.06	7.07	7.04	-0.14	-0.42
4	10.45	10.47	10.41	-0.19	-0.57
5	14.46	14.50	14.40	-0.28	-0.69
6	19.10	19.16	19.02	-0.31	-0.73
7	24.36	24.44	24.25	-0.33	-0.78
8	30.29	30.38	30.11	-0.30	-0.89
9	36.89	36.96	36.63	-0.19	-0.89
10	44.12	44.20	43.81	-0.18	-0.88



شکل ۴-۸ اختلاف نسبی بین ضرایب انباشت آب و پلاستیک معادل بافت با بافت نرم براساس جدول ۴-۱۲.



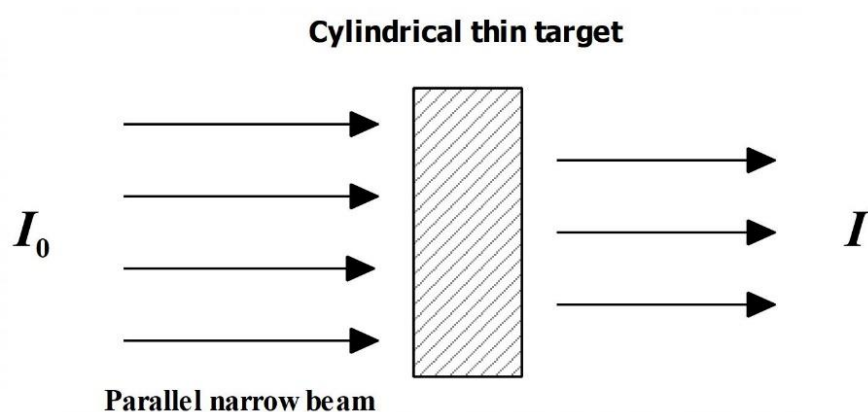
شکل ۹-۴ اعتبارسنجی ضرایب انباشت انرژی برجای مانده (EDBF) در آب با کار تجربی (نقاط) [۱۰۵].

به منظور اعتبارسنجی بیشتر ضرایب انباشت مربوط به بافت نرم را در جدول ۴-۱۳ با روش G-P Fitting مقایسه کردیم و همچنین برای اینکه از صحت داده‌های سطح مقطع فوتون کد MCNPX اطمینان حاصل کنیم با استفاده از یک روش ساده که هندسه‌ی آن در شکل ۴-۱۰ نشان داده شده است و با کمک گرفتن از رابطه‌ی ۴-۱ (که مربوط به وضعیتی بود که ضخامت حفاظ ناچیز و پرتوهای فوتون باریک و موازی باشند) و تالی F1، در جدول ۴-۱۴ نشان دادیم که ضرایب تضعیف مربوط به کتابخانه‌ی کد MCNPX تطبیق خوبی با داده‌های مربوط به NIST-XCOM [۱۰۳] دارند.

جدول ۴-۱۳ مقایسه‌ی ضرایب انباشت محاسبه شده توسط کد MCNPX و محاسبه شده توسط روش G-P

Fitting برای بافت نرم.

mfp	EABF by G-P fitting [106]	DBF by MCNPX	Relative difference (%)
1	2.312	2.28	-1.41102
2	4.281	4.32	0.905347
3	6.880	7.07	2.691499
4	10.129	10.47	3.25236
5	14.051	14.5	3.095569
6	18.659	19.16	2.612576
7	23.961	24.44	1.959996
8	29.954	30.38	1.402137
10	43.970	44.2	0.520977



شکل ۴-۱۰ هندسه‌ی استفاده شده برای تعیین ضرایب تضعیف توسط کد MCNPX.

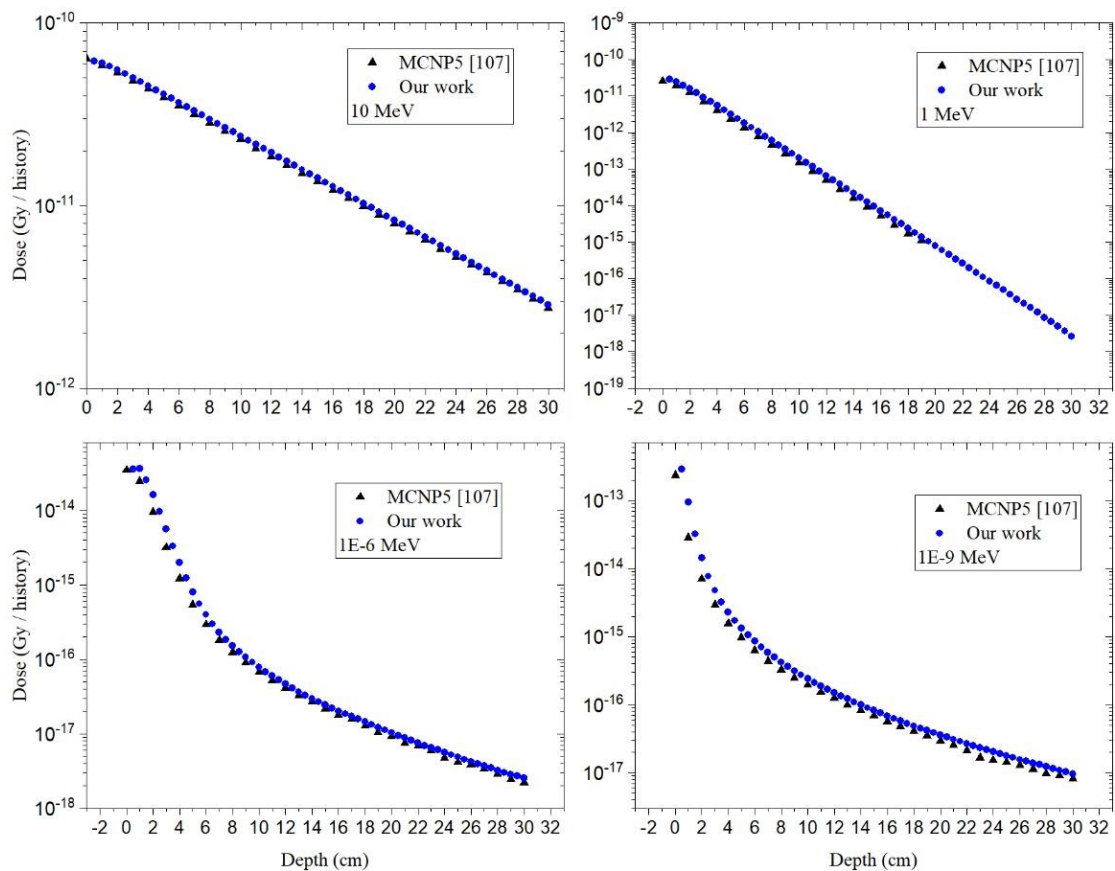
جدول ۴-۱۴ ضرایب تضعیف جرمی محاسبه شده توسط کد MCNPX و مقایسه‌ی آن‌ها با NIST-XCOM [۱۰۳] برای آب، پلاستیک A150TEP و بافت نرم.

Energy (MeV)	Total mass attenuation coefficients (cm ² /g)					
	Water		A150TEP		Soft tissue	
	MCNPX	XCOM [103]	MCNPX	XCOM [103]	MCNPX	XCOM [103]
0.005	42.54	42.59	30.63	30.68	39.43	39.48
0.01	5.32	5.33	4.188	4.186	4.935	4.938
0.05	0.2267	0.2269	0.2197	0.2198	0.2221	0.2223
0.1	0.1705	0.1707	0.167	0.168	0.1685	0.1688
0.5	0.09652	0.09687	0.09561	0.09579	0.09555	0.09593
1	0.07065	0.07072	0.06977	0.06992	0.07002	0.07004

۴-۵ دزیمتری مبدل طراحی شده برای شتاب‌دهنده‌ی 10 MeV

در این بخش ما تلاش کردیم مطالعه‌ای کوتاه اما بسیار مفیدی را در راستای دزیمتری پرتوهای (نوترون و فوتون) نشت کرده از جداره‌ی مبدل طراحی شده براساس شتاب‌دهنده‌ی 10 MeV انجام دهیم چون ما قصد داریم اهمیت حفاظ‌گذاری و بررسی‌های دزیمتری را در مورد این مبدل (مبدل‌ها) نشان دهیم. به همین منظور ما ابتدا اعتبارسنجی در مورد دزیمتری نوترون انجام دادیم و نشان دادیم که قادر به محاسبه‌ی صحیح دز عمقی پرتوهای نوترون هستیم که نتایج این اعتبارسنجی با کار دیگران مقایسه شد [۱۰۷].

در واقع ما برای اعتبارسنجی دز جذبی (D) عمقی را به ترتیب برای چهار پرتوی نوترون موازی با انرژی‌های (1E-9، 1E-6، 1، 10 MeV) در یک فانتوم آب از طریق کد MCNP محاسبه کردیم. خوب است که به این نکته توجه شود که برای شبیه‌سازی از تالی F6 (واحد تالی MeV/g) استفاده شده است که نتایج این محاسبات را می‌توان در شکل ۴-۱۱ ملاحظه کرد.

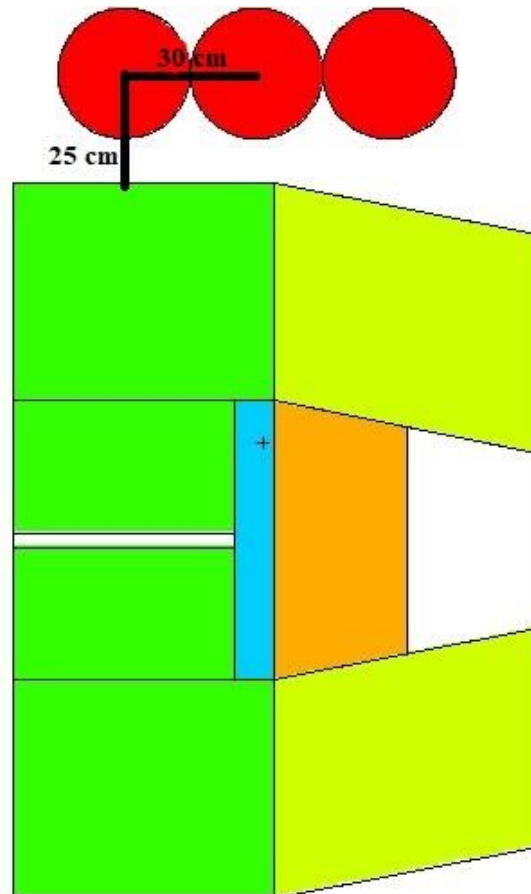


شکل ۱۱-۴ توزیع دز جذبی عمقی پرتوهای نوترون موازی با انرژی‌های (10 MeV, 1, 1E-6, 1E-9) در یک فانتوم آب و مقایسه‌ی نتایج با کار دیگران [۱۰۷].

حال که از صحت نتایج شبیه‌سازی اطمینان حاصل شد به سراغ یافتن دز ناشی از پرتوهای (نوترون و فوتون) نشت کرده از جداره‌ی جانبی مبدل طراحی شده براساس شتاب‌دهنده‌ی خطی 10 MeV می‌رویم. برای این کار ما از کروی^۱ ICRU استفاده کردیم. کره‌ای به قطر 30 cm و چگالی 1 g/cm^3 است و داخل آن از ماده‌ی معادل بافت بدن پر شده است، درصد جرمی ترکیبات این کره به صورت 76.2% اکسیژن، 11.1% کربن، 10.1% هیدروژن و 2.6% نیتروژن می‌باشد [۱۰۸]. در واقع ما در اینجا دز معادل را در داخل کره‌ی ICRU به ازای پرتوهای نوترون و فوتون نشت کرده از جداره‌ی جانبی مبدل محاسبه کردیم. برای این کار ما در سه مکان متفاوت به نحوی که جداره‌ی جانبی مبدل پوشش داده شود کره‌ی ICRU را قرار دادیم که این سه مکان در شکل ۱۲-۴ نشان داده شده‌اند. البته لازم به ذکر است کره‌های شکل ۱۲-۴ هر کدام به طور مجزا

¹ International Commission on Radiation Units and Measurements

در یک شبیه‌سازی مستقل دز معادل (H) را محاسبه کردند اما ما فقط برای سادگی کار هر سه کره را در شکل ۴-۱۲ به طور هم‌زمان نشان دادیم.



شکل ۴-۱۲ طرز قرار گیری کره‌های ICRU و فواصل آن‌ها از مبدل و همین‌طور از یکدیگر (ابعاد مبدل دقیقاً براساس شکل ۳-۲۳ می‌باشد).

رابطه‌ی مربوط به دز معادل و ارتباط آن با دز جذبی به صورت زیر است.

$$H = QD \quad (4-23)$$

که در رابطه‌ی بالا H دز معادل با واحد Sv، Q ضریب کیفیت و D دز جذبی با واحد Gy می‌باشند. دز جذبی را می‌توان با رابطه‌ی زیر نشان داد.

$$D = \frac{dE}{dm} \quad (4-24)$$

در واقع دز جذبی میزان انرژی جذب شده بر واحد جرم تعریف می‌شود که برای رابطه‌ی بالا واحدش به صورت J/Kg می‌باشد و برابر با یک گری (Gy) است. در مورد ضریب کیفیت باید دو مورد را متذکر شد، ضریب کیفیت برای فوتون‌ها برابر با یک است اما برای نوترون‌ها تابعی برحسب انرژی نوترون‌ها (E_n) وجود دارد، که توابع ضریب کیفیت نوترون‌ها در روابط زیر آورده شده‌اند [۱۰۹].

$$Q = 2.5 + 18.2 \exp \left\{ -\frac{[\ln(E_n)]^2}{6} \right\} \quad E_n \leq 1 \text{ MeV} \quad (۴-۲۵)$$

$$Q = 5.0 + 17.0 \exp \left\{ -\frac{[\ln(2E_n)]^2}{6} \right\} \quad 1 \leq E_n \leq 50 \text{ MeV} \quad (۴-۲۶)$$

با توجه به آنچه تا الان گفته شد ما دز معادل ناشی از هم پرتوهای فوتون و هم نوترون را برای هر سه کره‌ی ICRU محاسبه کردیم و میزان کل دز معادل برای کره‌های ICRU با توجه به شکل ۱۲-۴ به ترتیب از چپ به راست $1.96 \pm 1.16\%$ (mSv/mA.s)، $3.3 \pm 0.6\%$ (mSv/mA.s) و $7.42 \pm 0.4\%$ (mSv/mA.s) بدست آوردیم. با توجه به گزارش (ICRP-103) [۱۰۹] حد دز معادل کل بدن در یک دوره‌ی پنج ساله بطور میانگین نباید بیش از 20 mSv باشد. پس بنابر نتایج بدست آمده لزوم حفاظ‌گذاری مبدل کاملاً روشن است و بررسی دقیق حفاظ‌گذاری این مبدل‌ها را می‌توان به محققانی که علاقمند هستند پیشنهاد داد.

فصل ۵

جمع بندی و پیشهادات

۱-۵ نتیجه‌گیری و بحث

با توجه به تمام موارد بحث شده و محاسبه شده در فصل سوم می‌توان نتیجه گرفت که استفاده از شتاب‌دهنده‌ی خطی الکترون به عنوان یک چشمه‌ی نوترون جایگزین، مطمئن و کاربردی بسیار حائز اهمیت می‌باشد. از این رو می‌توان از چنین چشمه‌هایی برای موارد درمانی مانند BNCT و همین طور موارد صنعتی مانند رادیوگرافی نوترونی، فعال‌سازی نوترونی و تقریباً تمام مواردی که نیاز به چشمه‌ی نوترون با شار و طیف مناسب و قابل تنظیم هست، استفاده کرد. از دیگر مزایای چشم‌گیر و کاربردی این چشمه‌ها که منجر به کاهش پرتوگیری کارکنان می‌شود این است که این چشمه‌ها قابلیت روشن و خاموش شدن دارند. البته ما در این مطالعه سعی کردیم که فقط قابلیت استفاده از این چشمه‌ها را (در زمینه‌ی فعال‌سازی نوترونی در راستای کشف مواد منفجره) نشان دهیم که با توجه به نتایجی که بدست آوردیم در این زمینه موفق عمل کردیم اما برای ساخت نمونه‌ی اولیه‌ای از این چشمه‌ها نیاز به مطالعه‌ی بیشتری در زمینه‌ی حفاظ‌گذاری و بحث دزیمتری (نوترون و گاما) مربوط به این چشمه‌ها کاملاً احساس می‌شود. البته باید ذکر کرد که ما از منظر حفاظ‌گذاری پرتوهای گامای حاصل از این چشمه‌ها به خصوص از دیدگاه ضرایب انباشت فوتون بررسی‌های خوبی در فصل چهارم انجام دادیم.

در مورد زمان آشکارسازی این سیستم می‌توان به این نکته اشاره کرد که هر چه شار نوترون‌ها بیشتر باشد در نتیجه تعداد گاماها‌ی آنی نیز بیشتر می‌شود و بیشتر شدن تعداد گاماها‌ی آنی منجر به کاهش زمان آشکارسازی می‌شود. در این کار ما توانستیم شار نوترون‌های گرمای و کل را به ترتیب $3.9468 \times 10^8 \pm 0.69\%$ و $(n/cm^2.mA.s)$ و $4.7882 \times 10^8 \pm 0.63\%$ بدست آوردیم که این میزان شار براساس نتایج شبیه‌سازی به ترتیب معادل با 3.0716×10^{11} (n/mA.s) و 3.8166×10^{11} (n/mA.s) تعداد نوترون می‌باشند. این شار و تعداد نوترون‌ها را می‌توان با مراجع دیگری که در جدول ۶-۳ آورده شده‌اند، مقایسه کرد.

جدول ۱-۵ تاسیسات PGNA با استفاده از راکتورهای هسته‌ای [۱۴].

Location	Year	Neutron flux (n.cm ⁻² .s ⁻¹)
Cornell U., Ithaca	1966	1.7×10 ⁶
AEC, Orsay (curved guide)	1969	2×10 ⁷
TU München	1973	2×10 ⁷
ILL, Grenoble (cold guide)	1973	1.5×10 ¹⁰
PINST, Pakistan	1975	1.2×10 ⁷
IVIC, Venezuela	1976	4.8×10 ⁷
OWR, Los Alamos (internal)	1976	4×10 ¹¹
U. of Maryland, NBSR (thermal)	1979	4×10 ⁸
ILL, Grenoble (guide)	1979	8×10 ⁸
JAERI, Tokai (thermal)	1980	8×10 ⁷
MURR, Columbia	1981	5×10 ⁸
U. of Michigan, Ann Arbor	1982	2.4×10 ⁷
KURR, Kyoto (guide)	1983	2×10 ⁶
McMaster U., Hamilton	1984	6×10 ⁷
MIT, Musashi	1984	5×10 ⁵
N. C. State U., Raleigh	1986	1×10 ⁷
ILL, Grenoble (thermal guide)	1987	1.3×10 ⁸
KFA, Jülich (cold guide)	1987	2×10 ⁸
Imperial College, Ascot	1987	2×10 ⁶
CRN, Strasbourg	1990	1×10 ⁶
DINR Dalat, Vietnam	1992	5×10 ⁶
BNC Budapest (thermal guide)	1993	2×10 ⁶
MIT, Cambridge (diffracted beam)	1993	6×10 ⁶
NBSR, Gaithersburg (cold guide)	1993	1.5×10 ⁸
JAERI, Tokai (cold & thermal guides)	1993	1.4×10 ⁸ & 2.4×10 ⁷
U. of Texas, Austin (cold guide)	1995	5×10 ⁷
NBSR, Gaithersburg (cold guid)	1996	8×10 ⁸
SINQ, Villigen (spallation; cold)	1997	7×10 ⁷
Rez, Czech Republic	2000	3×10 ⁶
BARC, India (thermal guide)	2001	1.4×10 ⁷
KAERI, Taejon (diffracted)	2002	8×10 ⁷
BNC, Budapest (cold guide)	2002	5×10 ⁷
BAC, Argentina	2003	10 ⁷

با توجه به راکتورها و همچنین شار نوترون‌شان که در جدول ۶-۳ معرفی و دسته بندی شده‌اند، می‌توان نتیجه گرفت که ما در این مطالعه توانستیم به شار قابل توجهی از نوترون‌های گرمایی دست یابیم. این شار نوترون قابل توجه می‌تواند به ما در کاهش زمان آشکارسازی کمک کند. البته نکته‌ی مهمی که در اینجا باید به آن دقت کرد این است که ما این شار نوترون را به ازای 1 mA از جریان شتاب‌دهنده‌ی خطی الکترون

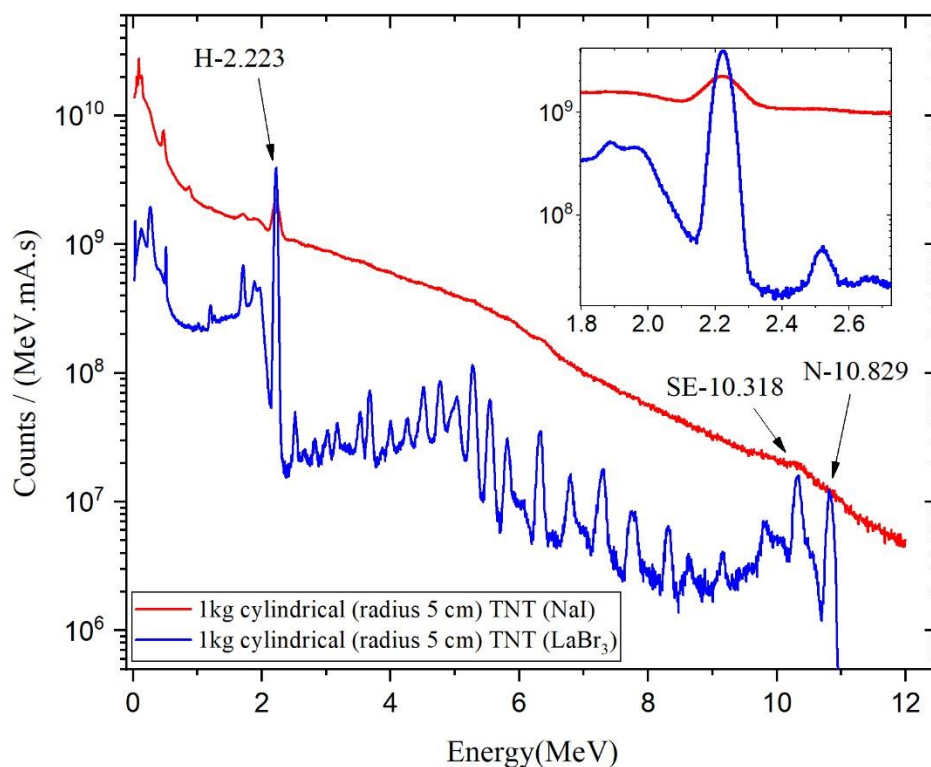
بدست آوردیم که می‌توان با باز طراحی و تنظیم مجدد شتاب‌دهنده‌ی الکترون میزان جریان الکترون‌های آن را افزایش داد که این نکته به ما در افزایش شار نوترون‌ها و در نتیجه کم کردن زمان آشکارسازی کمک بسیاری می‌کند. البته ما یک مقایسه‌ی دیگر برای یافتن حد زمانی آشکارسازی بر اساس شار نوترون‌هایی که بدست آوردیم، انجام دادیم که در این راستا می‌توان به نتایج مرجع [۲۸] اشاره کرد. در این مرجع از یک چشمه‌ی ایزوتوپی Cf-252 به عنوان چشمه‌ی نوترون با قدرت 5.4×10^7 (n/s) و همچنین ده آشکارساز BGO برای آشکار کردن گاما‌های آنی، استفاده شده است. محققان در این مرجع توانستند که 1.2 kg از ماده‌ی منفجره‌ی HMX را در مدت زمان 1 min اسکن کنند. با توجه به نتایج بدست آمده از مرجع [۲۸] و شار نوترونی که برای فعال‌سازی استفاده شده و همچنین با توجه به شار نوترون‌های گرمایی که ما در این مطالعه بدست آوردیم، می‌توان نتیجه گرفت که ما می‌توانیم در یک مدت زمان منطقی و قابل قبولی مواد منفجره را آشکارسازی و کشف کنیم. البته جالب است به این نکته توجه کنیم که می‌توان با استفاده از یک شتاب‌دهنده‌ی الکترونی با انرژی بالاتر مانند 20 MeV به شار نوترون‌های 1.67×10^{10} (n/cm².mA.s) نیز دست یافت [۵۳]. همچنین با تغییر در جریان شتاب‌دهنده نیز می‌توان تعداد و یل شار نوترون‌ها را بر حسب نیاز کاهش و یا افزایش داد. به عنوان مثال جدول ۲-۵ بر اساس جریان‌های متفاوت از یک شتاب‌دهنده‌ی الکترون 10MeV، تعداد و شار نوترون‌های گرمایی خارج شده از مبدلی که ما طراحی کردیم را بخوبی نشان می‌دهد.

جدول ۲-۵ جریان شتاب‌دهنده الکترون 10MeV و میزان نوترون‌های گرمایی خروجی از مبدل ما.

Current (μ A)	Thermal Neutron Yield (n/mA.s)	Thermal Neutron Flux (n/cm ² .mA.s)
1	3.0716×10^8	3.9468×10^5
10	3.0716×10^9	3.9468×10^6
50	1.5358×10^{10}	1.9734×10^7
100	3.0716×10^{10}	3.9468×10^7
500	1.5358×10^{11}	1.9734×10^8
1000	3.0716×10^{11}	3.9468×10^8

در فصل سوم ما برای یافتن طیف پرتوهای گامای آنی از دوازده عدد آشکارساز LaBr₃ استفاده کردیم (شکل ۳-۳۰). در اینجا قصد داریم تاکید بیشتری به برتری آشکارساز LaBr₃ نسبت به آشکارساز NaI از جهت قدرت

تفکیک انرژی (FWHM) داشته باشیم. بنابراین ما از هندسه‌ی شکل ۳-۳۰ استفاده کردیم با این تفاوت که به جای آشکارساز LaBr_3 از آشکارساز NaI استفاده کردیم [۸۳]. طیف ناشی از 1kg ماده‌ی منفجره‌ی TNT را در شکل (۵-۱) نشان داده شده است.



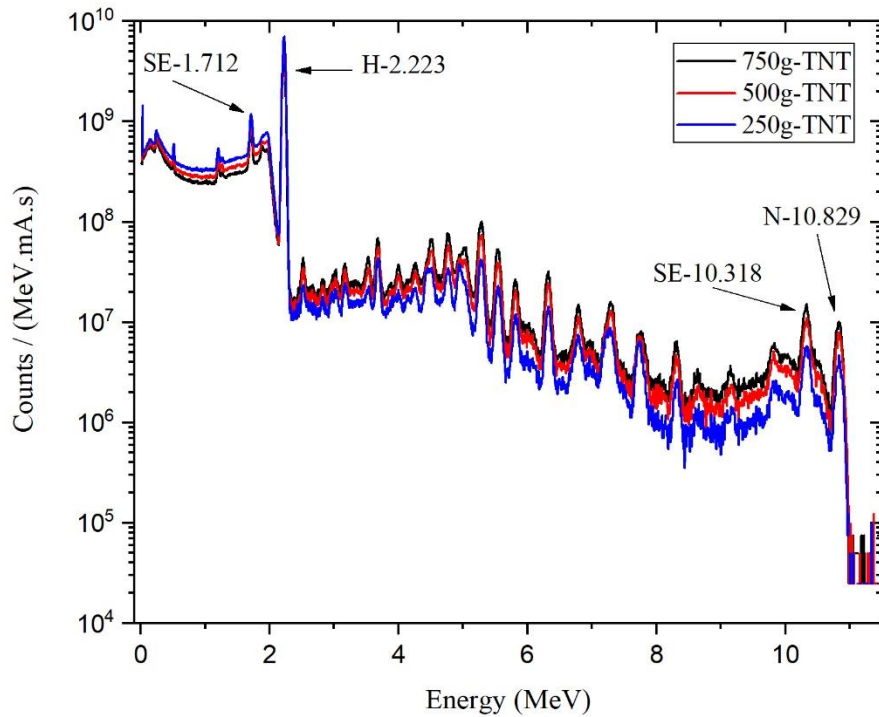
شکل ۵-۱ طیف گرفته شده از ماده‌ی منفجره‌ی TNT توسط دوازده آشکارساز سه اینچی NaI و مقایسه‌ی آن با طیف گرفته شده از دوازده آشکارساز LaBr_3 .

از شکل (۵-۱) می‌توان نتیجه گرفت که قدرت تفکیک انرژی اثر چشم‌گیر و قابل توجهی بر روی طیف و همچنین قله‌های گاماها‌ی آنی گرفته شده از ماده‌ی منفجره می‌گذارد بنابراین می‌توانیم به برتری قابل ملاحظه‌ی آشکارساز LaBr_3 نسبت به NaI اشاره کنیم همچنین این تفاوت بین دو آشکارساز نشان دهنده‌ی اهمیت انتخاب آشکارساز پرتو مناسب برای روش‌های فعال‌سازی است.

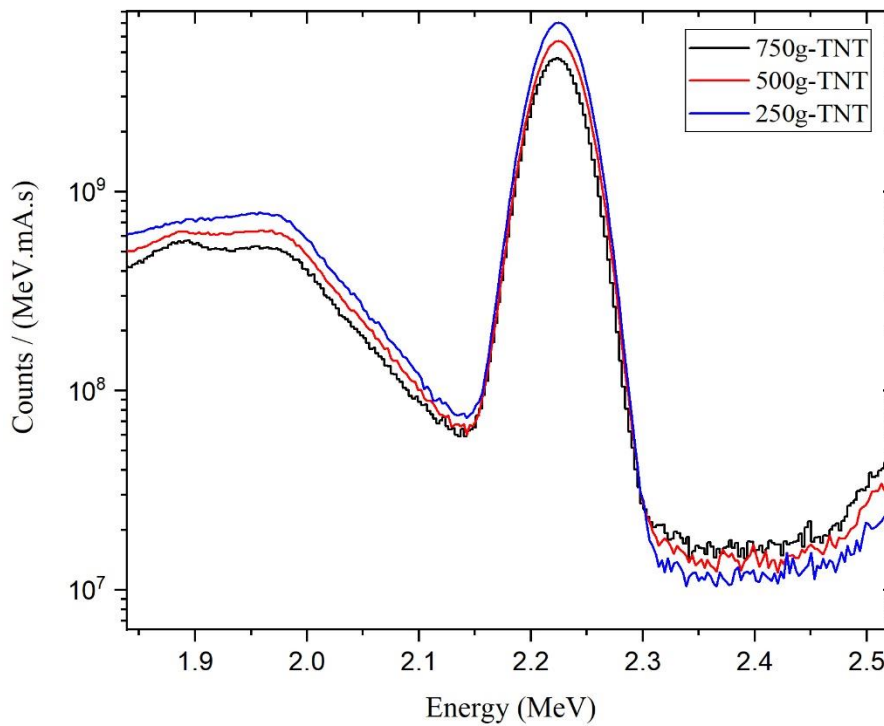
دو نکته در اینجا وجود دارد که خوب است بررسی شوند. نکته‌ی اول امکان اختلال در طیف پرتوهای گاما آنی گرفته شده از ماده‌ی منفجره ناشی از گاماها‌ی آنی مواد دیگری که ممکن است سر راه نوترون‌های آنی

باشند. بطور مثال گاما‌های آنی ناشی از 30cm سرب (شکل ۲۳-۳) نیز ممکن است در طیف دیده شوند اما خوشبختانه سرب دو عدد گاما آنی بیشتر ندارد که به ترتیب انرژی‌شان 6.737MeV و 7.367MeV می باشند و این گاماها با گاما‌های آنی H(2.223MeV) و N(10.829MeV) که مد نظر ما هستند تداخل ایجاد نمی کنند [۸۲]. گاما‌های دیگری که ممکن است در طیف اصلی ما اخلاص ایجاد کنند گاما‌های آنی ناشی از فعال شدن مواد آشکارساز هستند. خوشبختانه محدوده‌ی گاما‌های آنی آلومینیوم، برم ولانتانیوم به ترتیب 0.831-0.059-7.576MeV، 7.723MeV و 0.063-5.125MeV هستند و این گاماها هیچ گونه مزاحمتی برای گامای نیتروژن ایجاد نمی کنند. در مورد گامای هیدروژن هم می توان گفت که با توجه به سطح مقطع قابل توجه گیراندازی نوترون توسط هیدروژن (0.3326 b) و همچنین سطح مقاطع پایین گاما‌های آنی ناشی از موادی که آشکارساز از آنها ساخته شده می توان نتیجه گرفت که گاما‌های مزاحم خوشبختانه نمی توانند اختلال چشم گیری در قله‌ی مربوط به هیدروژن ایجاد کنند [۸۲].

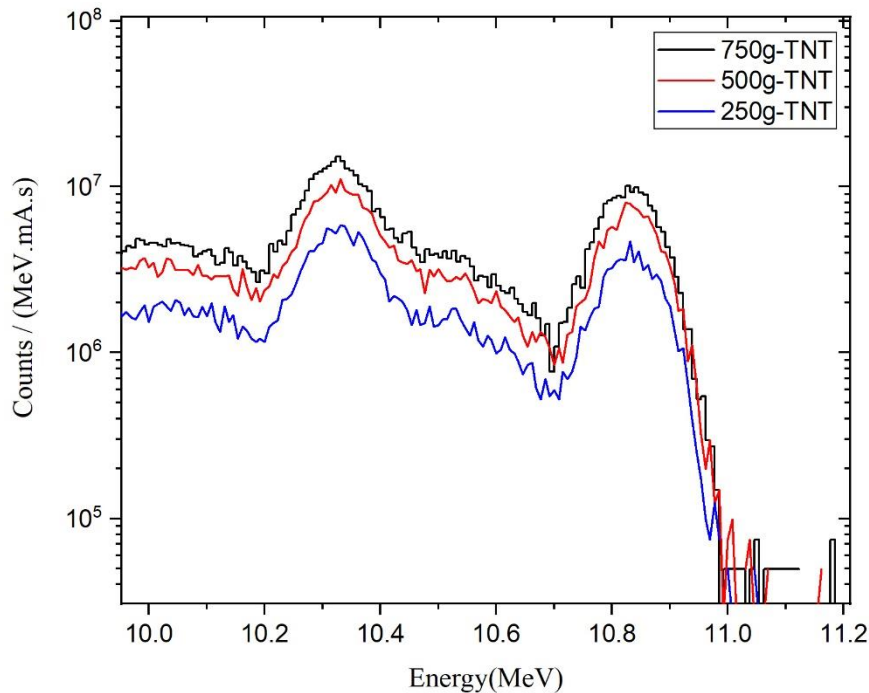
نکته‌ی دوم که ممکن است منجر به اخلاص در طیف اصلی شود پدیده‌ی Pile-up است. این پدیده زمانی اتفاق می افتد که دو یا چند گاما در یک زمان یکسان وارد آشکارساز شوند [۱۸]. در چنین وضعیتی قله‌هایی در طیف دیده می شوند که ناشی از حاصل جمع انرژی آن گاماها می باشند بنابراین می توانند منجر به مزاحمت در طیف اصلی شوند. البته دو راه حل خوب برای کاهش قابل توجه این پدیده‌ی مزاحم وجود دارد. راه حل اول وجود مدارهای الکترونیکی ویژه و راه حل دوم وجود الگوریتم‌های خاص برای کاهش اثر مزاحمت این پدیده است [۱۸، ۱۱۱ و ۱۱۲]. مورد دیگری که در اینجا بررسی شده است، قرار گرفتن ماده‌ی منفجره TNT در داخل پوششی از پلی کربنات (Polycarbonate) است. برای این کار استوانه‌ای از ماده‌ی منفجره‌ی TNT به جرم 750g، 500g و 250g را در دخل پوسته‌ای استوانه‌ای از جنس پلی کربنات به نحوی قرار داده شده است که شعاع کل استوانه‌ی به وجود آمده 5cm باشد. ما این استوانه را وسط شکل (۳۰-۳) به جای ماده‌ی منفجره‌ی کامل قرار دادیم. طیف گاما‌های آنی گرفته شده‌ی حاصل از این استوانه‌ی ترکیبی را در شکل‌های (۲-۵)، (۳-۵) و (۴-۵) می توان ملاحظه کرد.



شکل ۵-۲ طیف گرفته شده از ماده‌ی منفجره‌ی TNT به جرم‌های 750g، 500g و 250g در داخل پوشش استوانه‌ای از جنس پلی کربنات.



شکل ۵-۳ بزرگ‌نمایی شده‌ی شکل (۵-۲) در ناحیه‌ی گامای آنی H.

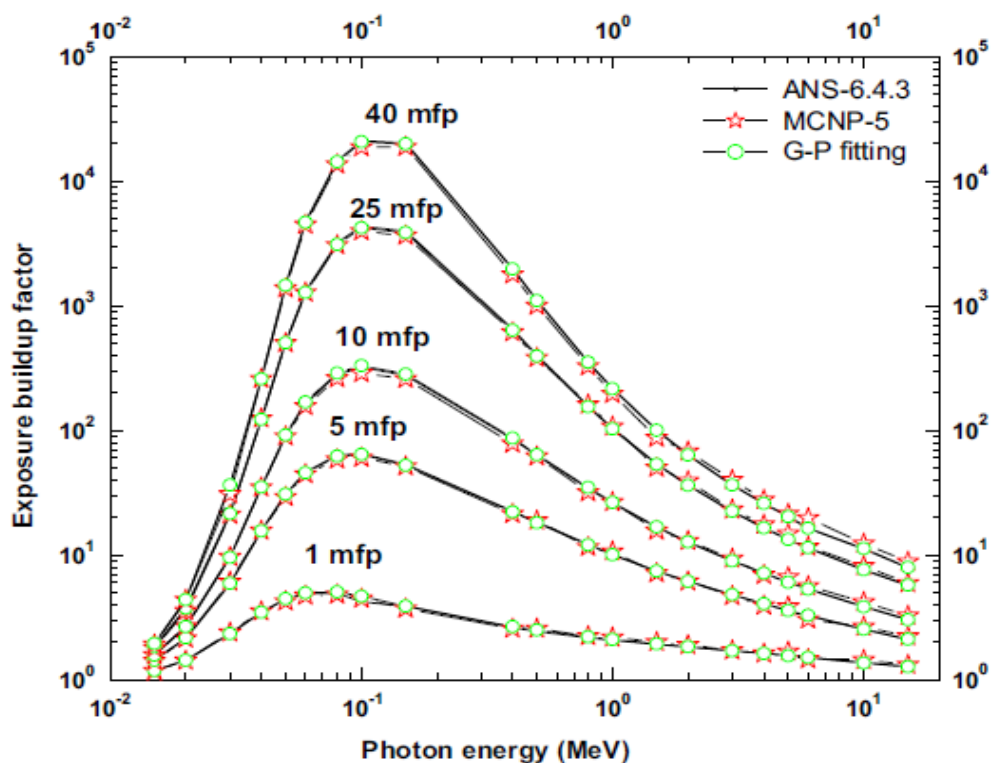


شکل ۴-۵ بزرگ‌نمایی شده‌ی شکل (۲-۵) در ناحیه‌ی گامای آنی N.

با توجه به شکل‌های (۲-۵)، (۳-۵) و (۴-۵) قله‌های گامای آنی هیدروژن و نیتروژن اندکی تغییر می‌کنند اما هنوز می‌توان قله‌ی گامای آنی مربوط به نیتروژن را حتی برای جرم 250g مشاهده کرد. از این تغییرات ایجاد شده می‌توان نتیجه گرفت که انجام کالیبراسیون برای چنین سیستم آشکارسازی بسیار حائز اهمیت است.

در فصل چهارم توانایی کد MCNPX را برای محاسبه‌ی ضرایب انباشت پرتوگیری، انرژی برجای مانده و دز سنجیده شد و نشان داده شد که می‌توان به خوبی این ضرایب را برای مواد و همینطور انرژی‌های مختلف توسط این کد محاسبه کرد. نکته‌ی مهمی که در اینجا باید به آن اشاره کرد این است که ما برای اینکه مشکل مربوط به حفاظ گذاری پرتوهای گامای چشمه‌ی فوتون-نوترون را حل کنیم مجبور شدیم که به سراغ محاسبه‌ی ضرایب انباشت برویم. همانطور که در فصل چهارم گفته شده ما برای محاسبه‌ی ضرایب انباشت ناشی از چشمه‌ی پرتوهای ایکس‌ای که از هدف تنگستن (فصل سوم) خارج می‌شدند با چالش جدیدی روبرو بودیم چون تا قبل از محاسبات ما ضرایب انباشت فقط برای چشمه‌های تک انرژی محاسبه می‌شد اما ما در مسئله‌ی

طراحی چشمه‌ی فوتو-نوترون براساس شتاب‌دهنده‌ی خطی الکترون با چشمه‌ای با طیف انرژی پیوسته از فوتون‌ها سروکار داریم بنابراین حل کردن چنین مسئله‌ای در حوزه‌ی حفاظ‌گذاری بسیار حائز اهمیت می‌باشد. دلیل تفاوت ضرایب انباشت ناشی از یک چشمه‌ی تک انرژی و یک چشمه با طیف انرژی پیوسته را می‌توان در شکل (۵-۵) مشاهده کرد که در واقع وابستگی ضرایب انباشت به انرژی فوتون‌ها را نشان می‌دهد.



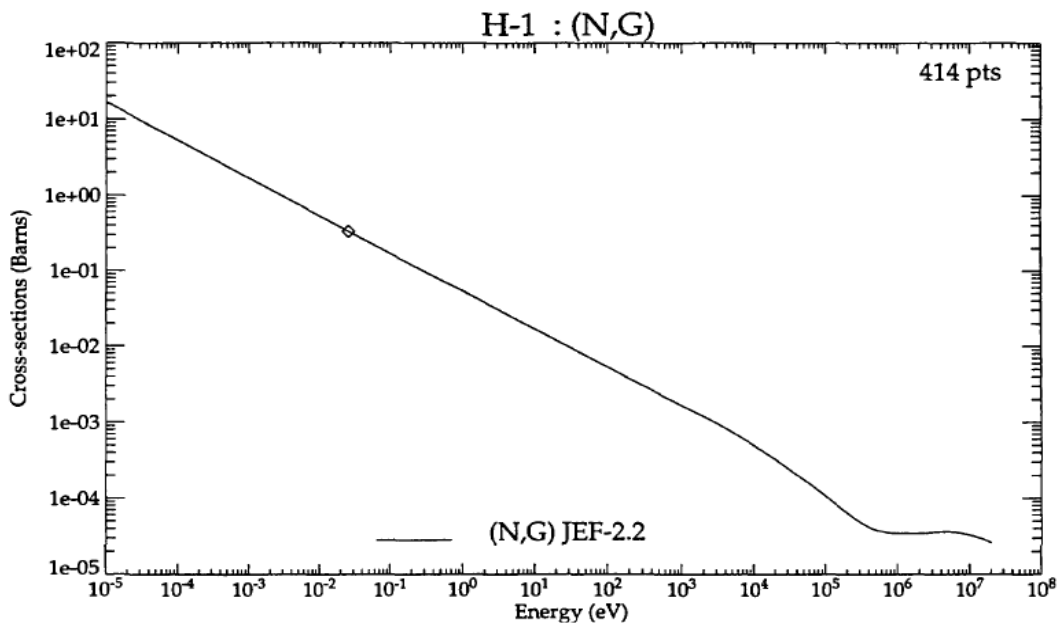
شکل ۵-۵ وابستگی ضرایب انباشت به انرژی فوتون‌ها برای آب [۱۱۳].

البته ما همچنین در این فصل نشان دادیم که کد MCNP توانایی محاسبه ضرایب انباشت را براساس فیزیک ساده و دقیق دارد و همینطور نشان دادیم که ضرایب انباشت محاسبه شده براساس استاندارد ANSI به دلیل نقص در سطح مقاطع فوتونی نمی‌توانند بطور کامل صحیح باشند در حالیکه کد MCNP می‌تواند این ضرایب را به درستی محاسبه کند. با توجه به تمام مطالب گفته شده در این فصل می‌توان پیشنهاد کرد که از کد MCNP برای گرد آوری و محاسبه‌ی ضرایب انباشت (پرتوگیری، انرژی برجای مانده و دز) در تهیه‌ی یک استاندارد به روز و دقیق استفاده کرد.

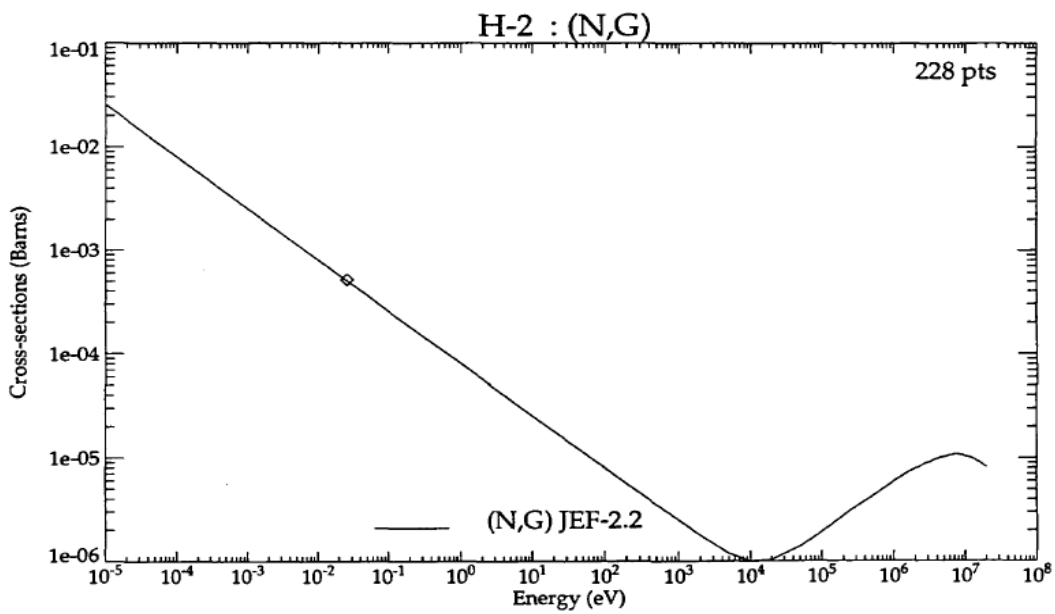
۵-۲ پیشنهادات

- ۱- بررسی دقیق حفاظ‌گذاری و دزیمتری فوتون‌ها و نوترون‌هایی که از این چشمه‌ها نشت می‌کنند.
- ۲- بررسی و مطالعه‌ای دقیق بر روی سیستم خنک‌کنندگی این چشمه‌ها به ویژه خنک‌کنندگی هدف تنگستن.
- ۳- بررسی و بهینه‌سازی شتاب‌دهنده‌هایی با انرژی بیشتر برای رسیدن به شار نوترون‌های گرمایی بیشتر.
- ۴- بررسی و کالیبره کردن دقیق کل سیستم آشکارسازی مواد منفجره چه از نظر شار نوترون‌های فرودی و چه از نظر تعداد، نوع و چیدمان آشکارسازهای پرتو گاما این سیستم‌ها و همچنین از نظر مواد و وسایل متنوعی که ممکن است مسافران داخل چمدان خود حمل کنند که البته تمام این کارها باید قبل از ساخت یک نمونه اولیه انجام شوند.
- ۵- اقدام به ساخت چنین سیستم‌های آشکارسازی و کشف مواد منفجره در راستای خود کفا شدن و همچنین صرفه جویی ارزی قابل توجه در اقتصاد کشور.
- ۶- استفاده از چنین سیستم‌های برای موارد درمانی مانند BNCT و همچنین موارد صنعتی مانند رادیوگرافی نوترونی و تولید ایزوتوپ‌های مصنوعی مورد نیاز و کاربردی در بخش صنعت و یا درمان.
- ۷- استفاده از کد MCNP در راستای ایجاد یک استاندارد به روز در حوزه‌ی ضرایب انباشت فوتون.

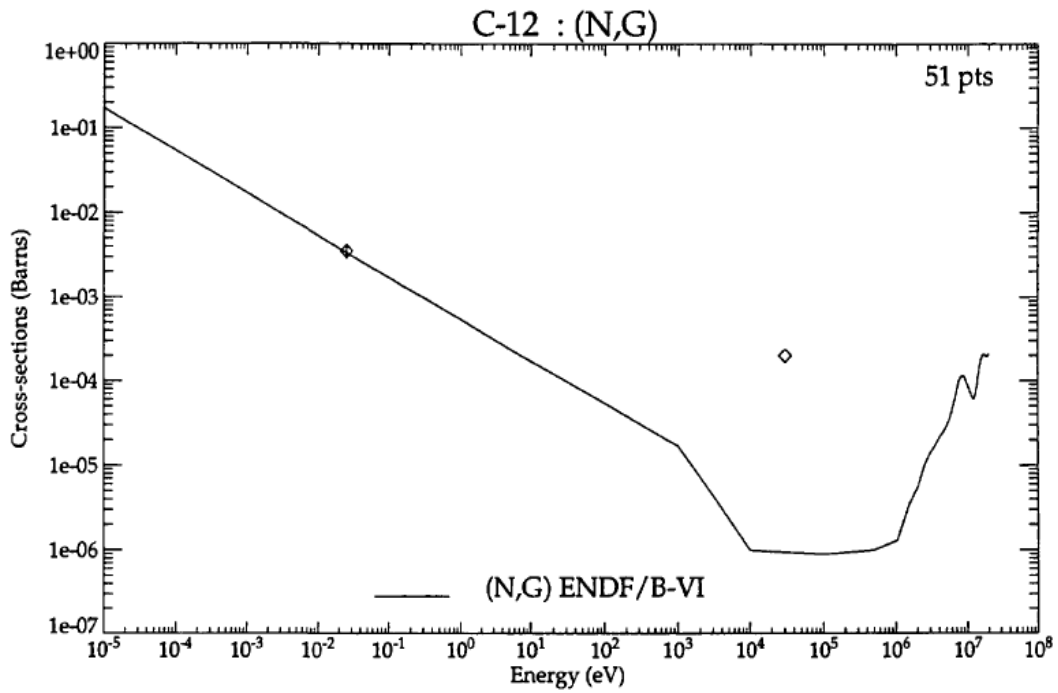
پیوست الف سطح مقطع گیراندازی نوترون برای H ، C ، N و O .



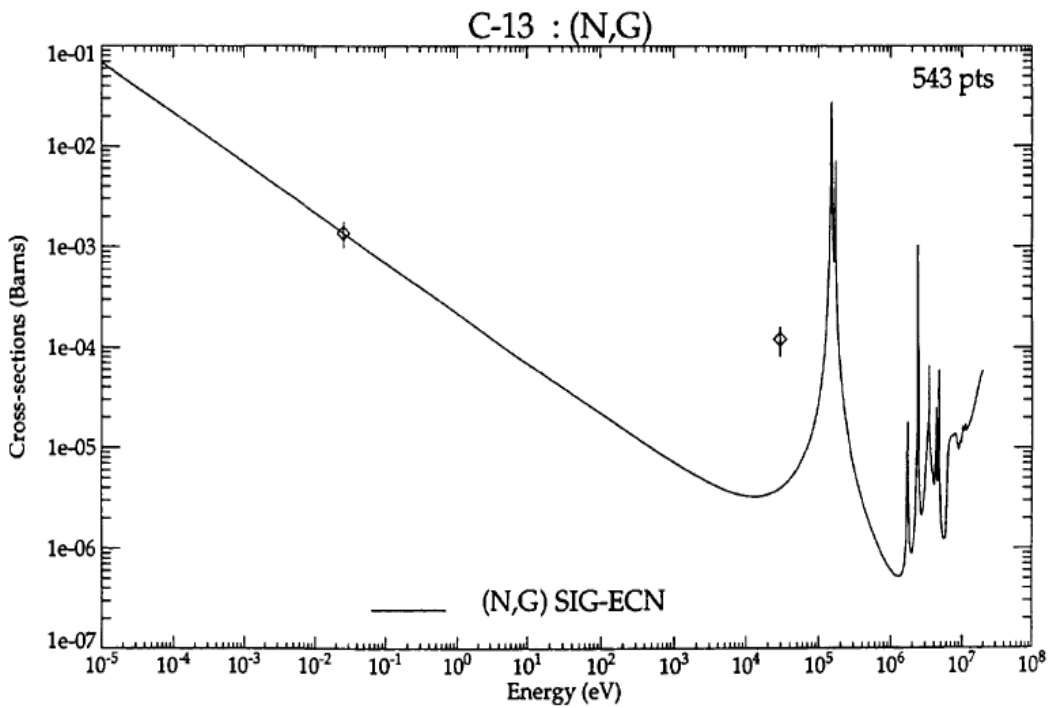
شکل الف-۱ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای 1H [۱۱۰].



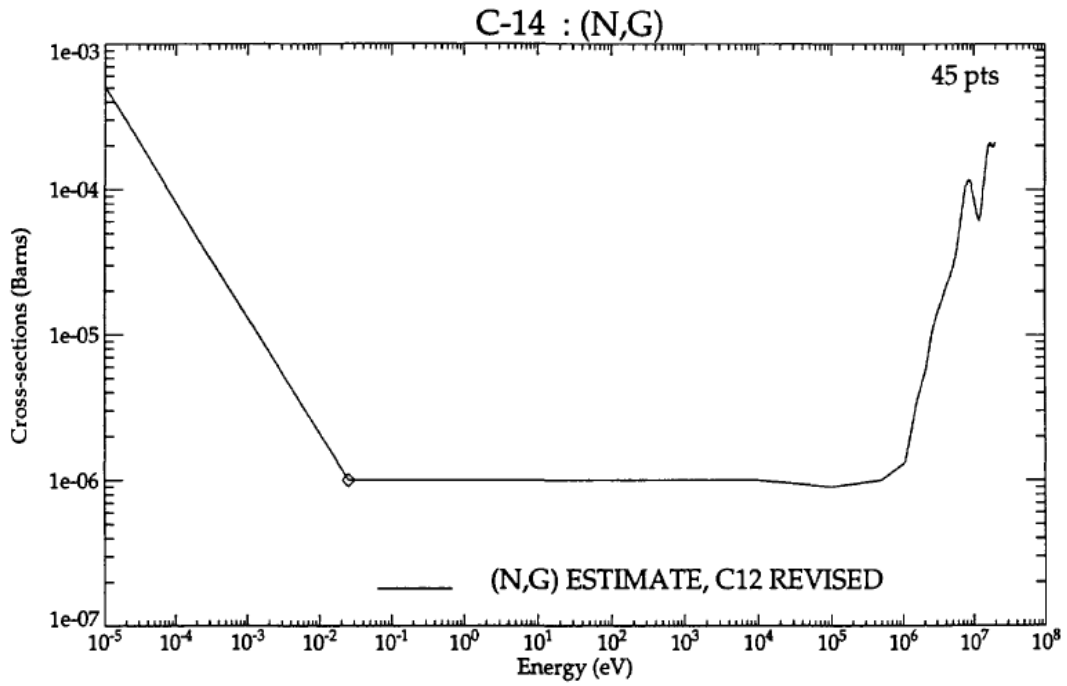
شکل الف-۲ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای 2H [۱۱۰].



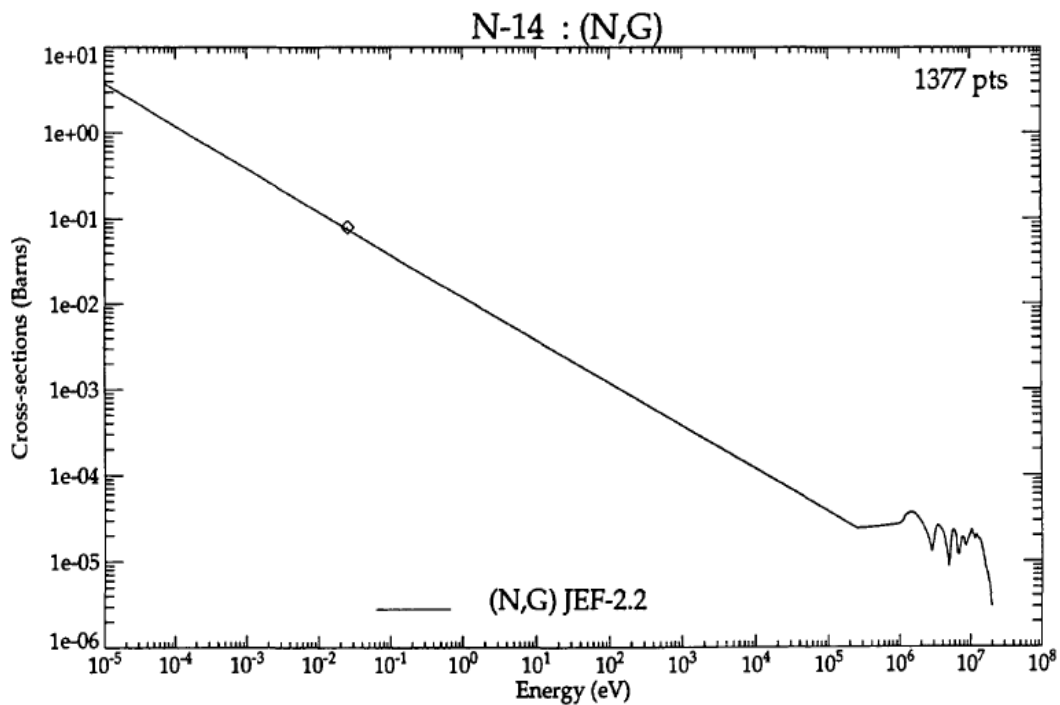
شکل الف-۳ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای ^{12}C [۱۱۰].



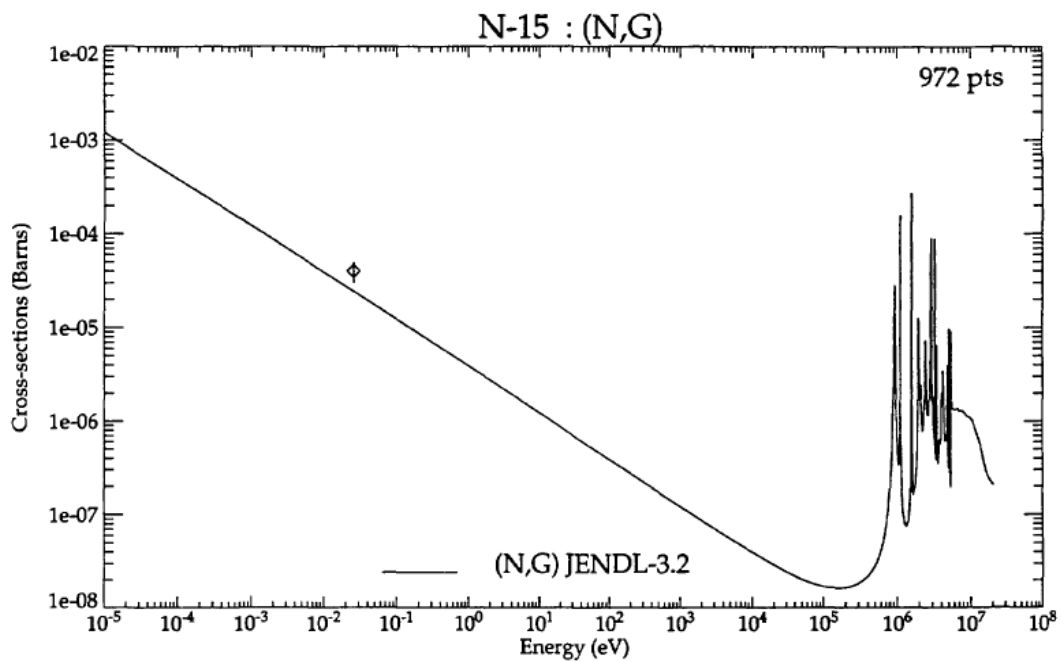
شکل الف-۴ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای ^{13}C [۱۱۰].



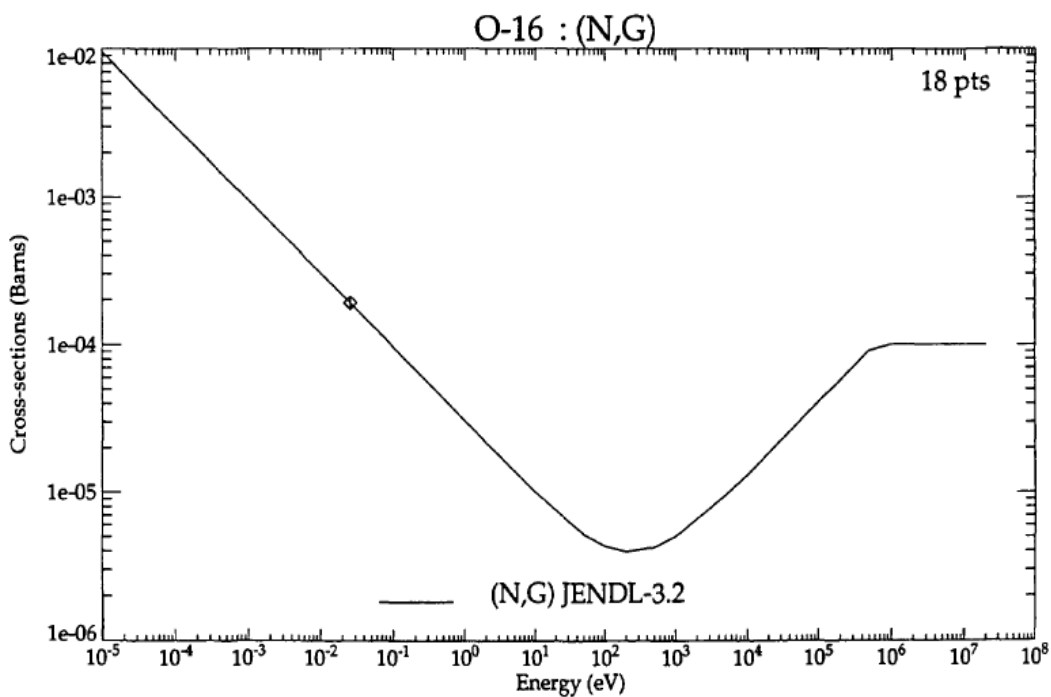
شکل الف-۵ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای ^{14}C [۱۱۰].



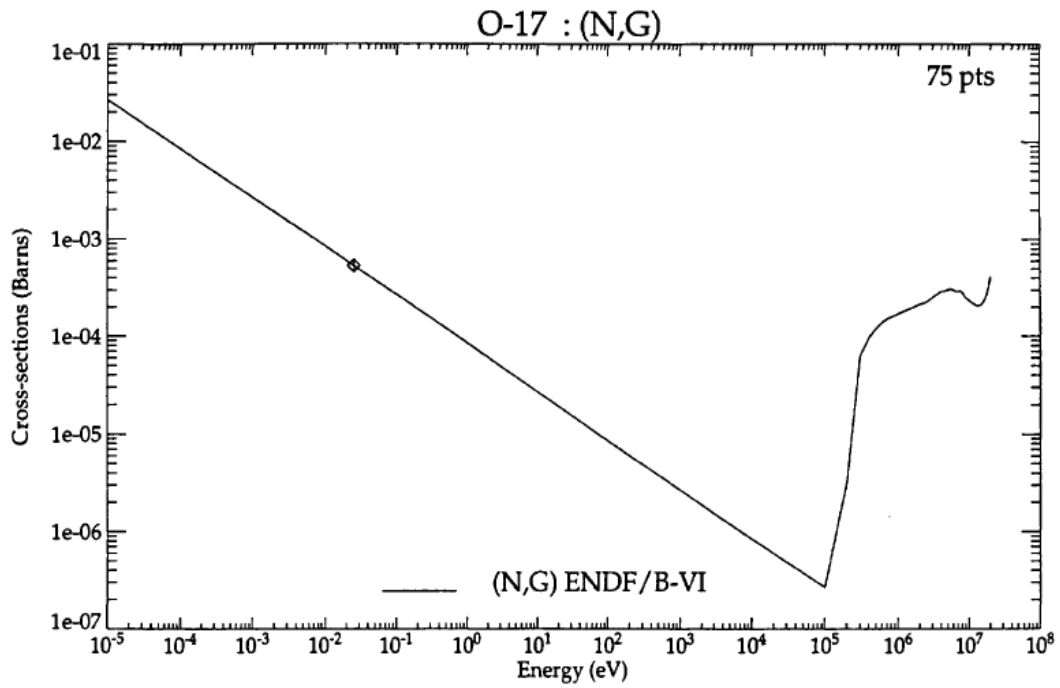
شکل الف-۶ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای ^{14}N [۱۱۰].



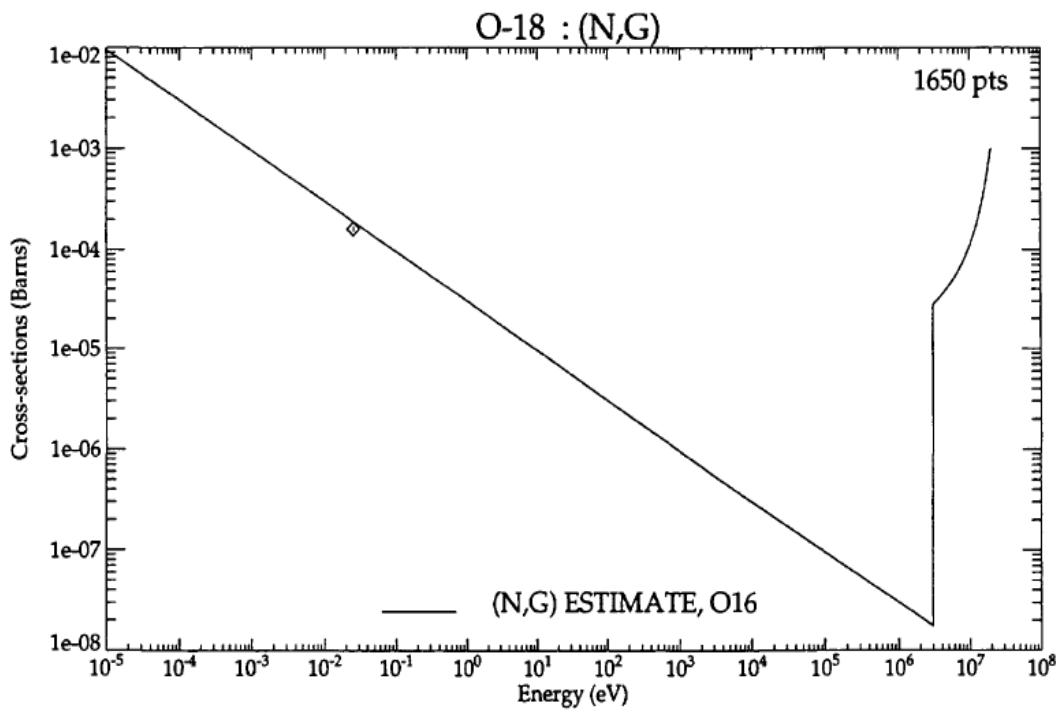
شکل الف-۷ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای ^{15}N [۱۱۰].



شکل الف-۸ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای ^{16}O [۱۱۰].



شکل الف-۹ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای ^{17}O [۱۱۰].



شکل الف-۱۰ سطح مقطع گیراندازی نوترون برای ^{18}O [۱۱۰].

[1] M.M. Rafiei, H. Tavakoli-Anbaran, “Feasibility of using 10 MeV electron LINAC for explosives detection based on thermal neutron activation analysis: A Monte Carlo study”, **Under Review**.

[2] M.M. Rafiei, H. Tavakoli-Anbaran, M. Kurudirek, “A detailed investigation for calculation of the gamma-ray energy deposition and dose buildup factor using Monte Carlo simulation, **Under Review**.

- [1] M. MARSHALL, (2009), "ASPECTS OF EXPLOSIVES DETECTION", New York: Elsevier.
- [2] P. W. Cooper, (1996), " Explosives Engineering", New York: Wiley-VCH.
- [3] R. Meyer, J. Köhler and A. Homburg, (2007), Explosives, Weinheim: Wiley-VCH & Co.
- [4] J. Yinon, (2007), "Counterterrorist Detection Techniques", New York: Elsevier.
- [5] R. Matyas and J. Pachman, (2013), "Primary Explosives", New York: Springer-Verlag.
- [6] J. A. Zukas and W. P. Walters, (1998), "Explosive Effects and Applications", New York: Springer-Verlag.
- [7] J. Fraissard and O. Lapina, (2009), "Explosives Detection Using Magnetic", St. Petersburg: Springer Science.
- [8] N. Tsoulfanidis and S. Landsberger, (2015), "MEASUREMENT and DETECTION of RADIATION", New York: CRC Press.
- [9] Z. B. Alfassi, (1990), "Activation Analysis, Volume I", Florida: CRC Press, Inc.
- [10] S. AMIEL, (1981), "Nondestructive Activation Analysis", Oxford: ELSEVIER SCIENTIFIC.
- [11] D. Reilly, (1991), "Passive Nondestructive Assay of Nuclear Materials", Washington: U.S. Nuclear Regulatory Commission.
- [12] T. Gozani, (1981), "Active Nondestructive Assay of Nuclear Materials", Washington: U.S. Nuclear Regulatory Commission.
- [13] R. C. Koch, (1960), "ACTIVATION ANALYSIS HANDBOOK", NEW YORK: ACADEMIC PRESS,.
- [14] G. L. Molnar, (2004), "Handbook of Prompt Gamma Activation Analysis with Neutron Beams", LONDON: KLUWER ACADEMIC PUBLISHERS.
- [15] IAEA, (2001), "Use of research reactors for neutron activation analysis", Viena: IAEA.
- [16] Z. Alfassi, (1995), "Prompt gamma neutron activation analysis", London: CRC Press.
- [17] Z. Alfassi, (1994), "Determination of Trace Elements", Weinheim: VCH Verlags.
- [18] G. F. Knoll, (2010), "Radiation Detection and Measurement", New York: John Wiley & Sons.
- [19] S. N. Ahmed, (2015), "Physics and Engineering", NEW YORK: Elsevier.
- [20] W. R. Leo, (1994), "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Berlin: Springer-Verlag.

- [21] K. S. Krane, (1988), "Introductory Nuclear Physics", New York: John Wiley & Sons.
- [22] J. R. Lamarsh, (2001), "Introduction to Nuclear Engineering", London: Prentice-Hall.
- [23] W. Meyerhof, (1967), "Elements Of Nuclear Physics", New York: McGraw HILL.
- [24] C. Leroy, (2009), "PRINCIPLES OF RADIATION INTERACTION IN MATTER AND DETECTION", New York: World Scientific.
- [25] H. Nikjoo, (2012), "Interaction of Radiation with Matter", New York: CRC Press, 2012.
- [26] (1958), "Mine Detection and Auxiliary Equipment," Plessey Nucleonics Ltd, pp. 1-31.
- [27] T. Gozani, R. Morgado and C. Seher, (1986) "*Nuclear-based Techniques for Explosive Detection*," Journal of Energetic Materials, p. 377.
- [28] C. Chung, S. Liu, J. Chao and C. Chan, (1993), "*Feasibility Study of Explosive Detection for Airport Security Using a Neutron Source*," Applied Radiation and Isotopes A, p. 1425.
- [29] T. Gozani, P. Ryge and P. Shea, (1989), "*Explosive Detection System Based on Thermal Neutron Activation*," Science Application International Corporation.
- [30] T. Gozani, (1993), "*Advances in accelerator based explosives detection systems*," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, pp. 601-604.
- [31] T. Gozani, (2007), "*Advances in neutron based bulk explosive detection*," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, p. 311–315.
- [32] A. T. Farsoni and S. A. Mireshghi, (2001), "*Design and evaluation of a TNA explosive-detection system to screen carry-on luggage*," Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, p. 695–697.
- [33] M. Nasrabadi, F. Bakhshi, M. Jalali and A. Mohammadi, (2011), "*Development of a technique using MCNPX code for determination of nitrogen content of explosive materials using prompt gamma neutron activation analysis method*," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, p. 378–382.
- [34] P. L. Hernández-Adame, D. Medina-Castro, J. L. Rodríguez-Ibarra, M. A. Salas-Luevano and H. R. Vega-Carrillo, (2016), "*DESIGN OF AN EXPLOSIVE DETECTION SYSTEM USING MONTE CARLO METHOD*," Applied Radiation and Isotopes.
- [35] M. C. Han, et al., (2019), "*Experiment and MCNP simulation of a portable tagged neutron inspection system for detection of explosives in a concrete wall*," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, vol. 929, pp. 156-161.
- [36] S. Bishnoi, et al., (2019), "*Modeling of tagged neutron method for explosive detection using GEANT4*," Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, vol. 923, pp. 26-33.

- [37] Z. D. Whetstone and K. J. Kearfott, (2014) "A review of conventional explosives detection using active neutron interrogation," *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, vol. 301, no. 3, p. 629–639.
- [38] R. C. Martin, J. B. Knauer and P. A. Balo, (2000) "Production, distribution and applications of californium-252 neutron sources," *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 53, no. 4-5, pp. 785-792.
- [39] C. Chung, et al., (1993) "Feasibility study of explosive detection for airport security using a neutron source," *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 44, no. 12, pp. 1425-1431.
- [40] M. N. Nasrabadi, et al., (2011), "Development of a technique using MCNPX code for determination of nitrogen content of explosive materials using prompt gamma neutron activation analysis method," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, vol. 659, no. 1, pp. 378-382.
- [41] L. E. Cevallos-Robalino, et al., (2019), "Analysis by Monte Carlo of thermal neutron flux from a $^{241}\text{Am}/^{9}\text{Be}$ source for a system of trace analysis in materials," *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 151, pp. 19-24.
- [42] P. L. Hernández-Adame, et al., (2016), "Design of an explosive detection system using Monte Carlo method," *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 117, pp. 27-31.
- [43] L. Auditore, R. Barna, D. D. pasquale, A. Italiano, A. Trifiro and M. Trimarchi, (2005) "Study of a 5 MeV electron linac based neutron source," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, vol. 229, no. 1, pp. 137-143.
- [44] F. Rahmani and M. shahriari, (2010), "Hybrid photoneutron source optimization for electron accelerator-based BNCT," *Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A*, vol. 618, no. 1-3, pp. 48-53.
- [45] M. Tatari and A. Ranjbar, (2014), "Design of a photoneutron source based on 10MeV electrons of radiotherapy linac," *Annals of Nuclear Energy*, vol. 63, pp. 69-74.
- [46] K. Eshwarappa, K. Siddappa, K. Yogesh, S. Amar, P. Sarkar and B. Godwal, (2005) "Estimation of photoneutron yield from beryllium target irradiated by variable energy microtron-based bremsstrahlung radiation," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, vol. 540, no. 2-3, pp. 412-418.
- [47] B. Patil, S. Chavan, S. Pethe, R. Krishnan and S. Dhole, (2010) "Measurement of angular distribution of neutron flux for the 6 MeV race-track microtron based pulsed neutron source," *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 68, no. 9, p. 1743–1745.
- [48] B. Askri, (2015), "Optimization of a photoneutron source based on 10 MeV electron beam using Geant4 Monte Carlo code," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, vol. 360, pp. 1-8.

- [49] B. Patil, S. Chavan, S. Pethe, R. Krishnan, V. Bhoraskar and S. Dhole, (2010), "*Simulation of $e-\gamma-n$ targets by FLUKA and measurement of neutron flux at various angles for accelerator based neutron source*," Annals of Nuclear Energy, vol. 37, no. 10, p. 1369–1377.
- [50] B. Patil, S. Chavan, S. Pethe, R. Krishnan, V. Bhoraskar and S. Dhole, (2012), "*Design of 6 Mev linear accelerator based pulsed thermal neutron source: FLUKA simulation and experiment*," Applied Radiation and Isotopes, vol. 70, no. 1, p. 149–155.
- [51] M. M. Rafiei and H. Tavakoli-Anbaran, (2018) "*Feasibility of using heavy water in order to design of a photoneutron source based on 5 MeV electron linear accelerator*," Journal of Instrumentation, vol. 13, p. P05008,.
- [52] X. Li, et al., (2019), "*Performance of an electron linear accelerator for the first photoneutron source in China*," Nuclear Science and Techniques, vol. 30, no. 14,.
- [53] M. Zolfaghari, S. F. Masoudi and F. Rahmani, (2018) "*Optimization of Linac-based neutron source for thermal neutron activation analysis*," Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry, vol. 317, no. 3, p. 1477–1483,.
- [54] A. Sari, F. Carrel and F. Lainé, (2018), "*Characterization and Optimization of the Photoneutron Flux Emitted by a 6- or 9-MeV Electron Accelerator for Neutron Interrogation Measurements*," IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 65, no. 9,.
- [55] C. Oprea, O. Maslov, M. Gustova, I. Oprea, A. Mihul, A. Belov et al., (2011), "*Photoneutron Activation Analysis Applied for Environmental Researches*", Rom. Rep. Phys. 63 348.
- [56] J.L. Jones, (2003), "*Active, Non-Intrusive Inspection Technologies for Homeland Defense*", INEEL/CON-03-00181.
- [57] Y. Yang, Y. Li, H. Wang, T. Li and B. Wu, (2007), "*Explosives detection using photoneutrons produced by x-rays*", Nucl. Instrum. Meth. A 579 400.
- [58] A. Tsechanski, A. Bielajew, J. Archambault and E. Mainegra-Hing (2016), "*Electron accelerator-based production of molybdenum-99: Bremsstrahlung and photoneutron generation from molybdenum vs tungsten*", Nucl. Instrum. Meth. B 366 124.
- [59] D. B. Pelowitz, (2011) "*MCNPX User's Manual Report LA-CP-11-00438*," Los Alamos National Laboratory,.
- [60] D. B. Pelowitz, (2008) "*MCNPX User's Manual Report LA-CP-07-1473*," Los Alamos National Laboratory,.
- [61] X-5 Monte Carlo Team, (2003) "*MCNP- A General Monte Carlo N-Particle Transport Code Version 5 Volume I: Overview and Theory*," Los Alamos National Laboratory,.
- [62] L. Auditore, R. C. Barna, D. D. Pasquale, A. Italiano, A. Trifiro and M. Trimarchi, (2004) "*Pulsed 5 MeV standing wave electron linac for radiation processing*," PHYSICAL REVIEW ACCELERATORS AND BEAMS, vol. 7, no. 3, pp. 030101-5,.

- [63] T. Kii, et al., (2009) "*Performance of the LaBr₃(Ce) scintillator for nuclear resonance fluorescence experiment,*" IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, pp. 1490-1492,.
- [64] H. W. Koch and J. W. Motz, (1959) "*Bremsstrahlung Cross-section formulas and Related data,*" Review of modern physics,.
- [65] A. O. Jr, C. Sandifer, R. Knowlen and W. George, (1968) "*Measurement of absolute thick-target bremsstrahlung spectra,*" Nuclear Instruments and Methods, vol. 61, no. 3, pp. 340-346,.
- [66] H. Ferdinande, G. Knuyt, R. V. D. Vijver and R. Jacobs, (1971) "*Numerical calculation of absolute forward thick-target bremsstrahlung spectra,*" Nuclear Instruments and Methods, vol. 91, no. 1, pp. 135-140,.
- [67] N. Starfelt and H. W. Koch, (1956) "*Differential Cross-Section Measurements of Thin-Target Bremsstrahlung Produced by 2.7- to 9.7-Mev Electrons,*" Physical Review, vol. 102, no. 6, pp. 1598-1612,.
- [68] "T-2 Nuclear Information Service," los alamos national laboratory, [Online]. Available: <https://t2.lanl.gov/nis/data.shtml>.
- [69] B. Hamermesh and C. Kimball, (1953) "*the photodisintegration cross section of beryllium at 2.185 MeV,*" Physical Review, vol. 90, no. 6, pp. 1063-1065,.
- [70] F. Vesely and F. Bensch, (1973) "*Photoneutron production cross-section of beryllium and deuterium at a number of gamma energies below 3 MeV,*" J. Nucl. Energy, vol. 27, no. 11,.
- [71] M. Fujishiro, T. Tabata and e. al,(1982), "*Cross section of the reaction $9\text{Be}(\gamma,n)$ near threshold,*" Can. J. Phys, no. 60, pp. 1672-1677,.
- [72] IAEA-TECDOC-1178, (2000), "*Handbook on photonuclear data for applications cross-section and spectra*", IAEA,.
- [73] Y. Birennaum, S. kahane and R. Moreh, (1985) "*Absolute cross section for the photodisintegration of deuterium,*" Physical Review C, vol. 32, no. 6, pp. 1825-1829,.
- [74] R. Moreh, (1989) " *$2\text{H}(\gamma,n)$ absolute cross section at 2754 keV,*" Physical Review C, vol. 39, no. 4, pp. 1247-1250,.
- [75] K. Hara, H. Utsunomiya and e. al, (2003), "*Photodisintegration of deuterium and big bang nucleosynthesis,*" Physical Review D, no. 68, pp. 072001-6,.
- [76] E. M. HUSSEIN, (2004), *HANDBOOK ON RADIATION PROBING, GAUGING, IMAGING AND ANALYSIS Vol-II*, KLUWER ACADEMIC,.
- [77] [Online]. Available: <https://www.united.com/ual/en/us/fly/travel/baggage/carry-on.html>.

- [78] [Online]. Available: <https://www.aa.com/i18n/travel-info/baggage/carry-on-baggage.jsp>.
- [79] [Online]. Available: <https://www.lufthansa.com/us/en/carry-on-baggage>.
- [80] R. Uhlář, et al., (2014) "A new reflector structure for facility thermalizing D–T neutrons," *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, vol. 300, no. 2, p. 809–818,.
- [81] R. J. McConn Jr, et al., (2011) "*Compendium of Material Composition Data for Radiation Transport Modeling, PNNL-15870 Rev. 1,*" Pacific Northwest National Laboratory,.
- [82] IAEA, (2007), "*DATABASE OF PROMPT GAMMA RAYS FROM SLOW NEUTRON CAPTURE FOR ELEMENTAL ANALYSIS*", VIENNA: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY (IAEA),.
- [83] H. Shi, et al. (2002) "*Precise Monte Carlo simulation of gamma-ray response functions for an NaI(Tl) detector*", *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 57, no. 4,.
- [84] S. Yalcin, et al. (2002) "*Calculation of total counting efficiency of a NaI(Tl) detector by hybrid Monte-Carlo method for point and disk sources*", *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 57, no. 4,.
- [85] P. Radvanyi, J. Villain, (2017) "*The discovery of radioactivity*", *Comptes Rendus Physique*, vol. 18, no. 9-10,.
- [86] H. Goldstien and J. E. Wikins, (1954) "*Calculations of the Penetration of Gamma Rays: Final Report*," White Plains, NY: Nuclear Development Associates,.
- [87] D. Sardari, S. Saudi and M. Tajik, (2011) "*Evaluation of gamma ray buildup factor data in water with MCNP4C code*," *Ann. Nucl. Energy*, no. 38, pp. 628-631,.
- [88] H. Hirayama, (1995) "*Calculation of gamma-ray exposure buildup factors up to 40mfp using the EGS4 Monte Carlo code with a particle splitting*," *J. Nucl. Sci. Technol*, no. 32, pp. 1201-1207,.
- [89] O. Chibani, (2001) "*New Photon Exposure Buildup Factors*," *Nucl. Sci. Eng*, no. 137, pp. 215-225,.
- [90] M. Kurudirek, (2014) "*Photon buildup factors in some dosimetric materials for heterogeneous radiation sources*," *Radiat. Environ. Biophys*, no. 53, pp. 175-185,.
- [91] M.I. Sayyed, M.Y. AlZaatreh, M.G. Dong, M.H.M. Zaid, K.A. Matori, H.O. Tekin, (2017) "*A comprehensive study of the energy absorption and exposure buildup factors of different bricks for gamma-rays shielding*" *Results. Phys*, no. 7, pp. 2528–2533,.
- [92] K. S. Mann, (2017) "*Gamma-Ray Shielding Behaviors of Some Nuclear Engineering Materials*", *Nuclear Engineering and Technology*, Vol. 49, no. 4, pp. 792-800,.

- [93] K. Ponnunni Kartha, K. G. N and J. R. Cameron, (1966) "*An experimental determination of the absorption and buildup factor in water for radium, cobalt 60, and cesium 137 gamma rays,*" Am. J. Roentgenol, no. 96, pp. 66-69,.
- [94] M. L. Meisberger, R. J. Keller and R. J. Shalek, (1968) "*The effective attenuation in water of the gamma rays of gold 198, iridium 192, cesium 137, radium 226, and cobalt 60,*" Radiology, no. 90, pp. 953-957,.
- [95] A. Shimizu, T. Onda and Y. Sakamoto, (2004) "*Calculation of gamma-ray buildup factors up to depths of 100 mfp by the method of invariant embedding (III),*" J. Nucl. Sci. Technol, no. 41, pp. 413-424,.
- [96] ANSI/ANS-6.4.3, (1991) "*Gamma-Ray Attenuation Coefficients and Buildup Factors for Engineering Materials,*" American Nuclear Society, La Grange Park, IL,.
- [97] H. Cember, (2009) T.E. Johnson. Introduction to Health Physics. McGraw-Hill, New York,.
- [98] A. B. Chilton, J. K. Shultis and R. E. Faw, (1984) Principles of Radiation Shielding, London: Prentice Hall,.
- [99] Y. Harima, (1993) "*An historical review and current status of buildup factor calculations and applications,*" Radiat. Phys. Chem, no. 41, pp. 631-672,.
- [100] M.M. Rafiei, H. Tavakoli-Anbaran, (2018) "*Calculation of the exposure buildup factors for x-ray photons with continuous energy spectrum using Monte Carlo code*", Journal of Radiological Protection, vol. 38, no. 1,.
- [101] M.M. Rafiei, H. Tavakoli-Anbaran, (2018), "*Calculation of buildup factors of gamma source with continuous energy spectrum for water, iron, and lead by Monte Carlo Code*", Iranian Journal of Radiation Safety and Measurement, vol. 6, no. 2,.
- [102] M.M. Rafiei, H. Tavakoli-Anbaran, (2018) "*Study of exposure buildup factors with detailed physics for Cobalt-60 gamma source in water, iron, and lead using the MCNPX code*", European Physical Journal Plus, vol. 133, no. 12,.
- [103] XCOM, "National Institute of Standards and Technology," [Online]. Available: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>.
- [104] A. B. Chilton, C. M. Eisenhauer and G. L. Simmons, (1980) "*Photon Point Source Buildup Factors for Air, Water, and Iron,*" Nuclear Science and Engineering, vol. 73, no. 1, pp. 97-107,.
- [105] D. Osanov, V. Panova, G. Radziebskii, (1968) "*Measurement of dose buildup factors for low-energy point isotropic gamma sources in water,*" Atomic Energy, no. 4, pp. 452-453,.
- [106] M. Kurudirek, Y. Kurucu, (2019) "*Estimation of energy absorption buildup factors of some human tissues at energies relevant to brachytherapy and external beam radiotherapy*", Int. J. Radiat. Biol,.

- [107] C. Geng, et. al, (2015), "GEANT4 CALCULATIONS OF NEUTRON DOSE IN RADIATION PROTECTION USING A HOMOGENEOUS PHANTOM AND A CHINESE HYBRID MALE PHANTOM", Radiation Protection Dosimetry,.
- [108] ICRU, (1985), "*Determination of Dose Equivalents Resulting from External Radiation Sources*", ICRU, Report 39,.
- [109] ICRP, (2007) "*The 2007 Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*", ICRP, Report 103,.
- [110] J. Kopecky, (1997) "*Atlas of Neutron Capture Cross Sections*," IAEA, Austria,.
- [111] G. R. Gilmore, (2008), "Practical Gamma-ray Spectrometry, 2nd Edition", John Wiley & Sons, Inc.,.
- [112] M. R. Mohammadian-Behbahani and S. Saramad, (2020) "*A comparison study of the pile-up correction algorithms*", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A, vol. 951,.
- [113] V.P. Singh, et. Al, (2014) "*Evaluation of gamma-ray exposure buildup factors and neutron shielding for bismuth borosilicate glasses*", Radiation Physics and Chemistry,.

Abstract

In this study, we tried to design a photoneutron source based on an electron LINAC. Therefore, we used the emitted electrons from 5 and 10 MeV electron LINAC. It is good to mention that many studies have been done on these neutron sources recently and also, we can use them for many applications, include boron neutron capture therapy (BNCT), neutron activation, explosives, and narcotics detection and etc. Actually, in this thesis, we designed and optimized the electron-gamma-neutron convertor for 5 and 10 MeV electron LINAC. In this convertor, the energetic electrons collide with a high atomic number of elements such as tungsten and produce a continuous spectrum photons (bremsstrahlung). Then these photons collide with a photonuclear target such as beryllium or deuterium and produce neutron (photoneutron). Therefore, we can obtain a good neutron flux for any application that needs a neutron source. We could reach to 4.7882×10^8 and 3.6×10^8 (n/cm².mA.s) total neutron flux and thermal neutron flux, respectively. In the present work, we used these neutron sources for thermal neutron activation for the detection of explosives (TNT, PETN, RDX, HMX, NG, EGDN). Also, we verified our results with other works and we reached a good agreement with them, as well. We showed that these neutron sources have good potential for thermal neutron activation and explosives detection. In addition, we did good investigations about gamma shielding for these neutron sources and also, we investigated the dosimetry around of convertor in brief. Of course, it should be noted that we studied buildup factors as an important parameter for gamma-ray shielding. It is good to mention that all simulations and investigations have been done by the Monte Carlo method via MCNPX code. Finally, as mentioned above, we can suggest our design for explosives detection and thermal neutron activation.

Keywords: Photoneutron source, Explosives detection, Thermal neutron activation, Gamma-ray buildup factor, MCNPX code



Shahrood University of
Technology

Faculty of Physics and Nuclear Engineering

Ph.D. Thesis in Nuclear Physics

Optimization of the setup of 5 and 10 MeV electron LINAC for detection of hidden explosives in the luggage based on thermal neutron activation

By: Mustafa Mohammad Rafiei

Supervisor:
Dr. Hossein Tavakoli-Anbaran

February 2020