

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشگاه صنعتی شاهرود

پایان نامه کارشناسی ارشد فیزیک هسته‌ای

عنوان :

اندازه‌گیری وابستگی پراکندگی چندگانه پرتوهای گاما به انرژی
گامای فرودی و عدد اتمی ماده و شبیه‌سازی آن به روش مونت کارلو

نگارش: نسیمه سادات کبیری

استاد راهنما: دکتر حسین توکلی عنبران

بهمن ۱۳۹۰

اثری کوچک است، خیلی کوچک و شاید هیچ!

اما به یاد عهد قدیم و رسم ادب

تقدیم می شود به:

مادرم که از اول آفرینش، هیچ واژه‌ای نتوانسته مهر او را معنا کند

و

روح پدرم...

آنان که ناتوان شدند تا ما به توانایی برسیم

موهایشان سپید شد تا ما روسفید شویم

و عاشقانه سوختند تا گرمابخش وجود ما و روشنگر راهمان باشند.

تقدیر و شکر

سپاس و ستایش بر خدای جل و جلاله، که آثار قدرت او بر چهره روز روشن، تابان است و انوار حکمت او در دل شب تار، در فشان. آفریدگاری که خویشتن را به ما شناساند و در های علم را بر ما گشود و عمری و فرصتی عطا فرمود تا بدان بنده ضعیف خویش را در طریق علم و معرفت بیازماید. سپاس بی کران پروردگاری که ما را که، بستان، بخشد و به طریق علم و دانش، ما را، بنمون شد و به بهنیشینی رحروان علم و دانش مفتخران نمود و خوشه چینی از علم و معرفت را روزی ما ساخت. خدای را شاکرم از اینکه به من توان داد تا بتوانم کامی کوچک در مسیر تحصیل علم بردارم. سپاس او را که قدرت و عظمتش در ذره ذره عالم نهفته است. او که طبیعت را در گرو شناخت خود برای ما خلق کرد و گفت: "شکرید در زمین و در آن تعقل کنید".

بایاری خدای مهربان و حکم اساتید و دوستان و حیات دوستان و خانواده ام توانستم پایان نامه خود را به سرانجام برسانم. در ابتدا از اساتید محترمم سپاسگزارم که در طول این مدت و در این راه پرفراز و نشیب، همواره راهنماییم بودند. بهینطور از آقای دکتر محمود صادقیان که دلسوزی ما و مهربانی های پدرانه ایشان و البته همان نوازی ما و سخاوت ایشان در آزمایشگاه گروه زمین شناسی از محنتی کار تاحدی غیر قابل تصور کم می کرد، و از جناب آقای دکتر حسین رحمانی که با کمک های صادقانه خود مراد انجام این امریاری کردند، صمیمانه سپاسگزارم و نمی توانم معنایی بالاتر از تقدیر و شکر بر زبانم جاری سازم و سپاس خود را در وصف ایشان آشکار نمایم، که هر چه گویم و سراپیم، کم گفته ام.

از مادر عزیزم سپاسگزارم که هر چه دارم از اوست. از نگاهش صلابت، از رفتارش محبت، و از صبرش ایستادگی را آموختم. از برادرم که شوق علم آموزی را در وجودم روشن ساخت و در طول تحصیل، متحمل زحمت و تکلیف گاه من در مواجهه با مشکلات بود، و وجودش، همواره موجب دلگرمی من می باشد، و از خواهران عزیزم که همیشه دلیل شادمانی من در روزهای تنهایی بودند، شکر و قدر دانی می کنم. بخطات ناب باور بودنم، لذت و غرور دانستنم، جسارت خواستنم، عظمت رسیدن به تمام تجربه های یکتا و زیبایی زندگی ام بدون حضور سبز آنهاست.

از ریاست محترم دانشکده فزیک جناب آقای دکتر حسامی و اساتید محترم دانشکده تشکر می‌نمایم.

در نهایت همیشه قدردان زحمات و مهربانی‌های دوستانم سرکار خانم تکتم کاشانی، سیده زهرا خراسانی نژاد، هدی حمیدی، نجمه عسکری و سکینه نگاری و همچنین آقای محمد

امیر عباسی می‌باشم.

به امید آنکه توفیق یابم جز خدمت به خلق خداوند نکوشم.

چکیده

پراکندگی‌های چندگانه یکی از مهم‌ترین و اصلی‌ترین مشکلات در تعیین منحنی کامپتون هستند. این مشکل در زمینه‌های دیگر فیزیک نیز مانند پراکندگی نوترون و غیره مطرح می‌شود. راه‌های متفاوتی برای محاسبه پراکندگی چندگانه پرتوهای گاما در ماده وجود دارد که مبتنی است بر هندسه آزمایش، محل قرارگیری چشمه رادیواکتیو و آشکارساز، ابعاد ماده پراکننده و احتمال برهمکنش در بازه خاصی از انرژی.

در میان فرایندهای گوناگون برهمکنش پرتوهای گاما با ماده، اثر فوتوالکتریک، پراکندگی کامپتون و تولیدزوج سه فرایند اصلی در بازه انرژی 10keV تا 10MeV هستند. در عناصر با عدد اتمی بالا و در ناحیه انرژی‌های پایین اثر فوتوالکتریک بر پدیده‌های دیگر غالب است در حالی که پدیده تولید زوج تنها زمانی ممکن است که انرژی فوتون فرودی از 1.02MeV بیشتر باشد. پراکندگی کامپتون فرایندی است که احتمال رخداد آن در انرژی‌های میانی بر دو فرایند دیگر غالب است. اندازه‌گیری دقیق منحنی کامپتون نیازمند پراکنده شدن فوتون‌ها از ماده نمونه است به شرطی که تنها یک‌بار پراکنده شوند. اما در تجربه ابعاد ماده پراکننده با فرض اینکه در جهت عمق و دیواره‌های جانبی محدود باشد، پرتو پراکنده شده شامل فوتون‌هایی است که بیشتر از یک‌بار پراکنده می‌شوند. بنابراین برای ارزیابی صحیح و تعیین منحنی و سطح مقطع کامپتون، اندازه‌گیری دقیق توزیع طیف، شدت و زاویه پرتوهای چند بار پراکنده شده که در طیف خروجی *mcnp* و تجربه با پراکندگی یگانه همراه است بسیار ضروری است. بدیهی است که وجود پراکندگی چندگانه فوتون در ماده هنگامی محاسبه سطح مقطع کامپتون اندازه‌گیری را پیچیده می‌کند.

کلمات کلیدی: روش مونت کارلو، کد *MCNP*، تابع پاسخ آشکارساز، پراکندگی‌های چندگانه پرتوهای گاما

فصل اول: مبانی فیزیکی

مقدمه.....	۲
۱-۱ آشکارساز.....	۲
۱-۱-۱ آشکارسازهای سوسوزن.....	۳
۲-۱ ساز و کار فرایند سوسوزنی.....	۵
۱-۲-۱ ویژگی‌های مهم بعضی از سوسوزن های غیر آلی.....	۸
۲-۲-۱ سوسوزن های غیر آلی دیگر.....	۱۰
۳-۱ لامپ تکثیرکننده ی فوتون.....	۱۰
۱-۳-۱ چشمه‌های زمینه در شمارنده‌های سوسوزن.....	۱۲
۴-۱ مقدمه‌ای بر طیف نگاری.....	۱۳
۱-۴-۱ طیف انرژی.....	۱۳
۲-۴-۱ رابطه ی بین توزیع ارتفاع تپ و طیف انرژی.....	۱۵
۵-۱ قدرت تفکیک انرژی.....	۱۷
۱-۵-۱ اثر افت و خیزهای آماری : ضریب فانو.....	۱۹
۲-۵-۱ نوفه ی الکترونیکی.....	۲۱
۳-۵-۱ پهنای کل Γ	۲۱
۶-۱ تعیین قدرت تفکیک انرژی- تابع پاسخ.....	۲۲
۱-۶-۱ اهمیت قدرت تفکیک انرژی بالا.....	۲۳
۷-۱ توصیف مختصری از تحلیلگر چندکاناله (MCA).....	۲۵

فصل دوم: شبیه‌سازی مونت کارلو و آشنایی با کد MCNP

مقدمه.....	۲۷
۱-۲ تاریخچه MCNP.....	۲۸
۲-۲ روش مونت کارلو در ترابرد ذرات.....	۲۹
۳-۲ مشخصات چشمه.....	۳۱
۴-۲ Tally و خروجی.....	۳۱
۵-۲ هندسه MCNP.....	۳۲
۶-۲ خطاهای هندسی.....	۳۲
۷-۲ کارت سلول.....	۳۳
۸-۲ کارت سطوح.....	۳۳
۱-۸-۲ کارت تعریف صفحه.....	۳۴
۲-۸-۲ کارت تعریف استوانه.....	۳۵
۹-۲ کارت انتقال TR.....	۳۶

فصل سوم: تعیین تابع پاسخ آشکارساز

مقدمه.....	۳۹
۱-۳ تعیین تابع پاسخ آشکارساز CsI.....	۳۹
۲-۳ زمان مرده شمارنده.....	۴۱
۳-۳ اعمال پیچش روی طیف حاصل از MCNP.....	۴۳
۴-۳ بحث و تحلیل نتایج.....	۴۹
۵-۳ درصد قدرت تفکیک آشکارساز.....	۵۶

فصل چهارم: پراکندگی های چندگانه

مقدمه.....	۵۹
۴-۱ روش اندازه گیری تجربی.....	۶۰
۴-۲ روش تعیین طیف پراکندگی یگانه.....	۶۲
۴-۳ شبیه سازی مونت کارلو.....	۷۱

فهرست شکلها

فصل اول

- شکل ۱-۱ یک سیستم آشکارساز با سوسوزن ۴
- شکل ۲-۱ نوارهای مجاز و ممنوع انرژی یک بلور ۶
- شکل ۳-۱ طیف‌های گسیلی $CaI(Na)$ ، $CsI(Tl)$ ، $NaI(Tl)$ در مقایسه با پپاسخ طیفی دو ماده کاتد(از گزارش آزمایشگاه تحقیقاتی هارشا ۸
- شکل ۴-۱ نمودار طرحوار بخش درونی یک لامپ تکثیرکننده فوتون ۱۱
- شکل ۵-۱ یک طیف تک انرژی تمام ذرات دارای انرژی E_0 هستند ۱۴
- شکل ۶-۱ طیف انتگرالی یک چشمه تک انرژی ۱۴
- شکل ۷-۱ (الف) طیف انرژی یک چشمه تک انرژی گاما (ب) توزیع ارتفاع حاصل از یک شمارنده سوسوزن $NaI(Tl)$ ۱۷
- شکل ۸-۱ قدرت تفکیک آشکارساز با Γ بیان می‌شود ۱۸
- شکل ۹-۱ پرتو گامای $1MeV$ که با بلور $NaI(Tl)$ آشکار شده است ۲۳
- شکل ۱۰-۱ طیف چشمه متشکل از دو انرژی متمایز ۲۴
- شکل ۱۱-۱ طیف اندازه‌گیری شده برای مورد ۱ ۲۴
- شکل ۱۲-۱ طیف اندازه‌گیری شده برای مورد ۲ ۲۴
- شکل ۱۳-۱ طیف اندازه‌گیری شده برای مورد ۳ ۲۵

فصل سوم

- شکل ۱-۳ تصویر واقعی آشکارساز CsI مورد استفاده فرستاده شده توسط شرکت سازنده (نوبین طیف) ۴۰
- شکل ۲-۳ تصویر آشکارساز شبیه‌سازی شده به روش مونت کارلو ۴۰
- شکل ۳-۳ مقایسه میان طیف خروجی $MCNP$ و طیف گوسی حاصل از MCA ۴۳
- شکل ۴-۳ تغییرات $FWHM$ بر حسب انرژی در فواصل مختلف از آشکارساز به صورت تجربی ۴۴

- شکل ۳-۵ تصویر شماتیک از یک بین و نمودار گوسی فیت شده بر آن ۴۷
- شکل ۳-۶ مقایسه میان طیف حاصل از تجربه و طیف شبیه‌سازی شده برای چشمه‌های نقطه‌ای مختلف در فاصله 0cm ۴۸
- شکل ۳-۷ مقایسه میان طیف حاصل از تجربه و طیف شبیه‌سازی شده برای چشمه‌های نقطه‌ای مختلف در فاصله 5cm ۴۹
- شکل ۳-۸ مقایسه میان طیف حاصل از تجربه و طیف شبیه‌سازی شده برای چشمه‌های نقطه‌ای مختلف در فاصله 10cm ۵۰
- شکل ۳-۹ مقایسه میان طیف حاصل از تجربه و طیف شبیه‌سازی شده برای چشمه‌های نقطه‌ای مختلف در فاصله 15cm ۵۱
- شکل ۳-۱۰ مقایسه میان طیف حاصل از تجربه و طیف شبیه‌سازی شده برای چشمه‌های نقطه‌ای مختلف در فاصله 20cm ۵۲

فصل چهارم

- شکل ۴-۱ تغییرات θ و θ_1 با افزایش قطر ماده پراکننده و زاویه آشکارساز ۶۰
- شکل ۲-۴ منحنی پراکندگی یگانه با زاویه پراکندگی 30° درجه از ضخامت‌های مختلف استوانه‌ای آلومینیوم ۶۵
- شکل ۴-۳ طیف مشاهده شده توسط MCNP (منحنی a)، با ضخامت ۳cm آلومینیوم در زاویه پراکندگی 20° درجه در زمان شمارش ۱۵ks. طیف زمینه مشاهده شده (منحنی c)، بدون وجود ماده پراکننده. قله نرمال شده پراکندگی یگانه (منحنی b) ۶۶
- شکل ۴-۴ تغییرات پراکندگی بر حسب ضخامت برای ضخامت آلومینیومی ۶۷
- شکل ۴-۵ تغییرات رویدادهای پراکندگی چندگانه بر حسب زاویه پراکندگی ۶۷
- شکل ۴-۶ نمودار تغییرات پراکندگی چندگانه آلومینیوم بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه سزیم ۶۹
- شکل ۴-۷ نمودار تغییرات پراکندگی چندگانه مس بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه سزیم ۷۰
- شکل ۴-۸ نمودار تغییرات پراکندگی چندگانه سرب بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه سزیم ۷۰

- شکل ۴-۹ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه آلومینیم بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه کبالت..... ۷۱
- شکل ۴-۱۰ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه مس بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه کبالت..... ۷۱
- شکل ۴-۱۱ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه سرب بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه کبالت..... ۷۲
- شکل ۴-۱۲ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه آلومینیم بر حسب زاویه در ضخامت های مختلف با چشمه کبالت..... ۷۳
- شکل ۴-۱۳ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه مس بر حسب زاویه در ضخامت های مختلف با چشمه کبالت..... ۷۳
- شکل ۴-۱۴ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه سرب بر حسب زاویه در ضخامت های مختلف با چشمه کبالت..... ۷۴
- شکل ۴-۱۵ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه آلومینیم بر حسب زاویه در ضخامت های مختلف با چشمه سزیم..... ۷۴
- شکل ۴-۱۶ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه مس بر حسب زاویه در ضخامت های مختلف با چشمه سزیم..... ۷۵
- شکل ۴-۱۷ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه سرب بر حسب زاویه در ضخامت های مختلف با چشمه سزیم..... ۷۵
- شکل ۴-۱۸ نمودار شدت پراکندگی چند گانه آلومینیم بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه سزیم..... ۷۶
- شکل ۴-۱۹ نمودار شدت پراکندگی چند گانه مس بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه سزیم..... ۷۶
- شکل ۴-۲۱ نمودار شدت پراکندگی چند گانه آلومینیم بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه کبالت..... ۷۷
- شکل ۴-۲۰ نمودار شدت پراکندگی چند گانه سرب بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه سزیم..... ۷۷

- شکل ۴-۲۲ نمودار شدت پراکندگی چند گانه سرب بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه کبالت..... ۷۸
- شکل ۴-۲۳ نمودار شدت پراکندگی چند گانه مس بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه کبالت..... ۷۸
- شکل ۴-۲۴ تفاوت میان طیف پراکندگی یگانه و چندگانه و توانایی تفکیک انرژی برای چشمه کبالت..... ۸۳
- شکل ۴-۲۵ نمودارهای مربوط به زاویه ۹۰ و فلز آلومینیم Al و چشمه سزیم Cs^{137} ۸۳
- شکل ۴-۲۶ نمودارهای مربوط به زاویه ۱۲۰ و فلز آلومینیم Al و چشمه سزیم Cs^{137} ۸۴
- شکل ۴-۲۷ نمودارهای مربوط به زاویه ۶۰ و فلز آلومینیم Al و چشمه سزیم Cs^{137} ۸۴
- شکل ۴-۲۸ نمودارهای مربوط به زاویه ۳۰ و فلز آلومینیم Al و چشمه سزیم Cs^{137} ۸۵
- شکل ۴-۲۹ نمودارهای مربوط به زاویه ۱۵۰ و فلز آلومینیم Al و چشمه سزیم Cs^{137} ۸۵
- شکل ۴-۳۰ نمودارهای مربوط به زاویه ۳۰ و فلز مس Cu و چشمه سزیم Cs^{137} ۸۶
- شکل ۴-۳۱ نمودارهای مربوط به زاویه فلز مس Cu و چشمه سزیم Cs^{137} ۸۶
- شکل ۴-۳۲ نمودارهای مربوط به زاویه ۹۰ و فلز مس Cu و چشمه سزیم Cs^{137} ۸۷
- شکل ۴-۳۳ نمودارهای مربوط به زاویه ۱۲۰ و فلز مس Cu و چشمه سزیم Cs^{137} ۸۷
- شکل ۴-۳۴ نمودارهای مربوط به زاویه ۱۵۰ و فلز مس Cu و چشمه سزیم Cs^{137} ۸۸
- شکل ۴-۳۵ نمودارهای مربوط به زاویه ۳۰ فلز سرب pb و چشمه سزیم Cs^{137} ۸۸
- شکل ۴-۳۶ نمودارهای مربوط به زاویه ۹۰ فلز سرب pb و چشمه سزیم Cs^{137} ۸۹
- شکل ۴-۳۷ نمودارهای مربوط به زاویه ۹۰ فلز سرب pb و چشمه سزیم Cs^{137} ۸۹
- شکل ۴-۳۸ نمودارهای مربوط به زاویه ۱۲۰ و فلز سرب pb و چشمه سزیم Cs^{137} ۹۰
- شکل ۴-۳۹ نمودارهای مربوط به زاویه ۱۵۰ و فلز سرب Pb و چشمه سزیم Cs^{137} ۹۰
- شکل ۴-۴۰ نمودارهای مربوط به زاویه ۳۰، فلز Al، چشمه کبالت Co^{60} ۹۱
- شکل ۴-۴۱ نمودارهای مربوط به زاویه ۶۰، فلز Al، چشمه کبالت Co^{60} ۹۱

- شکل ۴-۴۱ نمودارهای مربوط به زاویه ۹۰، فلز Al، چشمه کبالت Co^{60} ۹۲
- شکل ۴-۴۲ نمودارهای مربوط به زاویه ۱۲۰، فلز Al، چشمه کبالت Co^{60} ۹۲
- شکل ۴-۴۳ نمودارهای مربوط به زاویه ۱۵۰، فلز Al، چشمه کبالت Co^{60} ۹۳
- شکل ۴-۴۴ نمودارهای مربوط به زاویه ۳۰، فلز Cu، چشمه کبالت Co^{60} ۹۳
- شکل ۴-۴۵ نمودارهای مربوط به زاویه ۶۰، فلز Cu، چشمه کبالت Co^{60} ۹۴
- شکل ۴-۴۶ نمودارهای مربوط به زاویه ۹۰، فلز Cu، چشمه کبالت Co^{60} ۹۴
- شکل ۴-۴۷ نمودارهای مربوط به زاویه ۱۲۰، فلز Cu، چشمه کبالت Co^{60} ۹۵
- شکل ۴-۴۸ نمودارهای مربوط به زاویه ۱۵۰، فلز Cu، چشمه کبالت Co^{60} ۹۵
- شکل ۴-۴۹ نمودارهای مربوط به زاویه ۳۰، فلز Pb، چشمه کبالت Co^{60} ۹۶
- شکل ۴-۵۰ نمودارهای مربوط به زاویه ۶۰، فلز Pb، چشمه کبالت Co^{60} ۹۶
- شکل ۴-۵۱ نمودارهای مربوط به زاویه ۹۰، فلز Pb، چشمه کبالت Co^{60} ۹۸
- شکل ۴-۵۲ نمودارهای مربوط به زاویه ۱۲۰، فلز Pb، چشمه کبالت Co^{60} ۹۸

فصل اول:

کلیات و مبانی فیزیکی

مقدمه

در این فصل به بررسی و مطالعه روش‌های آشکارسازی و اندازه‌گیری تابش‌های هسته‌ای می‌پردازیم. در بخش ۴ طیف‌های انرژی و رابطه آن با توزیع ارتفاع تپ را شرح خواهیم داد، سپس اهمیت قدرت تفکیک و پهنای انرژی، که در فصل سوم آن‌را به صورت تجربی و شبیه‌سازی تعیین می‌کنیم، را بیان می‌کنیم. در فصل سوم و چهارم خواهیم دید کمیت‌هایی که در این فصل شرح می‌دهیم، چگونه مورد استفاده قرار می‌گیرند.

۱-۱ آشکارساز

کار آشکارساز عبارت است از تولید یک علامت به ازای هر ذره‌ای که وارد آن می‌شود. هر آشکارساز با استفاده از نوعی برهم‌کنش ذرات با ماده کار می‌کند. خروجی اغلب آشکارسازها یک تپ ولتاژ است. هر ذره‌ای که وارد آشکارساز می‌شود باید در محل خروجی شمارنده تولید تپی بکند، که از سطح نوفه الکترونیکی دستگاهی که آن را می‌پذیرد بالاتر باشد. در چنین موردی همه‌ی ذراتی که وارد آشکارساز می‌شوند آشکار خواهند شد و بازده آشکارساز که به صورت نسبت ذرات آشکار شده به تعداد ذرات وارد شده بر شمارنده تعریف می‌شود، ۱۰۰٪ خواهد بود. دوام تپ نیز باید کم باشد به گونه‌ای که ذراتی که یکی پس از دیگری به سرعت وارد می‌شوند تولید تپ جدا نمایند. دوام تپ میزانی است از زمان مرده شمارنده و ممکن است منجر به افت شمارش در موارد آهنگ‌های شمارش بالا شود. اگر مقصود اندازه‌گیری انرژی ذره باشد، ارتفاع تپ باید ارتباط ثابت معلومی با انرژی ذره داشته باشد. اگر دو ذره یا بیشتر به یک اندازه انرژی در آشکارساز ذخیره کنند، تپ‌های هم‌خوان با آن‌ها باید ارتفاع یکسانی داشته باشند این ضرورت را بر حسب توان تفکیک انرژی آشکارساز بیان می‌کنند. در صورتی که میدان تابشی متشکل از ذراتی با انرژی‌های

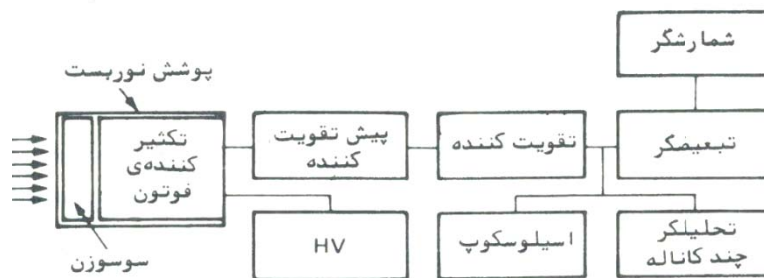
متفاوت و هدف اندازه‌گیری، شناسایی و تفکیک این انرژی‌ها باشد، توان تفکیک خوب فوق العاده اهمیت دارد.

آشکارسازها انواع مختلفی دارند و اغلب به سه دسته گازی، نیم رسانا و سوسوزن تقسیم می‌شوند که از این میان آشکارساز سوسوزن را به اختصار توضیح می‌دهیم. [۲۲]

۱-۱-۱ آشکارسازهای سوسوزن

سوسوزن‌ها موادی هستند - جامد، مایع، گاز - که وقتی تابش یوننده از آن‌ها می‌گذرد تولید جرقه یا نور می‌کنند. نخستین جامدی که به‌عنوان یک آشکارساز ذره به کار رفت سوسوزنی بود که راترفورد سال ۱۹۱۰/۱۲۸۹، در آزمایش‌های خود در زمان پراکندگی ذرات آلفا مورد استفاده قرار داد. در وسیله‌ی مورد استفاده او ذرات آلفا به صورت یک صفحه‌ی سولفور روی برخورده و تولید نور می‌کردند، و با کمک یا بی کمک یک میکروسکوپ شمرده می‌شدند- فرایندی فوق‌العاده وقت‌گیر و با دقت و کارایی بسیار پایین. این روش به مدت ۳۰ سال کنار گذاشته شد و هنگامی‌که الکترونیک پیشرفته، تقویت نور تولید شده در سوسوزن را امکان‌پذیر ساخت، پژوهشگران مجدداً به یاد آن افتادند. [۲۲]

مقدار نوری که در سوسوزن تولید می‌شود بسیار اندک است. پیش از آنکه بتوان آن را به صورت یک تپ یا هر روش دیگری نگاشت باید آن را تقویت نمود. تقویت یا تکثیر نور سوسوزن با وسیله‌ای به نام تکثیرکننده‌ی فوتون (phototube) صورت می‌گیرد. نام این وسیله نشان دهنده‌ی عمل آن است: مقدار کمی نور را می‌گیرد، چندین بار آن را تقویت می‌کند، و در هنگام خروج یک تپ قوی می‌دهد. تقویت‌های از مرتبه‌ی 10^6 برای بسیاری از تکثیرکننده‌های فوتون تجارتي امری متداول است. تنها تفاوت سیستم آشکارسازی که از سوسوزن بهره می‌گیرد با سایر سیستم‌ها بهره یا بازده تکثیرکننده فوتون است.



شکل ۱-۱ یک سیستم آشکارساز با سوسوزن

کار یک شمارنده سوسوزن را می توان به دو مرحله ی مهم تقسیم کرد :

۱ - جذب انرژی تابش فرودی به وسیله سوسوزن و تولید فوتون هایی در بخش دیدگانی طیف

الکترومغناطیسی

۲ - تقویت نور به وسیله ی تکثیرکننده فوتون و تولید تپ خروجی

در بخش هایی که متعاقباً به دنبال می آیند این دو مرحله را به تفصیل مورد بررسی قرار خواهیم داد. برای

بحث حاضر، انواع مختلف سوسوزن را به سه گروه تقسیم می کنیم:

۱ - سوسوزن های غیرآلی

۲ - سوسوزن های آلی

۳ - سوسوزن های گازی

بیشتر سوسوزن های غیرآلی، بلورهای فلزات قلیایی هستند، به ویژه یدورهای قلیایی که مقدار کمی از یک

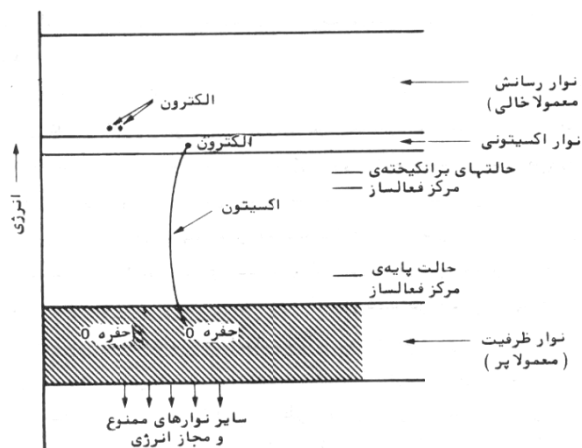
ناخالصی را در بردارند. ترکیب های $\text{LiI}(\text{Eu})$ ، $\text{CaI}(\text{Na})$ ، $\text{CsI}(\text{Tl})$ ، $\text{NaI}(\text{Tl})$ و $\text{CaF}_2(\text{Eu})$ از این مقوله-

اند. عنصر داخل پرانتز همان ناخالصی یا فعال ساز است. هرچند که فعال ساز دارای غلظت نسبتاً کمی است

– مثلاً تالیوم در NaI(Tl) بر پایه ی 10^{-3} بر مول است – ولی عاملی است که موجب لیانی بلور می-شود. [۲۲]

۱-۲ ساز و کار فرایند سوسوزنی

لیانی سوسوزن‌های غیرآلی را می‌توان بر مبنای نوارهای مجاز و ممنوع انرژی بلور سنجید. حالت‌های انرژی الکترونی یک اتم در ترازهای گسسته‌ای قرار دارند، که در نمودار تراز انرژی به صورت خط‌های گسسته‌ای نمایش داده می‌شوند. در یک بلور، حالت‌های مجاز انرژی پهن شده و به صورت نوارهایی در می‌آیند. در حالت پایه‌ی بلور، بالاترین نوار مجاز که شامل الکترون هاست کاملاً پر است. این نوار را نوار ظرفیت می‌نامند. نوار مجاز بعدی خالیست (در حالت پایه) و نوار رسانش خوانده می‌شود. یک الکترون ممکن است انرژی کافی از تابش فرودی دریافت کند و از نوار ظرفیت به نوار رسانش برود. در آن‌جا، الکترون آزاد است که در هر جایی در درون شبکه می‌تواند حرکت کند. الکترون جابه‌جا شده از خود در نوار ظرفیت حفره‌ای باقی می‌گذارد که آن نیز، می‌تواند حرکت کند. گاهی، انرژی داده شده به الکترون کافی نیست تا آن را به نوار رسانش برساند. در عوض از نظر الکتروستاتیکی، الکترون یاد شده در قید حفره در نوار ظرفیت باقی می‌ماند. زوج الکترون-حفره‌ای که به این ترتیب به وجود می‌آید اکسیتون نام دارد. بر حسب حالت‌های انرژی، اکسیتون با بالا رفتن الکترون به حالتی بالاتر از نوار ظرفیت اما پایین‌تر از نوار رسانش هم‌خوان است. به این ترتیب حالت‌های اکسیتونی تشکیل نوار سومی می‌دهند که بخش بالایی آن منطبق با بخش زیرین نوار رسانش است.



شکل ۱-۲ نوارهای مجاز و ممنوع انرژی یک بلور

پهنای نوار اکسیتونی از مرتبه 1eV است، در حالی که گاف بین نوارهای ظرفیت و رسانش از مرتبه‌ی 8eV است.

علاوه بر نوار اکسیتونی، ممکن است بر اثر نقص‌ها و ناخالصی‌های بلور، حالت‌های انرژی‌ای بین نوارهای ظرفیت و رسانش خلق شوند. از همه مهم‌تر حالت‌هایی هستند که از اتصال‌های فعال‌ساز مثل تالیوم خلق می‌شوند. اتم فعال‌ساز ممکن است در حالت پایه یا در یکی از حالت‌های برانگیخته‌اش باشد و با بالاتر رفتن به یک حالت برانگیخته ممکن است نتیجه‌ی جذب یک فوتون یا گیراندازی یک اکسیتون یا گیراندازی پی-درپی یک الکترون و یک حفره باشد. گذار اتم ناخالص از یک حالت برانگیخته به حالت پایه، در صورتی که مجاز باشد، منجر به گسیل یک فوتون در زمان‌هایی از مرتبه‌ی 10^{-8} ثانیه می‌شود. اگر این فوتون دارای طول موجی در ناحیه دیدگانی بیناب الکترومغناطیسی باشد، در سوسوزنی شرکت می‌کند. بنابراین سوسوزن پیامد این رویدادها است:

۱ - عبور تابش یوننده از بلور

۲ - رفتن الکترون‌ها به نوار رسانش بالاتر

۳ - خلق حفره ها در نوار ظرفیت

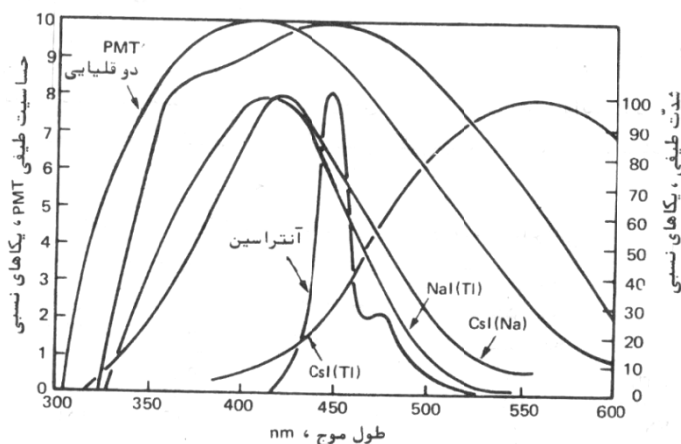
۴ - تشکیل اکسیتون ها

۵ - جذب الکترون ، حفره و اکسیتون از طرف مراکز فعال ساز و بالا رفتن به حالت های برانگیخته

۶ - گسیل فوتون و وا انگیزش

نوری که بر اثر سوسوزن گسیل می شود بیشتر نتیجه ی گذارهای اتم های فعال ساز است، نه اتم های بلور. زیرا بیشتر انرژی فرودی به شبکه ی بلور می رود، و سرانجام تبدیل به گرما می شود. پیدایش لیانی تولید شده از اتم های فعال ساز به معنای این است که انرژی از بلور میزبان به ناخالصی انتقال می یابد. برای سوسوزن های NaI(Tl) ، تقریباً ۱۲٪ انرژی فرودی به صورت لیانی تالیوم ظاهر می شود.

مقدار نور خروجی و طول موج نور گسیل شده دو ویژگی مهم هر سوسوزن است. مقدار نور خروجی بر تعداد فوتوالکترون های تولید شده در ورودی تکثیرکننده ی فوتون اثر می گذارد. که این خود بر ارتفاع تپ تولید شده در خروجی دستگاه شمارنده مؤثر است. اطلاع از طول موج، برای همساز کردن سوسوزن با تکثیرکننده فوتون مناسب ضرورت دارد. طیف های گسیلی NaI(Tl) ، CsI(Tl) ، CaI(Na) در شکل ۳-۳، پاسخ های دو ماده ی کاتد تکثیرکننده ی فوتون نیز نشان داده شده اند.



شکل ۳-۱ طیف های گسیلی NaI(Tl) ، CsI(Tl) ، CaI(Na) در مقایسه با پاسخ طیفی دو ماده کاتد (از گزارش

آزمایشگاه تحقیقاتی هارشا)

۱-۲-۱ ویژگی‌های مهم بعضی از سوسوزن‌های غیر آلی

NaI(Tl)

NaI(Tl)، متداول‌ترین سوسوزن برای پرتوهای گاما است. تک بلورهای آن تا قطر (0/75 m (~10 in) و ضخامت قابل ملاحظه‌ی (0/25 m ≈ 10 in) ساخته شده‌اند. چگالی نسبتاً بالا ($3/67 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$) و عدد اتمی بالای همراه با حجم زیاد این بلور آن را به صورت یک آشکارساز با بازده بسیار بالا برای پرتوهای γ در می‌آورد. هرچند که آشکارسازهای نیم‌رسانا دارای قدرت تفکیک انرژی بهتری هستند ولی در آزمایش‌هایی که حجم‌های بزرگ آشکارساز مورد نیاز باشد، این آشکارسازها نمی‌توانند جایگزین NaI(Tl) شوند. [۲۲]

طیف گسیلی NaI(Tl) دارای یک قله در 410nm است، و بازده همگرایی نوری آن از همه‌ی سوسوزن‌های غیر آلی دیگر بالاتر است. به عنوان یک ماده، NaI(Tl) دارای چند ویژگی نامطلوب است. از جمله این که شکننده بوده و به شیب‌های دما و شوک‌های گرمایی حساس است. و نیز چنان جاذب رطوبت است که همواره باید آن را در کپسول‌هایی سربسته نگه داشت. NaI همیشه پتاسیوم دارد، که به دلیل وجود K^{40} پرتوزا در آن مقداری زمینه ایجاد می‌کند.

CsI(Tl)

CsI(Tl) نسبت به NaI دارای چگالی ($4/51 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$) و عدد اتمی بالاتری است. لذا بازده آن برای آشکارسازی گاما بالاتر است. در دمای اتاق، بازده تبدیل نور CsI(Tl) تقریباً ۴۵٪ NaI(Tl) است. در دمای ازت مایع (77K)، CsI خالص دارای یک نور خروجی برابر با خروجی NaI(Tl) در دمای اتاق و یک ثابت واپاشی 10^{-8} s ثانیه است. طیف گسیلی CsI(Tl) از 420 تا تقریباً 600nm است.

CsI جاذب رطوبت نیست. چون نرم تر و پلاستیک تر از NaI است، می تواند شوکها، شتابها و ارتعاشات شدید و نیز شیبهای بزرگ و تغییرات ناگهانی دما را تحمل کند. این ویژگیها، CsI را برای آزمایشهای فضایی مناسب می سازند. و بالاخره در CsI پتاسیوم وجود ندارد.

CsI(Na)

چگالی و عدد اتمی CsI(Na) با چگالی و عدد اتمی CsI(Tl) برابرند. بازده تبدیل نور آن تقریباً 85٪ بازده NaI(Tl) است. گسترش طیف گسیلی آن از 320 تا 540nm است. CsI(Na) تا اندازه ای جاذب رطوبت است.

CaF₂(Eu) شامل مواد با عدد اتمی پایین است. و از این رو بازده آن برای آشکارسازی ذرات β و پرتوهای x خوب، حساسیت آن به گاما پایین است. این ترکیب همانند پیرکس است و می توان با ساییدن و جلا دادن آن را به هر شکلی در آورد. نامحلولی و بی اثر بودن آن موجب می شود که این جسم برای اندازه گیری های که در آنها رادیو ایزوتوپ های آنگون به کار می روند مناسب باشد. بازده تبدیل نور CaF₂(Eu) تقریباً 50% بازده NaI(Tl) است. طیف گسیلی آن تقریباً از 405 تا 490nm است.

LiI(Eu)

LiI(Eu) یک آشکارساز کارای نوترون های گرمایی از طریق واکنش ${}^6_3\text{Li}(n, \alpha){}^3_1\text{H}$ است. ذره ی آلفا و تریتون که هر دو ذرات بارداری هستند، تولید سوسوزنی می کنند .

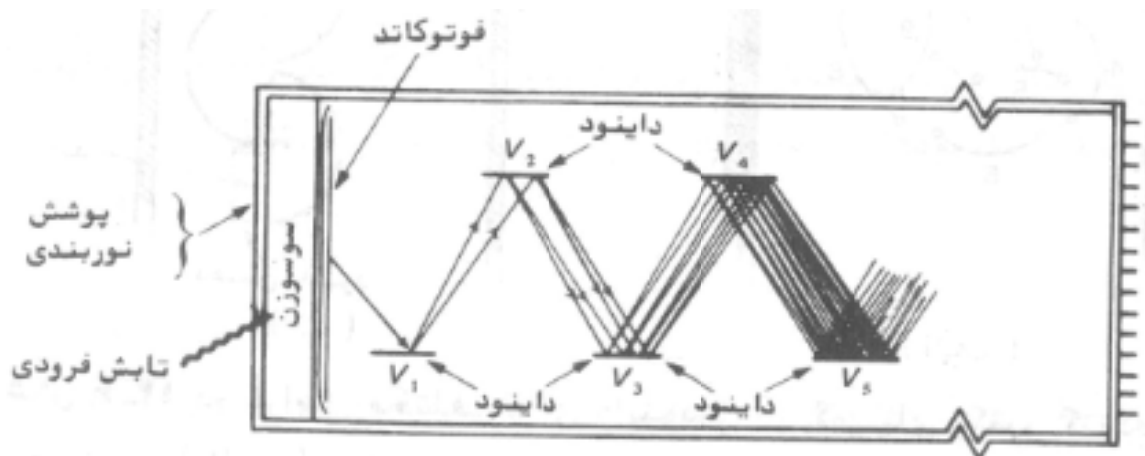
چگالی آن ($4.06 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$)، زمان واپاشی اش حدود $1/1 \mu\text{s}$ است. و در طیف گسیلی آن در 470nm قله ای دیده می شود. بازده تبدیل LiI تقریباً یک سوم بازده NaI است. این ماده بسیار جاذب رطوبت است و بر اثر تابش نوترون به آن دستخوش آسیب تابشی می شود .

۲-۲-۱ سوسوزن‌های غیر آلی دیگر

سوسوزن‌های فراوان دیگری برای کاربردهای ویژه ساخته شده‌اند. از آن جمله‌اند $CdWO_4$ ، $Bi_4Ge_3O_{12}$ و بالاخره $UF_4:CeF_3$: MF_2 که در آن M نماینده‌ی یکی از عنصرهای Ca ، Sr و Ba است. سوسوزن آخر که ۲٪ UF_4 دارد و عامل فلورسان آن Ce است برای آشکارسازی پاره‌های شکافت به کار رفته است.

۳-۱ لامپ تکثیرکننده‌ی فوتون

لامپ تکثیرکننده‌ی فوتون بخشی از یک شمارنده‌ی سوسوزنی است. بدون تقویت حاصل از تکثیرکننده-ی فوتون، سوسوزن به عنوان یک آشکارساز تابش نمی‌تواند نقشی داشته باشد. تکثیرکننده‌ی فوتون اصولاً یک تقویت کننده‌ی سریع است که در زمانی در حدود 10^{-9} ثانیه یک تپ فرودی نور دیدگانی را با ضریب 10^6 یا بیشتر تقویت می‌کند. تکثیرکننده‌ی فوتون از یک لوله‌ی شیشه‌ای تهی از هوا، یک فوتوکاتد در ورودی و چندین داینود در درون ساخته شده می‌شود. فوتون‌های تولیدشده در سوسوزن وارد لامپ شده و به فوتوکاتد ساخته شده از ماده‌ای که وقتی نور به آن می‌خورد الکترون گسیل می‌دارد برخورد می‌کنند. الکترون‌های گسیلی از فوتوکاتد به یاری یک میدان الکتریکی به سوی اولین داینود، اندود شده از ماده‌ای که وقتی الکترون به آن می‌خورد چند الکترون ثانوی گسیل می‌دارد، راهنمایی می‌شوند. الکترون‌های ثانوی از اولین داینود به سوی داینود دوم، و از آن جا به سوی و الی آخر حرکت می‌کنند. لامپ‌های تکثیرکننده‌ی تجارتي نوعی ممکن است تا ۱۵ داینود داشته باشند. تولید الکترون‌های ثانوی از داینودهای متوالی، همان‌طور که در بخش بعد خواهیم دید، منجر به تقویت پایانی تعداد الکترون‌ها خواهد شد.



شکل ۱-۴ نمودار طرحوار بخش درونی یک لامپ تکثیرکننده فوتون

الکترون‌های تولید شده در لامپ تکثیرکننده توسط یک میدان الکتریکی، که با اتصال به یک پتانسیل مثبت بالای یک فزاینده بر هر داینود تامین می‌شود، از یک داینود به داینود دیگر راهنمایی می‌شوند. اختلاف پتانسیل بین دو داینود متوالی از مرتبه‌ی 80 ولت است.

ماده‌ی فوتوکاتد که در بیشتر لامپ‌های تکثیرکننده‌ی تجارتي به کار می‌رود ترکیبی است از سزیوم و آنتیموان (Cs-Sb) - ماده‌ای که برای اندودن داینودها به کار می‌رود یا Cs-Sb یا نقره - منیزیوم است (Ag-Mg). آهنگ گسیل الکترون‌های ثانوی داینودها نه تنها به نوع سطح بستگی دارد بلکه به ولتاژ به-کار بسته هم وابسته است.

یک پارامتر بسیار مهم هر لامپ تکثیرکننده، حساسیت طیفی فوتوکاتد آن است. برای رسیدن به بهترین

نتیجه‌ها، طیف سوسوزن باید با حساسیت فوتوکاتد بخواند. [۲۲]

۱-۳-۱ چشمه‌های زمینه در شمارنده‌های سوسوزن

یکی از چشمه‌های مهم زمینه در شمارنده‌های سوسوزن، جریان در تاریکی لامپ تکثیرکننده است. چشمه‌های دیگر زمینه عبارتند از رادیو ایزوتوپ‌های طبیعی، پرتوهای کیهانی و اجسام فسفرسانی.

ظرف یک سوسوزن آبگون ممکن است مقادیر کمی از رادیو ایزوتوپ‌های طبیعی را در بر داشته باشد. به ویژه ^{40}K همیشه حضور دارد (فراوانی ایزوتوپی ^{40}K تقریباً ۱٪ است). یک ایزوتوپ دیگر ^{14}C یکی از اجزاء مواد آلی معاصر است. با این همه می‌توان از نفت حلال‌هایی را به دست آورد که شامل هیدروکربن‌های فاقد ^{14}C هستند.

پرتوهای کیهانی که ذرات باردار پرنرژی هستند در همه‌ی انواع آشکارسازها زمینه ایجاد می‌کنند، و سوسوزن‌ها هم از این امر مستثنی نیستند. اثر زمینه‌ی پرتوهای کیهانی و نیز چشمه‌های دیگر زمینه که پیشتر از آن‌ها نام برده شد، را می‌توان با به کار بردن دو آشکارساز به صورت همفرودی یا پاد همفرودی کاهش داد.

۴-۱ مقدمه‌ای بر طیف نگاری

طیف نگاری جنبه‌ای است از اندازه‌گیری پرتوها که با چگونگی اندازه‌گیری توزیع انرژی ذرات گسیل شده از یک چشمه یا تولید شده در یک واکنش هسته‌ای سروکار دارد. در این قسمت موضوع‌های کلی زیر را بررسی می‌کنیم:

۱ - تعریف طیف‌های دیفرانسیلی و انتگرالی

۲ - قدرت تفکیک انرژی آشکارساز

۳ - عمل تحلیل‌گر چند کاناله (MCA)

۱-۴-۱ طیف انرژی

طیف انرژی یک ذره تابعی است که توزیع ذرات را بر حسب انرژی آنها مشخص می‌کند. طیف انرژی بر دو نوع است: دیفرانسیلی و انتگرالی.

طیف انرژی دیفرانسیلی، که بیشترین مورد مطالعه را دارد، به طیف انرژی هم مشهور است. این طیف تابعی است به صورت $n(E)$ ، با معنای زیر:

تعداد ذره‌های با انرژی بین E و $E+dE$ $n(E)dE$

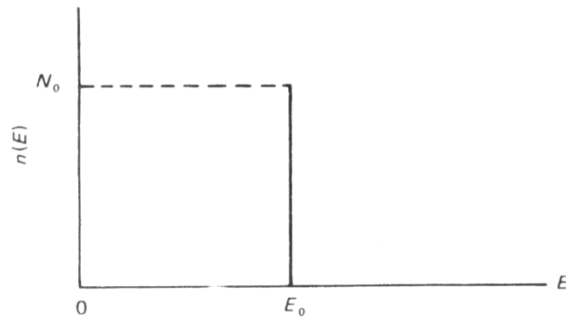
و یا

تعداد ذرات بر واحد بازه‌ی انرژی $n(E)$

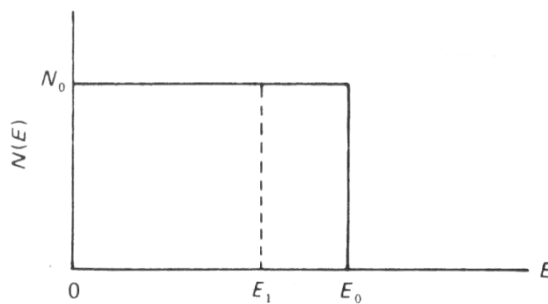
طیف انرژی انتگرالی تابعی است مانند $N(E)$ که برابر است با تعداد ذراتی که انرژی آنها بزرگ‌تر یا برابر E است. طیف‌های انرژی انتگرالی و دیفرانسیلی به صورت زیر به هم مربوط‌اند

$$N(E) = \int_E^{\infty} n(E) dE$$

به عنوان مثال چشمه‌ای تک انرژی را در نظر می‌گیریم که ذراتی با انرژی E گسیل می‌کند، طیف انرژی دیفرانسیلی این چشمه را در شکل ۱-۵ نمایش داده‌ایم. چون هیچ ذره‌ای با انرژی غیر از E_0 وجود ندارد، مقدار $n(E)$ برای هر انرژی غیر از $E=E_0$ برابر صفر است.



شکل ۵-۱ یک طیف تک انرژی. تمام ذرات دارای انرژی E_0 هستند.



شکل ۶-۱ طیف انتگرالی یک چشمه تک انرژی

طیف انتگرالی مورد نظر، $N(E)$ در شکل ۶-۱ نمایش داده شده است. این طیف نشان می‌دهد که هیچ ذره‌ای با انرژی $E > E_0$ وجود ندارد. علاوه بر آن، چون تمام ذرات دارای انرژی E_0 هستند و فقط همین ذرات وجود دارند، $N(E)$ برای $E \leq E_0$ مقدار ثابتی است. به عبارت دیگر (طبق شکل ۶-۱):

$$N(E_0) = \text{تعداد ذراتی که انرژی‌شان بزرگ‌تر یا برابر } E_0 \text{ است}$$

$$N(E_1) = \text{تعداد ذراتی که انرژی‌شان بزرگ‌تر یا مساوی } E_1 \text{ است}$$

چنان‌که در بخش‌های آینده خواهیم دید، تعیین طیف‌های انرژی، بر پایه‌ی اندازه‌گیری توزیع ارتفاع تپ است. در نتیجه، تعریف‌هایی را که برای طیف‌های دیفرانسیلی و انتگرالی برحسب انرژی در این بخش داشتیم، می‌توانستیم بر حسب ارتفاع تپ بیان کنیم. ارتباط بین انرژی ذره و ارتفاع تپ در بخش‌های بعدی بررسی می‌شود.

۱-۴-۲ رابطه‌ی بین توزیع ارتفاع تپ و طیف انرژی

برای اندازه‌گیری طیف انرژی ذرات گسیل شده از یک چشمه، به کمک یک آشکارساز و الکترونیک مناسب، توزیع ارتفاع تپ تولید شده از این ذرات را اندازه می‌گیریم .

شرایط اساسی آشکار ساز و الکترونیک آن به شرح زیرند :

- ۱- ذره باید همه یا کسر معلوم و ثابتی از انرژی را در آشکارساز ذخیره کند .
- ۲- تپ ولتاژ ایجاد شده در آشکارساز باید متناسب با انرژی تلف شده‌ی ذره در آن باشد، یا باید رابطه‌ی معلومی بین انرژی تلف شده و ارتفاع تپ وجود داشته باشد .
- ۳- تقویت الکترونیکی باید برای ارتفاع‌های تپ‌ها یکسان باشد.

چون رابطه‌ی بین توزیع ارتفاع تپ و طیف انرژی بستگی به این سه شرط دارد، بررسی گسترده‌تر آن‌ها دارای اهمیت بسزایی است. [۲۲]

ذرات باردار، همه‌ی انرژی خود را در آشکارساز ذخیره می‌کنند، مشروط براینکه بردشان کمتر از اندازه‌ی آشکارساز باشد. اندازه‌ی آشکارساز هرچه باشد، پرتوهای گاما لزوماً همه‌ی انرژی خود را در آن ذخیره نمی‌کنند. نوترون‌ها به طور غیر مستقیم از طریق ذره‌های دیگری که در واکنش‌های هسته‌ای تولید می‌شوند آشکار می‌گردند. انرژی ذخیره شده در آشکارساز نه تنها به انرژی نوترون بلکه به انرژی فرآورده‌های واکنش نیز بستگی دارد.

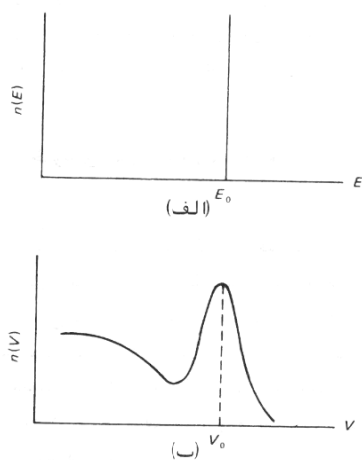
رویدادهایی که انرژی ذره را به تپ ولتاژ تبدیل می‌کنند دارای طبیعت آماری هستند. در نتیجه، حتی اگر تمام ذرات دقیقاً انرژی یکسانی در آشکارساز ذخیره کنند، تپ‌های خروجی یکسان نبوده بلکه توزیع معینی خواهند داشت.

وسایل الکترونیکی تجارتي طوري هستند که تقريباً برای همه‌ی ارتفاع تپ‌ها تقويت یکسان است. در نتیجه‌ی ذخيره‌ی ناقص انرژی و طبيعت آماری رویدادهایی که در آشکارساز رخ می‌دهد، شکل توزيع ارتفاع تپ با شکل طيف انرژی چشمه فرق می‌کند. به عبارت دیگر، در هر اندازه‌گیری دو طيف نقش دارند:

۱- طيف چشمه که طيف انرژی ذراتی است که چشمه گسیل می‌دارد.

۲- طيف اندازه‌گیری شده که طيف (یا توزيع) ارتفاع تپ اندازه‌گیری شده است .

به عنوان مثالی در این زمینه، شکل ۱-۷ طيف چشمه و طيف اندازه‌گیری شده‌ی یک چشمه‌ی گامای تک انرژی را نشان می‌دهد. هدف اندازه‌گیری یافتن طيف شکل ۱-۷ الف است، اما ناظر عملاً توزيع شکل ۱-۷ ب را اندازه می‌گیرد. در نتیجه، کار ناظر کاربست تصحيح‌های لازم بر طيف اندازه‌گیری شده و در پایان یافتن طيف چشمه است.

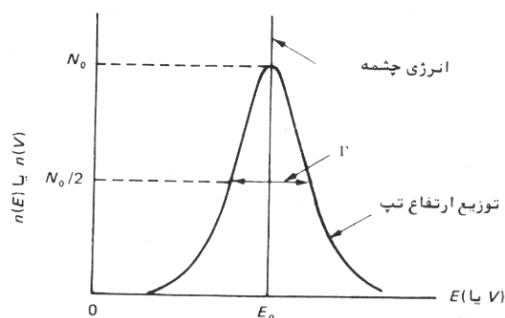


شکل ۱-۷ الف) طيف انرژی یک چشمه تک انرژی گاما (ب) توزيع ارتفاع حاصل از یک شمارنده سوسوزن NaI(Tl)

۵-۱ قدرت تفکیک انرژی

چگونگی عمل یک آشکارساز که برای اندازه‌گیری انرژی به کار می‌رود با پهنای توزیع تپ یک چشمه‌ی تک انرژی مشخص می‌شود (شکل ۸-۱). این پهنای که در نیم-بیشینه‌ی منحنی زنگی-شکل اندازه گرفته می‌شود، با Γ یا با FWHM (تمام پهنای در نیم-بیشینه) نشان داده می‌شود. توانایی یک آشکارساز در شناسایی ذرات با انرژی‌های متفاوت، که قدرت تفکیک انرژی نام دارد، یا بر حسب Γ داده می‌شود و یا بر حسب نسبت $R(E_0)$ که عبارت است از

$$R(E_0) = \frac{\Gamma}{E_0} \quad (۱-۱)$$



شکل ۸-۱ قدرت تفکیک آشکارساز با Γ بیان می‌شود

پهنای Γ بر حسب واحد انرژی داده می‌شود، در حالی که نسبت $R(E_0)$ به صورت درصد بیان می‌گردد. مهم‌ترین عواملی که بر قدرت تفکیک انرژی اثر دارند عبارتند از:

- ۱- افت و خیزهای آماری در تعداد حامل‌های بار تولید شده در آشکارساز،
- ۲- نوفه‌ی الکترونیکی در خود آشکارساز، پیش تقویت کننده، و تقویت کننده،
- ۳- گردآوری ناقص بارهای تولید شده در آشکارساز.

۱-۵-۱ اثر افت و خیزهای آماری : ضریب فانو

برای بررسی اثر افت و خیزهای آماری بر قدرت تفکیک انرژی، یک چشمه‌ی تک انرژی از ذرات باردار را در نظر بگیرید که با یک آشکارساز نیم‌رسانای سیلیسیوم آشکارسازی می‌شود (این بررسی در مورد شمارنده‌های گازی هم درست است). با آن که گاف انرژی (E_g) سیلیسیوم $1/1$ eV است، انرژی میانگین لازم برای تولید یک زوج حفره - الکترون در سیلیسیوم، w ، $3/66$ eV است. اختلاف بین w و (E_g) بیانگر آن است که بخشی از انرژی ذره فرودی صرف فرایندهایی می‌شود که حامل بار تولید نمی‌کند. روشن است هر فرایندی که بدون تولید زوج الکترون - حفره انرژی مصرف کند، در تولید علامت آشکارساز نقشی ندارد. اگر انرژی ذخیره شده در آشکارساز E باشد، تعداد میانگین حامل‌های بار E/w است. اگر تولید حفره - الکترون یک فرایند آماری محض می‌بود، توزیع پواسون به کار بسته می‌شد و انحراف معیار تعداد زوجها به صورت زیر می‌بود.

$$\sigma = \sqrt{\frac{E}{w}} \quad (1-2)$$

تجربه نشان داده است که افت و خیزها از آن‌چه رابطه‌ی ۱-۲ می‌دهد کوچک‌ترند. افت و خیزهای آماری مشاهده شده را بر حسب ضریب فانو، F ، که با رابطه زیر تعریف می‌شود بیان می‌کنیم :

$$F = \frac{(\text{انحراف معیار تعداد زوجهای ایجاد شده})^2}{\text{تعداد زوجهای ایجاد شده}}$$

یا، با به کار بردن معادله ی ۱-۲،

$$\sigma = \sqrt{\frac{FE}{w}} \quad (1-3)$$

دو مقدار حدی F عبارتند از 0 و 1.

معنای $F=0$ این است که هیچ افت و خیز آماری در تعداد زوج‌های تولید شده وجود ندارد. این موردی است که در آن همه‌ی انرژی صرف تولید حامل‌های بار شده باشد. $F=1$ به معنای این است که تعداد زوج-های تولید شده از توزیع پواسون پیروی می‌کند. [۲۲]

برای آشکارسازهای نیم‌رسانا مقدارهای پایینی از F تا 0.06 هم گزارش شده است. برای شمارنده‌های گازی، مقدارهای گزارش شده‌ی F بین 0.2 تا 0.5 قرار دارند. مقدارهای $F < 1$ به معنای این هستند که تولید زوج‌های حفره، الکترون دقیقاً از توزیع پواسون پیروی نمی‌کند. چون توزیع پواسون بر پی‌آمدهایی به کار برده می‌شود که مستقل از یکدیگرند، چنین به نظر می‌رسد که رویدادهای یونشی در آشکارساز به هم وابسته‌اند. پهنای Γ ی توزیع گاوسی، مثل آنچه که در شکل ۱-۸ نشان دادیم، با رابطه‌ی زیر به انحراف معیار σ مربوط می‌شود.

$$\Gamma_f = 2\sqrt{2\ln 2} w\sigma \approx 2/355w\sigma \quad (1-4)$$

با ترکیب معادله‌های ۱-۳ و ۱-۴ خواهیم داشت،

$$\Gamma_f = 2\sqrt{2(\ln 2)wFE} \quad (1-5)$$

معادله ۱-۴ نشان می‌دهد که Γ_f ، که ناشی از افت و خیزهای آماری است، تقریباً متناسب با ریشه‌ی دوم انرژی است (ضریب فانو تابع ضعیفی از انرژی است).

برای مقایسه‌ی سهم افت و خیزهای آماری در قدرت تفکیک انواع مختلف آشکارسازها در یک انرژی معین، می‌توان معادله‌های ۱-۱ و ۱-۵ را به کار برد و برای دو آشکارساز ۱ و ۲ نوشت.

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\Gamma_1/E}{\Gamma_2/E} = \sqrt{\frac{w_1 F_1}{w_2 F_2}} \quad (1-6)$$

از معادله ی ۶-۱ پیداست که قدرت تفکیک آشکارسازی بهتر است که در آن انرژی لازم برای تولید زوج حامل‌های بار کمتر است (و ضریب فانو کوچک‌تر است). بنابراین باید انتظار داشت که قدرت تفکیک آشکارسازهای نیم‌رسانا ($w=3 \text{ eV}$ و $F<0.1$) خیلی بهتر از قدرت تفکیک آشکارسازهای گازی ($w\approx 30$) باشد. ($F\approx 0.2$, eV)

۱-۵-۲ نوفه‌ی الکترونیکی

نوفه‌ی الکترونیکی، یعنی تغییرات کم ولتاژ، با ولتاژ میانگین $\bar{u}_n \neq 0$ در اطراف خط صفر. برای دیدن اثر این نوفه بر قدرت تفکیک انرژی، تپ‌هایی را با ارتفاع ثابت V در نظر می‌گیریم. در غیاب نوفه، FWHM این تپ‌ها صفر است. اگر نوفه وجود داشته باشد بر اثر برهم‌نهی تپ‌ها و نوفه، تپ‌هایی به وجود خواهند آمد که دیگر هم ارتفاع نیستند، بلکه تشکیل یک توزیع گاوسی با پهنای مساوی $\Gamma_n = 2\sqrt{2In}\sigma_n$ را در اطراف V می‌دهند. پهنای Γ_n فقط ناشی از نوفه است و ربطی به آثار آماری درون آشکارساز ندارد.

۱-۵-۳ پهنای کل Γ

پهنای کل Γ (یا قدرت تفکیک انرژی) با جمع کردن مربعی سهم‌های حاصل از آثار آماری و نوفه به دست می‌آید. بنابراین:

$$\Gamma = \sqrt{\Gamma_f^2 + \Gamma_n^2} \quad (۷-۱)$$

برای شمارنده‌های گازی و سوسوزن، سهم اصلی ناشی از افت و خیزهای آماری است. برای آشکارسازهای نیم‌رسانا در انرژی‌های پایین اندازه‌گیری‌ها نشان می‌دهد که $\Gamma_f \geq \Gamma_n$. در انرژی‌های بالاتر این پدیده برعکس می‌شود.

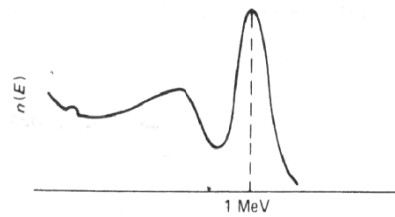
۱-۶ تعیین قدرت تفکیک انرژی - تابع پاسخ

بسته به نوع انرژی ذره فرودی و نوع آشکارساز یک چشمه تک انرژی توزیع ارتفاع تپی تولید می کند که ممکن است تابع گاوسی یا تابع پیچیدهتری باشد. در هر دو حالت نتیجه این است که گرچه تمام ذرات از چشمه با یک انرژی گسیل می شوند، اما احتمال آن است که آن ها در گستره ای از انرژی ها ثبت گردند. این احتمال را با تابع پاسخ یا قدرت تفکیک دستگاه آشکارساز بیان می کنیم که به صورت زیر بیان می شود:

$$R(E, E') dE = \text{تعداد ثبت } E+dE \text{ و } E \text{ با انرژی بین}$$

روشن است که ما توزیع ارتفاع تپ را اندازه می گیریم، اما درجه بندی سیستم یک هم خوانی یک به یک بین انرژی و ارتفاع تپ ایجاد می کند.

برای تعیین تابع پاسخ یک دستگاه آشکارساز در انرژی E ، طیف انرژی یک چشمه تک انرژی را که ذراتی با همان انرژی گسیل می دارد، ثبت می کنند. چون قدرت تفکیک با انرژی تغییر می کند، آزمایش را با چندین چشمه که گستره انرژی مورد نظر را می پوشاند، تکرار می کنند. شکل ۱-۹ تابع پاسخ آشکارساز بلور NaI(Tl) را برای چشمه پرتوگامای 1MeV نشان می دهد.



شکل ۱-۹ پرتو گامای 1MeV که با بلور NaI(Tl) آشکار شده است.

۱-۶-۱ اهمیت قدرت تفکیک انرژی بالا

اهمیت قدرت تفکیک انرژی خوب وقتی روشن می‌شود که طیف انرژی مورد اندازه‌گیری از چندین انرژی تشکیل شده باشد. به عنوان مثال طیف چشمه شکل ۱-۱۰ را در نظر بگیرید که از دو انرژی E_1 و E_2 تشکیل شده است. فرض کنید که این طیف با دستگاهی که دارای قدرت تفکیک Γ است اندازه‌گیری می‌شود. موارد زیر را آزمایش می‌کنیم:

$$\text{مورد ۱: } E_2 - E_1 > 2\Gamma$$

طیف اندازه‌گیری شده در این مورد را شکل ۱-۱۱ نشان می‌دهد. دستگاه می‌تواند دو قله را از هم تفکیک کند. یعنی دو قله را می‌توان به صورت دو انرژی جدا از هم تشخیص داد.

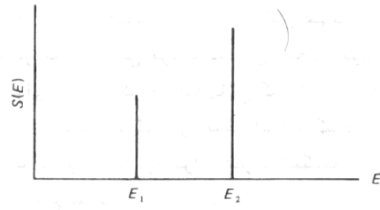
$$\text{مورد ۲: } E_2 - E_1 = 2\Gamma$$

قله‌ها را هنوز هم می‌توان تفکیک کرد. این مورد را در شکل ۱-۱۲ می‌توان دید.

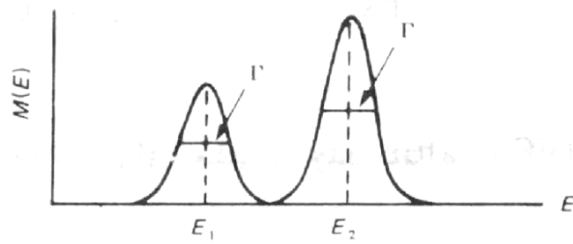
$$\text{مورد ۳: } E_2 - E_1 < 2\Gamma$$

این مورد در شکل ۱-۱۳ نمایش داده شده است. خط پر نشان می‌دهد که طیف اندازه‌گیری شده چگونه به صورت جمع دو قله (خط چین) به نظر می‌رسد. [۲۲]

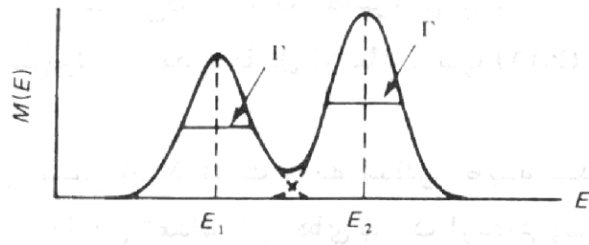
سه موردی که در بالا بررسی کردیم، به این منظور بود که اهمیت قدرت تفکیک انرژی آشکارساز را برای اندازه‌گیری طیف‌هایی که دارای چندین قله هستند روشن کنیم. در واقع برای این که بتوان دو قله را از هم تفکیک کرد، قدرت تفکیک انرژی دستگاه باید طوری باشد که: $\Gamma \leq |E_1 - E_2|$



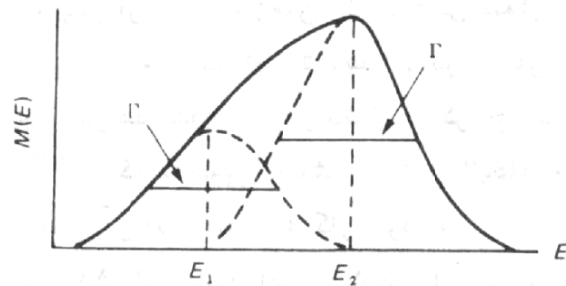
شکل ۱۰-۱ طیف چشمه متشکل از دو انرژی متمایز



شکل ۱۱-۱ طیف اندازه‌گیری شده برای مورد ۱



شکل ۱۲-۱ طیف اندازه‌گیری شده برای مورد ۲



شکل ۱۳-۱ طیف اندازه‌گیری شده برای مورد ۳

۷-۱ توصیف مختصری از تحلیلگر چندکاناله (MCA)

اندازه‌گیری طیف انرژی یک چشمه پرتوزا به معنای ثبت توزیع ارتفاع تپ تولید شده از ذرات گسیل شده از آن چشمه است که با استفاده از اسبابی به نام تحلیلگر چندکاناله (MCA) صورت می‌گیرد. تحلیلگرهای چندکاناله را در یکی از دو مد مختلف زیر به کار می‌برند: مد تحلیل ارتفاع-تپ (PHA) و یا مد نرده بندی چندکانالی (MCS)

مد PHA، کار سنتی MCA است و به منظور طبقه بندی تپ‌های ورودی برحسب ارتفاع آن‌ها و انباردن تعداد تپ‌های با یک ارتفاع ویژه در بخش مناسبی از حافظه MCA که شماره کانال نامیده می‌شود به کار می‌رود.

مد MCS به منظور شمارش رویدادها به صورت تابعی از زمان به کار می‌رود. در مد PHA، MCA کار رشته‌ای از SCA را انجام می‌دهد که در کنار یکدیگر قرار گرفته‌اند. در مد PHA تپ ورودی وارد واحدی به نام واگردانگر مانسته به عددی (ADC) می‌شود. ADC دامنه تپ را عددی می‌کند: عددی تولید می‌کند که مناسب با ارتفاع تپ است، عددی که کانال انبار شدن تپ را معین سازد. اندازه ADC که بر حسب تعداد کانال‌ها داده می‌شود، قدرت تفکیک مطلق دستگاه را به دست می‌دهد. در واقع ADC تعداد بخش‌های گسسته‌ای را که ارتفاع تپ می‌تواند به آن‌ها تقسیم شود، معین می‌سازد. در حال حاضر ADC های تجارتي حداکثر تا ۸۱۹۲ کانال دارند. که می‌توان مقیاس کل را در کانال‌های با گام‌های ۲۵۶، ۵۱۲، ۱۰۲۴ و غیره تنظیم کرد. [۲۲]

فصل دوم:

شبیه سازی مونت کارلو

و

آشنایی با کد MCNP

مقدمه

MCNP کد مونت کارلویی N ذره‌ای چند منظوره بوده که می‌تواند برای محاسبات ترابرد فقط نوترون، فقط الکترون، فقط فوتون، ترابرد حالات جفت شده‌ی نوترون/ فوتون/ الکترون، نوترون/ فوتون، فوتون/ الکترون، و الکترون/ فوتون مورد استفاده قرار گیرد.

از موارد کاربرد MCNP می‌توان به استفاده از آن در حفاظت در برابر تابش و دزیمتری، محاسبات شیلدکردن تشعشعات مختلف، رادیو گرافی، فیزیکی پزشکی، ایمنی بحرانی هسته‌ای، طراحی و تحلیل آشکارسازها، اکتشافات نفت (Nuclear Oil Well Login)، طراحی هدف در شتابدهنده‌ها، طراحی رآکتورهای شکافت و همجوشی و آلودگی زدایی نام برد. MCNP توانایی پیکره بندی و شبیه‌سازی سه بعدی مواد را در درون سلول‌هایی که با سطوح درجه یک و دو و نیز در بعضی حالات (مانند چنبره و بیضوی) درجه چهار مرز بندی شده‌اند، دارد. توانایی محاسبه ویژه مقادیر سیستم‌های حاوی مواد شکافت پذیر نیز یکی از خصوصیات ارزشمند این کد است. یکی دیگر از نقاط قوت کد MCNP داشتن اطلاعات مربوط به انرژی‌های پیوسته است.

تمام انواع واکنش‌هایی که نوترون‌ها در برخورد با هسته دارند (شکافت، پراکندگی الاستیک، پراکندگی غیر الاستیک و ...) در کد MCNP در نظر گرفته شده‌اند.

در کد اندرکنش‌های فوتون، پراکندگی‌های همدوس و نا همدوس، امکان گسیل فلئورسانس پس از جذب فوتوالکتریک، تولید زوج (الکترون و پوزیترون)، گسیل در محل نابودی زوج و تابش ترمزی در نظر گرفته شده است.

خصوصیت‌های ارزشمند و مهمی که MCNP را بسیار فراگیر کرده و استفاده از آن را آسان کرده است توانایی کد در تولید چشمه‌های عمومی، سطحی، حجمی، و چشمه‌های بحرانی، رسم هندسه ورودی و رسم خروجی برنامه، توانایی به‌کارگیری روش‌های کاهش واریانس انعطاف پذیر بودن ساختار محاسبات

خروجی و یک مجموعه وسیع از داده‌های سطح مقطع است. برنامه ورودی که توسط کاربر تولید و تعریف می‌شود، متعاقباً توسط کد MCNP خوانده می‌شود. فایل ورودی شامل اطلاعاتی درباره‌ی فضای مساله از قبیل خصوصیات هندسی توصیف مواد انتخاب سطح مقطع‌ها مکان و مشخصات چشمه نوترون، فوتون یا الکترون، نوع جواب خواسته شده یا توصیف Tally و تکنیک‌های کاهش واریانس شده برای بهبود بازده محاسبات و یا کاهش زمان انجام محاسبات است.

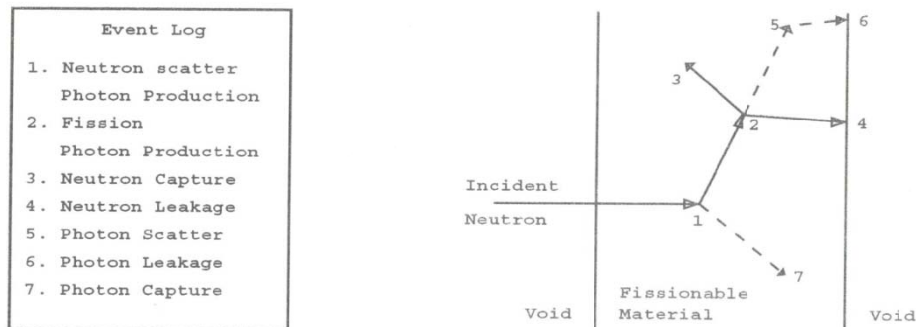
۱-۲ تاریخچه MCNP

اولین تلاش‌ها به منظور استفاده از اعداد تصادفی در حل مسائل ریاضی در سال ۱۷۷۲ آغاز شد و به دنبال آن لاپلاس در سال ۱۷۸۶ اظهار داشت که عدد π را می‌توان با استفاده از اعداد تصادفی ساخت. روش مونت کارلو از فعالیت‌های انجام شده در آزمایشگاه لوس‌آلاموس در طی سال‌های دهه ۱۹۴۰ در طول جنگ جهانی دوم و با تلاش دانشمندان برجسته از جمله انریکو فرمی ابداع شد.

در سال ۱۹۴۷ فرمی دستگاهی که آن را FERMIAC نامید ساخت که قادر بود با استفاده از روش نمونه برداری تصادفی، حرکات نوترون‌ها را در یک ماده شکافت پذیر ردیابی و پیش‌بینی کند. با پیشرفت در زمینه علوم کامپیوتر، روش مونت کارلو نیز پیشرفت‌های زیادی کرد و کامپیوتر در محاسبات مونت کارلو به کار گرفته شد. به این ترتیب در سال ۱۹۶۳ در لوس‌آلاموس اولین کد مونت کارلویی ترابرد ذرات به نام MCS نوشته شد. در سال ۱۹۶۵ به دنبال MCS، MCN برای حل مسائل اندرکنش نوترون نوشته شد. در نهایت در سال ۱۹۷۷، با توسعه و ادغام چندین برنامه که برای ذرات مختلف نوشته شده بود، کد MCNP که در آن زمان کد مونت کارلویی نوترون-فوتون نامیده می‌شد، تهیه گردید. با گذشت زمان این کد توسعه داده شد و به صورت نسخه‌های مختلفی (از جمله MCNP3، MCNP4، MCNPX) به بازار عرضه گردید. نسخه MCNP4C که در این تحقیق از آن استفاده می‌کنیم، نتیجه تلاش ۵۰۰ نفر است که در سال

۲-۲ روش مونت کارلو در ترابرد ذرات

روش مونت کارلو می‌تواند به عنوان نظریه تکرار در یک فرایند آماری (مانند واکنش ذرات هسته‌ای با مواد) مورد استفاده قرار گیرد و خصوصا توسط کدهای کامپیوتری برای حل مسائل پیچیده‌ای که از روش‌های جبری استفاده کرده و قابل مدل شدن نیستند، مفید است. برای توصیف کلیه پدیده‌های طبیعی و در جایی که رخدادها از الگوهای آماری پیروی می‌کنند، قاعده توزیع احتمال حاکم است. فرایند نمونه برداری آماری بر مبنای انتخاب اعداد تصادفی (بین صفر و یک) مانند انداختن تاس در بازی است که به همین دلیل نام مونت کارلو برای آن انتخاب شد. در ترابرد ذرات تکنیک مونت کارلو یک روش کاملا واقع گرایانه و به طور کلی یک تجربه نظری است. در ترابرد ذرات با استفاده از روش مونت-کارلو از این حقیقت استفاده می‌شود که ذرات یک چشمه تا زمانی زنده هستند که مرگشان به وسیله برخی حالات مانند جذب، گریز از محیط و غیره فرا می‌رسد.



شکل ۲-۱ تاریخچه برخورد یک نوترون با ماده ورقه‌ای شکل

شکل ۲-۱ تاریخچه برخورد تصادفی یک نوترون را با یک ماده‌ی ورقه‌ای که می‌تواند دستخوش شکافت شود را نشان می‌دهد. به طور کاملا تصادفی اعدادی بین صفر تا یک انتخاب می‌شوند. تا بر اساس

قوانین فیزیک و احتمالات (ترابرد اطلاعات) حاکم بر فرایندها (شیمیایی) و موارد مورد بحث، تعیین کنند که واکنش به چه تعداد (اگر داشته باشد) و در کجا، رخ می‌دهد. در این مثال خاص حادثه شماره ۱، یک نوترون برخوردی را نشان می‌دهد. نوترون بر مبنای توزیع پراکندگی فیزیکی به طور تصادفی در جهت نشان داده شده پراکنده می‌شود. علاوه بر نوترون پراکنده شده، یک فوتون نیز تولید می‌شود که موقتا آن را کنار می‌گذاریم. در حادثه ۲ پدیده شکافت اتفاق می‌افتد. در نتیجه از نوترون ورودی دو نوترون و یک فوتون تولید می‌شود. در اینجا نیز موقتا یک فوتون و یک نوترون را کنار می‌گذاریم. اولین نوترون شکافت در حادثه ۳ گیراندازی شده و حیات آن پایان می‌یابد. نوترون کنار گذاشته شده اکنون بازگردانده شده و توسط نمونه برداری تصادفی در حادثه ۴ به بیرون نشت می‌کند. فوتون حاصل از شکافت نیز یک برخورد در حادثه ۵ انجام داده و در حادثه ۶ به بیرون نشت می‌کند. حال به فوتون تولیدی باقیمانده از حادثه ۱ بر می‌گردیم. این فوتون در حادثه ۷ گیراندازی می‌شود. اکنون تاریخچه نوترون فرودی اولیه کامل شده است. نکته مهم اینکه MCNP بازخوانی ذرات ذخیره شده را به گونه‌ای انجام می‌دهد که آخرین ذره ذخیره شده در بانک اطلاعاتی، به عنوان اولین ذره بازخوانی شده خواهد بود.

در این کد بیش از ۵۰۰ جدول شامل اطلاعات مربوط به اندرکنش نوترون برای تقریباً ۱۰۰ عنصر و ایزوتوپ فراهم شده و در دسترس است.

زمانی که انرژی نوترون‌ها به اندازه کافی کاهش می‌یابد تاثیرات کریستالی و مقید بودن شیمیایی اهمیت پیدا می‌کند و به این منظور در دماهای مختلف داده‌های مربوط به آب سبک و سنگین، برلیوم فلزی، برلیوم اکسید، بنزن، گرافیت، پلی اتیلن، زیرکونیوم و هیدروژن در زیرکونیم هیدرات، موجود است.

به طور کلی این کد توانایی حل مسائل مربوط به ترابرد ذرات را دارد. از این کد می‌توان در موارد زیر

استفاده کرد:

- ترابرد نوترون به تنهایی
- ترابرد فوتون به تنهایی
- ترابرد الکترون به تنهایی
- ترابرد نوترون و فوتون
- ترابرد فوتون و الکترون
- ترابرد نوترون و فوتون و الکترون

البته در استفاده از کد MCNP4C برای ذرات مختلف محدودیت انرژی نیز وجود دارد. به طوری که تنها قادر به انجام محاسبات مربوط به نوترون در بازه انرژی 20 MeV - 10^{-11} و برای فوتون و الکترون‌ها در بازه انرژی 1 keV - 1000 MeV است.

۲-۳ مشخصات چشمه

در MCNP برای کاربر این امکان وجود دارد که چشمه تابش را به دلخواه خود تعریف کند. برای متغیرهای چشمه، مانند انرژی، زمان، موقعیت و راستا، ممکن است دارای توزیع احتمال مستقل باشند. همچنین گاهی ممکن است تعدادی از متغیرهای چشمه به متغیرهای دیگر وابسته باشند (مانند وابستگی انرژی به زاویه)، بنابراین توسعه ساختار چشمه از مقدمات و امکانات MCNP است.

۲-۴ Tally و خروجی

کاربر می‌تواند به کد فرمان دهد تا خروجی‌های مختلف وابسته به جریان ذرات، شار ذرات و انرژی را تولید کند. به این فرمان‌ها که توسط کاربر به کد داده می‌شود، در اصطلاح Tally می‌گویند.

خروجی Tally‌های کد MCNP در تمام حالات بجز خروجی چشمه بحرانی، بر حسب یک ذره، نرمالایز می‌شود. در خروجی برنامه به دنبال Tally جزئیات مربوط به محاسبات نیز آورده شده است. همچنین در فایل خروجی ساخته شده توسط MCNP، به منظور بررسی دقت و صحت محاسبات ۱۰ نوع چک

آماري مختلف براي هر کدام از Tally هاي خواسته شده انجام و به کاربر نشان داده مي شود.

۲-۵ هندسه MCNP

هندسه کد MCNP4C در مختصات کارتزين است. اين کد توانايي رسم هندسه داده شده را به منظور بررسي و چک خطاهای هندسه، دارا است. کاربر مي تواند هندسه رسم شده توسط کد را در سه جهت X ، Y ، Z مشاهده کند. به صورت پيش فرض هندسه نمايش داده شده توسط کد در صفحه $PZ=0$ است و مي توان آن را تغيير داد.

ثابت هاي مورد استفاده در اين کد در فايل خروجي برنامه چاپ مي شود. واحدهای مورد استفاده در اين کد به صورت زير است:

۱. طول بر حسب cm
۲. انرژي بر حسب MeV
۳. زمان بر حسب Shakes (10^{-8} s)
۴. دما بر حسب KT
۵. دانسيته اتمي بر حسب اتم بر بارن سانتيمتر (atom/barn-cm)
۶. دانسيته جرمي بر حسب g/cm^3
۷. سطح مقطع بر حسب بارن ($10^{-24} cm^2$)
۸. اعداد حرارتي بر حسب MeV/Collision
۹. نسبت وزن اتمي بر حسب جرم نوترون (1.008664967). در اين واحد عدد آووگادرو $0.59703109E-24$ در نظر گرفته شده است.

۲-۶ خطاهای هندسي

يك نوع مهم از خطاهای ورودی وجود دارد که MCNP در حين پردازش داده ها از فايل ورودی آنرا تشخيص نخواهد داد. MCNP قادر نيست همپوشاني سلول ها يا شكاف هاي بين سلول ها را تا زماني که

مسیر یک ذره واقعا گم شود، تشخیص دهد. در این هنگام ممکن است ماهیت خطا مبهم بماند. با این وجود می‌توان هندسه را قبل از یک اجرای کامپیوتری بررسی نمود.

۲-۷ کارت سلول

در این کد فضای شبیه‌سازی شده از سلول‌های مختلف تشکیل می‌شود که هر سلول توسط یک کارت سلول تعریف می‌شود. هر سلول توسط شماره سلول، شماره ماده، چگالی ماده و شماره سطوحی که ماده در آن قرار دارد توصیف می‌شود. حداکثر سلول‌ها در یک برنامه ورودی ۹۹۹۹۹ عدد است. باید دقت کنیم که شماره سلول‌ها نمی‌تواند یکسان باشد و هر سلول شماره خاص خود را دارد. فرم کلی تعریف کارت سلول به صورت زیر است:

J m d geometry parameters

J=کارت سلول

M= شماره ماده ای که سلول را پر می‌کند

D= چگالی ماده درون سلول (در صورتی که سلول تهی باشد مقدار نمی‌گیرد).

Geometry= کارت‌های مشخص کننده هندسه

Parameters= پارامترهای مشخصه سلول

شماره سلول اولین عدد ورودی بوده و باید در یکی از پنج ستون اول سطر قرار گیرد. عدد بعدی به عنوان شماره ماده‌ای است که سلول را پر کرده است و می‌تواند هر عددی انتخاب شود. عدد بعدی دانسیته ماده است. عدد مثبت نشان دهنده‌ی دانسیته اتمی برحسب واحد $10^{-24} \text{ atom/cm}^2$ و علامت منفی نشان دهنده‌ی دانسیته جرمی برحسب واحد g/cm^2 است. در صورتی که سلول مورد نظر ماده نداشته باشد (تهی باشد) شماره ماده، صفر در نظر گرفته شده و برای چگالی هیچ مقداری ثبت نمی‌شود.

۱-۲-۷ کارت اهمیت سلول

این کارت، تعیین کننده اهمیت سلول‌های مختلف برای ترابرد نوترون، فوتون و الکترون است. این پارامتر می‌تواند در تعریف هر سلول به صورت جداگانه مورد استفاده قرار گیرد و یا به صورت یک کارت مجزا در قسمت کارت داده‌های برنامه ورودی مورد استفاده قرار گیرد. ساده‌ترین راه برای استفاده از این کارت، به کارگیری آن در سطر تعریف سلول مورد نظر است، به این صورت که:

IMP:n=i

در این رابطه n ، نوع ذرات ترابرد شده در سلول و i ، نشان‌دهنده اهمیت آن است. پارامتر n برای نوترون‌ها با N ، برای فوتون‌ها با P ، و برای الکترون‌ها با E ، جایگزین می‌شود. سپس اهمیت هر سلول با یک عدد ذکر می‌شود. می‌توان برای سلول‌هایی که داخل مساله محسوب می‌شود، عدد یک و برای نواحی خارج از مساله از عدد صفر استفاده کرد.

۲-۸ کارت سطوح

هر سلول به وسیله‌ی سطوحی که آن را از سلول‌های دیگر جدا می‌کند مشخص می‌شود. حد اکثر تعداد سطوح در برنامه ورودی برابر ۹۹۹۹۹ عدد بوده و ساختار آن به شکل زیر است:

J n a list

J = شماره سطح

N = شماره کارت انتقال (در صورت نیاز)

A = مشخص کننده نوع سطح

List = پارامترهای سطح

شماره سطح اولین عددی است که در سطر مورد نظر وارد می‌شود و باید در یکی از ستون‌های ۱ تا ۵ قرار گیرد. این شماره نباید از ۵ رقم تجاوز کند. پارامتر n ، شماره کارت انتقال است. فرض کنیم تعریف

صفحه‌ای مورد نظر باشد که به هیچ یک از صفحات مختصات عمود نباشد. در این صورت می‌توان دستگاه مختصات دومی را یافت که نسبت به دستگاه اول دارای زاویه θ باشد. اگر n حذف شود یا برابر 0 باشد، بیانگر مختصات تغییر شکل نیافته است و اگر $n > 0$ باشد، بیانگر شماره یک کارت TR_n (کارت انتقال) است.

۲-۸-۱ کارت تعریف صفحه

انواع کارت صفحه قابل تعریف در MCNP4C، در جدول زیر فهرست شده‌است.

نام گذاری	نوع سطح	معادله	پارامترهای مشخصه
P	صفحه	$Ax+By+Cz-D=0$	ABCD
PX		$x-D=0$	D
PY		$y-D=0$	D
PZ		$z-D=0$	D

کارت p:

این کارت عمومی برای تعریف صفحه است. با توجه به معادلات ریاضی صفحه، برای تعریف صفحه، با استفاده از این کارت، چهار پارامتر A, B, C, D مورد نیاز است. مطابق دستور نوشتاری کد داریم:

J P ABCD

کارت PX:

از این کارت برای تعریف صفحه عمود بر محور x استفاده می‌شود. برای تعریف صفحه با استفاده از این کارت، یک پارامتر مورد نیاز است که نشان دهنده محل تلاقی صفحه با محور x است. به همین صورت کارت های PY و PZ تعریف می‌شوند:

J PX D

۲-۸-۲ کارت تعریف استوانه

انواع کارت تعریف استوانه در MCNP4C، در جدول زیر لیست شده است.

نام گذاری	نوع سطح	معادله	پارامترهای مشخصه
C/X	استوانه	$(y-y_0)^2+(z-z_0)^2-R^2=0$	$y z R$
C/Y		$(x-x_0)^2+(z-z_0)^2-R^2=0$	$x z R$
C/Z		$(x-x_0)^2+(y-y_0)^2-R^2=0$	$x y R$
CX		$y^2+z^2-R^2=0$	R
CY		$x^2+z^2-R^2=0$	R
CZ		$x^2+y^2-R^2=0$	R

کارت C/X

از این کارت برای تعریف استوانه بینهایت و موازی محور x استفاده می‌شود. برای تعریف استوانه با استفاده از این کارت، سه پارامتر مورد نیاز است:

$$J \quad C/X \quad y z r$$

دو عدد اول مختصات محور استوانه در صفحه yz و عدد سوم شعاع استوانه است. با استفاده از این تعریف، استوانه‌ای ساخته می‌شود که به موازات محور x تا بی‌نهایت امتداد دارد و برای محدود کردن آن باید از صفحات px استفاده کنیم. کارت های c/y و c/z نیز به همین صورت با پارامترهای مشخصه-ای که در جدول ذکر شده، تعریف می‌شوند با این تفاوت که برای محدود کردن آنها باید از صفحات py و pz استفاده می‌کنیم.

کارت CX:

از این کارت برای تعریف استوانه‌ای بی‌نهایت بر روی محور x استفاده می‌شود. برای تعریف استوانه با استفاده از این کارت، یک پارامتر مورد نیاز است و آن شعاع استوانه خواهد بود:

$$J \quad CX \quad r$$

با این توصیف استوانه‌های تعریف شده در زیر یکسان هستند:

$$J \quad c/x \quad 0.05$$

$$J \quad CX \quad 5$$

کارت‌های c/y و c/z نیز به همین صورت تعریف می‌شوند.

۲-۹ کارت داده

در این قسمت که آخرین بخش از کارت ورودی است، دربرگیرنده تعریف نوع ذرات، مواد، چشمه‌های تابش، نوع خروجی یا Tally، روش‌های کاهش واریانس و غیره است. نام کارت اولین پارامتری است که

در سطر مورد نظر وارد شده و باید در یکی از ستون‌های ۱ تا ۵ قرار گیرد. در این قسمت نمی‌توان از دو کارت هم‌نام استفاده کرد. به عنوان مثال در قسمت کارت داده نباید از دو کارت هم‌نام TR1 استفاده شود.

۹-۲-۱ کارت نوع مساله (MODE)

با استفاده از این کارت، کاربر نوع ذراتی را که نیاز است تا در مساله تولید شوند مشخص می‌کند. به طور کلی کاربر بنا به نیاز خود می‌تواند نوع ذرات تراپرد شده در مساله (نوترون، فوتون و الکترون) را انتخاب کند. فرم کلی این کارت که کارت MODE نام دارد به صورت زیر است:

MODE X_1, \dots, X_i $X_i=N \text{ or } P \text{ or } E$

اگر این کارت توسط کاربر استفاده نشود، MCNP به طور پیش فرض مساله را برای نوترون حل می‌کند.

۹-۲-۲ کارت انتقال TR

فرض کنید تعریف صفحه‌ای مورد نظر باشد که به هیچ یک از صفحات مختصات عمود نباشد. در این صورت می‌توان دستگاه مختصات دومی را یافت که نسبت به دستگاه اول دارای زاویه θ باشد. رابطه بین این دو دستگاه مختصات با استفاده از کارت TR تعریف می‌شود. به منظور استفاده از این کارت باید قبلاً در قسمت کارت سطوح برای سطوحی که نیاز به چرخش دارند، شماره کارت انتقال مشخص شده باشد. به عنوان مثال:

1 1 cy 4

2 1 py -7

3 1 py 7

در اینجا عدد ۱ نشان دهنده کارت انتقال TR1 است. که در قسمت کارت داده در برنامه ورودی تعریف می‌شود. شکل کلی این کارت به این صورت است:

TRn 01 02 03 B1 B2 B3 B4 B5 B6 B7 B8 B9 M

N شماره انتقال است و می‌تواند از ۱ تا ۹۹۹ در نظر گرفته شود. سه پارامتر بعدی بردار تغییر مکان هستند. B_i ها زوایای بین محورهای مختصات جدید و قدیم هستند. پارامتر M به صورت پیش فرض

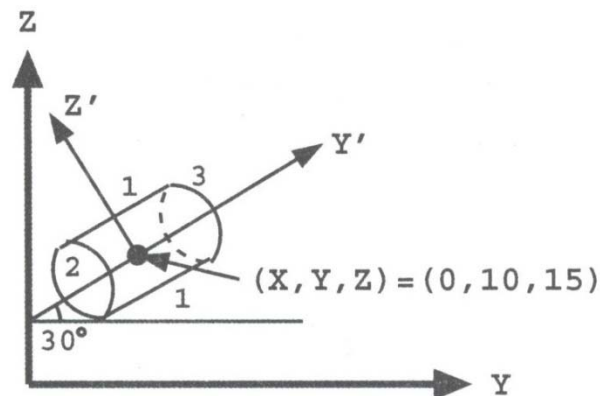
برابر با ۱ است، یعنی در صورت تعریف نکردن آن، کد آن را برابر ۱ در نظر می‌گیرد. $M=1$ یعنی بردار انتقال مرکز سیستم مختصات جدید بر حسب مختصات اصلی تعریف می‌شود و $M=-1$ یعنی بردار انتقال مرکز مختصات اصلی بر حسب مختصات جدید تعریف می‌شود. مقادیر B_i به این صورت تعریف می‌شوند:

	X	Y	Z
X'	B_1	B_2	B_3
Y'	B_4	B_5	B_6
Z'	B_7	B_8	B_9

بعنوان مثال اگر مختصات جدید منطبق بر مختصات اصلی باشد، خواهیم داشت:

$$TRn \quad 0 \ 0 \ 0 \quad 1 \ 0 \ 0 \quad 0 \ 1 \ 0 \quad 0 \ 0 \ 1 \quad 1$$

برای درک بهتر این کارت شکل زیر را در نظر می‌گیریم:



شکل ۲-۲ هندسه استوانه‌ای چرخیده نسبت به محورهای مختصات

در این شکل استوانه ای را داریم به شعاع ۴ و طول سانتیمتر که مرکز آن نقطه‌ی $(0, 10, 15)$ بوده و در صفحه‌ی YZ قرار داشته و نسبت به محورهای مختصات، 30° درجه چرخیده است. برای تعریف استوانه فوق، فرض می‌کنیم که استوانه بر روی محور Y قرار داشته و تحت تاثیر انتقال و چرخش قرار گرفته است. در اینجا محور X' از سیستم مختصات جدید بر محور X سیستم مختصات اصلی منطبق است:

$$1 \quad 1 \quad cy \quad 4$$

$$2 \quad 1 \quad py \quad -7$$

3 1 py 7

بنابراین برای مقادیر B_i خواهیم داشت:

	X	Y	Z
X'	0	90	90
Y'	90	30	60
Z'	90	120	30

لذا کارت TR1 را می توان به صورت زیر تعریف کرد:

TR1 0 10 15 1 0 0 0 0.866 0.5 0 -0.5 0.866

- چشمه‌های عمومی با استفاده از دستور SDEF
- چشمه‌های سطحی با استفاده از دستورات SSW / SSR
- چشمه‌های بحرانی با استفاده از دستور KCODE
- چشمه‌های خاص تعریف شده توسط کاربر.

چشمه‌هایی که در مسایل مختلف با آن‌ها سرو کار داریم معمولاً از نوع چشمه‌های نقطه‌ای، سطحی و حجمی هستند که در ادامه به توضیح آن‌ها می‌پردازیم.

کارت MODE به عنوان بخشی از خصوصیات چشمه (در مواردی دلالت بر نوع ذره‌ای که از چشمه آغاز می‌شود دارد) به کار می‌رود.

یک چشمه عمومی برای هر ذره‌ای که تولید می‌کند، مقادیر متغیرهای زیر را باید تعریف نماید:

متغیر	مفهوم	مقدار پیش فرض
CEL	سلولی که ذرات چشمه در آن تولید می‌شود	با توجه به X و Y و Z تعیین می‌شود
ERG	انرژی ذرات چشمه	14 MeV
DIR	جهت اولیه ذرات چشمه نسبت به بردار VEC	همسانگرد
VEC	بردار مرجع برای تعیین جهت حرکت ذرات چشمه	عمود بر سطح
POS	نقطه مرجع برای تعیین مکان اولیه ذرات چشمه	0 0 0
RAD	فاصله شعاعی ذرات چشمه نسبت به مقدار POS یا AXC	0
EXT	فاصله محوری ذرات چشمه از مقدار POS در امتداد AXS (چشمه حجمی)	0
AXS	بردار مرجع برای انتخاب EXT و RAD	ندارد
PAR	پارامتر تعیین کننده نوع ذره (۱ برای نوترون، ۲ برای فوتون، ۳ برای الکترون)	با توجه به کارت MODE

به عنوان مثال:

SDEF POS= 0 -4 -2.5 CEL=1 ERG=10 PAR=1

چشمه نقطه ای نوترون با انرژی 10 MeV که در مختصات (0, -4, -2.5) و در سلول شماره ۱ قرار دارد.

۲-۱۱ کارت قطع برنامه

از کارت قطع به منظور خاتمه دادن به انجام محاسبات توسط کد استفاده می شود. در صورتی که بخواهیم اجرای یک برنامه بعد از مدت زمان مشخصی متوقف شود، از کارت قطع زمان استفاده می کنیم.

شکل کلی دستور به صورت زیر است که x مدت زمان اجرای برنامه بر حسب دقیقه است:

CTME X

به عنوان مثال تعریف کارت زیر باعث خواهد شد تا برنامه بعد از ۱۰ دقیقه از شروع محاسبات متوقف شود:

CTME 10

فصل سوم:

تعیین تابع پاسخ و قدرت

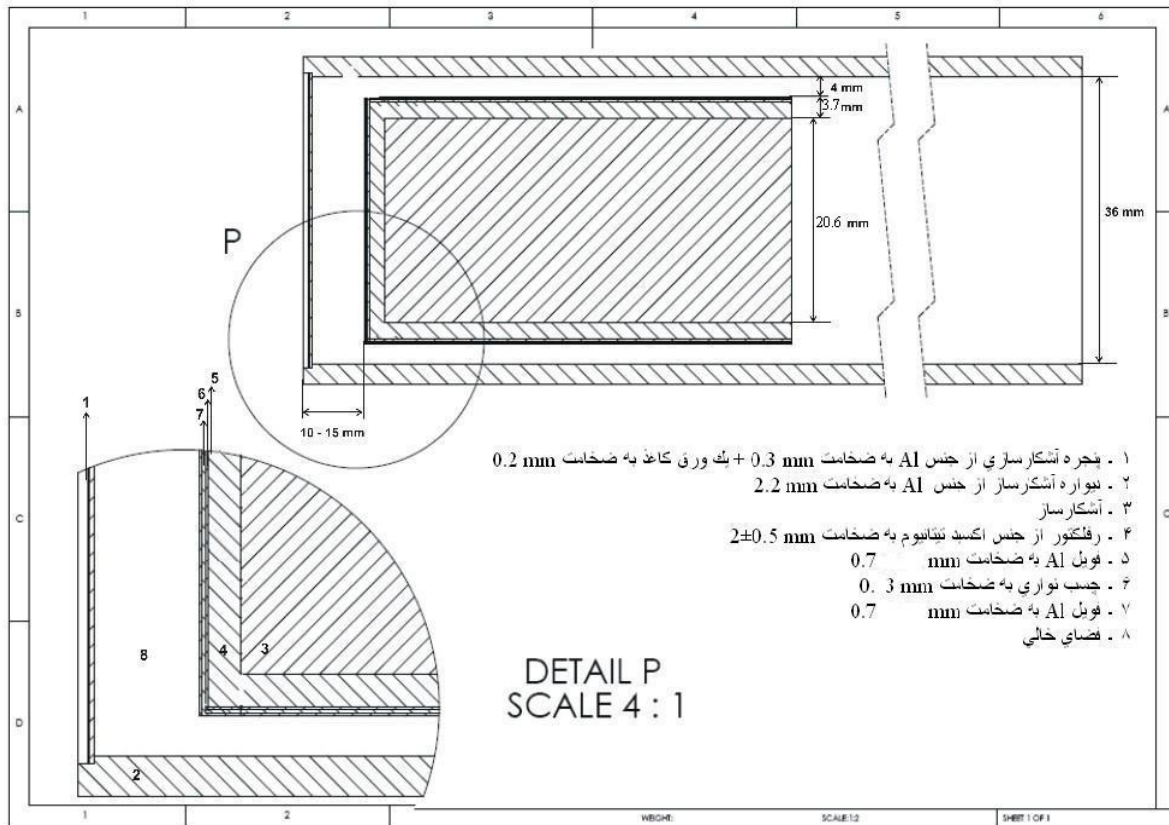
تفکیک آشکارساز

مقدمه

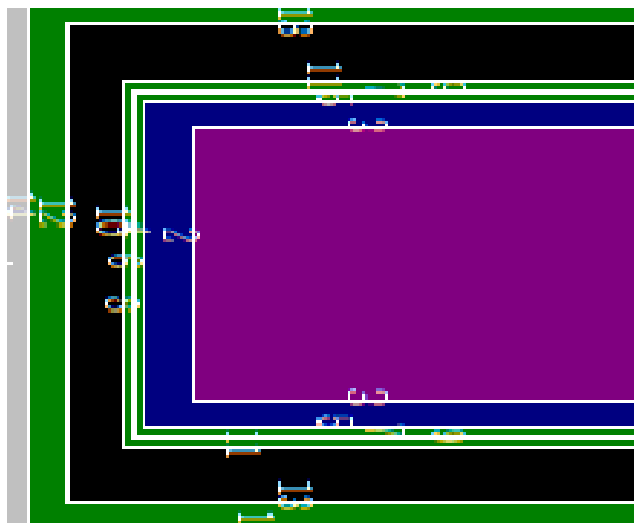
تا کنون آزمایش‌ها و محاسبات زیادی در مورد تابع پاسخ آشکارسازهای گوناگون از قبیل NaI(Tl) ، CsI(Tl) و GeLi انجام شده است. همان طور که گفته شد آشکارساز CsI به علت نرم و غیر شکننده بودن در صنعت و آزمایشگاه‌ها به طور گسترده مورد استفاده قرار می‌گیرد. از طرفی از آن جایی که آشکارساز مورد استفاده به تازگی از شرکت نوین طیف خریداری شده بود، به همین علت، بر آن شدیم تا تابع پاسخ و قدرت تفکیک انرژی این آشکارساز را بدست آوریم. در این فصل تابع پاسخ این آشکارساز سوسوزن $1/5 \times 2 \text{ in}$ را به روش شبیه‌سازی مونت کارلو با کد MCNP و همچنین به صورت تجربی با استفاده از چشمه‌های استاندارد گامای موجود در آزمایشگاه ($\text{Na}^{22}, \text{Co}^{60}, \text{Cs}^{137}, \text{Am}^{241}$) بدست می‌آوریم. دقت و صحت این عمل با مقایسه و انطباق نتیجه حاصل از شبیه‌سازی با روش MCNP و طیف تجربی سنجیده می‌شود. [1,2]

۱-۳ تعیین تابع پاسخ آشکارساز CsI

آشکارساز مورد استفاده ما از بلور $1/5 \times 2 \text{ in}$ یدورسزیم که در محفظه استوانه‌ای شکل آلومینیم به ابعاد 2 cm در 10 cm قرار دارد، تشکیل شده است. اطراف بلور ماده رفلکتور اکسید تیتانیوم به ضخامت $2/5 \text{ mm}$ قرار داده شده است که به فویل آلومینیمی به ضخامت $0/7 \text{ mm}$ چسبیده شده است. فضای درون محفظه آلومینیمی و آشکارساز و رفلکتور خلاء است. شکل ۱-۳ تصویر واقعی آشکارسازی است که توسط شرکت نوین طیف ساخته شده و در تمام این مراحل از آن استفاده شده است. شکل ۲-۳ تصویر شبیه‌سازی شده از این آشکارساز با استفاده از شبیه‌سازی مونت کارلو کد MCNP می‌باشد. [3,4]



شکل ۱-۳ تصویر واقعی آشکارساز CSI مورد استفاده. فرستاده شده توسط شرکت سازنده (نوبین طیف)



شکل ۲-۳ تصویر آشکارساز شبیه‌سازی شده به روش مونت کارلو

روش ما برای بدست آوردن تابع پاسخ به این صورت است که چشمه‌های مذکور را در فواصل مختلف از آشکارساز (0 cm ، 5 cm ، 10 cm ، 15 cm ، 20 cm) قرار داده و طیف تک‌تک این چشمه‌ها را توسط دستگاه MCA (تحلیلگر چندکاناله) ثبت می‌کنیم.

هر طیف که مربوط به یک چشمه خاص است، می‌تواند شامل چند پیک یا قله از قبیل قله فوتوپیک یا تمام انرژی، قله تک فراری، قله دو فراری، لبه کامپتون و قله پس‌پراکندگی باشد که بر اساس انرژی مربوط به هر قله و بازدهی و قدرت تفکیک آشکارساز در آن انرژی شمارش یا توزیع ارتفاع تپ متفاوتی دارند. تمام پهنا در نیم‌بیشینه قله فوتوپیک (FWHM) هر چشمه را در فواصل متفاوت چشمه-آشکارساز، برای قله تمام انرژی اندازه‌گیری می‌کنیم. توجه داریم که در تمام طول آزمایش از یک مجموعه آشکارساز ثابت استفاده کنیم. به عبارت دیگر در تمام آزمایش‌ها ولتاژ ورودی، امپلی فایر، تحلیلگر چندکاناله و زمان شمارش فوتون برای هر چشمه 5ks ثابت نگه داشته شد.

۲-۳ زمان مرده شمارنده

زمان مرده یا قدرت تفکیک زمانی کمینه زمانی است که بین ورودی دو ذره پیاپی می‌گذرد و هنوز دو تپ جدا نتیجه می‌شود. برای یک شمارنده سوسوزن این زمان حاصل جمع سه بازه زمانی است:

۱- زمانی که طول می‌کشد تا سوسوزنی ایجاد شود (اساساً برابر با زمان واپاشی سوسوزن)

۲- زمانی که طول می‌کشد تا الکترون تکثیر شود (از مرتبه ۲۰ تا ۴۰ نانو ثانیه)

۳- زمانی که طول می‌کشد تا علامت تقویت و در یک شمارشگر نگاشته شود. زمان بازگشت به حالت

طبیعی شمارشگرهای تجارتهای از مرتبه ۱ میکرو ثانیه است. زمانی که صرف تقویت و تبعیض می‌شود قابل چشم

پوشی است. [4]

با جمع کردن سه مؤلفه زمانی بالا، زمان مرده یک شمارنده سوسوزن از مرتبه ۱ تا ۵ میکرو ثانیه خواهد شد. این زمان خیلی کوتاه‌تر از زمان مرده شمارنده‌های گازی است که از مرتبه ده‌ها و صدها میکرو ثانیه می‌باشند. عیب اصلی تمام MCAها وابستگی زمان مرده آن به شماره کانالی است که تپ انبار می‌شود. معادله زمان مرده به شکل زیر است:

$$\tau = a_1 + a_2 C + a_3$$

که در آن a_1 ، a_2 ، a_3 ثابت‌هایی هستند که به وسیله سازنده دستگاه داده می‌شوند و C شماره کانال است. [22]

MCAهای تجارتي عقربه‌ای دارند که هنگام شمارش، درصد زمان مرده را نشان می‌دهد. این دستگاه‌ها زمان سنج‌هایی نیز دارند که دوره شمارش را به صورت زمان زنده یا زمان ساعتی تعیین می‌کنند. در مد زمان ساعتی، شمارش برای مدتی که ساعت تنظیم شده باشد ادامه می‌یابد. در مد زمان زنده، یک تصحیح خودکار برای زمان مرده انجام می‌گیرد. در این مورد درصد شاخص زمان مرده را می‌توان برای تعیین تقریبی زمان واقعی که شمارش طول خواهد کشید به کار برد. [22]

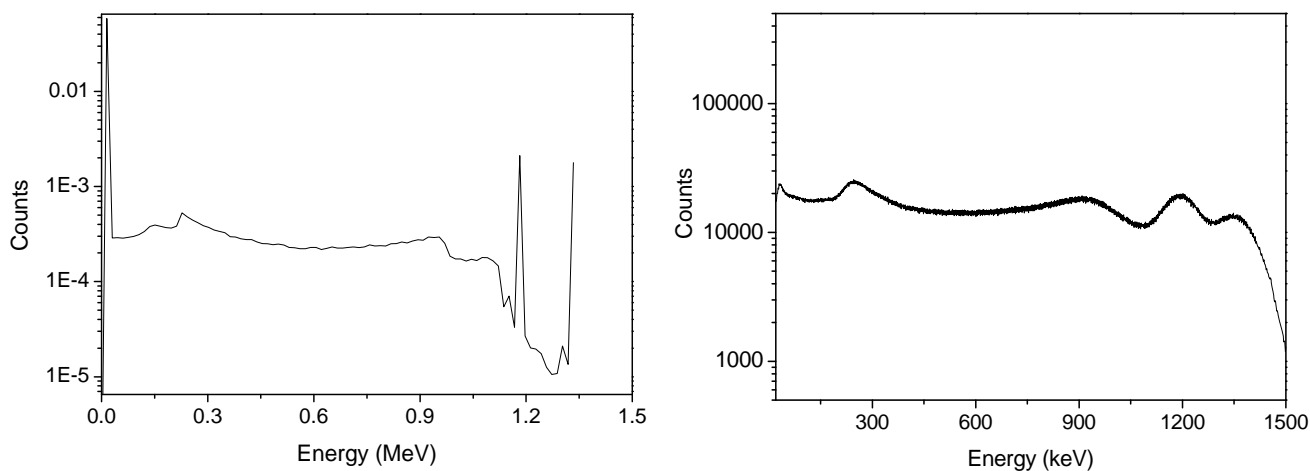
زمان مرده برای چشمه‌های مختلف و فواصل مختلف در جدول ۳-۱ آورده شده است. سیستم ما در مد ساعتی تنظیم شده است. لذا زمان $5ks$ با احتساب زمان مرده در نظر گرفته شده است.

جدول ۳-۱ درصد زمان مرده برای چشمه‌ها و فواصل مختلف (خطای خط کش: $\pm 0.02mm$)

چشمه فاصله	Co^{60}	Cs^{137}	Am^{241}	Na^{22}	Zn^{65}
۰ cm	۱۷/۳	۳۱/۳۲	۴۰/۸۸	۷/۹	۱۶/۰۷
۵ cm	۲/۴۸	۴/۴۲	۱۷/۴	۲/۹۸	۱۴/۱۴
۱۰ cm	۱/۱۴	۱/۹۲	۲۴/۵۴	۱/۲۲	۱۳/۹
۱۵ cm	۰/۷۸	۱/۲	۱۶/۱۸	۰/۷۸	۷/۷۲
۲۰ cm	۰/۶۲	۰/۹	۱۳/۹۴	۰/۶	۵/۴۴

۳-۳ اعمال پیچش روی طیف حاصل از MCNP

طیف خروجی دستگاه MCA کاملاً گوسی است که پهنای هر پیک بستگی به قدرت تفکیک انرژی و بازه آشکارساز دارد. این در حالی است که طیف حاصل از شبیه‌سازی به صورت کاملاً ایده‌آل هیستوگرام است. شکل ۳-۳ تفاوت میان طیف حاصل از MCNP و طیف خروجی MCA را نشان می‌دهد. برای انطباق این دو طیف، باید بر روی طیف حاصل از MCNP یک پیچش گوسی اعمال شود. به عبارت دیگر، با توجه به قدرت تفکیک انرژی آشکارساز در هر انرژی طیف حاصل از MCNP در هر بازه انرژی یک پیچش گوسی اعمال می‌کنیم.



شکل ۳-۳ مقایسه میان طیف خروجی MCNP و طیف گوسی حاصل از MCA

برای این منظور نیاز به قدرت تفکیک انرژی (FWHM) این آشکارساز در انرژی‌های متفاوت داریم. که این امر مستلزم این است که تمام پهنای در نیم بیشینه تمام انرژی‌ها را بدانیم. برای این منظور تمام پهنای در نیم بیشینه‌های قله‌های فوتوپیک طیف‌های حاصل از MCA را برای فواصل و انرژی‌های مختلف به دست می‌آوریم. تغییرات (FWHM) بر حسب انرژی را که با انرژی رابطه غیر خطی دارد به صورت تابع نیمه تجربی زیر پیشنهاد می‌کنیم.

$$FWHM = aE^b$$

۱-۳

در هر فاصله داده‌های حاصل از تجربه را با استفاده از روش حداقل مربعات بر آن برازش می‌دهیم تا در هر فاصله مقادیر ثابت a و b به دست آید.

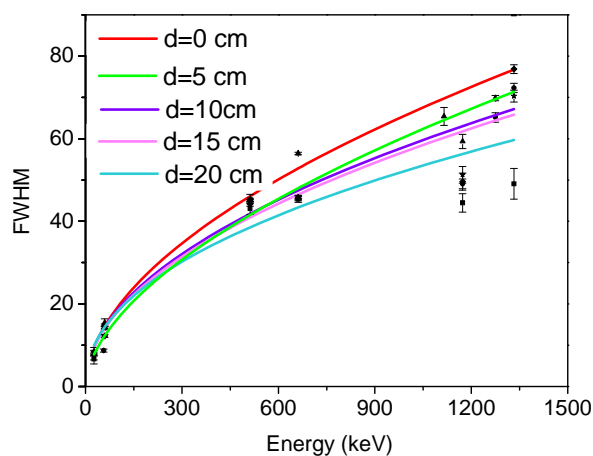
مقادیر نیمه تجربی a و b که برای تعیین تابع $FWHM$ بر حسب انرژی برای فواصل از برازش تابع پیشنهادی بدست آمدند، در جدول ۲-۳ بیان شده‌اند. [6]

جدول ۲-۳ ثابت‌های a و b که از طریق طیف حاصل از آزمایش بدست آمدند

فاصله (cm)	a	خطای استاندارد	b	خطای استاندارد
۰	۱/۶۸۵۰۷	۰/۵۲۸۱۷	۰/۵۶۸۷۵	۰/۰۴۸۸۸
۵	۲/۱۴۶۶۶	۰/۴۴۱۰۱	۰/۴۷۷۰۴	۰/۰۳۲۷۷
۱۰	۱/۲۳۲۰۱	۰/۴۴۳۱۵	۰/۵۶۳۸۷	۰/۰۵۴۸۷
۱۵	۱/۸۱۰۶۶	۰/۴۲۸۳۹	۰/۵۴۰۵۴	۰/۰۳۶۰۶

شکل ۳-۴ بیانگر تغییرات $FWHM$ بر حسب انرژی است که برای فواصل مختلف با تابع پیشنهادی

$FWHM = aE^b$ برازش شده است.



شکل ۳-۴ تغییرات $FWHM$ بر حسب انرژی در فواصل مختلف از آشکارساز به صورت تجربی

می‌دانیم یک تابع گوسی در حالت کلی به صورت ذیل است:

$$y(E) = y_0 \exp \left\{ -\frac{(E-E_0)^2}{2b^2} \right\} \quad ۲-۳$$

ثابت y_0 ثابت بهنجارش است و با بهنجار کردن به دست می‌آید. و E_0 انرژی مربوط به بازه مورد بررسی و b انحراف معیار توزیع گوسی است.

با محاسبه ثابت بهنجارش در رابطه ۲-۳ داریم:

$$y(E) = \frac{1}{b\sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{(E-E_0)^2}{2b^2} \right\} \quad ۳-۳$$

$FWHM$ برای یک تابع گوسی با تعیین مکان ماگزیمم E_0 تعیین می‌شود. و با صرف نظر کردن از مقدار ثابت تابع می‌توانیم آن را محاسبه کنیم:

$$\exp \left\{ -\frac{(E-E_0)^2}{2b^2} \right\} = \frac{1}{2} y(E_0), y(E_0) = 1 \quad ۴-۳$$

$$\Rightarrow \exp \left\{ -\frac{(E-E_0)^2}{2b^2} \right\} = 2^{-1}$$

$$-\frac{(E-E_0)^2}{2b^2} = -\ln 2$$

$$(E-E_0)^2 = 2b^2 \ln 2$$

$$(E-E_0) = b\sqrt{2 \ln 2}$$

$$E = \pm b\sqrt{2 \ln 2} + E_0$$

$$FWHM = \Delta E = 2b\sqrt{2 \ln 2} \quad ۵-۳$$

مساحت زیر نمودار گوسی:

$$A = n(E) \varepsilon_i(E) (l)_E \quad ۶-۳$$

که در آن $\varepsilon_i(E)$ بازده آشکارساز و $(l)_E$ قله تمام انرژی در انرژی E است. [20]

و می‌دانیم:

$y_0 =$ بیشینه ارتفاع

$$y_0 = y(E_0) = \frac{A}{b\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{(E_0 - E_0^2)}{2b^2}\right\} = \frac{A}{b\sqrt{2\pi}} = \frac{0/3989A}{b} \quad 7-3$$

و

$$FWHM = 2b\sqrt{2\ln 2} = \frac{2}{35b} \quad 8-3$$

$$\Rightarrow b = \frac{FWHM}{2/35}$$

و طبق رابطه 7-3:

$$A = \frac{by_0}{0/3989} \quad 9-3$$

با جاگذاری b از رابطه 8-3 در 9-3:

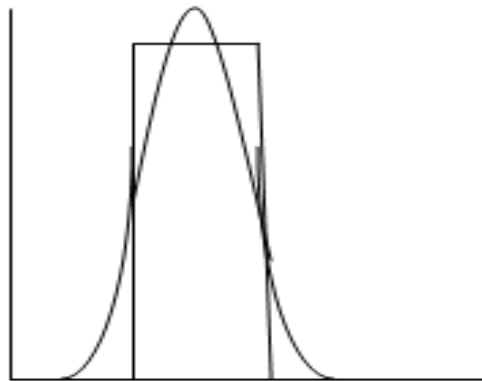
$$A = \frac{1}{0.3989 \times 2.35} y_0 FWHM$$

در نتیجه مساحت تابع گوسی به صورت زیر بدست می‌آید:

$$A \approx 1.066y_0\Delta E \quad 10-3$$

حال که برای هر انرژی یا بین هر انرژی مقدار پهن شدگی را به دست آوردیم می‌توانیم بر روی طیف خروجی MCNP بر اساس این پهن‌شدگی (که برای هر فاصله و آشکارساز مقدار متفاوتی است) یک پیچش گوسی اعمال کنیم. برای این کار از روش برازش منحنی یا فیت حداقل مربعات استفاده می‌کنیم. به این صورت که بازه انرژی طیف خروجی MCNP (tally f8) را به یکصد قسمت تقسیم کرده و بر هر قسمت یک پیچش گوسی

(که پهنای نیم بیشینه آن را با توجه به پهن شدگی طیف تجربی در آن فاصله به دست آوردیم) اعمال می‌کنیم. برای این منظور از روابط ۳-۳ و ۱۰-۳ به طور همزمان استفاده می‌شود که در آنها E_0 و y_i به ترتیب فراوانی و انرژی بازه ΔE که عمل پیچش بر روی آن اعمال شده است می‌باشد. به گونه‌ای که سطح زیرین این تابع گوسی با سطح زیر بازه انرژی ΔE برابر باشد. شکل ۳-۵ طرح شماتیک از یک بازه انرژی و پیچش گوسی اعمال شده بر آن را نشان می‌دهد.



شکل ۳-۵ تصویر شماتیک از یک بین و نمودار گوسی فیت شده بر آن

سپس از مجموع صد تابع گوسی مربوط به صد بازه انرژی مورد نظر نمودار نهایی حاصل می‌شود که در نتیجه آن پیچش گوسی بر روی طیف حاصل از شبیه سازی با کد MCNP کامل می‌شود. این مراحل با نوشتن یک برنامه کامپیوتری فرترن امکان پذیر خواهد بود. در این برنامه ثابت‌های a و b و همین‌طور Tally f8 در خروجی کد MCNP به عنوان ورودی برنامه، به برنامه داده می‌شود. این برنامه روی هر بین انرژی با توجه به مقدار FWHM در انرژی مربوطه (که برنامه آن را با استفاده از ثابت‌های a و b بدست آمده از تجربه تعیین می‌کند) یک پیچش گوسی اعمال می‌کند، و در انتها این صد تابع گوسی را با هم جمع کرده و یک طیف کاملاً گوسی شده به عنوان خروجی به ما می‌دهد:

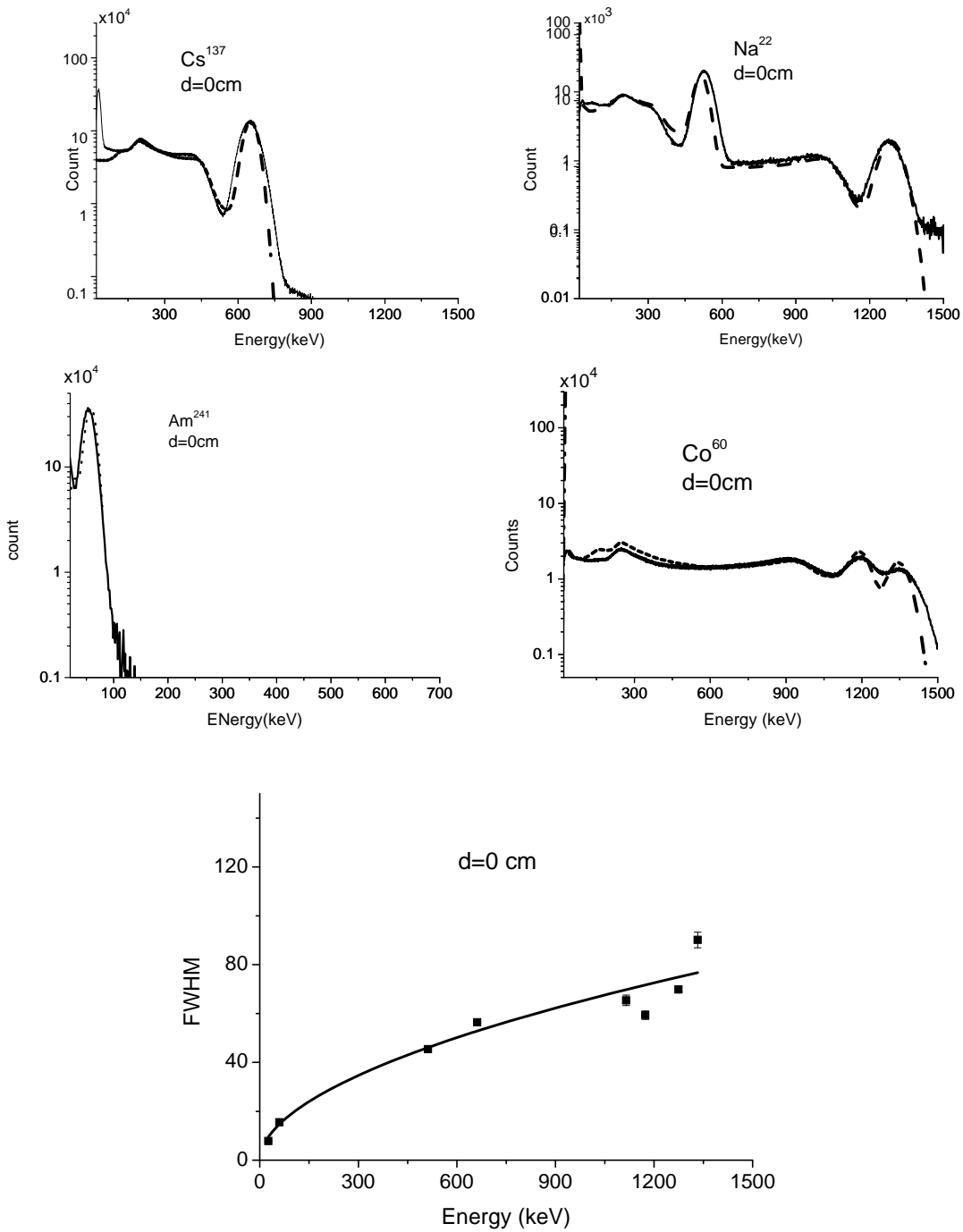

```

C responsible of Cal
dimension Ej(500),Fj(500),zigj(500),Ei(500),Ri(500),fwhm(500),zigT(500), umj(500)
open(1,file="am 15.TxT")
open(2,file="TEO_G_am15.TxT")
aT=1.81066
bT=0.54054

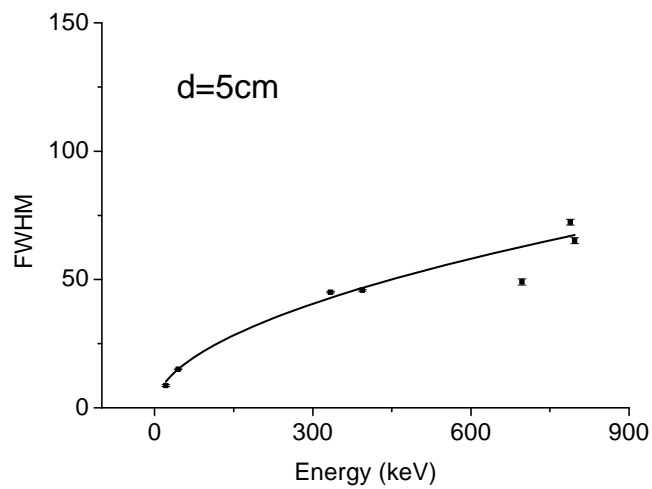
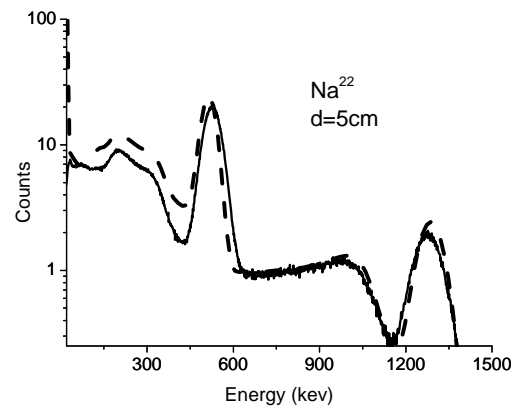
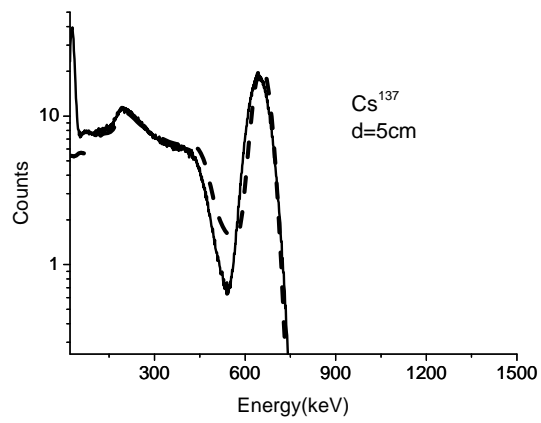
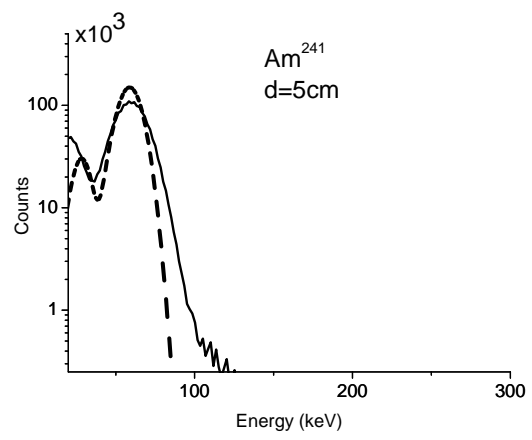
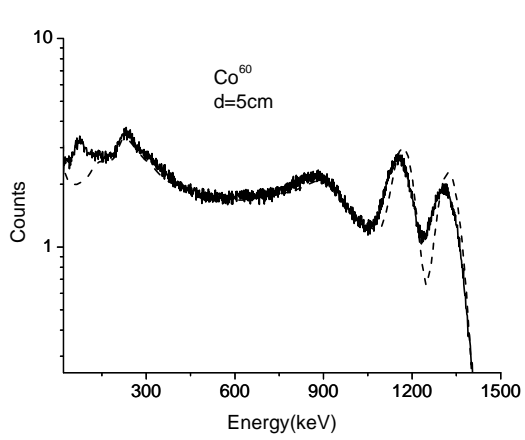
NN=99
do 10 j=1,nn
  read(1,*)Ej(j),Fj(j),zigj(j)
  Ej(J)=Ej(j)*1000
  Ei(j)=Ej(j)
  FWHM(j)=aT*Ei(j)**bT
  zigT(j)=fwhm(j)/2.35482
  umj(j)=zigT(j)*(2*acos(-1.))**.5
continue
de=Ei(2)-Ei(1)
do 20 i=1,nn
  R=0
  do 30 j=1,nn
    if (zigT(j).gt.0)then
      R=R+Fj(j)/umj(j)*exp(-.5*((Ei(i)-Ej(j))/zigT(j))**.2)
    endif
  continue
  Ri(i)=R
continue
s=0
do 50 k=1,nn
  s=dE*ri(k)+s
continue
do 40 i=1,nn
  write(2,5)Ei(i),Ri(i)/s
continue
format(1x,f10.3,3x,f10.7)
stop
end

```

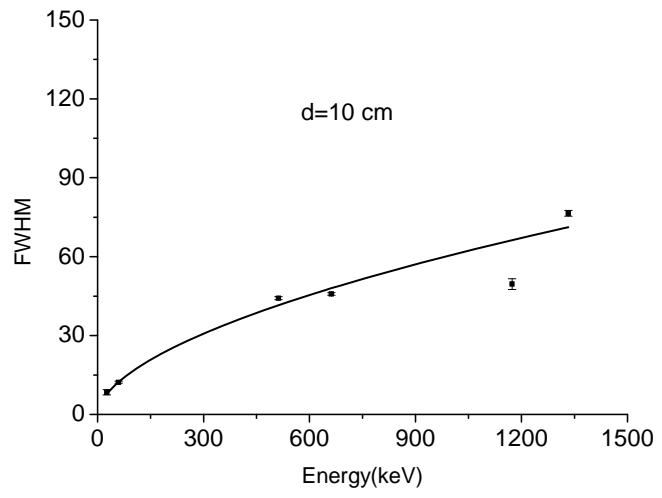
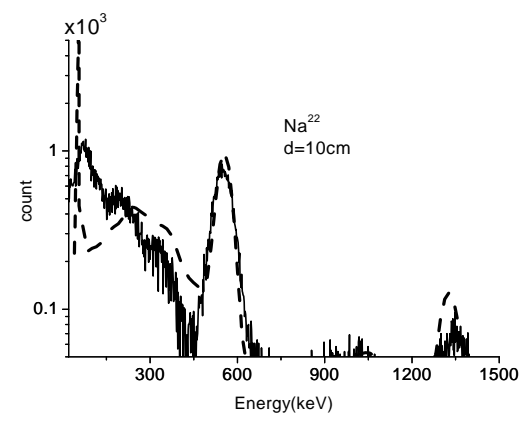
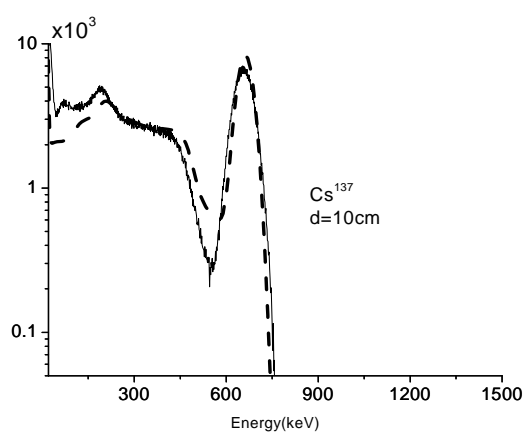
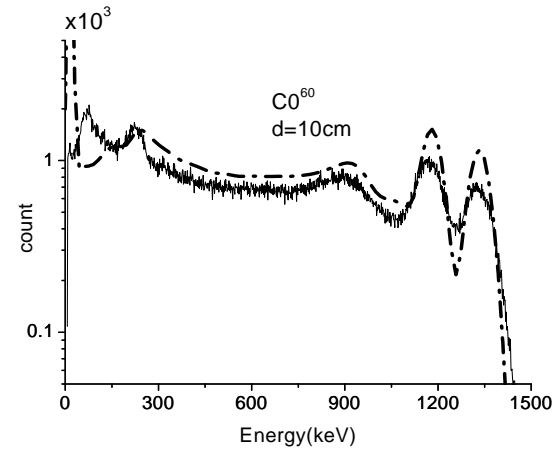
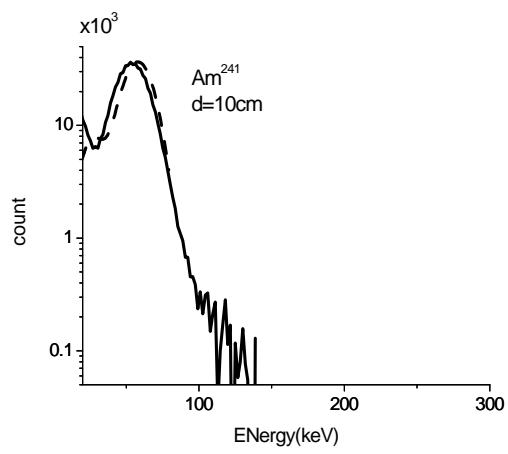
با اعمال این پیچش طیف خروجی کاملاً گوسی شده و با نتایج حاصل از تجربه قابل مقایسه خواهد بود. پس از آن برای آن که بتوان نتایج حاصل از تجربه و شبیه‌سازی را به صورت دقیق با هم مقایسه کرد، سطح زیر قله گوسی حاصل از شبیه‌سازی را به سطح زیر قله گوسی حاصل از نتایج تجربی نرمال می‌کنیم. شکل‌های ۳-۶ تا ۳-۱۰ مقایسه میان طیف حاصل از کد MCNP پس از اعمال پیچش گوسی (با استفاده از ثابت‌های نیمه‌تجربی a و b) و طیف خروجی MCA (نتایج حاصل از تجربه) را نشان می‌دهد.



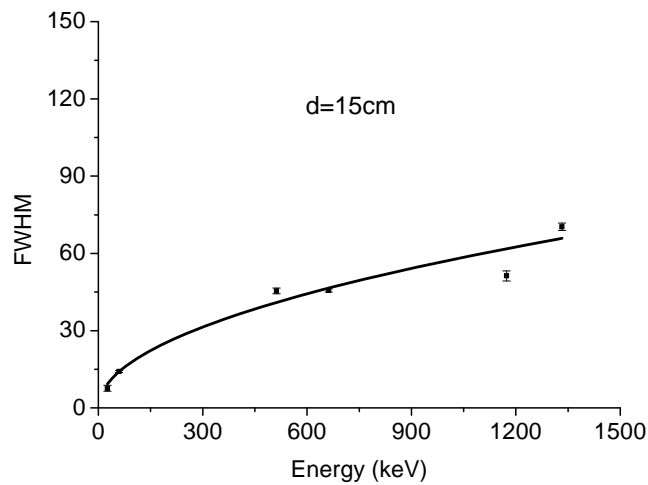
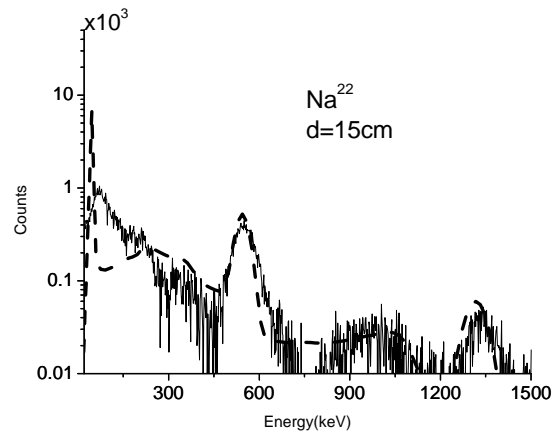
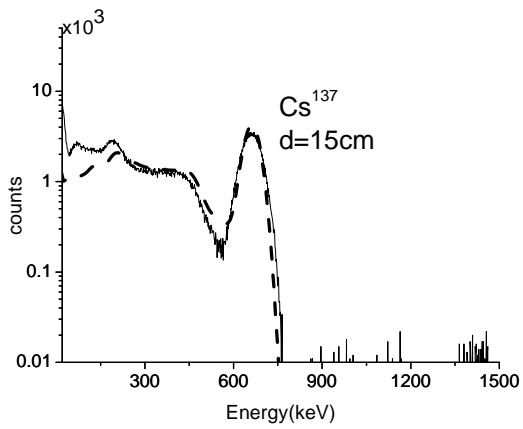
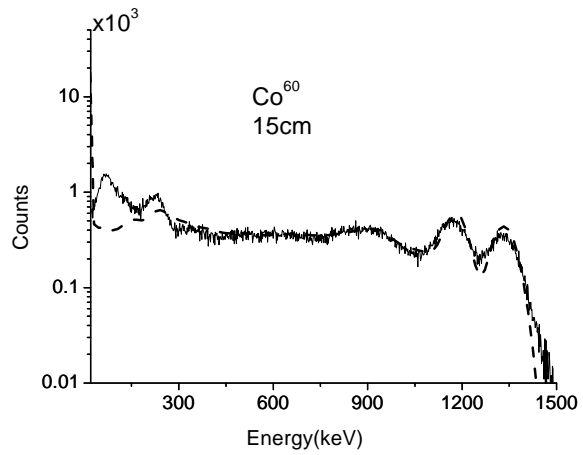
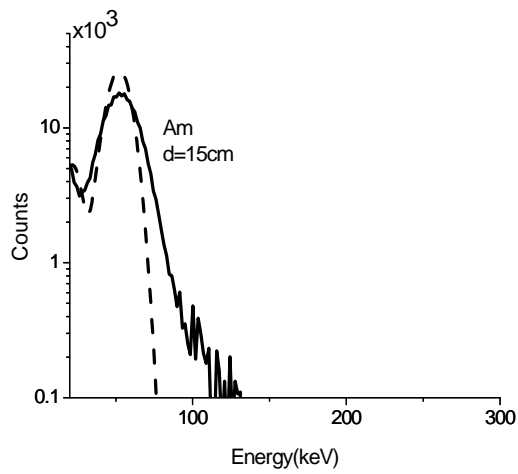
شکل ۳-۶ مقایسه میان طیف حاصل از تجربه و طیف شبیه‌سازی شده برای چشمه‌های نقطه‌ای مختلف در فاصله 0cm



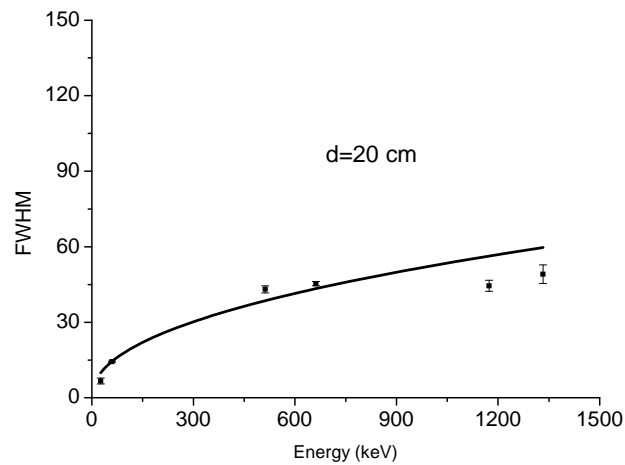
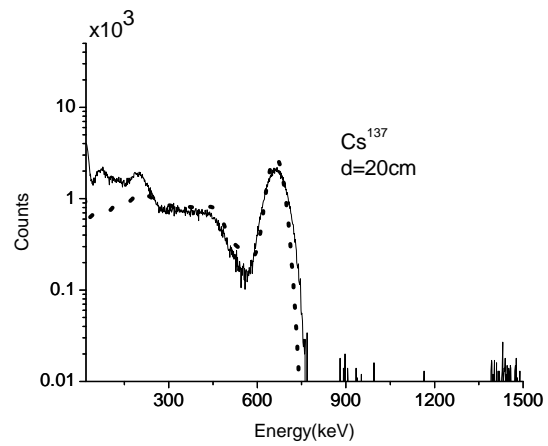
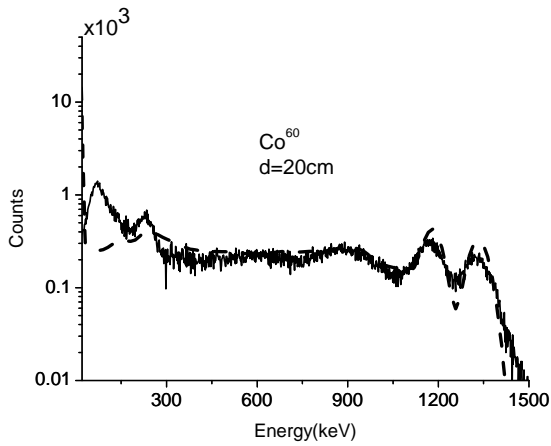
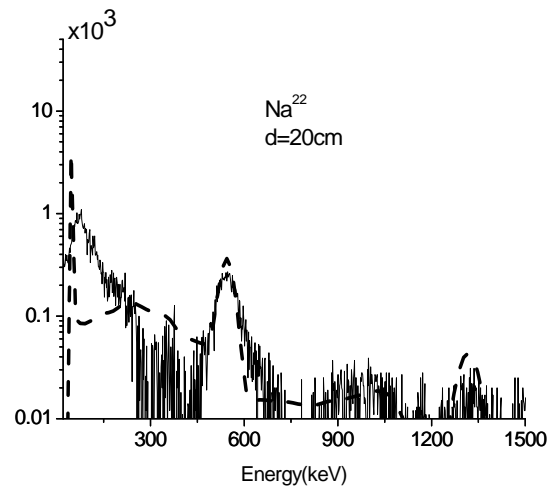
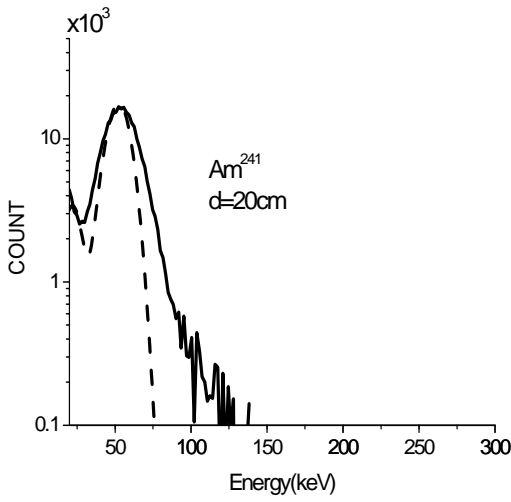
شکل ۳-۷ مقایسه میان طیف حاصل از تجربه و طیف شبیه‌سازی شده برای چشمه‌های نقطه‌ای مختلف در فاصله 5cm



شکل ۳-۸ مقایسه میان طیف حاصل از تجربه و طیف شبیه سازی شده برای چشمه‌های نقطه‌ای مختلف در فاصله 10cm



شکل ۳-۹ مقایسه میان طیف حاصل از تجربه و طیف شبیه سازی شده برای چشمه‌های نقطه‌ای مختلف در فاصله 15cm



شکل ۳-۱۰ مقایسه میان طیف حاصل از تجربه و طیف شبیه سازی شده برای چشمه‌های نقطه‌ای مختلف در فاصله 20cm

۳-۴ بحث و تحلیل نتایج

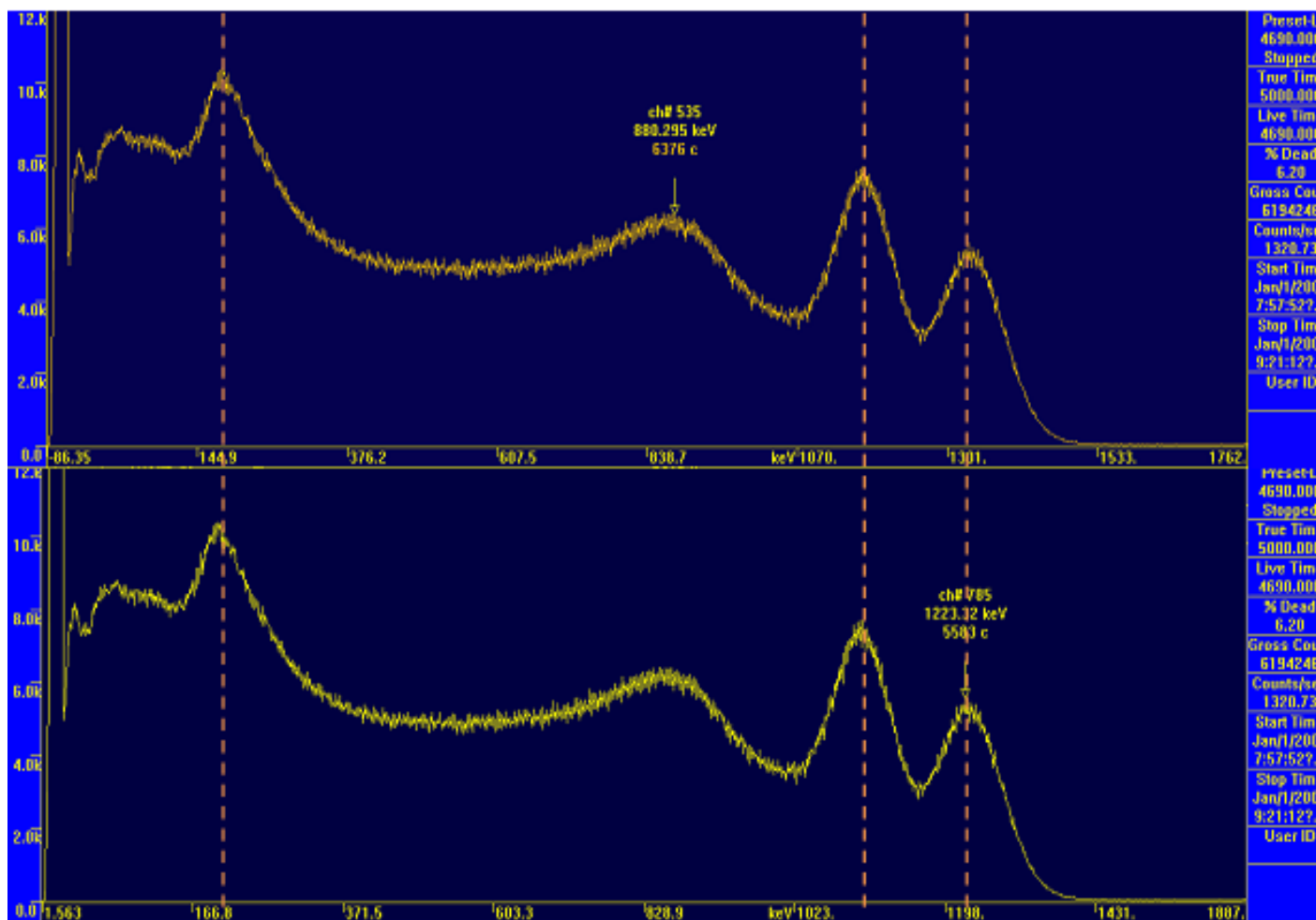
اختلاف در نواحی انرژی پایین ممکن است به علت نوفه الکترونیکی ناشی از پراکندگی‌های پرتوهای گاما از محیط‌های اطراف از جمله تقویت‌کننده باشد که در طیف حاصل از MCNP در نظر گرفته نشده‌اند. اما قله‌های تمام انرژی تک فراری و دو فراری در هر طیف برهم منطبق هستند. اختلاف در نواحی انرژی بالا نیز ممکن است به علت بازدهی پایین و اثر افت و خیزهای آماری و یا درجه کالیبراسیون سیستم MCA باشد.

طیفی که دستگاه MCA به ما می‌دهد، تعداد فوتون‌های شمارش شده بر حسب شماره کانال است. دستگاه مورد استفاده در مد ۱۰۲۴ کانال تنظیم شد. از آنجایی که آزمایش برای چشمه‌های مختلف در فاصله‌های مختلف تکرار شد، الزاماً سیستم بر حسب انرژی باید کالیبره می‌شد تا قله‌های فوتوپیک هر چشمه در کانالی که مربوط به انرژی همان قله است قرار گیرد. به عبارت دیگر، باید سیستم به ازای هر کانال، انرژی مشخص و صحیحی به ما بدهد. وقتی سیستم کالیبره نباشد، MCA شمارش را بر حسب شماره کانال نشان می‌دهد، در حالی که آنچه مطلوب ماست این است که شمارش در هر انرژی دلخواه معلوم باشد. به همین منظور سیستم را بر اساس رابطه زیر کالیبره کردیم:

$$E = a_1 + a_2C + a_3C^2 + a_4C^3 + \dots$$

در این رابطه C شماره کانال، a_1, \dots, a_n ضرایب کالیبراسیون و E انرژی می‌باشد. ابتدا کالیبراسیون درجه ۳ انتخاب شد، یعنی سیستم چهار ثابت a_1, a_2, a_3 و a_4 را برای ما مشخص کرد. در مرحله بعد برنامه فرترنی نوشتیم که این ضرایب کالیبراسیون و همچنین شمارش‌های MCA را به عنوان ورودی گرفته و در خروجی داده‌هایی به ما داد که بیانگر تعداد فوتون‌های شمارش شده در هر انرژی بود. این داده‌ها را بر حسب انرژی رسم کردیم تا بتوانیم با طیف شبیه‌سازی شده مقایسه کنیم. اما این طیف در نواحی انرژی‌های بالا پهن شدگی کمتری نسبت به طیف شبیه‌سازی شده‌ی حاصل از MCNP داشت. به همین علت کالیبراسیون را از درجه ۱ انتخاب کردیم. این عمل باعث شد دو طیف توافق بهتری با هم داشته باشند. اما این بار نیز همان‌طور که در

تصاویر مشخص است طیف تجربی در نواحی انرژی‌های بالا پهن شدگی بیشتری نسبت به طیف شبیه‌سازی شده دارد. شاید اگر درجه کالیبراسیون ۲ انتخاب می‌شد، انطباق دو طیف بهتر صورت می‌گرفت. شکل ۳-۶ تفاوت درجه کالیبراسیون یک و سه را برای چشمه کبالت در فاصله 2cm از صفحه آشکارساز به خوبی نشان می‌دهد. در این شکل دو قله فوتوپیک کبالت با خط‌چین به منظور مقایسه راحت‌تر مشخص شده است.



شکل ۳-۶ طیف حاصل از چشمه کبالت ۶۰ در فاصله 2cm از صفحه آشکارساز در تصویر بالا درجه کالیبراسیون یک است اما در تصویر پایین کالیبراسیون درجه سه اعمال شده است. ملاحظه می‌شود که در کالیبراسیون درجه یک پهن شدگی بیشتر است.

همچنین مهم‌ترین علت اختلاف دو طیف می‌تواند ناشی از انتخاب نوع چشمه باشد. چشمه تعریف شده‌ی ما در کد از نوع "چشمه نقطه‌ای" است. در صورتی که چشمه واقعی که آزمایش با آن انجام شد، قرصی بود با شعاع حدوداً 1.5mm که در یک محفظه استوانه‌ای شکل پلاستیکی به ابعاد 1.5×0.5cm قرار داشت. بدیهی است تابع پاسخ چشمه نقطه‌ای با تابع پاسخ یک چشمه قرصی شکل تفاوت داشته باشد. زیرا در یک چشمه قرصی شکل فوتون‌ها از نقاط مختلف قرص وارد آشکارساز می‌شوند که به همین علت فاصله‌ای که طی می‌کنند تا به آشکارساز برسند برای هر فوتون متفاوت خواهد بود. در حالی که در یک چشمه نقطه‌ای تمامی فوتون‌ها تنها از یک نقطه وارد آشکارساز شده و فاصله آن‌ها از آشکارساز ثابت و مقداری مشخص است. همین‌طور فضای میان چشمه و آشکارساز در کد MCNP خلا در نظر گرفته شد، در حالی که آزمایش در فضای باز و در مجاورت هوا صورت گرفت. مطمئناً اگر آزمایش در یک محفظه سربی با ضخامت مناسب (بر اساس ضخامت آزاد میانگین پرتوهای گاما در سرب) انجام می‌شد و حضور هوا در کد لحاظ می‌شد (همان‌طور که hashem miri و hamed panje در [4] این کار را انجام دادند)، تا حد بسیار مطلوبی دو طیف بر هم منطبق می‌شدند [15]. اما نتایج به دست آمده در توافق بین دو طیف تا حد خوبی قابل قبول است و می‌توان آن‌ها را پذیرفت و در مراحل بعدی و در فصل چهارم نیز از آن‌ها (ثابت‌های نیمه تجربی a و b) استفاده کرد.

۳-۵ درصد قدرت تفکیک آشکارساز

تابع پاسخ آشکارساز ما با استفاده از کد برای چشمه‌های Na^{22} , Co^{60} , Cs^{137} , Am^{241} به طریق تجربی و شبیه-سازی محاسبه شد. قدرت تفکیک انرژی FWHM آشکارساز نیز برای انرژی‌های $0.26 < E < 1.332$ با استفاده از تابع پیشنهادی ذکر شده می‌تواند تخمین زده شود. درصد قدرت تفکیک انرژی بلور CsI(Tl) که در تمام آزمایش‌ها از آن استفاده می‌کنیم برای چند فاصله مختلف چشمه-آشکارساز محاسبه شده است.

طبق روابطی که در فصل ۱ بیان کردیم، می‌توانیم قدرت تفکیک انرژی برای هر آشکارساز را با رابطه زیر بیان

کنیم: [22,17,12]

$$R = \frac{\Delta E}{E}$$

طوری که ΔE در این رابطه همان تمام پهنا در نیم بیشینه (FWHM) برای قله فوتوپیک و E مقدار انرژی قله فوتوپیک است. قدرت تفکیک آشکارساز را می‌توان به درصد نیز بیان کرد. با توجه به تعریفی که برای تمام پهنا در نیم بیشینه ذکر کردیم داریم:

$$R = \frac{aE^b}{E} \times 100 \quad 10-3$$

که در آن واحد انرژی بر حسب MeV و مقادیر a و b ثوابتی هستند که در جدول ۳-۲ ذکر شدند. با توجه به رابطه ۳-۱۴ می‌توان درصد قدرت تفکیک آشکارساز مورد نظر را برای تمام فواصل تعیین کرد. جدول ۳-۳ بیانگر درصد قدرت تفکیک این آشکارساز برای فواصل مورد نظر است.

جدول ۳-۳ درصد قدرت تفکیک آشکارساز CsI برای انرژی‌های مختلف در فواصل مختلف

Energy MeV	Resolution% D=20cm	Resolution% D=15cm	Resolution% D=10cm	Resolution% D=5cm	Resolution% D=0cm
۰/۰۲۶	۳۴/۸۱	۳۰/۴۹	۲۶/۰۴	۲۳/۳۸	۱۹/۲۰
۰/۰۵۹	۲۵	۲۴/۲۴	۱۹/۸۱	۱۸/۰۱	۱۷/۵۹
۰/۵۱۱	۹/۱	۸/۲۳	۸/۰۲	۸/۰۰۸	۷/۵۴
۰/۶۶۲	۷/۹۱	۷/۲۱	۷/۱۷	۷/۰۱	۶/۵۶
۱/۱۷۳	۶/۱۱	۵/۶۱	۵/۳۵	۵/۲۵	۴/۸۱
۱/۲۷۴	۵/۸۸	۵/۴۴	۵/۰۹	۵/۰۵	۴/۵۹
۱/۳۳۲	۵/۷۶	۵/۳۸	۴/۹۹	۴/۹۶	۴/۴۷

قدرت تفکیک آشکارساز در یک فاصله معین همان‌طور که از داده‌های جدول مشخص است با افزایش انرژی کاهش می‌یابد. این کاهش به این دلیل است که همان‌طور پیشتر گفتیم، FWHM تقریباً متناسب با ریشه دوم

انرژی است. به همین دلیل درصد قدرت تفکیک با کاهش انرژی بزرگ تر می شود، یعنی توانایی آشکارساز برای تفکیک و تشخیص انرژی کمتر می شود. از طرفی با افزایش فاصله چشمه از آشکارساز نیز توانایی آشکارساز برای تشخیص انرژی مورد نظر کمتر می شود و این امر کاملاً مطابق با انتظار است.

فصل چهارم:

پراکندگی‌های چندگانه

پرتوهای گاما

مقدمه

پراکندگی چندگانه فرایندی است که در آن فوتون‌های فرودی با پراکندگی‌های متوالی انرژی خود را از دست می‌دهند و در بدست آوردن سطح مقطع دیفرانسیلی کامپتون به عنوان یک اختلال وارد عمل می‌شوند. اصولاً تحقیقات حفاظت در برابر پرتوها با در نظر گرفتن رویدادهای پراکندگی چندگانه صورت می‌گیرد. بنابراین برآورد صحیح توزیع شدت و طیف پراکندگی چندگانه امری ضروری است. در این فصل اندازه‌گیری پراکندگی چندگانه در ماده آلومینیوم، سرب و مس به صورت تابعی بر حسب ضخامت و زاویه پراکندگی برای فوتون‌های فرودی با انرژی 662keV و 1332 و 1173 محاسبه شده و ضخامت بهینه که در آن پراکندگی‌های چندگانه به اشباع می‌رسد تخمین زده می‌شود.

چندین محقق طیف پراکندگی دوگانه را با استفاده از مدل‌ها و فرضیات گوناگون به‌طور تحلیلی و تئوری به دست آورده‌اند. به عنوان مثال (Dumond (1930 تابش پراکندگی‌های دوگانه را از سطح ماده پراکنده کروی که (با فرض اینکه پراکندگی یگانه از الکترون‌های ساکن مرکز کره پراکنده می‌شود) بدست آورد سپس (Williams (1974 و همکارانش این کار را با در نظر گرفتن حرکت الکترون‌ها و پراکندگی‌های کشسان و غیر کشسان دوگانه گسترش دادند. در سال ۱۹۳۷ Kirkpatrick به صورت تئوری پراکندگی‌های یگانه از الکترون‌های غیر مرکزی از یک نمونه کروی را اندازه گرفت و در پی آن پراکندگی یگانه از نمونه استوانه‌ای (این بار فقط پراکندگی‌های یگانه مرکزی) را محاسبه کرد.

در سال ۱۹۷۴ McIntire پراکندگی‌های دوگانه از تمام الکترون‌ها در یک نمونه استوانه‌ای برای موردی خاص که پرتوهایی در زاویه 180° درجه نسبت به پرتو فرودی پراکنده می‌شدند را به صورت تحلیلی- عددی بدست آورد.

سپس در سال ۱۹۷۵ Pttisor, Williams, Felsteiner و Halonen از روش مونت کارلو برای پیشگویی

توزیع پراکندگی‌های چندگانه استفاده کردند که باید دیتاهای کامپتون از آن کاسته می‌شد. [19]

در سال ۱۹۷۹ Itoh و همکارانش به طور تجربی وابستگی پراکندگی‌های چندگانه را به ضخامت ماده نمونه که آلومینیوم در نظر گرفته شده بود برای انرژی 60 keV بدست آوردند. نتایج آن‌ها توافق خوبی با پیشگویی آن‌ها داشت. پراکندگی‌های چندگانه در انرژی 662 keV برای مواد پراکننده آهن، سرب، مس و آلومینیوم در زاویه پراکندگی 120° درجه در سال ۱۹۸۳ توسط Paramesh و دیگران به منظور بررسی وابستگی پراکندگی چندگانه به عدد اتمی اندازه‌گیری شد. آنها استنباط کردند رویدادهای پراکندگی چندگانه در سمت پیش از ماده پراکننده با افزایش ضخامت ماده افزایش پیدا می‌کند و پس از رسیدن به یک ضخامت خاص به حالت اشباع می‌رسد.

۴-۱ روش اندازه‌گیری تجربی

هنگامی که یک باریکه پرتو گاما روی ضخامتی از ماده فرود می‌آید چندین اندرکنش برایش اتفاق می‌افتد که سه اندرکنش غالب آن فوتوالکتریک، کامپتون و تولید زوج است. در انرژی‌های میانی پراکندگی کامپتون محتمل‌ترین حالت است. پرتویی که پراکنده شده شامل پراکندگی یگانه و پراکندگی‌های چندگانه است. هدف اصلی این فصل تعیین و توصیف این پراکندگی‌های چندگانه و وابستگی آن به ضخامت ماده پراکنده و زاویه پراکندگی است این کار را با قرار دادن آشکارساز تعریف شده در فصل قبل در مکان‌های زاویه‌ای مختلف نسبت به باریکه فرودی انجام می‌دهیم. چیدمان آزمایش مورد نظر در شکل ۴-۱ نشان داده شده است. چشمه رادیو اکتیو مورد استفاده ^{137}Cs با شدت $25 \mu\text{Ci}$ می‌باشد که پرتو گامایی با انرژی 662 keV به سمت ضخامت استوانه‌ای آلومینیومی ساطع می‌کند و در فاصله cm

۱۰ از استوانه پراکننده قرار داده شده است. چشمه موجود در آزمایشگاه نقطه‌ای است، برای موازی کردن پرتوهای ساطع شده، از بلوک‌های سربی موجود در آزمایشگاه استفاده می‌کنیم به این صورت که حفره استوانه‌ای شکل درون ۲ بلوک ایجاد می‌کنیم ضخامت هر بلوک ۵cm است. بنابراین بلوک سربی به ابعاد $13 \times 10 \times 12 \text{ cm}^3$ که حفره‌ای استوانه‌ای شکل به قطر 0.3 cm در آن ایجاد شده، نقش موازی-ساز را ایفا می‌کند. مسافت آزاد میانگین برای چشمه ^{137}Cs و فلز سرب حدود 0.75 cm است (یعنی ضخامت فلز سرب حدود $13/34$ برابر مسافت آزاد میانگین می‌باشد) به همین خاطر احتمال اینکه پرتوها گاما که به سرب برخورد کردند از آن عبور کنند بسیار کم است و می‌توان از آن صرف نظر کرد. بنابراین پرتوها فقط از درون حفره عبور می‌کنند و می‌توانیم آن‌ها را به صورت یک باریکه تقریباً موازی در نظر بگیریم. بلوک‌های دیگر را در اطراف چشمه قرار می‌دهیم تا پرتوهای ساطع شده را جذب کنند. به این طریق یک باریکه تقریباً موازی به شعاع $1/5 \text{ mm}$ داریم که به سمت استوانه آلومینیومی که ضخامت آن متغییر و به بلوک سربی چسبیده است برخورد می‌کند و در تمام زوایا پراکنده می‌شود. برای به دست آوردن تغییرات پراکندگی چندگانه، آشکارساز را در زوایای مختلف دلخواه قرار می‌دهیم. زاویه پنجره آشکار ساز با باریکه فرودی طوری تغییر می‌کند که محور آشکار ساز عمود بر محور ماده پراکننده و فاصله صفحه آشکارساز از مرکز ماده 5 cm و ارتفاع آنها از زمین ثابت باقی بماند. پرتوهای پراکنده شده توسط آشکارساز CsI(Tl) با ابعاد $1/5 \times 2 \text{ in}$ به مدت 20 ks شمارش می‌شود و توسط دستگاه تحلیلگر چند کاناله (MCA) در سیستم ثبت می‌شود.

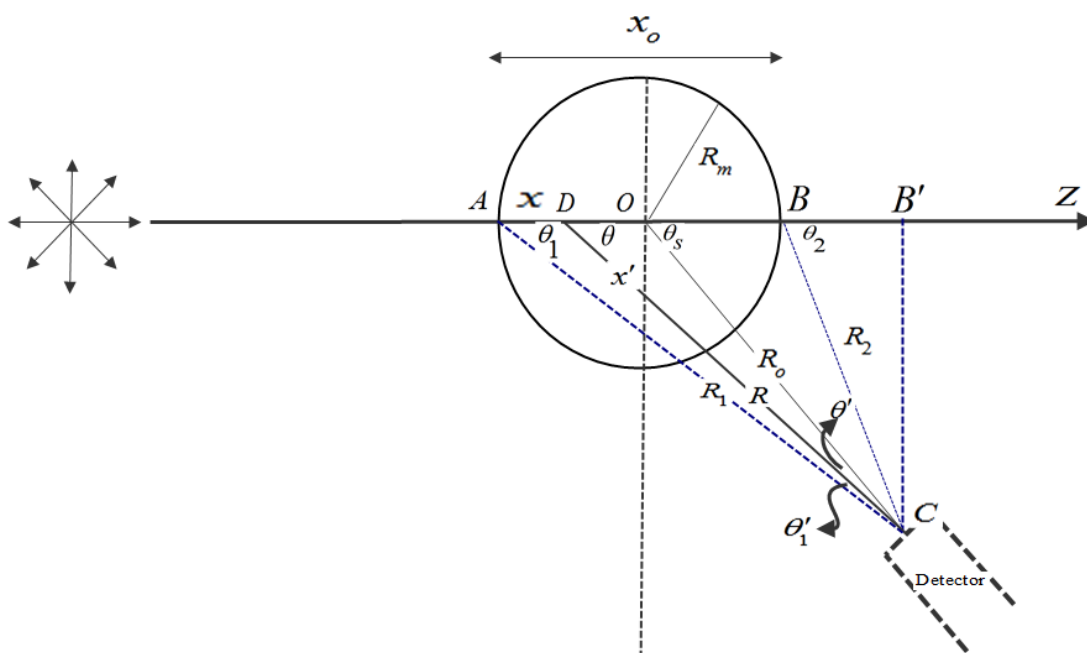
ثبت طیف بدون ماده پراکننده و بدون چشمه بیانگر رویدادهای زمینه است که به ماده پراکننده ارتباطی ندارد. تفاوت بین طیف بدون ماده پراکننده و طیفی که با ماده پراکننده بدست آمده است رویدادهای خالص برهمکنش فوتون‌های گاما با ماده پراکننده است. طیف مشاهده شده شامل هر دو نوع پراکندگی یگانه و چندگانه فوتون است. رویدادهای خالص پراکندگی چندگانه فوتون‌ها از تفاوت شماری

از فوتون‌ها که تنها یک بار پراکنده شده‌اند (به صورت تحلیلی و تئوری) از طیف پراکندگی حاصل می‌شود. برای بدست آوردن رویدادهای خالص پراکندگی چندگانه نیاز داریم قله پراکندگی یگانه را در زوایای مختلف به صورت تحلیلی و تئوری به دست آوریم:

۴-۲ روش تعیین طیف پراکندگی یگانه

محاسبه پراکندگی‌های چندگانه به روش‌های مختلفی صورت می‌گیرد. یکی از این روش‌ها محاسبه شدت و توزیع طیف پراکندگی مربوط به ضخامت، ماده و زاویه مورد نظر با توجه به طیف پراکندگی یگانه است که با در نظر گرفتن پارامترهای تعیین شده تجربی مانند FWHM و قدرت تفکیک آشکار ساز (که در فصل ۳ به تفصیل بیان شد) به دست می‌آوریم. [20]

روش ما نیز برای محاسبه پراکندگی‌های چندگانه از مواد با ضخامت‌های متفاوت و در زوایای پراکندگی مختلف به همین طریق است. برای این منظور همان‌طور که گفته شد نیاز به تعیین طیف پراکندگی یگانه از ماده داریم که بتوانیم آن را از طیفی که مربوط به تمام پراکندگی‌ها است کم کنیم تا رویدادهای پراکندگی چندگانه حاصل شود. شکل ۴-۱ چیدمان آزمایش و نحوه‌ی ارتباط زوایای پراکندگی و ضخامت ماده را به وضوح نشان می‌دهد. در این شکل x_0 ضخامت ماده و x مکانی از ماده پراکنده است که پراکندگی در آن اتفاق افتاده است. R_m شعاع ماده پراکنده و R_0 فاصله میان مرکز پنجره آشکار ساز از محور استوانه پراکنده است.



شکل ۴-۱ تغییرات θ و θ_1 با افزایش قطر ماده پراکننده و زاویه آشکارساز

از شکل مشخص است که با افزایش ضخامت ماده پراکننده، θ_s ثابت باقی می ماند اما θ_1 ، θ_2 و θ تغییر می کنند. با افزایش زاویه پراکندگی در نقاط مختلف ماده پراکننده، انرژی های متفاوت مطابق با زوایای مختلف به دست می آید. [21]

$$\cot \theta_1 = \frac{AB'}{B'C} = \frac{AD + DB'}{B'C} \quad (4-1)$$

$$\cot \theta_1 = \frac{x + R \cos \theta}{R \sin \theta} = \frac{x}{R \sin \theta} + \cot \theta \quad (4-2)$$

$$\Rightarrow \cot \theta_1 = \frac{x}{R \sin \theta} + \cot \theta \quad (4-3)$$

از طرفی در مثلث DOC داریم:

$$\frac{\sin \theta_s}{R} = \frac{\sin \theta}{R_0} \Rightarrow R \sin \theta = R_0 \sin \theta_s \quad (4-4)$$

و در نتیجه:

$$\cot \theta_1 = \frac{x}{R_0 \sin \theta_s} + \cot \theta \quad (4-5)$$

با توجه به شکل x مکانی است که پرتو دستخوش پراکندگی می‌شود و سپس وارد آشکار ساز می‌شود و زاویه θ پراکندگی این پرتو است.

زوایای θ_1 و θ_2 به ترتیب کمترین مقدار و بیشترین مقدار زاویه پراکندگی است که بر روی نمونه به شعاع R_m و به فاصله R_0 از مرکز آشکار ساز اتفاق می‌افتد. در این دو وضعیت به ترتیب $x=0$ و $x=2R_m$ است.

$$x=0 \rightarrow \cot \theta_1 = \frac{0}{R_0 \sin \theta_s} + \cot \theta \rightarrow \theta = \theta_1 \quad (4-6)$$

$$x=2R_m \rightarrow \cot \theta_2 = \frac{2R_m}{R_0 \sin \theta_s} + \cot \theta \rightarrow \theta = \theta_2 \quad (4-7)$$

اگر بخواهیم مقدار ثابت θ_1 را برای یک شرط فرضی که R_m ، θ_s و R_0 همگی ثابت‌اند به دست آوریم

$$\quad \quad \quad (4-8)$$

$$x=R_m \rightarrow \theta = \theta_s \Rightarrow \cot \theta_1 = \frac{R_m}{R_0 \sin \theta_s} + \cot \theta_s$$

با توجه به آنکه پرتوهایی که به ماده برخورد می‌کنند در فاصله $x \in [0, 2R_m]$ شانس اندرکنش با ماده را دارند در هر x که اندرکنش کنند مقدار θ پراکندگی متفاوت است که می‌توان معادلات ۳ و ۵ را به دست آورد.

همان‌طور که مشاهده می‌شود با استفاده از یک برنامه فرترن می‌توان مقادیر متفاوت x را در نظر گرفت و با کمک روابط فوق مقدار θ را به دست آورد، سپس با محاسبه θ و قرار دادن آن در رابطه ذیل انرژی پرتو پراکنده شده در زاویه θ به دست می‌آید.

طبق رابطه ۴-۵:

$$\cot \theta = \cot \theta_1 - \frac{x}{R_0 \sin \theta_s}$$

$$\Rightarrow \theta = \cot^{-1} \left(\cot \theta_1 - \frac{x}{R_0 \sin \theta_s} \right)$$

با توجه به اینکه x' ضخامتی در ماده است که پرتو پراکنده شده در ماده طی می‌کند احتمال برهمکنش به صورت $e^{-\mu'x'}$ می‌باشد که $\mu' = \mu(E)$ ضریب تضعیف خطی گاما در انرژی پراکنده شده E می‌باشد. برای تعیین احتمال برهم‌کنش باید مقدار x' را نیز به دست آوریم.

مسافتی که پرتو پراکنده شده در ماده طی می‌کند:

$$x' = DD'$$

در مثلث $\Delta DOD'$ داریم:

$$D_0^2 + DD'^2 - 2D_0DD' = R_m^2$$

$$(R_m - x)^2 + (x')^2 - 2(R_m - x)(x') \cos \theta = R_m^2$$

$$x' - 2(R_m - x)(x') \cos \theta + (R_m - x)^2 - R_m^2 = 0$$

توجه داریم که :

$$a \leq R_m, D_0 = |R_m - x| = a, DD' = x'$$

$$a^2 - R_m^2 = b < 0$$

$$x'^2 - 2ax' \cos \theta + a^2 - R_m^2 = 0 \Rightarrow x' = a \cos \theta \pm \sqrt{a^2 \cos^2 \theta - b}$$

$$x' = a \cos \theta + \sqrt{a^2 \cos^2 \theta - b}$$

$$a = R_m - x$$

در نقاط مختلف ماده در راستای انتشار پرتو اولیه زاویه پراکندگی تغییر پیدا می کند. (شکل ۱-۴) که به طبع آن انرژی پراکنده شده نیز تغییر می کند. طبق نتایجی که در فصل سوم حاصل شد برای انرژی های متفاوت FWHM و بازده آشکار ساز مقداری متفاوت خواهند داشت.

انرژی فوتون های پراکنده شده با رابطه آشنای پراکندگی کامپتون بیان می شود. [22]

$$E^* = \frac{E_0}{1 + (1 - \cos \theta) \frac{E_0}{m_0 C^2}}$$

که در این رابطه E_0 انرژی فوتون اولیه، E انرژی فوتون پراکنده شده و $m_0 C^2$ جرم سکون الکترون و θ زاویه پراکندگی است.

فرض کردیم باریکه موازی شده‌ای از فوتون‌ها با انرژی E_0 و شدت I_0 روی ماده پراکننده استوانه‌ای به ضخامت x_0 (همان‌طور که در شکل نشان داده شده است) فرود می‌آیند. تعدادی از فوتون‌ها در داخل ماده پراکننده در فاصله x و با زاویه θ پراکنده می‌شوند و به انرژی E می‌رسند سپس از ماده خارج شده و وارد آشکار ساز می‌شوند. شمار این فوتون‌ها را با $n(E, x)$ نشان می‌دهیم.

$$n(E, x) = I_0 \alpha_1 dx n_e \exp(-\mu_0(E)x) \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\theta_1} \exp(-\mu'(E)x') d\Omega_1 \quad (4-9)$$

طوری که α_1 مساحت سطح مقطع باریکه فرودی، n_e تعداد متوسط الکترون بر واحد حجم است. μ_0 و μ' ضرایب تضعیف کل در انرژی‌های E و E_0 هستند که از جدول XCOM به دست آمدند.

سطح مقطع کلین نشینا در زاویه θ_1 است و Ω زاویه فضایی است که از نقطه پراکندگی

آشکارساز را در بر می‌گیرد و به صورت زیر تعریف می‌شود [19,20,21]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{V_0^2}{2} \left[\frac{E}{E_0} \right]^2 \left[\frac{E}{E_0} + \frac{E_0}{E} - \sin^2 \theta_1 \right] \quad (4-10)$$

همان‌طور که گفته شد $d\Omega_1$ زاویه فضایی است که از نقطه پراکندگی تمام پنجره آشکارساز را دربر می‌-

گیرد بنابراین داریم:

$$R = \frac{R_0 \sin \theta_s}{\sin \theta}$$

$$\theta_s = \theta + \theta' \rightarrow \theta' = \theta_s - \theta \Rightarrow d\Omega_1 = \frac{A_D \cos(\theta_s - \theta) \sin \theta}{R_0 \sin \theta_s}$$

که در این رابطه A_D سطح پنجره آشکارساز است.

برای تعیین تعداد متوسط الکترون با توجه به آنکه در هر مول از ماده به تعداد عدد آووگادرو اتم وجود دارد و هر اتم تعداد Z الکترون دارد می‌توان تعداد متوسط الکترون در واحد حجم را به صورت زیر به دست آورد. (فرض کنیم جرم ماده M باشد).

$$M(\text{gr})$$

$$N_A (\text{مول}^{-1})$$

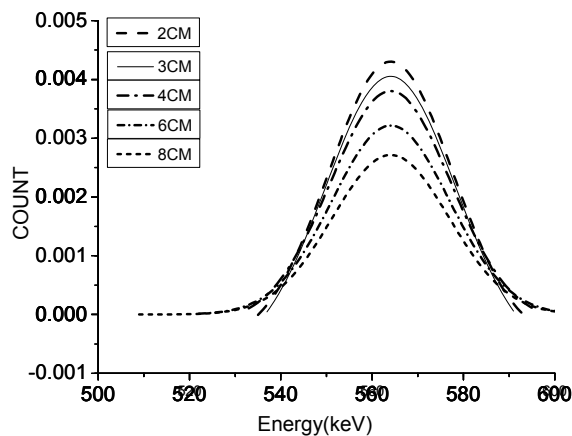
$$m = \rho V = \rho$$

$$n_0 = \frac{\rho NA}{M} \rightarrow n_0 = \frac{Z\rho NA}{M}$$

$$V = 1 \text{ cm}^3$$

$$\rho = \frac{\text{gr}}{\text{cm}^3}$$

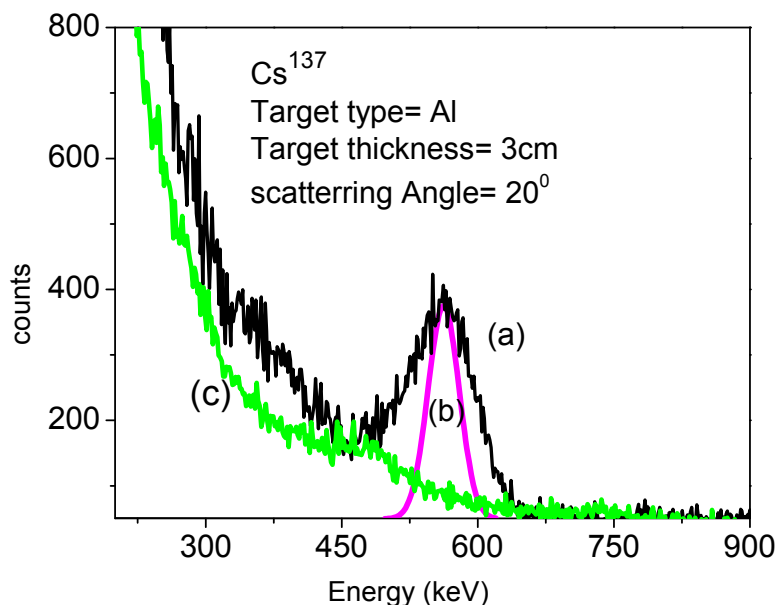
با در نظر گرفتن روابط فوق و نوشتن یک برنامه فرترن به ازاء هر انرژی و هر زاویه طیف پراکندگی یگانه بدست می‌آید:



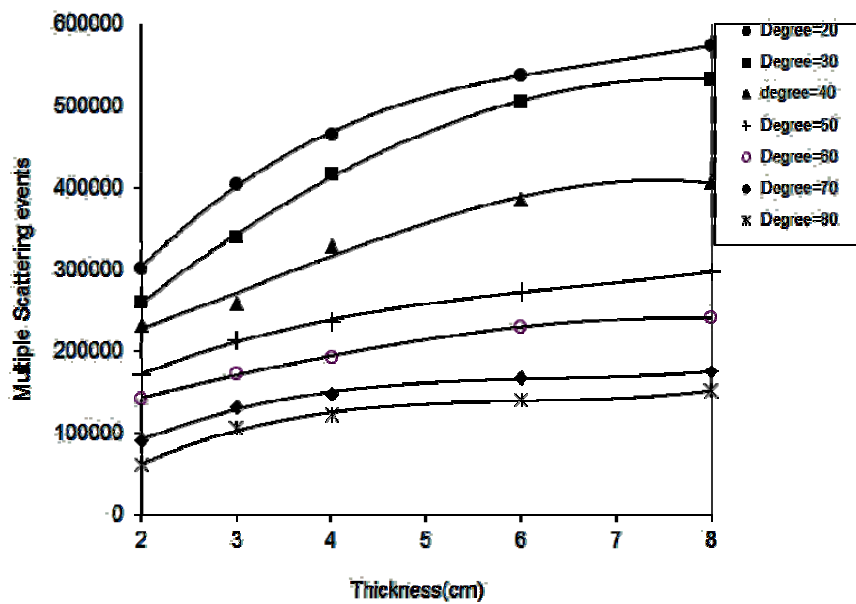
شکل ۲-۴ منحنی پراکندگی یگانه با زاویه پراکندگی ۳۰ درجه برای ضخامت‌های مختلف استوانه آلومینیومی و

چشمه Cs^{137}

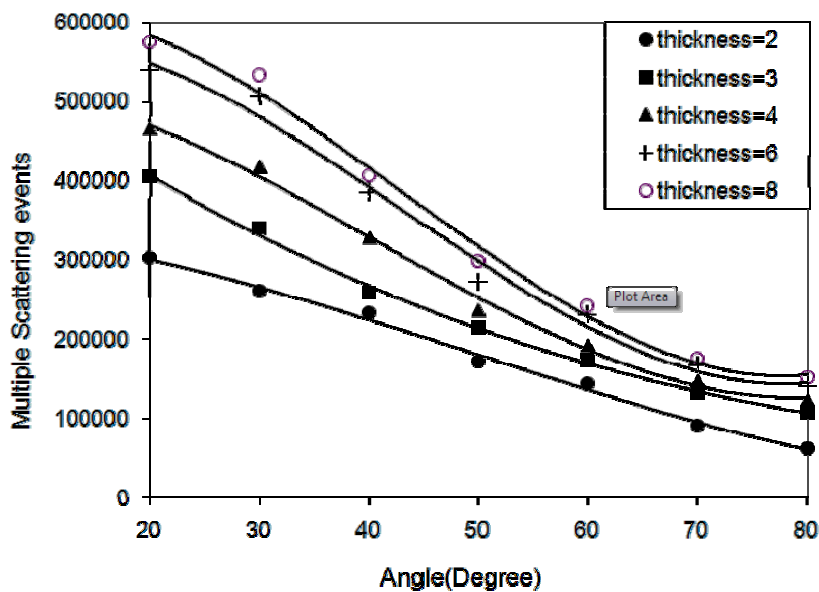
حال که رویدادهای پراکندگی یگانه را بر حسب انرژی برای ضخامت های مختلف به دست آوردیم، می-توانیم رویدادهای خالص پراکندگی چندگانه را بیابیم. طیف نمایش داده شده MCA شامل تمام پراکندگی ها و همینطور اثرات زمینه می باشد. در شکل ۳-۴ این طیف را با (a) نشان دادیم. نمودار (c) نموداری است که اثرات زمینه را نشان می دهد. برای بدست آوردن طیف خالص پراکندگی، c را از a کم می کنیم و در پایان برای تعیین رویدادهای پراکندگی چندگانه باید سطح زیر منحنی پراکندگی یگانه که در بالا بدست آوردیم، نمودار (b)، از سطح زیر نمودار خالص پراکندگی کم کنیم تا تعداد رویدادهای پراکندگی چندگانه حاصل شود. این فرآیند برای تمام ضخامت ها تکرار می شود. شکل ۴-۴ و ۴-۵ تغییرات این رویدادها را بر حسب ضخامت و زاویه پراکندگی برای ماده آلومینیم در زاویه پراکندگی ۲۰ تا ۸۰ درجه نشان می دهد.



شکل ۳-۴ طیف مشاهده شده توسط MCA (منحنی a)، با ضخامت ۳cm آلومینیم در زاویه پراکندگی ۲۰ درجه در زمان شمارش ۱۵ks. طیف زمینه مشاهده شده (منحنی c)، بدون وجود ماده پراکننده. قله نرمال شده پراکندگی یگانه (منحنی b)



شکل ۴-۴ تغییرات پراکندگی بر حسب ضخامت برای ضخامت آلومینیومی



شکل ۴-۵ تغییرات رویدادهای پراکندگی چندگانه بر حسب زاویه پراکندگی

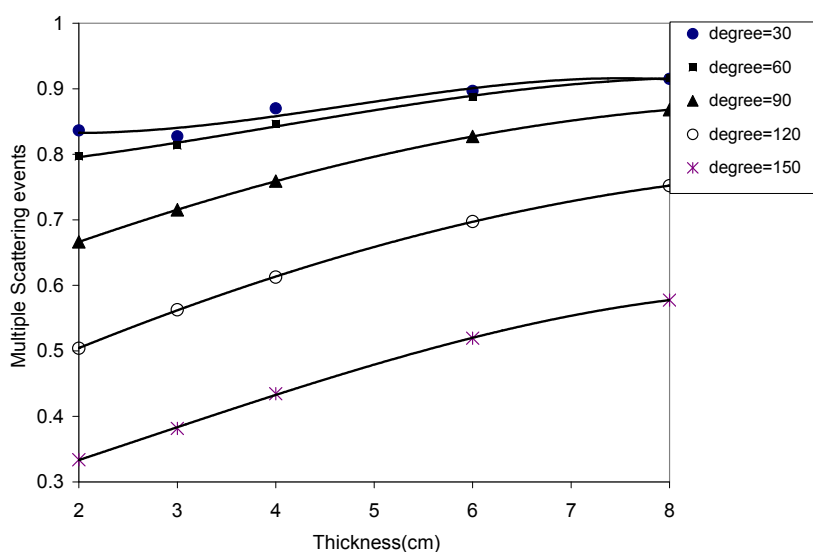
۳-۴ شبیه‌سازی مونت کارلو:

یک دسته پرتو موازی فوتون‌های گاما که روی ضخامتی از ماده فرود می‌آیند تحت زوایای خاصی پراکنده می‌شوند. همان‌طور که گفتیم این پراکندگی شامل پراکندگی‌های یگانه و چندگانه است. اساس کار ما ثبت این رویدادها در مکان‌های زاویه‌ای مختلف نسبت به باریکه فرودی است. شکل ۱-۴ تصویری از نحوه چینش شبیه‌سازی را نشان می‌دهد. فرض می‌کنیم چشمه‌ای به صورت باریکه موازی با قطر 15mm به سمت استوانه آلومینیمی، مسی و سربی که ضخامت آن متغییر و به بلوکه سربی چسبیده است برخورد می‌کند و در تمام زوایا پراکنده می‌شوند. برای بدست‌آوردن تغییرات پراکندگی چندگانه، آشکارساز را در زوایای مختلف دلخواه در نظر می‌گیریم. پرتوهای پراکنده شده توسط آشکارساز $CsI(Tl)$ با ابعاد $2 \times 1/5 \text{ in}$ که در فصل قبل به تفصیل مورد بررسی قرار گرفت شمارش می‌شوند. با روش شبیه‌سازی مونت کارلو کد $MCNP$ تعداد رویدادهای پراکندگی چندگانه را برای تعداد زوایای بیشتر و انرژی‌های مختلف را می‌توانیم شبیه‌سازی کنیم.

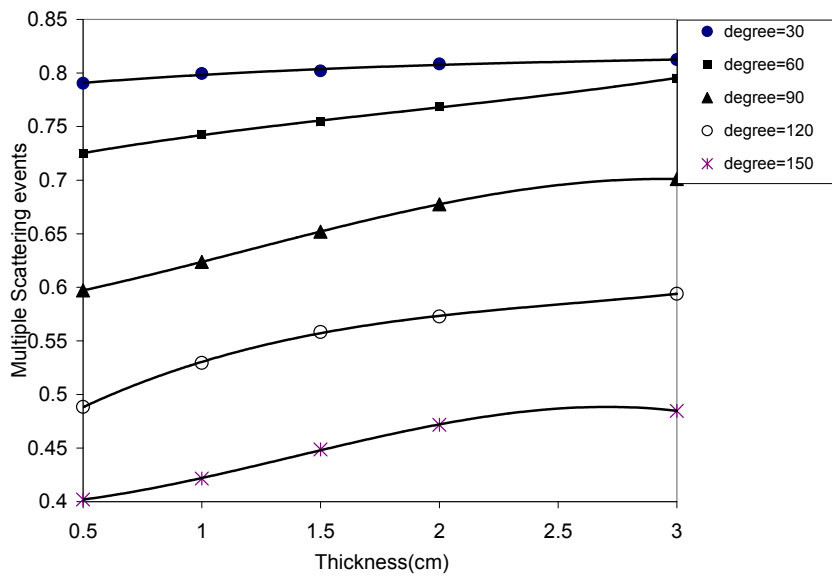
توجه داریم که طیف خروجی $MCNP$ به صورت هیستوگرام می‌باشد، برای بدست‌آوردن رویدادهای پراکندگی چندگانه می‌توانیم به طریقی که در فصل قبل توضیح داده شد، روی داده‌های خروجی $MCNP$ پیچش گوسی اعمال کرده تا طیف خروجی به صورت کاملاً گوسی تبدیل شود. بعد از این مرحله قله پراکندگی یگانه از آن کاسته می‌شود.

در نمودارهایی که در پایان این فصل آورده شده‌اند، رویدادهای پراکندگی را بر حسب ضخامت برای مواد، انرژی و زوایای پراکندگی مختلف نشان داده شده است. در این نمودارها (a) طیف حاصل از شبیه‌سازی و نمودار (b) توزیع پراکندگی یگانه می‌باشد. همان‌طور که اشاره شد رویدادهای خالص پراکندگی چندگانه تفاوت این دو طیف است. توجه داریم که در این حالت برخلاف حالت اندازه‌گیری

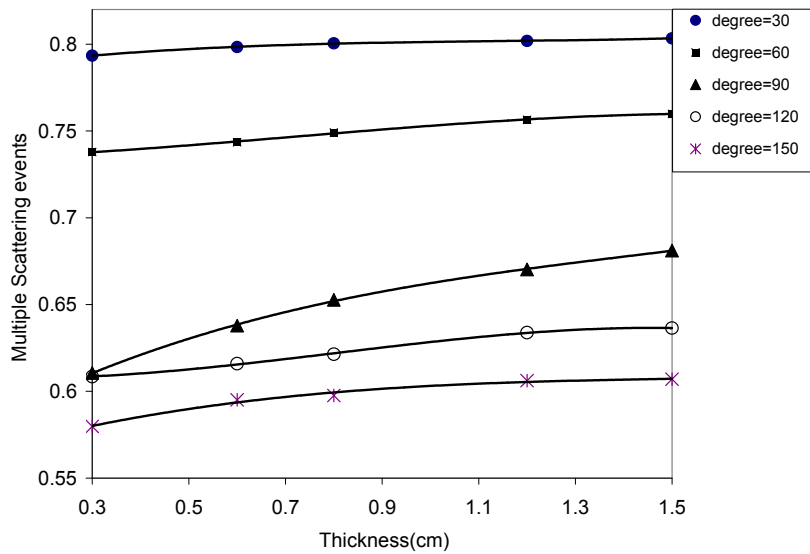
تجربی اثرات زمینه دخیل نیستند. این مراحل برای تمام زاویه‌ها وضخامت‌ها تکرار می‌شود. مقادیر به- دست آمده رویدادهای پراکندگی چندگانه برای ضخامت‌های مختلف در جدول‌های ۱ تا ۳ داده شده است. و در شکل‌های ۴ تا ۹ نمایش داده شده‌اند. در تمام این نمودارها و نموداری که از طریق تجربه به دست آمده است، مشاهده می‌شود رویدادهای پراکندگی چندگانه در تمام زوایا با افزایش ضخامت ماده ابتدا زیاد شده سپس به حالت اشباع می‌رسند.



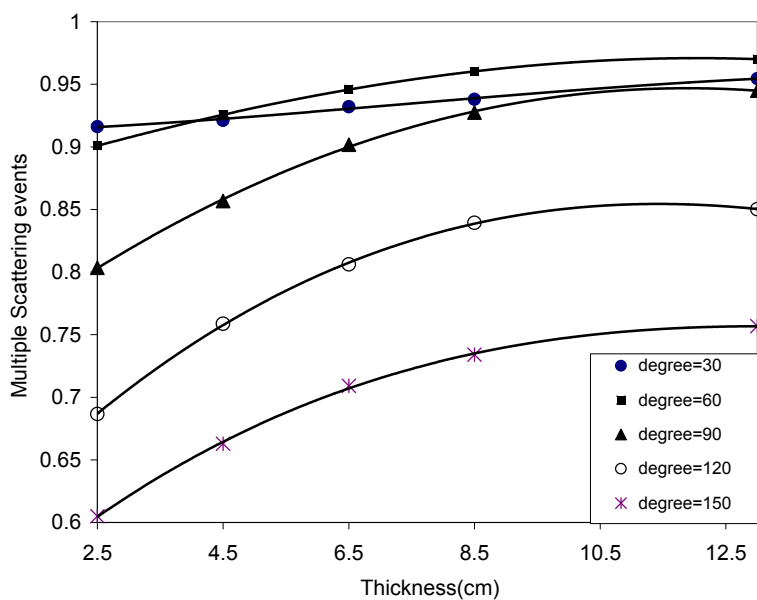
شکل ۴-۶ نمودار تغییرات پراکندگی چندگانه آلومینیم بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه سزیم



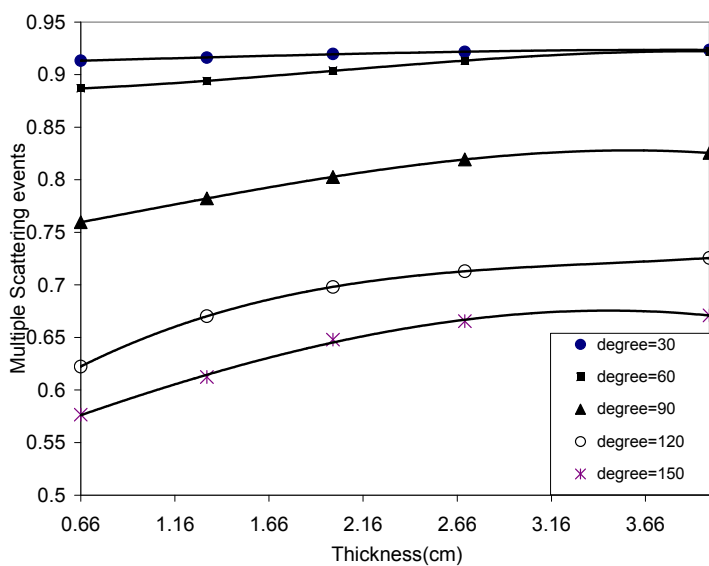
شکل ۴-۷ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه مس بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه سزیم



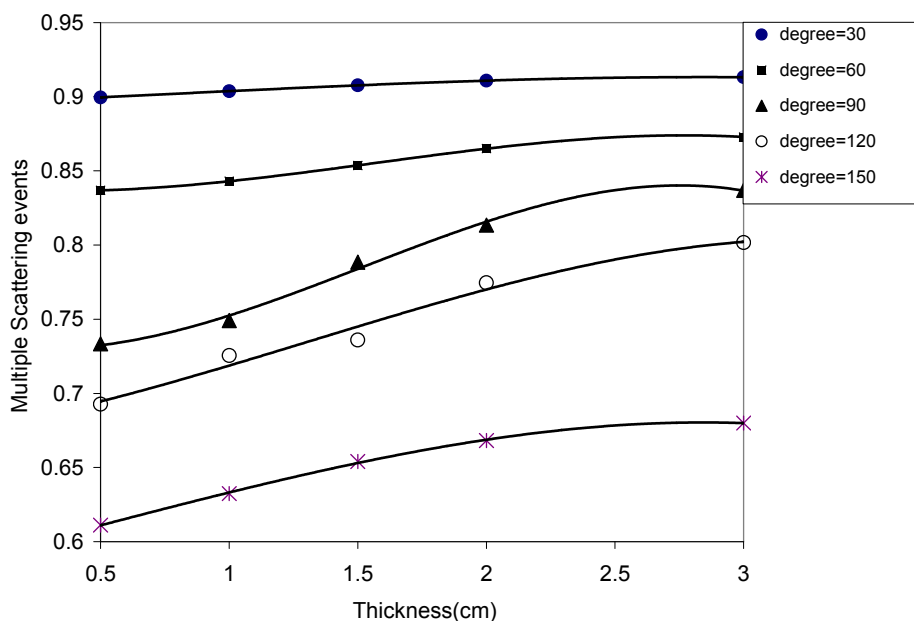
شکل ۴-۸ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه سرب بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه سزیم



شکل ۹-۴ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه آلومینیم بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه کبالت

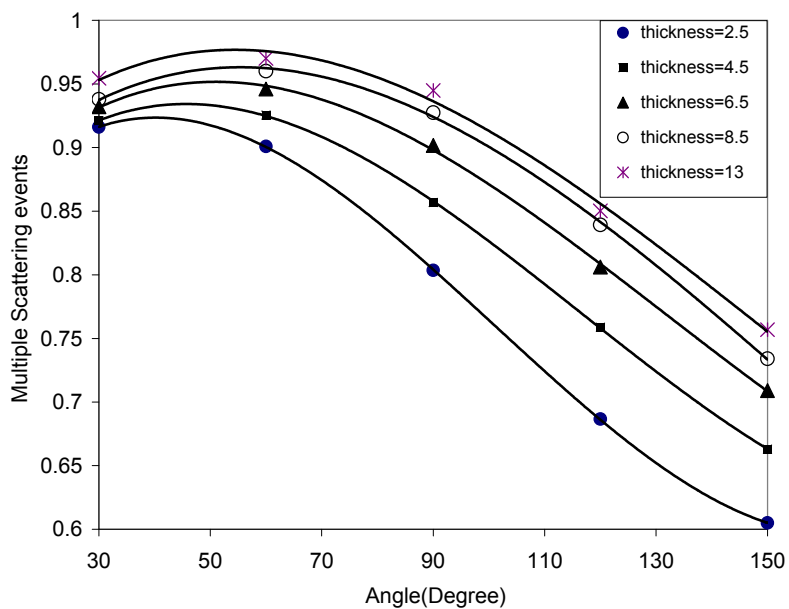


شکل ۱۰-۴ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه مس بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه کبالت

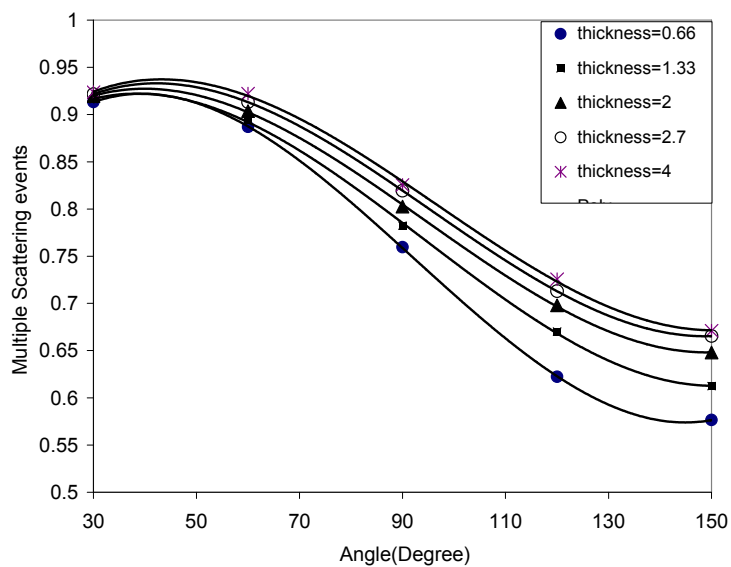


شکل ۴-۱۱ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه سرب بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه کبالت

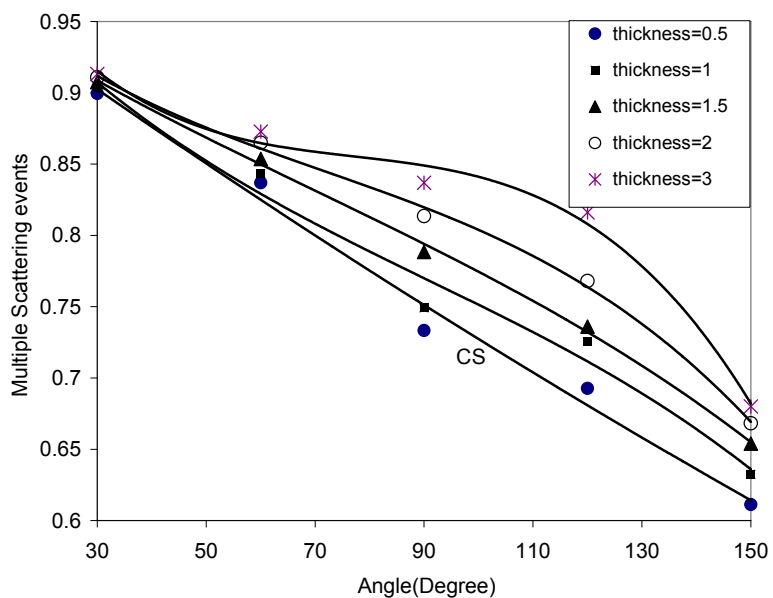
نمودار فوتون‌های چند بار پراکنده شده به عنوان تابعی از زاویه پراکندگی برای ضخامت‌های مختلف آلومینیم، سرب و مس در شکل‌های ۱۲ تا ۱۸ نمایش داده شده است. در این شکل‌ها نمایان است شدت پراکندگی چندگانه با افزایش زاویه کاهش پیدا می‌کند. بدیهی است در ضخامت‌های کم تعداد پراکندگی‌های چندگانه کمتر است.



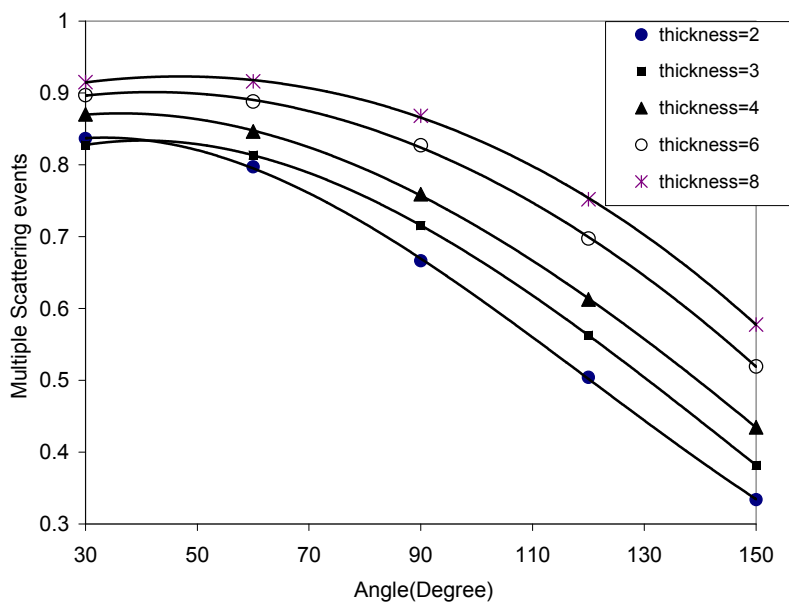
شکل ۴-۱۲ نمودار تغییرات پراکندگی چندگانه آلومینیم بر حسب زاویه در ضخامت های مختلف با چشمه کبالت



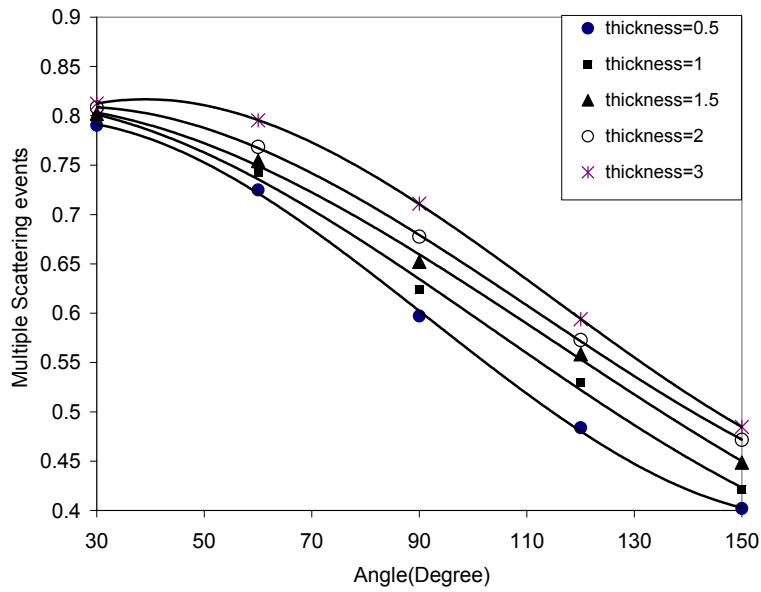
شکل ۴-۱۳ نمودار تغییرات پراکندگی چندگانه مس بر حسب زاویه در ضخامت های مختلف با چشمه کبالت



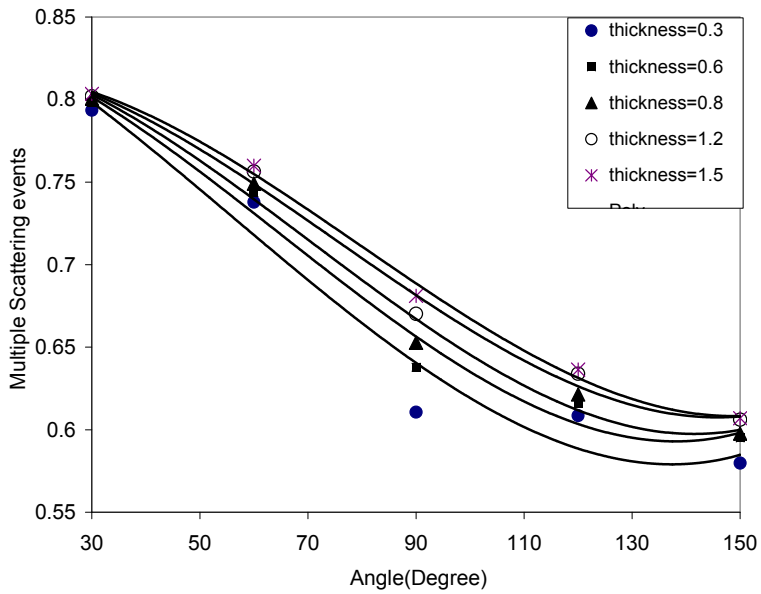
شکل ۱۴-۴ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه سرب بر حسب زاویه در ضخامت های مختلف با چشمه کبالت



شکل ۱۵-۴ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه آلومینیم بر حسب زاویه در ضخامت های مختلف با چشمه سزیم

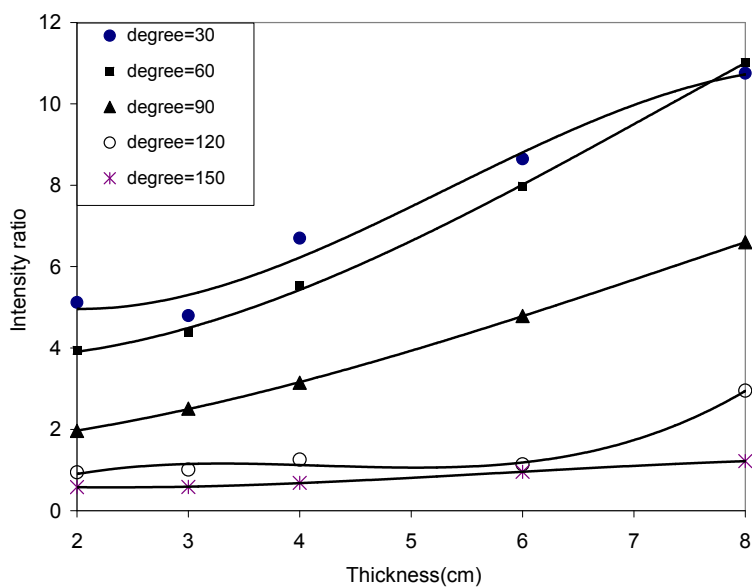


شکل ۴-۱۶ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه مس بر حسب زاویه در ضخامت های مختلف با چشمه سزیم

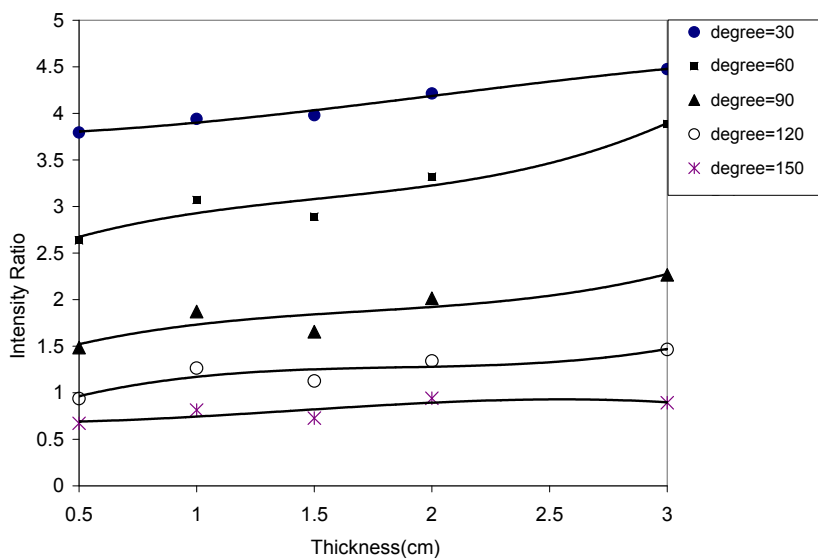


شکل ۴-۱۷ نمودار تغییرات پراکندگی چند گانه سرب بر حسب زاویه در ضخامت های مختلف با چشمه سزیم

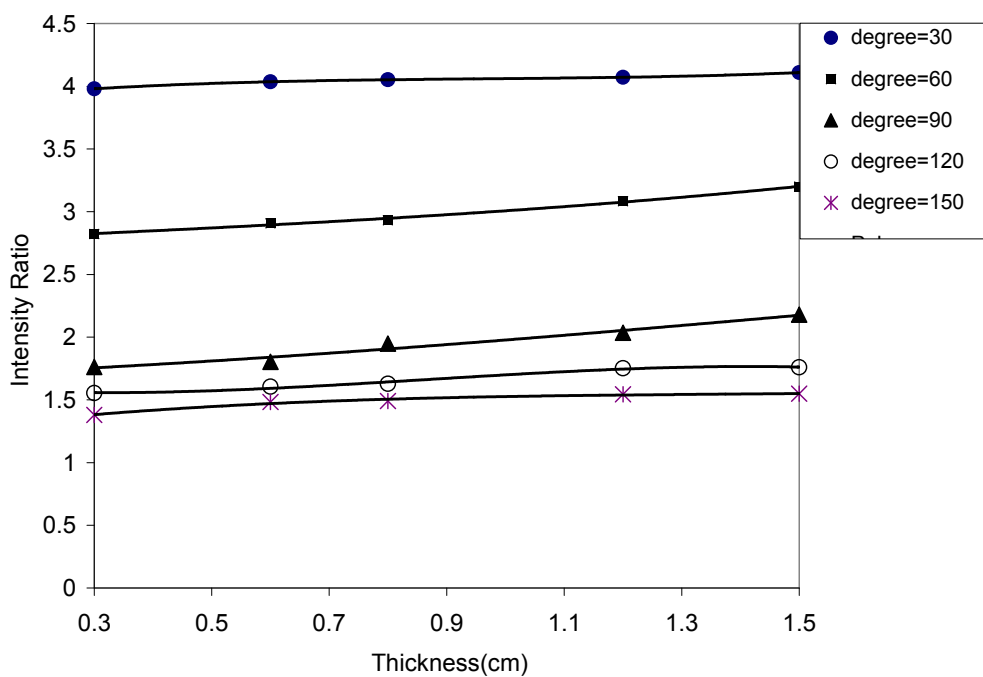
نمودارهای نسبت شدت (پراکندگی چندگانه به یگانه) به عنوان تابعی از ضخامت ماده در شکل‌های ۱۸ تا ۲۳ نشان داده شده‌اند. در زاویه‌های بزرگ‌تر از ۹۰ شدت پراکندگی‌های چندگانه نسبت به زاویه‌های کوچکتر از ۹۰ کمتر است. اما در همه موارد بعد از یک ضخامت خاص این نسبت ثابت می‌ماند.



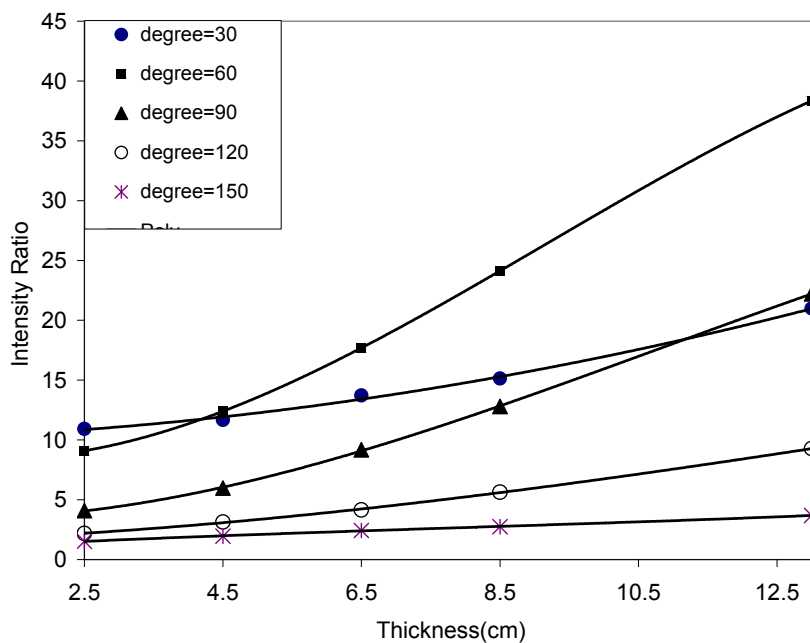
شکل ۱۸-۴ نمودار شدت پراکندگی چندگانه آلومینیم بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه سزیم



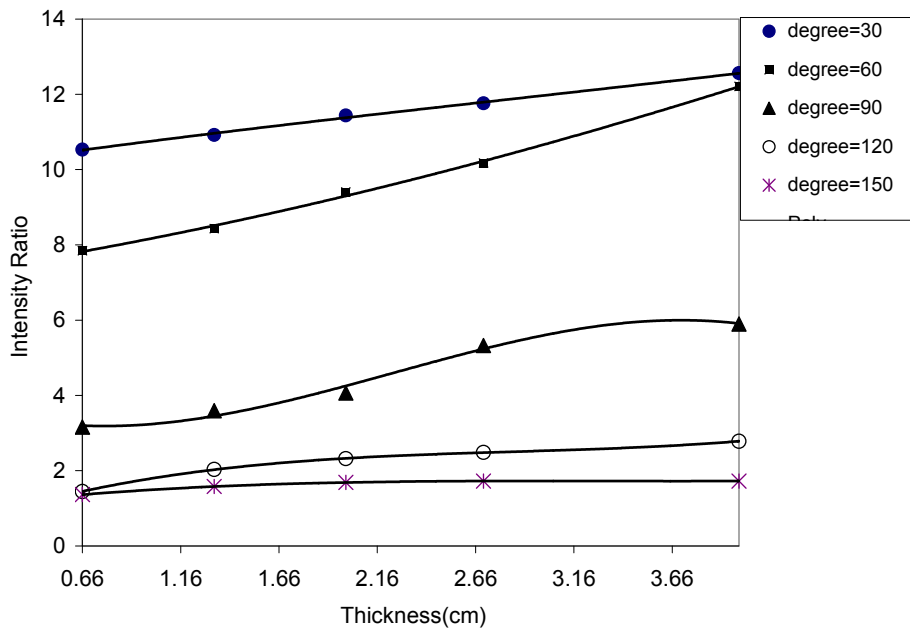
شکل ۱۹-۴ نمودار شدت پراکندگی چندگانه مس بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه سزیم



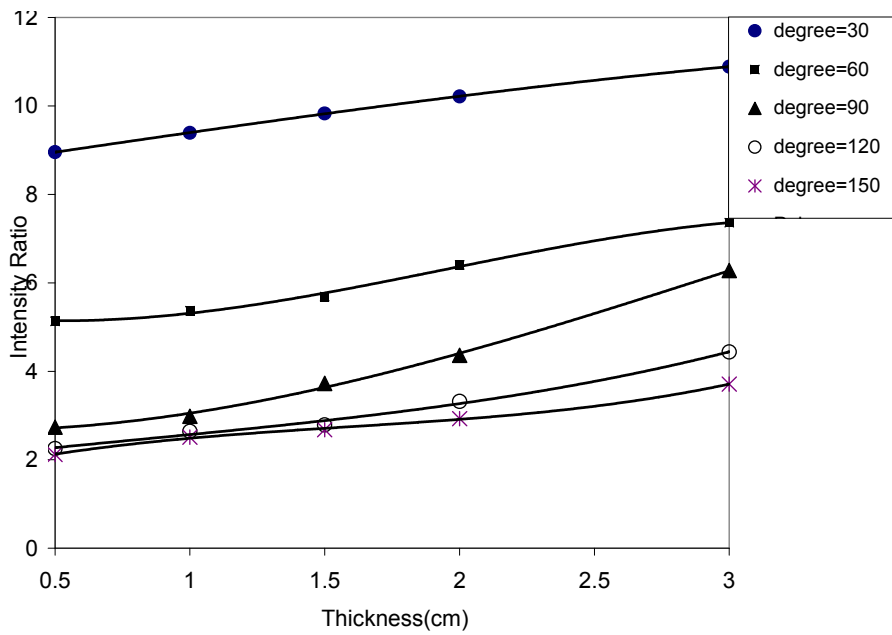
شکل ۲۰-۴ نمودار شدت پراکندگی چند گانه سرب بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه سزیم



شکل ۲۱-۴ نمودار شدت پراکندگی چند گانه آلومینیم بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه کبالت



شکل ۲۲-۴ نمودار شدت پراکندگی چند گانه مس بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه کبالت



شکل ۲۳-۴ نمودار شدت پراکندگی چند گانه سرب بر حسب ضخامت در زوایای مختلف با چشمه کبالت

با افزایش ضخامت احتمال اندرکنش فوتون‌هایی که در ماده پراکنده یک بار پراکنده شده‌اند زیاد می‌شود. در نتیجه تعداد رویدادهای پراکندگی چندگانه با افزایش ضخامت افزایش پیدا می‌کند. اما در ضخامت‌های بیشتر احتمال بیشتری برای خود جذبی در ماده وجود دارد. یعنی افزایش ضخامت موجب جذب بیشتر فوتون‌ها در داخل ماده پراکنده و جلوگیری از خروج آن‌ها نیز می‌شود. لذا با افزایش ضخامت ماده پراکنده به ضخامتی می‌رسیم که در آن این خود جذبی و پراکندگی تعدیل می‌شوند. این ضخامت همان ضخامت اشباع یا بهینه نام دارد. یعنی فراتر از این ضخامت خاص تعداد فوتون‌های چندبار پراکنده شده خروجی تقریباً ثابت می‌ماند (بدیهی است که اگر ضخامت خیلی بیشتر شود شار فوتون‌های خروجی کاهش می‌یابد). همچنین تعداد رویدادهای چند بار پراکنده شده با افزایش زاویه پراکندگی کاهش می‌یابند. این امر به این علت است که طبق رابطه کامپتون هرچه زاویه پراکندگی کوچک‌تر باشد، انرژی پراکندگی بیشتر است و تعداد فوتون‌های کمتری با این انرژی به آشکارساز می‌رسند. و همین‌طور ضخامتی از ماده که فوتون طی می‌کند تا به آشکارساز برسد در زوایای کوچک زیاد است لذا احتمال چندبار پراکنده شدن برای فوتون‌ها بیشتر است. اما در زوایای پراکندگی بزرگ که انرژی پراکندگی کم می‌شود، احتمال زیادی وجود دارد که فوتون‌ها با یک بار پراکندگی با انرژی پراکندگی یگانه از ماده خارج شده و به عنوان پرتو یک‌بار پراکنده شده در آشکارساز ثبت شوند. به همین علت تعداد پراکندگی‌های چندگانه در زوایای بزرگ کمتر از زوایای کوچک است. شکل‌های بالا این موضوع را به خوبی نشان می‌دهند.

ضخامت ماده پراکنده که در آن پراکندگی چندگانه به اشباع رسیده است برای زوایای مختلف در جدول ۱-۴ نشان داده شده است.

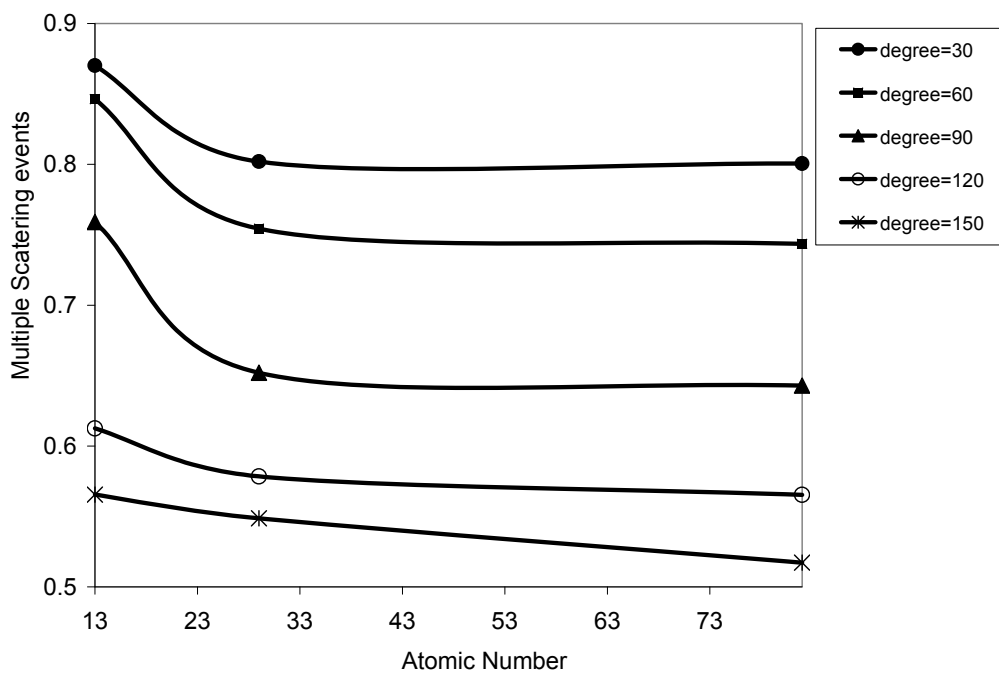
جدول ۱-۴- مقادیر اندازه گیری شده ضخامت اشباع (cm) برای پرتوهای گامای فرودی روی ضخامت‌های آلومینیومی،

مسی و سربی

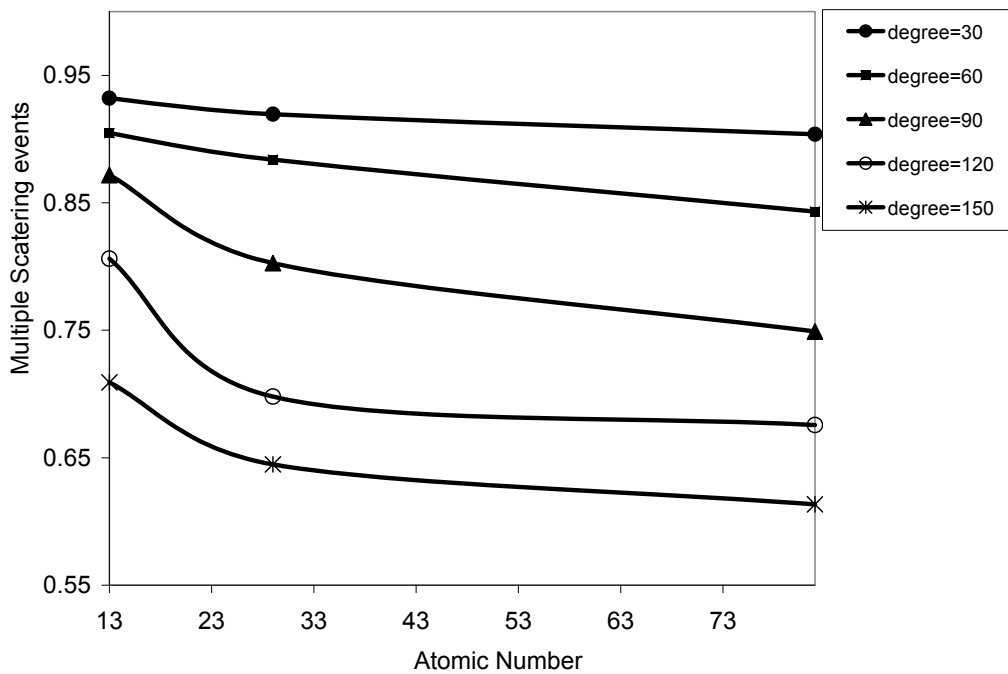
زاویه پراکندگی (درجه)	ضخامت اشباع محاسبه شده (cm)					
	فلز آلومینیوم		فلز مس		فلز سرب	
	Co^{60}	Cs^{137}	Co^{60}	Cs^{137}	Co^{60}	Cs^{137}
۳۰	۱۹/۳/۹	۱۰/۳۴	۴/۰۶	۵/۱۳	۱/۵۸	۱/۲۸
۶۰	۱۳/۲	۹/۵۹	۳/۸۷	۳/۲۲	۱/۵۶	۲/۸۶
۹۰	۱۱/۹۹	۹/۰۵	۳/۶	۳/۰۴	۱/۴۶	۲/۸۳
۱۲۰	۱۲/۰۳	۸/۷۵	۳/۵	۲/۹۳	۱/۴۴	۲/۷۷
۱۵۰	۱۱	۸/۷۵	۳/۴۲	۱/۸۶	۱/۱۴	۲/۷۴

ارتباط میان پراکندگی‌های چندگانه و عدد اتمی

بدیهی است با افزایش عدد اتمی ماده پراکننده، احتمال برخورد فوتون پراکنده شده با الکترون‌های ماده پراکننده افزایش می‌یابد. لذا فوتون پراکنده شده شانس بیشتری برای پراکندگی‌های بعدی دارد، در نتیجه انرژی آن کاهش یافته احتمال خود جذبی به شدت افزایش می‌یابد تا جایی که کاملاً انرژی خود را در ماده پراکننده از دست می‌دهد و احتمال خروج فوتون از ماده پراکننده و آشکار شدن آن به شدت کاهش می‌یابد. نتایج بدست‌آمده این موضوع را به خوبی نشان می‌دهند. در تمام زوایا با افزایش عدد اتمی پراکندگی کاهش می‌یابد.



شکل ۲۳-۴ پراکندگی چندگانه بر حسب عدد اتمی برای چشمه سزیم



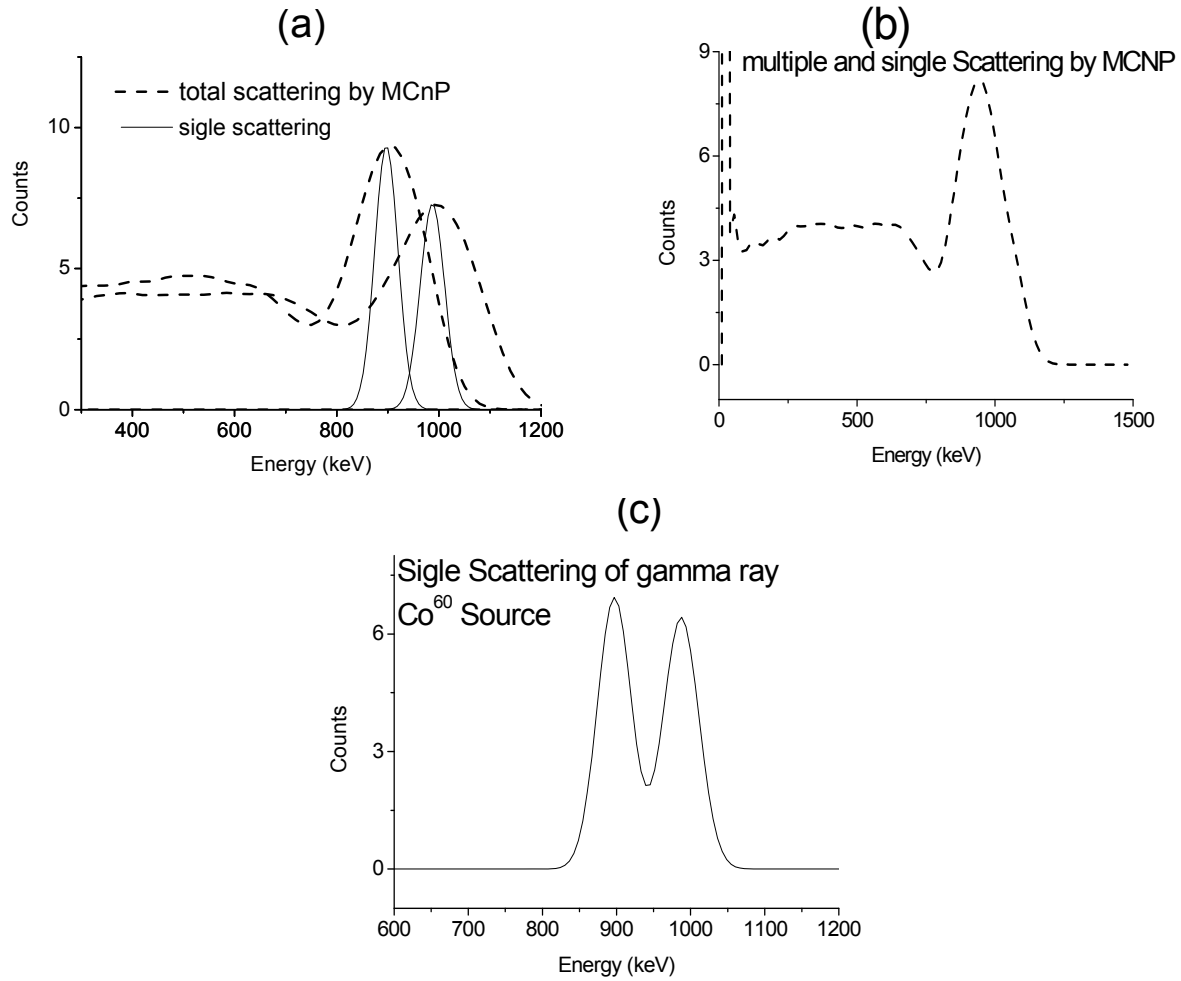
شکل ۲۴-۴ پراکندگی چندگانه بر حسب عدد اتمی برای چشمه کبالت

پراکندگی‌های دیگری که در این فرآیند اتفاق می‌افتد مانند پراکندگی‌های ریلی، تامسون و ... به علت سطح مقطع بسیار ناچیز آن‌ها در مقایسه با سطح مقطع پراکندگی کامپتون (حدود یک هزارم) بسیار کوچک و قابل اغماض است. [19,20,21]

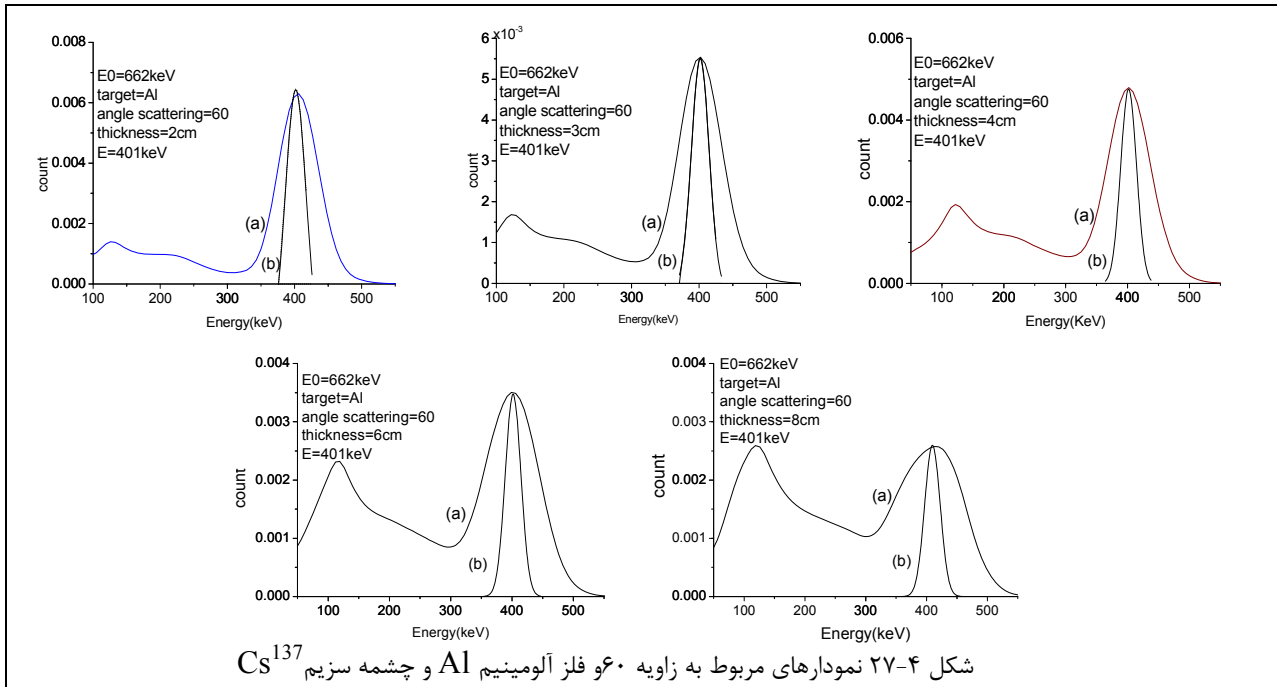
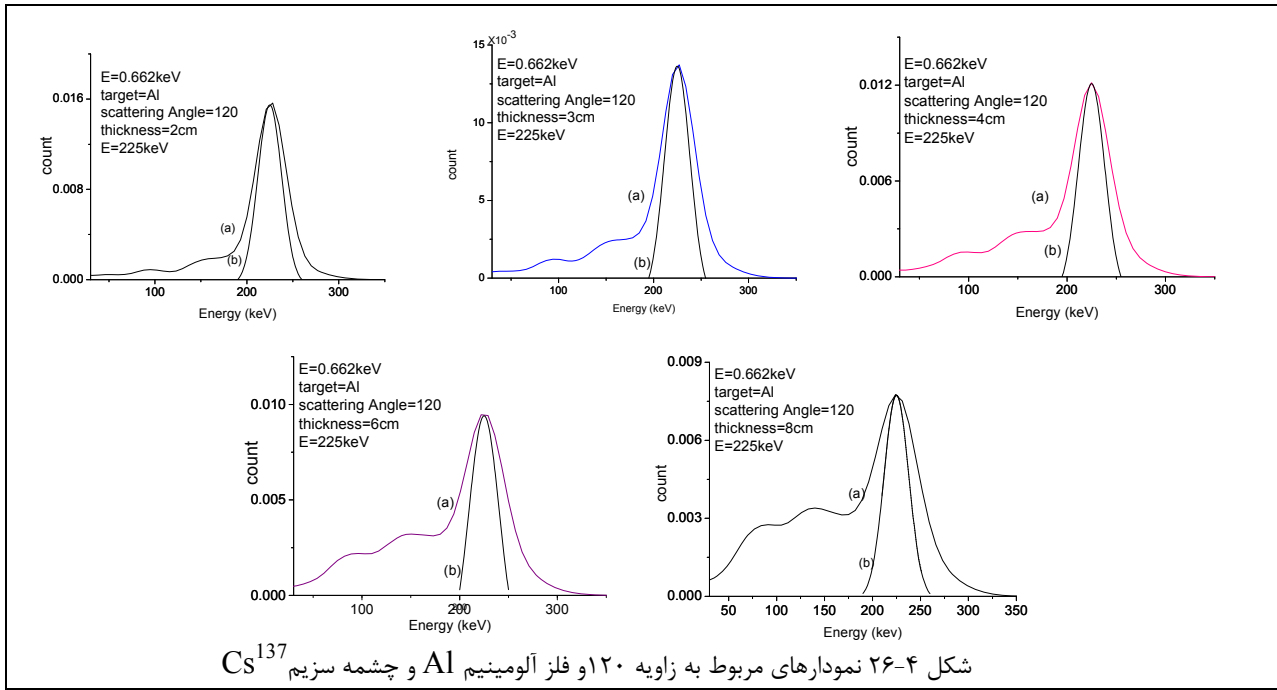
در فصل ۱ پاسخ‌های مختلف سیستم MCA را برای چشمه‌های غیر تک انرژی به طور کامل شرح دادیم. رفتار پاسخ شبیه‌سازی مونت کارلو که براساس مشاهدات تجربی عمل می‌کند نیز به همین صورت است. برای چشمه‌های غیر تک انرژی مانند کبالت، که دو انرژی دارد، لزوماً دو پیک برای پراکندگی یگانه بدست می‌آوریم. حال چنانچه اختلاف انرژی این دو قله، ΔE ، بزرگتر از مجموع تمام پهناها در نیم بیشینه این دو قله باشد، این دو قله کاملاً از هم متمایزند. به عنوان مثال در طیف پراکندگی یگانه مربوط به زاویه پراکندگی 30° درجه، این دو قله کاملاً از هم قابل تمییز هستند. (شکل ۴-۲۴) یعنی سیستم قادر است تا حد مطلوبی این دو قله را از هم تفکیک کند. اما به علت وجود پراکندگی‌های چندگانه، قله‌های طیف خروجی کد $mcnp$ پهن‌تر از آن هستند که کد بتواند دو قله را از هم تفکیک کند. در نتیجه برایندی از این دو انرژی را به صورت یک قله نشان می‌دهد. در زوایای پراکندگی دیگر برای پراکندگی یگانه داریم:

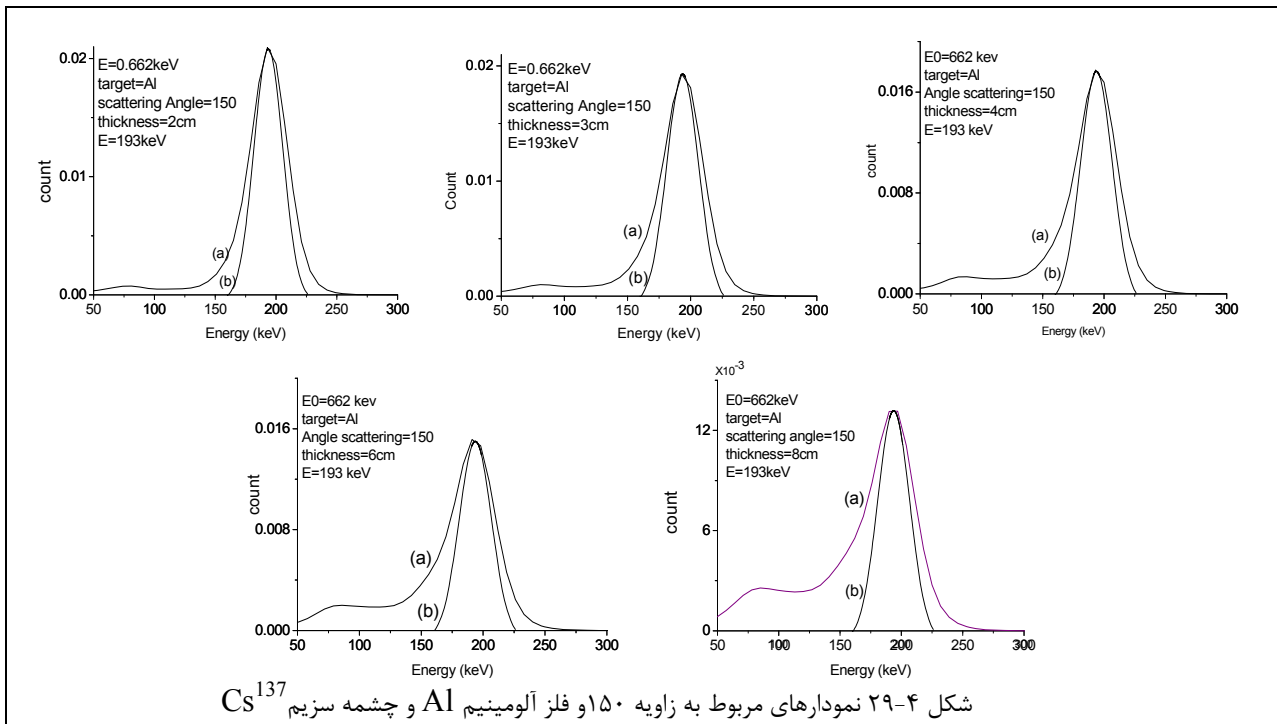
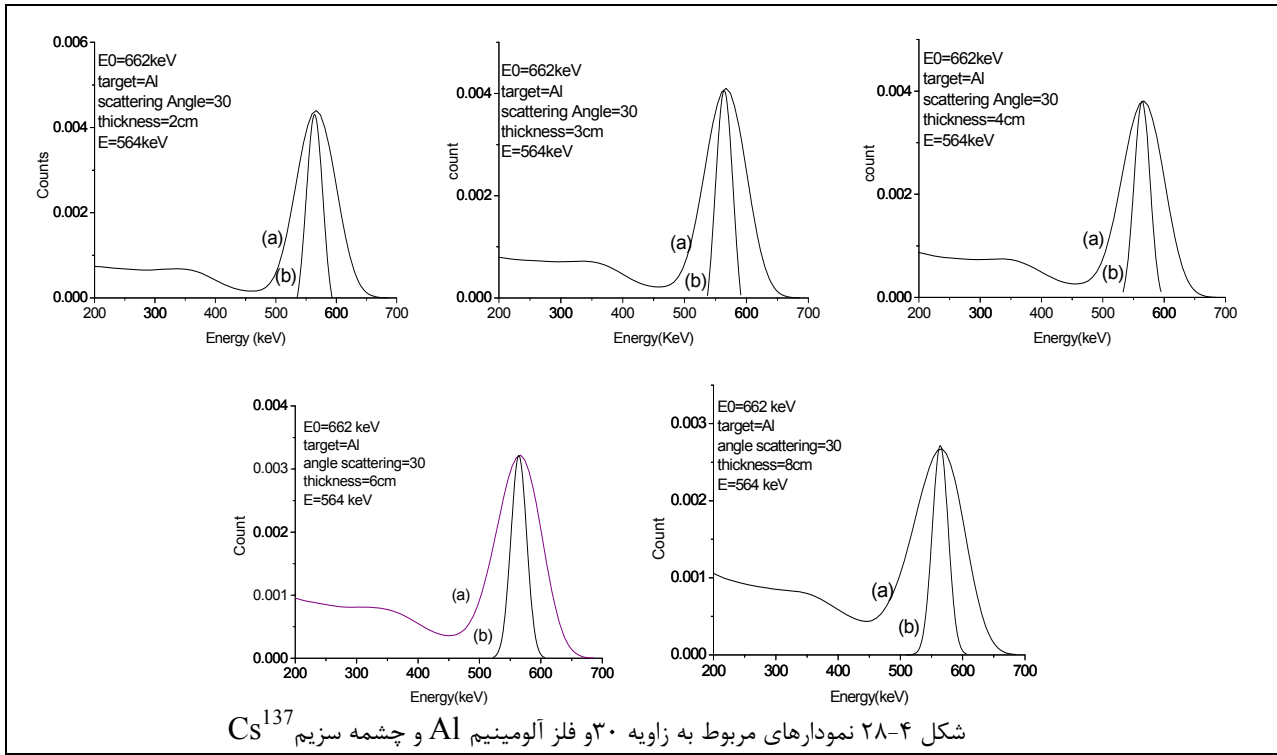
$$FWHM_1 + FWHM_2 > \Delta E \quad \text{و} \quad \Delta E = E_2 - E_1$$

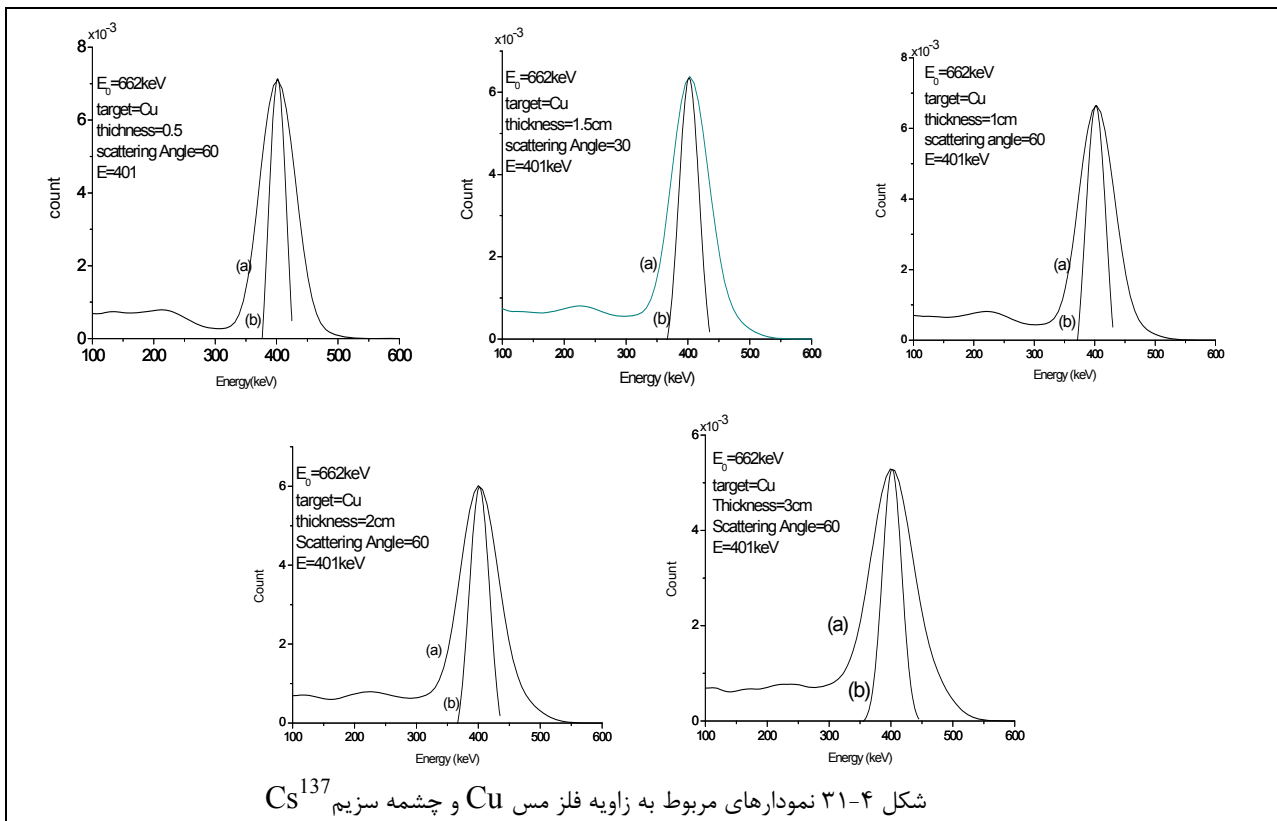
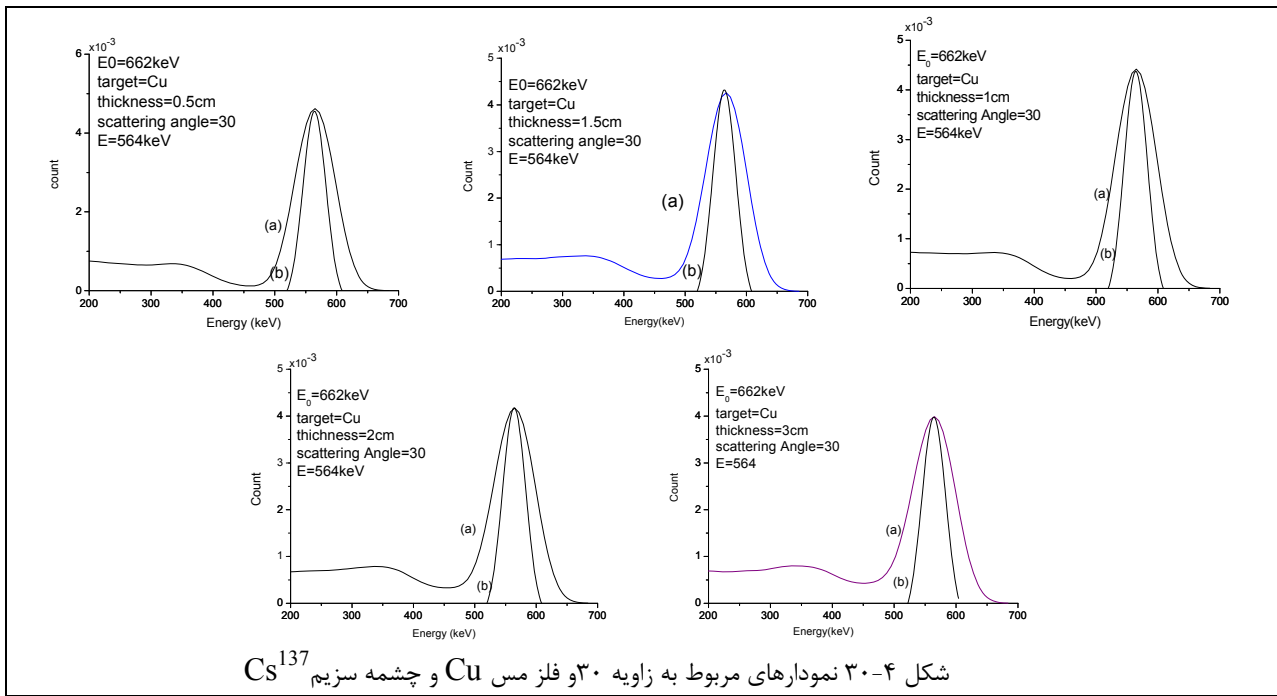
لذا تنها یک قله برای پراکندگی یگانه به دست می‌آوریم.

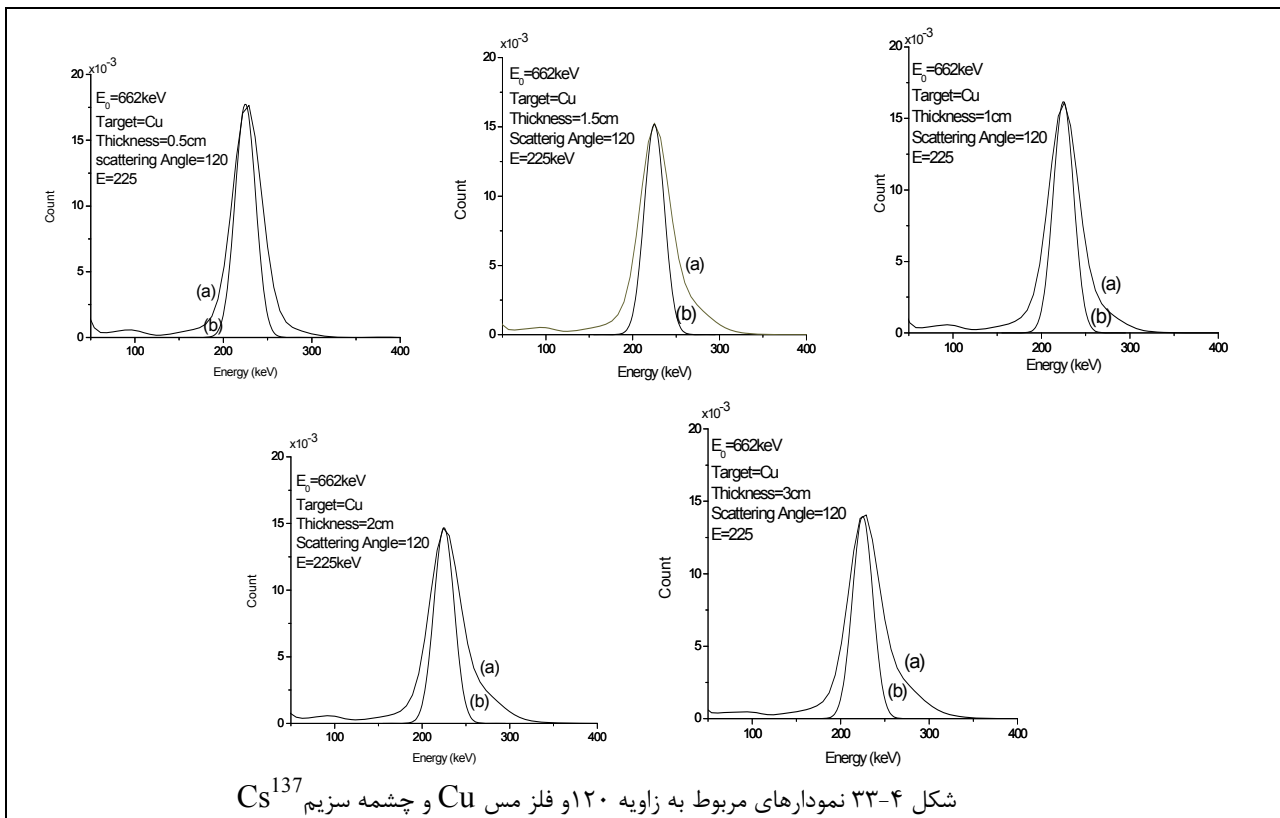
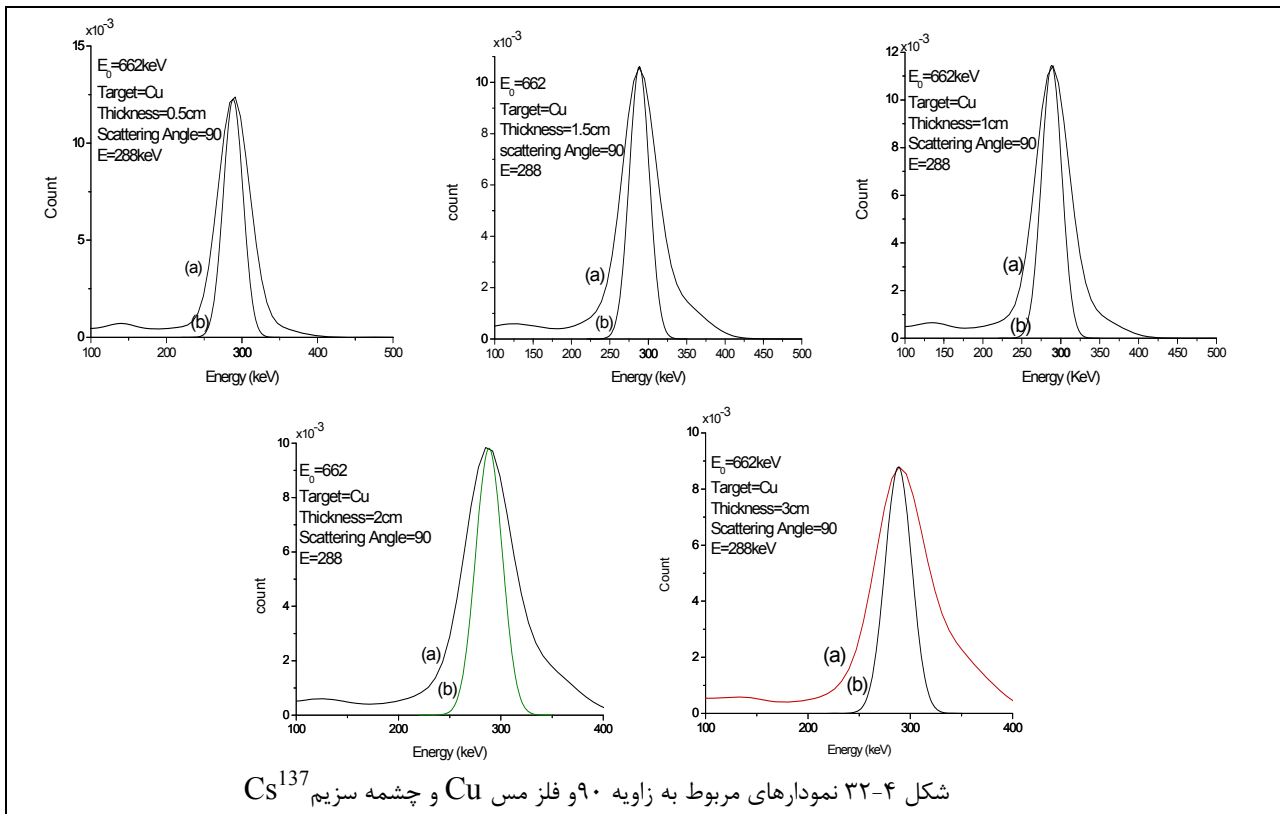


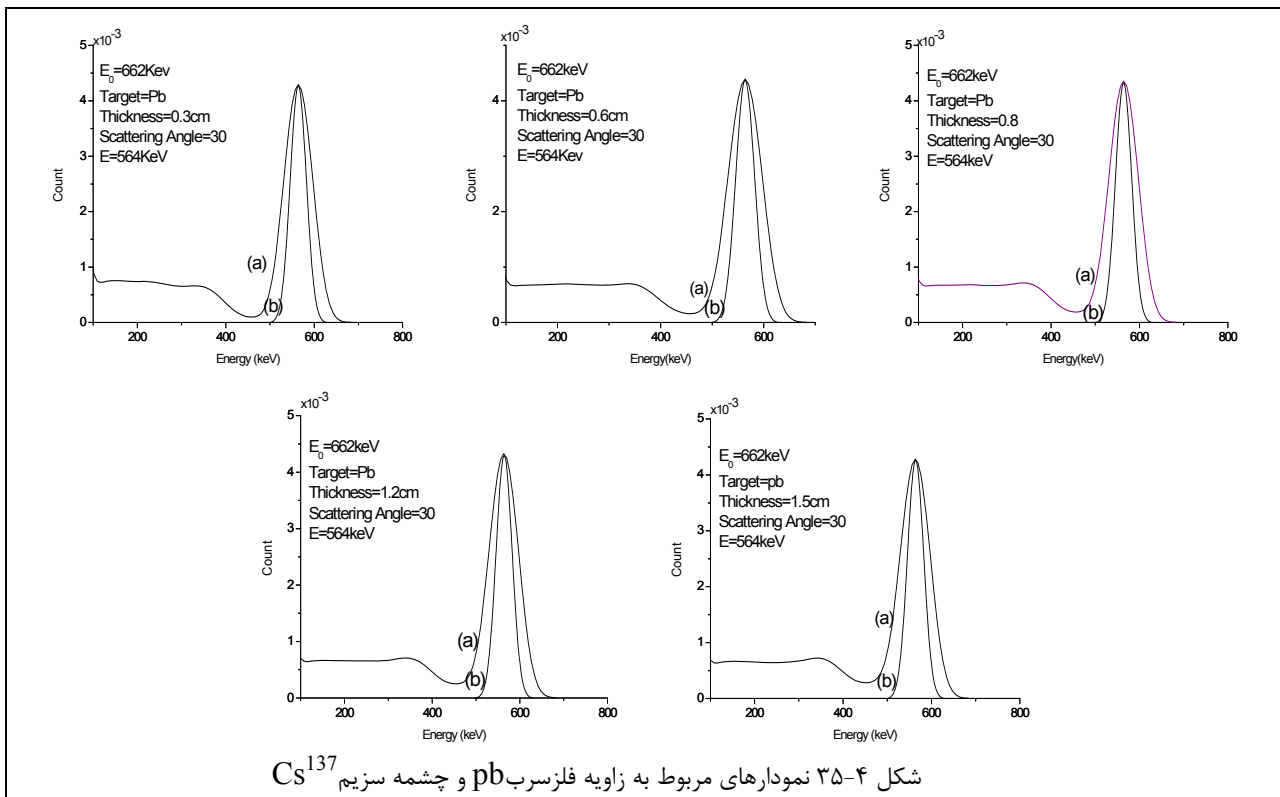
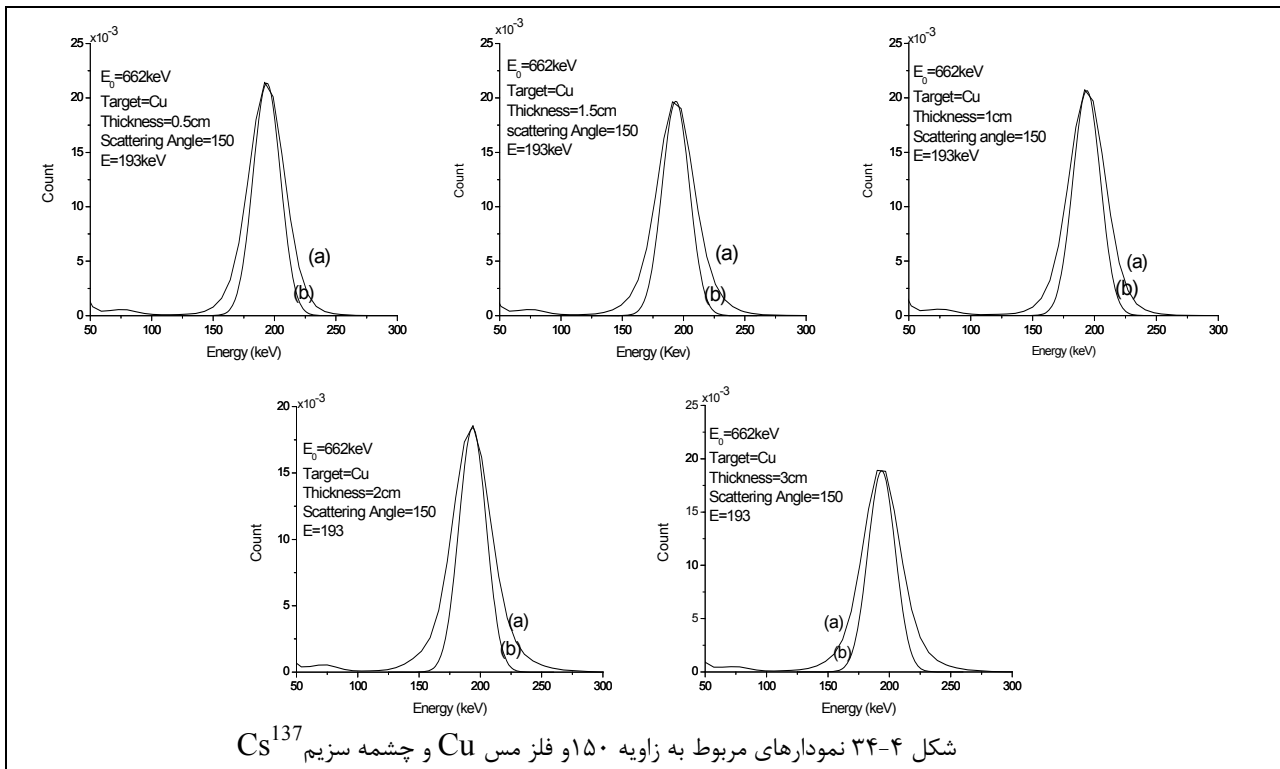
شکل ۴-۲۴ تفاوت میان طیف پراکندگی یگانه و چندگانه و توانایی تفکیک انرژی برای چشمه کبالت. شکل a طیف خروجی MCNP برای دو چشمه Co^{60} و 1332 و 1173 KeV به همراه قله پراکندگی یگانه برای این دو انرژی، به طور جداگانه. شکل b نمودار مجموع دو طیف خروجی MCNP به ازای دو انرژی ذکر شده. شکل c نمودار مجموع دو قله پراکندگی یگانه که به صورت تحلیلی برای دو انرژی مذکور بدست آمده است.

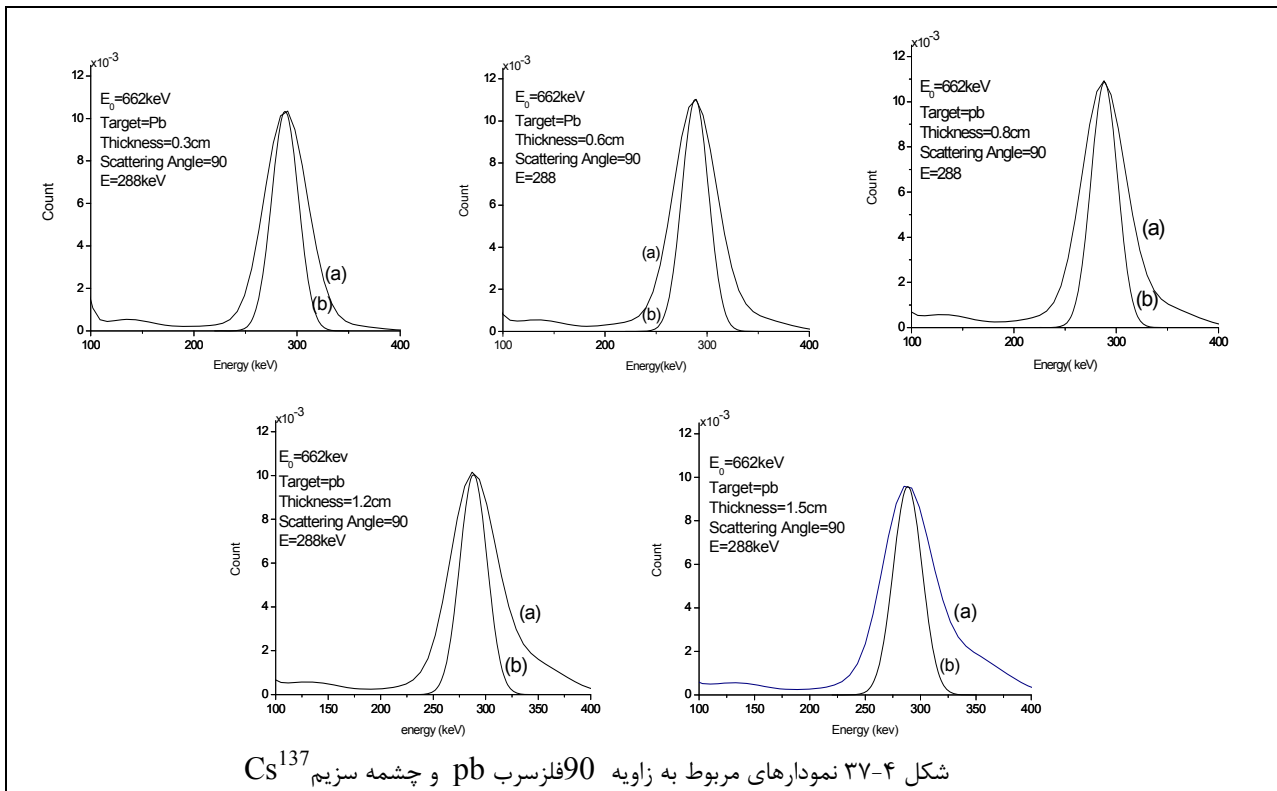
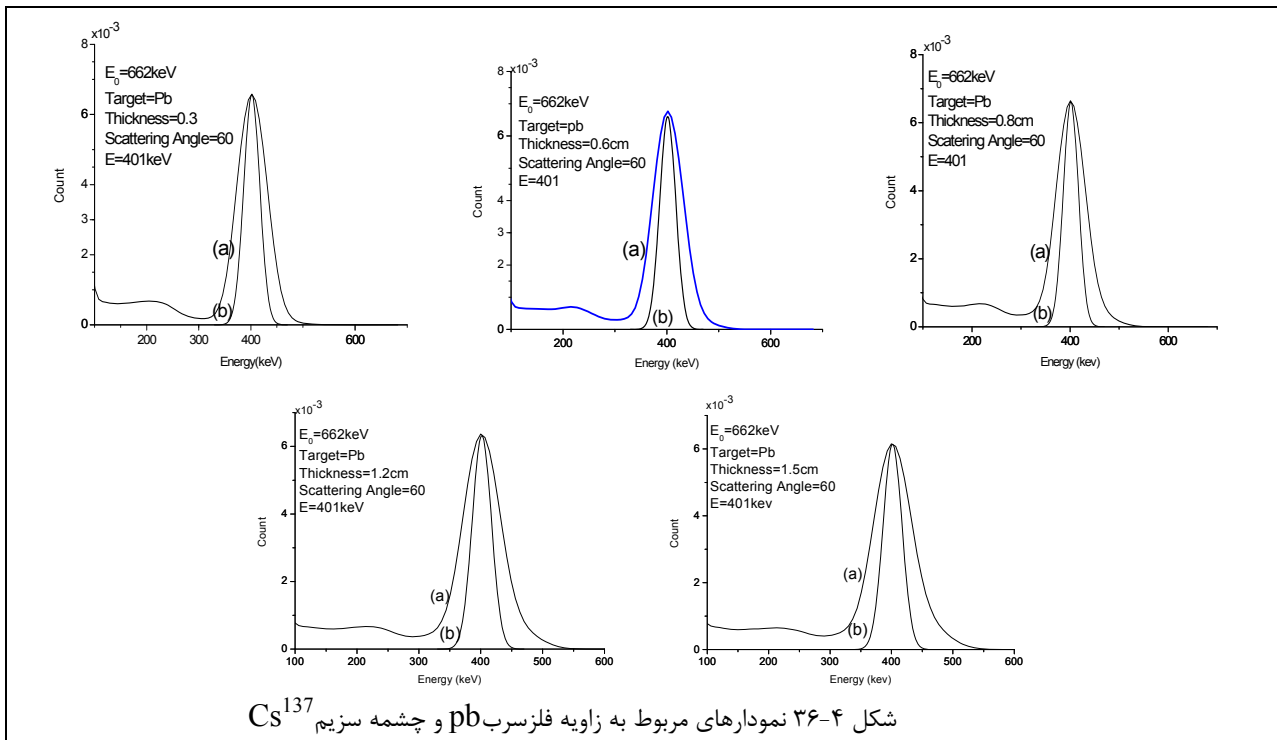


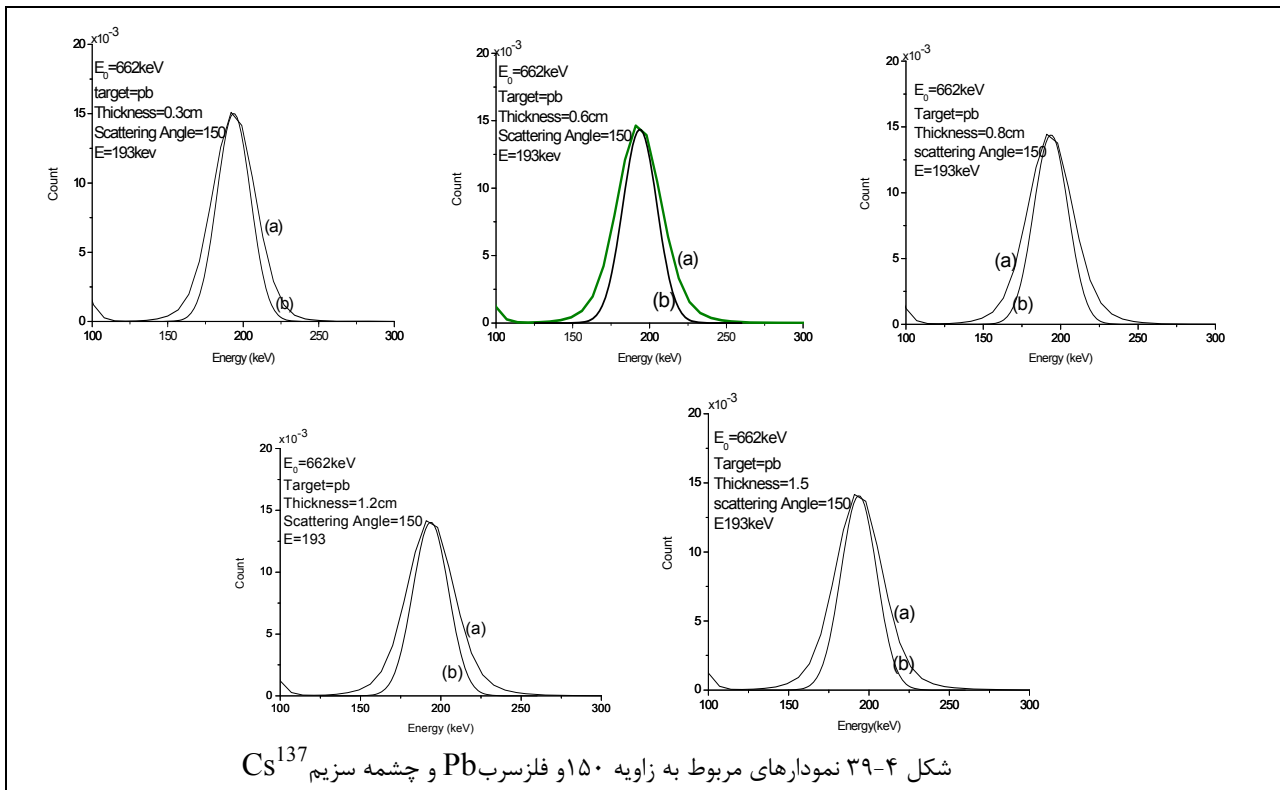
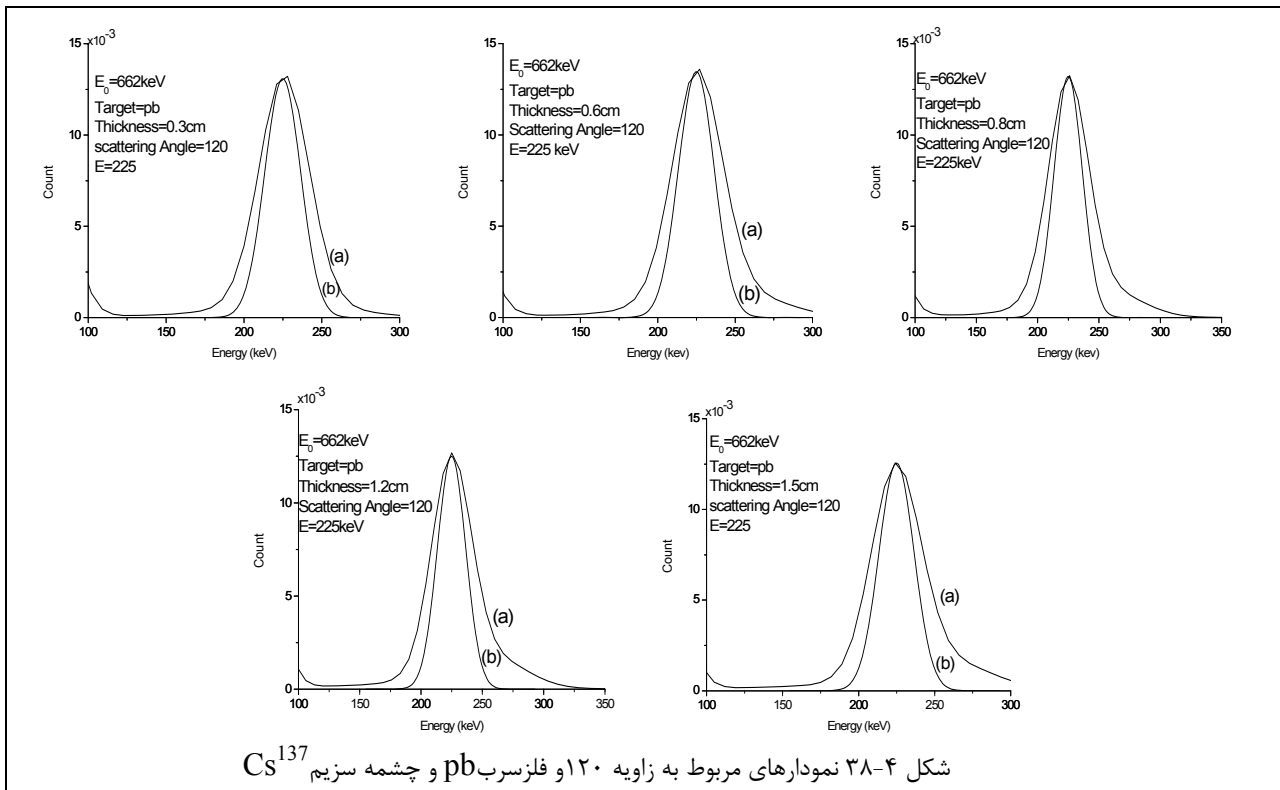


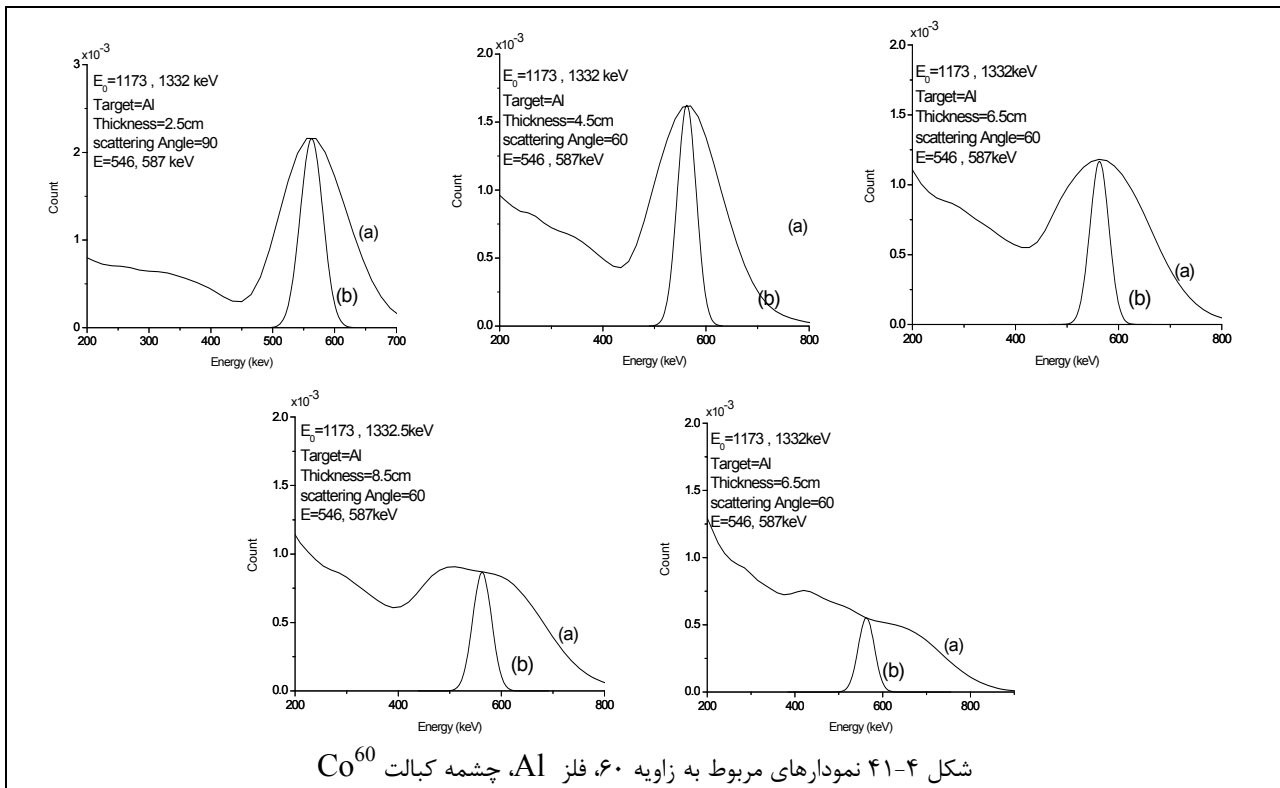
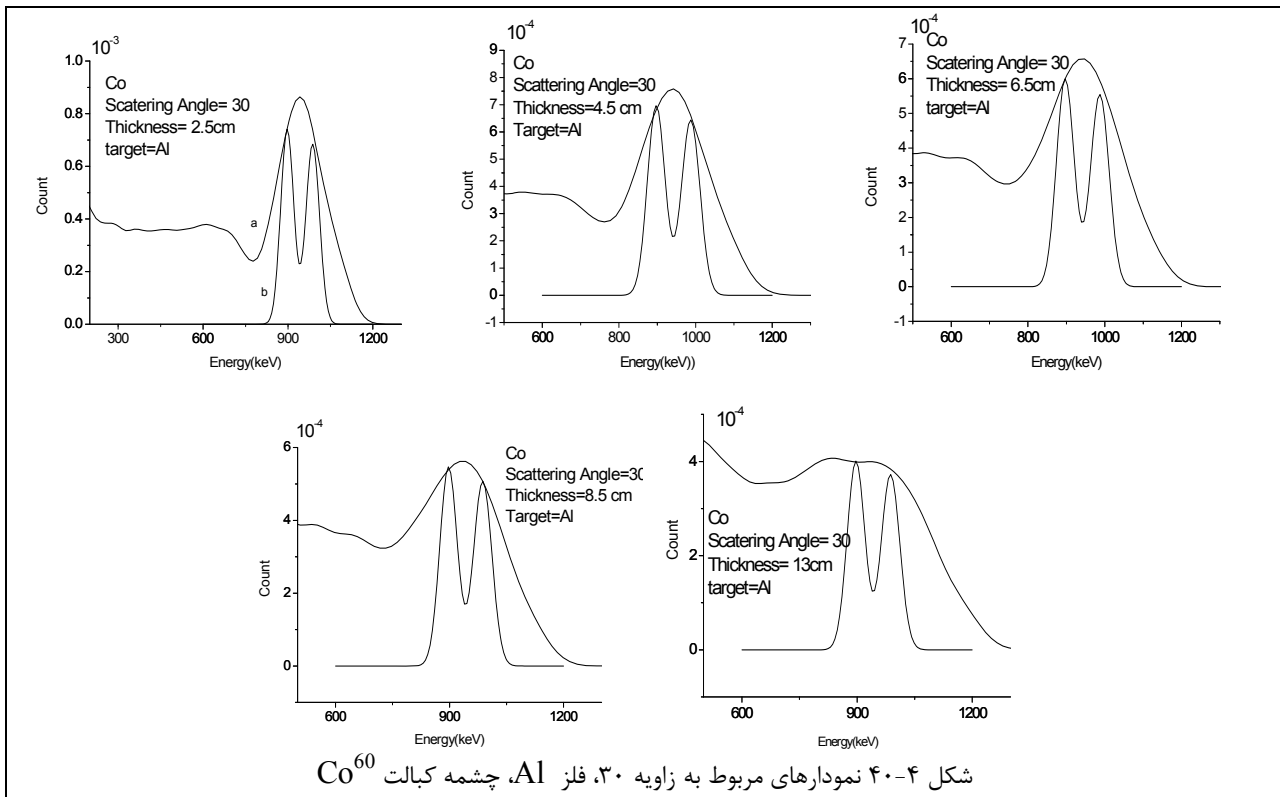


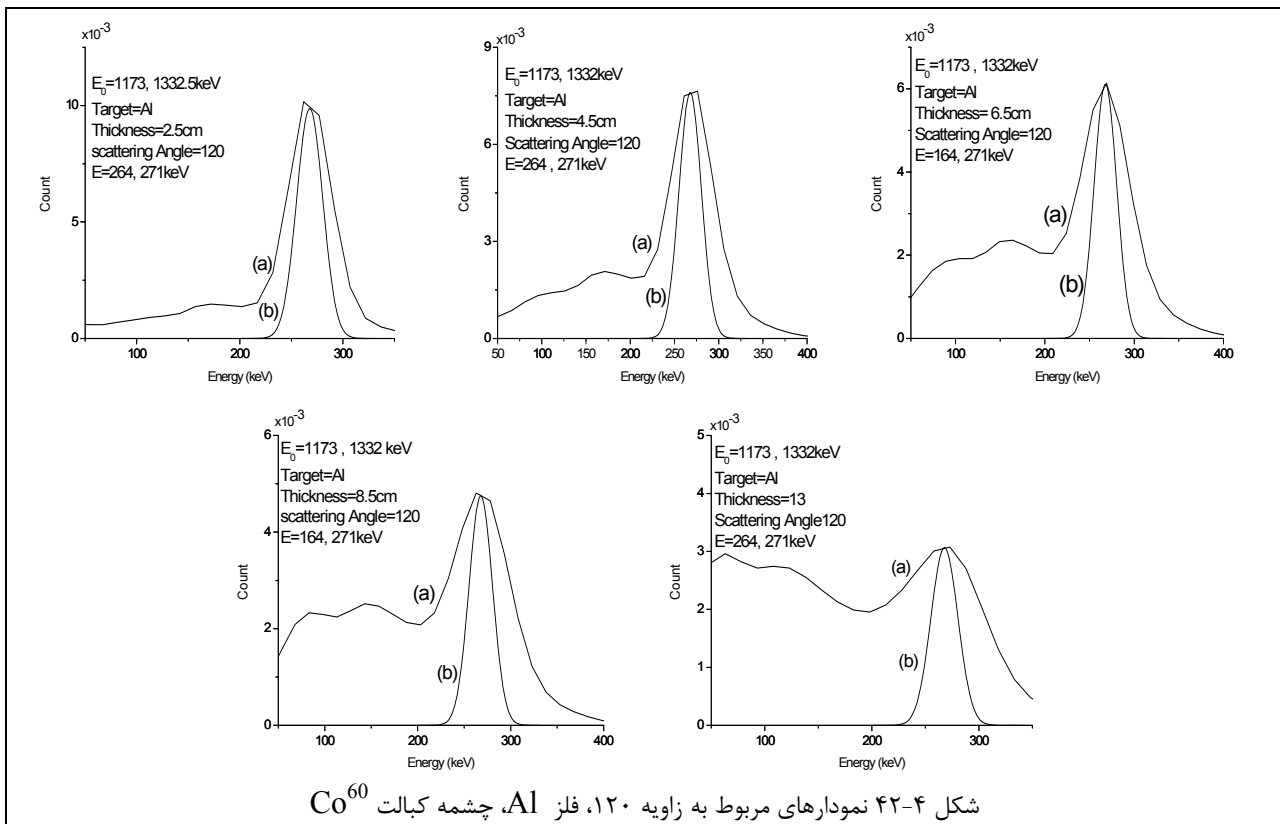
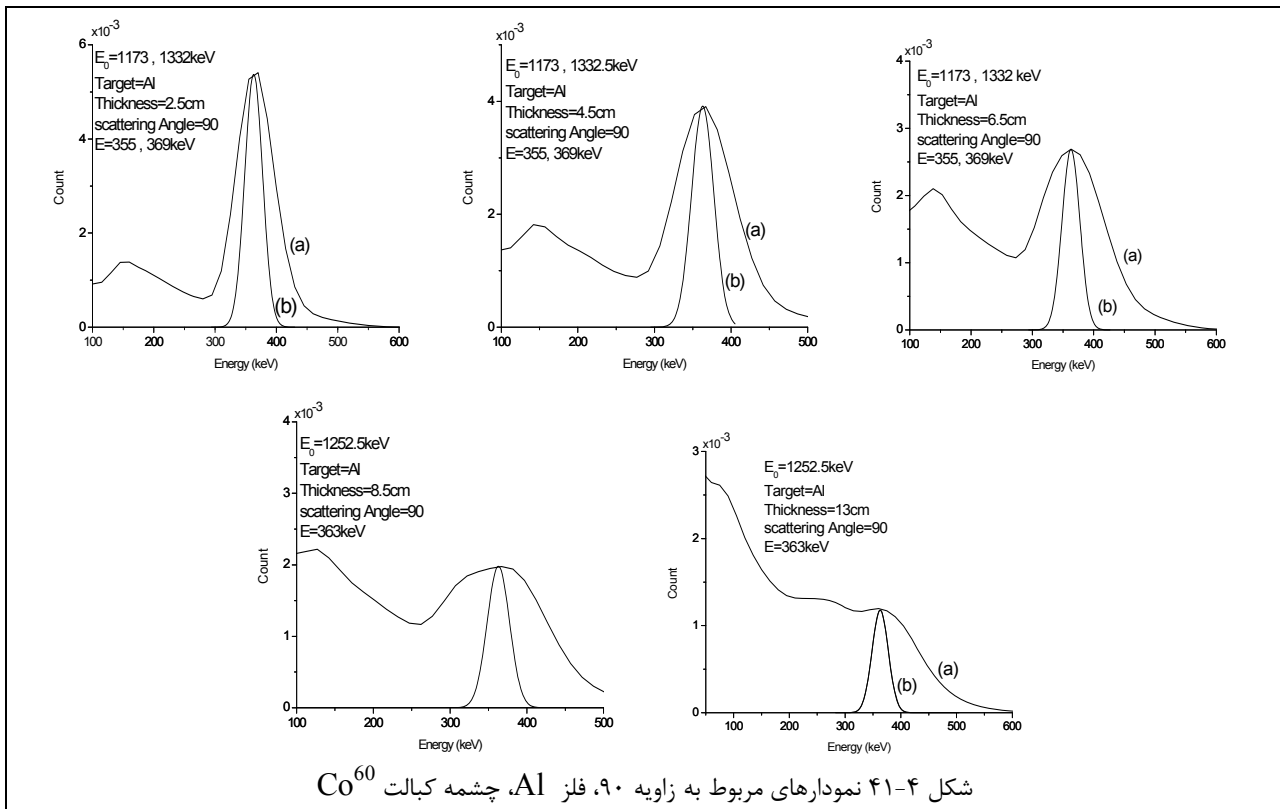


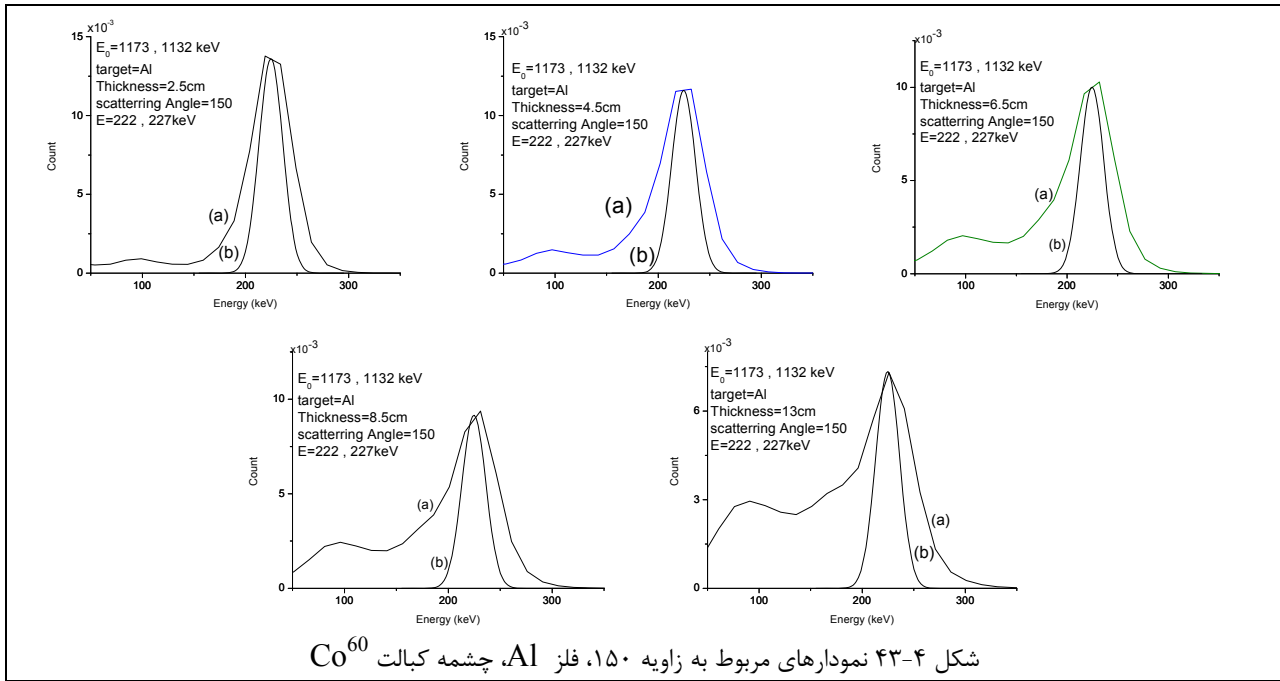




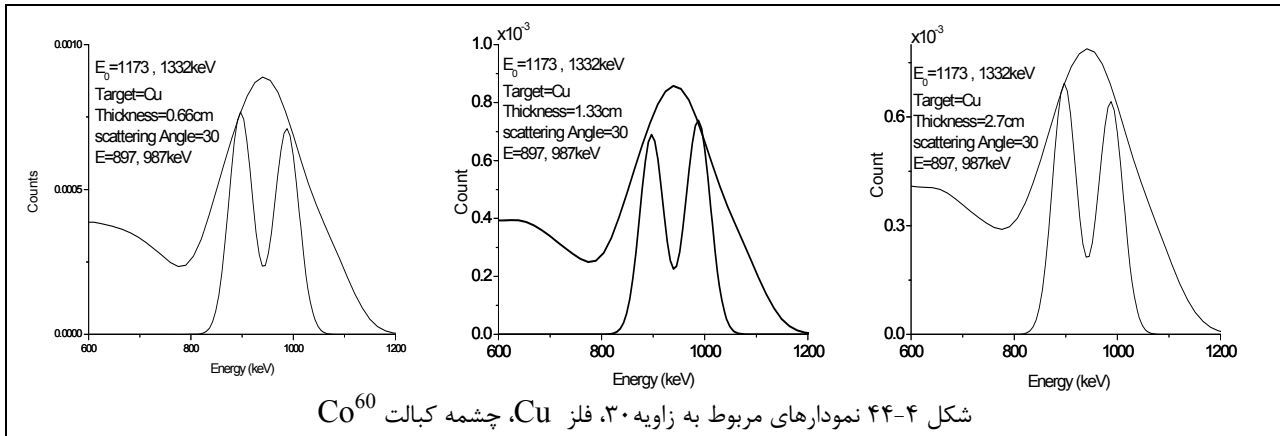




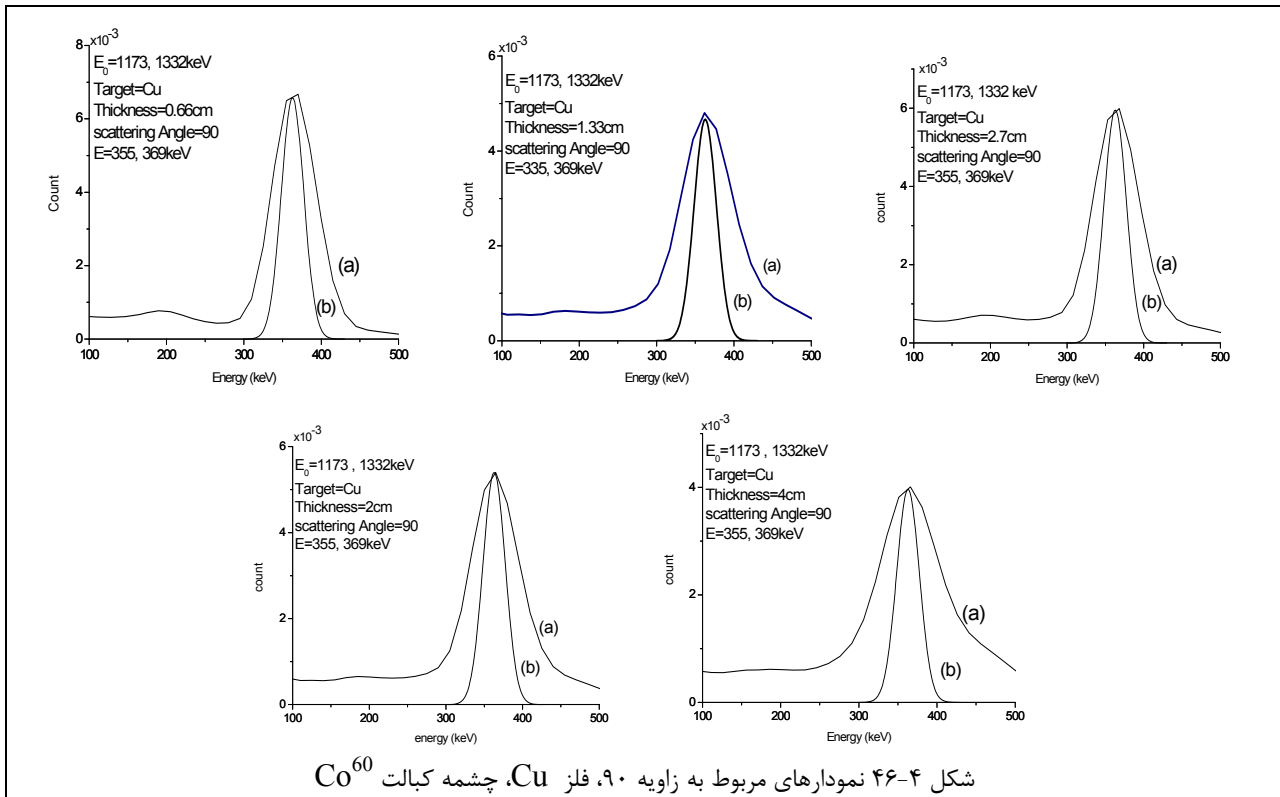
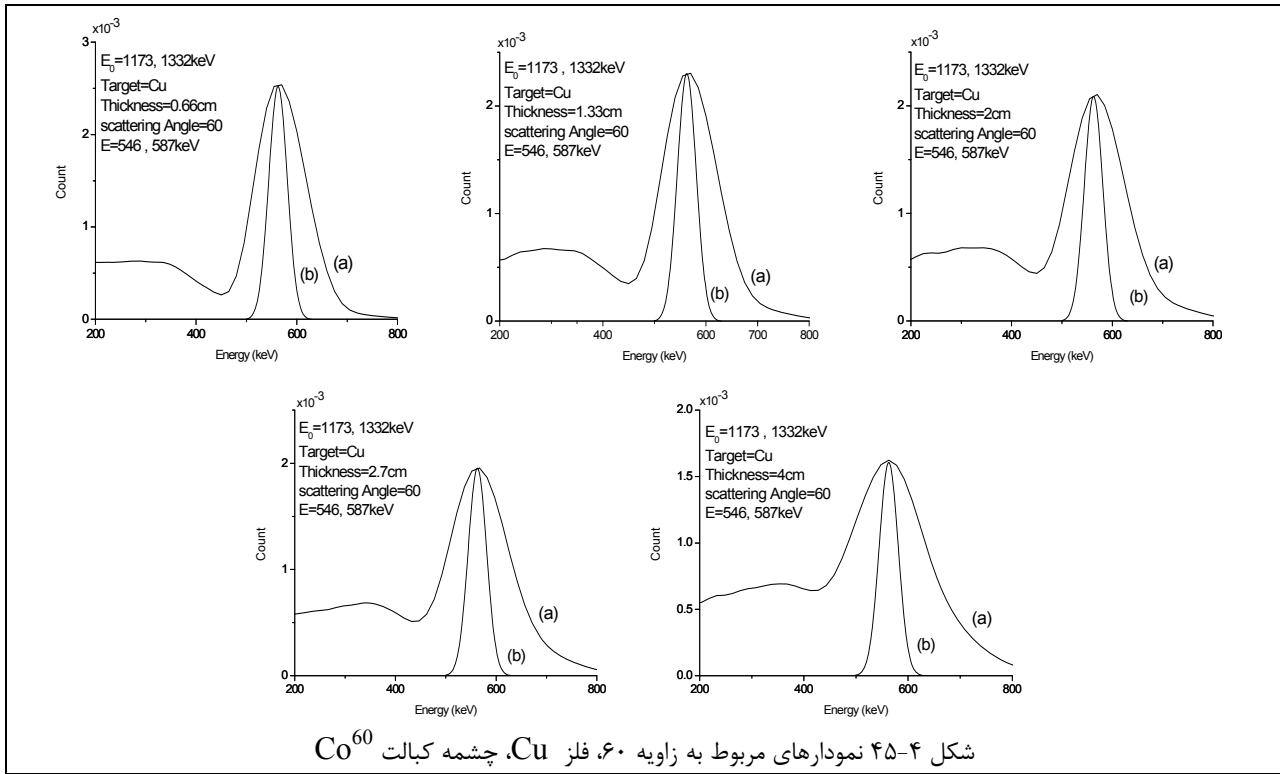


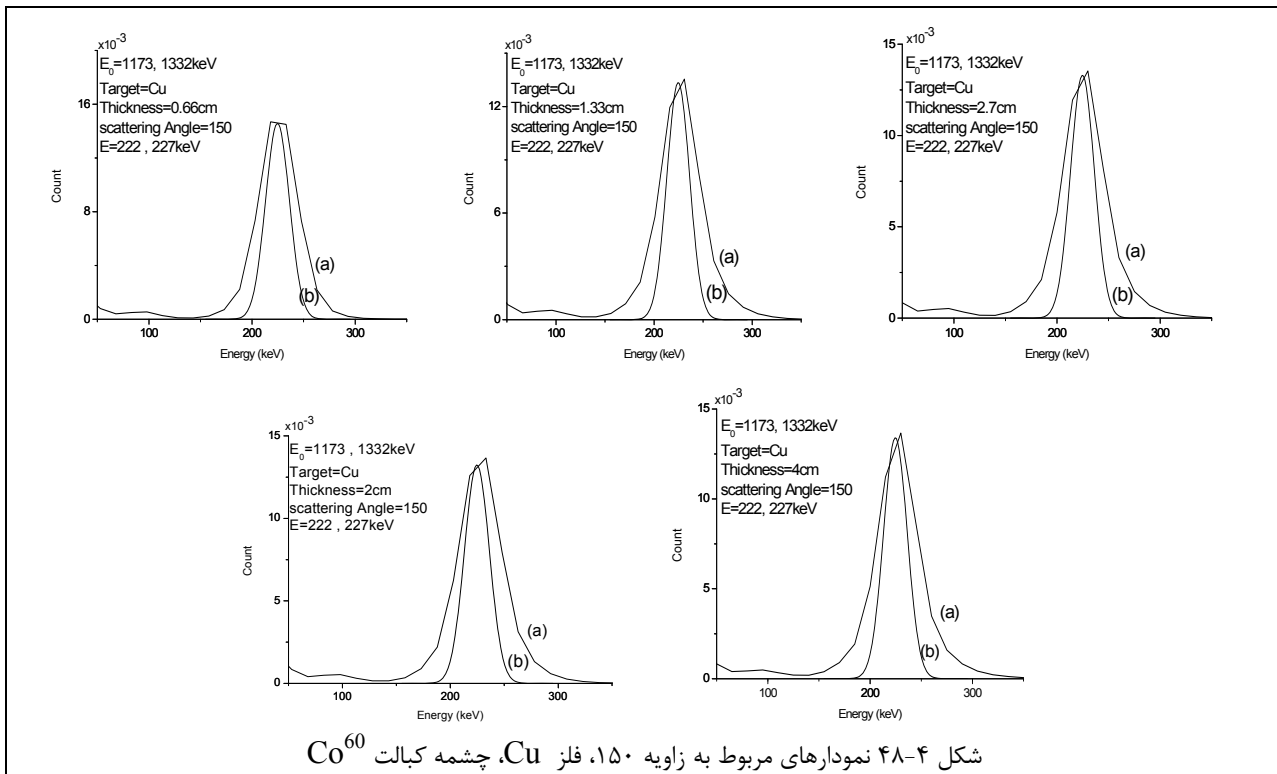
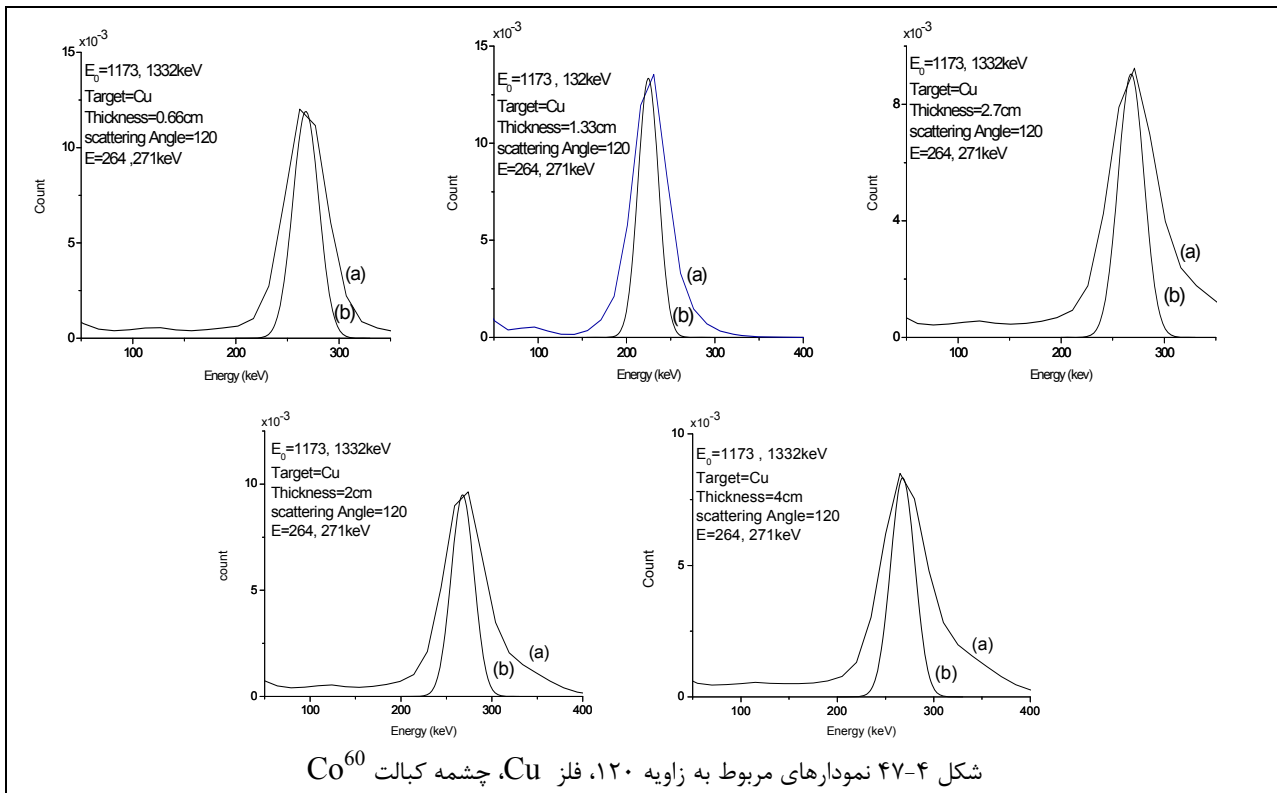


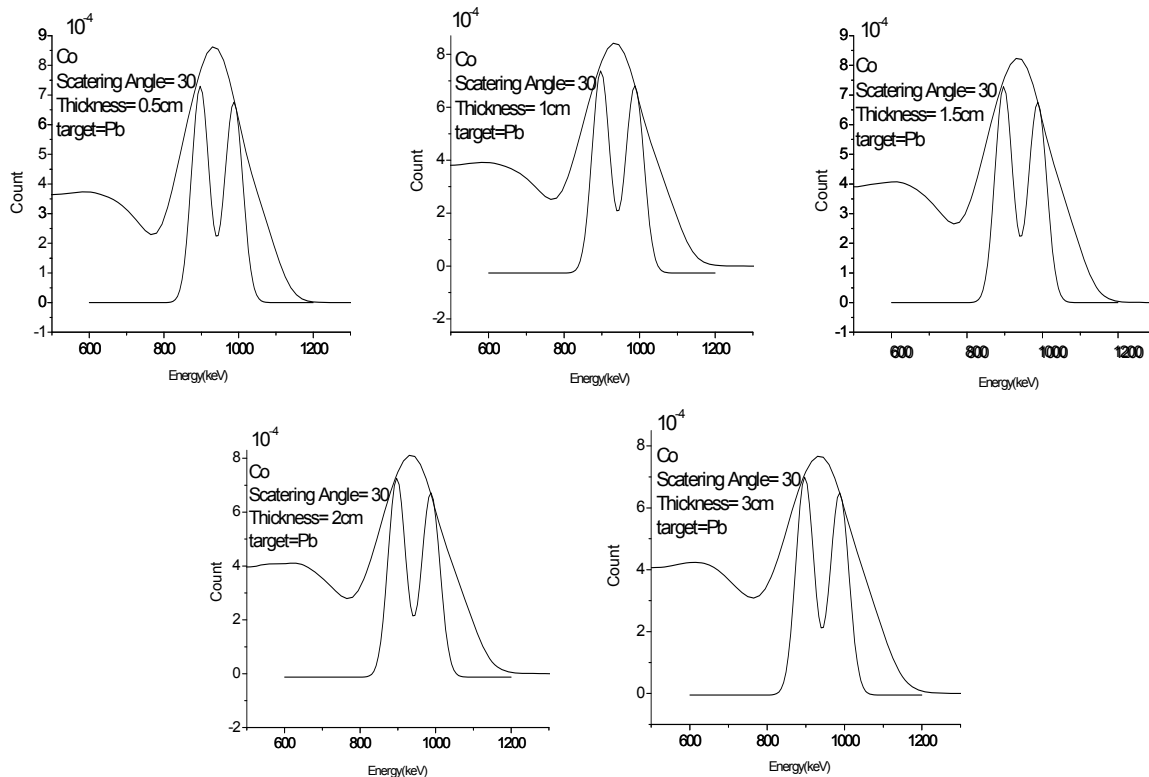
شکل ۴-۴ نمودارهای مربوط به زاویه 150° ، فلز Al، چشمه کبالت ^{60}Co



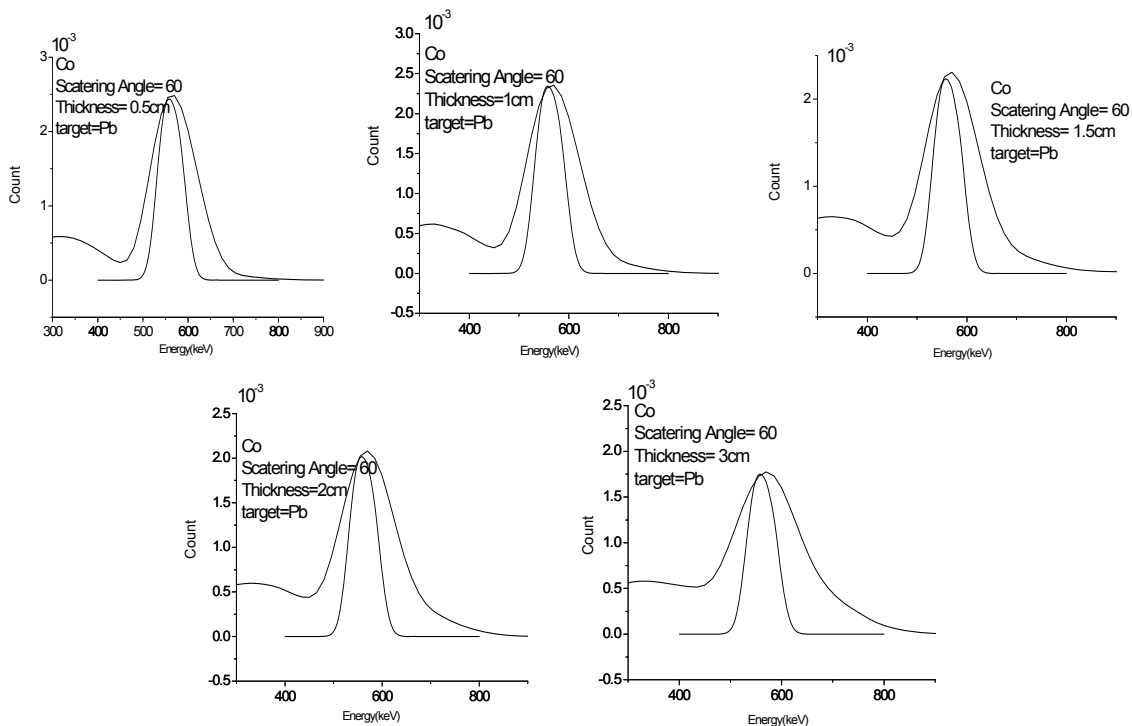
شکل ۴-۴ نمودارهای مربوط به زاویه 30° ، فلز Cu، چشمه کبالت ^{60}Co



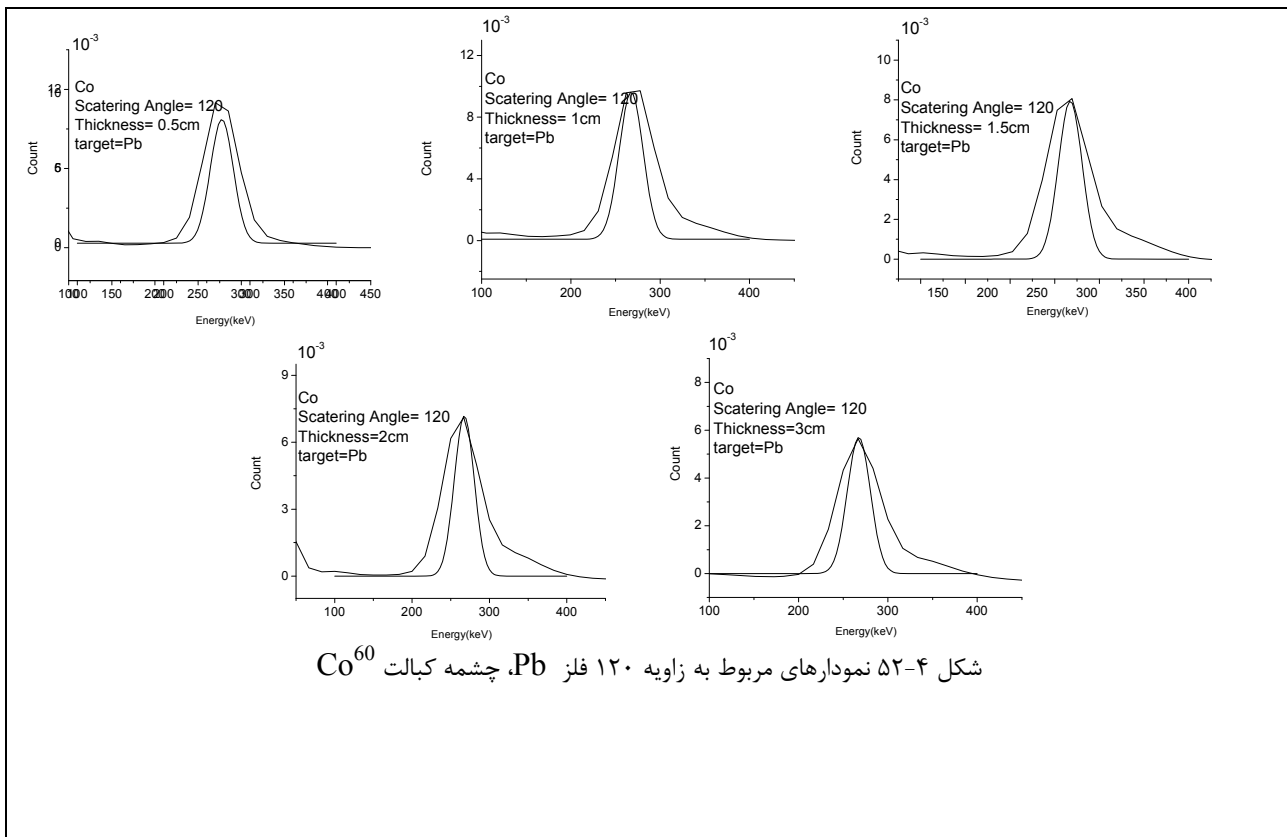
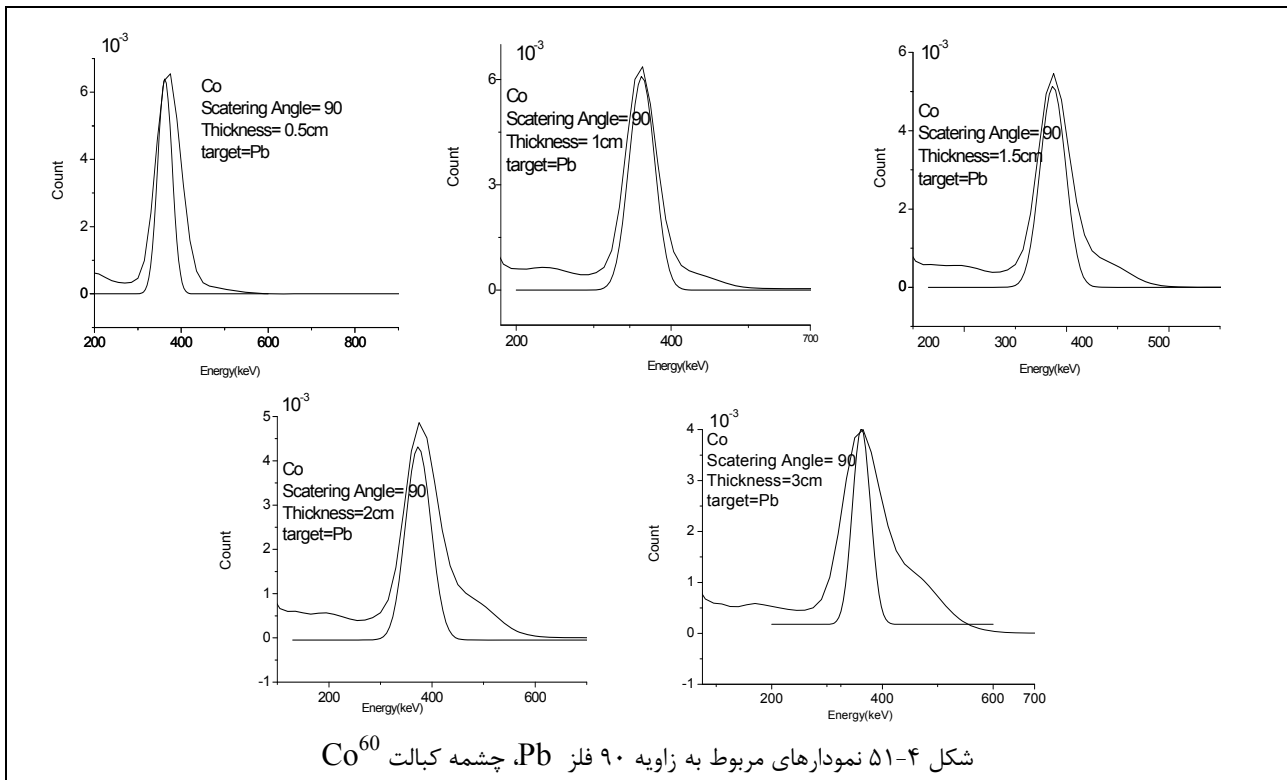




شکل ۴-۴۹ نمودارهای مربوط به زاویه ۳۰، فلز Pb، چشمه کبالت Co^{60}



شکل ۴-۵۰ نمودارهای مربوط به زاویه ۶۰، فلز Pb، چشمه کبالت Co^{60}



مراجع و منابع:

- 1- Sunita Kamboj, Bernd Kahn,” Use of Monte Carlo simulation to examine gamma-ray interactions in germanium detectors”, Radiation Measurements 37 (2003) 1 – 8
- 2- Gurvinderjit Singh, Manpreet Singh, B.S. Sandhu, Bhajan Singh,” Experimental investigations of multiple scattering of 662 keV gamma photons in elements and binary alloys”, Applied Radiation and Isotopes 66 (2008) 1151–1159
- 3- Mohammadi A, BabaA M, Ohuchi H and Yamaguchi Y,” Measurement and Monte Carlo Calculation of the Response Function of a Schottky CdTe Detector with a Guard Ring Electrode for Medical X-ray Field”, CYRIC Annual Report 2005
- 4- Hashem Miri Hakimabad, Hamed Panjeh and Alireza Vejdani-Noghreiyani, “Response Function of a 3×3 in. NaI Scintillation Detector in the range of 0.081 to 4.438 MeV”, Asian J. Exp. Sci., Vol. 21, No. 2, 2007, 233-237
- 5- Ahmet Cengiz,” An approximation for response function to γ -rays of NaI(Tl) detectors up to 1.5MeV”, Applied Radiation and Isotopes 66 (2008) 1371– 1376
- 6- Manpreet Singh, Gurvinderjit Singh, B.S. Sandhu, Bhajan Singh, “Angular distribution of 662 keV multiply-Compton scattered gamma rays in copper”, Radiation Measurements 42 (2007) 420 – 427
- 7- R. Vijayakumar, Shivaramu b, N. Ramamurthy, M.J. Ford, “Compton scattering study of electron momentum distribution in lithium fluoride using 662 keV gamma radiations”, Physica B 403 (2008) 4309–431
- 8- H.B. Li, Y. Liuc and et al,” A CsI(Tl) Scintillating Crystal Detector for the Studies of Low Energy Neutrino Interactions”
- 9- H. Tavakoli-Abbaran, H. Miri-Hakimabad and R. Izad-Najafabadi,” Effect of the Detector-Collimator on the Gamma-Ray Response Function for a NaI(Tl) Detector in a Constant Time of Counts”, Journal of Applied Science 9(8): 1550-1555, 2009
- 10- H. Tavakoli-Abbaran, H. Miri-Hakimabad and R. Izad-Najafabadi,” The Effect of Detector Dimension on the NaI(Tl) Detector Response function”, Journal of Applied Science 9(8): 1550-1555, 2009
- 11- Michel Tohme, Jinyi Qi, “Estimation of Detector Response Function for PET from Point Source Measurements: Effect of Point Source Configuration”, Nuclear Science Symposium Conference Record, 2007

- 12- Milijana Steljić, Miodrag Milošević, Petar Beličev, “MONTE CARLO SIMULATIONS OF THE PULSE-HEIGHT RESPONSE FUNCTION OF GERMANIUM DETECTOR”, 52nd ETRAN Conference, Palić, June 8-12, 2008
- 13- T. Marchi, M. Frosini, A. Quaranta, M. Bruno, G. Casini, V. Kravchuk, F. Gramegna, N. Grassi, M. Parlog. Scian, “Analysis of the spectral response of CsI(Tl) scintillators for particle and fragment detection in nuclear reactions”,
- 14- TRUONG THI HONG LOAN, DANG NGUYEN PHUONG, TRAN THIEN THANH, TRAN AI KHANH AND MAI VAN NHON,” MONTE CARLO SIMULATION OF HPGe DETECTOR RESPONSE FUNCTION WITH USING MCNP CODE”, Communications in Physics, Vol. 17, No. 1 (2007), pp. 59-64
- 15-Briesmeister J.F. (Ed.) (2000) : MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code. Version 4C, LA-13709M.
- 16-Croft S. (1989) : The use of neutron intensity calibrated $^9\text{Be}(\alpha,n)$ sources as 4438 KeV γ -ray reference standards. Nucl. Instr. and Meth. A 281, 103-116.
- 17-Gardner R. P. (1999) : NaI detector nonlinearity for PGNAA applications. Appl. Radiat. Isot. 51, 189-195.
- 18-Gardner R. P., Sayyed E.I., Zheng Y., Hayden S. and Mayo C. W. (2000) : NaI detector neutron activation spectra for PGNAA applications. Appl. Radiat. Isot. 53, 483-497.
- 19- Manpreet Singh, Gurvinderjit Singh, B.S. Sandhu, Bhajan Singh, “Effect of detector collimator and sample thickness on 0.662MeV multiply Compton-scattered gamma rays”, Applied Radiation and Isotopes 64 (2006) 373–378
- 20- Gurvinderjit Singh, Manpreet Singh, B.S. Sandhu, Bhajan Singh, “Experimental investigation of multiple scattering of 662 keV gamma rays in zinc at 90^0 ”, Radiation Physics and Chemistry 76 (2007) 750–758
- 21- O.D. Gonalves, S.C. Cardoso, H. Schechter, J. Eichler, “Multiple scattering of 59.54 keV γ -rays by large water samples: measurements and simulation”, Radiation Physics and Chemistry 71 (2004) 977–978

۲۲- نیکلاس سولفانیدیس، اندازه گیری و آشکارسازی تابش های هسته ای، ترجمه دکتر رحیم کوهی و محمود هادی زاده. یزدی، انتشارات

سیمین، مشهد، ۱۳۷۰

- 23-manuall of “RSICC COMPUTER CODE COLLECTION MCNP4C”, Los Alamos National laboratory, Los Alamos, New Mexico, 2008

- 25-Juditch F. Briesmeister, MCNP-A General monte Carlo, N-particle Transport Code, Version 4C, Los Alamos National Laboratori Dicembre 2000
- 26-MCNP-A General Montecarlo, Nparticle Transport code, Version 5, X-5 monte Carlo team , Los Alamos National Laboratori, April 24, 2003
- 27-Charles D.Harmer, “Criticality calculation with MCNP-5:A Primer” , Los Alamos Natinal Laboratory
- 28-Barnea, G., Dick, C.E., Ginzburg, A., Navon, E., Seltzer, S.M., 1995. A study of multiple scattering background in Compton scatter imaging. NDT & E Int. 28, 155–162.
- 29-Crouthamel, C.E., 1960. Applied Gamma ray Spectrometry. Pergamon Press, London, pp.202–216, 673.
- 30-Dewan, R., Saddi, M.B., Sandhu, B.S., Singh, B., Ghumman, B.S., 2005. Collision, scattering and absorption differential cross-sections in double-photon Compton scattering. Ann. Nucl. Energy 32, 1008–1022.
- 31-Dumond, J.W.M., 1930. Multiple scattering in Compton effect. Phys. Rev. 36, 1685–1701.
- 32-Felsteiner, J., Pattison, P., Cooper, M.J., 1974. Effect of multiple scattering on experimental Compton profiles: a Monte Carlo calculation. Philos. Mag. 30, 537–548.
- 33-Halonen, V., Williams, B.G., Paakkari, T., 1975. Multiple scattering in Compton effect part II—the spectral distribution of double scattering. Phys. Fenn. 10, 107–122.
- 34-Kirkpatrick, P., 1937. Double scattering of polarized X-rays. Phys. Rev. 52, 1201–1209.
- 35-McIntire, W.R., 1974. Secondary scattering in Compton profile measurements. Phys. Status Solidi A 23, 359–365.
- 36-Paramesh, L., Venkataramaiah, L., Gopala, K., Sanjeevai, H., 1983. Z-dependence of saturation depth for multiple scattering of 662 keV photons from thick samples. Nucl. Instrum. Methods 206, 327–330.
- 37-Pitkanen, T., Laundry, D., Holt, R.S., Cooper, M.J., 1986. The multiple scattering profile in gamma ray Compton studies. Nucl. Instrum. Methods A 251, 536–544.
- 38-Pitkanen, T., Cooper, M.J., Laundry, D., Holt, R.S., 1987. The characterization of multiple scattering in Compton profile. Nucl. Instrum Methods A 257, 384–390.
- 39-Shengli, N., Jun, Z., Liuxing, H., 2000. EGS4 simulation of Compton scattering for nondestructive testing. KEK proceedings 200-20, Tsukuba, Japan, pp. 216–223.

- 40-Tanner, A.C., Epstein, I.R., 1976. Multiple scattering in Compton effect, II. Analytic and numerical treatment of energy profiles. *Phys. Rev. A* 14 (1), 313–327.
- 41-Williams, B.G., Pattison, P., Cooper, M.J., 1974. The spectral distribution of multiple Compton scattering for X-rays. *Philos. Mag.* 30, 307–317.
- 42-Hubbel, J.H., Veigele, W.J., Biggs, E.A., Brown, R.T., Cromer, D.T., Howerton, R.J., 1975. Atomic form factors, incoherent scattering functions and photon scattering cross-sections. *J. Phys. Chem. Ref. Data* 4, 471–538.
- 43-Williams, B.G., Halonen, V., 1975. Multiple scattering in Compton effect. Part I—the total intensity of double scattering. *Phys. Finn.* 10, 5–20.
- 44-Bhajan Singh, Sandhu, B.S., Ghumman, B.S., 2000. Determination of saturation depth in aluminium and lead for 662 keV gamma rays. *J. Instrum. Soc. India* 30 (2), 80–85.
- 45-G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, Third Ed., Wiley, New York, 2000.
- 46-F. Bronson, "Ge Gamma Spectroscopy Characterisation Tools for Contaminated Materials in Buildings, Boxes and Dirt," American Nuclear Society and European Nuclear Society International Winter Meeting, Washington, DC (United States), November 10-14, 1996.
- 47-F. Bronson, B. Young, V. Atraskevich, "ISOCS Mathematical Calibration Software for germanium Gamma Spectrometry of Small and large Objects," American Nuclear Society Annual Meeting, Boston, MA (United States), June 26, 1997.
- 48-J.F. Briesmeister, Editor, "MCNPTM – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4C," LA-13709-M Report, Los Alamos National Laboratory, April 2000.
- 49-F.L. Bronson, L. Wang, "Validation of the MCNP Monte Carlo code for germanium detector gamma efficiency calibrations," Proceedings of the Conference on Waste Management, Tucson, AZ (United States), February 28, 1996.
- 50-P. Maleka, M. Maučec, "Evaluation of Problem 7: Peak Efficiencies and Pulse Height Distribution of a Photon Germanium Spectrometer in the Energy Range below MeV," Report to QUADOS Collaboration, Kernfysisch Versneller Instituut, Groningen, The Netherlands, 2003.
- 51-Guo W., Lee S.H. and Gardner R. P. (2004) : The Monte Carlo approach MCPUT for correcting pile-up distorted pulse-height spectra. *Nucl. Instr. and Meth. A* 531, 520-529.
- 52-Hadizadeh Yazdi M.H., Mowlavi A.A., Thompson, M.N. and Miri Hakimabad H. (2004) : Proper shielding for NaI(Tl) detectors in combined neutron-gamma fields using MCNP. *Nucl. Instr. And Meth. A* 522, 447-454.

- 53-Knoll G.F. (2000) : Radiation Detection and Measurement. Wiley, New York. Metwally W.A. and Gardner R.P. (2004) : Stabilization of prompt γ -ray neutron activation analysis (PGNAA) spectra from NaI detectors. Nucl. Instr. and Meth. A 525, 518-521.
- 54-Mitra M.S. and Sarkar P.K. (2005) : Monte Carlo simulations to estimate the background spectrum in a shielded NaI (Tl) gamma-spectrometric system. Appl. Radiat. Isot. 63, 415-422.
- 55-Valentine J.D. et al., (1996) : Centroid and Full-Width at Half Maximum Uncertainties of Histogrammed Data With an Underlying Gaussian Distribution-The Moments Method. IEEE Transaction on Nuclear Science, 43 (5), 2501.
- 56-Vitorelli J.C., Silva A.X., Crispim V. R., da Fonseca E. S. and Pereira W.W. (2005) : Monte Carlo simulation of response function for a NaI (Tl) detector for γ - rays from $^{241}\text{Am}/\text{Be}$ source. Appl. Radiat. Isot. 62, 619-622.
- 57-Zhang W. and Gardner R. P. (2004) : The analog linear interpolation approach for Monte Carlo simulation of PGNAA: The CEARPGA code. Nucl. Instr. and Meth. B 213, 116-123.

Abstract

In this research, the angular distribution of multiple scattering of Gamma photons with 662keV, 1332, 1173 and Cs and Co radioactive source that radiate as parallel rays to the cylindrical scatterer, is simulated and measured by MCNP Monte-Carlo method.

Also, this process has been done by Cs source and with Aluminum parts as the Scatterer, experimentally.

The scattered photons is observed by the detector that surveyed completely in chapter three and the power of the resolution is computed accurately.

The peak of the energy of photons that scattered only one time is determined experimentally and theoretically and with a Fortran Code in a energy width that obtained in chapter three.

The peak of all of the scattered Energy in the output of MCNP code is depended to this scattered event.

It's observed that the amount of the multiple scatted events, when the energy and the angle of the scattering is constant, firstly increased with the increment of thickness and then it reach to a saturated state.

The optimum thickness or on the other word, the saturated thickness for multiple scattering in every angle is determined and the amount of the saturated thickness from simulation is compared with the experimental results.



Shahrood University of Technology

Department of Physics

Title:

**Measurement of the Dependence of Gama-Rays Multiple
Scattering to Incident Gama-ray Energy and Atomic Number of
material and Simulation of that by Monte-Carlo Method**

By:

Nasibe Sadat Kabiri

A dissertation submitted in partial
fulfillment of the requirement for the
degree **Master of Science**

supervisor:

Hossein Tavakoli-Anbaran

January 2012