

بِسْمِ اللّٰهِ الرَّحْمٰنِ الرَّحِیْمِ



دانشکده : فیزیک

گروه : فیزیک هسته‌ای

پایان‌نامه‌ی کارشناسی ارشد

شبیه‌سازی تابع پاسخ آشکارساز CsI(IT) با استفاده از روش مونت کارلو در بازه انرژی 1KeV تا 1,5MeV جهت استفاده در بازیابی طیف چشمه مجهول پرتوگاما

محمدرضا اسکندری‌نیا

استاد راهنما :

دکتر حسین توکلی عنبران

بهمن ۱۳۹۴

زندگی عطر گل یاس

زندگی بوی خداست

رنگ زیبایی چشمان شماست

زندگی رنگ طلاست

خداوندا برای همیشه شاکر توام، حمد و ثنایت زمزمه ای عاشقانه برای من است.

پروردگارا من در قلب کوچک خود چیزی دارم که تو در عرش کبریایی ات

نداری،

من هم چون تویی دارم و تو چون خود نداری.

تقدیم به پدر و مادرم که تمامی وجودم را مدیونشان هستم:

این تلاش کمترین کوششی است در برابر شکوه و عظمت دستان پرمهرتان. هر بار که با شما جاده عشق را طی می‌کنم حدیث پیامبر بزرگ اسلام از ذهنم عبور می‌کند:

نگاه فرزند از روی محبت به چهره پدر و مادر عبادت است.

من فیزیک خوانده‌ام پس اجازه بدهید با این زبان برایتان دلبری کنم.

نیوتن مرا ببخش که باید تنت را در گور بلرزانم.

هر چه فکر می‌کنم به خلایق در قوانین نیوتن می‌رسم و شاید مانند قوانین ترمودینامیک نیازمند قانون صفرم است.

همیشه وجود نیروی برآیند سبب حرکت نمی‌شود!!!!!! گاهی جاذبه عشق و محبت است که باعث نیروی جاذبه می‌شود به همین دلیل است که سیب‌ها هنگامی که عاشق می‌شوند و به کمال می‌رسند به سوی زمین رهسپار می‌شوند، و در نهایت جذب زمین می‌شوند. زمینی که سبب شده است تا اصل سیب در آن ریشه بدواند؛ بنابراین سیب به سبب عشق به ریشه خود، جذب زمین شده است. شما بهتر می‌دانید درخت سیب در باتلاق نمی‌روید!!!!!! چراکه سبب می‌شود ثمره‌اش غرق شود.

از معدود جاهایی که قانون سوم نیوتن نقض می‌شود اینجاست: شما برای من تمام نیرویتان را خرج کردید اما من دریغ از عکس‌العملی؛ حتی قدمی برنداشته‌ام. چگونه می‌شود این نقصان را جبران کرد؟

پدر و مادر عزیزم

محبت شما همچون امواجی است که برای انتشار در جان و روح من نیاز به مکان و زمان نداشت. نیروی عشق و محبت شما نیرویی بسیار عجیب است، شاید به سبب منشأ آن یعنی خداوند، دارای پتانسیل رمزآلودی است، زیرا که این نیرو همچون نیروی قوی هسته‌ای بسیار قدرتمند و همچون نیروی

الکترومغناطیسی بسیار بلند برد است و درنهایت مانند نیروی گرانش همچنان ناشناخته.

تقاضا دارم، قصور فرزند حقیرتان را که همچون نیروی ضعیف در برخی موارد سبب عدم برقراری پایستگی جبران محبت می شود را با زدن تقریب‌های بسیار بزرگ چشم‌پوشی کنید.

دوستان من شما اولین نفراتی هستید که این دستاورد بزرگ را برایتان افشا می‌کنم: من ذراتی پیدا کردم که در هر شرایطی بالاتر از سرعت نور حرکت می‌کنند. آزمایش کنید در هر جای گیتی که هستید، نتیجه درست است. این ذرات؛ دعای پدر و مادر است که به طرفه‌العینی اثرگذار است.

برادران عزیزتر از جانم؛

این اثر ناچیز را به فرزندان دل‌بندتان تقدیم می‌کنم، باشد که آن‌ها از من عبرت بگیرند! و با توجه به تعریف فیزیک به دلیل شناختن جهان خود و درنهایت شناختن خود، در این سراب پر از آب غرق نشوند.

تقدیم به اساتیدم

که ذرات وجود مرا با شتاب‌دهنده‌ای بی‌نقص به‌سوی کسب علم و اخلاق شتاب دادند.

بزرگواران، عذرخواهی مرا بپذیرید، زیرا در مواقعی همچون ذرات الکترون، ناپختگی کردم و در جهت خلاف میدان علمی و اخلاقی شما حرکت کردم، اما قطعاً می‌دانید که همین موضوع سبب شتاب الکترون می‌شود!!!!

قدردان زحمات تمامی اساتیدم هستم؛ از خانم عباسی معلم کلاس اول دبستان قدس که کمک کرد تا "بابا نان داد" نگارش کنم تا استاد راهنمای بزرگوارم که این اثر بدون توجه و یاری ایشان تهی از بار علمی بود. استاد بزرگوار مطالب علمی از شما زیاد آموختم اما برایم بزرگ‌ترین و شیرین‌ترین درس؛ درس یاد کردن والدین به‌خصوص مادر بود. همیشه دعاگویتان هستم.

سخنی کوتاه با دوستانم:

دوستان من اگر میدان زندگی و روزگار تاکنون همچون میدان الکتریکی برای نوترون، نسبت به شما بی‌اهمیت بود، نگران نباشید زیرا زمانی فرامی‌رسد که طبیعت مجبور می‌شود شما را به‌عنوان یک شکافنده به کار ببرد.

به امید آن که پایداری دوستی‌هایمان برقرار باشد

و هیچ‌گاه نقض نشود.

عاشق همیشگی‌تان

محمدرضا اسکندری‌نیا

چکیده

از آنجایی که نیاز به واپیچش در بسیاری از زمینه‌ها افزایش یافته است و با توجه به جزئیات مکانیسم‌های متفاوت و گوناگون در رابطه با مات‌شدگی در تصاویر و پهن‌شدگی در طیف‌ها؛ برآن شدیم که در این پژوهش به موضوع واپیچش در حیطه طیف‌سنجی پرتوهای رادیواکتیو بپردازیم.

در زندگی روزمره پدیده‌هایی فراوان را می‌توان توسط فرایند ریاضیاتی به نام پیچیدگی توصیف کرد. پهن‌شدگی^۱، تارشدگی^۲ و درآمیختگی^۳ کمیت‌هایی هستند که خیلی زیاد برای توصیف پدیده‌ها استفاده می‌شوند. گاهی اوقات پهن‌شدگی به سبب رویدادهای فیزیکی غیر مرتبط دستگاه‌های اندازه‌گیری است. گاهی اوقات حساسیت ورودی‌های ما به‌طور مستقیم درگیر می‌شوند. مات‌شدگی عکس مثالی است که به ذهن می‌رسد. مات‌شدگی موجود در عکس ممکن است به‌واسطه قضاوت چشم‌ها باشد، یا ممکن است به دلیل یک تاثیر مخرب به واسطه دستگاه باشد.

کلمات کلیدی: پیچش و واپیچش، روش مونت کارلو، تابع پاسخ آشکارساز

spreading ^۱

blurring ^۲

mixing ^۳

فهرست

صفحه	عنوان
ز.....	چکیده
ح.....	فهرست
م.....	فهرست شکل‌ها
ف.....	فهرست جداول
۱.....	فصل ۱
۱.....	برهم‌کنش‌های پرتوی گاما و آشکارساز
۲.....	۱-۱ مقدمه
۲.....	۲-۱ برهم‌کنش‌های پرتوگاما

۳-۱	مکانیسم‌های برهم‌کنش	۳
۱-۳-۱	فوتوالکتریک	۳
۲-۳-۱	برهم‌کنش کامپتون	۵
۳-۳-۱	تولید زوج	۶
۴-۱	ضریب تضعیف کل	۷
۵-۱	آشکارساز	۹
۶-۱	آشکارسازهای سوسوزن	۹
۷-۱	سوسوزن‌های غیر آلی	۱۰
۸-۱	ویژگی‌های سوسوزن CsI(Tl)	۱۰
۹-۱	قدرت تفکیک انرژی	۱۱
۱۰-۱	قدرت تفکیک انرژی-تابع پاسخ	۱۲
۱۱-۱	اهمیت قدرت تفکیک انرژی خوب	۱۴
۱۲-۱	مهم‌ترین عواملی که بر قدرت تفکیک انرژی اثر دارند	۱۷
۱-۱۲-۱	اثر افت و خیزهای آماری (نوفه‌های آماری): ضریب فانو	۱۷
۲-۱۲-۱	اثر نوفه (نوفه) الکتریکی	۲۱
۳-۱۲-۱	اثر گردآوری ناقص بار	۲۲
۱۳-۱	پهنای کل	۲۳
فصل ۲		۲۵
۲۵	طیف‌نگاری پرتوگاما	۲۵
۱-۲	مقدمه	۲۶

۲۶.....	۱-۱-۲ طیف انرژی.....
۲۸.....	۲-۲ رابطه‌ی بین توزیع ارتفاع تپ و طیف انرژی.....
۲۸.....	۳-۲ طیف‌نگاری پرتوگاما.....
۲۸.....	۱-۳-۲ طرحی از یک توزیع ارتفاع تپ.....
۳۱.....	۲-۳-۲ ذخیره انرژی توسط فوتون‌هایی با انرژی $E0 > 1,022MeV$
۳۳.....	فصل ۳.....
۳۳.....	تابع پاسخ آشکارساز و کد MCNP.....
۳۴.....	۱-۳ نگاهی اجمالی به کد MCNP.....
۳۴.....	۲-۳ ساختار فایل ورودی.....
۳۶.....	۳-۳ تعریف هندسه.....
۳۷.....	۴-۳ کارت داده.....
۳۷.....	۱-۴-۳ تعریف ماده.....
۳۸.....	۲-۴-۳ تعریف چشمه.....
۳۸.....	۳-۴-۳ تعریف خروجی (تالی).....
۳۸.....	۵-۳ برخی کارت‌های مفید در تعریف انواع خروجی.....
۳۸.....	۱-۵-۳ کارت En.....
۳۹.....	۲-۵-۳ کارت FMn.....
۳۹.....	۳-۵-۳ کارت FTn.....
۴۰.....	۶-۳ اجرای برنامه و فایل خروجی (داده‌های ضروری اجرای برنامه).....
۴۰.....	۱-۶-۳ کارت Mode.....

۴۰ کارت Imp ۲-۶-۳
۴۰ کارت NPS و یا CTME ۳-۶-۳
۴۳ توابع پاسخ پیش‌بینی شده ۷-۳
۴۳ آشکارسازهای کوچک ۱-۷-۳
۴۵ آشکارسازهای بسیار بزرگ ۲-۷-۳
۴۸ آشکارسازهای با ابعاد متوسط ۳-۷-۳
۵۱ مراحل به‌دست آوردن تابع پاسخ آشکارساز ۸-۳
۵۱ تعیین تابع پاسخ از طریق تجربه ۱-۸-۳
۵۳ تعیین تابع پاسخ از طریق شبیه‌سازی ۹-۳
۶۴ مقایسه طیف به‌دست آمده و نتیجه‌گیری ۱۰-۳
۷۱ فصل ۴
۷۱ پیچش و واپیچش چشمه پرتوگاما
۷۲ مقدمه ۱-۴
۷۳ روش‌های تحلیل داده ۲-۴
۷۳ بازیابی ۳-۴
۷۵ کاربردها ۴-۴
۷۸ مثالی از پیچش ۵-۴
۸۱ روش‌های واپیچش ۶-۴
۸۱ واپیچش به روش ماتریس وارون ۱-۶-۴
۸۳ واپیچش به روش تکرار ۲-۶-۴

۸۷.....	۳-۶-۴ بازیابی به روش حداقل مربعات.....
۸۹.....	۴-۶-۴ واپیچش به روش تکرار طلایی.....
۹۳.....	۷-۴ مقایسه روش ها.....
۹۶.....	ضمیمه.....
۹۶.....	A.....
۹۶.....	A1 مقدار کمترین انرژی فوتون برای تولید زوج در یک میدان الکتریکی.....
۹۸.....	A2 به دست آوردن منحنی کالیبراسیون با استفاده از نرم افزار Origin.....
۱۰۱.....	B.....
۱۰۱.....	B1 بررسی اثر خطای محاسباتی.....
۱۰۳.....	B2 اطلاعات سطح مقطع مربوط به مواد بکاررفته در آشکارساز.....
۱۱۴.....	مراجع.....

فهرست شکل‌ها

- شکل ۱-۱ اثر فوتوالکتریک ۴
- شکل ۲-۱ اثر کامپتون ۶
- شکل ۳-۱ اثر تولید زوج؛ بر اثر نابودی پوزیترون دو فوتون 0.511 MeV تولید می‌شود. ۷
- شکل ۴-۱ اهمیت نسبی سه برهم‌کنش عمده پرتوگاما ۸
- شکل ۵-۱ قدرت تفکیک انرژی آشکارساز ۱۲
- شکل ۶-۱ طیف ارتفاع پالس دیفرانسیلی را توسط یک آشکارساز در شرایط چشمه تک انرژی نشان می‌دهد. ۱۳
- شکل ۷-۱ طیف چشمه‌ی متشکل از دو انرژی متمایز ۱۴
- شکل ۸-۱ طیف اندازه‌گیری شده برای $E_2 - E_1 > 2\Gamma$ ۱۵
- شکل ۹-۱ طیف اندازه‌گیری شده برای مورد $E_2 - E_1 = 2\Gamma$ ۱۵
- شکل ۱۰-۱ طیف اندازه‌گیری شده برای $E_2 - E_1 = \Gamma$ ۱۶
- شکل ۱۱-۱ نوفه الکتریکی ۲۱
- شکل ۱۲-۱ برهم‌کنش تپ‌ها و نوفه‌ی الکتریکی ۲۲
- شکل ۱۳-۱ توزیع به وجود آمده و پهنای آن که به انحراف معیار نوفه بستگی دارد. ۲۲

- شکل ۱-۲ نمایش طیف دیفرانسیلی (a) و انتگرالی (b)..... ۲۷
- شکل ۲-۲ طرحی از توزیع ارتفاع تپ چشمه تک انرژی ۲۹
- شکل ۱-۳ ساختار فایل ورودی کد MCNP..... ۳۵
- شکل ۲-۳ استوانه ماکروبادی ۳۶
- شکل ۳-۳ طیفسنجی گاما در حالتی که آشکارساز کوچک است. فرایندهای جذب فوتوالکتریک و تک پراکندگی کامپتون باعث ایجاد طیف کم انرژی سمت چپ می‌گردد. در انرژی‌های بالاتر، فرایند تولید زوج باعث اضافه شدن پیک دو فراری به صورت نشان داده شده در طیف سمت راست می‌گردد..... ۴۴
- شکل ۴-۳ طیفسنجی گاما در حالتی که آشکارساز بزرگ است. تمام فوتون‌های گاما، صرف نظر از پیچیدگی روند برهم‌کنش، تمام انرژی خود را در داخل آشکارساز ذخیره می‌کنند. ۴۶
- شکل ۵-۳ طیفسنجی گاما در حالتی که ابعاد آشکارساز متوسط است. در اینجا علاوه بر پیوستار ناشی از تک پراکندگی کامپتون و پیک تمام انرژی، طیف سمت چپ اثر پراکندگی کامپتون چندگانه را که با فرار فوتون آخر از آشکارساز خاتمه می‌یابد، نشان می‌دهد. پیک تمام انرژی در این حالت می‌تواند شامل تاریخچه‌هایی که با پراکندگی کامپتون آغاز می‌شوند، نیز باشد. در سمت راست، پیک تک فراری مربوط به برهم‌کنش‌های تولید زوج در حالتی است که یکی از دو فوتون نابودی بدون برهم‌کنش از آشکارساز خارج خواهد شد. پیک دو فراری که در شکل ۳-۵ نشان داده شده است، به دلیل برهم‌کنش‌های تولید زوج در حالتی است که هر دو فوتون نابودی از آشکارساز فرار می‌کنند. ۴۹
- شکل ۶-۳ طیف یک چشمه‌ی تک انرژی ۵۲
- شکل ۷-۳ تصویر واقعی آشکارساز CsI فرستاده شده توسط شرکت سازنده (نوبین طیف) ۵۴
- شکل ۸-۳ ترسیم تصویر سه بعدی آشکار ساز شبیه‌سازی شده با استفاده از نرم افزار Visual Editor ۵۴
- شکل ۹-۳ هندسه آشکارساز شبیه‌سازی شده با کد MCNP x 2.6 (الف: در راستای محور z، ب: در راستای محور y) ۵۵
- شکل ۱۰-۳ نمایش سه بعدی تابعهای پاسخ CsI(Tl)، محاسبه شده با کد شبیه‌سازی ۵۷

- شکل ۳-۱۱ طیف به دست آمده از تجربه..... ۵۹
- شکل ۳-۱۲ طیف به دست آمده از کد شبیه سازی ۶۰
- شکل ۳-۱۳ اطلاعات فیت کردن نمودار بر داده‌های fwhm با استفاده از نرم افزار origin ۶۲
- شکل ۳-۱۴ فیت کردن نمودار بر داده‌های fwhm با استفاده از نرم افزار origin ۶۳
- شکل ۳-۱۵ طیف به دست آمده از کد شبیه‌سازی ۶۴
- شکل ۳-۱۶ مقایسه طیف به دست آمده از تجربه و کد شبیه‌سازی (a) محور y لگاریتمی و (b) محور y خطی ۶۵
- شکل ۳-۱۷ قله‌هایی که در شکل نشان داده شده است..... ۶۶
- شکل ۳-۱۸ طیف های به دست آمده بعد از اضافه کردن لایه های اطراف بلور ۶۷
- شکل ۳-۱۹ طیف به دست آمده بعد از اضافه کردن لایه مس اطراف آشکارساز ۶۸
- شکل ۳-۲۰ ترابرد پرتوهای گاما زمانی که حفاظی نداریم..... ۶۹
- شکل ۳-۲۱ ترابرد پرتوهای گاما زمانی که حفاظ مسی به ضخامت ۱۰ cm به کار برده شد..... ۶۹
- شکل ۴-۱ پدیده پیچش ۷۴
- شکل ۴-۲ (a) تصویری از کهکشان NGC 3314، (b) تصویر مخدوش شده توسط نوفه، (c) تا (f) تصاویر باز یابی شده ۷۶
- شکل ۴-۳ طیفسنج یک نمودار ستونی را ایجاد میکند، یعنی کمیت M_i ، و نه تابع پیوسته $M(E)$ که در این شکل با خط چین نمایش داده شده است..... ۷۸
- شکل ۴-۴ یک تابع گاوسی که با یک تابع گاوسی دیگر پیچیده شود، توزیع گاوسی دیگری می‌دهد که 79
- شکل ۴-۵ طیف $S(E)$ به دست آمده از روش ماتریس وارون ۸۲
- شکل ۴-۶ مقایسه‌ی طیف $S(E)$ به دست آمده از روش ماتریس وارون و طیف $M(E)$ ۸۳

- شکل ۷-۴ طیف $S(E)$ به دست آمده با استفاده از روش تکرار..... ۸۶
- شکل ۸-۴ مقایسه‌ی طیف $S(E)$ به دست آمده از روش تکرار و طیف $M(E)$ و انجام نرمال سازی ۸۶
- شکل ۹-۴ تغییرات $S(E)$ با توجه به تغییرات تعداد تکرار ۸۷
- شکل ۱۰-۴ مقایسه طیف $S(E)$ به دست آمده از روش واپیچش حداقل مربعات و $M(E)$ ۸۹
- شکل ۱۱-۴ مقایسه طیف $S(E)$ به دست آمده از روش واپیچش تکرار طلایی و $M(E)$ ۹۱
- شکل ۱۲-۴ مقایسه‌ی طیف $S(E)$ به دست آمده از روش تکرار طلایی و طیف $M(E)$ و انجام نرمال سازی
به سطح زیر نمودار ۹۲
- شکل ۱۳-۴ تغییرات $S(E)$ با توجه به تغییرات تعداد تکرار در روش تکرار طلایی ۹۳
- شکل ۱۴-۴ مقایسه روش های واپیچش ۹۵
- شکل ۱-A ۱ اطلاعات مربوط به رابطه انرژی و کانال با فیت کردن بر روی داده ها ۹۸
- شکل ۲-A ۲ به دست آوردن رابطه انرژی و کانال با فیت کردن بر روی داده ها ۹۹
- شکل ۳-B ۳ نمودار سطح مقطع Cs ۱۰۳
- شکل ۴-B ۴ نمودار سطح مقطع Al ۱۰۸
- شکل ۵-B ۵ نمودار سطح مقطع TiO_2 ۱۱۱

فهرست جداول

- جدول ۱-۱ ویژگی‌های برخی از سوسوزن‌های غیر آلی ۱۰
- جدول ۱-۳ یکای کمیت‌های مختلف در کد MCNP ۴۲
- جدول ۱-A برخی از چشمه‌های تک انرژی موجود در طبیعت ۱۰۰
- جدول ۲-B اطلاعات مربوط به ضرایب تضعیف CsI(Tl) ۱۰۴
- جدول ۳-B اطلاعات مربوط به ضرایب تضعیف Al ۱۰۹
- جدول ۴-B اطلاعات مربوط به ضرایب تضعیف TiO₂ ۱۱۲

مقالات استخراج شده

۱. مقایسه روش‌های ماتریس وارون و حداقل مربعات در بازیابی طیف چشمه مجهول پرتوگاما در بازه انرژی ۵ keV تا ۱۵۰۰ keV در آشکارساز CsI(Tl) ارسال شده به نخستین کنفرانس بین المللی علوم فیزیک و ریاضی ۱۳۹۴
۲. بازیابی طیف پرتو گاما چشمه مخلوط ^{137}Cs و ^{60}Co با استفاده از روش تکرار ارسال شده به نخستین کنفرانس بین المللی علوم فیزیک و ریاضی ۱۳۹۴
۳. مقایسه روش‌های تکرار و حداقل مربعات در بازیابی طیف پرتو گاما حاصل از چشمه مخلوط ^{137}Cs و ^{60}Co در آشکارساز CsI(Tl) ارسال شده کنفرانس ملی فناوری‌های نوین نور، فوتونیک و سیستم‌های فتوولتائیک ۱۳۹۴
۴. تابع گستردگی گاوسی انرژی در آشکارساز سوسوزن CsI(Tl) در بازه انرژی ۵ keV تا ۱۵۰۰ keV با استفاده از کد شبیه‌سازی MCNPX 2.6 ارسال شده به کنفرانس فیزیک محاسباتی شهید رجایی ۱۳۹۴

فصل ۱

برهم کنش های

پرتوی گاما و

آشکارساز

۱-۱ مقدمه

در این فصل به مکانیسم برهم‌کنش تابش با ماده و ذخیره کردن انرژی در هنگام عبور تابش از ماده خواهیم پرداخت. بررسی این موضوع برای بخش‌های بعدی که در مورد آشکارسازی تابش است بسیار اهمیت دارد؛ بنابراین برای این که بتوانیم نحوه عملکرد آشکارسازها را بشناسیم و مهم‌تر از آن خروجی آن‌ها را تعبیر و تفسیر کنیم، نیاز به این داریم که بدانیم تابش چگونه با محیط اطراف برهم‌کنش می‌کند و پیامدهای برهم‌کنش‌های مختلف چیست؟

عملکرد هر آشکارساز اساساً به نحوه برهم‌کنش تابش مورد آشکارسازی با ماده آشکارساز بستگی دارد؛ بنابراین درک پاسخ یک آشکارساز خاص بر مبنای آشنایی با مکانیسم‌هایی خواهد بود که تابش بر اساس آن‌ها با ماده آشکارساز برهم‌کنش می‌کند و انرژی خود را از دست می‌دهد. با توجه به اینکه در این پژوهش از چشمه‌های گاما استفاده می‌شود بنابراین در قسمت‌های بعد فقط به بحث برهم‌کنش پرتوگاما با آشکارساز پرداخته می‌شود.

۲-۱ برهم‌کنش‌های پرتوگاما

هرچند که مکانیسم‌های بسیار زیادی برای برهم‌کنش پرتوهای گاما با ماده وجود دارد، اما در اندازه‌گیری‌های تابشی تنها سه نوع از این برهم‌کنش‌ها نقش مهمی دارند. جذب فوتوالکتریک، پراکندگی کامپتون و تولید زوج. در تمام این فرایندها بخشی یا تمام انرژی فوتون گاما به الکترون انتقال می‌یابد. این فرایندها باعث ایجاد تغییر ناگهانی در موجودیت پرتوگاما می‌شوند که در آن‌ها یا فوتون گاما به‌طور کامل ناپدید و یا در زوایای متفاوت پراکنده می‌شوند [۱-۳]. باید در اینجا متذکر شویم که این

برهم‌کنش‌ها قطعاً بر روی تابع پاسخ آشکارساز تأثیرگذار خواهند بود.

در ادامه قصد داریم درباره هریک از موارد سه‌گانه برهم‌کنش پرتوگاما با ماده توضیح مختصری ارائه کنیم.

۳-۱ مکانیسم‌های برهم‌کنش

۱-۳-۱ فوتوالکتریک

اثر فوتوالکتریک، برهم‌کنشی است بین یک فوتون و یک الکترون اتمی مقید. فوتون طی برهم‌کنش با یکی از اتم‌های جاذب به‌طور کامل ناپدید شده و به‌جای آن یک فوتوالکتریک پرنرژی از یکی از پوسته‌های الکترونی از ماده خارج می‌شود. در حالت کلی این برهم‌کنش با اتم خواهد بود.

برای پرتوهای گاما با انرژی کافی، محتمل‌ترین منشأ فوتوالکتریک‌ها مقیدترین پوسته‌ی اتمی یا همان پوسته‌ی K است. در احتمال جذب فوتوالکتریک جهش‌های ناپیوسته‌ای در انرژی‌های متناظر با انرژی بستگی پوسته‌های الکترونی خاص وجود دارد. به‌طور مثال انرژی بستگی یک e در پوسته‌ی K در سرب برابر ۸۸keV است بنابراین فوتون‌های فرودی با انرژی کمتر از ۸۸keV نمی‌توانند الکترون‌های پوسته‌ی K را آزاد کنند. (گرچه می‌توانند الکترون‌های پوسته‌ی بالاتر که انرژی بستگی کمتری دارند را آزاد کنند.) با افزایش انرژی فوتون به بیش از ۸۸keV، آمادگی الکترون‌های پوسته‌ی K جهت شرکت در فرایند جذب سبب افزایش ناگهانی احتمال جذب می‌شود که به نام لبه‌ی K معروف است.

فوتوالکتریک ظاهر شده با انرژی زیر ظاهر می‌گردد:

$$E_e = E_\gamma - E_b \quad (1-1)$$

که E_b نشان‌دهنده انرژی بستگی فوتوالکتریک در پوسته الکترونی مربوطه است. برای پرتوهای گاما با انرژی بیش از چند صد keV، فوتوالکتریک اکثریت انرژی فوتون را با خود حمل می‌کند.

در این برهم‌کنش علاوه بر ایجاد فوتوالکترون، یک اتم یونیزه با یک جای خالی در یکی از پوسته‌های الکترونی آن ظاهر می‌شود. این جای خالی به‌سرعت با گیراندازی یک الکترون آزاد از محیط یا بازچینش مجدد الکترون‌های پوسته‌های دیگر اتم، پر می‌شود؛ بنابراین ممکن است یک یا چند فوتون ایکس مشخصه نیز در این برهم‌کنش تولید شود. هرچند که این پرتوهای ایکس در اکثر موارد از طریق برهم‌کنش فوتوالکتریک با پوسته‌های الکترونی با انرژی کمتر، درجایی نزدیک به محل اصلی باز جذب می‌شوند، اما فاصله نفوذ و احتمال فرار آن‌ها از آشکارساز، می‌تواند تابع پاسخ آشکارساز را تحت تأثیر قرار دهد.

فرایند فوتوالکتریک برهم‌کنش غالب پرتوهای گاما کم انرژی است. علاوه بر این، فرایند فوتوالکتریک برای مواد جاذب با عدد اتمی بالا تقویت می‌گردد. بسیاری از آشکارسازهای مورد استفاده برای طیف‌سنجی گاما نیز به همین دلیل از موادی با عدد اتمی بالا ساخته می‌شوند. [۱]

در تمام گستره Z و E_γ ، هیچ رابطه تحلیلی معتبری برای احتمال جذب فوتوالکتریک وجود ندارد، اما می‌توان یک رابطه نیمه تجربی به‌صورت زیر در نظر گرفت [۲]:

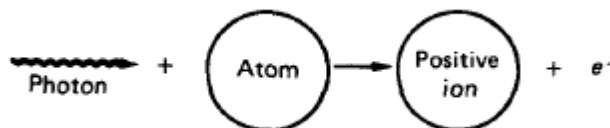
$$\tau(m^{-1}) = C \frac{Z^n}{E^m} = aN \frac{Z^n}{E^m} [1 - \theta(Z)] \quad (2-1)$$

که در آن

τ = احتمال رخداد پدیده فوتوالکتریک بر واحد راهی که پیموده است

a = یک ضریب ثابت، مستقل از Z و E_γ

ثابت‌هایی با مقدار بین ۳ تا ۵ m و n



شکل ۱-۱ اثر فوتوالکتریک

۱-۳-۲ برهم‌کنش کامپتون

برهم‌کنش پراکندگی کامپتون بین فوتون گامای فرودی و یک الکترون از ماده جاذب اتفاق می‌افتد. در پراکندگی کامپتون فوتون فرودی ناپدید نمی‌شود بلکه در زاویه‌ی θ نسبت به جهت اولیه خود منحرف می‌شود. در این فرایند فوتون بخشی از انرژی خود را به الکترون منتقل می‌کند که این الکترون پس از دریافت انرژی، الکترون پس‌زده نامیده می‌شود. با توجه به اینکه احتمال پراکندگی در تمام زوایا وجود دارد، انرژی انتقال‌یافته به الکترون می‌تواند از صفر تا بخش قابل‌توجهی از انرژی پرتوگاما فرودی تغییر کند. با استفاده‌ی همزمان از معادلات پایستگی انرژی و تکانه خطی می‌توان رابطه‌ی میان زاویه‌ی پراکندگی و انرژی انتقال‌یافته به الکترون را به دست آورد.

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + (1 - \cos\theta)E_{\gamma}/mc^2} \quad (۳-۱)$$

$$T = \frac{(1 - \cos\theta)E_{\gamma}/mc^2}{1 + (1 - \cos\theta)E_{\gamma}/mc^2} \quad (۴-۱)$$

که در آن:

$\theta =$ زاویه بین راستای پرتوی گامای اولیه و پرتو گامای پراکنده شده

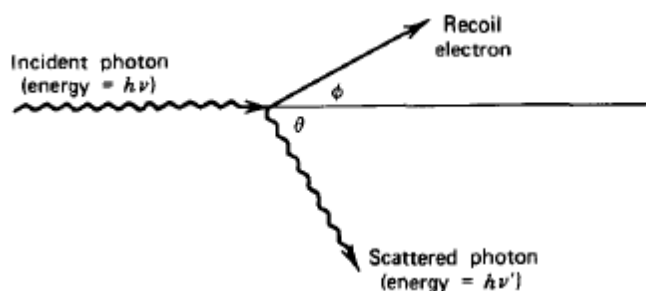
باید توجه داشت که تحلیل فوق با این فرض که فوتون‌های گاما با الکترون‌های آزاد برهم‌کنش می‌کنند به‌همین دلیل انرژی بستگی الکترون منظور نشده است. با این وجود، اگر انرژی فوتون از مرتبه keV یا بیشتر باشد، درحالی‌که انرژی بستگی الکترون از مرتبه eV است می‌توان الکترون را آزاد فرض کرد. موضوع خیلی مهم در اندازه‌گیری پرتوها، انرژی بیشینه و کمینه فوتون و الکترون پس‌زده است. انرژی کمینه فوتون پراکنده زمانی به دست می‌آید که $\theta = \pi$ باشد. انرژی فوتون پراکنده، در $\theta = 0$ به بیشینه می‌رسد. در پراکندگی کامپتون غیرممکن است که تمامی انرژی فرودی به الکترون داده شود. احتمال پراکندگی کامپتون بر هر اتم جاذب، به تعداد الکترون‌های موجود به‌عنوان مراکز پراکنده ساز بستگی دارد، بنابراین انتظار داریم با افزایش Z احتمال پراکندگی نیز افزایش یابد [۱، ۲، ۴].

$$\sigma(m^{-1}) = NZf(E_{\gamma}) \quad (5-1)$$

که در آن

احتمال رخداد برهم‌کنش کامپتون بر واحد مسافت پیموده شده است $\sigma =$

تابعی از E_{γ} $f(E_{\gamma}) =$



شکل ۲-۱ اثر کامپتون

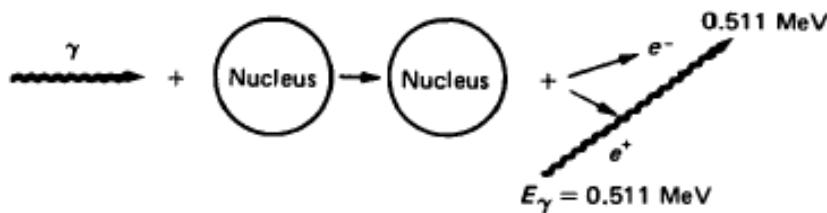
۳-۳-۱ تولید زوج

تولید زوج برهم‌کنشی است بین یک فوتون و یک هسته. هرچند در این برهم‌کنش هسته دست‌خوش هیچ تغییری نمی‌شود اما حضور آن برای وقوع تولید زوج ضروری است. چنانچه انرژی پرتوگاما از دو برابر انرژی جرم سکون الکترون ($1,02 \text{ MeV}$) بزرگ‌تر باشد، فرایند تولید زوج به لحاظ انرژی امکان‌پذیر خواهد بود. برای پرتوهای گامایی که انرژی آن‌ها تنها چند صد keV بالاتر از این آستانه است، احتمال تولید زوج کوچک است؛ اما با افزایش انرژی در محدوده چندین MeV، این مکانیسم برهم‌کنش، مکانیسم غالب خواهد بود. در این برهم‌کنش (در صورتی که در میدان کولنی هسته رخ دهد)، فوتون گاما ناپدید شده و به جای آن یک زوج الکترون-پوزیترون تولید می‌شود. مابقی انرژی فوتون از $1,02 \text{ MeV}$ که برای تولید زوج لازم است، به شکل انرژی جنبشی بین الکترون و پوزیترون تقسیم می‌شود. با توجه به اینکه پوزیترون پس از کنده شدن در محیط مادی نهایتاً نابود خواهد شد، دوفوتون نابودی نیز به عنوان محصولات ثانویه این برهم‌کنش تولید خواهند شد. سرنوشت نهایی این فوتون‌ها، اثر قابل توجهی بر پاسخ آشکارسازهای

گاما خواهند داشت. در ضمن بایستی این نکته را در نظر داشت که تولید زوج می‌تواند در میدان یک الکترون رخ بدهد، احتمال رخداد این پدیده بسیار کم است و آستانه انرژی فوتون فرودی $E_\gamma = 4mc^2 = 2,04\text{MeV}$ است^۱. هیچ معادله ساده‌ای برای احتمال تولید زوج وجود ندارد، اما بزرگی این احتمال تقریباً با توان دوم عدد اتمی جاذب تغییر خواهد کرد.

$$k(m^{-1}) = NZ^2 f(E_\gamma, Z) \quad (۶-۱)$$

که در آن تابع f تابع پیچیده‌ای از E_γ و Z است [۴.۲.۱].



شکل ۱-۳ اثر تولید زوج؛ بر اثر نابودی پوزیترون دو فوتون $0,511 \text{ MeV}$ تولید می‌شود.

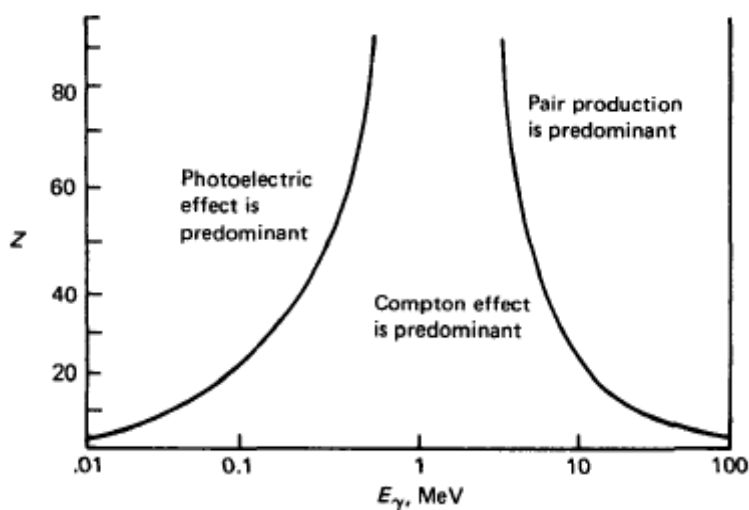
۴-۱ ضریب تضعیف کل

وقتی یک فوتون، در درون ماده‌ای حرکت می‌کند، ممکن است از طریق هر یک از سه برهم‌کنش عمده‌ای که پیش‌ازین مورد بحث قرار گرفت برهم‌کنش نماید. اهمیت نسبی این سه فرایند برای مواد جاذب و انرژی‌های مختلف گاما در شکل ۲-۴ نشان داده شده است. خط سمت چپ نشان‌دهنده انرژی‌ای است که در آن فوتوالکتریک و پراکندگی کامپتون برحسب تابعی از عدد اتمی جاذب، دارای احتمال برابر هستند. خط سمت راست نشان‌دهنده انرژی‌ای است که در آن پراکندگی کامپتون و تولید زوج دارای احتمال برابر هستند.

^۱ اثبات این رابطه در ضمیمه آورده شده است.

احتمال کل برهم‌کنش، μ ، که اصطلاحاً ضریب تضعیف خطی کل نامیده می‌شود برابر با حاصل جمع سه احتمال است [۲.۱].

$$\mu(m^{-1}) = \tau + \sigma + k \quad (۷-۱)$$



شکل ۴-۱ اهمیت نسبی سه برهم‌کنش عمده پرتوگاما

به همین دلیل نمودار احتمالات مربوط به مواد استفاده شده در آشکارساز مورد نظر این پژوهش با استفاده از نرم‌افزار Muplot و یا با استفاده از سایت پژوهشی nidt.gov با استفاده از xcom به دست آمده است. جداول و نمودارها مربوط به هر یک از احتمالات فوتوالکتریک، کامپتون، تولید زوج و کل برای مطالعه در ضمیمه آورده شده است.

در این کار از آشکارساز CsI(Tl) استفاده شده و از عنصر آلومینیوم برای جداره و از اکسید تیتانیوم به‌عنوان رفلکتور (منعکس‌کننده) استفاده شده است.

۵-۱ آشکارساز

کار آشکارساز عبارت است از تولید یک علامت الکتریکی به ازای هر ذره‌ای که وارد آن می‌شود [۲]. دامنه هر پالس شامل اطلاعات مهمی با توجه به بار تولیدشده توسط هر برهم‌کنش در داخل آشکارساز است. اگر تعداد زیادی از این پالس‌ها بررسی شود، دامنه‌ی همه‌ی این پالس‌ها یکسان نخواهد بود. بخشی از این تغییرات می‌تواند به دلیل افت و خیزهایی باشد که در پاسخ ذاتی یک آشکارساز به تابش تک انرژی به وجود می‌آید [۵].

۶-۱ آشکارسازهای سوسوزن

فرایند سوسوزنی یکی از مفیدترین روش‌های موجود برای آشکارسازی و طیف‌نگاری طبقه وسیعی از پرتوها به شمار می‌آید. سوسوزن‌ها موادی هستند که به‌صورت جامد، مایع و گاز یافت می‌شوند. وقتی تابش یوننده از آن‌ها می‌گذرد تولید جرقه و یا نور می‌کنند. نخستین جامدی که به‌عنوان یک آشکارساز ذره به کار رفت سوسوزنی بود که رادرفورد در سال ۱۹۱۰ در آزمایشگاه خود درزمینه‌ی پراکندگی ذرات آلفا به کار گرفت. در وسیله مورد استفاده او ذرات آلفا به یک صفحه سولفورروی برخورد کرده و تولید نور می‌کردند.

انواع مختلف سوسوزن‌ها را به سه گروه تقسیم می‌کنیم:

(۱) سوسوزن‌های غیر آلی

(۲) سوسوزن‌های آلی

(۳) سوسوزن‌های گازی

در ادامه به تشریح سوسوزن‌های غیر آلی مخصوصاً CsI(Tl) می‌پردازیم.

۷-۱ سوسوزن‌های غیر آلی

گسترده‌ترین سوسوزن‌های مورد استفاده شامل کریستال‌های هالید قلیایی غیر آلی است. مواد غیر آلی از نظر نور خروجی و خطی بودن بهترین هستند اما با چند استثنا دارای زمان پاسخ نسبتاً کندی می‌باشند. Z بالای مواد تشکیل‌دهنده و چگالی بالای کریستال‌های غیر آلی برای طیف‌سنجی پرتوهای گاما مناسب است [۶].

۸-۱ ویژگی‌های سوسوزن CsI(Tl)

یدور سدیم به‌عنوان یک سوسوزن هالید قلیایی شهرت زیادی دارد. این ماده به‌صورت خالص و یا به همراه فعال‌سازهایی مانند سدیم و تالیوم استفاده می‌شوند. ویژگی‌های سوسوزنی حاصل از این دو حالت با یکدیگر متفاوت است. ضریب جذب یدور سزیم برای پرتوهای گاما در واحد حجم، در مقایسه با یدور سدیم کمی بزرگ‌تر است. با توجه به اینکه یدور سزیم در مقایسه با یدور سدیم سخت‌تر است، می‌توان آن را در معرض شوک‌ها و ارتعاشات شدیدتری قرار داد [۷].

پیک طیف گسیلی CsI(Tl) در طول موج بزرگ‌تری نسبت به NaI(Tl) قرار می‌گیرد، بنابراین به‌خوبی با پاسخ لامپ‌های تکثیرکننده فوتون (فوتوکاتدهای دو قلیایی) سازگاری ضعیفی دارد. به همین دلیل اغلب گفته می‌شود که نور خروجی CsI(Tl) کمتر از یدور سدیم است؛ اما چنانچه پاسخ این سوسوزن با فوتوکاتدی اندازه‌گیری شود که حساسیت طیفی آن در ناحیه‌ی قرمز باشد، بازده سوسوزنی آن از تمام سوسوزن‌های دیگر بزرگ‌تر است [۱، ۸، ۹].

جدول ۱-۱ ویژگی‌های برخی از سوسوزن‌های غیر آلی

Alkali Halide	Density [g/cm ³]	Wavelength of Max.Emission	Refractive Index	Decay Time(μs)
NaI(Tl)	3,67	415	1,85	0,23

CsI(Tl)	4,51	550	1,80	0,68
CsI(Na)	4,51	420	1,84	0,46
CsI(Pure)	4,51	315	1,96	0,016

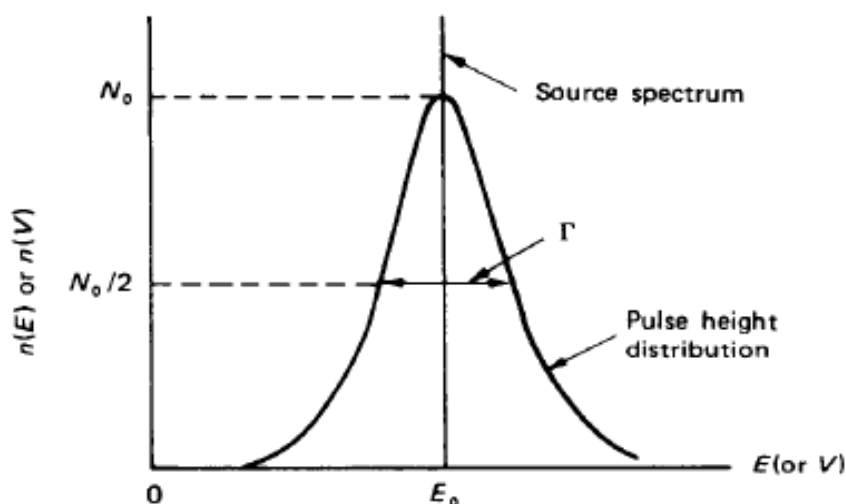
۹-۱ قدرت تفکیک انرژی

در بسیاری از کاربردهای آشکارسازها؛ هدف، اندازه‌گیری توزیع انرژی تابش است. این هدف در دسته‌بندی طیف‌سنجی تابش قرار می‌گیرد. به منظور اندازه‌گیری طیف انرژی یک چشمه گسیلنده پرتو گاما، چگونگی عملکرد آشکارساز به کار رفته با پهنای قله فوتوپیک معین می‌شود. هر چه این پهنای کوچکتر باشد قدرت تفکیک انرژی مربوط به این آشکارساز بهتر است. این پهنای که در نیم بیشینه‌ی منحنی زنگی شکل اندازه گرفته می‌شود، با Γ یا $FWHM^1$ (تمام پهنای در نیم بیشینه) نشان داده می‌شود (شکل ۱-۵). توانایی یک آشکارساز در شناسایی ذرات با انرژی‌های متفاوت، که قدرت تفکیک انرژی نام دارد، برحسب Γ داده می‌شود و یا برحسب نسبت $R(E_0)$ که عبارت است از:

$$R(E_0) = \frac{\Gamma}{E_0} \quad (۸-۱)$$

محاسبه می‌شود. قدرت تفکیک انرژی R یک نسبت بدون بعد است و معمولاً برحسب درصد بیان می‌شود [۲].

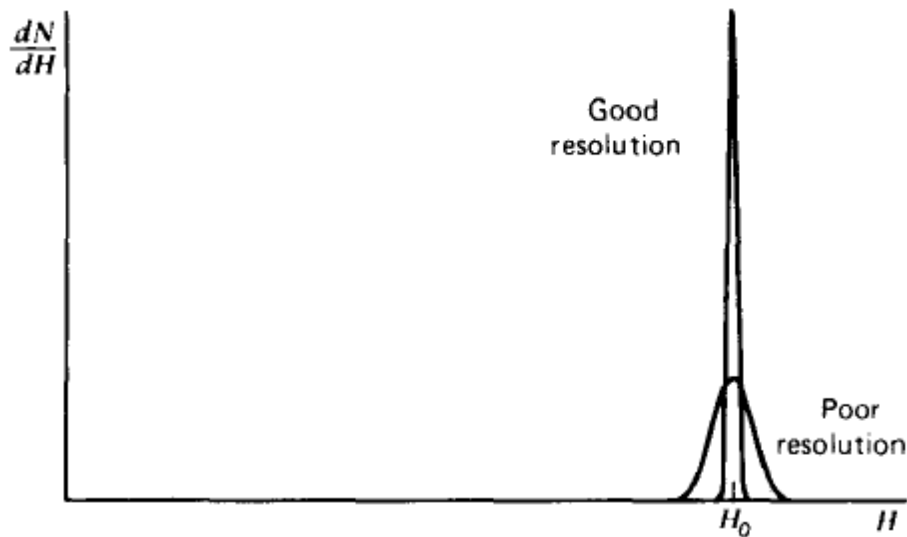
¹ Full Width at Half of Maximum



شکل ۱-۵ قدرت تفکیک انرژی آشکارساز

۱-۱۰ قدرت تفکیک انرژی-تابع پاسخ

یک خاصیت مهم دستگاه آشکارساز در طیف‌سنجی تابش با در نظر گرفتن پاسخ آشکارساز به یک چشمه تک انرژی، مورد بررسی قرار می‌گیرد. شکل ۱-۶ طیف ارتفاع پالس دیفرانسیلی را که توسط یک آشکارساز در این شرایط به دست آمده است، نشان می‌دهد. این توزیع تابع پاسخ آشکارساز نامیده می‌شود. در این شکل، منحنی با برچسب قدرت تفکیک خوب نشان‌دهنده یک توزیع مناسب در اطراف ارتفاع پالس H_0 و منحنی با برچسب قدرت تفکیک بد نشان‌دهنده پاسخ یک آشکارساز با عملکرد ضعیف است. هرچند هر دو توزیع در اطراف یک مقدار میانگین تمرکز یافته‌اند، پهنای مربوط به آشکارساز با قدرت تفکیک بد، بزرگ‌تر از پهنای مربوط به آشکارساز با قدرت تفکیک خوب است [۱].



شکل ۶-۱ طیف ارتفاع پالس دیفرانسیلی را توسط یک آشکارساز در شرایط چشمه تک انرژی نشان می‌دهد.

بنابراین هر چه قدرت تفکیک انرژی کوچک‌تر باشد، آشکارساز بهتر می‌تواند دو تابش را که انرژی آن‌ها نزدیک به هم است، از یکدیگر متمایز کند. این موضوع را در بخش بعد مورد بررسی قرار خواهیم داد.

بسته به نوع و انرژی ذره فرودی و نوع آشکارساز، یک چشمه تک انرژی، توزیع ارتفاع تپ تولیدشده ممکن است تابع گاوسی یا تابع پیچیده‌تری باشد. در هر دو حالت نتیجه این است که گرچه تمام ذرات با یک انرژی از چشمه گسیل می‌شوند، اما احتمال آن هست که آن‌ها در گستره‌ای از انرژی‌ها ثبت گردند. این احتمال را با تابع پاسخ یا تابع قدرت تفکیک $R(E, E')$ دستگاه آشکارساز بیان می‌کنیم که به صورت زیر تعریف می‌شود:

احتمال آن که ذره‌ای با انرژی E از چشمه گسیل شود، با انرژی E' ثبت گردد $R(E, E')$

۱۱-۱ اهمیت قدرت تفکیک انرژی خوب

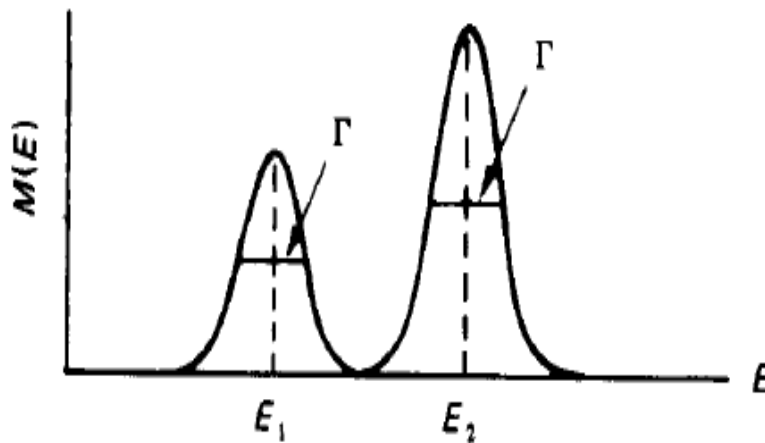
اهمیت قدرت تفکیک انرژی خوب زمانی معنا می‌یابد که طیف انرژی مورد اندازه‌گیری از چندین انرژی تشکیل شده باشد. به‌عنوان مثال طیف چشمه انرژی زیر را در نظر بگیرید که از دو انرژی E_1 و E_2 با قدرت‌های متفاوت تشکیل شده است، از طرفی فرض کنید این طیف با دستگاهی که دارای قدرت تفکیک انرژی Γ است اندازه گرفته می‌شود. (هرچند ممکن است Γ در انرژی‌های E_1 و E_2 متفاوت باشد، اما اختلاف خیلی کوچک است، زیرا E_1 و E_2 به هم نزدیک هستند. در بحث حاضر، در انرژی‌های E_1 و E_2 یک Γ به کار خواهیم برد.) و موارد زیر را مورد بررسی قرار می‌دهیم [۲]:



شکل ۷-۱ طیف چشمه‌ی متشکل از دو انرژی متمایز

$$E_2 - E_1 > 2\Gamma \quad ۱.$$

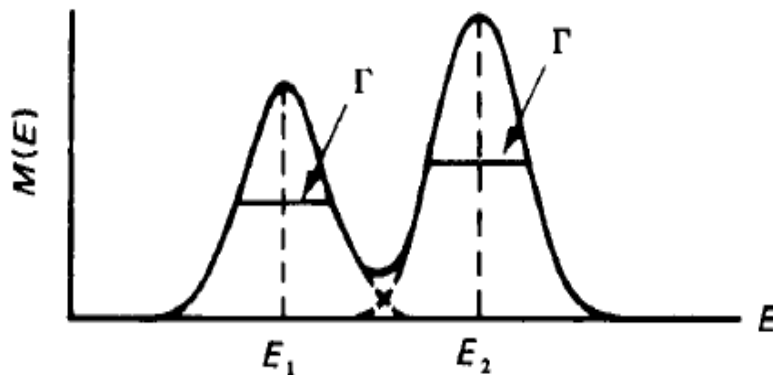
طیف اندازه‌گیری شده در شکل ۸-۱ نشان داده شده است. دستگاه می‌تواند دو قله را از هم تفکیک کند. یعنی دو قله را می‌توان به صورت دو انرژی جدا از هم تشخیص داد.



شکل ۸-۱ طیف اندازه‌گیری شده برای $E_2 - E_1 > 2\Gamma$

$$E_2 - E_1 = 2\Gamma \quad ۲.$$

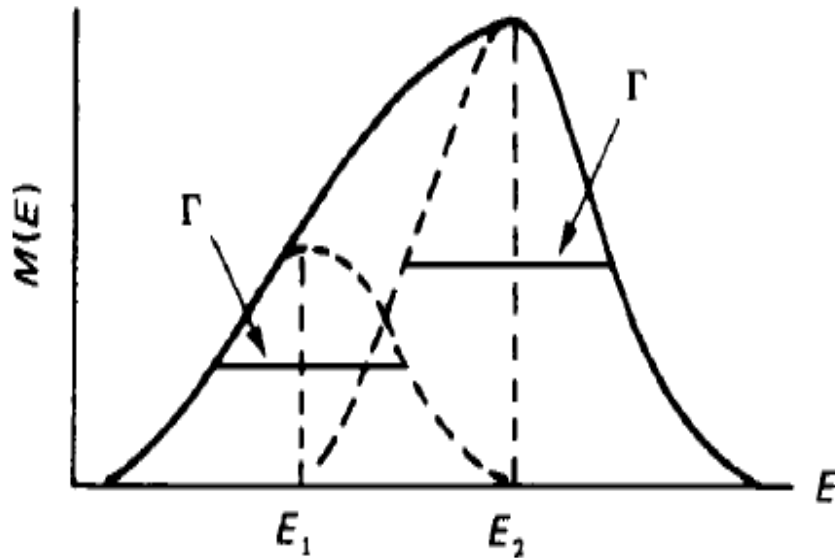
با مشاهده طیف اندازه‌گیری شده همچنان تفکیک دو قله از یکدیگر را می‌توان ملاحظه کرد.



شکل ۹-۱ طیف اندازه‌گیری شده برای مورد $E_2 - E_1 = \Gamma$

$$E_2 - E_1 = \Gamma \quad ۳.$$

خط پر نشان می‌دهد که طیف اندازه‌گیری شده چگونه به صورت جمع دو قله (خط‌چین) به نظر می‌رسد.



شکل ۱۰-۱ طیف اندازه‌گیری شده برای $E_2 - E_1 = \Gamma$

روشن است که اگر $E_2 - E_1 = \Gamma$ باشد مشکل می‌توان دو قله‌ی جدا از هم را تشخیص داد و در صورتی که

$E_2 - E_1 < \Gamma$ باشد، مسئله تفکیک از این هم بدتر خواهد شد.

حال اگر تابع پاسخ آشکارساز معلوم نباشد و طیف اندازه‌گیری شده هم قله‌های قابل تشخیص را نشان ندهد، روش زیر را برای قدرت تفکیک انرژی لازم که به‌منظور تشخیص قله‌های تقریباً هم‌ارتفاع است به کار می‌بریم:

برای این که بتوان دو قله‌ی واقع در E_1 و E_2 را از هم تفکیک کرد، قدرت تفکیک انرژی دستگاه باید طوری باشد که

$$|E_2 - E_1| \geq \Gamma \quad (9-1)$$

۱-۱۲ مهم ترین عواملی که بر قدرت تفکیک انرژی اثر دارند

باید این نکته را یادآوری کنیم که عوامل دخیل در ایجاد افت و خیز در پاسخ یک آشکارساز، سبب تضعیف و تخریب قدرت تفکیک انرژی آشکارساز می شود.

۱. افت و خیزهای آماری (نوفه های آماری) در تعداد حامل های بار تولید شده در آشکارساز

۲. نوفه (نوفه) الکتریکی در خود آشکارساز، پیش تقویت کننده و تقویت کننده

۳. گردآوری ناقص بارهای تولید شده در آشکارساز

قبل از آن که به هر یک از عوامل فوق پردازیم باید طبیعت آماری گسیل تابش را در نظر داشته باشیم: گسیل تابش چیزی نیست جز رها شدن انرژی توسط یک سیستم به هنگامی که از یک حالت به حالت دیگر می رود. گسیل تابش اتمی و هسته ای از قواعد نظریه کوانتومی پیروی می کنند. در نتیجه فقط می توان از احتمال رخداد یک واکنش و یا گسیل ذره صحبت به میان آورد. اگر سعی کنیم تعداد ذراتی را که در یک واکنش هسته ای گسیل می شوند اندازه بگیریم، این عدد برحسب زمان ثابت نیست، بلکه به علت طبیعت آماری پدیده مورد مطالعه دارای یک عدم قطعیت است؛ بنابراین، فقط می توان تعداد میانگین ذرات گسیل شده را تعیین کرد. این میانگین نظیر هر میانگین دیگری، یک عدم قطعیت، خطا، به همراه دارد.

۱-۱۲-۱ اثر افت و خیزهای آماری (نوفه های آماری): ضریب فانو

می توان گفت افت و خیزهای آماری نسبت به دیگر عوامل مهم تر است، زیرا باعث افت و خیزهای بسیار مهمی می شود که بدون توجه به اینکه دیگر اجزای سیستم چقدر دقیق کار می کند، همواره در سیگنال حاصل از آشکارساز وجود خواهد داشت. در بسیاری از کاربردهای آشکارسازها، نوفه های آماری باعث ایجاد افت و خیز در سیگنال حاصل از آشکارساز شده و یک محدودیت مهم را بر روی عملکرد آشکارساز قرار می دهند.

نوفه‌های آماری ناشی از این واقعیت است که بار تولیدشده Q در داخل آشکارساز به‌واسطه برهم‌کنش یک کوانتوم تابش در داخل آشکارساز، یک کمیت پیوسته نیست و نشان‌دهنده تعداد گسسته‌ای از حامل‌های بار است. در یک شمارنده‌ی سوسوزنی این حامل‌های بار، الکترون‌هایی هستند که توسط فوتوکاتد لامپ تکثیرگر فوتونی جمع‌آوری می‌شوند؛ بنابراین چون تعداد حامل‌های بار گسسته است، حتی چنانچه میزان انرژی ذخیره‌شده به ازای تمام رخدادها در داخل آشکارساز دقیقاً باهم برابر باشند، تعداد حامل‌های بار تولیدشده از یک رخداد تا رخداد بعدی تحت تأثیر افت و خیزهای تصادفی است. چنانچه فرض کنیم شکل‌گیری حامل‌های بار یک فرایند پواسونی است، می‌توان یک برآورد از این نوسانات آماری ذاتی به دست آورد. در این حالت چنانچه به‌طور متوسط N حامل بار تولیدشده باشند، انحراف معیار \sqrt{N} مشخص‌کننده نوسانات آماری ذاتی در تعداد حامل‌های بار تولیدشده است. در صورتی که این افت و خیزهای آماری تنها منبع افت و خیز در تپ تولیدشده باشند، تابع پاسخ باید شکل گاوسی داشته باشند، زیرا تعداد N بزرگ است. در این حالت تابع توزیع گاوسی مناسب‌ترین توزیع است [۱، ۲].

$$G(H) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(H - H_0)^2}{2\sigma^2}\right) \leftrightarrow G(E) = \frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(E - E_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (10-1)$$

پارامتر σ هر توزیع گاوسی با توجه حل معادله

$$G(H_0 - \Gamma) = G(H_0 + \Gamma) = \frac{1}{2} G(H_0) \quad (11-1)$$

برابر رابطه زیر است.

$$\Gamma = (2\sqrt{2 \ln 2})\sigma \approx 2,35\sigma \quad (12-1)$$

دو پارامتر دیگر یعنی A و E_0 (و یا H_0) به ترتیب مساحت توزیع و نقطه مرکز توزیع را نشان می‌دهد. پاسخ بسیاری از آشکارسازها تقریباً به‌صورت خطی است، طوری که دامنه تپ متوسط برابر است با H_0 .

E_0 (یا WN) که W در ادامه معین می‌شود؛ بنابراین انحراف معیار مربوط به قله در طیف ارتفاع تپ برابر $\sigma = W\sqrt{N}$ و لذا FWHM این قله برابر رابطه زیر است.

$$FWHM = \Gamma_F = (2\sqrt{2 \ln 2})\sigma \approx 2,35\sigma = 2,35W\sqrt{N} \quad (13-1)$$

حال با این روابط می‌توان قدرت تفکیک انرژی R را که به دلیل افت و خیزهای آماری در تعداد حامل‌های بار محدود شده است، محاسبه کرد.

$$R|_{\text{حد پواسون}} = \frac{FWHM}{E_0} = \frac{2,35W\sqrt{N}}{WN} = \frac{2,35}{\sqrt{N}} \quad (14-1)$$

از این معادله می‌توان چنین نتیجه گرفت که این مقدار R فقط به تعداد حامل‌های بار N بستگی دارد و قدرت تفکیک انرژی هنگامی که N افزایش یابد، بهبود می‌یابد. (R کاهش می‌یابد).

اندازه‌گیری قدرت تفکیک انرژی در برخی از آشکارسازها نشان می‌دهد که مقادیر R به دست آمده برای آشکارساز می‌تواند ۳ تا ۴ برابر کوچک‌تر از مقدار R پیش‌بینی شده توسط بحث آماری فوق باشد [۱۰]. این نتایج نشان می‌دهد فرایندهایی که باعث شکل‌گیری هر حامل بار در داخل آشکارساز می‌شوند، از یکدیگر مستقل نیستند و بنابراین نمی‌توان تعداد کل حامل‌های بار با استفاده از توزیع پواسون ساده توضیح داد. به همین دلیل، کمی کردن میزان انحراف افت و خیزهای آماری مشاهده شده در تعداد کل حامل‌های که از پیش‌بینی‌های آمار پواسون به دست آمده بود، کمیتی به نام عامل فانو معرفی می‌شود که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$F = \frac{\text{واریانس مشاهده شده در } N}{\text{واریانس پیش‌بینی شده توسط توزیع پواسون}} \quad (15-1)$$

با توجه به اینکه واریانس توسط σ^2 داده می‌شود، معادله (۷-۳) را می‌تواند به صورت زیر نوشت:

$$R|_{\text{حد آماری}} = \frac{2,35W\sqrt{N}\sqrt{F}}{WN} = 2,35 \sqrt{\frac{F}{N}} \quad (۱۶-۱)$$

انرژی میانگین لازم برای تولید یک زوج الکترون-حفره را W فرض کنیم. اگر انرژی گاف را با E_g نمایش دهیم، آنگاه اختلاف بین W و E_g نمایشگر آن است که بخشی از انرژی ذره فرودی صرف فرایندهایی می‌شود که حامل بار تولید نمی‌کند. واضح 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 $N = \frac{E}{W}$ است. (انرژی‌های تلف شده از طرق دیگر از قبیل انرژی صرف شده برای گرم شدن آشکارساز را نیز می‌تواند در نظر گرفت).

هر چند که ضریب فانو برای آشکارسازهای نیمه‌هادی و تناسبی کوچک‌تر از یک است؛ اما در آشکارسازهای سوسوزن که یک قدرت تفکیک انرژی محدود را که سازگار با پیش‌بینی‌های توزیع پواسون است، از خود نشان می‌دهند، ضریب فانو برابر یک است [۱].

پهنای Γ_F توزیع گاوسی با رابطه زیر به انحراف معیار σ مربوط می‌شود:

$$\Gamma_F = (2\sqrt{2 \ln 2})\sigma \approx 2,35W\sqrt{N}\sqrt{F} = 2\sqrt{2 \ln 2} WFE \quad (۱۷-۱)$$

معادله فوق نشان می‌دهد که Γ_F ، که ناشی از افت و خیزهای آماری است، متناسب با ریشه دوم انرژی است.

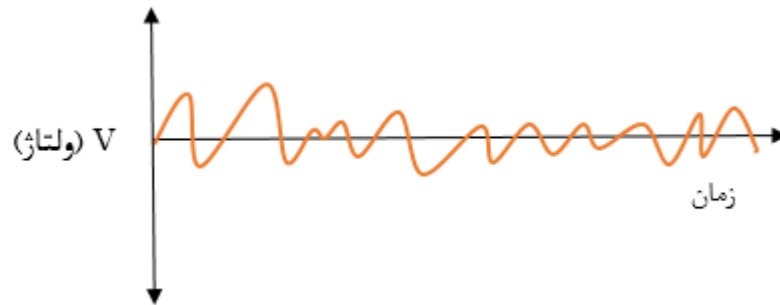
برای مقایسه‌ی سهم افت و خیزهای آماری در قدرت تفکیک انواع مختلف آشکارسازها در یک انرژی معین؛ می‌توان رابطه زیر را به کاربرد:

$$\frac{R_1}{R_2} = \frac{\Gamma_1/E}{\Gamma_2/E} = \sqrt{\frac{W_1 F_1}{W_2 F_2}} \quad (۱۸-۱)$$

از معادله فوق پیداست که قدرت تفکیک آشکارسازی بهتر است که در آن انرژی لازم برای تولید حامل‌های بار کمتر است و ضریب فانو کوچک‌تری دارد. هر منشأ افت و خیز دیگری که در زنجیره تپ‌ها به این افت و خیزهای آماری ذاتی آشکارساز اضافه شود، قدرت تفکیک انرژی را تحت تأثیر قرار می‌دهد، در ادامه به آن‌ها اشاره می‌کنیم.

۱-۱۲-۲ اثر نوفه (نوفه) الکتریکی

نوفه الکتریکی، یعنی تغییرات کم ولتاژ با ولتاژ میانگین $\bar{v}_n \neq 0$ در اطراف خط صفر. (شکل زیر)



شکل ۱-۱۱ نوفه الکتریکی

برای دیدن اثر نوفه الکتریکی بر قدرت تفکیک انرژی، تپ‌هایی با ارتفاع ثابت V در نظر بگیرید. در غیاب نوفه، FWHM این تپ‌ها صفر است. (فرض بر این است که فقط نوفه الکتریکی داریم.)

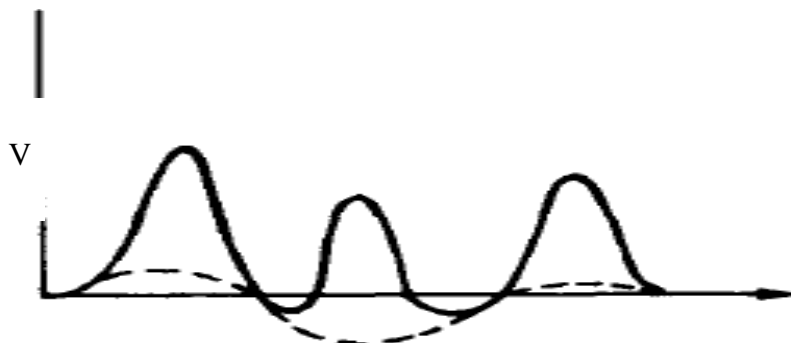
اگر نوفه وجود داشته باشد بر اثر برهم نهش تپ‌ها و نوفه، تپ‌هایی به وجود خواهند آمد که دیگر هم ارتفاع نیستند، بلکه تشکیل یک توزیع گاوسی با پهنایی برابر با رابطه زیر

$$\Gamma_n = 2\sqrt{2\ln 2} \sigma_n \quad (19-1)$$

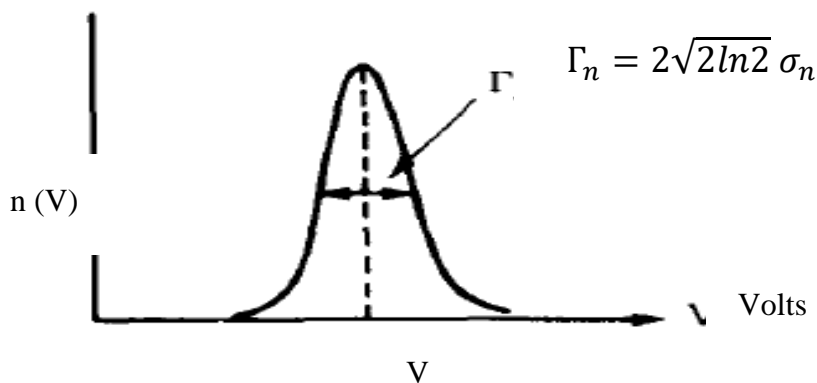
که در آن:

$\sigma_n =$ انحراف از معیار نوفه الکتریکی

در اطراف V می‌دهند. پهنای Γ_n فقط ناشی از نوفه الکتریکی است و ربطی به آثار آماری درون آشکارساز ندارد.



شکل ۱۲-۱ برهمکنش تپ‌ها و نوفه‌ی الکتریکی



شکل ۱۳-۱ توزیع به وجود آمده و پهنای آن که به انحراف معیار نوفه بستگی دارد.

۳-۱۲-۱ اثر گردآوری ناقص بار

گردآوری ناقص، ناشی از گرفتار شدن حامل‌هاست. مقدار بار گرفتار شده متناسب با انرژی ذخیره شده است، که خود متناسب با انرژی ذرات فرودی است. به این دلیل، قدرت تفکیک در انرژی‌های بالاتر بیشتر از انرژی‌های پایین‌تر تحت تأثیر اثر گرفتاری حامل قرار می‌گیرد. آثار گرفتاری به ماده‌ای که آشکارساز از آن ساخته می‌شود بستگی دارد [۲].

علاوه بر عوامل ذکر شده می‌توان به انحرافات به وجود آمده در ویژگی‌های عملکردی آشکارساز در

مدت زمان اندازه‌گیری نیز اشاره کرد.

۱-۱۳ پهنای کل

اگر چندین منشأ افت و خیز وجود داشته باشد و هرکدام از این منابع مستقل باشند، تئوری آمار پیش‌بینی می‌کند که تابع پاسخ کل همیشه به سمت یک شکل گاوسی پیش می‌رود، حتی اگر هرکدام از منابع افت و خیز توسط توزیع‌هایی با شکل‌های مختلف مشخص شوند. بنابراین تابع گاوسی به‌طور گسترده‌ای برای نشان دادن تابع پاسخ یک سیستم آشکارسازی که عوامل مختلفی در قدرت تفکیک انرژی کل دخالت دارند، مورد استفاده قرار می‌گیرد. در نهایت مربع $FWHM$ کل برابر است با مجموع مربعات $FWHM$ هر یک از منابع افت و خیز [۱]. می‌توان این رابطه را با استفاده از روابط انتشار خطا اثبات کرد.

$$FWHM_{\text{کل}}^2 = FWHM_{\text{آماری}}^2 + FWHM_{\text{نوفه}}^2 + \dots \quad (۲۰-۱)$$

فصل ۲

طیف‌نگاری پرتوگاما

۱-۲ مقدمه

طیف‌نگاری جنبه‌ای است از اندازه‌گیری پرتوها که با چگونگی اندازه‌گیری توزیع انرژی ذرات گسیل‌شده از یک چشمه یا تولیدشده در یک واکنش هسته‌ای سروکار دارد. توزیع دامنه‌ی پالس‌های حاصل از یک آشکارساز، یک ویژگی مهم آشکارساز است که برای به دست آوردن اطلاعاتی درباره‌ی تابش فرودی و یا عملکرد خود آشکارساز به کار می‌رود.

۱-۱-۲ طیف انرژی

طیف انرژی یک‌ذره تابعی است که توزیع ذرات را برحسب انرژی آن‌ها مشخص می‌کند که بر دو نوع است:

۱. طیف انرژی دیفرانسیلی، که بیشترین مطالعه را نیز دارد و به طیف انرژی نیز معروف است. این طیف تابعی است به صورت $n(E)$ با معنای زیر:

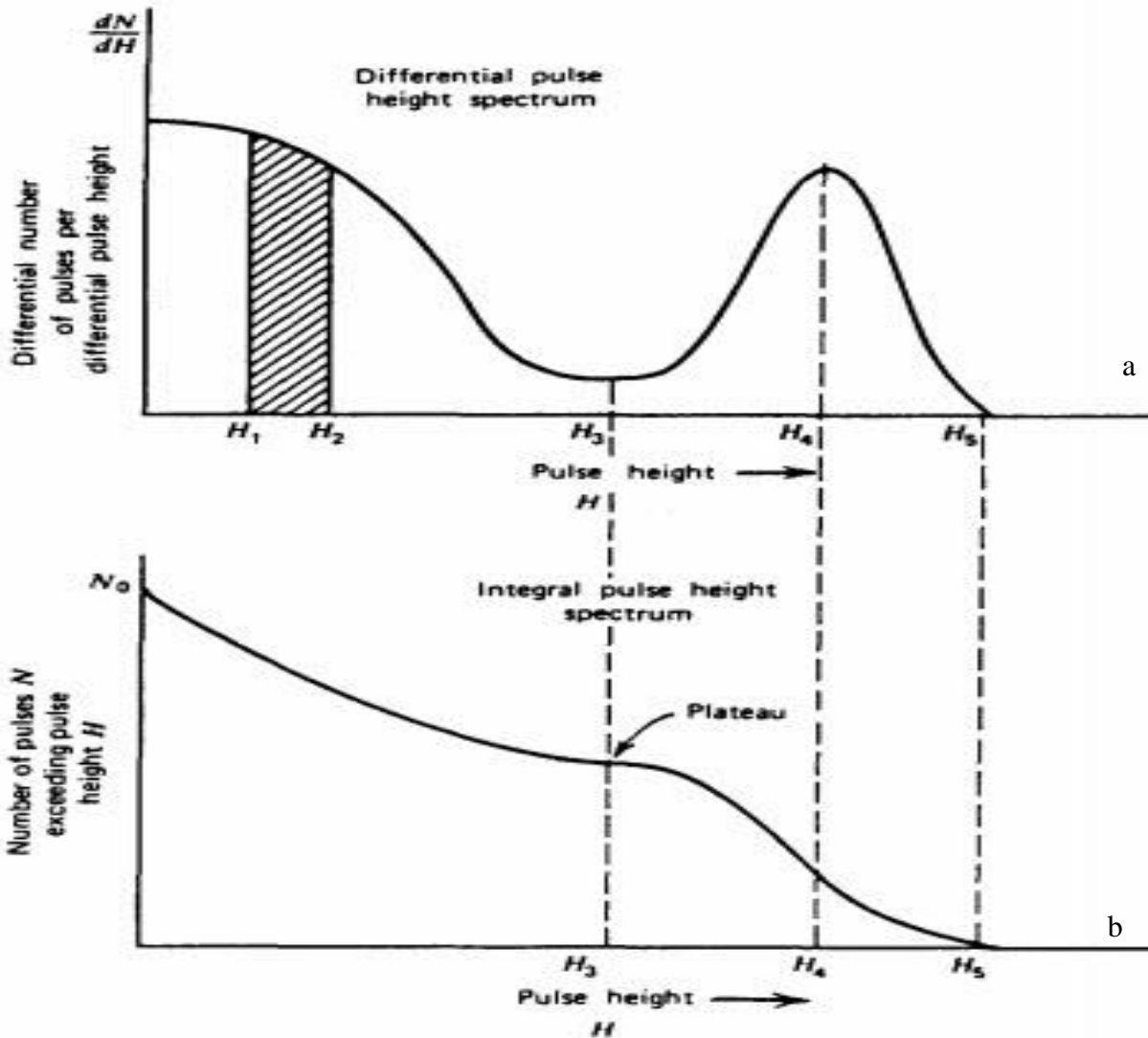
$$n(E)dE = \text{تعداد ذره های با انرژی بین } dE \text{ و } E + dE \quad (1-2)$$

۲. طیف انرژی انتگرالی، برابر است با تعداد ذراتی که انرژی آن‌ها بزرگ‌تر یا برابر E است و به صورت زیر با طیف دیفرانسیلی رابطه دارد.

$$N(E) = \int_E^{\infty} n(E)dE \quad (2-2)$$

خیلی مهم است که بدانیم رویدادهایی که انرژی ذره را به تپ ولتاژ تبدیل می‌کند دارای طبیعت آماری هستند. در نتیجه، حتی اگر تمام ذرات دقیقاً انرژی یکسانی در آشکارساز ذخیره کنند، تپ‌های خروجی می‌تواند یکسان نباشد بلکه توزیع معینی خواهند داشت. یکی از دلایل این تغییرات افت و خیزهایی است که در پاسخ ذاتی یک آشکارساز به تابش تک انرژی وجود دارد. در نتیجه‌ی ذخیره ناقص

انرژی و طبیعت آماری رویدادهایی که در آشکارساز رخ می‌دهد، شکل توزیع ارتفاع تپ با شکل طیف انرژی چشمه تفاوت دارد.



شکل ۱-۲ نمایش طیف دیفرانسیلی (a) و انتگرالی (b)

تعیین طیف‌های انرژی، بر پایه‌ی اندازه‌گیری طیف‌های ارتفاع تپ است. در نتیجه، تعریف‌هایی را که

برای طیف‌های دیفرانسیلی و انتگرالی برحسب انرژی داریم، می‌توانیم برحسب ارتفاع تپ نیز بیان کنیم.

۲-۲ رابطه‌ی بین توزیع ارتفاع تپ و طیف انرژی

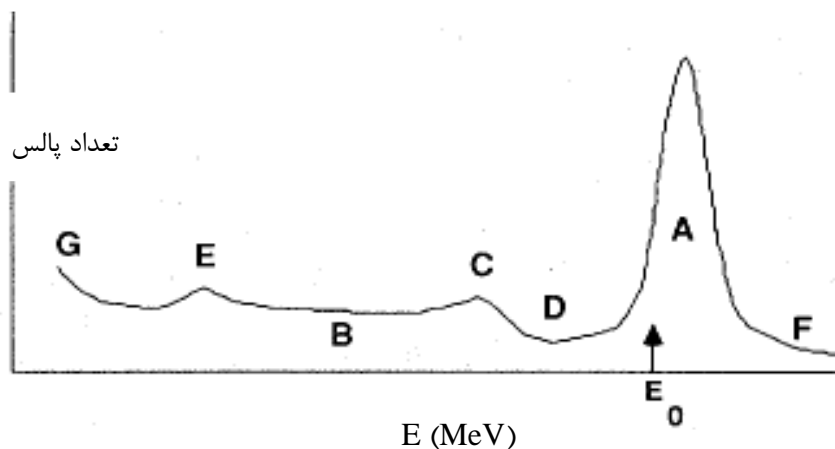
برای اندازه‌گیری طیف انرژی ذرات گسیل‌شده از یک چشمه، به کمک یک آشکارساز و الکترونیک مناسب، توزیع ارتفاع تپ تولیدشده از این ذرات را اندازه می‌گیریم. شرایط اساسی آشکارساز و الکترونیک آن به شرح زیر می‌باشد:

۱. ذره باید همه یا کسر معلوم و ثابتی از انرژی‌اش را در آشکارساز ذخیره کند.
 ۲. تپ تولید شده در آشکارساز باید متناسب با انرژی ذخیره شده توسط ذره در آشکارساز باشد، یا رابطه‌ی معلومی بین انرژی تلف شده و ارتفاع تپ وجود داشته باشد.
 ۳. تقویت الکترونیکی باید برای ارتفاع تپ‌های متفاوت یکسان باشد.
- باید به این مهم توجه داشته باشیم که اندازه آشکارساز هر چه باشد پرتوهای گاما تمام انرژی خود را لزوماً در آن ذخیره (تلف) نمی‌کنند.

۳-۲ طیف‌نگاری پرتوگاما

۲-۳-۱ طرحی از یک توزیع ارتفاع تپ

واقع‌بینانه‌ترین نمایش آشکارسازی از یک چشمه تک انرژی گاما که طیف پرتوگاما را تولید می‌کند در شکل ۲-۲ نشان داده شده است. هر یک از ویژگی‌های طیف را که با برجسب‌های A-G مشخص شده؛ در ادامه تشریح می‌کنیم [۴]. [۱۱]. (باید توجه داشت که $E_0 < 1,022MeV$)



شکل ۲-۲ طرحی از توزیع ارتفاع تپ چشمه تک انرژی

A. قله فوتوپیک تمام انرژی

قله تمام انرژی ناشی از پالس‌هایی است که برهم‌کنش‌های فوتوپیک در مواد آشکارساز است را نشان می‌دهد. پهنای آن در وجه اول به وسیله افت و خیزهای آماری در تولید حامل‌های بار تعیین می‌شود علاوه بر این یک سهم نیز شامل نوفه‌های الکتریکی می‌شود. مرکز قله فوتون‌هایی با انرژی E_0 را نمایش می‌دهد که انرژی چشمه گسیلنده فوتون است.

B. پیوستار کامپتون

این پالس‌ها که به صورت هموار تا بیشینه انرژی E_c توزیع شده‌اند، از برهم‌کنش‌هایی که در آن فوتون فقط قسمتی از انرژی‌اش را در آشکارساز ذخیره می‌کند آمده است. رویدادهای کامپتون منبع مهمی از شمارش‌های پس‌زمینه می‌باشند که پایین‌تر از قله‌های تمام انرژی در طیف‌های پیچیده قرار دارند.

C. لبه‌ی کامپتون

این ناحیه‌ای نمایانگر بیشترین انرژی ذخیره‌شده به وسیله فوتون‌های فرودی است که از طریق پراکندگی کامپتون برهم‌کنش کرده‌اند. این یک قله گسترده متناسب با انرژی بیشینه E_c است که پرتوگاما با انرژی E_0 می‌تواند در یک رخداد پراکندگی منفرد به الکترون منتقل کند.

این متناظر است با برخورد سربه‌سر بین فوتون و الکترون، که در این برخورد الکترون رو به جلو حرکت می‌کند و پرتوگاما در زاویه 180° نسبت به راستای اولیه پراکنده می‌شود. انرژی لبه‌ی کامپتون با رابطه زیر داده می‌شود:

$$E_e(\text{max}) = E_0 - \frac{E_0}{1 + \frac{2E_0}{mc^2}} \quad (3-2)$$

درواقع اگر پراکندگی کامپتون روی دهد، فقط کسری از انرژی فوتون به الکترون داده می‌شود که الکترون تمام انرژی‌اش را در آشکارساز ذخیره می‌کند. در صورتی که انرژی الکترون بیشینه باشد (با توجه به روابط فصل ۱) از رابطه فوق به دست می‌آید؛ که متناظر با لبه کامپتون است.

D. دره کامپتون

برای یک چشمه تک انرژی، پالس‌هایی که در این ناحیه به وجود می‌آید یا از رخدادهای پراکندگی چندگانه است و یا از برهم‌کنش‌های تمام انرژی توسط فوتون‌هایی است که در مواد چشمه (آستر چشمه) و یا در مواد واسطه مانند محافظ قبل از ورود به آشکارساز تحت زاویه کوچک پراکنده شده‌اند.

E. قله پس‌پراکندگی

این قله به واسطه‌ی پرتوهای گامایی که برهم‌کنش آن‌ها از طریق پراکندگی کامپتون در یکی از مواد اطراف آشکارساز رخ می‌دهد ایجاد می‌شود. پرتوهای گامایی که در زوایای بیشتر از $110^\circ - 120^\circ$ پراکنده می‌شوند در انرژی‌های تقریباً یکسان در بازه 200 تا 250 keV ظاهر می‌شوند [۱]. بنابراین این پرتوهای گامای آن‌ها نزدیک به این انرژی کمینه است، باعث ایجاد یک چشمه تک انرژی شده و در نتیجه یک قله در طیف ثبت‌شده به وجود خواهد آمد. انرژی قله پس‌پراکندگی با معادله زیر متناظر است:

$$E'_{min} = \frac{E_0}{1 + 2E_0/m_0c^2} \quad (4-2)$$

در معادله (۴-۲)، E'_{min} انرژی پرتوهای گامای پراکنده شده می‌باشند. در حالتی که انرژی پرتوگاما

اولیه زیاد باشد $(E_0 \gg \frac{m_0 c^2}{2})$ ، معادله (۴-۲) به صورت زیر در می آید:

$$E'_{min} \cong \frac{m_0 c^2}{2} \quad (۵-۲)$$

بنابراین یک قله پس پراکندگی در انرژی ۰,۲۵ MeV یا کمتر قرار می گیرد.

F. منطقه‌ی انرژی بیش از حد

با یک چشمه‌ی تک انرژی، رویدادها در این منطقه به واسطه پرتوهای گاما پرنرژی و پرتوهای کیهانی در پس‌زمینه طبیعی و اگر نرخ شمارش به اندازه کافی بالا باشد به واسطه رویدادهای پالس‌های انباشتی روی می‌دهد.

G. صعود کم انرژی

این ویژگی از طیف، خیلی نزدیک به منطقه "پالس‌هایی با دامنه‌ی صفر" است که معمولاً به واسطه نوفه‌های الکترونیک کم انرژی در سیستم آشکارسازی که فرایندی شبیه پالس‌های کم دامنه آشکارساز هستند به وجود می‌آیند. این نوفه‌ها به طرف فرکانس‌های نسبتاً بالا گرایش دارند و همچنین به‌عنوان یک پدیده‌ی با شمارش نسبتاً بالا ظاهر می‌شوند. نوفه‌های الکترونیک معمولاً از تجزیه و تحلیل فیلتر می‌شوند، لذا این اثر معمولاً بر طیف نمایش داده‌شده غالب نمی‌شود.

۲-۳-۲ ذخیره انرژی توسط فوتون‌هایی با انرژی $E_0 > 1,022MeV$

اگر $E_0 > 1,022MeV$ باشد، علاوه بر پدیده‌های فوتوالکتریک و پراکندگی کامپتون، تولید زوج هم ممکن می‌شود. در تولید زوج، فوتون نابود می‌شود و یک زوج الکترون-پوزیترون ظاهر می‌شود. به این معنا که $1.022MeV$ انرژی به جرم سکون تبدیل خواهد شد. انرژی جنبشی کل زوج الکترون-پوزیترون برابر است با

$$E_{e^-} + E_{e^+} = E_0 - 1,022MeV \quad (۶-۲)$$

انرژی جنبشی زوج در آشکارساز ذخیره می‌شود و در نتیجه پالس‌هایی با ارتفاع متناسب با $E_0 - 1,022MeV$ تولید می‌شوند.

پوزیترون در زمانی کوتاه، کوتاهتر از زمان تشکیل پالس، کند شده و به پایان راهش میرسد. بعضی اوقات در حین حرکت، ولی در اکثر مواقع در پایان راهش، با یک الکترون اتمی ترکیب شده، هر دو نابود شده، و دو گاما گسیل می‌شوند، که هر یک دارای انرژی $0,511 MeV$ هستند. سرنوشت این گاما‌های نابودی با رخدادهایی همراه است.

۱. انرژی هر دو گامای نابودی در آشکارساز ذخیره می‌شود. در این صورت پالسی با ارتفاع متناسب با انرژی E_0 تولید خواهد شد.

$$(E_0 - 1,022MeV) + 1,022MeV = E_0 \quad (7-2)$$

۲. هر دو گامای نابودی فرار می‌کنند. در این صورت پالسی با ارتفاع متناسب با انرژی $E_0 - 1,022MeV$ تشکیل می‌شود. (قله دو فراری)

۳. یکی از فوتون‌های نابودی فرار می‌کند. پالسی با ارتفاع متناسب با انرژی زیر تشکیل می‌شود. (قله تک فراری)

$$(E_0 - 1,022MeV) + 0,511MeV = E - 0,511MeV \quad (8-2)$$

فصل ۳

تابع پاسخ آشکارساز و

کد MCNP

۱-۳ نگاهی اجمالی به کد 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 انجام‌شده در آزمایشگاه لوس آلاموس در طی سال‌های دهه‌ی ۱۹۴۰ در طول جنگ جهانی دوم و با تلاش دانشمندان برجسته از جمله انریکو فرمی ابداع شد.

با پیشرفت در زمینه‌ی 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 لوس آلاموس اولین کد مونت کارلویی ترابرد ذرات به نام MCS نوشته شد. در سال ۱۹۶۵، MCN^1 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 $MCNP^2$ که در آن زمان کد مونت کارلویی نوترون-فوتون نامیده می‌شد به صورت نسخه‌های مختلفی به بازار عرضه شد. در ادامه با توجه به اینکه از کد $MCNPX 2,6$ استفاده شد به آن می‌پردازیم.

۲-۳ ساختار فایل ورودی

برای استفاده از کد باید یک فایل ورودی شامل اطلاعات مسئله از جمله هندسه، مواد، چشمه پرتو، خروجی‌های موردنظر و تنظیمات دیگر است.

هر فایل ورودی شامل سه قسمت است که هر قسمت با یک خط خالی از قسمت‌های قبلی و بعدی جدا می‌شود.

اولین قسمت اصلی بخشی است که شامل تعریف سلول‌های مسئله می‌باشد. منظور از سلول هر ناحیه‌ای از فضا است که توسط سطح یا سطوحی محدود شده است. بعد از تعریف سلول‌ها یک خط خالی درج می‌شود.

دومین قسمت فایل ورودی شامل تعریف سطوحی است که در مسئله استفاده شده است.

¹ Monte Carlo Neutron transport

² Monte Carlo N-Particle transport

کارت‌های سلول و سطوح هندسه مسئله را تعیین خواهند کرد. چگالی (اتمی یا جرمی) نیز در کارت سلول تعریف می‌شود. عدد چگالی اگر اتمی باشد عددی مثبت اگر جرمی باشد عددی منفی وارد می‌شود و برای خلأ هیچ عددی وارد نمی‌شود (حتی صفر).

سومین و آخرین قسمت اصلی فایل ورودی شامل داده‌های مسئله مثل چشمه، مواد، نوع خروجی و... می‌باشد. در پایان برنامه نیز یک خط خالی درج می‌شود.

باید دقت داشت که در ساختار ورودی فقط ۴ خط خالی داریم. در شکل زیر به‌طور کلی ساختار فایل ورودی نشان داده شده است.

خط خالی

کارت سلول

خط خالی

کارت سطوح

خط خالی

کارت داده

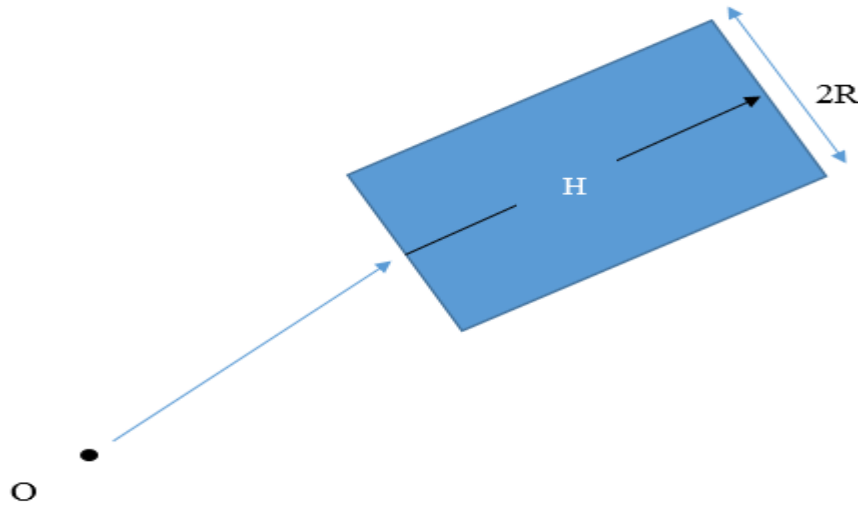
خط خالی

شکل ۱-۳ ساختار فایل ورودی کد MCNP

۳-۳ تعریف هندسه

در این کار برای شبیه‌سازی هندسه آشکارساز از سطوح ماکرو بادی استوانه استفاده کردیم. در واقع این ماکرو بادی‌ها سطوح سروته بسته می‌باشند. برای تعریف یک استوانه سروته بسته از دستور RCC استفاده می‌کنیم:

j RCC V_x V_y V_z H_x H_y H_z R



شکل ۳-۲ استوانه ماکرو بادی

بردار V برداری است از مبدأ تا مرکز قاعده پایینی استوانه، بردار H برداری است از مرکز قاعده پایینی تا مرکز قاعده بالایی استوانه و R شعاع استوانه است.

سطح RCC از سه سطح شامل سطح جانبی، سطح تخت قاعده بالا و سطح تخت قاعده پایین تشکیل شده است که بعد از اجرا برنامه در فایل خروجی ظاهر می‌گردند.

از موارد دیگری که در کارت سلول معین می‌شود کارت imp می‌باشد که به اهمیت سلول مورد نظر در ترابرد ذره گسیل سده از چشمه مربوط می‌شود. البته این کارت را می‌توان در کارت داده نیز وارد کرد.

یکی از نکته‌های کاربردی در این قسمت جدا کردن هندسه مسئله از محیط پیرامون به کمک یک کره است. کارت imp این سلول باید صفر است.

۳-۴ کارت داده

در کارت داده چشمه، هندسه چشمه، مواد داخل سلولها؛ خروجیها یا اصطلاحاً تالیها، مدت اجرا برنامه و تنظیمات دیگر وارد می شود.

۳-۴-۱ تعریف ماده

هر ماده‌ای که سلولی را پر کرده است باید در قسمت کارت داده‌ها تعریف شود. هر ماده در قسمت داده‌ها به صورت Mn شماره گذاری می شود که n یک عدد درست و حداکثر ۵ رقمی است و ماده مورد نظر به کمک این عدد فراخوانی می شود.

یک ماده ممکن است ترکیبی از چند ایزوتوپ و یا به صورت یک ایزوتوپ خالص باشد. یک ایزوتوپ X_Z^A به صورت یک عدد درست است، که آن را ZAID آن ایزوتوپ می نامیم و به شکل زیر تعریف می شود:

$$X_Z^A : 1000 * Z + A$$

به عنوان مثال

$${}_{11}^{11}H : 1001 \quad \text{یا} \quad {}_{92}^{238}U : 92238$$

برای تعریف یک ماده باید ایزوتوپهای تشکیل دهنده آن و درصد وزنی یا درصد اتمی آنها در ماده مورد نظر را مشخص کنیم. یک ماده به طور کلی به صورت زیر در کارت داده تعریف می شود:

$$Mn \quad ZAID_1 \quad f_1 \quad ZAID_2 \quad f_2 \quad \dots \dots \dots$$

که در آن f_i درصد وزنی یا اتمی آن ایزوتوپ است. درصد وزنی را با علامت منفی و درصد اتمی را با علامت مثبت (یا بدون علامت) درج می کنیم [۱۲].

۲-۴-۳ تعریف چشمه

هر فایل ورودی باید دارای یک چشمه ذرات باشد. چشمه‌هایی که در این نسخه قابل تعریف می‌باشد ۳۵ چشمه است. همچنین در این نسخه امکان تعریف چشمه ذرات مختلف به‌طور همزمان (مثلاً چشمه نوترون و گاما) در یک برنامه وجود دارد.

۱-۲-۴-۳ چشمه عمومی

یک چشمه به‌طور کلی با دستور SDEF در قسمت کارت داده‌ها تعریف می‌شود. پارامترهای بسیاری وجود دارد که می‌توان برای SDEF تعریف کرد مانند نوع ذره، انرژی، مکان، جهت گسیل ذره و

۲-۲-۴-۳ معرفی تابع توزیع برای پارامترهای چشمه

پارامترهای چشمه ممکن است به‌جای تک مقدار بودن، دارای یک تابع توزیع خاص باشند. برای توزیع یک پارامتر، مقدار آن پارامتر را برابر dn قرار می‌دهیم. n یک عدد درست سه‌رقمی است. تعریف تابع توزیع به‌طور کلی برای ۵ حالت مختلف امکان‌پذیر است.

۳-۴-۳ تعریف خروجی (تالی)

به کمک تعریف تالی‌ها در برنامه، می‌توان کمیت‌های موردنظر را بررسی کرد. به‌طور کلی ۷ نوع تالی در کد قابل تعریف است. یک تالی با مشخص کردن نوع آن و نوع ذره به‌صورت $Fn:Pl$ تعریف می‌شود که n یک عدد حداکثر سه‌رقمی است که رقم آخر آن نوع تالی را مشخص می‌کند. Pl نوع ذره را مشخص می‌کند. با توجه به اینکه در این کار ارتفاع پالس را می‌خواهیم بنابراین از تالی F8 و کارت‌های مربوطه استفاده می‌کنیم که آن‌ها اشاره می‌کنیم.

تالی نوع F8: این تالی، تالی ارتفاع پالس (Pulse Height Tally) نامیده می‌شود که در واقع مقدار فراوانی انرژی ثبت‌شده در هر سلول را بیان می‌کند.

۳-۵ برخی کارت‌های مفید در تعریف انواع خروجی

۱-۵-۳ کارت En

گاهی لازم است که تالی را برحسب انرژی به دست آوریم. به کمک کارت En (n شماره‌ی وابسته به

تالی (Fn) این کار انجام می‌شود:

$$En \quad E_1 \quad E_2 \quad E_3 \quad \dots \dots E_i \quad \text{و یا} \quad En \quad E_1 \quad nI \quad E_i$$

که در رابطه فوق nI تقسیم‌بندی بازه انرژی به n+1 بازه مساوی است.

۲-۵-۳ کارت FMn

این کارت بسیار پرکاربرد است و به کاربر اجازه می‌دهد تا تالی‌های جدیدی را تعریف کند. این کارت به‌طور ساده برای ضرب خروجی تالی در یک عدد خاص استفاده می‌شود و به‌صورت زیر نوشته می‌شود:

$$FMn \quad \alpha$$

که در آن n به تالی موردنظر بستگی دارد.

۳-۵-۳ کارت FTn

این کارت رفتار به‌خصوص تالی‌ها را در نظر می‌گیرد. ساختار کارت در کد به‌صورت زیر است:

$$FTn \quad ID_i \quad P_{i,1} \quad P_{i,2} \quad \dots \dots P_{i,n}$$

که n تالی موردنظر، ID_i متغیرهای رفتاری به‌خصوص تالی‌ها می‌باشد و یکی از متغیر را GEB است.

۱-۳-۵-۳ متغیر GEB

این کارت را می‌توان برای محاسبه FWHM برای تالی F8 به کاربرد که در کد به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$FT8 \quad GEB \quad a \quad b \quad c$$

a ، b و c مقادیر ثابت هستند که از روی برازش منحنی تابع پاسخ انرژی به دست آورده می‌شوند. a بر حسب MeV، b بر حسب $MeV^{1/2}$ و c بر حسب MeV^{-1} است [۱۲].

۳-۶ اجرای برنامه و فایل خروجی (داده‌های ضروری اجرای برنامه)

تا کنون به هندسه، چشمه، مواد و تالی‌ها اشاره کردیم. برای اینکه یک فایل ورودی توسط کد اجرا گردد و مقادیر تالی محاسبه شود چند کارت ضروری در کارت داده‌ها باید تعریف شود که عبارتند از:

Mode .۱

Imp .۲

CTME یا NPS .۳

Mode ۱-۶-۳ کارت

این دستور یک دستور اساسی است و حتماً باید در فایل ورودی نوشته شود. این دستور مشخص می‌کند که چشمه چه نوع ذره‌ای را گسیل می‌کند و اینکه آیا ذرات حاصل از واکنش‌های این ذره ردگیری شوند یا خیر؟ مثلاً چشمه نوترون موردنظر است و واکنش گاما‌زای نوترون برای ما اهمیت دارد، لذا باید این موضوع را در برنامه مشخص کنیم.

دستور Mode به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\text{برای چشمه فوتون} \begin{cases} \text{Mode} & p \\ \text{Mode} & p - e \end{cases}$$

Imp ۲-۶-۳ کارت

برای ذراتی که در کارت Mode تعریف می‌شوند باید کارت Imp برای هر یک از انواع ذرات در تمام سلول‌ها تعریف شود. مثلاً در صورتی که $\text{Mode } p \text{ } e$ تعریف شود باید برای همه سلول‌ها $\text{Imp}:e$ و $\text{Imp}:p$ را مشخص کنیم. این کارت با اعداد $\text{Imp}:p=0$ یا $\text{Imp}:p=1$ هم در کارت سلول وهم در کارت داده‌ها قرار می‌گیرند که در آن 0 به منزله عدم ردگیری ذره در سلول موردنظر و 1 به منزله ردگیری ذره در سلول است.

CTME و یا NPS ۳-۶-۳ کارت

اساس کار کد، روش مونت کارلو و ذخیره تاریخچه و نهایتاً میانگین‌گیری روی نتایج حاصل از همه

تاریخچه‌ها است. در اینجا دو عامل مهم در دقت نتایج خروجی تأثیر می‌گذارند:

۱. تا چه زمانی یک ذره ردگیری و تاریخچه آن ثبت گردد؟

۲. چه تعداد ذره ردگیری و تاریخچه آن‌ها ثبت گردد؟

یک ذره تا جایی ردگیری می‌شود که جذب ماده شود و یا وارد سلولی که اهمیت ذره در آن سلول صفر است و یا انرژی آن کمتر از انرژی خاصی شود که کاربر تعیین می‌کند.

این انرژی خاص با دستور CUT به صورت زیر استفاده می‌شود:

Cut: n E

که E حد پایین انرژی ذره است، بدین معنی که انرژی ذره در هر کجای مسئله کمتر از این مقدار شود، دیگر ردگیری نخواهد شد.

این که چه تعداد ذره خروجی از چشمه ردگیری شود را با دستور NPS به صورت زیر مشخص می‌کنیم:

NPS N

که در آن N عدد درست است و تعداد ذراتی را که باید ردگیری شوند را مشخص می‌کند.

می‌توان به جای دستور NPS از دستور CTME استفاده کرد که مدت زمان اجراء برنامه را برحسب دقیقه مشخص می‌کند. در این دستور تعداد ذرات ردگیری شده وابسته به زمان اجراء برنامه است و مسلماً هر چه این زمان بیشتر باشد تعداد ذرات ردگیری شده نیز بیشتر خواهد بود. این دستور به صورت زیر نوشته می‌شود:

CTME m

که m زمان اجراء برنامه برحسب دقیقه است.

✓ باید دقت شود که دستورات nps و ctme مفاهیم ریاضی هستند و هیچ معنی فیزیکی ندارند. توضیح اینکه مثلاً زمانی که با دستور ctme مشخص می‌کنیم مفهوم زمان در فیزیک مسئله ندارد، این زمان مثلاً زمان پرتودهی نیست.

✓ معمولاً هر چه تعداد nps و یا مدت‌زمان اجرای برنامه بیشتر باشد، دقت نتایج نیز بیشتر خواهد بود.

✓ نتایج خروجی که در فایل خروجی ثبت می‌شوند به ازای یک ذره خروجی از چشمه است و برای یافتن جواب واقعی باید این خروجی را در قدرت چشمه ضرب کرد. البته کاربر می‌تواند با نوشتن دستور FMn در فایل ورودی، همان‌طور که اشاره شد قدرت چشمه را در خروجی تالی ضرب کند. در این صورت خروجی به دست آمده در واقع همان نتیجه واقعی مسئله است.

لازم به ذکر است در کد MCNP یکاها به صورت زیر تعریف می‌شوند [۱۲]:

جدول ۱-۳ یکای کمیت‌های مختلف در کد MCNP

کمیت	یکا
طول	Cm
انرژی	MeV
زمان	Shakes(10^{-8} sec)
دما	MeV(kT)
چگالی اتمی	atoms/barn – cm
چگالی جرمی	g/cm^{-3}
سطح مقطع	Barns($10^{-24} cm^{-2}$)

در پایان ذکر کنیم با توجه به اینکه کد MCNP را با استفاده از کارت E8 به منظور بازه‌بندی تالی F8

با گام 0.05 MeV اجرا کردیم؛ از این رو خطای محور افقی (انرژی) از این مرتبه خواهد بود. از طرف دیگر در پایان این نکته قابل ذکر است که خروجی کد براساس نمودارهای هیستوگرامی است بنابراین در نمودارهای هیستوگرامی می توان سه حالت را در نظر گرفت:

۱. ابتدای هر یک از بازه‌ها را به عنوان مرجع در نظر گرفت.
۲. میانه‌ی هر یک از بازه‌ها را به عنوان مرجع در نظر گرفت.
۳. انتهای هر یک از بازه‌ها را به عنوان مرجع در نظر گرفت.

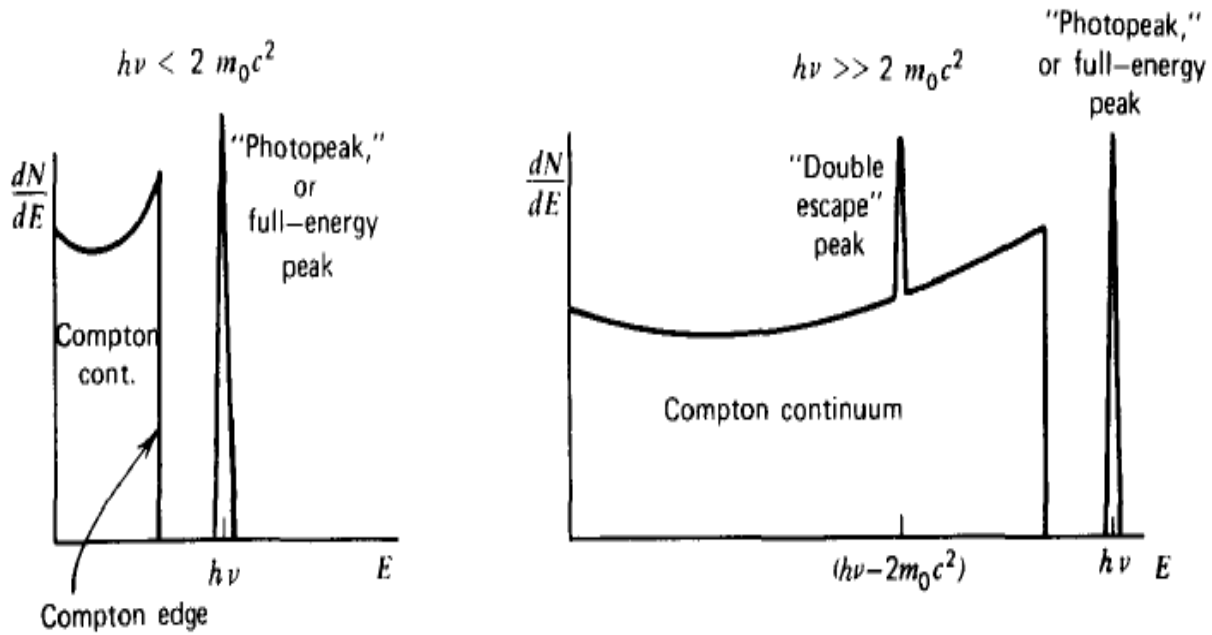
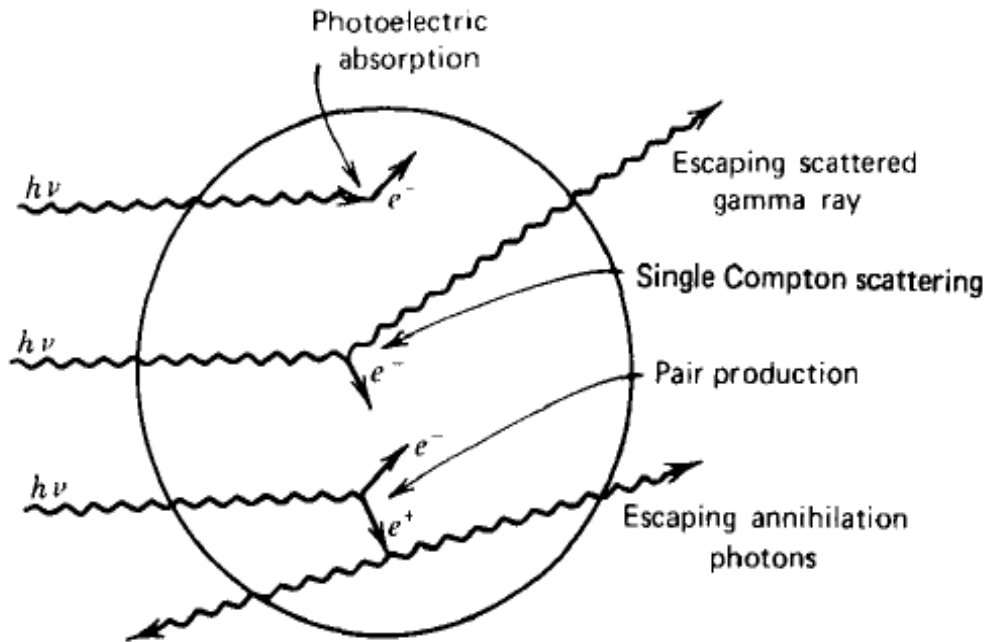
کد MCNP انتهای هر یک از این بازه‌ها را به عنوان مرجع و خروجی را به آن نسبت می‌دهد. خطای دیگر مربوط به محور عمودی یعنی فراوانی تعداد ذرات است؛ این خطا که به صورت نسبی و با نام Error Relatively در نظر گرفته می‌شود برای هر یک از بازه‌های مربوطه محاسبه و در خروجی کد ثبت می‌شود.

در ادامه به جنبه‌های مختلف تابع پاسخ و نحوه به دست آوردن آن می‌پردازیم.

۷-۳ توابع پاسخ پیش‌بینی شده

۷-۳-۱ آشکارسازهای کوچک

به عنوان یک حالت حدی از رفتار آشکارسازهای پرتوگاما، ابتدا پاسخ آشکارسازهایی که ابعاد آن‌ها در مقایسه با مسافت آزاد میانگین پرتوهای گاما ثانویه تولید شده در برهم‌کنش‌های پرتوهای گامای اصلی کوچک است، را بررسی می‌کنیم. این تابش‌های ثانویه شامل پرتوهای گامای پراکنده‌ی کامپتونی و فوتون‌های نابودی زوج تولید شده در انتهای مسیر پوزیترون‌های حاصل از تولید زوج است. با توجه به اینکه مسافت آزاد میانگین پرتوهای گامای ثانویه از مرتبه چند سانتی‌متر است، آشکارساز در صورتی کوچک است که ابعاد آن از یک یا دو سانتی‌متر تجاوز نکند. در اینجا فرض می‌کنیم که تمام انرژی ذره باردار (فوتوالکترون، الکترون کامپتون، زوج الکترون-پوزیترون) به‌طور کامل در داخل حجم آشکارساز ذخیره شود.



شکل ۳-۳ طیف سنجی گاما در حالتی که آشکارساز کوچک است. فرایندهای جذب فوتوالکتریک و تک پراکندگی کامپتون باعث ایجاد طیف کم انرژی سمت چپ می‌گردد. در انرژی‌های بالاتر، فرایند تولید زوج باعث اضافه شدن پیک دو فراری به صورت نشان داده شده در طیف سمت راست می‌گردد.

طیف انرژی ذخیره شده در این شرایط، در شکل ۳-۳ نشان داده شده است. اگر انرژی پرتوگامای فرودی

کمتر از مقداری باشد که در آن تولید زوج مهم است، طیف حاصل نتیجه‌ی اثرات جمعی پراکندگی کامپتون و جذب فوتوالکتریک است. در اینجا پیوستار انرژی مربوط به الکترون‌های پراکنده شده‌ی کامپتونی، پیوستار کامپتون و یک پیک تیز متناظر با فوتوالکترون‌ها فوتوپیک نامیده می‌شود. در آشکارسازهای کوچک تنها یک برهم‌کنش می‌تواند در آشکارساز رخ دهد؛ بنابراین نسبت سطح زیر فوتوپیک به سطح زیر پیوستار کامپتون برابر نسبت سطح مقطع فوتوالکتریک به سطح مقطع پراکندگی کامپتون ماده‌ی آشکارساز است.

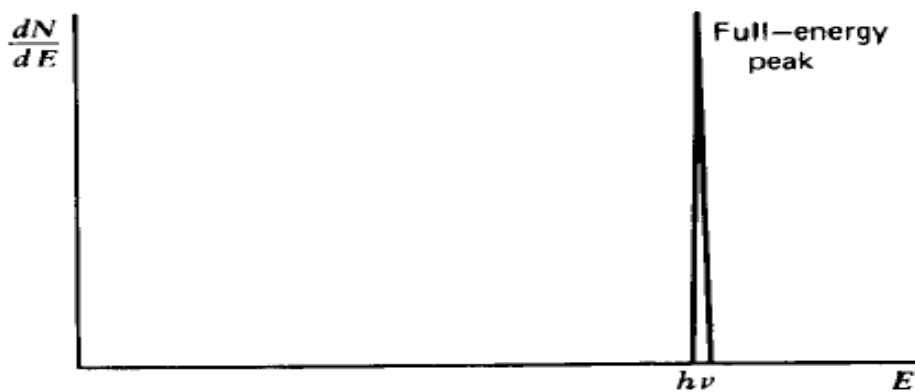
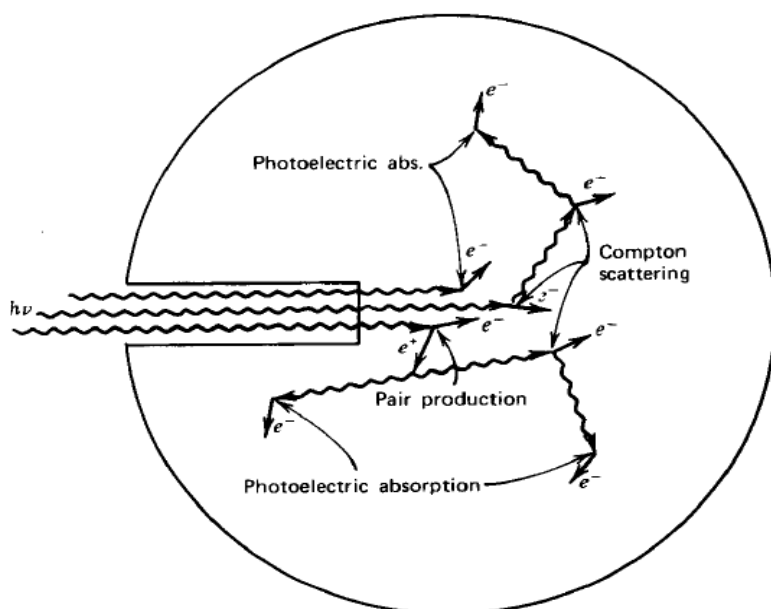
اگر انرژی پرتوگامای فرودی خیلی زیاد باشد، (چندین MeV) اثرات حاصل از تولید زوج نیز در طیف مشاهده خواهد شد. در آشکارسازهای کوچک، فقط انرژی جنبشی الکترون و پوزیترون در داخل آشکارساز ذخیره خواهد شد و تابش‌های نابودی زوج از داخل آشکارساز فرار خواهند کرد. این اثر باعث اضافه شدن یک پیک دو فراری به طیف، در نقطه‌ای که انرژی آن به اندازه‌ی $2m_0c^2$ (1,02 MeV) کمتر از فوتوپیک است، خواهد شد. عبارت دو فراری نشان می‌دهد که هر دو فوتون زوج نابودی بدون هیچ برهم‌کنشی از داخل آشکارساز فرار می‌کنند. [۱۴.۱۳.۱]

۳-۷-۲ آشکارسازهای بسیار بزرگ

به‌عنوان یک حالت حدی دیگر، فرض کنید که پرتوهای گاما قادر به برهم‌کنش در نزدیکی مرکز آشکارساز خیلی بزرگ باشند، شبیه به چیدمانی که در شکل ۳-۴ آمده است. در این حالت فرض می‌شود که ابعاد آشکارساز به‌اندازه کافی بزرگ است که تمام تابش‌های ثانویه شامل پرتوهای گامای پراکنده‌ی کامپتونی و فوتون‌های نابودی زوج نیز در داخل آشکارساز برهم‌کنش داشته و هیچ‌کدام از سطح آشکارساز فرار نمی‌کنند. در انرژی‌های معمول، این شرط به این معنی است که ابعاد آشکارساز از مرتبه چند ده سانتی‌متر است.

در شکل ۳-۴ سرگذشت چند پرتوگاما با دنبال کردن آن‌ها و تمام تابش‌های ثانویه حاصل از آن‌ها نشان داده شده است. اگر برهم‌کنش اولیه شامل پراکندگی کامپتون باشد، پرتوهای پراکنده نیز در محلی

دیگر در داخل آشکارساز برهم‌کنش می‌کنند. این برهم‌کنش ثانویه نیز ممکن است پراکندگی کامپتون باشد که در آن یک فوتون پراکنده‌ی دیگر با انرژی کمتر تولید می‌شود. در نهایت در انتهای زنجیره یک جذب فوتوالکتریک رخ خواهد داد و این زنجیر در این نقطه به پایان خواهد رسید. خاطر نشان می‌گردد که زمان رخداد تمام این زنجیره بسیار کوتاه است. باید به این نکته توجه کرد که پرتوهای گامای اولیه و ثانویه با سرعت نور حرکت می‌کنند.



شکل ۳-۴ طیف‌سنجی گاما در حالتی که آشکارساز بزرگ است. تمام فوتون‌های گاما، صرف‌نظر از پیچیدگی روند برهم‌کنش، تمام انرژی خود را در داخل آشکارساز ذخیره می‌کنند.

اگر مسافت میانگینی که پرتوهای گامای ثانویه طی می‌کنند از مرتبه ۱۰ سانتی‌متر باشد، زمان

سپری شده از آغاز تا پایان زنجیره کمتر از یک نانوثانیه خواهد بود. این زمان به طور چشم‌گیری کمتر از زمان پاسخ تقریباً تمام آشکارسازهایی است که برای طیف‌سنجی پرتوگاما مورد استفاده قرار می‌گیرند. بنابراین می‌توان گفت که تولید الکترون کامپتون در نقطه پراکندگی و فوتوالکترون نهایی به طور همزمان صورت می‌گیرد. بنابراین پالس حاصل از آشکارساز برابر مجموع پاسخ تمام الکترون‌های تولید شده در زنجیره است. اگر پاسخ آشکارساز به انرژی الکترون به صورت خطی باشد، پالسی تولید می‌شود که با مجموع انرژی تمام الکترون‌های تولید شده در زنجیره متناسب است. با توجه به اینکه هیچ تابشی از داخل آشکارساز فرار نمی‌کند، مجموع انرژی الکترون‌های تولید شده در زنجیره، برابر با انرژی گامای فرودی خواهد بود.

اگر پرتوگامای اولیه در همان ابتدا نیز تحت تأثیر یک فرایند فوتوالکتریک قرار گرفته بود، پاسخ آشکارساز مجدداً باحالت قبل یکسان خواهد بود. چنانچه زنجیره شامل تولید زوج نیز باشد می‌توان مجدداً از همین تحلیل استفاده کرد. در این حالت فوتون‌های نابودی زوج حاصل از متوقف شدن پوزیترون از طریق برهم‌کنش کامپتون یا فوتوالکتریک در جای دیگر در داخل آشکارساز باهم برهم‌کنش می‌کنند. دوباره اگر ابعاد آشکارساز به اندازه کافی بزرگ باشد به طوری که از فرار تابش‌های ثانویه دیگر جلوگیری شود، مجموع انرژی جنبشی الکترون-پوزیترون و الکترون‌های کامپتون و فوتوالکترون‌های حاصل از برهم‌کنش فوتون‌های نابودی زوج با انرژی فوتون گامای فرودی برابر است.

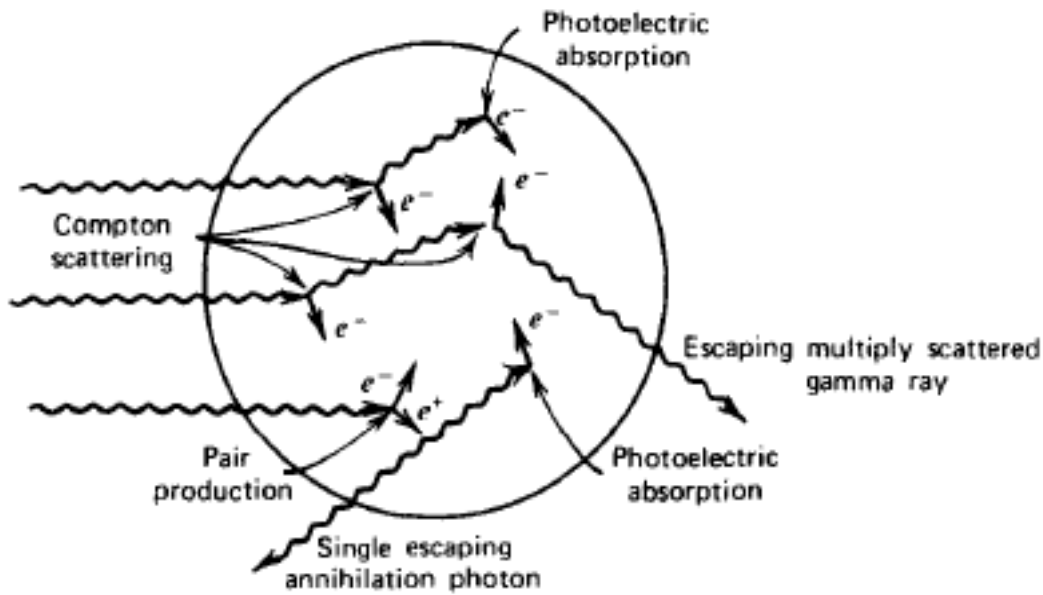
نتیجتاً اگر آشکارساز به اندازه کافی بزرگ باشد و پاسخ آن به انرژی جنبشی الکترون خطی باشد، سیگنال پالس حاصل، مستقل از جزئیات هر زنجیره، برای تمام پرتوهای گاما با انرژی یکسان، مشابه خواهد بود. این حالت بسیار مطلوب است، زیرا در این حالت پاسخ آشکارساز پیچیدگی‌های شکل ۳-۳ را ندارد و فقط شامل یک تک پیک است که در شکل ۳-۴ نشان داده شده است، می‌باشد. زمانی که تابع پاسخ فقط شامل یک تک پیک است، قابلیت تفسیر یک طیف پیچیده‌ی پرتوگاما که شامل تعداد زیادی انرژی مختلف است، به وضوح افزایش می‌یابد. در اینجا باید به پیک تابع پاسخ آشکارساز توجه کرد زیرا همان طور که در فصل قبلی ذکر شد علاوه بر رخدادهای فوتوپیک، زنجیره‌های بسیار پیچیده‌تری شامل پراکندگی‌های کامپتون چندگانه یا تولید زوج نیز باعث ایجاد پالس‌هایی می‌شوند که در داخل این پیک

قرار می‌گیرند؛ بنابراین نام بهتر این پیک، پیک تمام انرژی است زیرا این قله نشان دهنده‌ی تمام زنجیره‌هایی است که در آن‌ها تمام انرژی پرتوگامای فرودی به انرژی جنبشی الکترون تبدیل می‌شود. [۱]

۳-۷-۳ آشکارسازهای با ابعاد متوسط

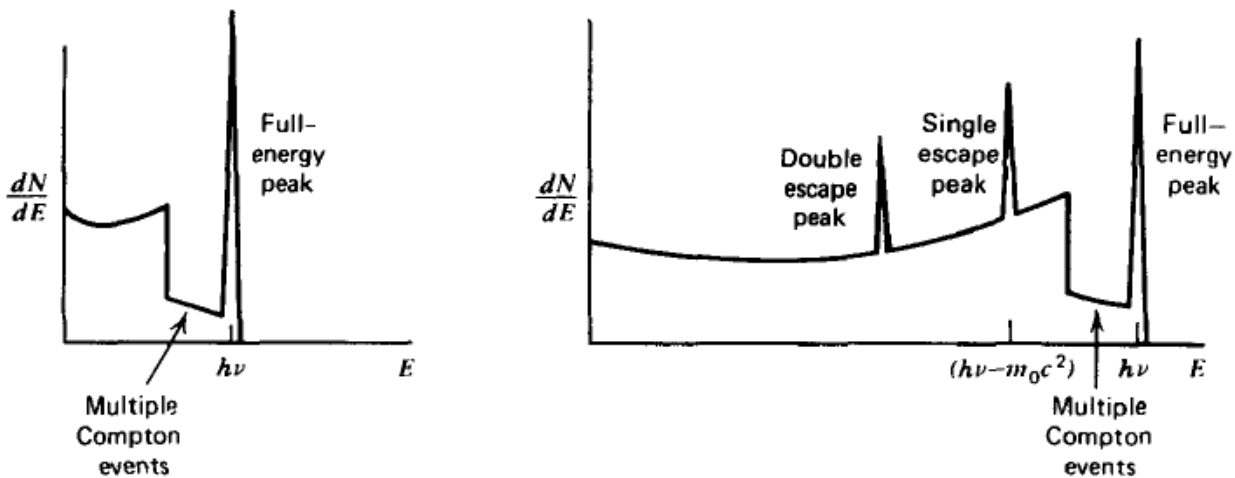
ابعاد آشکارسازهای عملی که در طیف‌سنجی پرتودهی گاما استفاده می‌شود، طبق معیارهای بزرگی و کوچکی که در دو بخش قبل مطرح شد، نه کوچک و نه بزرگ هستند. تابع پاسخ آشکارسازهای عادی، از ترکیب برخی ویژگی‌های مربوط به دو حالت قبلی به علاوه‌ی ویژگی‌های جدید که مربوط به بازیابی ناقص انرژی پرتوگامای ثانویه است، به دست می‌آید. شکل ۳-۵ تعدادی از این زنجیره‌ها را که باعث ایجاد این ویژگی‌های جدید می‌شوند و اثرات متناظر با این زنجیره‌ها در تابع پاسخ حاصل از آشکارساز را نشان می‌دهد. طیف حاصل از آشکارساز برای انرژی‌های کم تا متوسط پرتوهای گاما (محدوده‌ای که در آن تولید زوج قابل توجه نیست) شامل پیوستار کامپتون و فوتوپیک می‌شود. اما در اینجا مشاهده می‌شود که نسبت سطح زیر فوتوپیک به سطح زیر پیوستار کامپتون به دلیل اضافه شدن سهم رخدادهای چندگانه به فوتوپیک طیف به‌طور قابل ملاحظه‌ای نسبت به آشکارسازهای کوچک افزایش یافته است.

هر چه انرژی پرتوگاما فرودی کمتر باشد، متوسط انرژی پرتوگامای پراکنده نیز کمتر است و بنابراین میانگین مسافت طی شده توسط این فوتون‌های پراکنده نیز کمتر است. بنابراین در این حالت حتی آشکارسازهای با ابعاد متوسط نیز بزرگ به نظر می‌رسد و سطح نسبی زیر فوتوپیک با کاهش انرژی فوتون فرودی افزایش می‌یابد. در انرژی‌های خیلی پایین (کمتر از ۱۰۰ keV) پیوستار کامپتون تقریباً حذف می‌شود. در انرژی‌های متوسط، احتمال پراکندگی کامپتون چندگانه که در نهایت به فرار آخرین فوتون پراکنده از داخل آشکارساز ختم می‌شود، باعث ذخیره‌ی مقداری انرژی در داخل آشکارساز می‌شود که از بیشینه‌ی انرژی ذخیره شده یک تک پراکندگی کامپتون (لبه کامپتون) بیشتر است. بنابراین این رخدادهای چندگانه تا حدودی فضای خالی بین لبه‌ی کامپتون و فوتوپیک را پر می‌کنند و همچنین باعث اعوجاج شکل پیوستار کامپتون پیش‌بینی شده در یک تک پراکندگی می‌شوند.



$$h\nu < 2m_0c^2$$

$$h\nu \gg 2m_0c^2$$



شکل ۳-۵ طیف‌سنجی گاما در حالتی که ابعاد آشکارساز متوسط است. در اینجا علاوه بر پیوستار ناشی از تک پراکندگی کامپتون و پیک تمام انرژی، طیف سمت چپ اثر پراکندگی کامپتون چندگانه را که با فرار فوتون آخر از آشکارساز خاتمه می‌یابد، نشان می‌دهد. پیک تمام انرژی در این حالت می‌تواند شامل تاریخچه‌هایی که با پراکندگی کامپتون آغاز می‌شوند، نیز باشد. در سمت راست، پیک تک فراری مربوط به برهم‌کنش‌های تولید زوج در حالتی است که یکی از دو فوتون نابودی بدون برهم‌کنش از آشکارساز خارج خواهد شد. پیک دو فراری که در شکل ۳-۵ نشان داده شده است، به دلیل برهم‌کنش‌های تولید زوج در حالتی است که هر دو فوتون نابودی

از آشکارساز فرار می‌کنند.

اگر انرژی فوتون فرودی آن قدر زیاد باشد که تولید زوج قابل توجه گردد، وضعیت پیچیده‌تری به وجود می‌آید. در این حالت فوتون‌های نابودی زوج هم می‌توانند از داخل آشکارساز فرار کنند یا دوباره در داخل آشکارساز برهم‌کنش انجام دهند. این برهم‌کنش‌های اضافی می‌تواند باعث ذخیره‌ی بخشی یا تمام انرژی یکی از فوتون‌های نابودی زوج و یا هر دو فوتون نابودی زوج گردد. اگر هر دو فوتون نابودی بدون هیچ برهم‌کنشی از داخل آشکارساز فرار کنند، یک پیک دو فراری در طیف به وجود خواهد آمد. رخداد دیگری که نسبتاً زیاد رخ می‌دهد، زنجیره‌ای است که در آن یکی از فوتون‌های نابودی زوج فرار کرده و فوتون دیگر داخل آشکارساز جذب می‌شود. این رخدادها باعث ایجاد یک پیک تک فراری در طیف می‌شوند که انرژی آن به اندازه‌ی m_0c^2 کمتر از فوتوپیک است. چندین احتمال دیگر نیز وجود دارد که در آن‌ها تنها بخشی از انرژی یکی یا هر دو فوتون نابودی زوج از طریق پراکندگی کامپتون به انرژی جنبشی الکترون تبدیل می‌شود و فوتون پراکنده از آشکارساز فرار می‌کند. این رخدادها در بخشی از پیوستار وسیع طیف ارتفاع پالس که بین پیک دو فراری و فوتوپیک قرار می‌گیرد، جمع می‌شود.

بنابراین تابع پاسخ مورد انتظار یک آشکارساز واقعی پرتوگاما به اندازه، شکل، ترکیب و ساختار آشکارساز بستگی دارد. به‌عنوان مثال چنانچه چشمه‌ی نقطه‌ای پرتوگاما از یک موقعیت نزدیک به آشکارساز به موقعیت دورتری انتقال داده شود، تابع پاسخ تغییر می‌کند. این تغییرات به دلیل تفاوت‌های ایجادشده در توزیع فضایی برهم‌کنش‌های اولیه‌ای است که با تغییر هندسه‌ی چشمه‌ی تابش در داخل آشکارساز رخ می‌دهد. [۱]

در حالت کلی، پیش‌بینی دقیق تابع پاسخ خیلی پیچیده است، مگر این‌که با استفاده از محاسبات مونت‌کارلو که اتفاقات رخ داده در داخل یک آشکارساز با ابعاد و ترکیب مورد نظر را شبیه‌سازی می‌کند، انجام شود. [۱۴-۱۸]

۳-۸ مراحل به دست آوردن تابع پاسخ آشکارساز

تابع پاسخ آشکارساز پرتوگاما یک عامل مهم در تجزیه و تحلیل طیف می باشد به دلیل این که ممکن است تعدادی از فوتون ها و الکترون های ثانویه قبل آن که تمام انرژی شان را در حجم آشکارساز ذخیره کنند، از آشکارساز فرار کنند. این وضعیت دلیلی است برای آن که تابع پاسخ آشکارساز از حالت ایده ال خود (تابع دلتا) منحرف شود.

به منظور واپیچش طیف انرژی پرتو فرودی از توزیع طیف مشاهده شده، یکی از ضروریات شناخت تابع پاسخ، آشکارساز مورد استفاده است، این موضوع با توجه به این نکته است که هر آشکارسازی تابع پاسخ مشخص به خودش را دارد. تابع پاسخ را می توان با روش های تجربی و یا می توان از طریق محاسبات عددی و با استفاده از شبیه سازی مونت کارلو به دست آورد [۲۰, ۱۹].

۳-۸-۱ تعیین تابع پاسخ از طریق تجربه

برای تعیین تابع پاسخ یک 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 انرژی با انرژی تغییر می کند، آزمایش را با چند چشمه که گستره ی مورد نظر را می پوشاند تکرار می کنند. این فرایند به صورت زیر انجام می پذیرد.

اگر تعریف های زیر را در نظر بگیریم :

تعداد ذرات گسیل شده از چشمه با انرژی بین E و $E+dE$ طیف چشمه $S(E)dE =$

تعداد ذرات گسیل شده از چشمه با انرژی بین E' و $E'+dE'$ طیف اندازه گیری شده $M(E')dE =$

احتمال آن که ذره ای با انرژی E از چشمه گسیل شود، با انرژی E' ثبت گردد تابع پاسخ $R(E, E')dE =$

به یاد داشته باشیم با توجه به اینکه تابع پاسخ یک تابع چگالی احتمال است بنابراین به یک بهنجار شده است یعنی :

$$\int_0^{\infty} R(E, E') dE = 1 \quad (1-3)$$

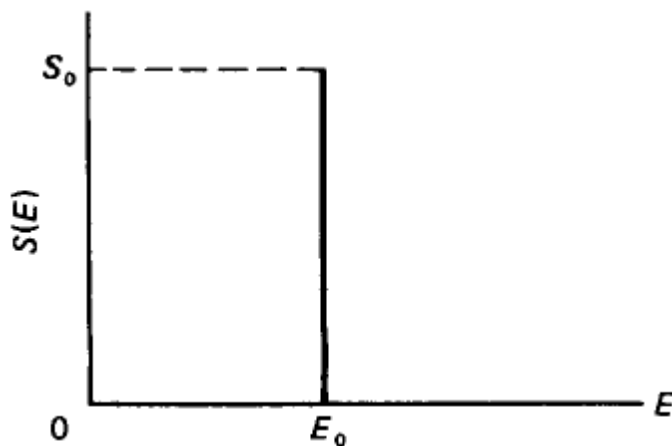
آنگاه سه تابع $S(E)$ ، $M(E')$ و $R(E, E')$ به صورت زیر به هم مربوط می‌شوند:

$$M(E') = \int_0^{\infty} R(E, E') S(E) dE \quad (2-3)$$

از آنجایی که چشمه تک انرژی را با نماد ریاضی تابع دلتا نمایش می‌دهند به صورت زیر داریم:

$$S_0 \delta(E - E_0) = 0 \quad E \neq E_0 \quad (3-3)$$

$$S(E) dE = \int_0^{\infty} S_0 \delta(E - E_0) dE = \begin{cases} S_0 & 0 < E_0 < \infty \\ 0 & \text{موارد دیگر} \end{cases} \quad (4-3)$$



شکل ۳-۶ طیف یک چشمه‌ی تک انرژی

بنابراین، تابع δ در همه جا صفر است جز در $E = E_0$ ، که البته همانی است که طیف انرژی یک چشمه تک انرژی نشان می‌دهد. حال با جایگذاری معادله چشمه تک انرژی در رابطه زیر، نتیجه می‌گیریم که:

$$M(E') = \int_0^{\infty} R(E, E') S(E) dE = \int_0^{\infty} R(E, E') S_0 \delta(E - E_0) dE = S_0 R(E_0, E') \quad (5-3)$$

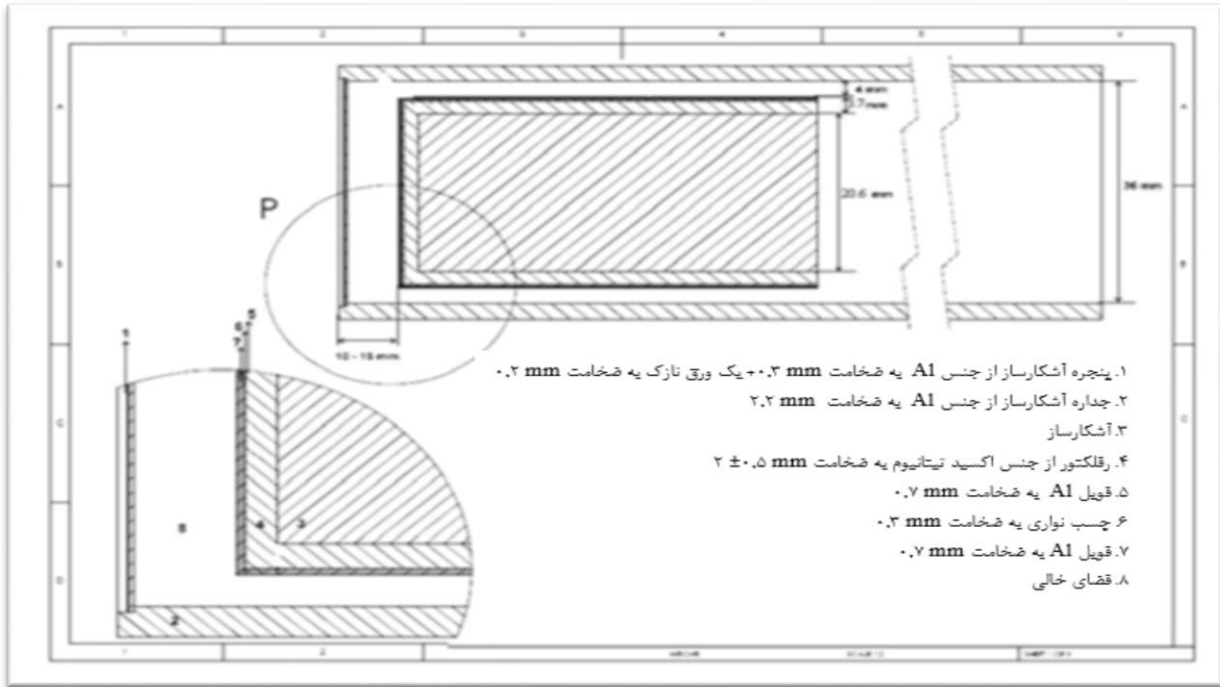
معادله فوق نشان می‌دهد که طیف اندازه گرفته شده در حالتی که چشمه تک انرژی باشد در واقع برابر تابع پاسخ آشکارساز است. شکل تابع پاسخ عموماً برای تابش‌هایی با انرژی متفاوت E_0 تفاوت دارد. این رخداد ممکن است به شرایط کارکرد آشکارساز، هندسه چشمه-آشکارساز و آهنگ شمارش بستگی داشته باشد. در اغلب موارد، فرض می‌شود که همه این رخدادها به اندازه کافی کنترل شوند به طوری که تنها پارامتر مهم انرژی تابش باشد. [۲، ۱]

۹-۳ تعیین تابع پاسخ از طریق شبیه‌سازی

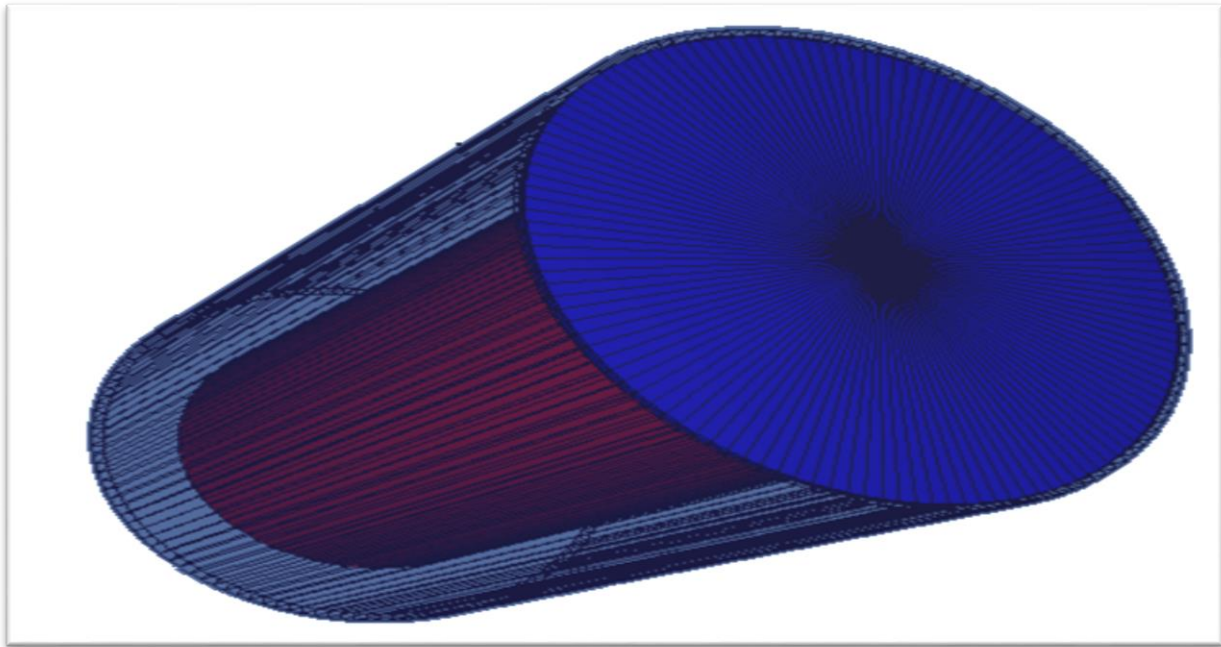
همان‌طور که در بخش قبلی اشاره شد می‌توان با استفاده از چشمه‌های تک انرژی تابع پاسخ آشکارساز را به صورت تجربی به دست آورد؛ اما مشکل آنجاست که تعداد چشمه‌های تک انرژی کم و در گستره‌ای از انرژی‌هایی قرار دارند که ممکن است در محدوده مورد نیاز قرار نگیرند [۲۲، ۲۱]. (لیست تعدادی از این چشمه‌ها در ضمیمه آورده شده است.) بنابراین نیاز به ایجاد آزمایشگاهی مجازی با چشمه‌های تک انرژی در هر بازه متناسب با نیاز، الزامی می‌شود.

به دلیل به وجود آمدن موقعیت‌های پیچیده‌ای که در آن‌ها برهم‌کنش‌های چندگانه نقش مهمی دارند، تقریباً تمام محاسبات با استفاده از روش مونت کارلو انجام می‌شود. هر چه آزمایشگاه مجازی را با پارامترهای ویژه به آزمایشگاه حقیقی تبدیل کنیم نتایج به دست آمده با تجربه همخوانی بیشتری دارد؛ اما این کار با مشکلاتی روبرو است، از جمله پیچیدگی شبیه‌سازی و خطای محاسبات.

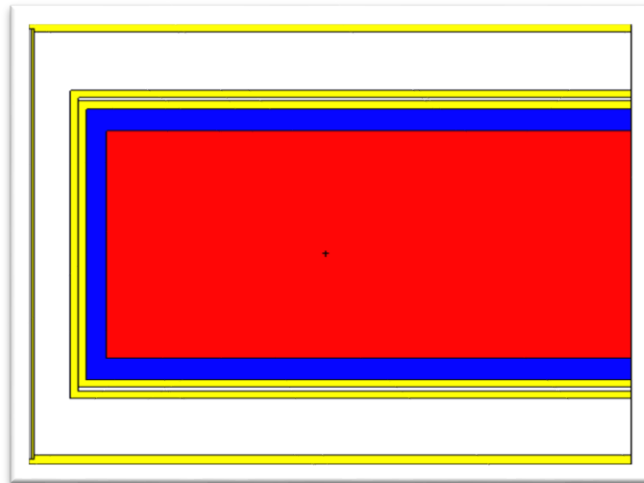
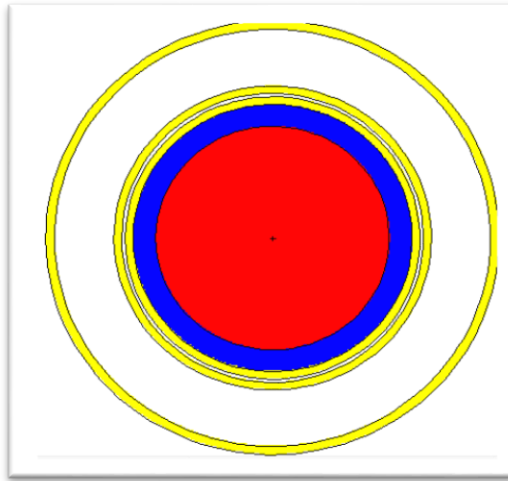
گام اول: با توجه به مطالب این فصل درباره کد MCNP ابتدا بایستی طرح (شماتیک) آشکارساز مورد استفاده را در کارت هندسه شبیه‌سازی کنیم. این کار با استفاده از طرح شرکت سازنده آشکارساز CsI(Tl)، شرکت نوین طیف که در شکل زیر آمده است انجام شد. (در شبیه‌سازی چسب نواری و ورق نازک را خلاء در نظر گرفتیم).



شکل ۳-۷ تصویر واقعی آشکارساز CsI فرستاده شده توسط شرکت سازنده (نوبن طیف)



شکل ۳-۸ ترسیم تصویر سه بعدی آشکارساز شبیه سازی شده با استفاده از نرم افزار Visual Editor



(ب)

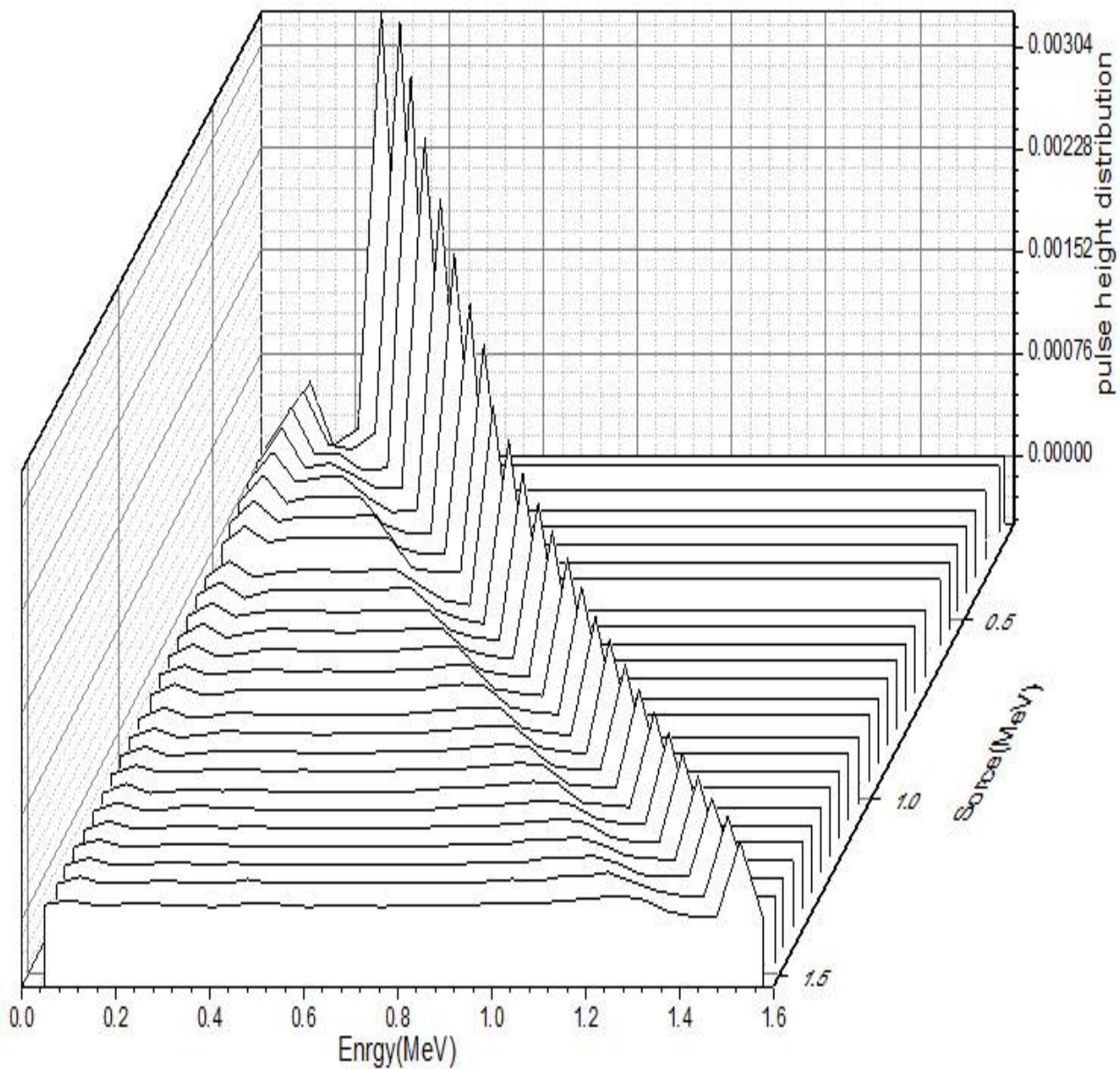
(الف)

شکل ۳-۹ هندسه آشکارساز شبیه‌سازی شده با کد MCNP X 2,6 (الف: در راستای محور z، ب: در راستای محور y)

گام دوم: برای استفاده از روش‌های واپیچش، تابع پاسخ باید برای تعداد زیادی (و یا برای محدوده انرژی مورد نظر) از انرژی‌ها شناخته شده باشد. برای ساختن ماتریس معکوس، با توجه به ابعاد مسئله به تعداد زیادی طیف چشمه های تک انرژی که با دقت بالا به دست می‌آیند نیازمندیم. از این رو با استفاده از محاسبات مونت کارلو (MCNP) در بازه انرژی ۱keV تا ۱۵۰۰keV با گام ۵keV به شبیه‌سازی ۳۰۰ طیف

پرتوگاما می‌پردازیم.

مجموعه‌ای از توابع پاسخ محاسبه شده از طریق مونت کارلو و کد شبیه‌سازی در شکل ۳-۱۰ به صورت سه بعدی نشان داده شده است. حذف تدریجی قله فوتوپیک با افزایش انرژی گاما، به وضوح در این شکل نشان داده شده است. قله فوتوپیک به این دلیل حذف می‌شود که در انرژی‌های بالاتر از احتمال رخداد آن کاسته می‌شود.



شکل ۳-۱۰ نمایش سه بعدی تابع‌های پاسخ CsI(Tl)، محاسبه شده با کد شبیه‌سازی

باید متذکر شویم که در محاسبات مونت کارلو به دست آمده توابع پاسخ فوق قله‌ها به صورت گاوسی نمی‌باشند. این موضوع را در ادامه بررسی می‌کنیم.

گام سوم:

سؤال مهمی که مطرح می‌گردد این است که عوامل مهمی وجود دارد که بر قدرت تفکیک انرژی و نهایتاً بر تابع پاسخ تأثیر می‌گذارند در روابط (۲-۳) تا (۵-۳) دیده نشده. چگونه آن‌ها را وارد کنیم؟

پاسخ این است که رابطه (۱-۳) بایستی به شکل زیر اصلاح گردد

$$M(E') = \int_0^{\infty} R(E, E') S(E) dE + \varepsilon \quad (۶-۳)$$

عواملی که به عنوان نوفه می‌شناسیم را می‌توان به دو دسته تقسیم کرد: دسته اول مربوط به خود آشکارساز و پاسخ‌های غیرخطی سوسوزن‌ها (ضریب فانو و نقص در جمع‌آوری حامل‌ها) و دسته دوم مربوط به الکترونیک (و یا لامپ تکثیر کننده فوتون) است.

در فرایندهای تجربی آنچه به عنوان تابع پاسخ به دست می‌آید از برهم‌نهی تابع پاسخ و یک جمله دیگر است که می‌توان نهایتاً به عنوان نوفه (عوامل به وجود آورنده در بخش‌های قبلی مطرح شده) تعریف می‌شود را با اضافه کردن جمله ε اصلاح کرد.

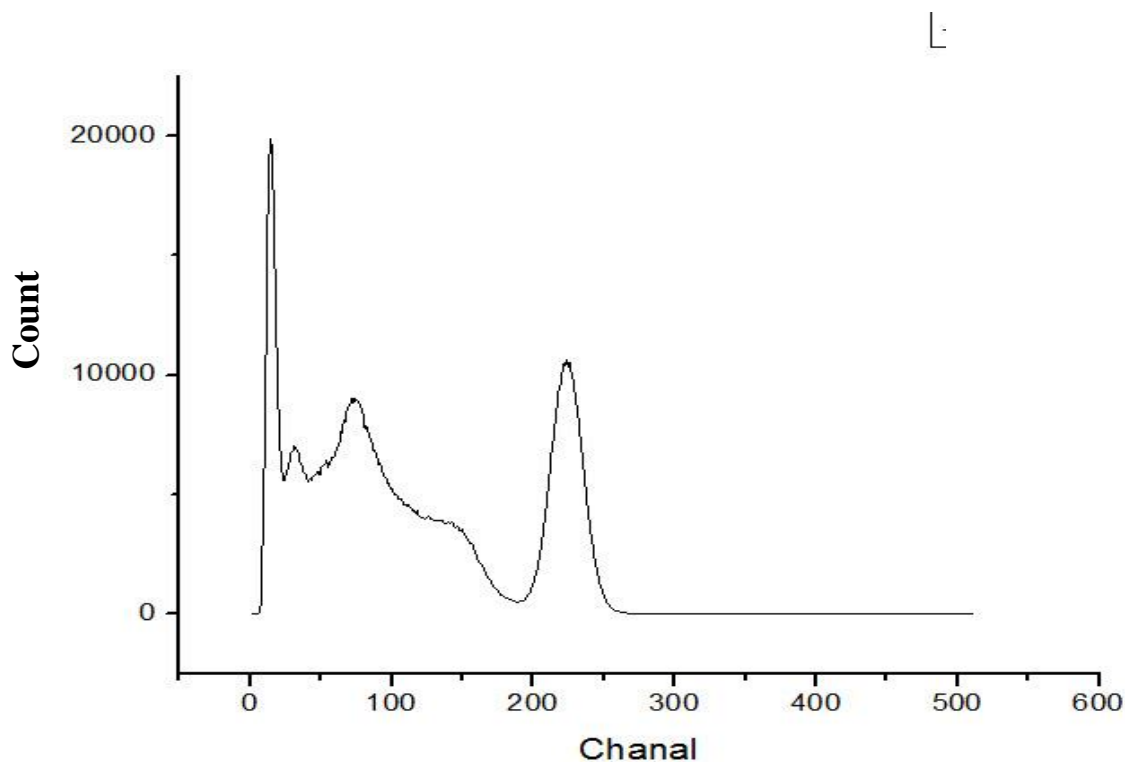
اگر رابطه فوق را به صورت ماتریسی بنویسیم به شکل زیر درمی‌آید:

$$\begin{bmatrix} M_1 \\ \vdots \\ M_m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{11} & \cdots & R_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ R_{m1} & \cdots & R_{mn} \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} S_1 \\ \vdots \\ S_m \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \vdots \\ \varepsilon_m \end{bmatrix} \quad (۷-۳)$$

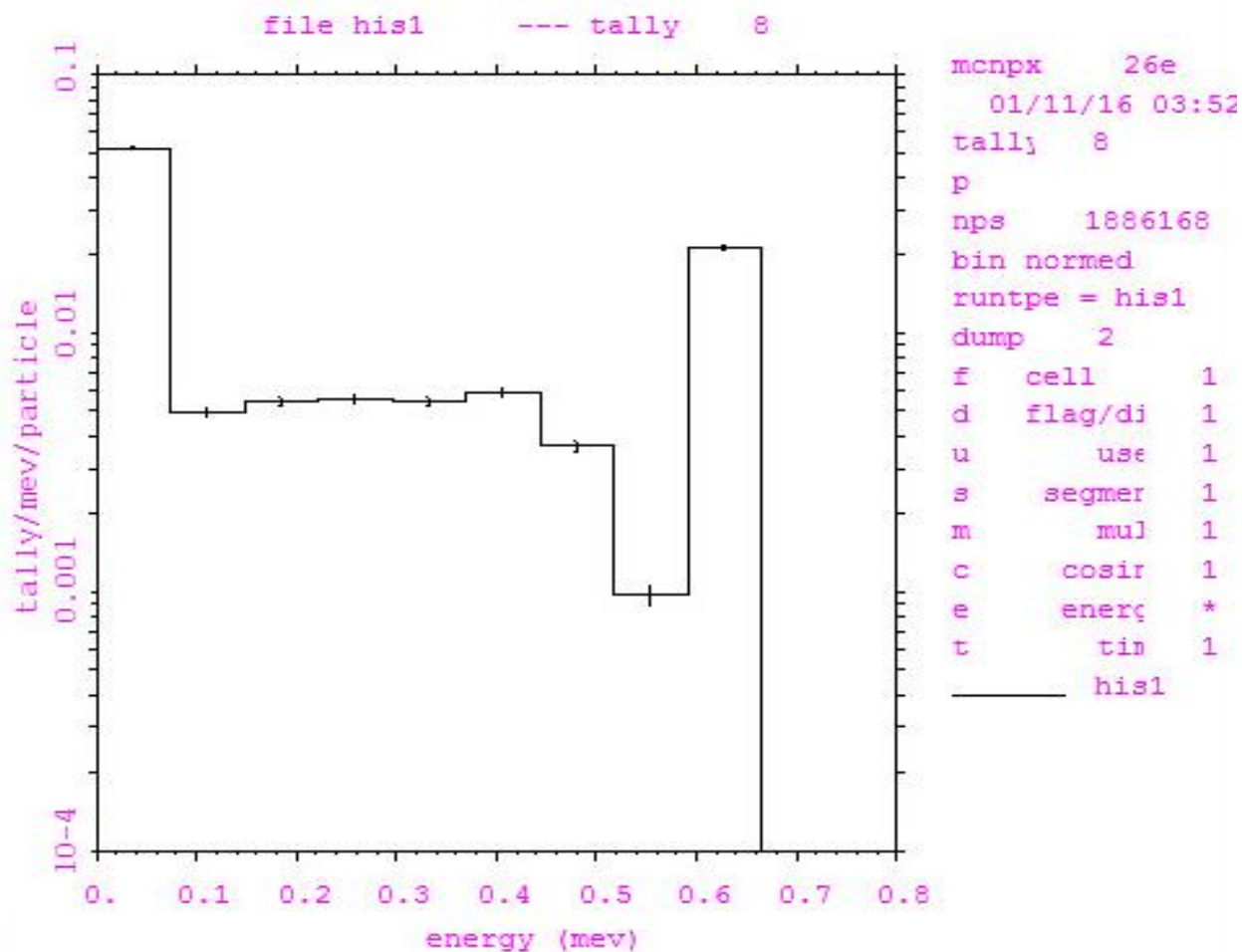
اگر بخواهیم نوفه الکتریکی را از طریق تجربه به دست آوریم با استفاده از یک ولتاژ ثابت ورودی به سیستم الکترونیکی و به دست آوردن تغییرات ولتاژ در خروجی ان این کار انجام می‌شود.

طیف خروجی در دستگاه MCA کاملاً گاوسی است و پهنای هر قله آن بستگی به قدرت تفکیک انرژی

و بازده آشکارساز مورد استفاده دارد (شکل ۳-۱۱). در صورتی که طیف حاصل از شبیه سازی به صورت کاملاً ایده آل هیستوگرام است و میزان پهن شدگی و گستردگی در هر یک از کانالها صفر است (شکل ۳-۱۲). برای انطباق این دو طیف، روی طیف حاصل از کد MCNP باید یک پیچش اعمال کنیم. یکی از مهم ترین عوامل در ایجاد یک شبیه سازی وارد کردن انواع پارامترهای متفاوت برای هر چه نزدیک کردن فضای مجازی به فضای حقیقی است. نوفه ها در به دست آوردن طیف یک چشمه پرتوزا سبب ایجاد نوعی گستردگی گاوسی در هر یک از کانالهای نگارنده طیف MCA می شود. در ادامه بعد از پیدا کردن FWHM چشمه های گامای استاندارد موجود در آزمایشگاه و برون یابی آنها توسط رابطه $FWHM = a + b\sqrt{E+cE^2}$ که هر یک از ضرایب a,b,c با استفاده از نرم افزار MATLAB و یا ORIGIN به دست آمده و سپس مقایسه طیفها صورت می گیرد.



شکل ۳-۱۱ طیف به دست آمده از تجربه



شکل ۳-۱۲ طیف به دست آمده از کد شبیه سازی

در این پژوهش از اعمال پیچش با استفاده از تابع گاوسی (با توجه به قضیه حد مرکزی) استفاده شد. برای این منظور ابتدا بایستی در آزمایشگاه FWHM مربوط به چشمه‌های موجود را به دست آوریم و سپس تابع معرفی شده در کد MCNPx 2,6 که در کارت ftn و پارامتر GBE به کار رفته است را بر داده های به دست آمده برازش تا پارامترهای مورد نیاز را به دست آوریم.

۳-۱۰ نحوه به دست آوردن *fwhm* و استفاده از آن در فیت گاوسی

ابتدا *fwhm* هر یک از چشمه های استاندارد موجود در آزمایشگاه را توسط آشکارساز سوسوزن به دست می آوریم. با توجه به کد MCNP برای وارد کردن کارت *ftn* و حالت *gbe* به ۳ پارامتر نیاز داریم؛ زیرا که در این کد $fwhm = a + b\sqrt{E + cE^2}$ می باشد.

سپس با استفاده از نرم افزارهای MATLAB و یا *origin* نمودار فیت شده بر این مقادیر و همچنین پارامترهای *a.b.c* مربوط به پهن شدگی گاوسی در کد MCNP را به دست می آوریم.

Nonlinear Curve Fit (NewFunction3 (User)) (1/23/2016 21:13:43)

Notes

Description	Nonlinear Curve Fit		
User Name	m.r.s		
Operation Time	1/23/2016 21:13:43		
Model	NewFunction3 (User)		
Number of Parameters			3
Number of Derived Parameters			0
Number of Datasets			1
Equation	$a+b*\sqrt{x+c*x^2}$		
Report Status	Report generated from Data Changed		
Special Input Handling			

Input Data

	Dep/Indep	Data	Range	Weight Type
F	x Indep	[Book1]Sheet1!E	[1*:4*]	No Weighting
	y Dep	[Book1]Sheet1!F	[1*:4*]	No Weighting

Parameters

		Value	Standard Error
F	a	0.00142	5.57113E-4
	b	0.02512	0.00141
	c	0.41855	0.11404

Reduced Chi-sqr = 5.20056280332E-8
 COD(R^2) = 0.9996358967398
 Iterations Performed = 5
 Total Iterations in Session = 5
 Fit converged. Chi-Sqr tolerance value of 1E-9 was reached.
 Standard Error was scaled with square root of reduced Chi-Sqr.

Statistics

	F
Number of Points	4
Degrees of Freedom	1
Reduced Chi-Sqr	5.20056E-8
Residual Sum of Squares	5.20056E-8
Adj. R-Square	0.99951
Fit Status	Succeeded(100)

Fit Status Code :
 100 : Fit converged. Chi-Sqr tolerance value of 1E-9 was reached.

Summary

	a		b		c		Statistics	
	Value	Standard Error	Value	Standard Error	Value	Standard Error	Reduced Chi-Sqr	Adj. R-Square
F	0.00142	5.57113E-4	0.02512	0.00141	0.41855	0.11404	5.20056E-8	0.99951

ANOVA

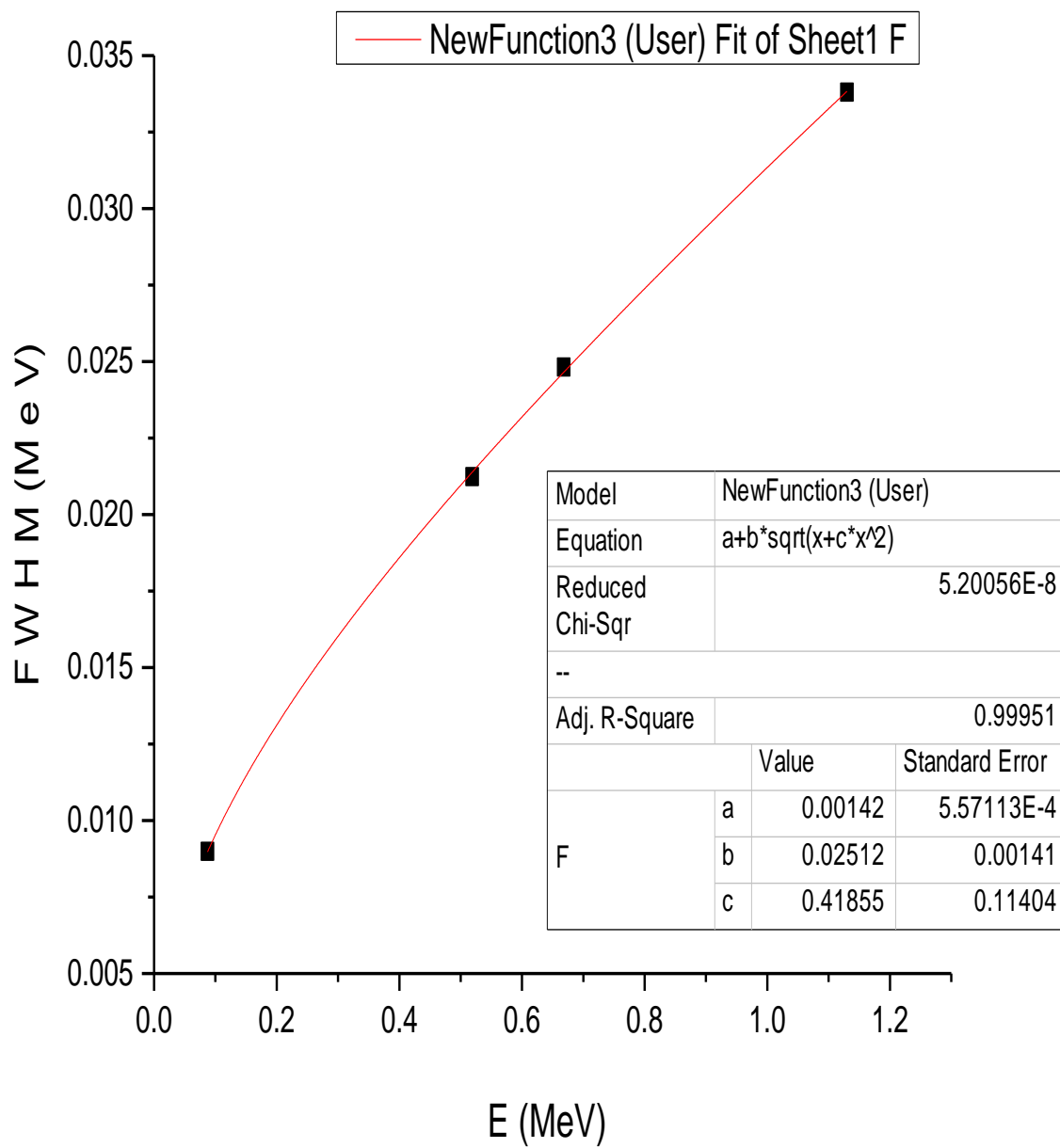
		DF	Sum of Squares	Mean Square	F Value	Prob>F
F	Regression	3	0.00229	7.63369E-4	14678.57745	0.00584
	Residual	1	5.20056E-8	5.20056E-8		
	Uncorrected Total	4	0.00229			
	Corrected Total	3	3.16856E-4			

Fitted Curves Plot

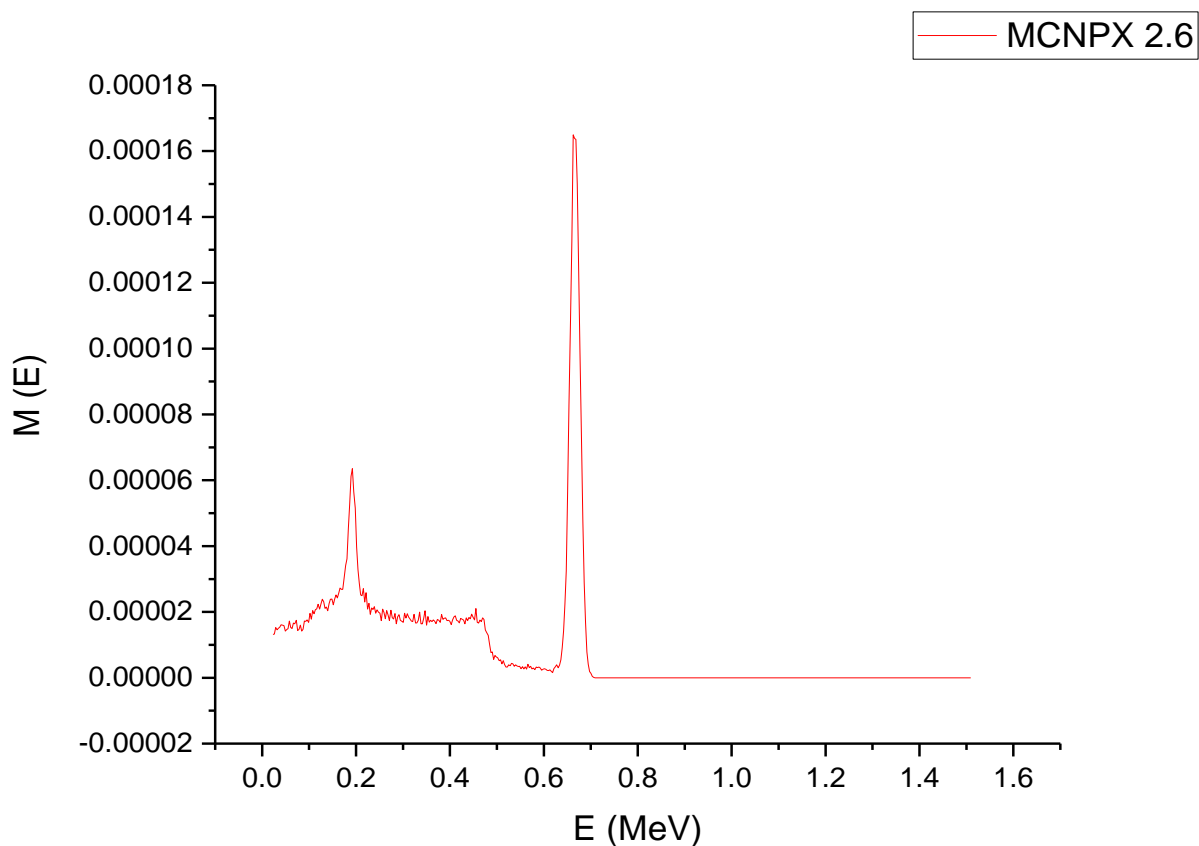
Residual vs. Independent Plot

شکل ۳-۱۳ اطلاعات فیت کردن نمودار بر داده‌های fwhm با استفاده از نرم افزار^۱ origin

^۱ محاسبات با استفاده از مرجع ۳۹



شکل ۳-۱۴ فیت کردن نمودار بر داده‌های fwhm با استفاده از نرم افزار origin



شکل ۳-۱۵ طیف به دست آمده از کد شبیه‌سازی

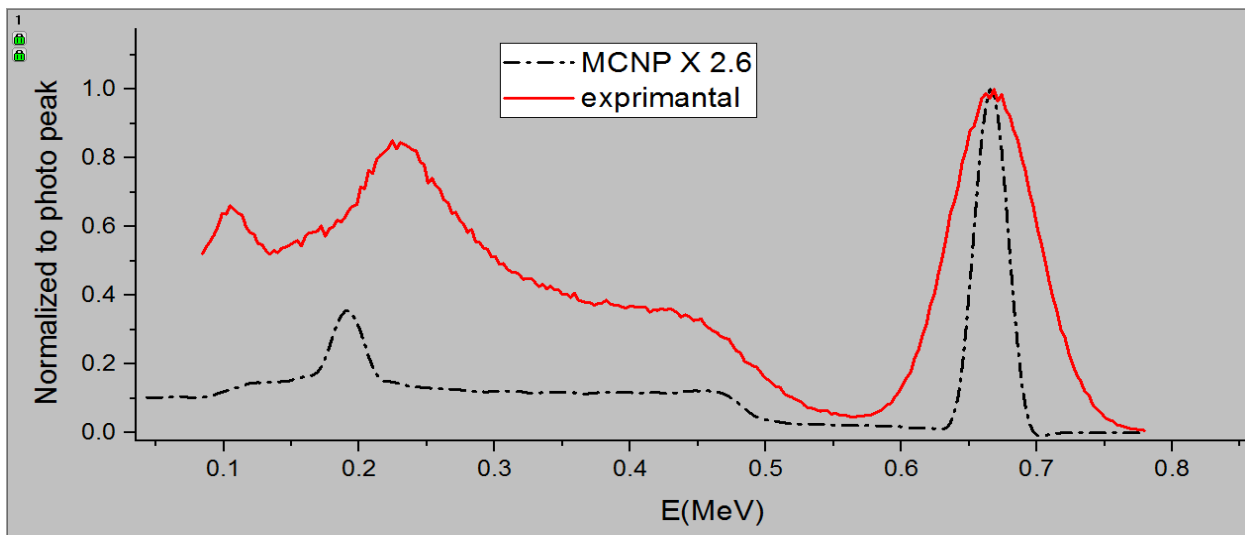
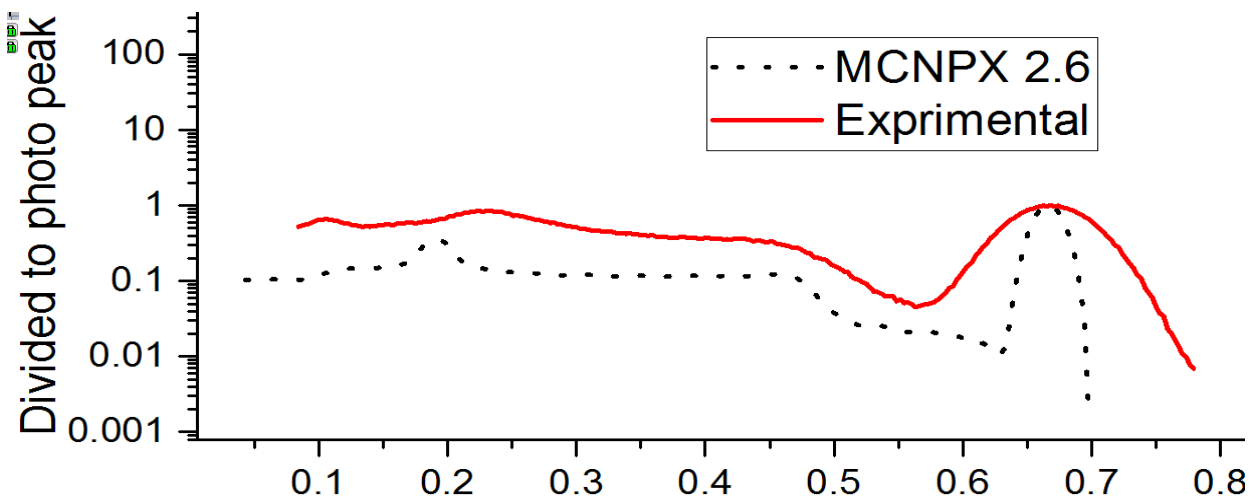
۳-۱۱ مقایسه طیف به دست آمده و نتیجه گیری

در گام آخر برای بررسی صحت و دقت داده های به دست آمده از شبیه‌سازی باید آنرا با طیف‌های به دست آمده از تجربه مقایسه کنیم. با توجه به شکل ۳-۱۲ و شکل ۳-۱۵ می‌توان به وضوح تفاوت بین قبل و بعد از اعمال گستردگی را مخصوصاً در محل پیک تمام انرژی دریافت. اگر نمودار به دست آمده در شکل ۳-۱۵ را با نتایج تجربی به دست آمده در شکل ۳-۱۱ مقایسه کنیم می‌توان توافق نسبتاً خوبی را بین طیف‌های به دست آمده مشاهده نمود. مقایسه طیف‌های اندازه‌گیری شده توسط تجربه و کد شبیه‌سازی در شکل ۳-۱۶ نشان داده شده است.

وجود اختلاف در ناحیه پیوستار کامپتون و میزان پهن شدگی در قله تمام انرژی را می‌توان ناشی از

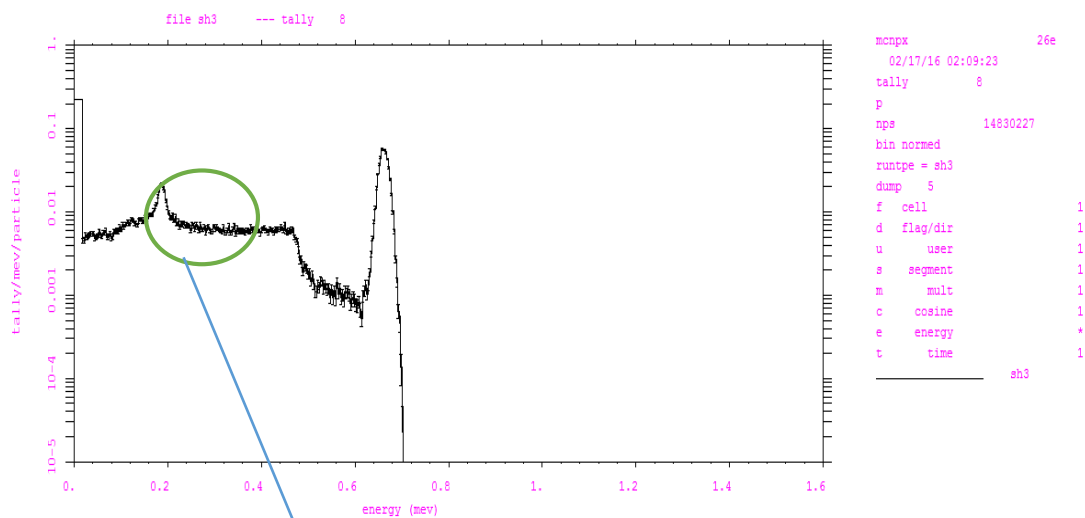
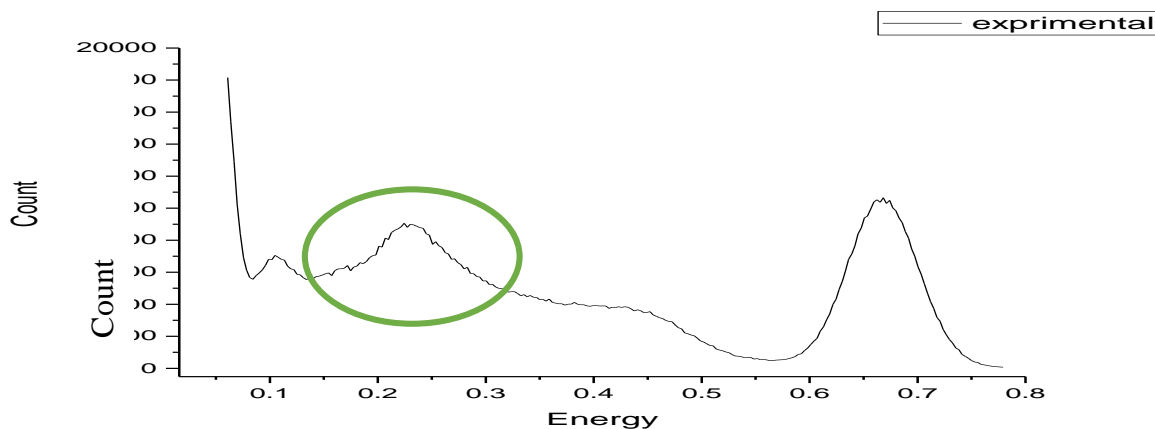
دلایل زیر در نظر گرفت:

وجود آلودگی‌های پرتوهای گاما در محیط آزمایشگاه که در کد شبیه سازی در نظر گرفته نشد. به سبب خلأ در نظرگرفتن فضای میان آشکارساز و چشمه در کد MCNPX 2,6 برشمرده در حالی که در آزمایشگاه این فضا را هوا در بر گرفته بود. وجود یک حفاظ سربی به ضخامت ۵ سانتی‌متر که اطراف آشکارساز و چشمه گسیلنده پرتوگاما را در بر گرفته بود.

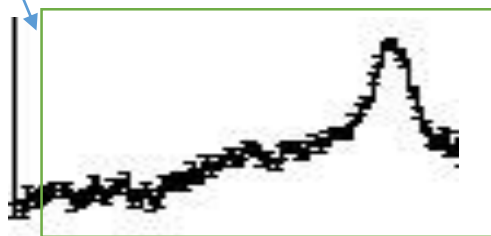


شکل ۳-۱۶ مقایسه طیف به دست آمده از تجربه و کد شبیه‌سازی (a) محور y لگاریتمی و (b) محور y خطی

یکی از مهمترین مباحث به وجود قله ابتدایی طیف‌ها برمی‌گردد، برای توجیه این قله که هم در طیف تجربی و هم در طیف شبیه‌سازی دیده می‌شود فرایند شبیه‌سازی را دوباره انجام دادیم.

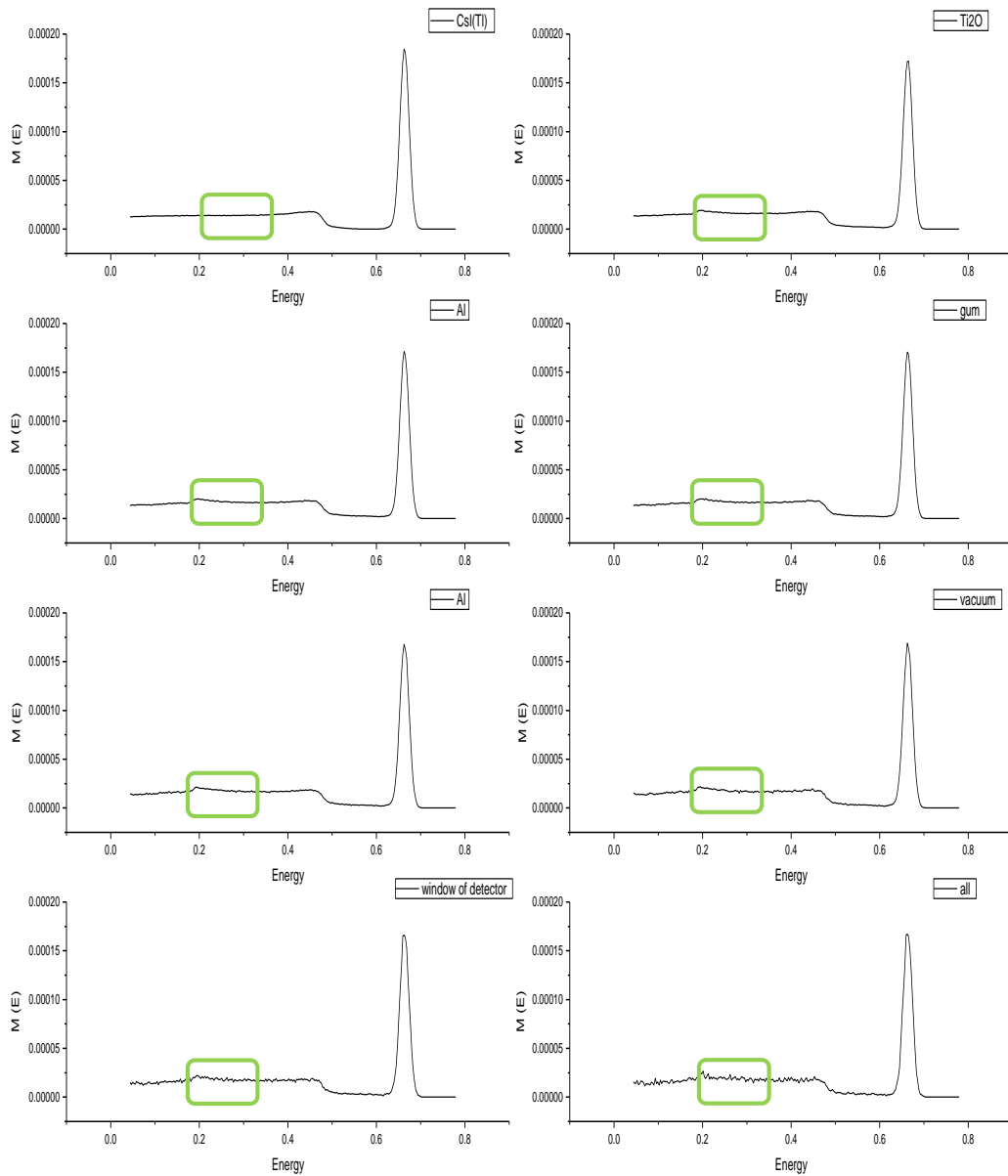


شکل ۳-۱۷ قله‌هایی که در شکل نشان داده شده است.



برای بررسی علت به وجود آوردن قله بعد از شبیه‌سازی هندسه آشکارساز، لایه‌های اطراف بلور CsI(Tl)

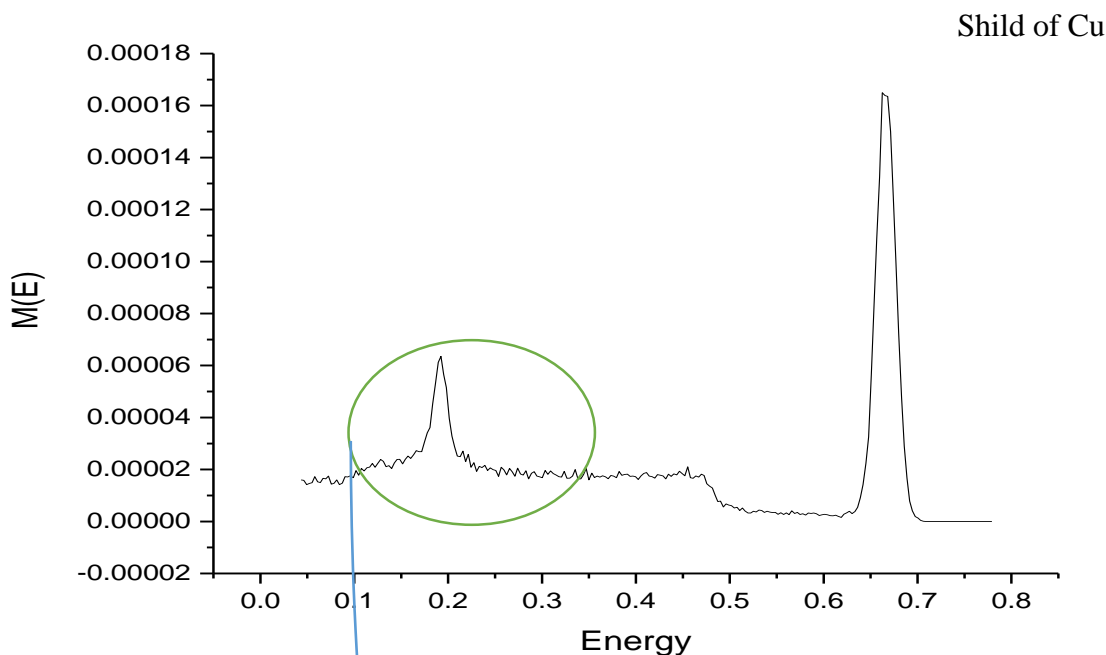
را لایه به لایه طبق شکل ۳-۷ اضافه کردیم و سپس با استفاده از تالی f8 طیف توزیع انرژی را به دست آوردیم و در تصویر زیر نشان داده‌ایم. مراحل تغییر قله پس پراکنگی نیز مشخص شده است.



شکل ۳-۱۸ طیف های به دست آمده بعد از اضافه کردن لایه های اطراف بلور

همان‌طور که مشاهده می‌شود با اضافه شدن لایه‌ها به دلیل برهم‌کنش پرتوی گاما با مواد لایه‌ها قله

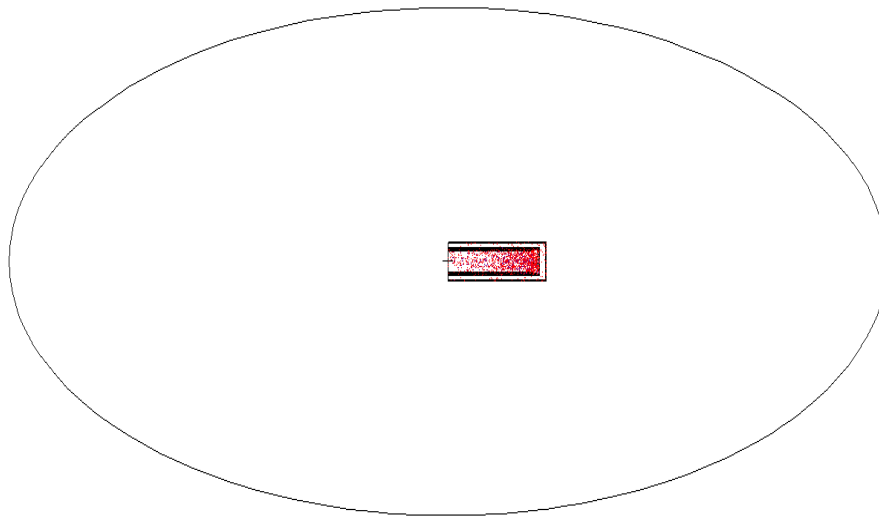
پس پراکندگی مرتفع تر می شود اما قله مورد نظر دیده نمی شود. یکی از مهمترین پارامترهایی که باید در شبیه سازی وارد می کردیم محافظ مس اطراف آشکارساز است که در فاصله ۱۰cm از آشکارساز قرار داشت. بعد از اضافه کردن و نوشتن کد محاسباتی مربوط به محافظ طیف به دست آمده در شکل ۳-۱۹ نشان داده شد.



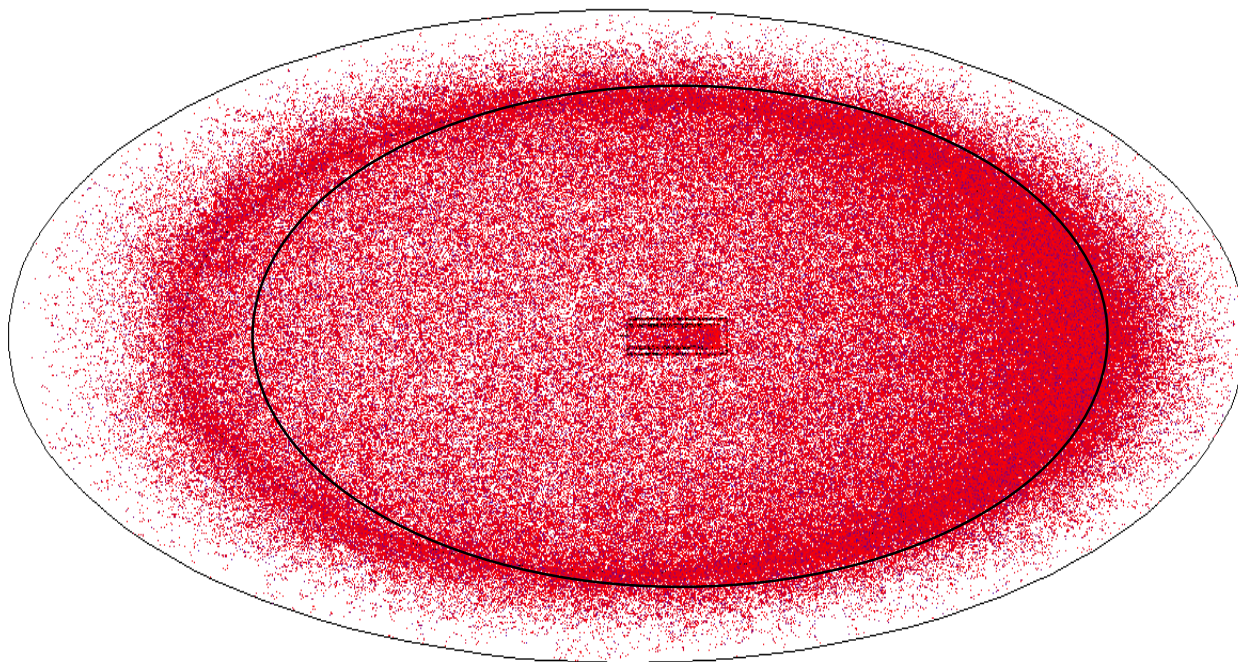
شکل ۳-۱۹ طیف به دست آمده بعد از اضافه کردن لایه مس اطراف آشکارساز



در شکل ۳-۲۰ و شکل ۳-۲۱ ترابرد ذرات پرتو گاما را زمانی که حفاظ گذاری نداریم و زمانی که حفاظ گذاری را اعمال کرده ایم، با استفاده از نرم افزار visual ترسیم کردیم. همان طور که ملاحظه می شود برهم کنش های ناشی از وجود حفاظ به وضوح دیده می شود و این اثر قطعا بر روی طیف به دست آمده از آشکارساز تاثیر گذار است. این فرایند برای هر دو نوع با تعداد ذرات یکسان انجام گرفته شد.



شکل ۳-۲۰ ترابرد پرتوهای گاما زمانی که حفاظی نداریم.



شکل ۳-۲۱ ترابرد پرتوهای گاما زمانی که حفاظ مسی به ضخامت ۱۰ cm به کار برده شد.

فصل ۴

پیچش و واپیچش

طیف

پرتوگاما

۱-۴ مقدمه

در ریاضیات، واپیچش^۱ یک فرایند مبتنی بر الگوریتم است که منظور از آن معکوس کردن اثر ناشی از پیچش^۲ (پیچیدگی) بر روی داده‌ها است. مفهوم واپیچش به‌طور گسترده‌ای در تکنیک‌های پردازش سیگنال و پردازش تصویر استفاده می‌شود. از آنجاکه این تکنیک‌ها به نوبه خود به‌طور گسترده‌ای در بسیاری از رشته‌های علمی و مهندسی استفاده می‌شود، لذا کاربردهای واپیچش بسیار زیاد شده است.

به‌طور کلی، هدف از واپیچش حل معادله پیچش (به شکل زیر) است:

$$f * g = h \quad (۱-۴)$$

معمولاً، h یک سیگنال ثبت‌شده است و f یک سیگنال است که ما مایل به بازیابی آن هستیم، اما سیگنال موردنظر ما پیش از اینکه به دست ما برسد با سیگنال g پیچیده شده است. از تعاریف سیگنال و سیستم می‌توان فهمید که سیگنال g در واقع تابع تبدیل سیستم انتقال و/یا سیستم ضبط بوده است. تابع می‌تواند نشان‌دهنده تابع تبدیل یک وسیله و یا یک نیروی محرکه باشد که به یک سیستم فیزیکی اعمال شده است. اگر g یا حداقل شکل موج آن را بدانیم، می‌توانیم واپیچش قطعی انجام دهیم؛ ولی اگر g را ندانیم، باید آن را تخمین بزنیم [23].

در مورد اندازه‌گیری‌های فیزیکی، وضعیت معمولاً شبیه به زیر خواهد بود:

$$(f * g) + \varepsilon = h \quad (۲-۴)$$

در معادله بالا ε نوفه‌ی است که به سیگنال‌های ثبت‌شده ما وارد شده است. اگر فرض کنیم که یک سیگنال و یا تصویر بدون نوفه است، برآورد آماری ما از g نادرست خواهد بود و به همین شکل سیگنال f

^۱ Deconvolution

^۲ Convolution

نیز اشتباه خواهد بود. هر چه نسبت سیگنال به نوفه کمتر باشد، برآورد ما نسبت به سیگنال پیچیده شده بدتر خواهد بود. به همین دلیل است که فیلتر کردن معکوس سیگنال یک راه حل خوب به حساب نمی‌آید. با این حال، اگر ما حداقل اطلاعات را در مورد نوع نوفه موجود در داده‌ها بدانیم ممکن است از طریق روش‌هایی مانند واپیچش قادر به بهبود برآورد f باشیم [۲۴].

بنیاد بسیاری از واپیچش‌ها و تجزیه و تحلیل‌های سری‌های زمانی، بر پایه کتاب برون یابی، درونیابی، و صاف کردن سری زمانی ثابت و توسط نوربرت وینر از موسسه تکنولوژی ماساچوست بنا شده است. این کتاب بر فعالیت‌های وینر استوار بود که در طول جنگ جهانی دوم انجام بین‌آب و هوا و اقتصاد بودند [25].

۲-۴ روش‌های تحلیل داده

داده‌های خام (منظور اعدادی که از وسیله اندازه‌گیری مانند آشکارساز به دست می‌آیند) به‌ندرت پاسخ مسئله‌ای را که هدف اندازه‌گیری است دربرمی‌گیرند، در اغلب موارد محاسبه‌های بیشتر یا تحلیل داده‌های خام ضروری می‌باشند. تحلیل داده‌های خام ممکن است مشتمل بر تقسیم ساده‌ی شمارش‌های نگاشته شده در یک شمارنده بر زمان شمارش برای به دست آوردن آهنگ شمارش، یا مستلزم برازش یک تابع تحلیلی بر آن داده‌ها، و یا نیازمند بازیابی یک طیف اندازه گرفته‌شده باشد [۲].

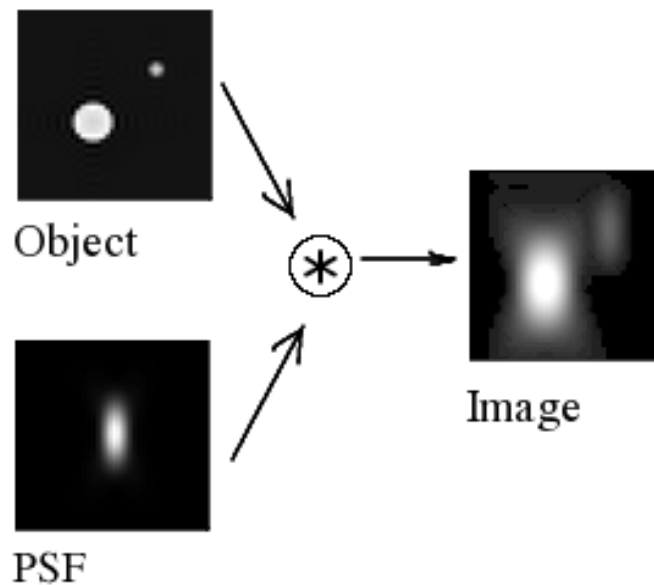
در این کار ما قصد داریم تا بر روی بازیابی طیف اندازه گرفته‌شده توسط آشکارساز سوسوزن تحقیق و بررسی کنیم.

۳-۴ بازیابی

به‌طور کلی در اندازه‌گیری خطاهایی در ابزار و یا تکنیک‌های اندازه‌گیری نهفته است. این خطاها کمیتی را که قرار است اندازه‌گیری شود را مخدوش می‌کنند؛ و یا به‌عبارت‌دیگر شما با به‌کارگیری ابزار و

تکنیک‌های اندازه‌گیری روی کمیت مورد نظر تأثیر می‌گذارد این تأثیر را پیچش^۱ و در امر پردازش تصویر آن را مالیدگی^۲ می‌نامند.

به‌طور مثال فرض کنید می‌خواهیم با یک تلسکوپ یک چشمه نقطه‌ای نورانی را ببینیم. چه اتفاقی رخ می‌دهد؟؟؟



شکل ۴-۱ پدیده پیچش

چشمه نقطه‌ای نورانی را گسترده‌تر می‌بینیم. اما چرا این اتفاق رخ داده؟ به سبب دلایلی از قبیل قدرت تفکیک عدسی‌ها، اپتیک، و... که می‌توان آن را به‌صورت تأثیر تابع پاسخ ابزار بر روی چشمه در نظر گرفت.

در نورشناخت و تصویربرداری، از واژه واپیچش به‌طور خاص برای اشاره به روند معکوس کردن (خنثی کردن) اعوجاج نوری که در میکروسکوپ نوری، میکروسکوپ الکترونی، تلسکوپ و یا دستگاه‌های دیگر تصویربرداری اتفاق می‌افتد اطلاق می‌شود. در نتیجه‌ی این کار به تصاویر واضح‌تر دست پیدا می‌کنیم. این

^۱ CONVOLUTION or FOLDING

^۲ SMEAR

کار در حوزه دیجیتال معمولاً توسط الگوریتم های نرم‌افزاری انجام می‌شود (که بخشی از مجموعه‌ی تکنیک پردازش تصویر میکروسکوپ است). کاربرد عملی دیگر واپیچش در وضوح دادن به تصاویری است که در زمان ضبط دچار خرابی ناشی از حرکت سریع و یا لرزش می‌شوند. اخیراً تصاویر گرفته شده توسط تلسکوپ فضایی هابل که در اثر نقص آینه دچار تخریب شده‌اند، که می‌توانند توسط واپیچش شفاف شوند [۲۳].

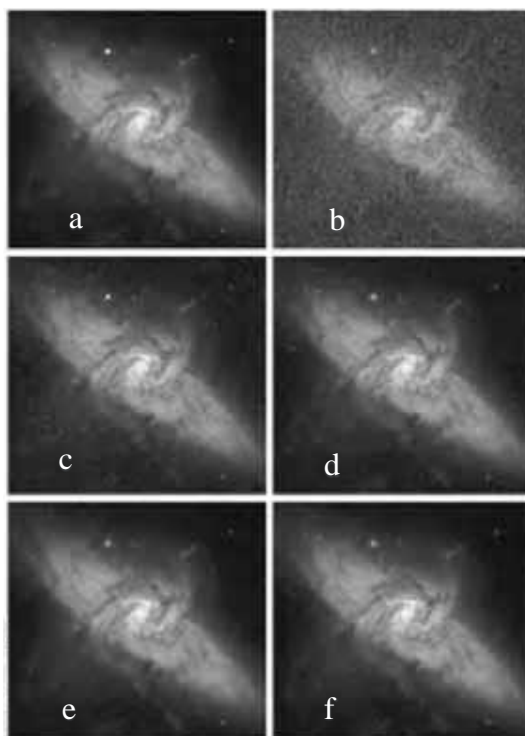
۴-۴ کاربردها

۱. در حوزه‌ی عکسبرداری پزشکی هسته‌ای

در این نوع تصویر برداری نیاز به آشکارسازی پرتوهای خارج شده از بدن می‌باشد در این فرایند بر روی سیگنال های ثبت شده پیچش صورت می‌گیرد که برای بازیابی سیگنال و تصویر به دست آمده با وضوح بیشتر، نیاز داریم تا فرایند واپیچش را اعمال کنیم [۲۶].

۲. در حوزه‌ی نجوم

سیگنال‌های به دست آمده از ماهواره‌ها و داده‌های ارسال شده از هرکدام، به دلیل عبور از جو و محدودیت در قدرت تفکیک دستگاه‌های تصویربرداری و واکاوی داده‌ها نیاز به واپیچش داده‌ها را به‌دنبال خواهد داشت. [۲۳]



شکل ۴-۲ (a) تصویری از کهکشان NGC 3314، (b) تصویر مخدوش شده توسط نوفه، (c) تا (f) تصاویر بازیابی شده

می‌توان این‌گونه نتیجه گرفت که برای دست‌یابی به تصاویر با کیفیت‌تر، همیشه نیازی به امکانات و ابزارهای پیشرفته نیست، بلکه به کمک ابزارهایی چون پردازش تصویر (یا سیگنال) و واپیچش آن‌ها می‌توان بر کیفیت تصاویر افزود و یا نتایج قابل قبول و متناسب با نیاز خود را بدست آورد. بازیابی در حوزه‌های دیگر همچون تشخیص هویت، معادن و کاربرد دارد.

برای تعریف مسئله‌ی پیچش، توابع زیر را در نظر بگیرید:

$$M(E') = \int_0^{\infty} R(E, E')S(E) dE \quad (۳-۴)$$

همان‌طور که در بخش‌های قبل بدان اشاره شد طیف ارتفاع تپ مشاهده شده از یک چشمه پرتو تک انرژی که توسط آشکارساز CsI(Tl) به دست آمده دارای یک قله و یک توزیع پیوسته است که این وضعیت سبب می‌شود تا فرایند واپیچش بر روی طیف مشاهده شده نیازی ضروری باشد.

ارتفاع تپ دیفرانسیلی $\frac{dN}{dE}$ که در هر یک آشکارسازهای تابش ثبت می‌شود، در واقع پیچش تابع پاسخ آشکارساز و طیف انرژی ذرات فرودی چشمه است. به عبارت دیگر در اندازه‌گیری پرتوها، پیچش به معنای یافتن شکل طیف اندازه گرفته شده است زمانی که چشمه و تابع پاسخ را بشناسیم.

همان‌طور که پیش از این ملاحظه کردید سه تابع $S(E)$ ، $M(E')$ و $R(E, E')$ به صورت زیر به هم مربوط می‌شوند،

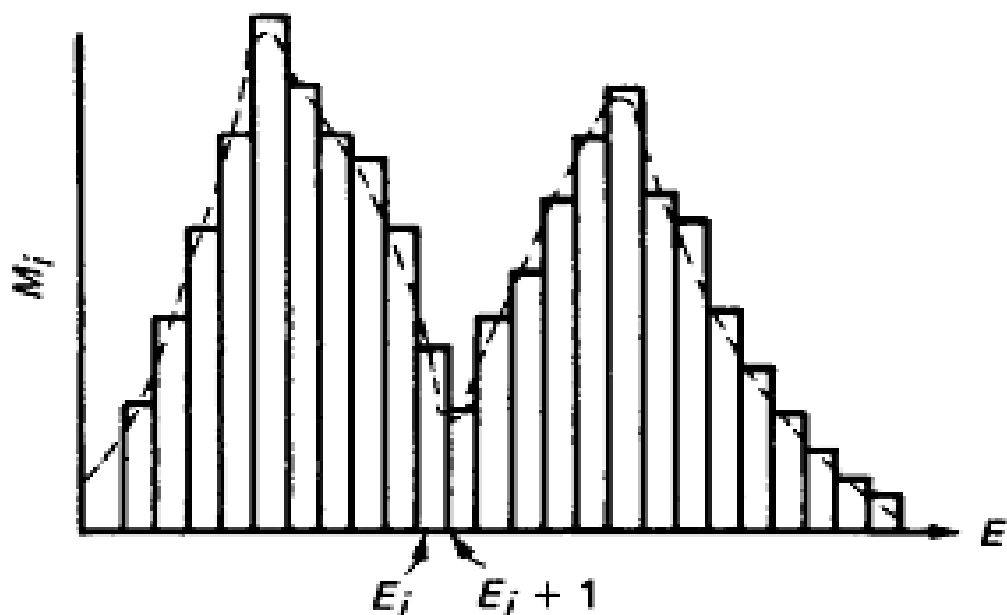
$$M(E') = \int_0^{\infty} R(E, E') S(E) dE \quad (4-4)$$

رابطه‌ی فوق یک معادله انتگرالی است که پیچش طیف چشمه، $S(E)$ با تابع $R(E, E')$ را برای به دست آوردن تابع $M(E')$ نشان می‌دهد.

توجه گردد؛ با وجود آن‌که در آشکارسازی توزیع ارتفاع تپ را اندازه می‌گیریم، اما درجه‌بندی سیستم یک همخوانی یک-به-یک بین انرژی و ارتفاع تپ ایجاد می‌کند. زمانی که طیف به وسیله‌ی یک MCA ثبت می‌شود معادله فوق حالت گسسته به خود می‌گیرد:

$$M_i = \sum_j R_{ij} S_j \quad (5-4)$$

که در آن N_i شمارش‌های ثبت شده در i امین کانال، R_{ij} تابع پاسخ جفت کننده (کوپلینگ) i امین بازه ارتفاع تپ با i امین بازه انرژی و S_j شدت تابش در j امین بازه انرژی هستند. بنابراین هرگز کمیت پیوسته $M(E)$ را اندازه نمی‌گیریم بلکه به جای آن یک نمودار ستونی به دست می‌آوریم [۲۷].



شکل ۳-۴ طیف سنج یک نمودار ستونی را ایجاد می‌کند، یعنی کمیت M_i ، و نه تابع پیوسته $M(E)$ که در این شکل با خط چین نمایش داده شده است.

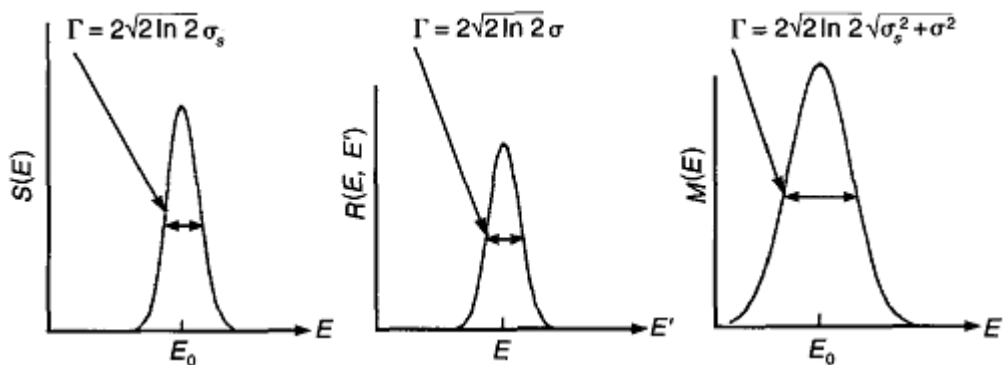
۴-۵ مثالی از پیچش

طیف چشمه یک توزیع گاوسی است که مرکزش در $E = E_0$ قرار دارد:

$$S(E) = \frac{S_0}{\sqrt{2\pi} \sigma_s} e^{\left[-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma_s^2}\right]}$$

آنگاه طیف اندازه گرفته شده به صورت زیر است:

$$\begin{aligned} M(E) &= \int_0^\infty \frac{dE'}{\sqrt{2\pi} \sigma} e^{\left[-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}\right]} \frac{S_0}{\sqrt{2\pi} \sigma_s} e^{\left[-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma_s^2}\right]} \\ &= \frac{S_0}{\sqrt{2\pi} (\sigma_s^2 + \sigma^2)^{1/2}} e^{\left[-\frac{(E-E_0)^2}{2(\sigma_s^2 + \sigma^2)}\right]} \end{aligned}$$



شکل ۴-۴ یک تابع گاوسی که با یک تابع گاوسی دیگر پیچیده شود، توزیع گاوسی دیگری می‌دهد که پهنای بزرگتری دارد.

جالب اینجاست که اگر یک تابع گاوسی با تابع گاوسی دیگری پیچیده شود، انحراف معیار آن‌ها به صورت مربعی با هم جمع می‌شود.

موضوع اکثر اندازه‌گیری‌های تابش استنتاج طیف توزیع انرژی تابش فرودی، یا به دست آوردن تمام عناصر چشمه Z_k است. ما فرض می‌کنیم توزیع چشمه در L بازه تقسیم شده است. ثبت طیف از M مقدار N_i تشکیل شده است، که برای هر کانال یک عدد می‌باشد. ما می‌توانیم M معادله همزمان به فرم معادله فوق بنویسیم. اگر ما فرض کنیم که به‌طور کامل ماتریس پاسخ R_{ij} شناخته شده باشد، از نظر تئوری حل این معادلات به شرط اینکه $M \geq L$ برای همه عناصر Z_k ممکن است.

این فرایند عموماً SPECTRUM DECONVOLUTION یا SPECTRUM UNFOLDING نامیده می‌شود.

اگر تابع پاسخ یک قله باریک باشد و یا اگر پاسخ آشکارساز یک تابع δ باشد پاسخ تحلیلی معادله‌ی زیر بی‌درنگ پیدا می‌شود.

$$M(E') = \int_0^{\infty} R(E, E') S(E) dE \quad (6-4)$$

درواقع، اگر $R(E, E') = \delta(E - E')$ خواهیم داشت:

$$M(E') = \int_0^{\infty} \delta(E - E') S(E) dE = S(E') \quad (7-4)$$

آنگاه یک تناظر یک-به-یک بین طیف اندازه گرفته شده و انرژی تابش وجود دارد، جالب آن که ماتریس پاسخ قطری شکل است.

این حالت رخ نمی‌دهد زیرا آشکارسازی نیست که دارای چنین تابع پاسخی باشد، این فقط نشان می‌دهد که اگر قدرت تفکیک انرژی ایده آل باشد نیازی به بازیابی نیست. عملاً هر چه تابع پاسخ بیشتر به تابع δ شبیه باشد، طیف اندازه گرفته شده بیشتر به مانند طیف چشمه خواهد بود.

اغلب تابع پاسخ خیلی پیچیده است و ممکن هم شامل قله‌های ثانویه وهم پیوستار سرتاسری باشد. طیف ارتفاع تب اندازه‌گیری شده خیلی پیچیده است، و واپیچش ممکن برای یک ارزیابی کامل طیف تابشی ضروری باشد.

دو مسئله عمومی در فرایند واپیچش پیش می‌آید. تابع پاسخ ممکن است تحت مقداری عدم قطعیت قرار گیرد زیرا که آن‌ها ممکن نیست به‌طور تجربی برای همه انرژی‌های موردنظر اندازه گرفته شوند. علاوه بر این، شرایط عملکرد آشکارساز ممکن است بین مراحل درجه‌بندی و اندازه‌گیری تغییر کند و هدایت متناظر کانال‌ها را در تابع پاسخ تغییر دهد.

دومین مشکل به سبب طبیعت آماری ثبت داده‌ها می‌باشد. مقدار هر کانال تحت واریانس آماری است که می‌توان آن‌ها را از بحث‌های آماری تخمین زد. این افت و خیزهای آماری می‌توانند به افت و خیزهای بزرگ غیرقابل قبولی در استنتاج طیف انرژی منتج شوند [۲۹، ۲۸]. به واسطه این نقص‌ها، یک مجموعه دقیق جواب‌های S در حالت کلی نمی‌توان از معادلات همزمان به دست آورد. در عوض، به دنبال تقریب

جواب‌ها هستند.

۴-۶ روش‌های واپیچش

تعداد زیادی روش‌های واپیچش برای طیف پرتوگاما در مقالات مختلف ارائه شده است [۳۰, ۳۱]. روش ماتریس وارون به‌عنوان سراسرترین و ساده‌ترین روش اغلب ارائه شده است [۳۲]. روش تکرار که بر پایه بهتر و بهتر شدن موفقیت پیچش تابع‌های آزمایشی است [۳۳]. روش Maximum Likelihood Fitting [۳۴] که در بیشینه کردن مقدار انتظاری به کار می‌رود و روش کاهش پیوستار کامپتون [۳۵] و همچنین روش Maximum Entropy [36] اخیراً روش شبکه عصبی نیز معرفی شده است [۳۶]. روش مونت کارلو [۲۷, ۳۶, ۳۷]، روش حداقل مربعات نیز بکار رفته‌اند.

در این پژوهش چهار روش ماتریس وارون، تکرار، روش تکرار طلایی و حداقل مربعات مورد بررسی و مقایسه قرار گرفت. سپس دو روش نو در واپیچش را توانستیم در واپیچش ارائه دهیم.

۴-۶-۱ واپیچش به روش ماتریس وارون

ماتریس تابع پاسخ آرایه‌هایی دارد که مقادیر آن نمایانگر مجموع پاسخ آشکارساز است که شامل اثرات ممکن و محتمل حفاظ و مواد اطراف بر روی طیف ارتفاع تپ چشمه‌های گاما که درجه‌بندی شده‌اند نیز می‌شوند [۳۸]. محققان در طیف‌نگاری پرتوگاما روش‌های ماتریس را برای تجزیه و تحلیل طیف تپ ارتفاع گسترش دادند. پایه و اساس روابط ریاضیاتی ماتریس معکوس با توجه به تعاریفی که در بخش‌های قبلی بدان اشاره شد به‌صورت زیر است:

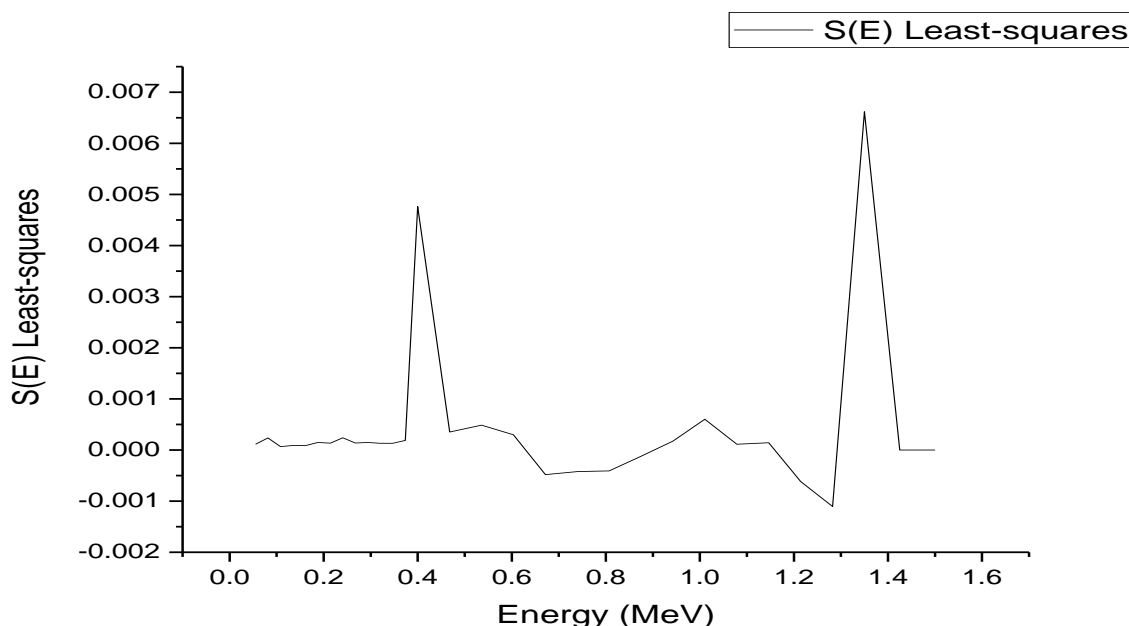
(توجه گردد که روابط به‌صورت گسسته بازنویسی شده‌اند.)

$$M = RS \quad (۸-۴)$$

حل مستقیم معادله ماتریسی فوق با ضرب R^{-1} از سمت چپ به صورت زیر به دست می آید:

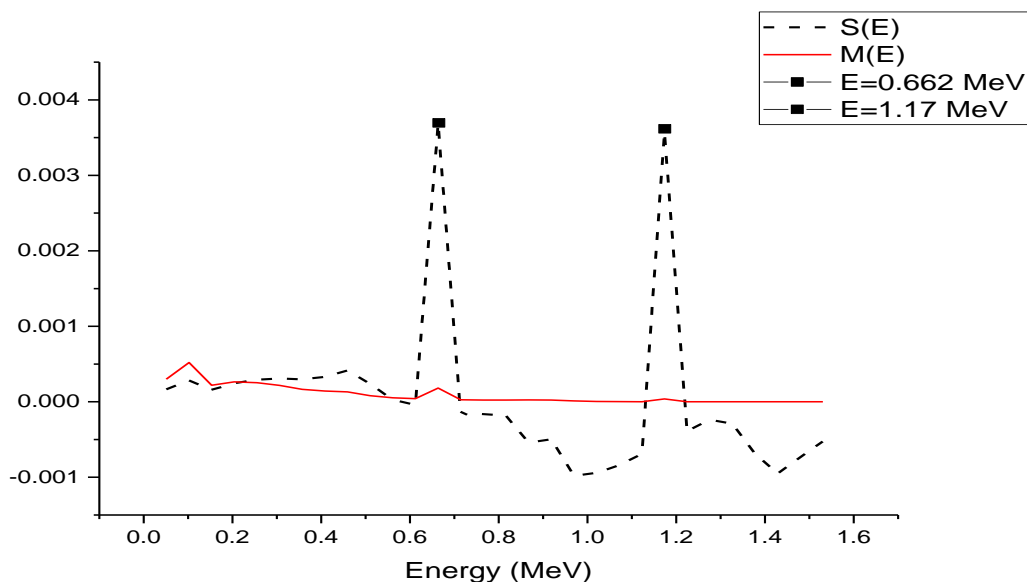
$$S = R^{-1}M \quad (9-4)$$

که در آن R^{-1} معکوس ماتریس R است. با این وجود تعدادی از محققان دریافتند که روش ماتریس معکوس گاهی اوقات نوسان‌های زیادی را در واپیچش طیف به وجود می آورد. از طرفی از این روش فقط در صورتی که ماتریس پاسخ مربعی باشد می توان استفاده کرد. با توجه به مبحث "حل دستگاه معادلات جبری خطی" حساسیت برخی از دستگاه‌های معادلات نسبت به خطاهای کوچک محاسباتی و گرد کردن اعداد می باشد. دستگاه‌هایی که تغییرات بسیار کوچک در بردار M به شدت در نتیجه‌ی آن‌ها تاثیر گذار است، دستگاه‌های معادلات "بد حالت" گفته می شوند^۱. نتایج طیف به دست آمده از این روش در شکل ۴-۵ و همچنین در شکل ۴-۶ مقایسه با طیف $M(E)$ صورت گرفته و نشان داده شده است.



شکل ۴-۵ طیف $S(E)$ به دست آمده از روش ماتریس وارون

^۱ علت این موضوع را بررسی و در ضمیمه آورده ایم.



شکل ۴-۶ مقایسه‌ی طیف $S(E)$ به دست آمده از روش ماتریس وارون و طیف $M(E)$

۴-۶-۲ واپیچش به روش تکرار

از آنجایی که یکی از روش‌های استفاده شده در این پژوهش روش تکرار است به توضیح این روش می‌پردازیم: در طی تلاش برای اجتناب از نوسان‌های زیاد در فرایند واپیچش طیف، یک روش تکرار واپیچش توسط اسکافیلد و همکارانش برای حل معادله ماتریسی و به دست آوردن K توسعه داده شد. به طور خلاصه، روش تکرار واپیچش تقریب‌های موفقیت‌آمیزی را برای طیف پرتوی گامای صحیح K ، تولید می‌کند. تا زمانی که یک طیف پرتوگاما دقیق بهترین پاسخ طیف تپ ارتفاع را تولید کند.

به صورت ریاضیاتی، این رابطه با ضرب هر دو طرف معادله زیر در R^T به دست می‌آید

$$M = RS \quad (۴-۱۰)$$

و به صورت زیر بیان می‌شود

$$R^T M = R^T R S \quad (11-4)$$

که R^T در آن ترانهاده ماتریس R است.

نکته مهم در این است که ماتریس ترانهاده زمانی که در ماتریس غیر مربعی ماتریس پاسخ ضرب می‌شود حاصل یک ماتریس مربعی می‌شود که دیگر می‌توان آن را به راحتی معکوس کرد و آنگاه با روش ماتریس معکوس به حل مسئله پرداخت. اما در این فرایند هدف ماتریس معکوس نیست بلکه به روش زیر آن را دنبال می‌کنیم.

اگر $R' = R^T R$ و $M' = R^T M$ در نظر بگیریم آنگاه معادله به صورت

$$M' = R' S \quad (12-4)$$

بازنویسی می‌شود.

گام اول

طیف اندازه گرفته شده را به عنوان اولین حدس روش تکرار به کار می‌بریم؛

$$S_j^1 = M_j' \quad (13-4)$$

گام دوم

طیف چشمه را، S_j^1 ، در معادله زیر قرار می‌دهیم و طیف تپ جدید را به دست می‌آوریم؛

$$M_j'^1 = \sum_i R'_{ij} S_j^1 \quad (14-4)$$

مقدار خطای S_j^1 از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$S_j - S_j^1 = [M_j' - M_j'^1] \quad (15-4)$$

گام سوم

حدس جدید برای تکرار دوم عبارت است از؛

$$S_j^2 = S_j^1 + [M' - M_j'^1] \quad (۱۶-۴)$$

این روابط تکرار می‌شوند. n امین تکرار عبارت زیر را به دست می‌دهد؛

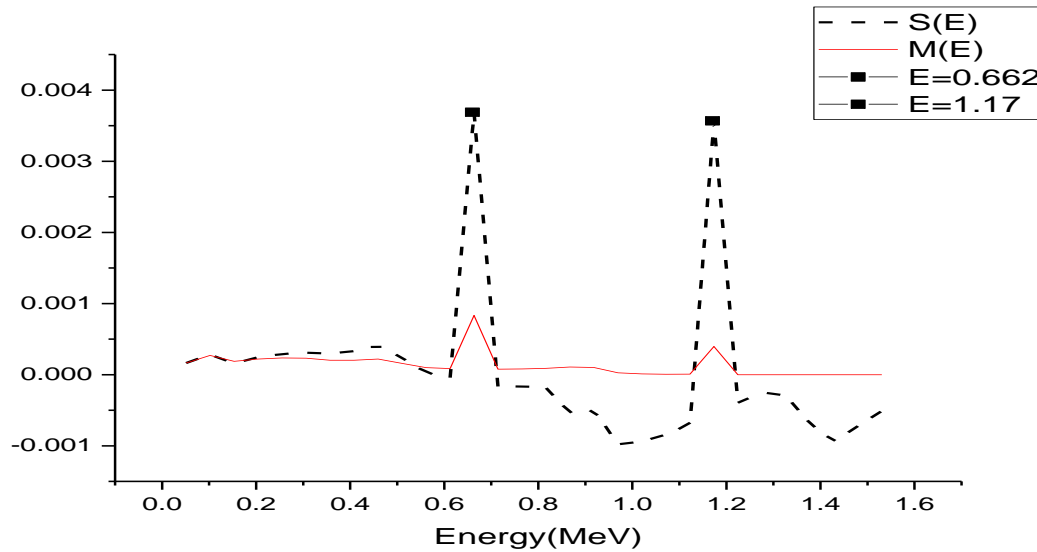
$$M_j'^2 = \sum_i R_{ij}' S_j^2 \quad (۱۷-۴)$$

این روابط تکرار می‌شوند. n امین تکرار عبارت زیر را به دست می‌دهد؛

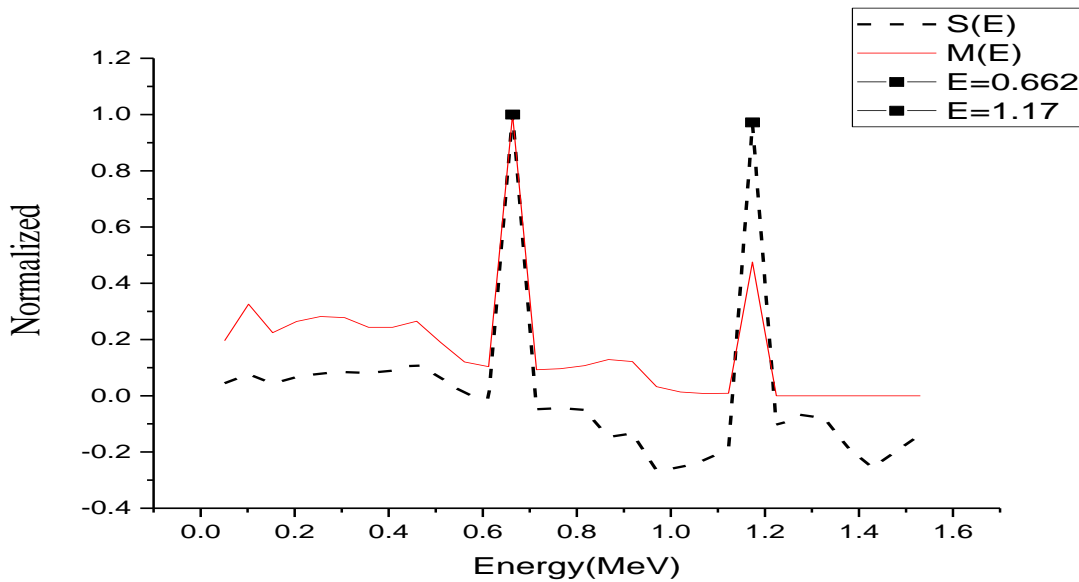
$$S_j^n = S_j^{n-1} + [M'_j - M_j'^{n-1}] \quad (۱۸-۴)$$

این پاسخ مسئله است مشروط بر آن که تفاضل $|M' - M_j'^{n-1}|$ به اندازه مقدار قابل قبولی کوچک باشد.
[۲]

کاهش ارتفاع در مناطق کم انرژی (کمتر از قله اول)، و همچنین افزایش ارتفاع قله‌ها را بعد از اعمال واپیچش بر روی $M(E)$ به وسیله روش تکرار را در شکل ۷-۴ و شکل ۸-۴ نمایش داده‌ایم.



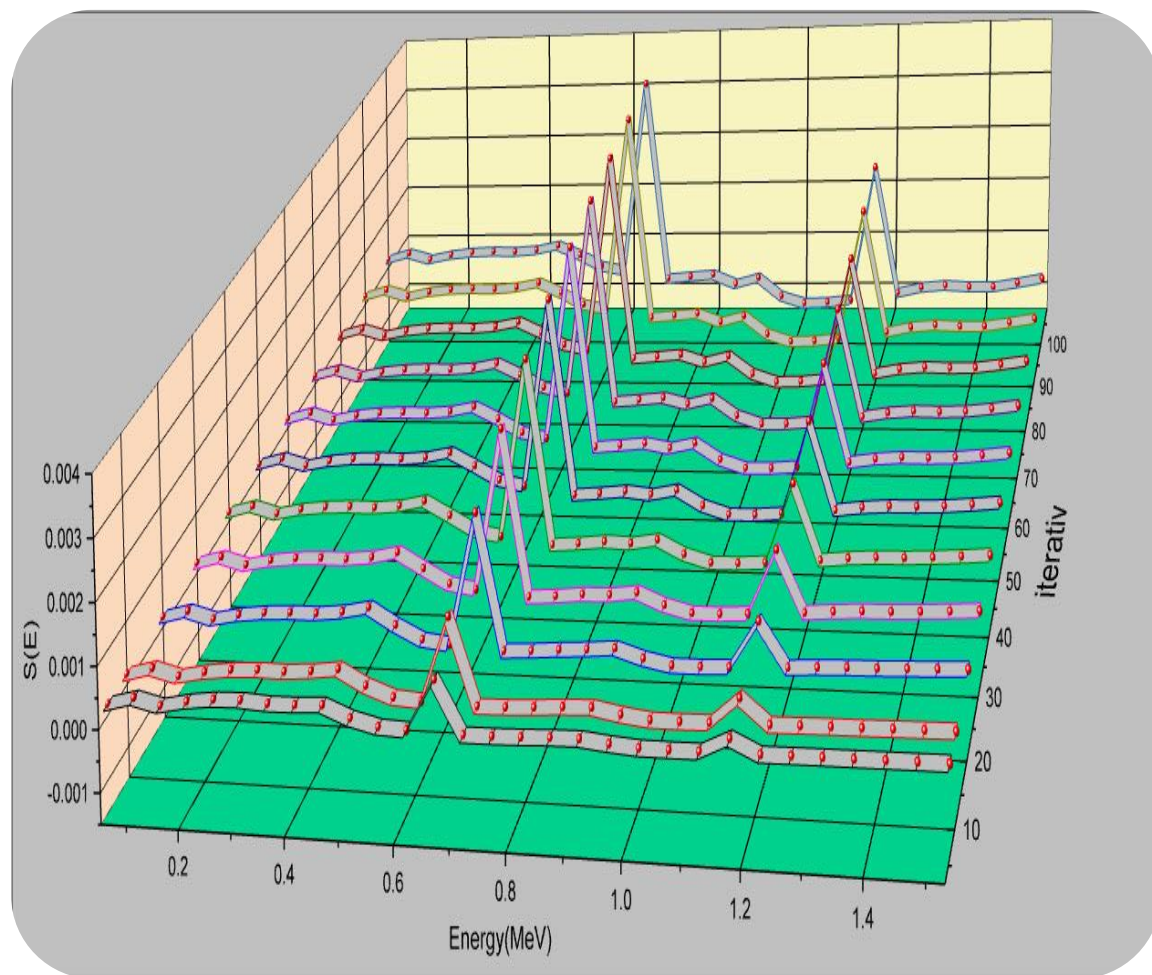
شکل ۷-۴ طیف S(E) به دست آمده با استفاده از روش تکرار



شکل ۸-۴ مقایسه‌ی طیف S(E) به دست آمده از روش تکرار و طیف M(E) و انجام نرمال سازی

با توجه به شکل ۹-۴ و با در نظر گرفتن ۴ ناحیه تقسیم‌بندی شده به شرح زیر:

۱. ناحیه انرژی‌های پایین‌تر از قله اول: با افزایش تکرار این ناحیه تقریباً یکسان و بدون تغییر است.
۲. ناحیه مربوط به قله‌ها: افزایش ارتفاع هر دو قله با افزایش تعداد تکرار مشاهده می‌شود.
۳. ناحیه مربوط به بین قله‌ها: با افزایش تعداد تکرار در این ناحیه افزایش مقادیر منفی روبرو هستیم.
۴. ناحیه انرژی‌های بالاتر از قله دوم: این ناحیه نیز مانند ناحیه ۳ مقادیر منفی که از نظر فیزیکی معنا ندارند و به دلیل خطاهای محاسبات کامپیوتری روی داده است.



شکل ۴-۹ تغییرات $S(E)$ با توجه به تغییرات تعداد تکرار

۴-۶-۳ بازیابی به روش حداقل مربعات

در صورتی که برای حل دستگاه معادلات $n < m$ باشد (به عبارت دیگر تعداد معادلات از تعداد مجهولات بیشتر باشد) آن را دستگاه فرامعین^۱ می‌نامند؛ چنین دستگاهی در صورت سازگار بودن می‌تواند یک جواب منحصر بفرد داشته باشد و در صورت ناسازگار بودن اصلاً جوابی ندارند، که در چنین مواردی برای به دست آوردن یک پاسخ تقریبی از روش حداقل مربعات استفاده می‌شود.

^۱ Over Determined

در تقریب دیگری برای طیف چشمه، فرض می‌کنیم که $S(E)$ را بتوان به صورت در حالت گسسته به صورت یک سری نمایش داد. در نتیجه می‌توان نوشت:

$$S(E) = \sum_j^N S_j \delta(E - E_j) \quad (19-4)$$

آنگاه معادله ماتریسی را به صورت زیر داریم:

$$M_i = \sum_j R_{ij} S_j \quad \begin{cases} i = 1. \dots m \\ j = 1. \dots n \end{cases} \quad (20-4)$$

اگر $m = n$ ، آنگاه می‌توان با وارون کردن معادله و استفاده از ماتریس پاسخ جواب را به دست آورد، اما معکوس کردن ماتریس دارای خطاهای زیادی است، به همین علت به یک پاسخ حداقل مربعاتی با $m > n$ روی می‌آوریم.

شرط آن که این روش دارای جواب باشد این است که، $m \geq n$ باشد. روش بازبایی حداقل مربعات از رابطه ماتریسی فوق آغاز و کمیت زیر را کمینه می‌سازد:

$$Q = \sum_i^m W_i (M_i - \sum_j^n R_{ij} S_j)^2 \quad (21-4)$$

ضریب‌های وزنی W_i معمولاً برابر عکس وردایی M_i انتخاب می‌شوند. کمینه‌سازی با قرار دادن

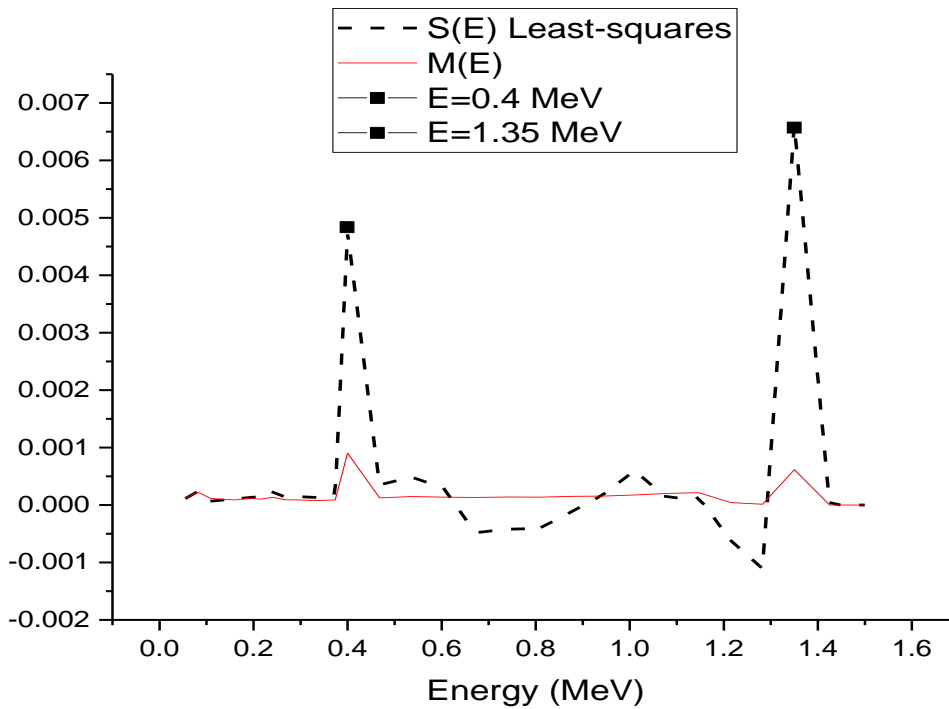
$$\frac{\partial Q}{\partial S_k} = 0 \quad k = 1. \dots n \quad (22-4)$$

به دست می‌آید، که نتیجه‌ی آن چنین است:

$$\sum_i^m W_i R_{ik} (M_i - \sum_j^n R_{ij} S_j)^2 = 0 \quad k = 1. \dots n \quad (23-4)$$

و می‌توان آن را برای S_j به ازای $j = 1. \dots n$ حل کرد [۲].

پس از نوشتن کد محاسباتی مربوط به این روش نتایج آن را در شکل ۴-۱۰ نشان داده‌ایم.



شکل ۴-۱۰ مقایسه طیف $S(E)$ به دست آمده از روش واپیچش حداقل مربعات و $M(E)$

۴-۶-۴ واپیچش به روش تکرار طلایی

در این مورد معادله ماتریسی با ضرب ماتریس ترانزپوز ترانزپوز به صورت تغییر می‌کند؛

$$(R^T R) R^T M = (R^T R) (R^T R) S \quad (24-4)$$

با بازنویسی این معادله داریم؛

$$M' = R' S \quad (25-4)$$

این روش به تفضیل در مقاله [۳۳] بیان شده است و سپس همانند روش تکرار آن را به صورت زیر نوشته می‌شود با این تفاوت که یک ضریب تنظیم نیز به کار برده شده است.

$$S^{k+1} = S^k + \mu(M' - R'S^k) \quad (۲۶-۴)$$

که در آن μ ضریب تنظیم ملایم سازی است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\mu_i = \frac{S_m^k}{\sum_{m=1}^N R'_{i.m} S_m^k} \quad (۲۷-۴)$$

که در آن

N تعداد آرایه های مربوط به ماتریس S است
=

با جایگذاری این رابطه در معادله (۲۶-۴) معادلات زیر را بدست می‌آید:

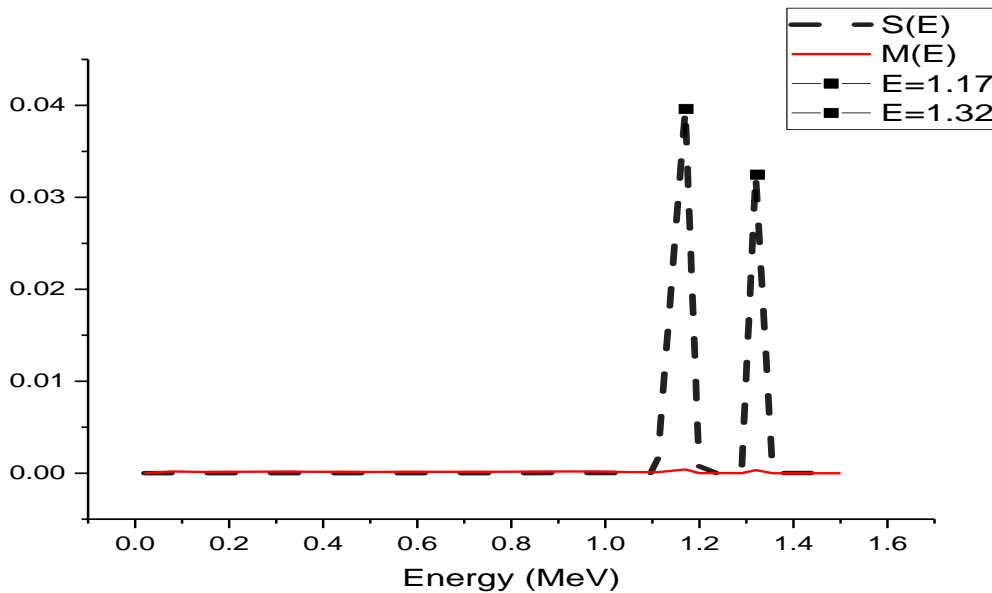
$$S_i^{k+1} = S_i^k + \frac{S_i^k}{\sum_{m=1}^k R'_{i.m} S_m^k} \left[M'_i - \sum_{m=1}^N R'_{i.m} S_m^k \right] \quad (۲۸-۴)$$

$$S_i^{k+1} = \frac{M'_i}{\sum_{m=1}^N R'_{i.m} S_m^k} S_i^k \quad (۲۹-۴)$$

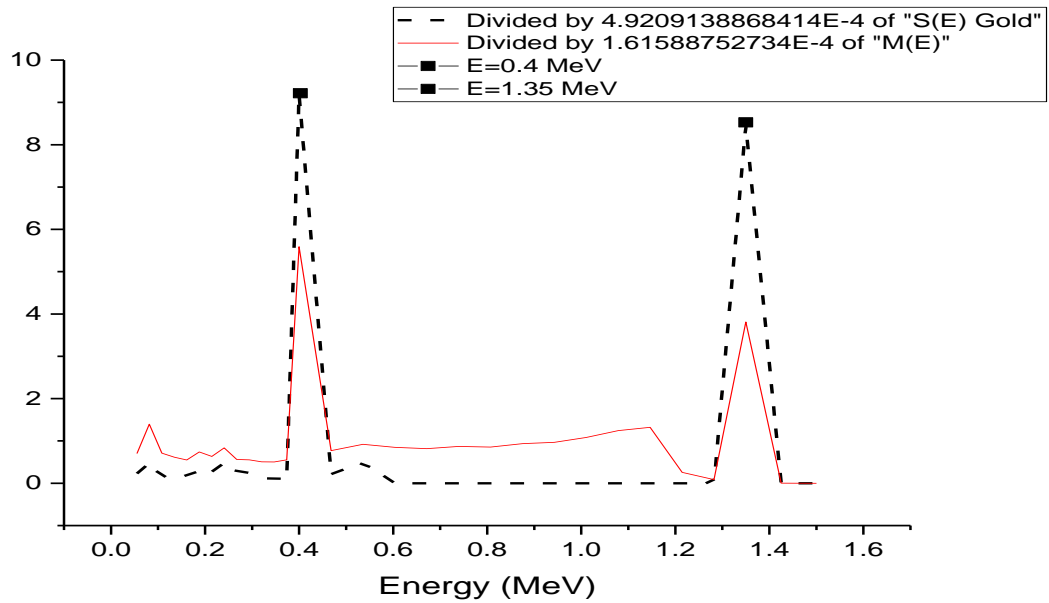
در این معادلات k تعداد تکرار الگوریتم برنامه است.

معادله (۲۹-۴) به عنوان "Gold algorithm of deconvolution" تعریف می‌شود و این الگوریتم منحصر به فرد و دارای مزیت مطلوب همیشگی فرایند یک حل مقید مثبت است. این واقعیت یعنی فرایند

همیشه مثبت خیلی مهم است زیرا مقادیر منفی در طیف چشمه از نظر فیزیکی پوچ و بی معنی هستند. در شکل ۴-۱۱ طیف به دست آمده از روش تکرار طلایی را نشان داده‌ایم. در این شکل نقاط مربع نشان داده شده مربوط به مکان انرژی فوتون‌های گسیلنده چشمه بر روی محور انرژی است. در شکل ۴-۱۲ مقایسه بین طیف‌ها نمایش داده شده است. مقادیر منفی در طیف $S(E)$ مشاهده نمی‌شود و این می‌تواند یک مزیت خیلی خوب به‌شمار آید. از طرف دیگر کاهش ارتفاع نواحی خارج از قله‌ها به صفر نیز به خوبی دیده می‌شود.

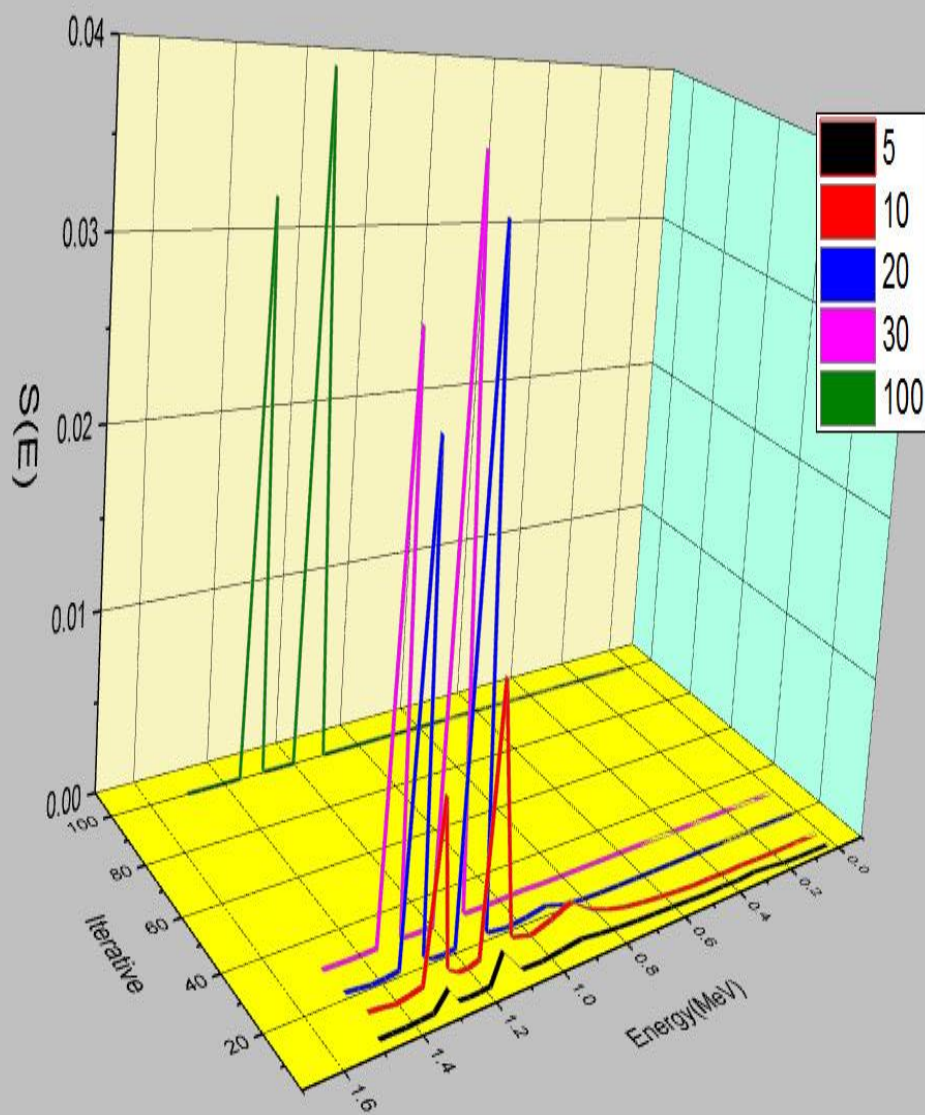


شکل ۴-۱۱ مقایسه طیف $S(E)$ به دست آمده از روش واپیچش تکرار طلایی و $M(E)$



شکل ۴-۱۲ مقایسه‌ی طیف $S(E)$ به‌دست آمده از روش تکرار طلایی و طیف $M(E)$ و انجام نرمال سازی به سطح زیر نمودار

همانطور که در شکل شکل ۴-۱۳ نشان داده شده است، مقادیر منفی ظاهر نشده و از طرف دیگر تعداد دفعات تکرار برای رسیدن به $S(E)$ مطلوب نسبت به روش تکرار کمتر است.

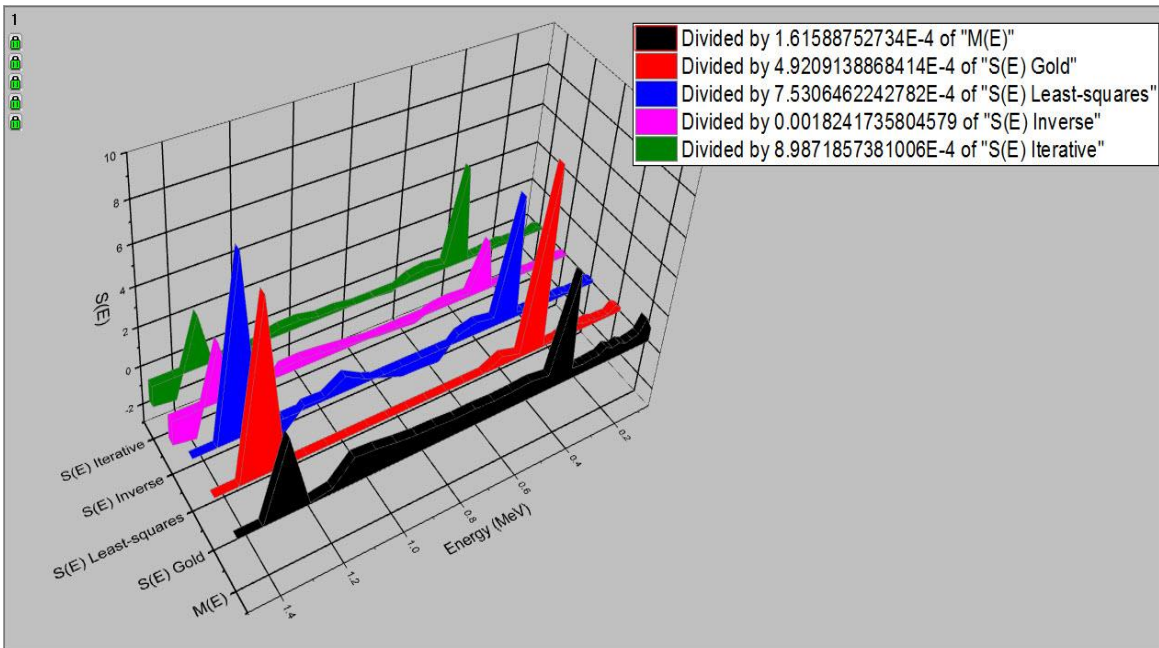
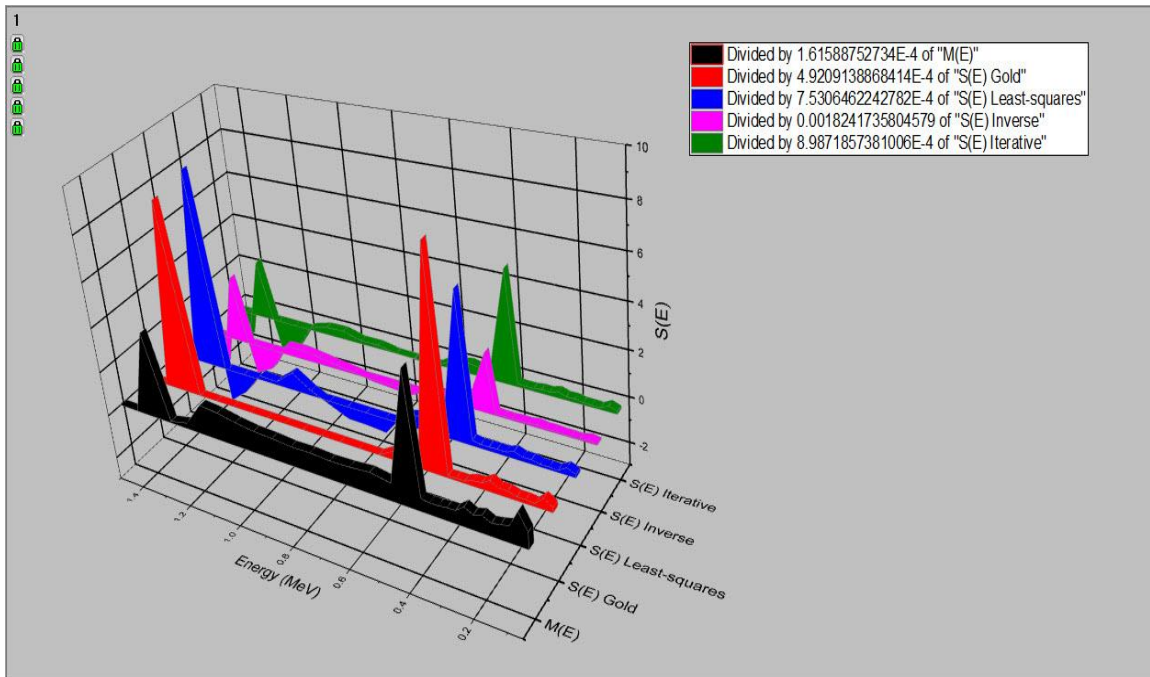


شکل ۴-۱۳ تغییرات $S(E)$ با توجه به تغییرات تعداد تکرار در روش تکرار طلایی

۴-۷ مقایسه روش‌ها

با توجه به شکل ۴-۱۴ مقایسه روش‌های واپیچش موارد زیر را می‌توان ملاحظه کرد:

۱. در تمامی روش‌ها انرژی چشمه گسیلنده با مقادیرمتناظر آن در قله های طیف‌های بازتابی شده یکسان به‌دست آمده است.
 ۲. در انرژی‌های پایین به دلیل وجود پیوستار کامپتون و منطقه کم انرژی طیف $M(E)$ با اعوجاج و نوسان‌ها مواجه هستیم.
 ۳. با وجود نوسان‌ها در نقاط کم انرژی با توجه به نمودارهای بخشهای قبل باید این نکته را در نظر گرفت که این مقادیر بسیار اندک می‌باشند.
 ۴. روش حداقل مربعات دارای مرتفع ترین قله‌ها و مقادیر صفر در انتهای طیف است که این موضوع با توجه به ضرایب وزنی به‌کار برده‌شده قابل انتظار نیز بود.
 ۵. از طرفی روش تکرار طلایی دارای مقادیر تقریباً صفر در بین قله‌ها و در انتهای طیف است و همچنین این روش مقادیر منفی را برخلاف سه روش دیگر به دلیل وجود ضریب ملایم سازی نداشت که این خود مزیت و برتری بزرگی به‌شمار می‌آید.
- مقادیر منفی موجود در طیف‌های به‌دست آمده از نقطه نظر فیزیکی بی‌معنا و پوچ است. دلایل وجود این مقادیر را می‌توان خطای محاسبات و خطای گرد کردن دانست.



شکل ۴-۱۴ مقایسه روش‌های واپیچش

ضمیمه

A

A1 مقدار کمترین انرژی فوتون برای تولید زوج در یک میدان الکتریکی

برای برهم‌کنشی به صورت $M_1 + M_2 \rightarrow M_3 + M_4 + M_5 + Q$ می‌توان انرژی آستانه را در سیستم آزمایشگاه با توجه به پایستگی انرژی و تکانه به صورت زیر در نشان داد:

$$T_{th}^{lab} = \frac{Q}{2M_2c^2} [Q - 2(M_1c^2 + M_1c^2)]$$

در برهم‌کنش تولید زوج رابطه واکنش به صورت $\gamma + M \rightarrow M + m_e + m_e + Q$ است، با توجه به روابط فوق:

$$M_1 = 0$$

$$M_3 = M_2 = M$$

$$M_4 = M_5 = m_e$$

و از طرفی

$$Q = -2m_e c^2 (-T_{th}^{CM})$$

که در آن T_{th}^{CM} برابر انرژی آستانه در سیستم مرکز جرم است بنابراین:

$$T_{th}^{lab} = \frac{2m_e c^2 (m_e c^2 + M c^2)}{M c^2}$$

دو حالت زیر را می‌توان در نظر گرفت:

۱. تولید زوج در حضور یک هسته به جرم M ($M_2 = M \gg m_e$):

$$T_{th}^{lab} \cong \frac{2m_e c^2}{M c^2} (M c^2) = 2m_e c^2 = 1.22 (MeV)$$

۲. تولید زوج در حضور یک میدان الکتریکی ($M = m_e$):

$$T_{th}^{lab} = \frac{2m_e c^2 (m_e c^2 + m_e c^2)}{m_e c^2} = 4m_e c^2 = 2.44 (MeV)$$

A2 به دست آوردن منحنی کالیبراسیون با استفاده از نرم افزار Origin

Notes

Description	Perform Linear Fitting
User Name	m.r.s
Operation Time	12/30/2015 14:35:48
Equation	$y = a + b \cdot x$
Report Status	New Analysis Report
Weight	Instrumental
Special Input Handling	

Input Data

Masked Data - Values Excluded from Computations

Bad Data (missing values) -- Values that are invalid and thus not used in computations

Parameters

		Value	Standard Error
B	Intercept	0.0142	0.0107
	Slope	0.00292	5.94339E-5

Some input data points are missing.

Statistics

	B
Number of Points	5
Degrees of Freedom	3
Residual Sum of Squares	3033.65442
Pearson's r	0.99938
Adj. R-Square	0.99835

Summary

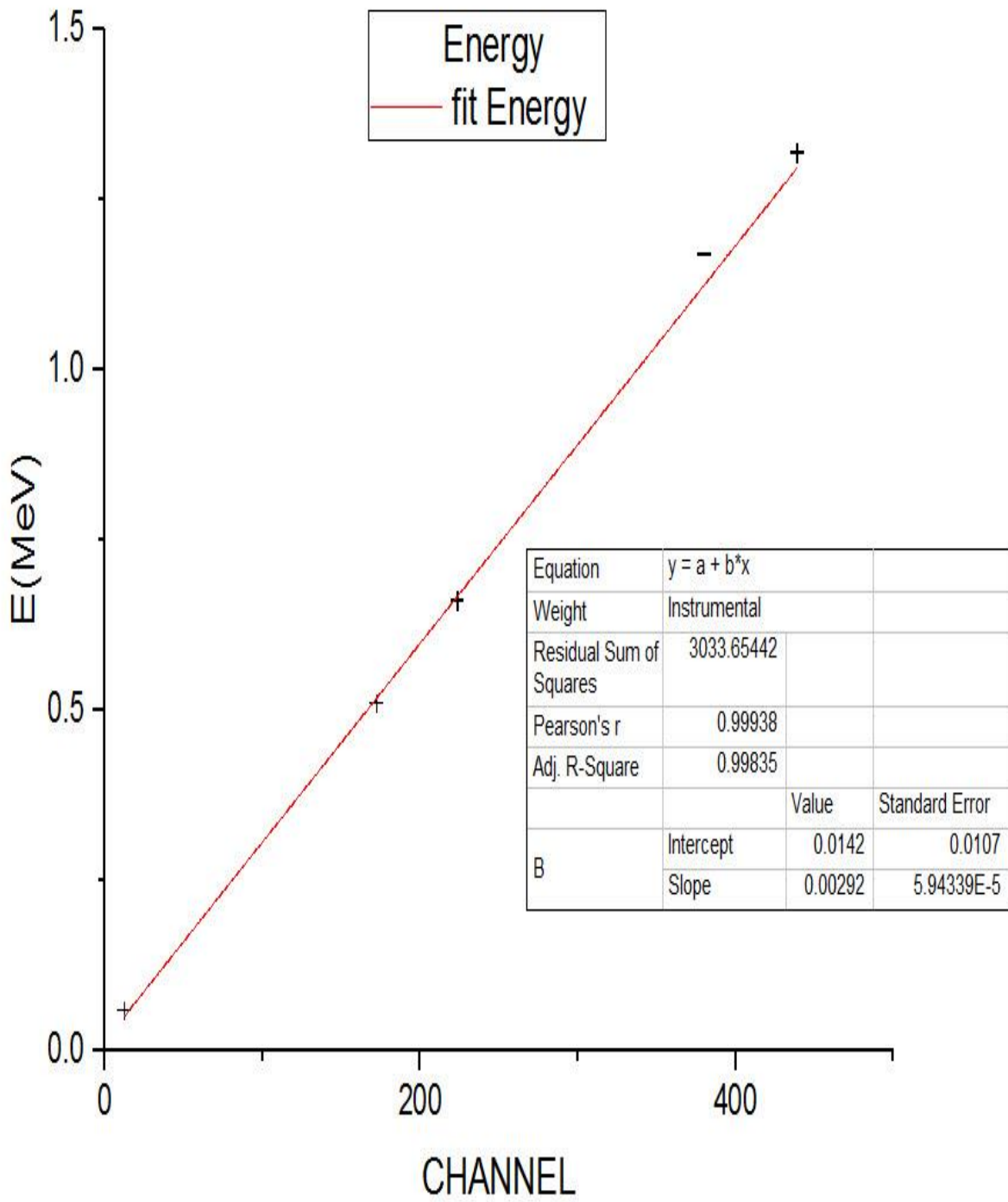
	Intercept		Slope		Statistics
	Value	Standard Error	Value	Standard Error	Adj. R-Square
B	0.0142	0.0107	0.00292	5.94339E-5	0.99835

ANOVA

Fitted Curves Plot

Residual vs. Independent Plot

شکل A-1 اطلاعات مربوط به رابطه انرژی و کانال با فیت کردن بر روی داده ها



شکل A-۲ به دست آوردن رابطه انرژی و کانال با فیت کردن بر روی داده ها

جدول A-۱ برخی از چشمه‌های تک انرژی موجود در طبیعت

Nuclide	E_{γ} (MeV)
^{166}Ho	0.081
$\text{Lu}^{\text{۱۷۷}}$	0.113
^{133}Te	0.159
^{177}Lu	0.208
^{203}Hg	0.279
^{51}Cr	0.320
^{188}Au	0.411
^7Be	0.478
^{137}Cs	0.662
^{54}Mn	0.835
^{207}Bi	1.067
^{65}Zn	1.114
^{22}Na	1.277
^{88}Y	1.850
Am-Be	4.438

B

B1 بررسی اثر خطای محاسباتی

دستگاه معادلات خطی زیر را در نظر بگیرید:

$$M_{n*1} = S_{n*n}X_{n*1}$$

با فرض اینکه ماتریس A غیر منفرد باشد می توان نوشت،

$$X_{n*1} = S_{n*n}^{-1}M_{n*1}$$

حال اگر M شامل نوفه یا خطاهای محاسباتی ناشی از گرد کردن مانند ΔM باشد، در این صورت این خطا به صورت زیر در پاسخ ظاهر می شود

$$X - \Delta X = A^{-1}(M - \Delta M)$$

لذا می توان نوشت:

$$\Delta X = A^{-1}\Delta M$$

با توجه به تعریف قضیه نُرم دو ماتریس می توان نتیجه زیر را به دست آورد:

$$\|\Delta X\| \leq \|A^{-1}\|\|\Delta M\|$$

از رابطه فوق می توان تعبیر کرد که، اگر $\|A^{-1}\|$ مقدار کوچکی داشته باشد، برای تغییرات در M یعنی

$$\|\Delta M\|$$

کوچک، مقدار $\|\Delta X\|$ کم خواهد بود. ولی برای $\|A^{-1}\|$ های بزرگ، مقدار $\|\Delta X\|$ بزرگ است، حتی اگر $\|\Delta M\|$ مقدار کوچکی باشد.

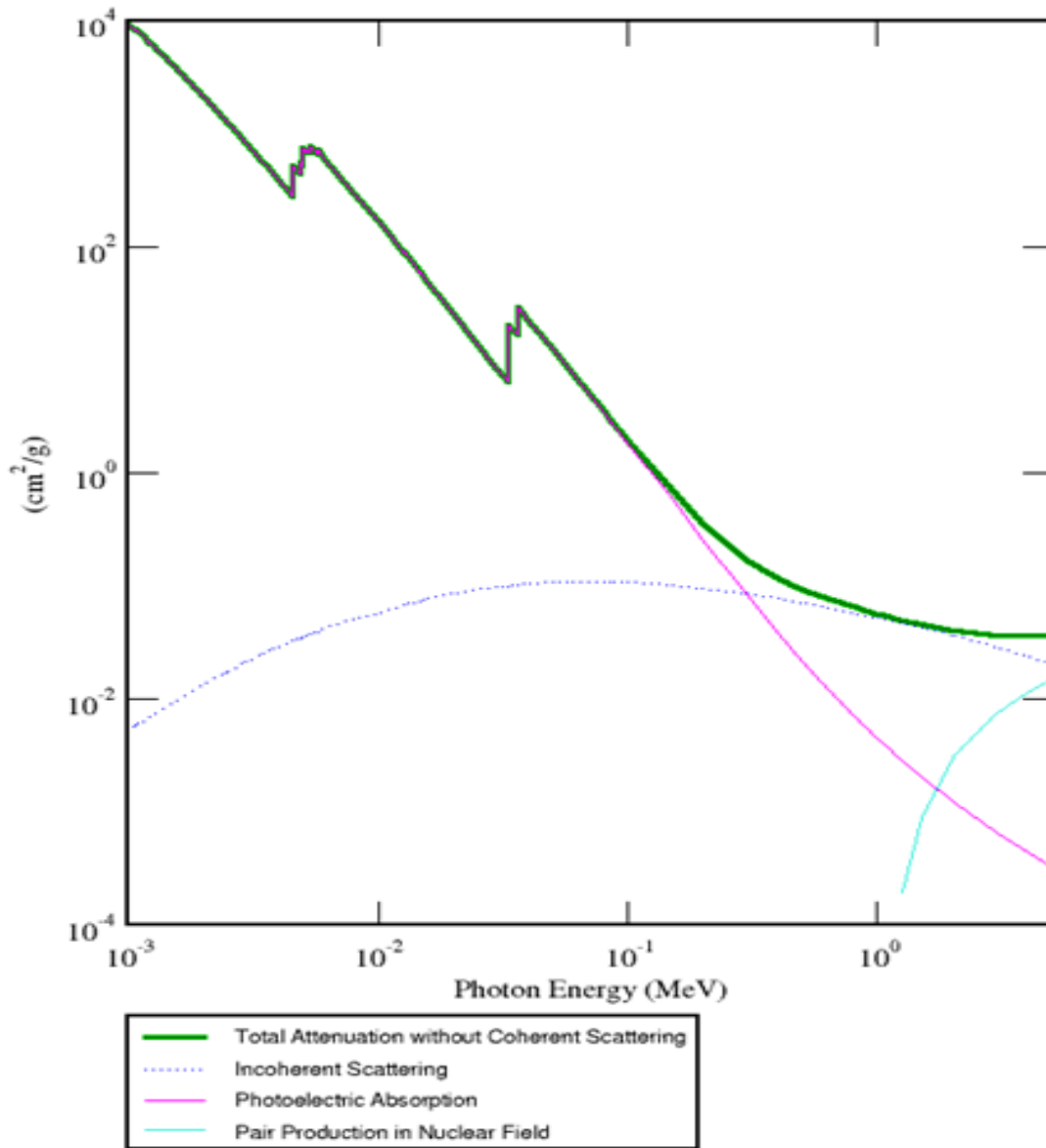
لذا برای تشخیص بد حالت بودن یک دستگاه معادلات پارامتری به نام عدد حالت تعریف می‌گردد.

$$k = \|A\| \|A^{-1}\|$$

اگر عدد حالت کوچک باشد، بیان کننده آن است که ماتریس A و دستگاه معادلات حاصل خوش حالت است و اگر عدد حالت مقدار خیلی بزرگی باشد، بیانگر آن است که ماتریس نزدیک به منفرد شدن است، لذا آن ماتریس را بد حالت می‌گویند و خطای محاسباتی در معکوس کردن ماتریس A زیاد است.

B2 اطلاعات سطح مقطع مربوط به مواد بکاررفته در آشکارساز^۱

CsI(Tl)



شکل B-۳ نمودار سطح مقطع Cs

^۱ تمامی این اطلاعات از مرجع گرفته شده است.

Minimum: 0.001

MeV

Maximum: 1.5

MeV

 Constituents (Atomic Number: Fraction Weight)

Z=53 : 0.488403

Z=55 : 0.511498

Z=81 : 0.000099

جدول ۲-B اطلاعات مربوط به ضرایب تضعیف CsI(Tl)

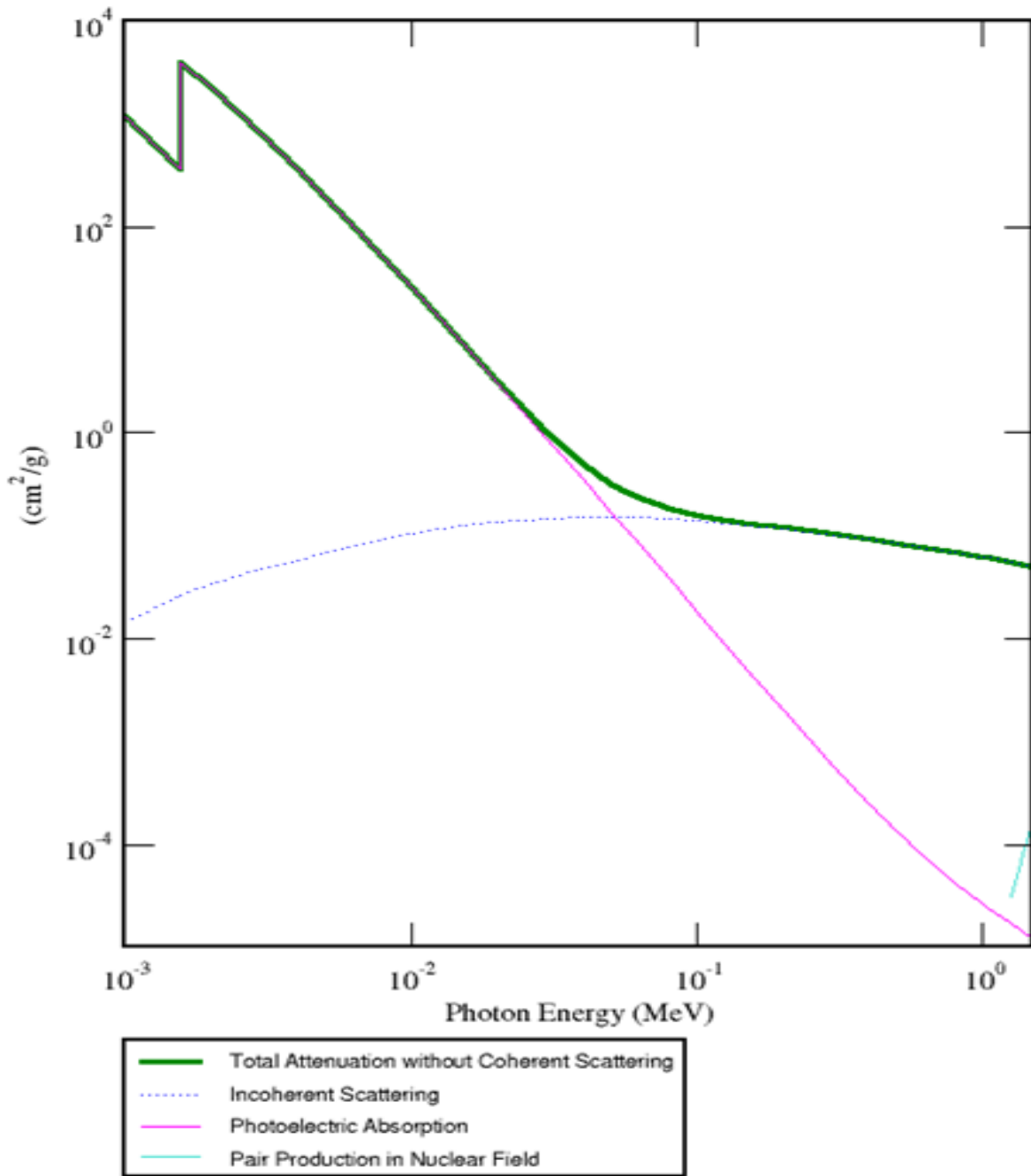
Photon Energy	Scattering Incoherent	Photoelectric Absorption	Pair Production In Nuclear Field	Total Attenuation Without Coherent Scattering
MeV	cm ² /g	cm ² /g	cm ² /g	cm ² /g
1.000E-03	5.281E-03	9.183E+03	0.000E+00	9.183E+03
1.032E-03	5.535E-03	8.599E+03	0.000E+00	8.599E+03
1.065E-03	5.799E-03	8.053E+03	0.000E+00	8.053E+03
1.065E-03	5.799E-03	8.292E+03	0.000E+00	8.292E+03
1.069E-03	5.827E-03	8.234E+03	0.000E+00	8.234E+03
1.072E-03	5.856E-03	8.178E+03	0.000E+00	8.178E+03
1.072E-03	5.856E-03	8.341E+03	0.000E+00	8.341E+03
1.142E-03	6.423E-03	7.284E+03	0.000E+00	7.284E+03
1.217E-03	7.034E-03	6.363E+03	0.000E+00	6.363E+03
1.217E-03	7.034E-03	6.517E+03	0.000E+00	6.517E+03
1.500E-03	9.398E-03	4.105E+03	0.000E+00	4.105E+03
2.000E-03	1.367E-02	2.097E+03	0.000E+00	2.097E+03
2.389E-03	1.695E-02	1.358E+03	0.000E+00	1.358E+03
2.389E-03	1.695E-02	1.361E+03	0.000E+00	1.361E+03
2.437E-03	1.735E-02	1.301E+03	0.000E+00	1.301E+03

2.485E-03	1.775E-02	1.246E+03	0.000E+00	1.246E+03
2.485E-03	1.775E-02	1.249E+03	0.000E+00	1.249E+03
2.711E-03	1.959E-02	1.013E+03	0.000E+00	1.013E+03
2.957E-03	2.156E-02	8.211E+02	0.000E+00	8.211E+02
2.957E-03	2.156E-02	8.242E+02	0.000E+00	8.242E+02
3.000E-03	2.190E-02	7.953E+02	0.000E+00	7.954E+02
3.416E-03	2.509E-02	5.732E+02	0.000E+00	5.733E+02
3.416E-03	2.509E-02	5.742E+02	0.000E+00	5.742E+02
3.557E-03	2.613E-02	5.184E+02	0.000E+00	5.185E+02
3.704E-03	2.720E-02	4.681E+02	0.000E+00	4.681E+02
3.704E-03	2.720E-02	4.687E+02	0.000E+00	4.687E+02
4.000E-03	2.927E-02	3.862E+02	0.000E+00	3.862E+02
4.557E-03	3.292E-02	2.763E+02	0.000E+00	2.764E+02
4.557E-03	3.292E-02	5.161E+02	0.000E+00	5.162E+02
4.702E-03	3.382E-02	4.815E+02	0.000E+00	4.815E+02
4.852E-03	3.475E-02	4.493E+02	0.000E+00	4.493E+02
4.852E-03	3.475E-02	5.603E+02	0.000E+00	5.604E+02
5.012E-03	3.572E-02	5.231E+02	0.000E+00	5.232E+02
5.012E-03	3.572E-02	7.452E+02	0.000E+00	7.452E+02
5.099E-03	3.624E-02	7.130E+02	0.000E+00	7.130E+02
5.188E-03	3.675E-02	6.822E+02	0.000E+00	6.822E+02
5.188E-03	3.675E-02	7.389E+02	0.000E+00	7.389E+02
5.273E-03	3.724E-02	7.096E+02	0.000E+00	7.096E+02
5.359E-03	3.773E-02	6.814E+02	0.000E+00	6.814E+02
5.359E-03	3.773E-02	7.851E+02	0.000E+00	7.852E+02
5.534E-03	3.870E-02	7.249E+02	0.000E+00	7.249E+02
5.714E-03	3.969E-02	6.693E+02	0.000E+00	6.694E+02
5.714E-03	3.969E-02	7.193E+02	0.000E+00	7.194E+02
6.000E-03	4.121E-02	6.385E+02	0.000E+00	6.385E+02

8.000E-03	5.080E-02	3.027E+02	0.000E+00	3.027E+02
1.000E-02	5.909E-02	1.678E+02	0.000E+00	1.678E+02
1.266E-02	6.835E-02	8.873E+01	0.000E+00	8.879E+01
1.266E-02	6.835E-02	8.972E+01	0.000E+00	8.979E+01
1.364E-02	7.131E-02	7.331E+01	0.000E+00	7.338E+01
1.470E-02	7.424E-02	5.990E+01	0.000E+00	5.997E+01
1.470E-02	7.424E-02	6.033E+01	0.000E+00	6.041E+01
1.500E-02	7.503E-02	5.711E+01	0.000E+00	5.719E+01
1.535E-02	7.592E-02	5.363E+01	0.000E+00	5.371E+01
1.535E-02	7.592E-02	5.385E+01	0.000E+00	5.393E+01
2.000E-02	8.564E-02	2.599E+01	0.000E+00	2.608E+01
3.000E-02	9.817E-02	8.381E+00	0.000E+00	8.479E+00
3.317E-02	1.007E-01	6.314E+00	0.000E+00	6.414E+00
3.317E-02	1.007E-01	2.047E+01	0.000E+00	2.057E+01
3.455E-02	1.017E-01	1.838E+01	0.000E+00	1.848E+01
3.598E-02	1.026E-01	1.651E+01	0.000E+00	1.661E+01
3.598E-02	1.026E-01	2.945E+01	0.000E+00	2.956E+01
4.000E-02	1.048E-01	2.227E+01	0.000E+00	2.238E+01
5.000E-02	1.084E-01	1.236E+01	0.000E+00	1.246E+01
6.000E-02	1.101E-01	7.514E+00	0.000E+00	7.624E+00
8.000E-02	1.107E-01	3.389E+00	0.000E+00	3.500E+00
8.553E-02	1.104E-01	2.810E+00	0.000E+00	2.921E+00
8.553E-02	1.104E-01	2.871E+00	0.000E+00	2.981E+00
1.000E-01	1.092E-01	1.849E+00	0.000E+00	1.958E+00
1.500E-01	1.029E-01	5.844E-01	0.000E+00	6.873E-01
2.000E-01	9.647E-02	2.579E-01	0.000E+00	3.544E-01
3.000E-01	8.578E-02	8.319E-02	0.000E+00	1.690E-01
4.000E-01	7.767E-02	3.847E-02	0.000E+00	1.161E-01
5.000E-01	7.135E-02	2.174E-02	0.000E+00	9.309E-02
6.000E-01	6.626E-02	1.395E-02	0.000E+00	8.020E-02
8.000E-01	5.843E-02	7.238E-03	0.000E+00	6.567E-02

1.000E+00	5.264E-02	4.523E-03	0.000E+00	5.716E-02
1.022E+00	5.208E-02	4.318E-03	0.000E+00	5.640E-02
1.250E+00	4.713E-02	2.912E-03	1.954E-04	5.024E-02
1.500E+00	4.287E-02	2.083E-03	9.044E-04	4.585E-02

Aluminum



شکل B-4 نمودار سطح مقطع Al

Minimum: 0.001

MeV

Maximum: 1.5

MeV

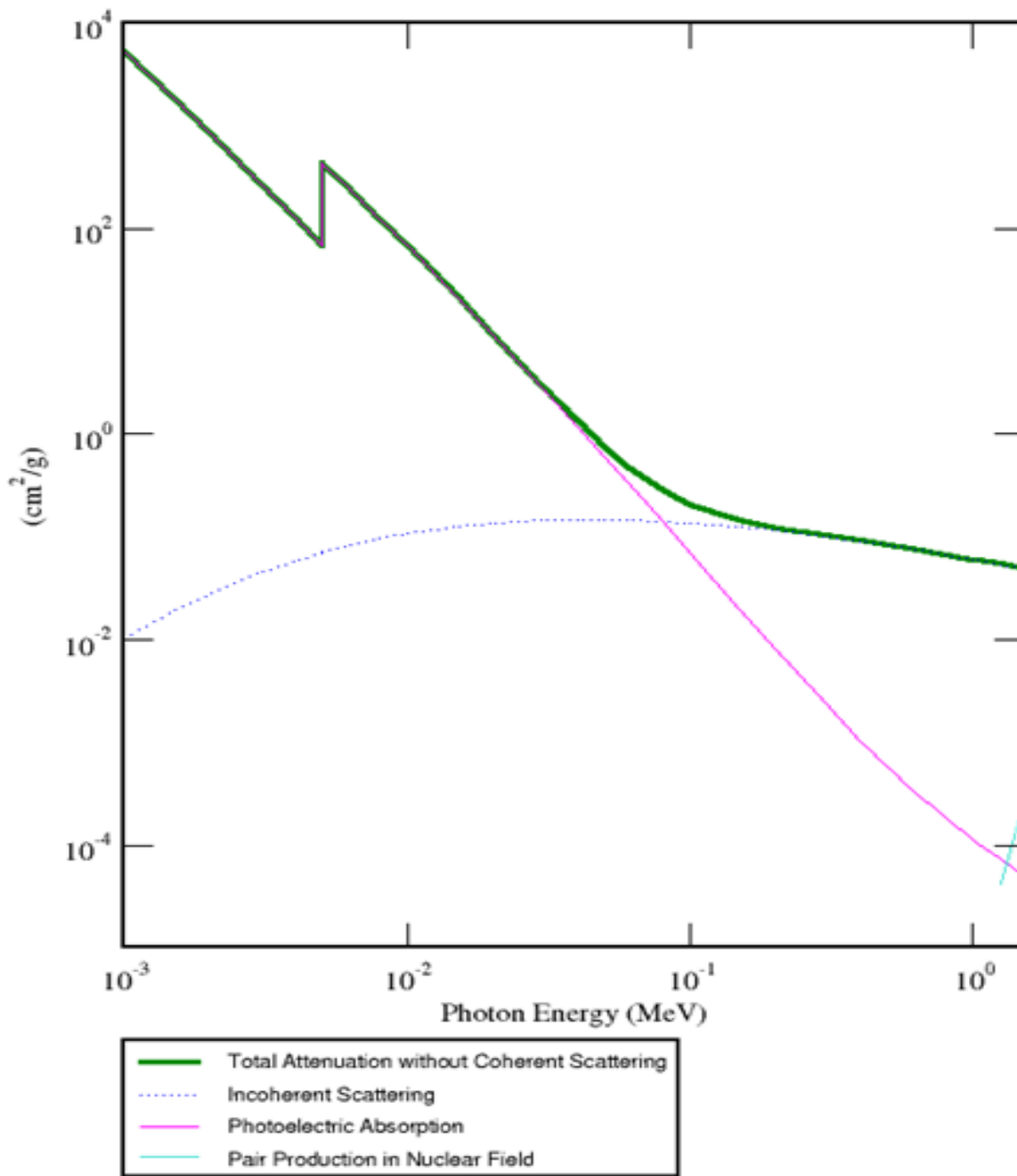
Atomic Number = 13

جدول ۳-B اطلاعات مربوط به ضرایب تضعیف Al

Photon Energy	Scattering Incoherent	Photoelectric Absorption	Pair Production In Nuclear Field	Total Attenuation Without Coherent Scattering
MeV	cm²/g	cm²/g	cm²/g	cm²/g
1.000E-03	1.427E-02	1.183E+03	0.000E+00	1.183E+03
1.500E-03	2.477E-02	4.002E+02	0.000E+00	4.002E+02
1.560E-03	2.594E-02	3.600E+02	0.000E+00	3.600E+02
1.560E-03	2.594E-02	3.955E+03	0.000E+00	3.955E+03
2.000E-03	3.375E-02	2.261E+03	0.000E+00	2.261E+03
3.000E-03	4.732E-02	7.865E+02	0.000E+00	7.866E+02
4.000E-03	5.810E-02	3.591E+02	0.000E+00	3.592E+02
5.000E-03	6.787E-02	1.922E+02	0.000E+00	1.923E+02
6.000E-03	7.696E-02	1.143E+02	0.000E+00	1.143E+02
8.000E-03	9.292E-02	4.950E+01	0.000E+00	4.960E+01
1.000E-02	1.058E-01	2.556E+01	0.000E+00	2.566E+01
1.500E-02	1.265E-01	7.515E+00	0.000E+00	7.641E+00
2.000E-02	1.371E-01	3.100E+00	0.000E+00	3.237E+00
3.000E-02	1.464E-01	8.722E-01	0.000E+00	1.019E+00
4.000E-02	1.494E-01	3.504E-01	0.000E+00	4.998E-01
5.000E-02	1.496E-01	1.718E-01	0.000E+00	3.214E-01

6.000E-02	1.483E-01	9.564E-02	0.000E+00	2.440E-01
8.000E-02	1.439E-01	3.783E-02	0.000E+00	1.817E-01
1.000E-01	1.388E-01	1.840E-02	0.000E+00	1.572E-01
1.500E-01	1.267E-01	4.993E-03	0.000E+00	1.317E-01
2.000E-01	1.168E-01	2.002E-03	0.000E+00	1.188E-01
3.000E-01	1.021E-01	5.743E-04	0.000E+00	1.026E-01
4.000E-01	9.162E-02	2.480E-04	0.000E+00	9.187E-02
5.000E-01	8.374E-02	1.344E-04	0.000E+00	8.388E-02
6.000E-01	7.754E-02	8.401E-05	0.000E+00	7.762E-02
8.000E-01	6.814E-02	4.252E-05	0.000E+00	6.818E-02
1.000E+00	6.129E-02	2.643E-05	0.000E+00	6.132E-02
1.022E+00	6.064E-02	2.489E-05	0.000E+00	6.067E-02
1.250E+00	5.482E-02	1.688E-05	3.134E-05	5.486E-02
1.500E+00	4.982E-02	1.222E-05	1.708E-04	5.000E-02

TiO₂



شکل B-5 نمودار سطح مقطع TiO_2

Minimum: 0.001

MeV

Maximum: 1.5

MeV

Constituents (Atomic Number: Fraction Weight)

Z=8 : 0.400592

Z=22 : 0.599408

جدول ۴-B اطلاعات مربوط به ضرایب تضعیف TiO₂

Photon Energy	Scattering Incoherent	Photoelectric Absorption	Pair Production In Nuclear Field	Total Attenuation Without Coherent Scattering
MeV	cm ² /g	cm ² /g	cm ² /g	cm ² /g
1.000E-03	1.427E-02	1.183E+03	0.000E+00	1.183E+03
1.500E-03	2.477E-02	4.002E+02	0.000E+00	4.002E+02
1.560E-03	2.594E-02	3.600E+02	0.000E+00	3.600E+02
1.560E-03	2.594E-02	3.955E+03	0.000E+00	3.955E+03
2.000E-03	3.375E-02	2.261E+03	0.000E+00	2.261E+03
3.000E-03	4.732E-02	7.865E+02	0.000E+00	7.866E+02
4.000E-03	5.810E-02	3.591E+02	0.000E+00	3.592E+02
5.000E-03	6.787E-02	1.922E+02	0.000E+00	1.923E+02
6.000E-03	7.696E-02	1.143E+02	0.000E+00	1.143E+02
8.000E-03	9.292E-02	4.950E+01	0.000E+00	4.960E+01
1.000E-02	1.058E-01	2.556E+01	0.000E+00	2.566E+01
1.500E-02	1.265E-01	7.515E+00	0.000E+00	7.641E+00
2.000E-02	1.371E-01	3.100E+00	0.000E+00	3.237E+00
3.000E-02	1.464E-01	8.722E-01	0.000E+00	1.019E+00
4.000E-02	1.494E-01	3.504E-01	0.000E+00	4.998E-01
5.000E-02	1.496E-01	1.718E-01	0.000E+00	3.214E-01

6.000E-02	1.483E-01	9.564E-02	0.000E+00	2.440E-01
8.000E-02	1.439E-01	3.783E-02	0.000E+00	1.817E-01
1.000E-01	1.388E-01	1.840E-02	0.000E+00	1.572E-01
1.500E-01	1.267E-01	4.993E-03	0.000E+00	1.317E-01
2.000E-01	1.168E-01	2.002E-03	0.000E+00	1.188E-01
3.000E-01	1.021E-01	5.743E-04	0.000E+00	1.026E-01
4.000E-01	9.162E-02	2.480E-04	0.000E+00	9.187E-02
5.000E-01	8.374E-02	1.344E-04	0.000E+00	8.388E-02
6.000E-01	7.754E-02	8.401E-05	0.000E+00	7.762E-02
8.000E-01	6.814E-02	4.252E-05	0.000E+00	6.818E-02
1.000E+00	6.129E-02	2.643E-05	0.000E+00	6.132E-02
1.022E+00	6.064E-02	2.489E-05	0.000E+00	6.067E-02
1.250E+00	5.412E-02	7.279E-05	4.115E-05	5.423E-02
1.500E+00	4.919E-02	5.256E-05	2.165E-04	4.945E-02

مراجع

1. Knoll. G.F.. Radiation detection and measurement. 2010: John Wiley & Sons.
2. Tsoulfanidis. N. and S. Landsberger. Measurement and detection of radiation. 2015: CRC press.
3. Evans. R.. The Atomic Nucleus Krieger. New York. 1982.
4. Reilly. D.. et al ..Passive nondestructive assay of nuclear materials. 1991. Nuclear Regulatory Commission. Washington. DC (United States). Office of Nuclear Regulatory Research; Los Alamos National Lab.. NM (United States.)
5. Gudat. W. and C. Kunz. Instrumentation for Spectroscopy and other Applications. in Synchrotron Radiation. 1979. Springer. p. 55-167.
6. Shafroth. S.M.. Scintillation spectroscopy of gamma radiation. Vol. 1. 1967: Gordon and Breach Science Publishers.
7. Gascón. M.. et al.. Characterization of light output and scintillation emission in CsI (TI). NaI (TI). and LaBr γ (Ce) under isostatic pressure. Radiation Measurements. 2013. **56**: p. 70-
8. مرادی. م. ز. سلطانی. م. شادمهر. بررسی ساختار الکترونی و اثر سنتیلاسیون یدید سزیم در حضور ناخالصی‌های سدیم و تالیم. کنفرانس سالانه‌ی فیزیک. 1387.
9. Moszyński. M.. et al.. Energy resolution and non-proportionality of the light yield of pure CsI at liquid nitrogen temperatures. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators. Spectrometers. Detectors and Associated Equipment. 2005. **537**(1): p. 357-362.
10. Jordan. D.V.. et al.. Simple classical model for Fano statistics in

- radiation detectors. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2008. **585**(3): p. 146-154.
11. Siegbahn. K.. Alpha-, beta-and gamma-ray spectroscopy. Vol. 1. 2012: Elsevier.
 12. MCNPX User's Manual Version 2.6.. . April 2008. (Los Alamos.).
 13. Cengiz. A.. An approximation for response function to γ -rays of NaI (TI) detectors up to 1.5 MeV. Applied Radiation and Isotopes. 2008. **66**(10): p. 1371-1376.
 14. Hakimabad. M. and S. Hashem. Response Function of a 3x 3 in. NaI Scintillation Detector in the range of 0.081 to 4.438 MeV. Asian Journal of Experimental Sciences. 2007.
 15. Shi. H.-X.. et al.. Precise Monte Carlo simulation of gamma-ray response functions for an NaI (TI) detector. Applied radiation and isotopes. 2002. 57(8): p. 1024-1027
 16. Corvisiero. P.. et al.. The response function of large NaI detectors to high energy photons. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. 1981. **185**(1): p. 291-297.
 17. Ghanem. S.. Monte Carlo calculations of the response features for NaI detectors. Applied radiation and isotopes. 2000. **53** (4) :p. 877-880.
 18. Tarim. U.A.. et al.. Monte Carlo modelling of single and multiple Compton scattering profiles in a concrete material. Radiation Physics and Chemistry. 2013. **85**: p. 12-17.
 19. Sabharwal. A.D.. et al.. Response function of NaI (TI) detectors and multiple backscattering of gamma rays in aluminium. Applied radiation and isotopes. 2008. **66**(10): p. 1476-1473.
 20. Salgado. C.M.. et al.. Validation of a NaI (TI) detector's model developed with MCNP-X code. Progress in Nuclear Energy. 2012. **59** :p. 19-25.

21. Tarim. U.A.. et al.. Monte Carlo analyses of multiple backscattering of gamma rays. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. 2013. **295**(2): p. 901-905.
22. Rahman. M. and G. Cho. HPGGe detector energy response function calculation up to 400 keV based on Monte Carlo code. *Journal of Scientific Research*. 2010. **2**(3): p. 479.
23. Gonzalez. R.C. and R.E. Woods. *Digital image processing*. 2002. Prentice hall Upper Saddle River.
24. Gonzalez. R.C.. *Digital image processing*. 2009: Pearson Education India.
25. Brown. R.G. and P.Y. Hwang. *Introduction to random signals and applied Kalman filtering: with MATLAB exercises and solutions*. Introduction to random signals and applied Kalman filtering: with MATLAB exercises and solutions. by Brown. Robert Grover.; Hwang. Patrick YC New York: Wiley. c1997..
26. Kim. J.S.. et al.. Performance measurement of the microPET focus 120 scanner. *Journal of Nuclear Medicine*. 2007. **48**(9): p. 1527-1535.
27. Jansson. P.A.. *Deconvolution of images and spectra*. 2014: Courier Corporation.
28. Rahman. M. and G. Cho. Unfolding Low-Energy Gamma-Ray Spectrum Obtained with NaI (TI) in Air Using Matrix Inversion Method. *Journal of Scientific Research*. 2010. **2**(2): p. 221-226.
29. Reginatto. M.. P. Goldhagen. and S .Neumann. Spectrum unfolding. sensitivity analysis and propagation of uncertainties with the maximum entropy deconvolution code MAXED. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators. Spectrometers. Detectors and Associated Equipment*. 2002. **476**(1): p. 242-246.
30. Blass. W.. *Deconvolution of absorption spectra*. 2012: Elsevier.
31. Vlachos. D. and O. Kosmas. Gamma Ray Spectrum Unfolding Using Derivative Kernels. *arXiv preprint arXiv:0808.0311*. 2008.

32. Morháč. M.. Deconvolution methods and their applications in the analysis of γ -ray spectra. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators. Spectrometers. Detectors and Associated Equipment. 2006. **559**(1): p. 119-123.
33. Bandžuch. P.. M. Morháč. and J .Krištiak. Study of the Van Cittert and Gold iterative methods of deconvolution and their application in the deconvolution of experimental spectra of positron annihilation. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators. Spectrometers. Detectors and Associated Equipment. 1997. **384**(2): p. 506-515.
34. Volobouev. I.. On the Expectation-Maximization Unfolding with Smoothing. arXiv preprint arXiv: 2014.
35. Guttormsen. M.. et al.. The unfolding of continuum γ -ray spectra. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators. Spectrometers. Detectors and Associated Equipment. 1996. **374**(3): p. 371-376.
36. Rahman. M.S.. (A) study on gamma-ray spectra unfolding based on monte carlo simulation for water monitoring system. 2009.
37. Lindemann. L. and G. Zech. Unfolding by weighting Monte Carlo events. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators. Spectrometers. Detectors and Associated Equipment. 1995. **354**(2): p. 516-521.
38. Haykin. S.S.. Blind deconvolution. 1994: Prentice Hall.
39. "Data Analysis and Graphing Software." ORIGIN LAB. 2014

Abstract

As the need for increased unfolding¹ in many ways is and with attention to detail different mechanisms and various in relation to blur in images and broadening in the spectra. In this study wanted to examine the issue of unfolding in the area of radiation spectroscopy, are common to many phenomena can be described by mathematical process called convolution described. Broadening, blurring and blending quantities that are used a lot to describe the phenomenon. Sometimes broadening due to physical events is non-related instruments. sometimes the sensitivity of our inputs are directly involved. Picture blur is an example that comes to mind. Haze in the image may be through the eyes of judgment, or may be due to an impact wrecking by machine.

Keywords: folding and unfolding, Monte Carlo method, the detector response function

¹ deconvlution



Shahrood University of Technology

Faculty of NUCLEAR PHYSICS

Simulation the response function of CsI detector using Monte Carlo method in the energy range from 1 keV to 1.5 MeV and its use for the unfolding unknown gamma-ray source spectrum

Muhammad Reza Skandarinia

Supervisor:

Dr.Hossein Tavakoli Anbaran

February 2016