



دانشگاه تبریز

دانشکده علوم

گروه آموزشی فیزیک

پایان نامه برای دریافت درجه پایان نامه کارشناسی ارشد  
رشته فیزیک گرایش هسته ای

# بررسی اثر لایه ای بازتابنده ها در پس پراکندگی پرتو گاما

پژوهشگر:

فرناز کریمی

استاد راهنما:

دکتر فرهاد ذوالفقار پور

دکتر رسول خدا بخش

استاد مشاور:

دکتر مقصود سعادت

شهریور ۹۹

عنوان و نام پدیدآور: بررسی اثر لایه ای بازتابنده ها در پس پراکندگی پرتو گاما / فرناز کریمی

استادانراهنما:

دکتر فرهاد ذوالفقارپور، دکتر رسول خدابخش

استاد مشاور:

دکتر مقصود سعادت

تاریخدفاع:

۹۶ ص.

تعدادصفحات:

شماره پایان نامه: نام گروه / شماره پایان نامه

### چکیده:

در این پژوهش پس پراکندگی و اثر لایه ای بازتابنده از مواد مختلف با استفاده از آشکارساز یدور سدیم و یک چشمه گاما سزیم ۱۳۷ به صورت تجربی و شبیه سازی با کد MCNPX مورد بررسی قرار گرفته است. در این پایان نامه قرص هایی از آلومینیوم و آهن به صورت لایه هایی به قطر ۵۵ mm و مس به قطر ۳۵ mm با ضخامت ۱ mm و به تعداد ۲۰ عدد و همچنین قرص هایی با ضخامت ۵ mm و ۱۰ mm و ۱۵ mm و ۲۰ mm تهیه و در هر مرحله از آزمایش mm ۱ به ضخامت قرص ها افزوده و در هر مرحله طیف پس پراکندگی آنها با آشکارساز یدور سدیم ثبت و همچنین طیف حاصل از شبیه سازی پیکربندی آزمایشگاهی با کد MCNPX محاسبه گردیده و مشاهده شد که این تغییر ضخامت ها باعث افزایش سطح زیر بیشینه پس پراکندگی شده و در نهایت در یک ضخامت خاص که ضخامت اشباع نام دارد، پس پراکندگی به حداکثر ممکن می رسد. نتایج آزمایشگاهی و نتایج حاصل از شبیه سازی که با هم سازگاری نشان می دهند مورد بررسی قرار گرفته اند.

**واژه های کلیدی:** پس پراکندگی - اثر لایه ای - چشمه سزیم ۱۳۷ - آشکارساز یدور سدیم



## ۱- مقدمه و هدف

### ۱-۱- مقدمه

نخستین بار در ۸ نوامبر سال ۱۸۹۵، رونتگن هنگام آزمایش متوجه وجود فلورسانس شد [۱]. و نتیجه گرفت که باید ناشی از اشعه باشد و آن را به دلیل عجیب و ناشناخته بودن اشعه ایکس نامگذاری کرد. گرچه پدیده اشعه ایکس با رادیواکتیویته یکسان نیست اما می توان گفت رونتگن در را برای کشف رادیواکتیو باز کرد.

پس از آن در سال ۱۸۹۶ هنری بکرل با استفاده از روشی مشابه رونتگن با هدف پیشبرد مطالعات بیشتر در مورد اشعه ایکس، چندین صفحه عکاسی را با کاغذ سفید و نمک های فلئورسانس پوشاند و آن را در معرض نور خورشید قرار داد تا آنچه را که اتفاق می افتد مشاهده کند. اما به دلیل ابری بودن آسمان پاریس، صفحات پوشیده شده را در کشوی میز قرار داد و پس از گذشت مدت ها بکرل به آزمایش خود بازگشت و انتظار داشت تنها نوری حاصل از نمک ها چاپ شده باشد اما مشاهده کرد که نمک ها طرح کاملاً مشخصی را در روی صفحات عکاسی به جا گذاشتند. به همین دلیل مرتباً فلئورسانس انجام می دهند. در واقع آنچه که بکرل کشف کرده بود رادیواکتیویته بود [۲-۶].

در ادامه ماری و پیر کوری پس از انجام تحقیقات دریافتند که فعالیت ترکیبات اورانیوم به مقدار اورانیوم موجود بستگی دارد و رادیواکتیویته نتیجه تعامل بین مولکول ها نیست بلکه بیشتر از خود اتم ناشی شده است. آنها پس از مدتی دریافتند که توریم نیز رادیواکتیو است و همچنین دو عنصر دیگر رادیم و پولونیم نیز پس از گذشت چندین سال به دلیل شرایط سخت استخراج، به عنوان عناصر رادیواکتیو شناخته شدند [۷].

پس از آن رادرفورد نیز تحقیقات زیادی بر روی این عناصر انجام داد و نخستین فردی بود که متوجه واپاشی عناصر در گذر زمان شد [۸-۱۲].

تمامی این تحقیقات فیزیک هسته ای موجب ایجاد جرقه ای در فیزیک و شکل گیری فیزیک مدرن گردید.

با گذر زمان و بروز اهمیت این شاخه ی مهم از فیزیک و همچنین پیشرفت تکنولوژی در جهان، مطالعات و یافته های این حوزه بیشتر به سمت صنعتی شدن رفته و کاربردهای فراوانی را در زندگی بشر دارد.

از مهمترین کاربردهای علم فیزیک هسته ای می توان به انرژی هسته ای که توسط نیروگاه های هسته ای تامین می شود و همینطور سلاح های هسته ای اشاره کرد که به جز این موارد که شناخته شده تر هستند، می توان موارد دیگری از کاربرد دانش هسته ای در صنایع و اکتشاف معادن و حوزه ی تشخیص و درمان بیماری ها و سرطان ها و همچنین حوزه کشاورزی و ... را نام برد.

برای مطالعات و تحقیقات در مورد مواد و خواص آنها نیز می توان برهمکنش های این مواد با پرتوها را مورد بررسی قرار داده و طیف حاصل را آشکارسازی کرد.

امواج های الکترومغناطی سی که سطح انرژی آنها بالای  $100\text{ keV}$  باشد، می توانند در مواد نفوذ کنند. این تابش های ناشی از هسته های پرتوزا قادرند الکترون ها را در اتم ها و بلورها را خارج کرده و مسبب تغییرات فیزیکی و شیمیایی در ماده شوند که از این توانایی می توان در فرایند های صنعتی استفاده کرد. برای مثال برای تغییر دادن رنگ الماس و ساخت و نصب لوله های انتقال و توزیع گاز و ... مورد استفاده قرار می گیرد [۳۰].

در مواد سبک فرایند اندرکنش پرتوهای گاما به دلیل همین قدرت نفوذ آنها و اینکه منجر به تخریب و فعال نشدن محل عبور فوتون ها نمی شود، کاربرد بسیاری در انجام آزمون های غیر مخرب روی قطعات صنعتی و بدن انسان و همینطور رادیوگرافی صنعتی دارد. بدین طریق می توان مطالعات جز به جز روی اجسام انجام داد. اما در بعضی موارد به دلیل وجود محدودیت هایی همچون هزینه بالا و یا بزرگ و حجیم بودن جسم، از ابزارهایی که روش کار آنها بر مبنای پراکندگی کامپتون فوتون های گاما به عنوان جایگزین استفاده می شود. به عنوان مثال می توان به توموگرافی کامپیوتری (CT) اشاره کرد که روش مناسبی برای شناسایی و بررسی ساختار مواد است.

در این روش طیفی از گاما توسط آشکارساز اندازه گیری و ثبت می شود که این طیف حاصله به عوامل زیادی همچون قدرت چشمه، فاصله ی چشمه و آشکارساز از نمونه ی مورد بررسی، ضخامت نمونه، اندازه ی آشکارساز و ... بستگی دارد.

فوتون هایی که با یک زاویه ی مشخصی برای یکبار پراکنده شدند، قله ای مشخص و مربوط به همان زاویه را تشکیل خواهند داد (قله اصلی پراکندگی) و فوتون هایی که در زاویه های بزرگتر از  $110^\circ$  درجه برای یکبار پراکنده شدند هم قله پس پراکندگی را تشکیل می دهند. برای مطالعه در مورد ساختار اتمی نمونه این دو قله بیشتر مورد توجه و بررسی قرار می گیرند.

در نتیجه ساختار اصلی این طیف بدست آمده از گاما به میزان جذب و پراکندگی فوتون ها در درون نمونه بستگی خواهد داشت که هرچه ضخامت نمونه بیشتر شود مسلماً احتمال پراکندگی نیز افزایش خواهد یافت و هرچه فوتون پراکندگی داشته باشد، انرژی و شدت آن ضعیف تر خواهد شد. پس انتظار داریم که با در نظر گرفتن عواملی مثل نوع ماده و انرژی فوتون فرودی و ... بعد از ضخامت معینی عملاً تغییری در شدت فوتون های پراکنده شده مشاهده نشود که به این ضخامت بدست آمده، ضخامت اشباع گویند.

یکی از اهداف این پژوهش بررسی تاثیر ضخامت ماده هایی است که به عنوان بازتاب کننده مورد استفاده قرار گرفته اند، در ارتفاع قله پس پراکندگی بدست آمده از طیف ثبت شده توسط آشکارساز یدور سدیم (NaI(Tl)) می باشد. در ادامه نیز با شبیه سازی پیکربندی آزمایشگاهی با کد MCNPX طیف حاصله را شبیه سازی کرده و نتایج را با نتایج تجربی مورد مقایسه و بررسی قرار دادیم.

## ۲-۱- پرتو ایکس و گاما:

اشعه گاما و ایکس را می توان به عنوان تابش هایی با منشأ هسته ای و امواجی که ماهیت الکترومغناطیسی دارند یا به صورت ذره هایی به عنوان فوتون در نظر گرفت [۲۵] که از جنس نور است و وقتی با سرعت نور حرکت کنند فاقد بار و جرم سکون هستند که به دلیل این خاصیت موجب برهمکنش های کولنی نبوده و مانند ذره های باردار انرژی خود را به صورت پیوسته از دست نمی دهد. خاصیت موجی این تابش را فقط در اندازه گیری های با انرژی پایین مورد بررسی قرار می دهند و در موارد دیگر هنگام آشکارسازی فوتون را به صورت ذره در نظر می گیرند.

پرتوهای ایکس و گاما طی مکانیسم های متفاوتی تولید می شوند. می توان گفت پرتو ایکس در اثر گذار های اتمی مثل یونش و یا برانگیزش یا به عبارتی دیگر در نتیجه ی انتقال الکترون مدارهای پایین تر اتم تولید می شود. اما پرتوی گاما در اثر گذار های هسته ای تولید می شود. می توان پرتوگامای کم انرژی را همان پرتو ایکس با منشأ هسته ای در نظر گرفت [۲۷-۲۸]. بنابراین تفاوت رو شنی بین این دو تابش وجود ندارد و معمولاً فوتون هایی که انرژی آن ها کمتر از ۱ MeV است را پرتو ایکس و فوتون هایی که انرژی بیشتر یا برابر ۱ MeV دارند را پرتو گاما می نامیم.

## ۳-۱- منشأ تولید پرتو گاما:

در حالت کلی منابع تولید گاما به چهار دسته تقسیم می شوند: واکنش های هسته ای، واپاشی بعد از واپاشی آلفا یا بتا، تابش ترمزی و تابش نابودی [۳۱].

مکانیزم کلی تولید گاما بدین صورت است که وقتی هسته از حالتی برانگیخته بالا به حالت برانگیخته ی پایین تری برود، گسیل اتفاق می افتد. در حالت کلی برای فروپاشی گاما داریم:

$$\frac{A}{Z}X^* \rightarrow \frac{A}{Z}X + \gamma \quad (1-1)$$

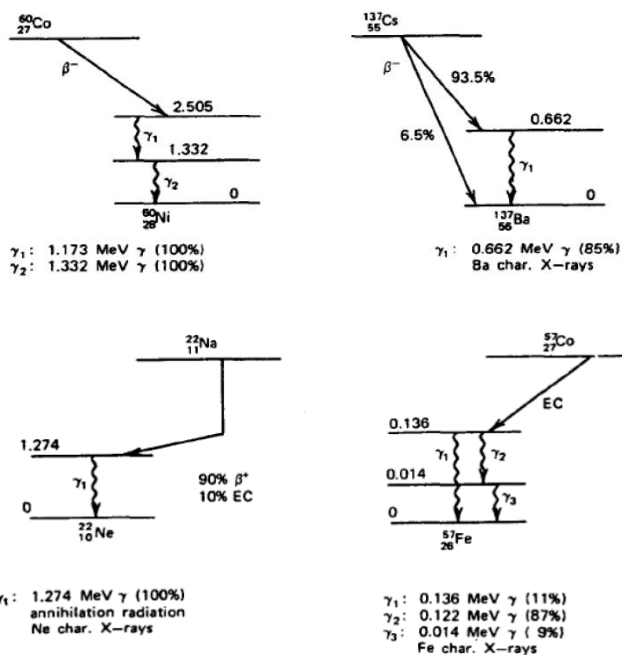
که در اینجا X حالت پایه و  $X^*$  حالت برانگیخته با سطح انرژی بالاتر می باشد. لازم به ذکر است که این فرآیند هیچگونه تغییری در عدد اتمی و جرمی هسته ایجاد نمی کند.

### ۱-۳-۱- تابش گاما بعد از واپاشی بتا:

واپاشی بتا سبب ایجاد حالت های برانگیخته در هسته دختر می شود. نیمه عمر این حالت های

برانگیخته هسته دختر میانگین بسیار کوتاه تری (از مرتبه پیکو ثانیه یا کمتر) نسبت به این نوع از واپاشی دارد. واپاشی بتا نیمه عمری از مرتبه صدها روز یا حتی بیشتر دارد. پس واکنیزش با نشر یک فوتون (پرتو گاما) با انرژی برابر اختلاف انرژی حالت اولیه و نهایی اتفاق می افتد. پرتو های گاما با انرژی ای که ساختمان تراز انرژی هسته ی دختر را نشان می دهد گسیل می شوند که می توان گفت نیمه عمر مشخصه واپاشی بتای هسته مادر را دارد. این بدان معنی است که بعد از هر واپاشی بتا یک واپاشی پرتو گاما اتفاق می افتد.

شکل زیر نمودار تراز انرژی برای چهار واپاشی بتا را نشان می دهد که دو چشمه ی متداول آن برای انجام مراحل کالیبراسیون طیف گاما مورد استفاده قرار می گیرند، یعنی چشمه سزیم ۱۳۷ و کبالت ۶۰.



شکل ۱-۱- نمودار واپاشی برای چهار چشمه گاما [۳۲]

### ۲-۳-۱- تابش نابودی:

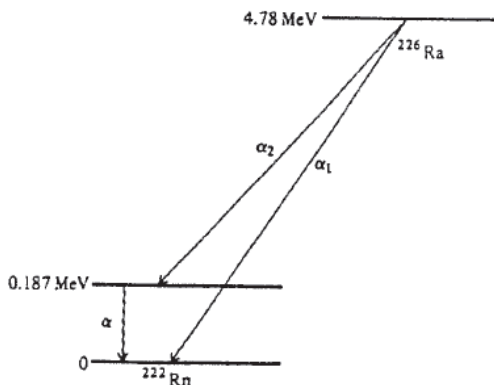
هنگامی که یک پوزیترون از هسته ی مادر گسیل می شود، فرآیندی برای پوزیترون ها در جریان است که دلیل تولید تابش های الکترومغناطیسی است. پوزیترون ها به محض رسیدن به پوشش ذاتی اطراف هسته که همچون حفاظی برای هسته



هستند، انرژی جنبشی خود را از دست می دهند. در واقع تنها چند میلی متر را در داخل محیط طی کرده و متوقف می شوند. زمانی که انرژی پوزیترون ها به پایین ترین حد و انتهای بردشان می رسند، با الکترون های ماده ترکیب می شوند و بدین طریق فرآیند نابودی صورت گرفته و به جای آن دو فوتون با انرژی  $0.511 \text{ MeV}$  ایجاد می شود که در خلاف جهت هم هستند و به تابش نابودی معروفند.

### ۳-۳-۱- تابش گاما بعد از واپاشی آلفا:

زمانی که هسته های پرتوزا واپاشی آلفا انجام می دهند، حالت های هسته ای با انرژی برانگیختگی بالاتر تولید می شود. برای مثال شکل ۱-۲ را که نمودار تراز انرژی هسته ای واپاشی رادیوم می باشد را مثال می زنیم:



شکل ۱-۲- نمودار تراز انرژی هسته ای برای واپاشی رادیوم [۳۳]

با گسیل آلفا با انرژی های  $4.78 \text{ MeV}$  و  $4.59 \text{ MeV}$  واپاشی  $^{226}\text{Rn}$  به  $^{222}\text{Rn}$  اتفاق می افتد. در اینجا پرتو گامایی با انرژی  $0.187 \text{ MeV}$  تولید می شود که انرژی آن با اختلاف انرژی ذرات آلفا برابری می کند.

### ۳-۳-۴- تابش ترمزی:

زمانی که بین ماده و الکترون های سریع برهمکنشی صورت می گیرد، آنها بخشی از این انرژی را به تابش های الکترومغناطیسی به صورت تابش های ترمزی تبدیل می کنند که انرژی این تابش وابسته به انرژی الکترون خواهد داشت و در صورت افزایش انرژی الکترون، افزایش خواهد یافت و

همچنین برای ماده هایی با عدد اتمی بالا نیز انرژی بیشتری خواهد داشت. گیراندازی الکترون نیز می تواند مسبب تابش دیگری به عنوان تابش ترمزی داخلی شود و آن بدین صورت است که الکترون مداری که معمولاً از لایه ی K ام می باشد توسط هسته گیراندازی می شود و بار آن یک واحد کاهش می یابد و کمی شتاب می گیرد. این فرآیند باعث می شود تا در پوسته ی داخلی جای خالی ایجاد شود، هرچند اتم تولید شده تعداد الکترون مداری درستی دارد.

طبق نظریه کلاسیک بار شتابدار باید گسیل پرتوی الکترومغناطیسی انجام دهد، پس هنگامی که جای خالی پر می شود، پرتو های ایکس مشخصه ای گسیل می شوند. طیف گسیلی پیوسته بوده و هسته ی حاصل هم ممکن است در حالت برانگیخته یا پایه باشد. وقتی هسته ای که در حالت برانگیخته قرار دارد و انرژی خود را به یک الکترون مداری در لایه ی K ام که درونی ترین لایه می باشد منتقل می کند، باعث جدا شدن الکترون از اتم می شود که به آن فرآیند تبدیل داخلی گویند.

در این حالت پرتوی گاما گسیل نمی شود ولی آنچه که از این فروپاشی حاصل می شود، الکترون های اوژه، اشعه ایکس و الکترون های تبدیل داخلی خواهد بود. در واقع وقتی جای خالی یک الکترون در لایه ی درونی ایجاد می شود، این محل توسط یک الکترون از لایه های بیرونی تر پر خواهد شد و این اختلاف انرژی موجود در این دو لایه به صورت پرتوی ایکس منتشر می شود و یا به الکترون دیگر منتقل می شود که باعث جدا شدن آن از اتم خواهد شد که آن را الکترون اوژه می نامند.

با در نظر گرفتن اینکه واانگیزش هسته ای که توسط گسیل گاما صورت می گیرد با فرآیند تبدیل داخلی در رقابت است، می توان گفت که علاوه بر پرتو های ایکس مشخصه، پرتو های گاما هم منتشر خواهد شد.

هرچه سطح انرژی الکترون های تبدیل داخلی بالا باشد، طیف پیوسته ی تابش ترمزی بیشتر قابل اندازه گیری خواهد بود، در غیر اینصورت در بیشتر موارد شدت این طیف قابل چشم پوشی است.

### ۵-۳-۱- پرتو های گامای حاصل از واکنش های هسته ای:

طی انجام واکنش های هسته ای، معمولاً محصولات این واکنش ها به صورت برانگیخته خواهند بود که اینها با نشر پرتو گاما می توانند به حالت پایه برسند. مطالعه ی این پرتوی نشر شده به ما اطلاعاتی در مورد ساختار تراز انرژی هسته می دهد.

درواقع واکنش های هسته ای زمانی اتفاق می افتد که یک هسته ی مشخصی یک نوترون

حرارتی (گرمایی) را جذب می کند و به هسته ای در حالت برانگیخته تبدیل می شود. این هسته ی محصول نیز به دنبال آن می تواند پرتو های گاما را گسیل کند. در این مورد برای تامین منابع نوترون های گرمایی می توان از باریکه های شدید حاصل از راکتورهای هسته ای و یا مرکز شتاب دهنده ها استفاده کرد. معمولاً پرتو های گامایی که از این طریق به دست می آیند، انرژی حدود ۹ MeV خواهند داشت.

#### ۴-۱- تئوری تابش گاما بر مبنای مدل لایه ای هسته ای:

ابتدا لازم است قبل از شروع مباحث اصلی در ارتباط با تابش گاما و توجیه تابش با مدل لایه ای توضیحات مختصری را ارائه کنیم.

مدل لایه ای اتم را طوری در نظر گرفته است که هسته ی سنگینی در مرکز آن قرار داشته و الکترون ها با تراز انرژی مختص به هر کدام و عدد های کوانتومی  $n$  و  $l$  و  $m$  مخصوص به دور هسته در گردش هستند و زمانی که یکی از الکترون ها انرژی دریافت کرده و تراز انرژی خود را به تراز های بالاتر تغییر دهد، هنگام برگشت به حالت قبل (پایه)، یک فوتون که انرژی آن برابر با اختلاف انرژی دو تراز بالاتر و پایه می باشد، گسیل خواهد کرد. این فوتون انرژی از مرتبه ی چند الکترون ولت تا چند صد الکترون ولت خواهد داشت بنابراین فوتون را با عنوان پرتو ایکس در نظر می گیریم.

در مدل لایه ای برای هسته، نوکلئون ها (همان پروتون ها و نوترون ها) را به عنوان اجزای تشکیل دهنده ی هسته توصیف می کنیم که اینها هم تراز های کوانتومی مخصوص خود را شامل می شوند و زمانی که اینها به روش های مختلفی تحریک شدند به تراز های کوانتومی بالاتری خواهند رفت که این امر برانگیختگی هسته را سبب خواهد شد و زمانی که بخواهند به حالت قبل خود (پایه) برگردند، یک فوتون با انرژی برابر با اختلاف انرژی دو تراز گسیل خواهد شد که انرژی فوتون از مرتبه ی چند صد کیلو الکترون ولت تا چندین مگا الکترون ولت خواهد بود. این فوتون های پر انرژی را پرتوی گاما می نامند.

#### ۵-۱- اندرکنش پرتوی گاما با مواد:

اندرکنش پرتوهای گاما با مواد مکانیزم های مختلفی دارد که می توان گفت تنها سه نوع آنها در اندازه گیری ها اهمیت دارند. زمانی که فوتون در درون ماده حرکت می کند ممکن است که به طرق مختلف دستخوش انواع برهمکنش ها شود. انرژی این فوتون می تواند توسط سه فرآیند

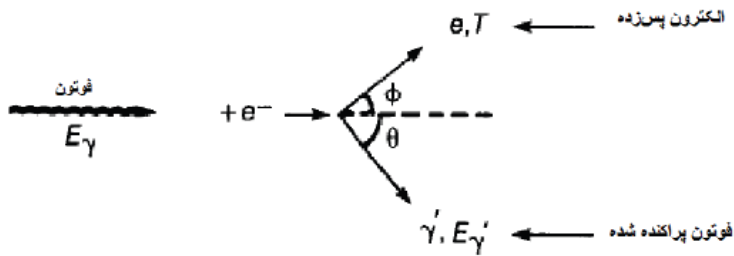
جذب فوتوالکتریک، پراکندگی کامپتون و تولید زوج بصورت کامل یا بخشی از آن به الکترون منتقل شود (جذب ماده شود) این اندرکنش ها سبب ایجاد تغییراتی در پرتو گاما می شوند که ممکن است در آن فوتون کاملاً ناپدید شده و یا در جهت های دیگری پراکنده شود. انرژی فوتون فرودی و عدد اتمی مواد تعیین کننده ی اهمیت هر کدام از این سه فرایند هستند [۲۵]. برای مثال فوتونی با انرژی ۰/۱ MeV به کربن با عدد اتمی ۶ برخورد می کند که در اینجا اثر کامپتون بالاترین ساز و کار را نسبت به دیگر اندرکنش ها خواهد داشت. در حالیکه اگر همین فوتون را به ید با عدد اتمی ۵۳ برخورد کند، پدیده فوتوالکتریک اندرکنش غالب خواهد بود.

### ۱-۵-۱- پراکندگی کامپتون:

نخستین بار در سال ۱۹۲۲ پراکندگی کامپتون توسط آرتور کامپتون مورد مطالعه قرار گرفت. او در حین انجام آزمایش پراکندگی (منظور پراکندگی پرتوی ایکس از عناصر سبک) متوجه تفاوت طول موج نور فرودی با نور پراشیده شده شد و این پدیده را با توجه به فرضیه ی کوانتومی بودن ماهیت نور تفسیر کرد و در سال ۱۹۲۷ توانست جایزه نوبل را از آن خود کند [۲۴].

پراکندگی کامپتون یک نوع پراکندگی ناکشسان و الاستیک است که در آن فوتونی با انرژی  $E_\gamma = h\nu_i$  به الکترون آزاد ساکنی برخورد کرده و برهمکنش صورت می گیرد. لازم به ذکر است که الکترون های ماده نه ساکن هستند و نه آزاد. اما چون انرژی فوتون فرودی نسبت به انرژی بستگی الکترون بسیار بیشتر است، می توان به این منظور آنها را چنین انگاشت.

پس از برهمکنش فوتون فرودی با انرژی  $E_\gamma' = h\nu_f$  و با زاویه ی  $\theta$  به راستای حرکت فوتون فرودی پراکنده می شود [۴۲] و از آنجایی که الکترون به صورت نسبی آزاد در نظر گرفته می شود ممکن است در نتیجه ی این برخورد با زاویه ی  $\Phi$  نسبت به راستای حرکت فوتون فرودی و با انرژی  $E_e$  نیز پراشیده می شود که به آن الکترون پس زن گویند و احتمال پراکندگی آن در جهت های گوناگونی وجود دارد [۲۹]. انرژی ای که توسط فوتون فرودی به الکترون پسزن منتقل شده است می تواند از صفر تا بخش قابل توجهی از انرژی فوتون فرودی متغیر باشد. مقدار انرژی ای که از فوتون کاهش یافته است به صورت انرژی جنبشی به الکترون پس زده منتقل می شود. این اثر مد غالب اندرکنش فوتون ها با بسیاری از مواد با بافت نرم (عناصری با عدد اتمی پایین) در محدوده ی انرژی متوسط (بازه ی بین ۳۰۰ keV تا ۲ MeV) می باشد.



شکل ۱-۳- پراکندگی کامپتون

پدیده کامپتون به دو دلیل به صورت دینامیک نسبیتی مورد بررسی قرار می گیرد: (۱) فوتون ها بدون جرم هستند، (۲) انرژی ای که به الکترون پس زده منتقل شده است قابل قیاس با انرژی سکون آن می باشد. پس در مورد اصل پایستگی داریم:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (1-2)$$

که در اینجا  $m_0$  همان جرم سکون جسم و  $m$  جرم نسبیتی آن بوده و  $v$  سرعت حرکت آن است. پس:

$$m^2 - m^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 = m_0^2 \rightarrow m^2 c^4 - m^2 v^2 c^4 = m_0^2 c^4 \quad (1-3)$$

از آنجایی که می دانیم اندازه حرکت نسبیتی برابر  $\vec{p} = m\vec{v}$  است، پس داریم:

$$(mc^2)^2 - (pc)^2 = (m_0 c^2)^2 \rightarrow E^2 - E_0^2 = (pc)^2 \quad (1-4)$$

$$E_0 = 0 \rightarrow E^2 = (pc)^2 \rightarrow E = pc \quad (1-5)$$

$$\Rightarrow p = E/c = hv/c = h/\lambda \quad (1-6)$$

در نتیجه ی این رابطه ها در ارتباط با انرژی گامای فرودی، انرژی گامای پراکنده شده، انرژی سکون الکترون ( $E_0$ ) و انرژی کل الکترون پس زده ( $E_e$ ) داریم:

$$hv_i + E_0 = hv_f + E_e \quad (7-1)$$

$$E_e^2 = (p'_e c)^2 + E_0^2 \rightarrow E_e = \sqrt{(p'_e c)^2 + E_0^2} \quad (8-1)$$

معادله ی (۱-۸) را در معادله ی (۱-۷) جاگذاری می کنیم:

$$hv_i + E_0 = hv_f + \sqrt{(p'_e c)^2 + E_0^2} \quad (9-1)$$

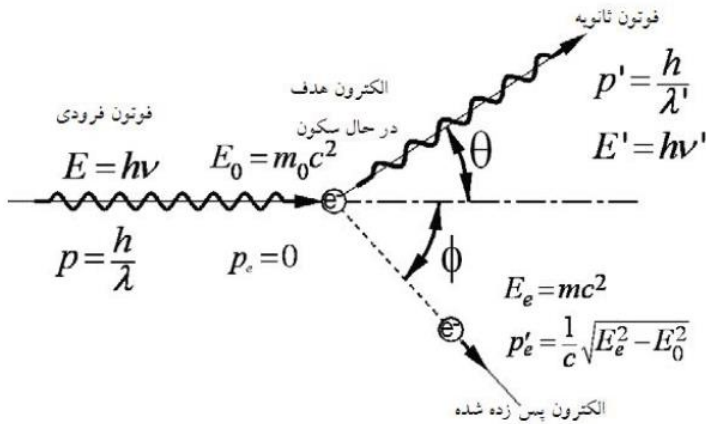
$$pc + E_0 = p'c + \sqrt{(p'_e c)^2 + E_0^2} \quad (10-1)$$

$$(p - p')c + E_0 = \sqrt{(p'_e c)^2 + E_0^2} \quad (11-1)$$

$$(p - p')^2 c^2 + E_0^2 + 2(p - p')cE_0 = (p'_e c)^2 + E_0^2 \quad (12-1)$$

$$p^2 + p'^2 - 2pp' + \frac{2(p-p')E_0}{c} = p_e^2 \quad (13-1)$$

بدین ترتیب به رابطه بدست آمده در فوق، قانون بقای انرژی می گویند.



شکل ۱-۴- اثر کامپتون [۲۴]

با استفاده از قانون بقای انرژی داریم:

$$hc/\lambda + m_0c^2 = hc/\lambda' + mc^2 \quad (14-1)$$

به کمک قانون بقای تکانه داریم:

$$h/\lambda' \cos \theta + mv \cos \varphi = h/\lambda \quad (15-1)$$

$$h/\lambda' \sin \theta - mv \sin \varphi = 0 \quad (16-1)$$

از روابط اخیر می توان نوشت:

$$\lambda' - \lambda = \Delta\lambda = \frac{h}{m_0} (1 - \cos \theta) \quad (17-1)$$

معادله فوق تغییر طول موج فوتون را نشان می دهد.

برای رابطه بین زاویه پراکندگی الکترون و فوتون ( $\theta$  و  $\Phi$ ) داریم:

$$\cot\left(\frac{\theta}{2}\right) = 1 + \left(\frac{h}{\lambda m_0 c}\right) \tan \varphi \quad (18-1)$$

با حل معادلات فوق و رعایت اصل پایستگی انرژی و تکانه، انرژی فوتون پراکنده شده که وابسته به زاویه پراکندگی است، به صورت زیر است که این همان رابطه مشهور کامپتون می باشد [۴۵-۴۴]:

$$h\nu_f = \frac{h\nu_i}{1 + \left(\frac{h\nu_i}{m_0 c^2}\right)(1 - \cos \theta)} \quad (19-1)$$

$$E' = h\nu_f, \quad E_0 = h\nu_i, \quad \alpha = \frac{h\nu_i}{m_0 c^2} = \frac{E_0}{m_0 c^2} \quad (20-1)$$

$$\Rightarrow E' = \frac{E_0}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \quad (21-1)$$

پارامتر  $\alpha$  انرژی فوتون بر حسب انرژی سکون الکترون است که به آن انرژی کاهش یافته فوتون نیز می گویند. که در آن  $m_0 c^2$  همان انرژی سکون الکترون می باشد که برابر  $511 \text{ keV}$  است. همینطور برای انرژی جنبشی الکترون خواهیم داشت:

$$E_e = E_0 - E' = E_0 \left( \frac{\alpha(1 - \cos \theta)}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right) \quad (22-1)$$

با توجه به این رابطه دو حالت را می توان برای تعیین گستره ی انرژی فوتون های پراکنده شده استفاده کرد.

واضح است که اگر زاویه پراکندگی فوتون یعنی  $\theta$  برابر صفر باشد، انرژی فوتون تقریباً بدون تغییر باقی می ماند یعنی انرژی فوتون فرودی و پراکنده شده تقریباً برابر می شود و تنها بخش کمی از انرژی به الکترون منتقل می شود. این حالت متناظر با عدم پراکندگی است و بیشترین مقدار انرژی را برای فوتون شامل می شود.

در حالت دوم اگر فوتون فرودی تحت زاویه  $\pi = \theta$  پراکنده شود، انرژی بیشتری به الکترون منتقل خواهد شد و طبیعتاً فوتون پراکنده شده کمترین میزان انرژی را خواهد داشت [۴۳]. در نتیجه محدوده ی انرژی فوتون پراکنده شده و الکترون به صورت زیر خواهد بود:

$$\frac{E_\gamma}{1 + 2\alpha} \leq E_{\gamma'} \leq E_\gamma \quad (23-1)$$

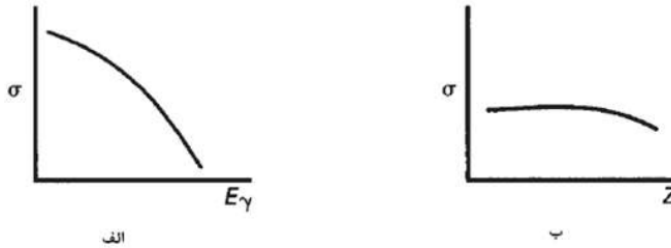
$$0 \leq E_e \leq E_\alpha \left( \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha} \right) \quad (24-1)$$

بنابراین در پدیده پراکندگی کامپتون احتمال اینکه فوتون فرودی تمامی انرژی خود را به الکترون منتقل کند بسیار کم و تقریباً غیرممکن است.

احتمال وقوع پراکندگی کامپتون را که ضریب یا سطح مقطع کامپتون می نامند، تابعی به صورت زیر است:

$$\sigma(m^{-1}) = NZf(E_\gamma) \quad (25-1)$$

در اینجا  $\sigma$  احتمال وقوع پدیده کامپتون و  $f(E_\gamma)$  نیز تابعی از انرژی فوتون فرودی می باشد [25]. این احتمال با افزایش مقدار عدد اتمی ماده ( $Z$ ) افزایش خواهد یافت.



شکل ۱-۵- نحوه وابستگی سطح مقطع کامپتون به الف) انرژی فوتون ب) عدد اتمی ماده

توزیع فضایی یا به عبارتی سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کامپتون را می توان توسط رابطه کلاین- نیشینا برای فوتون ها بدست آورد [26]:

$$\frac{d_a \sigma^{INC}}{d\Omega} = \frac{d_e \sigma^{KN}}{d\Omega} Z \quad (26-1)$$

در این رابطه  $\frac{d_e \sigma^{KN}}{d\Omega}$  همان سطح مقطع دیفرانسیلی کلاین- نیشینا برای الکترون های آزاد می باشد. پس در ادامه داریم:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1/2 r_0^2 \left(\frac{E'}{E_0}\right)^2 \left(E'/E_0 + E_0/E' - \sin^2\theta\right) \quad (27-1)$$

$$r_0 = e^2 / mc^2 = 2.818 \text{ fm} \quad (28-1)$$

که در آن  $d\sigma$  سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی،  $d\Omega$  دیفرانسیل زاویه ی فضایی و  $r_0$  شعاع کلاسیکی الکترون می باشد.

با توجه به رابطه ی  $d\Omega = \sin\theta \, d\theta \, d\varphi$  معادله ی فوق به صورت زیر نوشته می شود:

$$d\sigma = 1/2 r_0^2 \left(\frac{E'}{E_0}\right)^2 \left(\frac{E'}{E_0} + \frac{E_0}{E'} - \sin^2\theta\right) 2\pi \sin\theta \, d\theta \quad (29-1)$$

با توجه به اینکه سطح مقطع انرژی تابعی از انرژی الکترون می باشد، پس داریم:

$$d\sigma/dE_e = d\sigma/d\theta \cdot d\theta/dE_e = d\sigma/d\theta \cdot \left(\frac{dE_e}{d\theta}\right)^{-1} \quad (30-1)$$

حال از رابطه مشتق گیری می کنیم. بنابراین داریم:



$$E_e = E_0 \left\{ 1 - \frac{1}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \right\} \quad (31-1)$$

$$\frac{dE_e}{d\theta} = -\frac{dE'}{d\theta} = (-E_0) \left\{ - \left( 1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta) \right)^{-2} \right\} \quad (32-1)$$

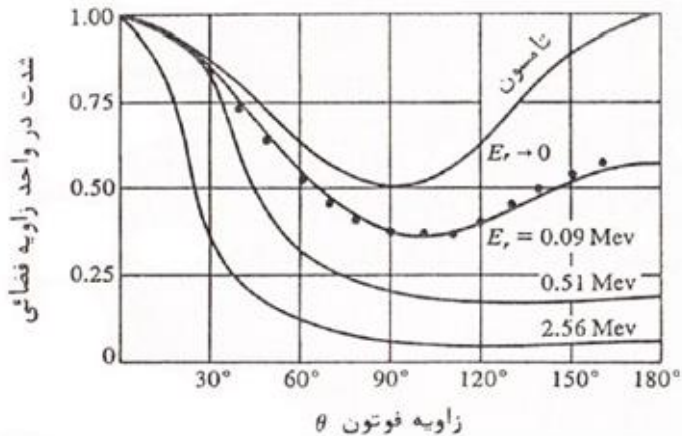
$$\frac{dE_e}{d\theta} = \frac{E_0}{\left( 1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta) \right)^2} \frac{E_0 \sin \theta}{m_0 c^2} \quad (33-1)$$

$$\left( \frac{dE_e}{d\theta} \right)^{-1} = \frac{\left( 1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta) \right)^2 m_0 c^2}{E_0^2 \sin \theta} \quad (34-1)$$

جاگذاری های مربوط به  $\frac{d\sigma}{d\theta}$  را انجام داده و نهایتاً معادله سطح مقطع کلین-نیشینا به صورت زیر به دست می آید [۲۴]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left( \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right)^2 (1 + \cos^2 \theta) \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 (1 - \cos \theta)^2}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right\} \quad (35-1)$$

در شکل ۱-۶ توزیع زاویه ای پرتوهای گامای پراکنده شده که برهمکنش کامپتونی انجام داده اند یا به عبارتی فوتون های پراکنده شده به ازای هر الکترون در زاویه کوچک  $d\Omega$  و در راستای  $\theta$  را نشان می دهد که مشاهده می شود در انرژی های بالا و زاویه های بزرگ، سطح مقطع نزولی می شود اما در زاویه های کوچک به توزیع کلاسیکی نزدیک می شود (پراکندگی تامسون). در نتیجه سطح مقطع پراکندگی کامپتون فقط برای زاویه های کوچک حائز اهمیت می باشد.



شکل ۱-۶- توزیع زاویه ای تابش های گامای پراکنده شده کامپتونی برحسب زاویه پراکندگی [۴۱]

در ارتباط با سطح مقطع کل کامپتون اشاره می کنیم که از دو بخش تشکیل می شود، یک بخش

مربوط به ضریب پراکندگی کامپتون یا همان سطح مقطع برای انرژی فوتون های پراکنده شده که با  $\sigma_s$  نشان می دهند و بخش دیگر برای انرژی جذب شده توسط الکترون که آن را با  $\sigma_a$  نشان می دهد می باشد. بنابراین برای سطح مقطع کل کامپتون داریم:

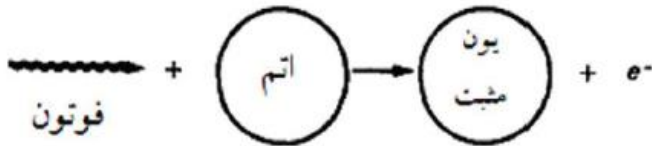
$$\sigma = \sigma_s + \sigma_a = \left(\frac{E}{E_0}\right)\sigma + \left(\frac{E_e}{E_0}\right)\sigma \quad (36-1)$$

## ۲-۵-۱- پدیده فوتوالکتریک:

در اثر پدیده فوتوالکتریک فوتون کاملاً جذب اتم می شود و طی برهمکنش آن فوتون و یکی از الکترون های مقید اتم که در این مورد به آن فوتو-الکترون می گویند، آزاد می شود. این الکترون انرژی بستگی برابر یا پایین تر از انرژی فوتون دارد. انرژی الکترون خروجی در این پدیده برابر است با:

$$T_e = E_\gamma - B_e = h\nu - B_e \quad (37-1)$$

که  $B_e$  همان انرژی بستگی الکترون است.



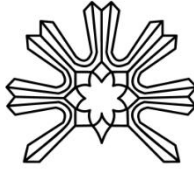
شکل ۱-۷- پدیده فوتوالکتریک

احتمال وقوع برهمکنش فوتوالکتریک را که سطح مقطع فوتوالکتریک گویند، با عدد اتمی و طول موج فوتون و یا به عبارتی با عکس انرژی فوتون رابطه دارد که به صورت زیر است:

$$\sigma_{ph} \sim Z^n; \quad \sigma_{ph} \sim \lambda^n; \quad \sigma_{ph} \sim \frac{1}{E_\gamma^n} \quad 3 \leq n \leq 5 \quad (38-1)$$

این اثر در انرژی های پایین و عدد اتمی بالاتر محتمل تر است. به همین دلیل است که سرب به دلیل  $Z$  (عدد اتمی) بالا ماده مهمی برای حفاظ گذاری است [۳۶][۴۱].

Title and Author:	<b>Investigation of layer effect of reflector on gamma ray backscattering/ Farnaz Karimi</b>
Supervisor:	<b>Dr. Farhad Zolfagharpour</b>
Graduation date:	
Number of pages:	
<b>Abstract</b> In this study, the backscattering and layer effect of reflector of different materials have been investigated experimentally and also simulated with MCNPX code using Sodium Iodine detector and a gamma Cesium 137 source. In this thesis, Aluminum and Iron tablets in the form of layers with a diameter of 55 mm and Copper with a diameter of 35 mm with a thickness of 1 mm and 20 pieces, as well as tablets with a thickness of 5 mm, 10 mm, 15 mm and 20 mm are prepared and have been used in each stage of the experiment. 1 mm was added to the thickness of the tablets and at each stage their scattering spectrum was recorded with Sodium Iodine detector and also the spectrum experimentally. The obtained spectrum was simulated by MCNPX code with laboratory configuration and it was observed that this change in thicknesses increased the level below the maximum scattering. Finally, at a certain thickness called the saturation thickness, the dispersion is maximized. The results showed consistency.	
<b>Keywords:</b> backscattering - layer effect - cesium 137 source - sodium iodine detector	



University of Mohaghegh Ardabili  
Faculty of science  
Department of physics

Thesis submitted in partial fulfillment for the degree of  
Choose an item.in.....

# **Investigation of layer effect of reflector on gamma ray backscattering**

By:

**Farnaz Karimi**

Supervisor:

**Dr. Farhad Zolfagharpour  
Dr. Rasoul Khodabakhsh**

Advisor:

**Dr. Magsoud Saadati**

**(September 2020)**