

## اندازه‌گیری سطح مقطع پراکندگی کشسان پروتون از روی فسفر با استفاده از نمونه حجیم $InP$

مهدی وفابخش<sup>۱\*</sup>، علی باقی‌زاده<sup>۲</sup>، دکتر محمد لامعی رشتی<sup>۲</sup>، دکتر سید محسن صالح کوتاهی<sup>۱</sup>

۱-دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی

۲-آزمایشگاه واندوگراف سازمان انرژی اتمی ایران

### چکیده

آنالیز به روش پس‌پراکندگی رادرفورد (RBS) در آزمایشگاه واندوگراف سازمان انرژی اتمی ایران به‌طور روزمره انجام می‌گیرد. برای تحلیل طیفهای تجربی بدست‌آمده از نرم‌افزارهایی استفاده می‌شود، که سطح مقطع پراکندگی کشسان پرتابه، جزء داده‌های ورودی آن است.

در مورد هسته‌های سنگین‌تر از گوگرد و در انرژی‌های کم، سطح مقطع پراکندگی با تقریب خوبی برابر سطح مقطع پراکندگی رادرفورد می‌باشد، اما در مورد هسته‌های سبک‌تر، اندرکنش هسته‌ای نیز در پراکندگی موثر است. مقادیر سطح مقطع پراکندگی برای بسیاری از عناصر سبک و در محدوده انرژی  $1-3\text{ MeV}$  اندازه‌گیری شده است. مقادیر سطح مقطع پراکندگی فسفر نیز تا انرژی  $1940\text{ keV}$  اندازه‌گیری شده و برای انرژی‌های بالاتر داده‌ای در اختیار نیست. به منظور دستیابی به این داده‌ها، سطح مقطع پراکندگی کشسان پروتون از فسفر تا انرژی  $2060\text{ keV}$  با روش جدیدی در زاویه  $165^\circ$  درجه اندازه‌گیری شد و جهت تایید روش فوق، داده‌های بدست‌آمده با داده‌های موجود تا انرژی  $1940\text{ keV}$ ، مقایسه گردید.

کلمات کلیدی: آنالیز با باریکه یونی، سطح مقطع، پس‌پراکندگی رادرفورد، پراکندگی کشسان، اتلاف انرژی

### مقدمه

یکی از روشهایی که در آنالیز لایه‌های نازک از اهمیت خاصی برخوردار است، روش RBS است. این تکنیک برای تعیین ساختار ماده، عمق توزیع، ناخالصی و تعیین ضخامت کاربرد دارد. این روش پراکندگی الاستیک ذرات باردار در هنگام برخورد با هدف پایه‌گذاری شده است.

امروزه این روش به‌عنوان یک تکنیک اساسی در آنالیز لایه‌های نازک استفاده می‌شود. با بالا رفتن انرژی پرتابه، به‌منظور بررسی و اندازه‌گیری ساختار نمونه‌های ضخیم و جستجو در عمق بیشتر، توصیف بر اساس پراکندگی معمول رادرفورد کارایی نخواهد داشت. در انرژی‌های بالا ذرات پرتابه انرژی کافی برای ورود به محدوده

نیروهای هسته‌ای اتم‌های هدف را خواهند داشت. بنابراین لازم است تا بفهمیم که چگونه برهمکنش هسته‌ای در آنالیز مواد با استفاده از باریکه یونی تاثیرگذار است، مخصوصاً دانستن این نکته مهم است که چگونه سطح مقطع از سطح مقطع پراکندگی معمول رادرفورد (اثر پراکندگی کشسان کولنی) انحراف پیدا می‌کند. در این روش، شاری از ذرات باردار با انرژی  $E_0$  به سطح نمونه تابانده می‌شوند. که بعد از تابش، تعدادی از آنها بدون اینکه در نمونه نفوذ کنند، از سطح نمونه پراکنده می‌شوند، و تعدادی از ذرات هم بعد از نفوذ به حجم نمونه، بر اثر برخورد با اتمهای نمونه، به سمت خارج نمونه بازگشته و پراکنده می‌شوند. از تحلیل طیف ذرات برگشتی می‌توان به ساختار نمونه دست یافت.

### طیف‌سنجی پس‌پراکنی رادرفورد

تنها چهار مفهوم فیزیکی در طیف‌سنجی پس‌پراکنی وارد می‌شود. هر کدام از این مفاهیم از یک پدیده یا محدودیت نشأت گرفته و به یک پدیده فیزیکی بخصوص مربوط می‌شود. این چهار مفهوم اساسی عبارتند از:

۱. انتقال انرژی از یک پرتابه به هسته هدف در برخورد الاستیک دو جسمی. این فرآیند منجر به تعریف فاکتور سینماتیک و توانایی تعیین جرم با استفاده از آن می‌شود.
  ۲. احتمال وقوع برخورد بین دو جسم، منجر به تعریف سطح مقطع پراکندگی و در نتیجه توانایی آنالیز کمی ترکیب اتمی می‌شود.
  ۳. اتلاف انرژی برای میانگین اتمی که در یک محیط چگال حرکت می‌کند. این فرآیند منجر به تعریف توان توقف و در نتیجه توانایی تعیین عمق می‌شود.
  ۴. اتلاف انرژی ذره‌ای که در محیطی چگال در حرکت است دارای افت و خیزهای آماری است. این پدیده محدودیت در تفکیک جرم ذاتی و عمق در طیف پس‌پراکندگی می‌گردد.
- پراکندگی کولنی کشسان پراکندگی رادرفورد نام دارد، زیرا آزمایشهای اولیه پراکندگی ذرات آلفا (۱۹۱۳-۱۹۱۱) در آزمایشگاه رادرفورد انجام شدند.

فرمول رادرفورد برای سطح مقطع پراکندگی کشسان در دستگاه مرکز جرم پرتابه-هدف به این صورت است:

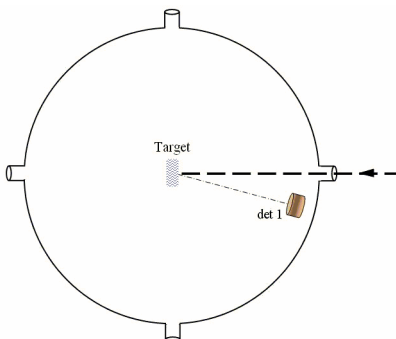
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left( \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \left( \frac{1}{4T_a} \right)^2 \left( \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \right)$$

با توجه به فرمول رادرفورد سطح مقطع با  $(Z_1 Z_2)^2$  و عکس مجذور انرژی پرتابه  $E$  متناسب است [۱ و ۲]. با افزایش انرژی ذره تابشی سرانجام به نقطه‌ای خواهیم رسید که کمترین فاصله نزدیکی به حدود شعاع هسته‌ای کاهش می‌یابد و لذا پرتابه و هدف نیروی هسته‌ای یکدیگر را حس می‌کنند. در این صورت لازم است که برهمکنش هسته‌ای را هم در تعیین سطح مقطع پراکندگی دخالت دهیم.

فسفر یکی از عناصری است که سطح مقطع آن در محدوده انرژی پروتون  $1-3 \text{ MeV}$  با سطح مقطع رادرفورد متفاوت است. داده‌های تجربی سطح مقطع در زاویه پراکندگی  $165^\circ$  فقط تا انرژی  $1940 \text{ keV}$  موجودند. بنابراین برای آنالیزها که معمولاً در انرژی‌های بالاتر از این مقدار انجام می‌گیرند، مشکلاتی برای تحلیل طیفها و دستیابی به - ساختار هدف پیش می‌آید. این مقاله به اندازه‌گیری سطح مقطع پراکندگی  $P+^3P$  با روشی جدید می‌پردازد.

## روش کار

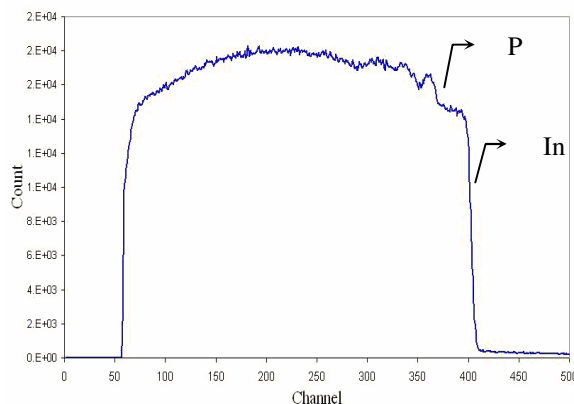
روش کار معمول برای اندازه‌گیری سطح مقطع واکنش را می‌توان از شکل (۱) دریافت.



شکل ۱: شمایی از محفظه آزمایش

پروتونی با انرژی  $E$  به هدفی نازک از  $P$  برخورد می‌کند و پروتونهای پراکنده شده در زاویه  $165^\circ$  نسبت به پرتابه توسط آشکارسازی از نوع سد سطحی آشکار می‌شوند. پالس‌های حاصل پس از تقویت از طریق یک مبدل آنالوگ به دیجیتال به تحلیلگر چندکاناله می‌رسند. به این ترتیب طیف انرژی پروتونهای پراکنده شده در انرژی پرتابه  $E$  اندازه‌گیری می‌شود. در این طیف قله مربوط به پراکندگی پروتون از فسفر شناسایی می‌شوند و سطح زیرپیک آن که متناسب با سطح مقطع واکنش در انرژی  $E$  است، اندازه‌گیری می‌شود. سپس انرژی پرتابه تغییر داده می‌شود و سطح مقطع در انرژی دیگری اندازه‌گیری می‌شود. متأسفانه انجام روش بالا در مورد فسفر با مشکل مواجه می‌شود، فسفر عنصری فرار است و در اثر خلاء و برخورد باریکه، از هدف تبخیر می‌شود، بنابراین داشتن لایه‌ای نازک از فسفر که ضخامت آن در طول آزمایش ثابت بماند دشوار است.

در روش به کار رفته در این پژوهش از لایه‌ای ضخیم از  $InP$  استفاده شده است. پروتون فرودی در این لایه کاملاً متوقف می‌شود و طیف به دست آمده مربوط به همه پروتونهای برگشتی از نمونه (از اتمهای ایندیوم  $In$  و فسفر  $P$ ) است. نمونه‌ای از طیف بدست آمده در شکل (۲) مشاهده می‌شود.

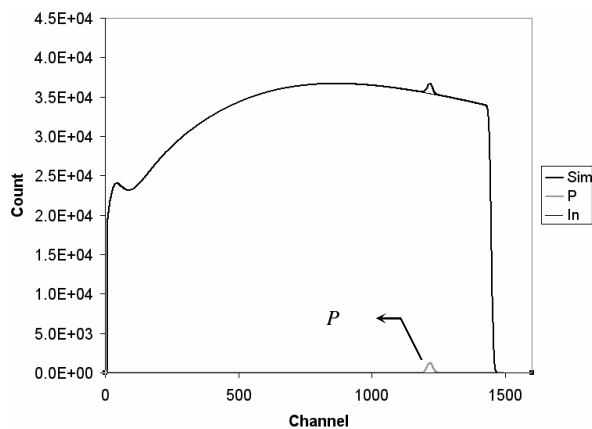


شکل ۲: طیف تجربی گرفته شده از نمونه  $InP$

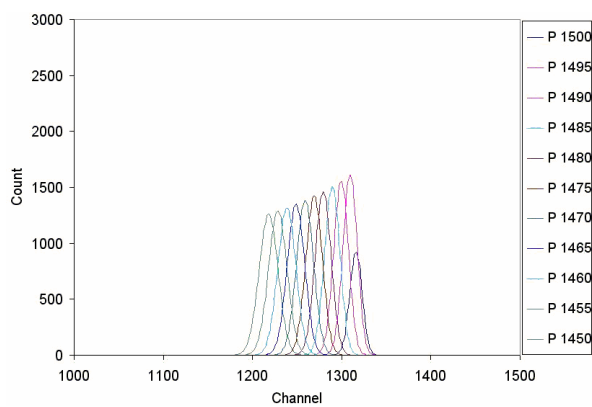
در انرژی  $2060 \text{ keV}$

همانطور که در شکل (۲) نیز دیده می‌شود، به علت ضخیم بودن لایه  $InP$  طیف حاصل دارای قله‌های تیز مربوط به هر عنصر نیست بلکه هر عنصر با لبه‌ای خاص مشخص می‌شود. اکنون به اجمال به شرح روش محاسبه سطح مقطع از طیف شکل (۲) می‌پردازیم.

اگر فرض می‌کنیم که سطح مقطع پراکندگی پروتون روی فسفر همه‌جابه‌غیر از محدوده کوچکی حول انرژی  $E_z$  برابر صفرو در انرژی  $E_z$  برابر سطح مقطع رادرفورد باشد، در این صورت طیف پس‌پراکنده از نمونه ضخیم  $InP$  شبیه به شکل (۳) و حاوی یک پیک خواهد بود. اگر انرژی  $E_z$  را تغییر دهیم، انرژی پیک تغییر خواهد کرد، مثلاً در شکل (۴) این پیکها برای انرژی پرتابه  $E = 1/5 \text{ MeV}$  و به ازای  $E_z = 1400 - 1500 \text{ keV}$  رسم شده‌اند.

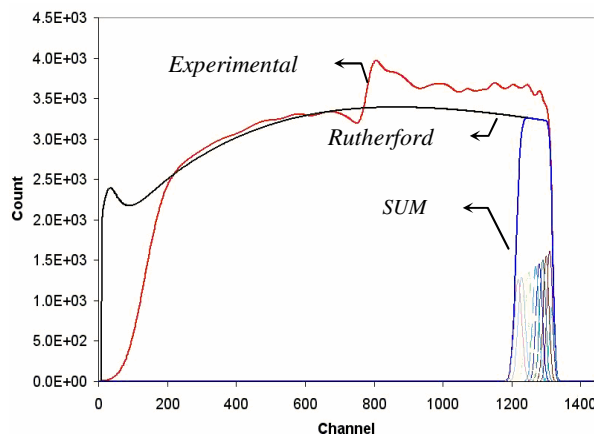


شکل ۳: طیف پراکندگی رادرفورد  $InP$  [۳]



شکل ۴: طیف رادرفورد برای چند انرژی مختلف

چنانچه این پیکها را با هم جمع کنیم باید طیف پراکندگی از فسفر برای نمونه ضخیم  $InP$  به دست آید. شکل (۵) این موضوع را نشان می‌دهد، مجموع این پیکها با طیف شبیه‌سازی شده پروتون روی فسفر (با سطح مقطع) رادرفورد تطابق دارد. حال اگر سطح مقطع واکنش برابر سطح مقطع رادرفورد نبود (در شکل (۵) به طیف تجربی نگاه کنید) می‌توانیم با کم یا زیاد کردن هر یک از سطح مقطعها در انرژی  $E_j$  به طیف تجربی دست یافت.



شکل ۵ : مقایسه طیف تجربی با طیف رادرفورد

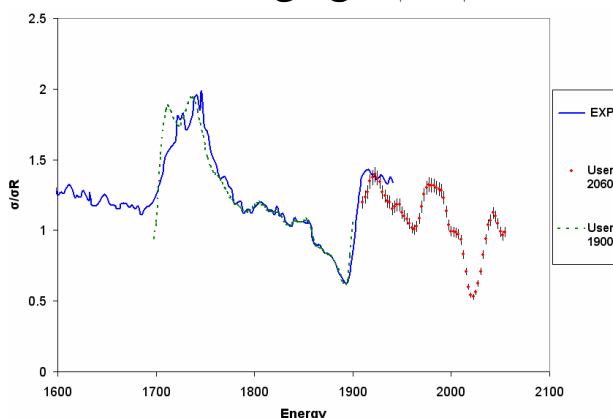
چنانچه  $N(E)$  طیف تجربی،  $n(E_j)$  طیف پراکندگی با سطح مقطع رادرفورد در انرژی  $E_j$  و صفر در انرژی‌های دیگر باشد، داریم:

$$N(E) = \sum_{j=1}^{j_{Max}} n(E_j) \frac{\sigma_j}{\sigma_{Rj}} \times \sigma_{Rj}$$

که در این رابطه  $\sigma_j$  سطح مقطع پراکندگی در انرژی  $E_j$  و  $\sigma_{Rj}$  سطح مقطع پراکندگی رادرفورد در همان انرژی است.  $n(E_j)$  را به ازای انرژی‌های مختلف محاسبه می‌کنیم، هم در هر انرژی دارای مقدار معلومی است. علی-الاصول از معادله بالا می‌توان  $\frac{\sigma_j}{\sigma_{Rj}}$  یعنی نسبت سطح مقطع به سطح مقطع رادرفورد را بدست آورد. متأسفانه معادله بالا خوش تعریف نیست و نمی‌توان با روش ماتریس معکوس آن را حل کرد. روشی که برای حل معادله بالا انتخاب شده روش تکرار است. به ازای هر انرژی  $E_j$ ، سطح مقطعی فرض می‌شود که متناسب با نسبت طیف تجربی به طیف شبیه‌سازی شده با سطح مقطع رادرفورد است. سپس با این سطح مقطع طیف تجربی شبیه‌سازی می‌شود و مجدداً این کار را ادامه می‌دهیم تا اختلاف طیف شبیه‌سازی شده و طیف تجربی به میزان قابل قبولی برسد.

ابتدا برای آزمودن این روش، پروتون با انرژی  $1900 \text{ keV}$  بروی  $InP$  تابانده شد و طیف پس-پراکندگی آن اندازه‌گیری شد. طیف شبیه‌سازی شده مربوط به عنصر  $In$  را از طیف تجربی کم کردیم. طیف باقیمانده حاصل مربوط به پراکندگی پروتون از روی فسفر است. با روشی که توضیح داده شد سطح مقطع پروتون روی فسفر تا انرژی  $1900 \text{ keV}$  محاسبه شد که نتیجه آن را در شکل (۶) نشان داده‌ایم و آن را با مقادیر تجربی

دیگران مقایسه کرده‌ایم. همانطور که در شکل مشخص است، این سطح مقطع سازگاری خوبی با نتایج تجربی دیگران تا انرژی  $100\text{ keV}$  کمتر از انرژی پرتابه دارد. از این انرژی پایین‌تر اختلاف زیاد می‌شود، این ناسازگاری در انرژی پایین به دلیل برآورد ناصحیح  $\frac{dE}{dX}$  در محاسبه است. پس از اطمینان از اینکه با این روش می‌توان تا  $100\text{ keV}$  پایین‌تر از انرژی پرتابه سطح مقطع را بدست آورد، آزمایش را با انرژی پرتابه  $2060\text{ keV}$  انجام دادیم. سطح مقطع محاسبه شده در شکل نشان داده شده است.



شکل ۶: مقایسه مقادیر سطح مقطع بدست آمده از آزمایش با داده‌های تجربی در انرژی‌های  $1900\text{ keV}$  و  $2060\text{ keV}$

## نتیجه‌گیری

در مورد هسته‌های سنگین‌تر از گوگرد و در انرژی‌های کم، سطح مقطع پراکندگی با تقریب خوبی برابر سطح-مقطع پراکندگی رادرفورد می‌باشد، اما در مورد هسته‌های سبک‌تر، اندرکنش هسته‌ای نیز در پراکندگی موثر است. مقادیر سطح مقطع پراکندگی برای بسیاری از عناصر اندازه‌گیری شده است. مقادیر سطح مقطع پراکندگی فسفر نیز تا انرژی  $1940\text{ keV}$  اندازه‌گیری شده و برای انرژی‌های بالاتر داده‌ای در اختیار نیست. به منظور دستیابی به این داده‌ها، سطح مقطع پراکندگی کشتان پروتون از فسفر تا انرژی  $2060\text{ keV}$  با استفاده از شیوه‌ای جدید در محاسبه مقادیر سطح مقطع پراکندگی کشتان، در زاویه  $165^\circ$  درجه محاسبه و توسط داده‌های موجود تا انرژی  $1940\text{ keV}$ ، صحت روش فوق تایید گردید.

با توجه به روش فوق برای بدست آوردن نتیجه خوب، می‌بایست شمارش طیف تجربی زیاد باشد تا کمترین میزان افت و خیز آماری را داشته باشیم. از مزیت‌های اصلی این روش کاهش زمان لازم برای آزمایش می‌باشد. همچنین می‌توان از این روش در مواردی که تبخیر مواد ناممکن و یا مشکل است، به راحتی استفاده کرد.



## مراجع

- [1] W.K.Chu, j.W.Mayer, M.A.Nicolet, "*Rutherford Backscattering spectroscopy*", Academic press, NewYork, 1976
- [2] k.S.Krane, "*Introductory Nuclear physics*", Oregon.State Univ, 1987
- [3] M. Mayer, *SIMNRA User's Guide*, Report IPP 9/113, Max-Planck -Institute fur Plasmaphysik, Garching, Germany, 1997