

پراکندگی کشسان هسته هاله‌ای ${}^6\text{He}$ از ${}^{197}\text{Au}$ در انرژی $E_{\text{lab}} = 27 \text{ MeV}$

امیدرضا کاکویی^۱، جواد حیقی^۱، محمد لامعی رشتی^۱، حسین آفریده^۱، فرح شکوهی^۱، پروین اولیایی^۱، اس. چروبینی^۴، تی. دیوینسون^۳، دبلیو. گالستر^۴، ای. ام لیرد^۳، ای. سی. شوتر^۳، دبلیو. بی. اسمیت^۳، جی. ورویر^۴، پی. جی. وودز^۳

۱. بخش فیزیک هسته‌ای، مرکز تحقیقات هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، تهران

۲. دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی امیر کبیر، تهران

۳. گروه فیزیک و اختر فیزیک، دانشگاه ادینبورو، اسکاتلند

۴. گروه فیزیک هسته‌ای، دانشگاه کاتولیک، لوون-ل-نوو، بلژیک

۵. انستیتو فیزیک تجربی، دانشگاه روهر بوخوم، آلمان

(دریافت مقاله: ۸۱/۱۲/۲۴ ؛ پذیرش: ۸۲/۳/۱۳)

چکیده

باریکه یون رادیواکتیو ${}^6\text{He}$ که با استفاده از برهمکنش ${}^6\text{He}(P, \gamma P){}^6\text{He}$ و با چگالی تعداد ذرات ثانیه 3×10^6 تولید شد، به طور کشسان به وسیله هسته هدف ${}^{197}\text{Au}$ پراکنده شد. پراکندگی کشسان ${}^6\text{He}$ با انرژی $E_{\text{lab}} = 27 \text{ MeV}$ در بازه زاویه $72^\circ - 69^\circ$ در سیستم آزمایشگاه و با استفاده از آشکارسازهای $LAMP$ و $LEDA$ اندازه‌گیری شد. محاسباتی براساس مدل اپتیکی واکنشهای هسته‌ای برای تحلیل داده‌ها به کار رفته است.

واژه‌های کلیدی: برهمکنش هسته‌ای ${}^{197}\text{Au}({}^6\text{He}, {}^6\text{He})$ ، هسته هاله‌ای، پتانسیل اپتیکی

۱. مقدمه

متغیر به وجود آمده است و می‌توان در محدوده وسیعی از Z و N ، باریکه رادیواکتیو تولید کرد. تولید و استفاده از باریکه‌های ثانویه رادیواکتیو بررسی مشخصه‌های هسته‌های دور از خط پایداری و واکنش‌های هسته‌ای مرتبط با آنها را به طور وسیع گسترش می‌دهد.

${}^6\text{He}$ دارای دو پروتون ($Z=2$) و چهار نوترون ($N=4$) است. به دلیل اختلاف زیاد Z و N ، این هسته دور از خط پایداری است. هدف از این گزارش مطالعه ساختار این هسته است. هسته ${}^6\text{He}$ با ساختار $\alpha + n + n$ شناخته شده است و دارای توزیع دنباله دار نوترونی است [۲ و ۳]. از این رو پراکندگی ${}^6\text{He}$ در فیزیک هسته‌ای بسیار جالب است. آزمایشهایی برای نشان دادن ساختار عجیب این هسته انجام شده است. گزارشهایی نیز از اندازه‌گیری پراکندگی کشسان پروتون به وسیله

در چند سال گذشته بررسی ساختار هسته‌های دور از خط پایداری مورد توجه بسیار بوده است [۱]. اختلاف زیاد و متعدد مشخصه‌های این هسته‌ها نسبت به هسته‌های معمولی دلیل توجه بیشتر به ساختار آنها بوده است. وجود هسته‌های سبک و همچنین سنگین که به صورت ضعیف مقید هستند و در نتیجه لایه سطحی پخش شده دارند، مانند هسته‌های هاله‌ای نوترون و پوسته نوترونی، رفتار غیر عادی نیروهای هسته‌ای و سیستمهای چند ذره‌ای را نشان می‌دهد. با انجام واکنشهای هسته‌ای توسط این هسته‌های عجیب که دور از خط پایداری قرار دارند، اختلاف قابل توجه این هسته‌ها را با هسته‌های پایدار می‌توان دریافت. در سالهای اخیر با ظهور روشهای شتابدهی ذرات، امکان تولید باریکه‌های رادیواکتیو با شدت زیاد و انرژیهای

Universite Catholique de Louvain, UCL, Louvain-la-Neuve, Belgium انجام شده است. پرتابه یونی ${}^6\text{He}$ با نیمه عمر کوتاه ($T_{1/2} = 8.067 \text{ ms}$) با استفاده از واکنش $(P, \gamma P) {}^6\text{He}$ تولید شده است [۹]. تولید یون رادیواکتیو با استفاده از دوسیكلوترون به طور همزمان انجام می‌گیرد. پروتون شتابدار شده تا انرژی 3 MeV به وسیله سیکلوترون اول با شدت جریان حدود $200 \mu\text{A}$ به هدف Li برخورد می‌کند. هدف Li از پودر LiF که در یک محفظه گرافیتی قرار دارد تشکیل شده است. در اثر برخورد پروتون با هدف Li واکنش ${}^6\text{He}(P, \gamma P) {}^6\text{Li}$ انجام می‌گیرد و هسته ناپایدار ${}^6\text{He}$ تولید می‌شود. محصولات گازی موجود، به یک چشمه یونی در شتابدهنده دوم که از نوع رزونانس سیکلوترونی الکترون ECR است انتقال داده می‌شود. یونهای حاصل از این چشمه یونی که برای مثال در حالت باری 3^+ هستند، به وسیله جدا کننده مغناطیسی در زاویه 90° از سایر ناخالصیهای موجود در باریکه جدا می‌شوند تا پس از آن به سیکلوترون دوم تزریق شوند. یون رادیواکتیو پس از اینکه تا انرژی مطلوب شتاب داده شد، از سیکلوترون دوم خارج شده و به هدف دوم که در قسمت اطاق اندازه گیری قرار دارد برخورد می‌کند. چون باریکه یون، رادیواکتیو است از لحظه ورود به چشمه یونی تا رسیدن به انرژی مطلوب در سیکلوترون دوم و همچنین مراحل مختلف جداسازی از یونهای با بار نزدیک به آن واپاشی می‌کند و شدت آن کاهش می‌یابد. این کاهش به نیمه عمر یون رادیواکتیو بستگی دارد. شدت یون رادیواکتیو پس از گذار از مراحل فوق و در موقع برخورد به هدف در حدود ثانیه/یون 3×10^6 است.

شکل ۱، آرایش ابزارهای مربوط به این اندازه‌گیری را نشان می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود سیستم آشکارسازی این اندازه‌گیری از دو آشکارساز مختلف LAMP و LEDA تشکیل شده است [۱۰]. این آشکارسازها از نوع آشکارساز نواری سیلیکان با سد سطحی^۳ است. آشکارساز LEDA به شکل حلقوی است که از ۸ قطاع تشکیل شده است. هر یک از این قطاعها دارای ۱۶ نوار p^+ روی صفحه رویی هستند. صفحه پشت هر قطاع n^+ است. قطر داخلی این آشکارساز 10 cm و

${}^6\text{He}$ ، ${}^7\text{Li}$ و ${}^8\text{He}$ توسط کورشنینکوف^۱ و دیگران [۴] ارائه شده است.

نکته جالب در اندازه‌گیری پراکندگی کشسان ${}^6\text{He}$ از انرژی پیوندی ضعیف نوترون‌های این هسته ناشی می‌شود که انتظار می‌رود اثر آن در دینامیک پراکندگی قابل ملاحظه باشد. انرژی ${}^6\text{He}$ کمتر از 1 MeV است و بنابراین انتظار داریم که جفت شدگی پیوستار، سطح مقطع را در کانال کشسان تغییر دهد. مدل اپتیکی هسته می‌تواند پراکندگی کشسان هسته‌هایی را که به صورت ضعیف مقید هستند به خوبی توضیح دهد. این مدل به دلیل موفقیتش، سالهاست که جهت توضیح پدیده‌های هسته‌ای به کار گرفته شده است. چون دو هسته ${}^6\text{He}$ و ${}^7\text{Li}$ ایزوبار هستند، در این مقاله برای توضیح سطح مقطع پراکندگی کشسان هسته ${}^6\text{He}$ به وسیله ${}^{197}\text{Au}$ ، ابتدا از پتانسیل اپتیکی گزارش شده برای هسته ${}^6\text{Li}$ استفاده شده است. سپس با تغییر پارامترهای پتانسیل اپتیکی سعی شده است به بهترین برازش بین داده‌های تجربی و نتیجه محاسبات دست یابیم. پتانسیل اپتیکی حاصل از تحلیل داده‌های پراکندگی کشسان به وسیله مدل اپتیکی [۵]، غالباً برای تولید موج اغتشاشی مورد استفاده قرار می‌گیرد تا سطح مقطع واکنش‌های مختلف هسته‌ای محاسبه شود. این روش ابزار بسیار توانمندی در تعیین ساختار هسته‌ای است.

سطح مقطع پراکندگی کشسان ${}^6\text{He}$ با هسته ${}^{209}\text{Bi}$ در انرژیهای کم‌تر از سد کولنی [۶] و بیش‌تر از سد کولنی [۷] اندازه‌گیری شده است. برای تحلیل و تولید داده‌های مربوط به این اندازه‌گیری نیاز به استفاده از پارامترهای پخشیدگی مجازی و وابسته به انرژی بوده است. این نتایج حضور یک مکانیسم جذب با برد بلند را مشخص می‌نمایند، که احتمالاً به اثر تحریک کولنی مربوط می‌باشد.

۲. ابزار آرایی و روش آزمایش

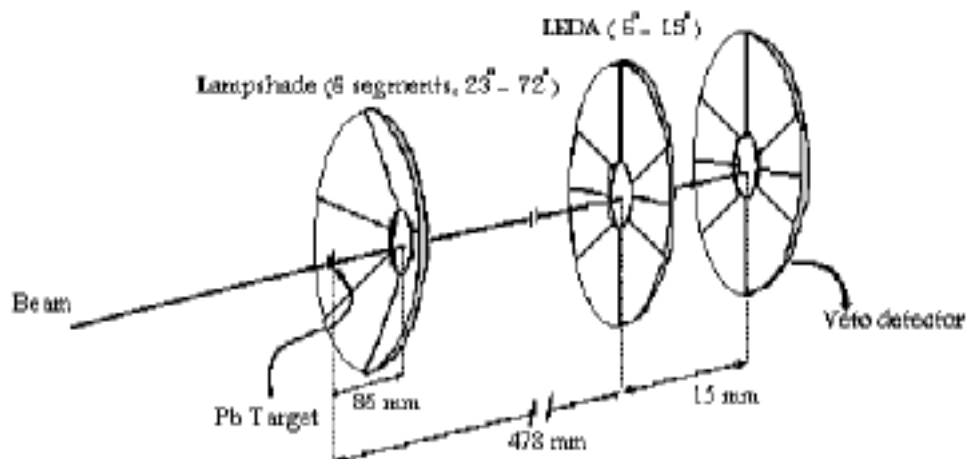
۲.۱ تولید یون رادیواکتیو

اندازه‌گیری‌های تجربی مربوط به این تحقیقات با استفاده از تسهیلات باریکه یون رادیواکتیو (Radioactive Ion Beam) [۸] در آزمایشگاه مرکز تحقیقات سیکلوترون در دانشگاه

۲- Electron Cyclotron Resonance

۳- Silicon Surface Barrier Strip Detector

۱- Korshennikov



شکل ۱. آرایش ابزار مربوط به اندازه‌گیری.

داده‌های آزمایش در زمان مناسب از حافظه موقت بر روی نوار مغناطیسی *Exabyte* نوشته می‌شود. همزمان با انتقال داده بر روی نوار مغناطیسی، بخشی از داده‌ها بر روی مانیتور نمایش داده می‌شود تا آزمایشگر از صحت داده‌برداری اطمینان حاصل نماید. در آزمایش جمعاً ۲۲۴ عدد *TDC* و ۲۳۲ عدد *ADC* بکار گرفته شده است. داده ثبت شده روی نوار به وسیله برنامه *sort-shell* [۱۱]، استخراج می‌گردد. این برنامه شامل بخش‌هایی است که شرطهای مورد نیاز برای تحلیل داده‌ها، مانند تصحیح بهره، جابه‌جایی انرژی، زمان پرواز و نیز تعیین چگونگی طیف‌های خروجی همانند همزمانی، انتخاب داده با انرژی دلخواه و دیگر موارد در آن اعمال می‌شود.

هدف مورد استفاده در این اندازه‌گیری $LiF(Au)$ بوده است. در این مقاله پراکندگی کشسان واکنش ${}^{197}\text{Au}({}^3\text{He}, {}^3\text{He})$ بررسی شده است. انرژی باریکه ${}^3\text{He}$ ، $E_{lab}=27\text{ MeV}$ بوده است و شدت باریکه در حدود ثانیه/یون 3×10^6 است.

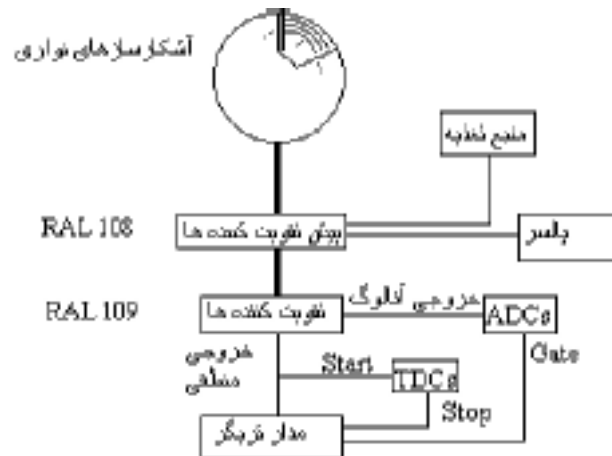
قدرت تفکیک انرژی که با باریکه یونی اندازه گرفته شده است برابر 140 keV است که عمدتاً به دلیل آهنگ شمارش زیاد ناشی از شدت باریکه و تفرق باریکه در آشکارساز است. با اندازه‌گیری زمان پرواز ذرات می‌توان ${}^3\text{He}$ را از سایر ذرات جدا کرد. مطلوب بودن قدرت تفکیک زمانی آشکارسازها امکان جداکردن ${}^3\text{He}$ پراکنده شده به وسیله پدیده پراکندگی کشسان را فراهم می‌کند. با کمک اطلاعات مربوط به زمان پرواز و

قطر خارجی آن 26 cm است. پهنای هر نوار 5 mm و جدایی بین نوارها $100\text{ }\mu\text{m}$ است. آشکارساز *LEDA* در این آزمایش قادر است در بازه زاویه‌ای 15° – 6° با قدرت تفکیک زاویه‌ای 0.5° آشکار سازی کند در حالیکه آشکارساز *LAMP* که از 6° قطاع آشکارساز ایجاد شده است، بازه زاویه‌ای 72° – 23° را با قدرت تفکیک بهتر از 1° پوشش می‌دهد. زاویه فضایی کل دو آشکارساز *LEDA* و *LAMP* در سیستم آزمایشگاه $\Omega = 3/45\text{ Sr}$ است. این دو آشکارساز در اطاقک خلاء به ابعاد $55 \times 40 \times 40\text{ cm}$ قرار دارد. با استفاده از دو پمپ مکانیکی و پمپ توربو، خلاء حدود 10^{-7} Torr قابل دستیابی است.

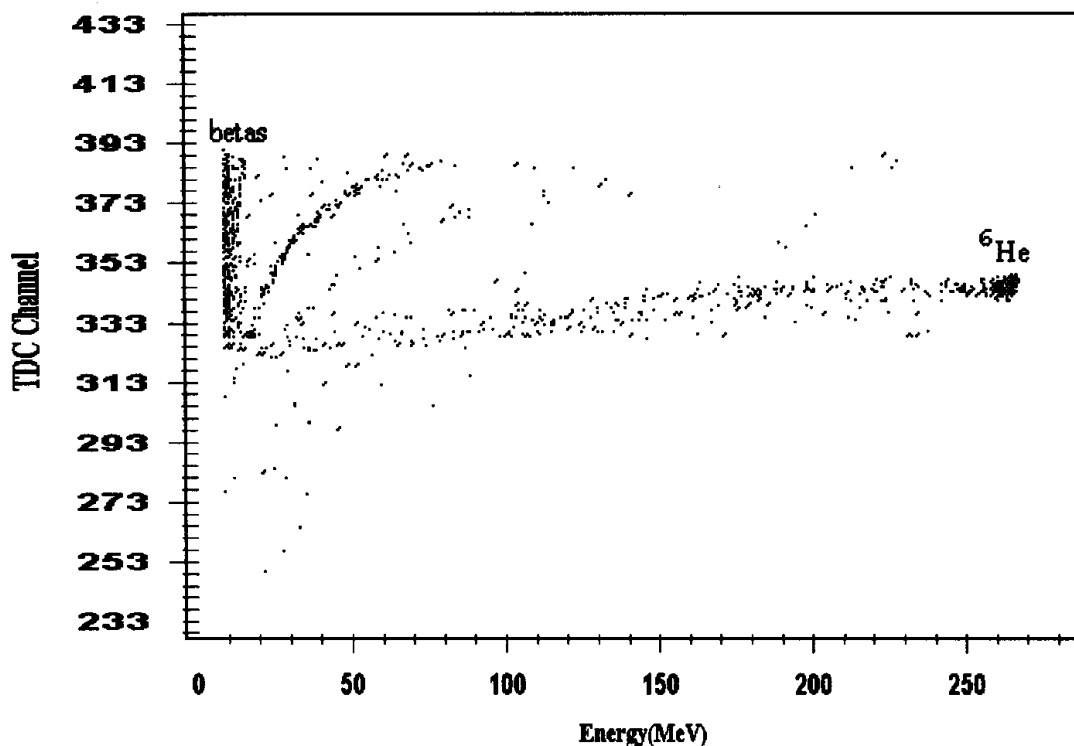
۲.۲ روش آزمایش

شکل ۲، الکترونیک مورد استفاده در این اندازه‌گیری را نشان می‌دهد.

انرژی و زمان پرواز ذرات آشکارسازی شده نسبت به فرکانس سیکلوترون در سیستم جمع‌آوری داده‌ها ثبت شدند. هر کدام از نوارهای آشکارسازهای *LEDA* و *LAMP* دارای پالس خروجی انرژی و زمان هستند. سیگنالهای پیوسته انرژی و سیگنالهای رقمی ایجاد شده به وسیله تقویت کننده و شکل‌دهنده به *ADC* و *TDC* که به وسیله *CAMAC* کنترل می‌شود، فرستاده می‌شوند. کنترل کننده $VCC 2117/B$ رخدادهای *ADC* و *TDC* را پیش از آن که به قسمت *VME* فرستاده شود در حافظه موقت کنترل‌کننده ذخیره می‌نماید.



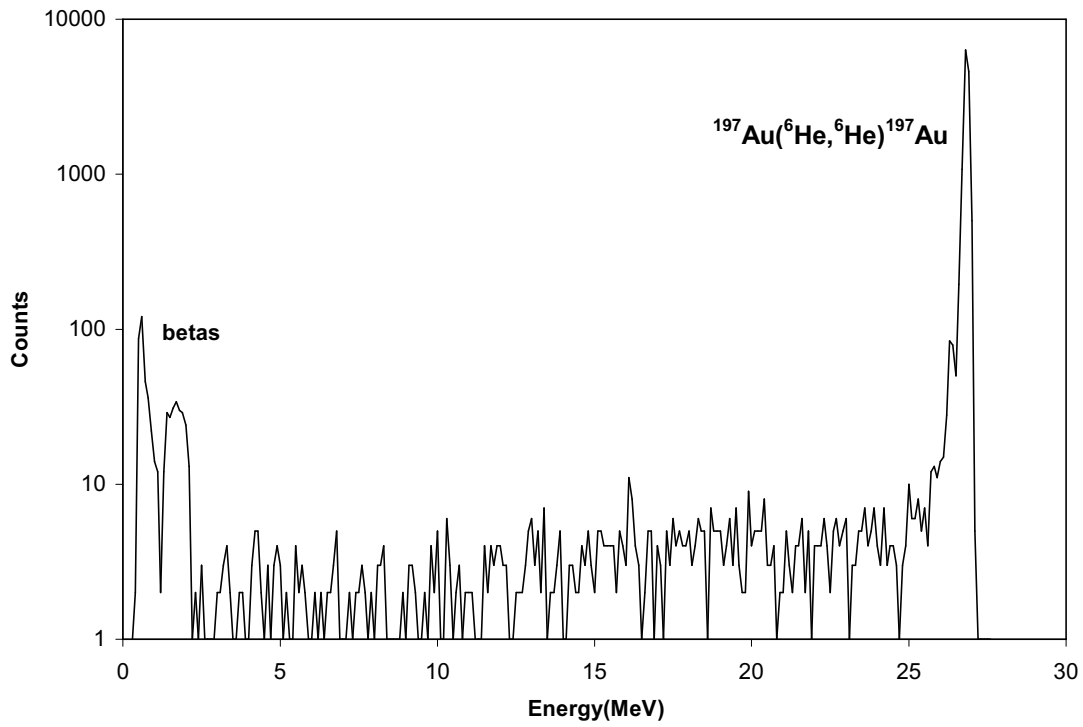
شکل ۲. الکترونیک مورد استفاده در این اندازه‌گیری.



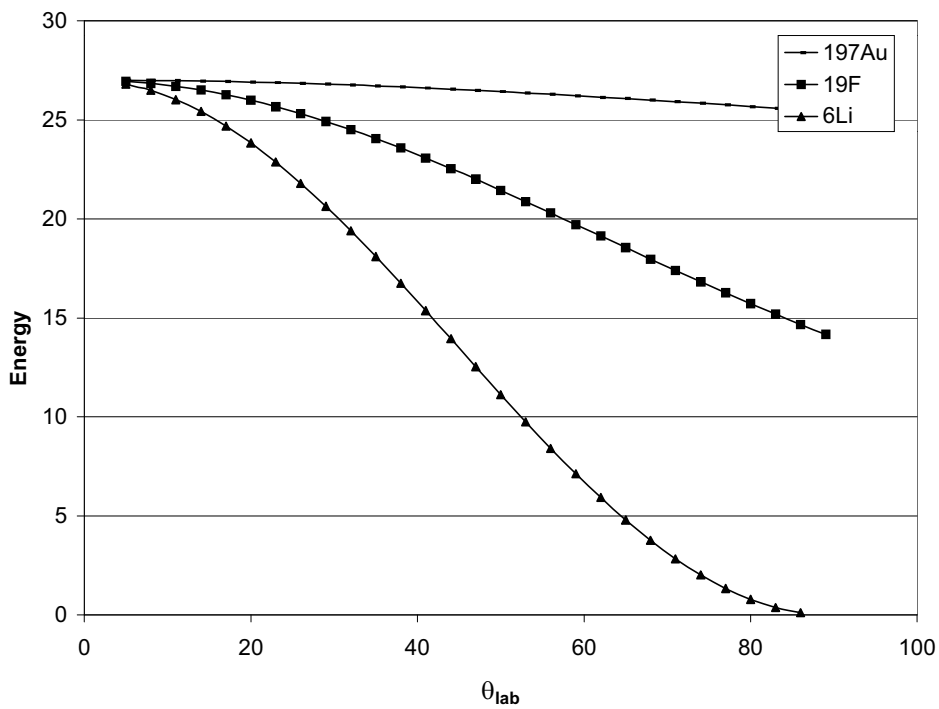
شکل ۳. طیف دو بعدی زمان پرواز ${}^6\text{He}$ بر حسب انرژی. TDC بر حسب نانو ثانیه مدرج شده است.

نتایج سینماتیک پراکندگی کشسان باریکه ${}^6\text{He}$ بر روی هدف $\text{LiF}(\text{Au})$ که طلا به عنوان لایه نگهدارنده LiF عمل می‌کند در شکل ۵ مشاهده می‌گردد. این بررسی نشان می‌دهد با افزایش زاویه ابتدا قله پراکندگی ${}^6\text{Li}$ و سپس ${}^{19}\text{F}$ از قله پراکندگی کشسان ${}^{197}\text{Au}$ متمایز می‌شود (شکل‌های ۶ و ۷).

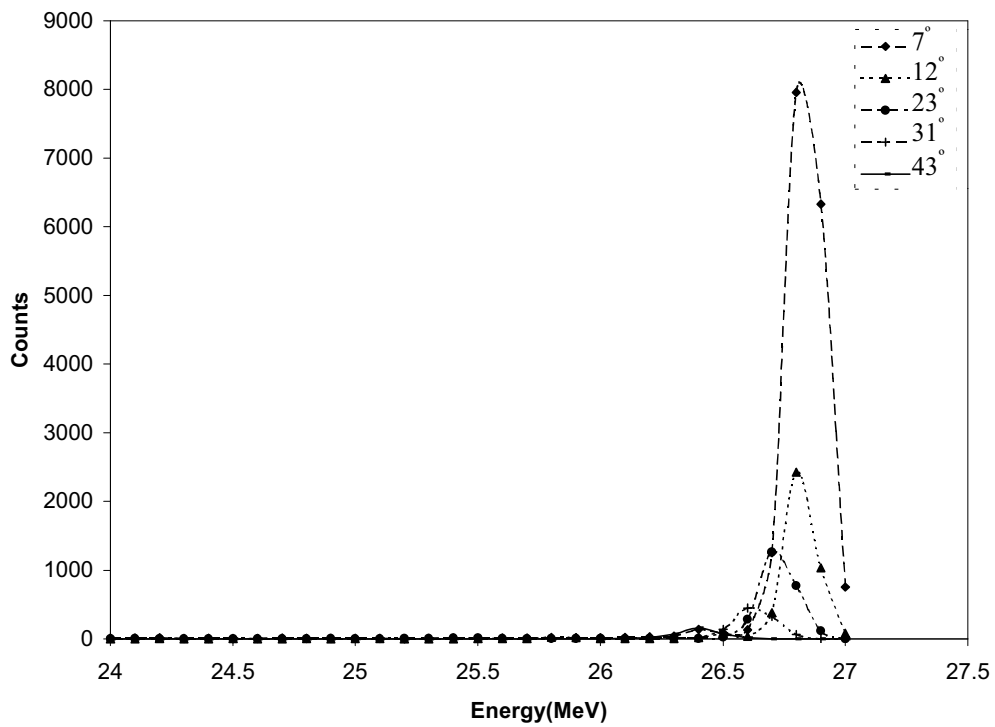
همچنین استفاده از طیف انرژی ذرات پراکنده شده شناسایی ${}^6\text{He}$ پراکنده شده، بدون هیچ ابهامی میسر می‌شود (شکل ۳). شکل ۴ طیف انرژی ذرات ${}^6\text{He}$ که به وسیله هدف ${}^{197}\text{Au}$ به‌طور کشسان پراکنده شده است را نشان می‌دهد. این طیف به روشنی تفاوت قله با سایر ذرات آشکارسازی شده را نشان می‌دهد.



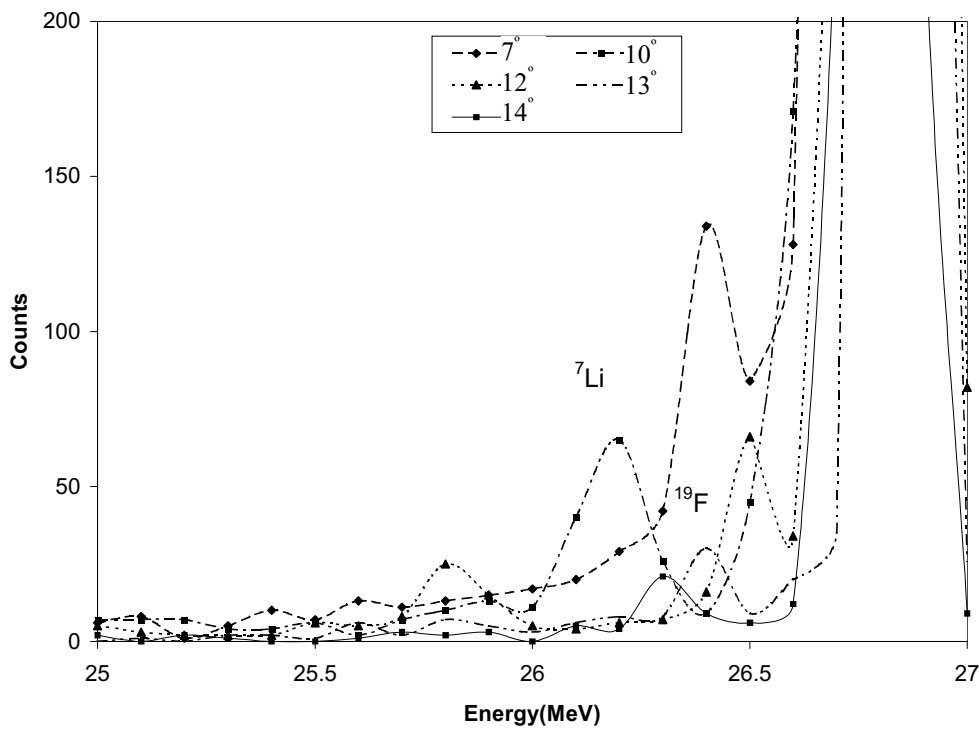
شکل ۴. نمونه‌ای از طیف انرژی که در زاویه 10° اندازه‌گیری شده است.



شکل ۵. سینماتیک برهمکنش ${}^6\text{He}$ با هسته طلا (Au). طلا به عنوان لایه نگهدارنده LiF عمل می‌کند.



شکل ۶. طیف انرژی پراکندگی کشسان بر حسب زاویه پراکندگی.



شکل ۷. قسمتی از شکل ۶ که جدا شدگی طیفها را نشان می دهد.

داده شده است، محاسبه مدل اپتیکی با استفاده از پتانسیلی است که از برازش برخورد کشسان ${}^6\text{Li}$ با هسته ${}^{208}\text{Pb}$ به دست آمده است. نتایج تجربی و محاسبات [۱۳] از بعضی جهات تفاوت اساسی دارند. سطح مقطع تجربی مقداری کاهش را در زاویه پراکندگی 30° درجه نشان می‌دهد که با محاسبات مدل اپتیکی توافق ندارد. همچنین داده‌های تجربی، دنباله‌ای با برد بلند را به خوبی نشان می‌دهد.

برای تعیین بهینه مقدارهای برازش داده‌ها مقدار پارامترهای مدل اپتیکی تغییر داده شد. بدین منظور، شعاع پتانسیل حقیقی و مجازی مقدار ثابتی در نظر گرفته شد. از آنجا که پراکندگی کشسان یونهای سنگین تنها به دنباله پتانسیل حساس است، هر تغییری در شعاع می‌تواند با تغییر در عمق پتانسیل جهت ایجاد همان دنباله جبران گردد. از این رو عمق پتانسیلهای حقیقی و مجازی و همچنین پارامتر پخشیدگی تغییر داده شدند.

نتایج برازش مدل اپتیکی که با کد $ECIS$ [۱۴] انجام شده است در جدول ۱ نشان داده شده است. نکته جالب توجه مقدار به نسبت بزرگ پارامتر پخشیدگی مجازی است که برای برازش داده‌ها مورد نیاز است ($a_7 = 3/17\text{ fm}$). به منظور تایید مقدار پارامتر پخشیدگی مجازی از برازش مقید استفاده شده است. مقدار پارامتر پخشیدگی مجازی ثابت گرفته شده و سه پارامتر دیگر تغییر داده شده‌اند. به این صورت عمق پتانسیل حقیقی و مجازی و نیز پارامتر پخشیدگی حقیقی تعیین گردیدند. همان‌گونه که ملاحظه می‌گردد با کاهش مقدار پارامتر پخشیدگی مجازی، مقدار خوبی برازش (χ^2) افزایش می‌یابد. می‌توان گفت که داده‌های تجربی به روشنی با پتانسیل مدل اپتیکی که قسمت مجازی آن خیلی پخشیده و سطحی باشد برازش داده می‌شوند.

۴. بحث

نتایج پتانسیل اپتیکی ${}^6\text{He}$ با مقادیری که از برخورد ${}^6\text{Li}$ به دست آمده است، قابل مقایسه است. در هر دو حالت، سطح مقطع کشسان به پتانسیل حقیقی خیلی حساس نیست. می‌توان دید که پتانسیل حقیقی حاصل از برهمکنش ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ خیلی سطحی و پخشیده‌تر از پتانسیل ${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ است. که البته با این واقعیت که توزیع چگالی ${}^6\text{He}$ گسترده‌تر از ${}^6\text{Li}$ است، همخوانی دارد. تفاوت اساسی پتانسیل اپتیکی ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$

به این صورت اندازه گیری قله پراکندگی کشسان ${}^{197}\text{Au}$ پس از زاویه تقریباً 10° امکان پذیر می‌شود.

۳. نتایج تجربی و تحلیل نظری به وسیله مدل اپتیکی

سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی کشسان با توجه به اعتبار مدل اپتیکی تحلیل شده است. پتانسیلی که برهمکنش ${}^6\text{He}$ را با ${}^{197}\text{Au}$ توضیح می‌دهد، جمع پتانسیل کولنی و پتانسیل پدیده شناختی هسته‌ای است [۱۲]. که می‌توان آن را به شکل زیر در نظر گرفت:

$$V(r) = V_C(r, r_c) - \{V(r) + iW(r)\} \quad (1)$$

که در آن $V_C(r, r_c)$ پتانسیل کولنی، $V(r)$ پتانسیل حقیقی هسته‌ای و $W(r)$ پتانسیل مجازی هسته‌ای است. پتانسیل کولنی $V_C(r, r_c)$ حاصل از کره باردار به شعاع $R_c = r_c(A_P^\gamma + A_T^\gamma)$ به وسیله بار هسته‌های برخوردکننده ایجاد می‌گردد ($r_c = 1/3\text{ fm}$) و به شکل زیر است:

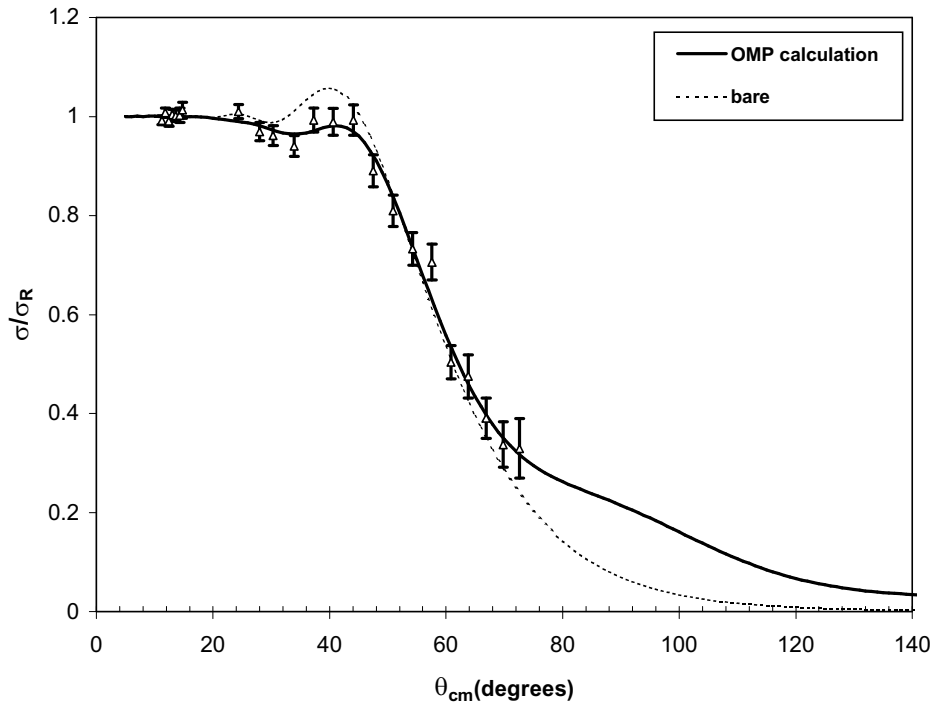
$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_P Z_T e^2}{r R_c} \left[3 - \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right] & \text{for } r < R_c \\ \frac{Z_P Z_T e^2}{r} & \text{for } r > R_c \end{cases} \quad (2)$$

تنها پارامتر پتانسیل کولنی، شعاع کولنی است. شعاع کولنی در فاصله قابل ملاحظه بر سطح مقطع تأثیر چندانی ندارد. برای پتانسیل هسته‌ای از پتانسیل وودز - ساکسون (Woods-Saxon) استفاده گردید. عمق این پتانسیل با استفاده از تحلیل مدل اپتیکی داده‌های پراکندگی ${}^6\text{Li}$ روی ${}^{208}\text{Pb}$ [۱۳] به دست آمد. در معادله (۱) $V(r) = V_o f_o(r)$ و $W(r) = W_o f_w(r)$ است، که در آن W_o و V_o به ترتیب عمق پتانسیلهای حقیقی و مجازی می‌باشند. تابع شکل وودز - ساکسون به صورت زیر نشان داده می‌شود:

$$f_x = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{r - R_x}{a_x}\right)} \quad (3)$$

که در آن $R_x = r_x(A_P^\gamma + A_T^\gamma)$ است. X با زیرنویس o یا w متناظر با قسمتهای حقیقی و مجازی می‌باشد. A_P و A_T نیز جرم هسته‌های پرتابه و هدف می‌باشند.

در شکل ۸ نتایج تجربی برخورد ${}^6\text{He}$ با هدف ${}^{197}\text{Au}$ نشان داده شده است. داده‌های نموداری که به صورت خط چین نشان



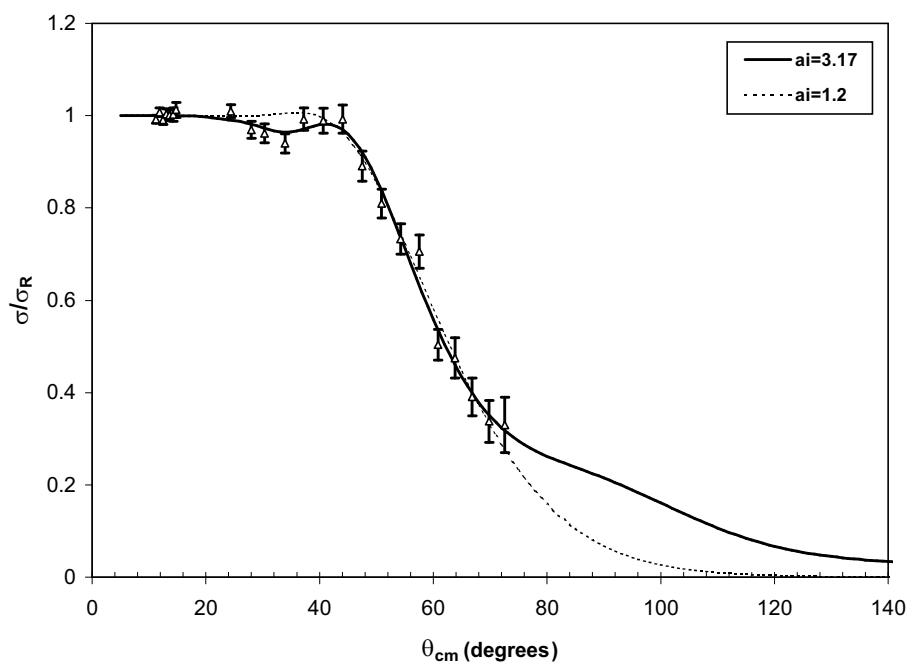
شکل ۸. سطح مقطع پراکندگی کشسان ${}^6\text{He}$ با هدف ${}^{197}\text{Au}$ که بر سطح مقطع رادرفورد تقسیم شده است. نمودار خط چین نشان دهنده سطح مقطع نسبی (σ/σ_R) از پتانسیلی می‌باشد که از برازش ${}^6\text{Li}$ روی هسته ${}^{208}\text{Pb}$ به دست آمده است.

جدول ۱. پارامترهای مدل اپتیکی که در محاسبات این مقاله مورد استفاده قرار گرفته است. پارامتر شعاع با مقدار $r_0 = 1/3 \text{ fm}$ برای پتانسیلهای حقیقی مجازی ثابت بوده است

χ^2	$a_i \text{ (fm)}$	$W \text{ (MeV)}$	$a_r \text{ (fm)}$	$V \text{ (MeV)}$	
-	۰/۸۱۹	۱۴/۲۴	۰/۸۱۹	۶	پتانسیل ${}^6\text{Li}$
۱۶	۳/۱۷	۰/۵۴	۱/۶۵	۵/۵۸	برازش ۴ پارامتری
۲۴	۲/۰	۱/۲۵	۱/۵۴	۴	برازش ۳ پارامتری، $a_i=2 \text{ fm}$
۲۷	۱/۲	۴/۷۹	۱/۰۶	۱/۸۷	برازش ۳ پارامتری، $a_i=1/2 \text{ fm}$

نتیجه برازش چهار پارامتری با مقدار بزرگ پارامتر پخشیدگی مجازی ($a_i = 3/17 \text{ fm}$) به همراه برازش سه پارامتری که پارامتر پخشیدگی مجازی ثابت ولی قابل ملاحظه ($a_i = 1/2 \text{ fm}$) را دارد، نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که علاوه بر دنباله با برد بلند تفاوت دیگر بین دو محاسبه به ناحیه زاویه ای حول ۳۰ درجه محدود می‌گردد. این زاویه متناظر با مسیر کولنی کلاسیکی در فاصله کمترین نزدیکی حدود 2.0 fm است.

${}^6\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$ در پتانسیل مجازی آنها است. تحلیل داده‌های حاضر مشخص کننده آن است که پتانسیل مجازی ${}^6\text{He}$ نسبت به ${}^6\text{Li}$ خیلی سطحی تر و پخشیده تر می‌باشد که نشان می‌دهد حذف شار ${}^6\text{He}$ از کانال پراکندگی کشسان درمقایسه با ${}^6\text{Li}$ به وسیله سطح بیرونی هسته انجام می‌شود. در شکل ۹ داده تجربی به همراه محاسبات با استفاده از پتانسیل اپتیکی که از برازش به دست آمد مقایسه شده است.



شکل ۹. سطح مقطع نسبی پراکندگی کشسان ${}^6\text{He}$ با هسته ${}^{197}\text{Au}$ در انرژی 27 MeV . محاسبه با پخشیدگی مجازی بزرگ نتیجه برازش ۴ - پارامتری می‌باشد. محاسبه با $a_i = 1/2\text{ fm}$ نتیجه برازش ۳ - پارامتری می‌باشد.

ایجاد داده، از برازش پارامترهای مدل اپتیکی که پتانسیل هسته‌ای را توضیح می‌دهند استفاده شد. برای شروع، از مقادیر پارامترهای مدل اپتیکی پراکندگی کشسان ${}^6\text{Li}$ روی هسته ${}^{208}\text{Pb}$ در انرژی 27 MeV استفاده شده است.

پتانسیل مجازی خیلی پخشیده و سطحی برای برازش داده‌ها از نتایج این پژوهش می‌باشد. عدم یقین آماری و نیز تجربی مربوط به ابزارآرایی آزمایش در نظر گرفته شده است. نتایج نشان دهنده پارامتر پخشیدگی مجازی بزرگ مورد نیاز برای برازش پراکندگی ${}^6\text{He}$ نسبت به پراکندگی ${}^6\text{Li}$ است.

این اندازه گیری مشخص می‌کند که مطالعه برخورد هسته شگفت در انرژی حول سد کولنی، حوزه مطالعه جالبی است. دینامیک برخورد هسته شگفت که به نسبت شکننده می‌باشند از هسته‌های پکیده پایدار بسیار متفاوت است. علاوه بر این شناخت ما از برخورد هسته‌ای که بر اساس داده‌های موجود در مورد برخورد هسته پایدار می‌باشد، متحول می‌شود. برای این منظور داده تجربی دقیق نه تنها برای کانال کشسان بلکه برای واکنش هسته‌ای نیز مورد نیاز است.

بنابراین به نظر می‌رسد که داده‌های آزمایشگاهی نشان دهنده مکانیسم برهمکنشی باشد که در فاصله بزرگ 20 fm سبب حذف شار کشسان می‌شود.

داده‌های آزمایشگاهی ${}^6\text{He}$ روی ${}^{209}\text{Bi}$ [۶ و ۷] نیز مقدار بزرگ پخشیدگی را نشان می‌دهد. برای تأیید داده‌ها، روشهای متعددی به کار گرفته شد. با توجه به عدم امکان اندازه‌گیری دقیق فاصله آشکارساز $LAMP$ از هدف، برای فاصله‌های $\pm 3\text{ mm}$ نیز که بیشترین امکان خطا بود محاسبات انجام شد که با تغییر فاصله در این محدوده، زاویه پراکندگی به اندازه ۱ تا ۲ درجه تغییر می‌کند که البته تغییر بزرگی نیست. با در نظر گرفتن خطای مربوط به فاصله هدف با آشکارساز $LAMP$ خوبی برازش برای مقدار اسمی این فاصله مطلوبتر است. مقادیر برازش تعیین شده با در نظر گرفتن خطا نشان می‌دهد که هیچ یک نسبت به فاصله اسمی، برازش خوبی نیستند.

۵. نتیجه‌گیری

در این مقاله داده‌های اندازه گیری پراکندگی کشسان ${}^6\text{He}$ روی ${}^{197}\text{Au}$ در انرژی 27 MeV بررسی شده است. داده‌های تجربی با استفاده از محاسبات مدل اپتیکی تحلیل شده است. برای

معاونت پژوهشی وقت سازمان انرژی اتمی که در اختصاص بودجه جهت خرید تجهیزات کامپیوتری همکاری نمودند ابراز می‌دارند. نویسندگان مقاله از خانم آسیا دی پیترو (A Dipietro) به جهت نظرات سازنده‌شان در تحلیل داده‌های تجربی و جی رینال (J Raynal) که در استفاده از کد ECIS ما را یاری نمودند و همچنین از کارکنان و کارشناسان مرکز تحقیقات سیکلوترون در دانشگاه UCL، Louvain-la-Neuve، بلژیک که باریکه رادیواکتیو با شدت و کیفیت بسیار مطلوب در اختیار ما قرار دادند قدردانی می‌شود.

آزمایش جدیدی برای اندازه‌گیری پراکندگی کشسان ${}^6\text{He}$ روی ${}^{208}\text{Pb}$ با حضور بعضی از نویسندگان مقاله (جواد رحیقی و امیدرضا کاکویی) در مرکز تحقیقات سیکلوترون در دانشگاه UCL در Louvain-la-Neuve بلژیک در انرژی زیر سد کولنی تا نزدیک سد کولنی انجام شده است [۱۵]. انتظار می‌رود که با تحلیل این اندازه‌گیریها که در حال انجام است مکانیسم جذب برد بلند در پراکندگی ${}^6\text{He}$ کاملاً آشکار گردد.

قدردانی

نویسندگان مقاله (جواد رحیقی و امیدرضا کاکویی) نهایت قدردانی و تشکر خود را از آقای دکتر محمد قنادی مراغه

مراجع

1. V I Zagrebaev, *BgNS Transactions*, **5**, No. 1(2000)166.
2. I Tanihata, *J. Phys. G* **22** (1996) 157.
3. P G Hansen, B Jonson, *Europhysics Letter* **4** (1987) 409.
4. A.A.Korshennikov et al., *Nucl. Phys. A* **616** (1997) 189c.
5. P E Hodgson, *Proceedings of the Specialists' Meeting on the Nucleon Nucleus Optical Model Up to 200 MeV Bruyeres-le-chatel, France* (1996).
6. E F Aguilera et al., *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 5058.
7. E F Aguilera et al., *Phys. Rev. C* **63** (2001) 061063R.
8. A N Ostrowski et al., *Phys. Rev. C* **63** (2001)24605.
9. J Vervier, *Nucl. Phys. A* **616** (1997) 97c.
10. T Davinson et al., *Nucl. Instr. and Meth. A* **454** (2000) 350.
11. David Brightly, Daresbury Laboratory, UK.
12. G R Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions*, The Macmillan press, Ltd. (1980).
13. O R Kakuee, J Rahighi et al., *Nucl. Phys. A* **728**(2003) 339.
14. J Raynal, "Notes on ECIS94", *Note CEA-N-2772* (1994).
15. M J Borge, J Gomez-Camacho et al., *Proposal to the PAC of the Cyclotron Research Centre*, proposal No. PH-189, Louvain-la-Neuve, Belgium. Dec 2001. Experiment performed in November 2002.