

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO
DE COMPOSTELA



FACULTAD DE FÍSICA
Departamento de Física de Partículas

Simulación Monte-carlo de reacciones de interés para el detector ACTAR

Memoria presentada por:
María Esther Estevez Aguado
como disertación para optar al
Diploma de Estudios Avanzados
Julio 2007

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE COMPOSTELA

Héctor Álvarez Pol, investigador Isidro Parga Pondal del Departamento de Física de Partículas de la Universidad de Santiago de Compostela

CERTIFICA:

Que la memoria titulada Simulación Monte-carlo de reacciones de interés para el detector ACTAR ha sido realizada por **María Esther Estevez Aguado** en el **Departamento de Física de Partículas de esta Universidad** bajo mi dirección y constituye el trabajo de **Tesina** que presenta para optar al **Diploma de Estudios Avanzados**.

Santiago de Compostela, Julio 2007

Fdo: Héctor Álvarez Pol

Simulación Montecarlo de reacciones de interés para el detector ACTAR

María Esther Estevez Aguado

Julio 2007

Índice General

1	INTRODUCCIÓN	15
2	ACTAR Y ALGUNAS REACCIONES DE INTERÉS	19
2.1	REACCIONES DIRECTAS	19
2.2	CINEMÁTICA INVERSA	20
2.3	PROBLEMAS DE INTERÉS: REACCIONES DIRECTAS EN CINEMÁTICA INVERSA	20
2.3.1	<i>Dispersión elástica</i>	20
2.3.1.1	Halos	21
2.3.1.2	Núcleos borromeos	22
2.3.2	<i>Núcleos doblemente mágicos</i>	24
2.3.3	<i>Reacciones de transferencia</i>	24
3	DESCRIPCIÓN DEL DETECTOR ACTAR	29
3.1	PROCESO DE IONIZACIÓN EN GASES	29
3.1.1	<i>Difusión y deriva</i>	30
3.2	FUNCIONAMIENTO DE UNA CÁMARA DE IONIZACIÓN	31
3.3	DETECTORES PRECEDENTES	33
3.3.1	<i>IKAR</i>	33
3.3.2	<i>TACTIC</i>	34
3.3.3	<i>MAYA</i>	35
3.4	ACTAR	36
4	DESCRIPCIÓN DEL CÓDIGO UTILIZADO	39
4.1	DESCRIPCIÓN GEOMÉTRICA	40
4.2	GENERACIÓN DE EVENTOS	41
4.2.1	<i>Generación de vértices</i>	42
4.3	SIMPLIFICACIÓN DE TRAZAS	42
4.4	DERIVA Y DIFUSIÓN	43
4.4.1	<i>Geometría</i>	44
4.4.2	<i>Deriva y Difusión</i>	45
4.4.3	<i>Proyección</i>	46
4.4.4	<i>Señal en los pads</i>	47
5	RESULTADOS	49
5.1	REACCIÓN $^{78}\text{Ni}(\text{D}, \text{p})^{79}\text{Ni}$ A 8.5 MEV/U	50
5.1.1	<i>Cinemática</i>	50
5.1.2	<i>Estudio en Presiones</i>	52
5.2	REACCIÓN $^6\text{He}(\text{p}, \text{p})^6\text{He}$ A 8 MEV/U	56
5.2.1	<i>Cinemática</i>	56
5.2.2	<i>Estudio en Presiones</i>	58
5.3	ESTIMACIÓN INICIAL DEL ÁNGULO MÍNIMO	61
6	CONCLUSIONES	63
7	BIBLIOGRAFÍA	65

Índice de Figuras

FIGURA 2.1: DISTRIBUCIÓN ESPACIAL DEL ^{11}Be , CUYO NEUTRÓN EN EXCESO SE ENCUENTRA DÉBILMENTE LIGADO (SU ENERGÍA DE SEPARACIÓN ES MUY PEQUEÑA) EN UNA ESTRUCTURA DE HALO EN ONDA S. SE DISTINGUE CLARAMENTE UNA DISTRIBUCIÓN LIMITADA DE 2 FM QUE CORRESPONDE AL CORE Y OTRA EXTENDIDA QUE CORRESPONDE AL NEUTRÓN.	21
FIGURA 2.2: IZQUIERDA: SÍMBOLO HERÁLDICO DE LOS PRÍNCIPES DE BORROMEO, EN DONDE SE VE QUE LOS ANILLOS ESTÁN ENTRELAZADOS DE TAL MANERA QUE LA ROTURA DE UNO LIBERA AUTOMÁTICAMENTE LOS OTROS DOS. DERECHA: NÚCLEO DE ^6He , DE TIPO BORROMEO, Y SIMULADO EN ESTE TRABAJO, DONDE SE APRECIA LA DISTANCIA DE LOS DOS NEUTRONES AL CORE, LO QUE LE DA SUS PROPIEDADES: GRAN RADIO Y BAJA DENSIDAD, ENTRE OTRAS.....	22
FIGURA 2.3: LOS TRES COMPONENTES DEL NÚCLEO BORROMEO ^6He SON UNA PARTÍCULA ALFA (^4He) Y DOS NEUTRONES. EL MOVIMIENTO DEL CORE DEL ^6He RESPECTO AL CENTRO DE MASAS PERMITE DEDUCIR EL RADIO DEL NÚCLEO Y LAS RELACIONES ENTRE LOS NUCLEONES.	22
FIGURA 2.4: ARRIBA: ESQUEMA DE NIVELES DEL ^1H , DONDE S_p ES LA ENERGÍA DE SEPARACIÓN QUE EVIDENTEMENTE ES CERO PARA EL ^1H . DERECHA: ESQUEMA DE NIVELES DEL ^6He . CON UNA ENERGÍA DE 8 MeV/u COMO LA PROPUESTA Y OTRAS CONDICIONES EXPERIMENTALES QUIZÁS PODRÍAN POBLARSE LOS ESTADOS EXCITADOS MOSTRADOS. EN EL TRABAJO QUE AQUÍ SE PRESENTA, SE ESTUDIARÁ ÚNICAMENTE EL CASO ELÁSTICO. FUENTE: [6].....	23
FIGURA 2.5: IZQUIERDA: ESQUEMA DE NIVELES DEL ^2H . DERECHA: ESQUEMA DE NIVELES DEL ^{78}Ni . FUENTE: [6].....	26
FIGURA 2.6: ESQUEMA DE NIVELES PROPUESTO PARA LA REACCIÓN $^{78}\text{Ni}(d,p)^{79}\text{Ni}$ A 8.5 MeV/NUCLEÓN, DONDE SE VEN LOS VALORES DE LAS ENERGÍAS DE EXCITACIÓN E_x PARA EL NÚCLEO HIJO ^{79}Ni , Y LOS VALORES DE Q QUE SE OBTENDRÍAN EN CADA CASO. LA ENERGÍA DE INCIDENCIA SE PODRÍA INVERTIR EN LA CREACIÓN DE ESTADOS EXCITADOS PARA CUYA EXISTENCIA HABRÍA QUE APORTAR ENERGÍA (CANALES DE REACCIÓN CON VALORES DE Q NEGATIVOS).....	27
FIGURA 3.1: VISTAS LATERAL Y FRONTAL DE UNA CÁMARA DE SIMETRÍA CÚBICA. EL HAZ ENTRA EN EL VOLUMEN ACTIVO DE LA CÁMARA E IONIZA EL GAS. LOS ELECTRONES PRODUCIDOS EN ESTA IONIZACIÓN DERIVAN HASTA EL ÁNODO. ES POSIBLE QUE EL HAZ SUFRA UNA INTERACCIÓN CON EL GAS Y SURJA ALGÚN PRODUCTO DE ESA REACCIÓN (EYECTIL).	32
FIGURA 3.2: ESQUEMA QUE MUESTRA LAS PARTES MÁS RELEVANTES DEL DETECTOR IKAR	33
FIGURA 3.3: CORTE TRIDIMENSIONAL DEL DETECTOR TACTIC. SE VE LA ESTRUCTURA INTERNA QUE SOPORTA A LOS HILOS QUE CONFORMAN EL CÁTODO Y TAMBIÉN LOS ANILLOS DE LAS TAPAS QUE SIRVEN PARA ORIENTAR EL CAMPO DE DERIVA. TOMADO DE [].	34
FIGURA 3.4: REPRESENTACIÓN ESQUEMÁTICA DE MAYA. EL SUCESO MOSTRADO CORRESPONDE A UNA POSIBLE FORMACIÓN Y DETECCIÓN DE LA RESONANCIA DE ^7H EN LA REACCIÓN DE TRANSFERENCIA $^{12}\text{C} (^8\text{He}, ^7\text{H} \rightarrow ^3\text{H}, +4\text{N}) ^{13}\text{N}$. EL GAS UTILIZADO PARA ESTE EXPERIMENTO FUE EL ISOBUTANO (C_4H_{10}) A 26 Y 30 MBAR [7].	35
FIGURA 3.5: LÍNEAS EQUIPOTENCIALES CREADAS POR EL CAMPO QUE AMPLIFICA LA SEÑAL DE LOS ELECTRONES EN UN GEM.	37
FIGURA 3.6: PLANO CATÓDICO FORMADO POR PADS DE GEOMETRÍA CUADRADA. A SU PASO POR EL VOLUMEN ACTIVO DEL DETECTOR, LA PARTÍCULA INCIDENTE PRODUCIRÁ UNA NUBE DE ELECTRONES DE DERIVA QUE PROYECTARÁN LA TRAZA DE LA PARTÍCULA SOBRE EL PLANO DE PADS, AL DEPOSITAR SU CARGA EN ELLOS, Y NORMALMENTE INDUCIRÁN ALGO DE CARGA EN ALGUNOS DE LOS PADS ADYACENTES. EL TIEMPO DE DERIVA Y LA PÉRDIDA DE ENERGÍA CALCULADA A PARTIR DE LA SEÑAL DE LOS PADS PERMITEN RECONSTRUIR EL PUNTO DE INTERACCIÓN Y LA PARTÍCULA INTERACCIONANTE. TOMADO DE [].	38
FIGURA 4.1: DETALLE DE LAS GEOMETRÍAS CÚBICA Y CILÍNDRICA, MOSTRANDO LA POSICIÓN DEL ORIGEN DE CORDENADAS EN UNA DE LAS CARAS DEL DETECTOR Y EL AISLAMIENTO PARA EL HAZ (FIGURA 4.2). LAS MAGNITUDES $xLENGTH$, $yLENGTH$ Y $zLENGTH$ SON LAS SEMILONGITUDES DEL DETECTOR EN LAS DIRECCIONES X, Y Y Z. EL HAZ VIAJA SEGÚN \hat{z}	40
FIGURA 4.2: DIFERENTES OPCIONES DE VISUALIZACIÓN (<i>WIREFRAME</i> Y <i>SURFACE</i>) DE LAS GEOMETRÍAS DE	

LA FIGURA 4.1 DURANTE LA EJECUCIÓN DEL PROGRAMA. SE DISTINGUE EL AISLAMIENTO TUBULAR. TOMADO DE [24].	40
FIGURA 4.3: IZQUIERDA: PADS CUADRADOS. DERECHA: PADS HEXAGONALES. SE MARCAN LAS DIRECCIONES EN LAS QUE PUEDE RECONSTRUIRSE LA TRAZA. EN EL CASO DE PAD CUADRADO, SOLO HAY 2 DIRECCIONES, Y LA RESOLUCIÓN PUEDE CAMBIAR SEGÚN SE ESCOJAN 4 PADS VECINOS U 8. EN EL CASO DE PAD HEXAGONAL, EXISTEN 3 DIRECCIONES.	41
FIGURA 4.4: COLOCACIÓN Y NUMERACIÓN DE PADS Y COLUMNAS EN UN EJEMPLO CON 3 FILAS Y 5 COLUMNAS.	44
FIGURA 4.5: CAMBIO DE COORDENADAS PARA HACER LA PROYECCIÓN EN LAS TAPAS DE UN DETECTOR DE GEOMETRÍA CILÍNDRICA. SE DEBE SIMULAR UNA CAJA EN LA MACRO EXTERNA, DESPUÉS DE SIMULAR EN UN CILINDRO LA FÍSICA DE INTERÉS CON GEANT4. AL INDICÁRSELO AL PROGRAMA, ÉSTE HACE UNA ROTACIÓN EN TORNO AL EJE X Y REALIZA LOS CÁLCULOS COMO SI SE TRATARA DE UNA GEOMETRÍA CÚBICA CON PROYECCIÓN EN EL PLANO XZ. LAS VARIABLES yL Y zL SON LAS SEMILONGITUDES A LO LARGO DE LOS EJES Y Y Z, RESPECTIVAMENTE.	46
FIGURA 4.6: REPRESENTACIÓN ESQUEMÁTICA DE LA GEOMETRÍA IMPLEMENTADA PARA EL CÁLCULO DE LOS PADS QUE HAN DADO SEÑAL. SE MUESTRA UN EJEMPLO CON PADS CUADRADOS (DELIMITADOS POR LAS LÍNEAS PUNTEADAS), EN EL QUE LA PROYECCIÓN SE HACE SOBRE EL PLANO XZ. LOS PUNTOS INICIAL $(X, Y, Z)_{INICIAL}$ Y FINAL $(X, Y, Z)_{FINAL}$ DEL <i>STRIDE</i> DELIMITAN UNA ZONA DE PADS DEMARCADA POR LAS FILAS Y COLUMNAS DE LOS PADS INICIAL Y FINAL DONDE SE HAN PROYECTADO ESTOS PUNTOS. LA ZONA DE INTERÉS EN DONDE SE BUSCARÁN LOS PADS QUE HAN DADO SEÑAL SE MUESTRA SOMBREADA Y SE OBTIENE A PARTIR DE ESTA ZONA AÑADIENDO TANTAS FILAS Y COLUMNAS COMO INDIQUE EL <i>FACTOR DE SEGURIDAD</i> O FS. ESTE FACTOR SE CALCULA TENIENDO EN CUENTA PARÁMETROS RELACIONADOS CON LA DIFUSIÓN DE LA NUBE DE CARGA Y LA GEOMETRÍA DE LOS PADS, Y EN EL CÓDIGO SE FUERZA A QUE SU VALOR MÍNIMO SEA 2. EN LA MINIATURA SE PUEDE VER EL EFECTO QUE TIENE ESTE FACTOR. EN ELLA SE MUESTRAN DOS <i>STRIDES</i> CONSECUTIVOS. LAS ZONAS SOMBREADA SON LAS ZONAS DE INTERÉS DE CADA <i>STRIDE</i> , Y LAS LÍNEAS PUNTEADAS PERPENDICULARES A CADA <i>STRIDE</i> SEÑALAN LOS LÍMITES EN LOS QUE SE CUMPLE LA CONDICIÓN EXPLICADA EN EL TEXTO. PARA CADA <i>STRIDE</i> , LOS PADS QUE CUMPLEN LA CONDICIÓN SE ENCUENTRAN EN LA INTERSECCIÓN ENTRE LA ZONA DE INTERÉS Y ESTAS LÍNEAS. EN LA GRAN MAYORÍA DE LOS CASOS, LOS <i>STRIDES</i> SON PARALELOS, DE MODO QUE NO HAY ZONAS MUERTAS.	48
FIGURA 5.1: EL PRODUCTO PESADO SALE A ENERGÍAS ALTAS ($E_{79Ni} > 600$ MeV) Y A ÁNGULOS MENORES QUE 1° , MIENTRAS EL PRODUCTO LIGERO SALE A ENERGÍAS MENORES QUE 100 MeV Y CUBRE PRACTICAMENTE TODO EL ESPECTRO ANGULAR.	50
FIGURA 5.2: CINEMÁTICA DE LA REACCIÓN $^{78}Ni(d, p)^{79}Ni$ PARA EL CASO A: A) RELACIÓN ENTRE LOS ÁNGULOS DE LOS PRODUCTOS, B) RELACIÓN ENTRE SUS ENERGÍAS, C) CINEMÁTICA DEL PRODUCTO PESADO, D) CINEMÁTICA DEL PRODUCTO LIGERO. LA FORMA DE ESTAS RELACIONES ES SIMILAR EN LOS CASOS B Y C.	51
FIGURA 5.3: COMPARACIÓN ENTRE LOS ALCANCES OBTENIDOS CON GEANT4 Y SRIM PARA EL ^{79}Ni A DIFERENTES PRESIONES.	54
FIGURA 5.4: COMPARACIÓN ENTRE LOS ALCANCES OBTENIDOS CON GEANT4 Y SRIM PARA EL PROTÓN A DIFERENTES PRESIONES.	55
FIGURA 5.5: EL PRODUCTO PESADO SALE A ENERGÍAS SIMILARES AL LIGERO, ENTRE 25 Y 50 MeV Y A ÁNGULOS MENORES QUE 10° . EL PRODUCTO LIGERO SALE A ENERGÍAS POR DEBAJO DE LOS 25 MeV Y ÁNGULOS MENORES QUE $\pi/2$.	56
FIGURA 5.6: CINEMÁTICA DE LA REACCIÓN ELÁSTICA $^6He(p, p)^6He$: A) RELACIÓN ENTRE LOS ÁNGULOS DE LOS PRODUCTOS, B) RELACIÓN ENTRE SUS ENERGÍAS, C) CINEMÁTICA DEL PRODUCTO PESADO, D) CINEMÁTICA DEL PRODUCTO LIGERO.	57
FIGURA 5.7: COMPARACIÓN ENTRE LOS ALCANCES OBTENIDOS CON GEANT4 Y SRIM PARA EL 6He A DIFERENTES PRESIONES.	59
FIGURA 5.8: COMPARACIÓN ENTRE LOS ALCANCES OBTENIDOS CON GEANT4 Y SRIM PARA EL PROTÓN A DIFERENTES PRESIONES.	60
FIGURA 5.9: EN ESTE ESQUEMA SE REPRESENTAN LOS LÍMITES DEL DETECTOR Y EN DIFERENTES COLORES, CORRESPONDIENTES A LAS DIFERENTES PRESIONES, LAS TRAZAS QUE SEGUIRÍAN EL NÍQUEL Y EL PROTÓN DE LA PRIMERA REACCIÓN ESTUDIADA, A LOS ANGULOS CORRESPONDIENTES A LOS CASOS CINEMATICOS ESTUDIADOS. EL PRODUCTO LIGERO SE REPRESENTA CON UNA LINEA DELGADA MIENTRAS QUE EL PESADO SE REPRESENTA CON UNA LINEA GRUESA. EN EL CASO DEL NIQUEL, LOS ANGULOS DE SALIDA SON MENORES QUE 1° . SE APRECIA COMO PARA EL PROTON SE HACE NECESARIO EL USO DE DETECTORES SECUNDARIOS. LAS DIMENSIONES DE LA CAMARA SON: 50 CM DE DIAMETRO Y 50 CM DE LONGITUD.	62
FIGURA 5.10: ESQUEMA SIMILAR AL DE LA FIGURA 5.9, PARA LA REACCION ELASTICA. EN ELLA, TODOS	

LOS ANGULOS DE SALIDA SON HACIA DELANTE, POR LO QUE SE REQUIERE DEL USO DE DETECTORES SECUNDARIOS. ADEMÁS SE SUGIERE LA APLICACIÓN DE UN CAMPO PARA AUMENTAR EL RANGO DINÁMICO. 62

Índice de Tablas

TABLA 1.1: PROBLEMAS EXPERIMENTALES DERIVADOS DEL USO DE NÚCLEOS RADIATIVOS Y LAS CORRESPONDIENTES SOLUCIONES QUE OFRECE UN SISTEMA DETECTOR DE BLANCO ACTIVO.....	17
TABLA 2.1: CARACTERIZACIÓN DE LOS NÚCLEOS PARTICIPANTES EN LA REACCIÓN ELÁSTICA ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$. N : NÚMERO DE NEUTRONES, Z : NÚMERO DE PROTONES, B/A : ENERGÍA DE LIGADURA POR NUCLEÓN.	23
TABLA 2.2: CARACTERIZACIÓN DE LOS DATOS RELEVANTES EN CUANTO A NIVELES. $T_{1/2}$: PERIODO DE SEMIDESINTEGRACIÓN, J^π (FUND): SPIN Y PARIDAD DEL ESTADO FUNDAMENTAL, S_N/S_p : ENERGÍA DE SEPARACIÓN DE UN NEUTRÓN/PROTÓN, $Q[\beta^-]$: BALANCE DE MASAS PARA LA DESINTEGRACIÓN β^- ..	23
TABLA 2.3: CARACTERIZACIÓN DE LOS NÚCLEOS PARTICIPANTES EN LA REACCIÓN DE TRASFERENCIA ${}^{78}\text{Ni}(d,p){}^{79}\text{Ni}$. N : NÚMERO DE NEUTRONES, Z : NÚMERO DE PROTONES, B/A : ENERGÍA DE LIGADURA POR NUCLEÓN.	25
TABLA 2.4: CARACTERIZACIÓN DE LOS DATOS RELEVANTES EN CUANTO A NIVELES. $T_{1/2}$: PERIODO DE SEMIDESINTEGRACIÓN, J^π (FUND): SPIN Y PARIDAD DEL ESTADO FUNDAMENTAL, S_N/S_p : ENERGÍA DE SEPARACIÓN DE UN NEUTRÓN/PROTÓN, $Q[\beta^-]$: BALANCE DE MASAS PARA LA DESINTEGRACIÓN β^- ..	26
TABLA 5.1: CINEMÁTICA DE LA REACCIÓN ${}^{78}\text{Ni}(d, p){}^{79}\text{Ni}$ YENDO AL ESTADO FUNDAMENTAL DEL ${}^{79}\text{Ni}$	51
TABLA 5.2: CINEMÁTICA DE LA REACCIÓN ${}^{78}\text{Ni}(d, p){}^{79}\text{Ni}$ YENDO AL PRIMER ESTADO EXCITADO DEL ${}^{79}\text{Ni}$	52
TABLA 5.3: CINEMÁTICA DE LA REACCIÓN ${}^{78}\text{Ni}(d, p){}^{79}\text{Ni}$ YENDO AL SEGUNDO ESTADO EXCITADO DEL ${}^{79}\text{Ni}$	52
TABLA 5.4: PARÁMETROS PASADOS A LA SIMULACIÓN PARA EL PRESENTE ESTUDIO.	53
TABLA 5.5: VALORES DEL ALCANCE [MM] CALCULADOS CON GEANT4 Y SRIM PARA EL DEUTERIO A 1013 MBAR.....	53
TABLA 5.6: VALORES DEL ALCANCE [MM] CALCULADOS CON GEANT4 Y SRIM PARA EL DEUTERIO A 1950 MBAR.....	53
TABLA 5.7: VALORES DEL ALCANCE [MM] CALCULADOS CON GEANT4 Y SRIM PARA EL DEUTERIO A 3040 MBAR.....	54
TABLA 5.8: CINEMÁTICA DE LA REACCIÓN ${}^6\text{He}(p, p){}^6\text{He}$	57
TABLA 5.9: PARÁMETROS DE SIMULACIÓN UTILIZADOS.....	58
TABLA 5.10: VALORES DEL ALCANCE [MM] CALCULADOS CON GEANT4 Y SRIM PARA EL ${}^1\text{H}$ A 1800 MBAR	58
TABLA 5.11: VALORES DEL ALCANCE [MM] CALCULADOS CON GEANT4 Y SRIM PARA EL ${}^1\text{H}$ A 3040 MBAR	59
TABLA 5.12: VALORES DEL ALCANCE [MM] CALCULADOS CON GEANT4 Y SRIM PARA EL ${}^1\text{H}$ A 6040 MBAR	59

1 Introducción

Gran parte de lo que sabemos acerca de la estructura del núcleo atómico se basa en estudios realizados con núcleos estables o isótopos que se encuentran muy cerca de la línea de estabilidad. Esto es debido a que el estudio de la estructura de núcleos exóticos (inestables) presenta dos problemas básicos: *de producción*, dado el bajo número de reacciones que tienen estos núcleos como producto final, y *de detección*, ya que al ser inestables se desintegran antes de que su presencia sea percibida. Entre las herramientas necesarias para explorar sus propiedades, las **reacciones directas** son las que mejor se ajustan a estos estudios. Además se requiere una gran eficiencia de detección junto con el empleo de técnicas de **cinemática inversa**.

El estudio de reacciones directas en cinemática inversa es una herramienta inestimable para dar explicación a una gran variedad de problemas no se pueden explicar siguiendo un acercamiento standard. En su gran mayoría estos problemas tienen que ver con el campo de la astrofísica nuclear y con el estudio de la estructura nuclear, en particular para núcleos especialmente exóticos como aquellos ricos en neutrones. Algunos de estos problemas se listan a continuación:

- Las distribuciones inusuales de materia encontradas en núcleos ricos en neutrones cerca de la *drip line*, que dan lugar a configuraciones de “halos” y “cortezas” (*skins*) de neutrones.
- La estructura de capas en núcleos con extrema asimetría protón - neutrón, en la que desaparecen los llamados “números mágicos” y aparecen nuevos niveles de energía.
- Las reacciones con una influencia clave en la generación de energía y ciclos de nucleosíntesis en entornos estelares explosivos como novae y supernovas, de las que no se dispone de datos experimentales.

Para resolver estos problemas se ha propuesto el uso de **blancos activos** [1]. Un blanco activo es un novedoso tipo de detector que funciona a la vez como blanco y como detector. Los blancos activos son un complemento a sistemas de muchos detectores basados en la tecnología de semiconductores y espectrómetros magnéticos. Algunos ejemplos de blancos activos son IKAR, TACTIC, y MAYA, de los que se hablará en el capítulo 3 de este trabajo.

En concreto, la validez de MAYA como sistema de detección ha impulsado recientemente el diseño del nuevo detector ACTAR (*ACTive TARget*), basado en el concepto de blanco activo. Este proyecto, aún en desarrollo, pretende cubrir un espectro de energías y masas más amplio, e incluir más mecanismos de reacción en el estudio de nuevas propiedades de núcleos exóticos, como resonancias gigantes, o la desintegración en dos protones. Las simulaciones que se presentan en este trabajo contribuirán a una parte de este diseño.

Una de las partes más delicadas a la hora de planear y realizar los experimentos que se verán en el capítulo 2 es la dificultad de medir observables que a menudo involucran bajas energías y secciones eficaces muy pequeñas. Esta dificultad aumenta a medida que nos alejamos de la estabilidad, obligando a combinar soluciones experimentales que en ocasiones son incompatibles.

Por ejemplo, dada la baja tasa de producción de las reacciones de interés con las que se pretende trabajar, se requiere que el blanco sea grueso para aumentar dicha tasa. Pero esto irá en detrimento de una posible detección de partículas de baja energía, que no serán capaces de escapar de ese blanco, y si lo hacen se verán afectadas por un efecto de dispersión en energía y trayectoria importante. Reducir el espesor del blanco para evitar esto conlleva un aumento proporcional del tiempo de experimento debido a las bajas secciones eficaces.

Con un blanco activo se eliminan estos problemas, ya que la totalidad del gas contenido en el volumen del detector se emplea como blanco de producción, aumentando la tasa de aquellas reacciones más exóticas. Además detiene completamente el haz radiactivo y por tanto utiliza la totalidad del mismo, lo que se traduce en máxima eficiencia. Esto permite detectar incluso partículas de baja energía así como determinar el punto de interacción del haz con el gas evento por evento.

La obtención de información a partir de reacciones directas se puede simplificar si uno de los participantes tiene una estructura simple. Con haces radioactivos se pueden utilizar blancos de ^1H or ^4He (por ejemplo, en este trabajo se utilizan ^1H y ^2H), y obtener la información de la cinemática del producto pesado o del ligero.

En la Tabla 1.1 se resumen algunas de las limitaciones más importantes a nivel experimental, derivadas de trabajar con núcleos exóticos en reacciones directas y en cinemática inversa, junto con las soluciones aportadas por el uso de un blanco activo.

Tabla 1.1: Problemas experimentales derivados del uso de núcleos radiactivos y las correspondientes soluciones que ofrece un sistema detector de blanco activo.

PROBLEMA	SOLUCIÓN
Vidas muy cortas (o sistemas no ligados)	Las cortas vidas de los productos de la reacción dejan de ser un problema, ya que los productos son detectados en el propio blanco de producción.
Bajas intensidades	Las bajas tasas de producción de núcleos exóticos se compensan con su elevada eficiencia de detección, que puede alcanzar el 100%.
Para medidas de baja transferencia de momento se requiere un umbral bajo de detección y entornos de muy poco fondo.	El problema de las bajas energías de los productos ligeros se soluciona porque se detectan en el blanco activo prácticamente sin umbral de detección.

En resumen, los ingredientes esenciales para estos estudios son:

- El grosor del blanco, que permite aumentar la probabilidad de interacción
- La alta eficiencia de los blancos activos
- El bajo umbral de detección con el que se detecta la partícula de retroceso
- La alta resolución en energía
- La capacidad del blanco activo para identificar los productos de la reacción
- Una cobertura angular de 4π

En este trabajo se presentarán las simulaciones realizadas en Santiago de Compostela de dos reacciones directas de interés para ACTAR. Estas simulaciones son de utilidad para el diseño del detector ACTAR, el nuevo blanco activo que se ha propuesto para ser utilizado en FAIR (R³B [2]) y/o GANIL [3] (Spiral2). Este detector podrá utilizar como blanco diferentes gases a diferentes presiones, que se escogerán en función de las necesidades del experimento a realizar.

Algunas de estas reacciones se explicarán en el capítulo 2 “*ACTAR y algunas reacciones de interés*”, donde se hará una introducción a las reacciones directas y al concepto de cinemática inversa y se explicarán las dos reacciones que se simularon en este trabajo.

En el capítulo 3 “*Descripción del detector ACTAR*”, se hará una descripción breve del detector y sus características técnicas y también se introducirá el funcionamiento de una cámara de gas. Se comentarán las características de algunos detectores del mismo tipo que precedieron a ACTAR y han funcionado con éxito.

En el capítulo 4 “*Descripción del código utilizado*”, se verán algunos detalles del código ActarSim, junto con el método utilizado para ejecutar las simulaciones.

Por último, se presentarán los resultados obtenidos y sus conclusiones en los apartados correspondientes, “*Resultados*” y “*Conclusiones*”.

2 ACTAR y algunas reacciones de interés

Como ya se mencionó con anterioridad, existen una serie de reacciones de interés para las cuales ACTAR está siendo especialmente diseñado. Aunque el principio activo de ACTAR es el idóneo para satisfacer las exigencias de todas de forma general, cada una de ellas aporta también alguna que otra restricción particular al diseño.

Por un lado, estos experimentos pondrán en evidencia las habilidades del principio básico de funcionamiento de un blanco activo y por otro lado permitirán mejorar las prestaciones requeridas para alcanzar los resultados experimentales planeados. En este capítulo se explican las reacciones simuladas en este trabajo, previa introducción a las reacciones directas en cinemática inversa.

2.1 Reacciones directas

Este tipo de reacciones tienen lugar en dos tiempos: el proyectil se acerca, interaccionando con el blanco, y emergen los productos. Son reacciones rápidas, donde el proyectil impacta en la superficie del núcleo, por lo que a veces también se las llama “superficiales” o “periféricas”. Además, hay una fuerte correlación entre el canal de entrada y el de salida. Esto significa que, en lugar de presentar una distribución angular isótropa como cuando se forma un núcleo compuesto, tendremos una distribución hacia delante, en la dirección del proyectil. Tampoco hay resonancias, o si las hay no son tan picadas como cuando se forma un núcleo compuesto.

Las reacciones directas y aquellas que conducen a la formación de un núcleo compuesto se pueden producir simultáneamente en el momento en el que el haz interacciona con el blanco, si bien a alta energía dominan las reacciones directas, mientras que a baja energía dominan las reacciones que forman un núcleo compuesto.

Las **reacciones de transferencia**, son un ejemplo de reacciones directas. En ellas, uno o varios nucleones de uno de los núcleos participantes se transfieren al otro. Hay dos tipos de reacciones de transferencia. Por un lado están las *Reacciones de stripping*, en las que el proyectil cede un nucleón al núcleo blanco (por ejemplo, la reacción $d(^3\text{He}, ^4\text{He})p$). En el lado contrario se sitúan las *Reacciones de pick up*, donde el proyectil es el que “roba” un nucleón al blanco (ejemplo: $p(^4\text{He}, ^3\text{He})d$). Este tipo de reacciones proporcionan detalles del modelo de capas para núcleos con masa próxima a los núcleos iniciales. Los factores espectroscópicos para la transferencia de un nucleón nos indican los límites de las descripciones de tipo monoparticular.

2.2 *Cinemática inversa*

La forma común de realizar un experimento de Física Nuclear consiste en hacer impactar un haz de iones a energías intermedias contra un blanco fijo compuesto del núcleo estable que se quiere estudiar. Esto se conoce como *cinemática directa*. El problema surge cuando se quieren estudiar núcleos inestables. Debido a su corta vida media no se pueden producir blancos de estos núcleos, pues se desintegrarían antes de comenzar a medir.

Sin embargo, es posible invertir el proceso y bombardear blancos estables con los núcleos radiactivos que se quieren estudiar. Esto es lo que se conoce como *cinemática inversa*. Hoy en día es posible producir haces de iones radioactivos, a través de diversas técnicas como la fragmentación de proyectiles o la reacceleración de núcleos radiactivos producidos según la técnica ISOL (“*Isotope Separation On-Line*”) de separación en vuelo.

2.3 *Problemas de interés: reacciones directas en cinemática inversa*

En este trabajo se han simulado dos reacciones directas en cinemática inversa de interés para ACTAR. Una de ellas, la reacción elástica $^6\text{He}(p,p)^6\text{He}$, y la segunda, la reacción de transferencia $^{78}\text{Ni}(d,p)^{79}\text{Ni}$. A continuación se explican estos dos tipos de reacciones.

2.3.1 DISPERSIÓN ELÁSTICA

En las reacciones de dispersión elástica las partículas se dispersan sin que haya cambios en su estructura interna. Este tipo de reacciones permiten determinar el radio de la materia nuclear de forma precisa, y la forma radial de la distribución de la materia nuclear.

Para probar descripciones de modelos teóricos (por ejemplo, el potencial de interacción núcleo-núcleo) es importante contar con datos experimentales precisos de los momentos de las distribuciones de carga y materia. Para ello existen muchos métodos exitosos en núcleos estables, pero no en núcleos exóticos. Los estudios de *dispersión elástica* pueden ser utilizados para probar los potenciales del modelo óptico en sistemas exóticos. La mayor incertidumbre en los cálculos viene de que no hay datos experimentales para ajustar las teorías, con lo que se necesitan medidas detalladas de núcleos extremadamente ricos tanto en protones como en neutrones. Experimentalmente esto requiere bajos umbrales de detección y una muy buena resolución en energía y posición.

Las reacciones de baja transferencia de momento son más sensibles a estructuras de halo (sección 2.3.1.1). Estos experimentos se pueden realizar a intensidades de haz bajas obteniendo suficiente estadística. El objetivo es resolver el estado fundamental del núcleo a partir de sus estados excitados. Esto es relativamente fácil para núcleos con halo, ya que no suelen presentar estados excitados ligados. Dependiendo de la energía incidente, esta resolución en energía se traduce en resolución en ángulo y por lo tanto en posición. El blanco activo se puede utilizar para medir las características cinemáticas del producto ligero, y el eyectil de alta energía puede ser detectado a través de un espectrómetro de gran aceptación.

2.3.1.1 Halos

En los núcleos estables los protones y los neutrones están distribuidos uniformemente sobre el volumen nuclear y el radio escala con el número másico A^1 . Sin embargo, se ha descubierto que la materia nuclear exótica puede aparecer con un nuevo tipo de estructura, la estructura de “halo” (Figura 2.1).

Por ejemplo, los núcleos exóticos ligeros cercanos a las *drip lines* de neutrones (protones) muestran una distribución espacial extendida de baja densidad de neutrones (protones) de valencia débilmente ligados rodeando una distribución compacta donde se encuentran la mayoría de nucleones. Algunos ejemplos de núcleos halo de interés son el ^{14}Be , ^{17}B y ^{19}C , ricos en neutrones, y ^8B , ^9C , ^{26}P y ^{27}S , ricos en protones.

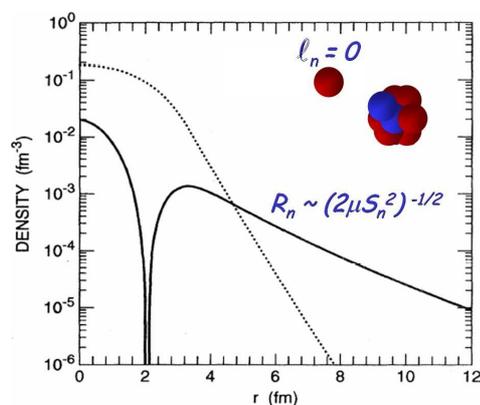


Figura 2.1: Distribución espacial del ^{11}Be , cuyo neutrón en exceso se encuentra débilmente ligado (su energía de separación² es muy pequeña) en una estructura de halo en onda *s*. Se distingue claramente una distribución limitada de 2 fm que corresponde al core y otra extendida que corresponde al neutrón.

¹ Si suponemos que el número de nucleones es proporcional al volumen (modelo de la gota líquida), y suponemos un volumen esférico, se obtiene la relación $R = R_0 A^{1/3}$. Experimentalmente se encuentra que R_0 tiene un valor del orden de 1,2 fm.

² La energía de separación es la mínima energía necesaria para arrancar a un núcleo su nucleón menos ligado.

2.3.1.2 Núcleos borromeos

En algunos casos estos sistemas de halo están formados por tres componentes: un core, y dos nucleones débilmente ligados (generalmente neutrones). En estos sistemas, si cualquiera de los constituyentes se retira, el núcleo se desintegra. Es por eso que se les conoce con el nombre de “núcleos de Borromeo” (Figura 2.2). Un ejemplo de ellos (y además el primer núcleo halo en ser descubierto), es el ^{11}Li . El ^{10}Li , que contiene un neutrón menos, no es ligado. Esto es debido a la *fuerza de apareamiento*, cuyo efecto es favorecer, minimizando su energía, a aquellos sistemas que tengan el mayor número posible de pares de nucleones de un mismo tipo ya sean protones o neutrones. El radio del ^{11}Li es mayor que el del ^{48}Ca y comparable al del ^{208}Pb .

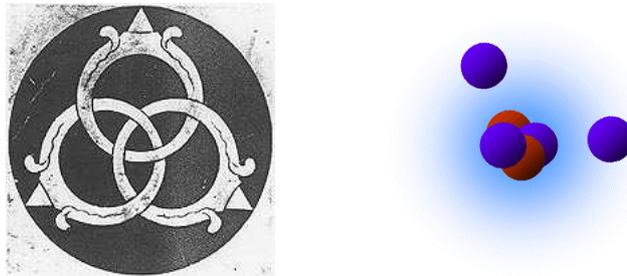


Figura 2.2: Izquierda: Símbolo heráldico de los príncipes de Borromeo, en donde se ve que los anillos están entrelazados de tal manera que la rotura de uno libera automáticamente los otros dos. Derecha: Núcleo de ^6He , de tipo Borromeo, y simulado en este trabajo, donde se aprecia la distancia de los dos neutrones al core, lo que le da sus propiedades: gran radio y baja densidad, entre otras.

En este trabajo se propone el estudio del núcleo con halo ^6He , el núcleo borromeo más simple que existe. Producido a partir del ^7He , o ^{11}Li , sufre desintegración beta a ^6Li . Está formado por dos neutrones débilmente ligados a un core formado por una partícula alfa (Figura 2.3). El valor experimental de su radio es de 2.1 fm [4]. Varios estudios se habían realizado antes, incluyendo un estudio de una supuesta mejor fusión basada en su menor densidad.

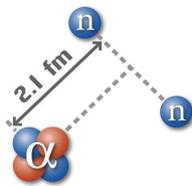


Figura 2.3: Los tres componentes del núcleo borromeo ^6He son una partícula alfa (^4He) y dos neutrones. El movimiento del core del ^6He respecto al centro de masas permite deducir el radio del núcleo y las relaciones entre los nucleones.

Se simulará la reacción elástica $^6\text{He}(p,p)^6\text{He}$ a 8 MeV/n. De los datos disponibles [5] se obtiene la Tabla 2.1. En cuanto a sus niveles, se dispone de los datos de la Tabla 2.2 [6].

Tabla 2.1: Caracterización de los núcleos participantes en la reacción elástica ${}^6\text{He}(p,p){}^6\text{He}$. N : número de neutrones, Z : número de protones, B/A : energía de ligadura por nucleón.

	N	Z	B/A (keV/n)	Masa (uma)
${}^1\text{H}$	0	1	0	$1.00782503207 \pm 10^{-10}$
${}^6\text{He}$	4	2	4878.02 ± 0.13	$6.0188891 \pm 8 \cdot 10^{-7}$

Tabla 2.2: Caracterización de los datos relevantes en cuanto a niveles. $T_{1/2}$: periodo de semidesintegración, J^π (fund): Spin y paridad del estado fundamental, S_n/S_p : energía de separación de un neutrón/protón, $Q[\beta^-]$: Balance de masas para la desintegración β^- .

	$T_{1/2}$	J^π (fund)	S_n (keV)	S_p (keV)	$Q[\beta^-]$ (keV)
${}^1\text{H}$	Estable	$\frac{1}{2}^+$	0	0	0
${}^6\text{He}$	806.7 ms	0^+	1867	26520	3507.8

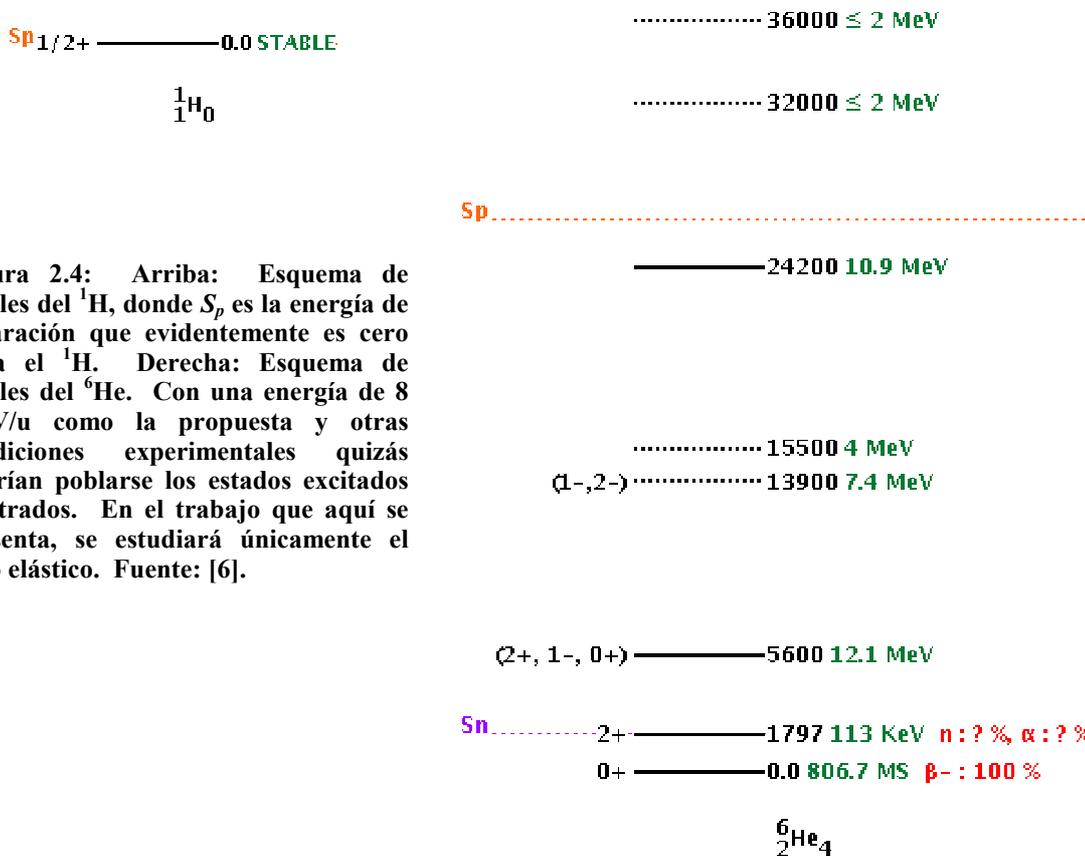


Figura 2.4: Arriba: Esquema de niveles del ${}^1\text{H}$, donde S_p es la energía de separación que evidentemente es cero para el ${}^1\text{H}$. Derecha: Esquema de niveles del ${}^6\text{He}$. Con una energía de 8 MeV/u como la propuesta y otras condiciones experimentales quizás podrían poblarse los estados excitados mostrados. En el trabajo que aquí se presenta, se estudiará únicamente el caso elástico. Fuente: [6].

2.3.2 NÚCLEOS DOBLEMENTE MÁGICOS

En estos núcleos, las capas tanto de neutrones como de protones están completamente cerradas. Propiedades de estos núcleos tales como las energías en el modelo de partícula independiente y las interacciones efectivas son ingredientes básicos para las teorías de estructura nuclear. También se usan como “cores” en los cálculos del modelo de capas, con el objetivo de reducir dimensiones en el espacio en el que se hace el cálculo. Las medidas realizadas con los núcleos doblemente mágicos permitirán generalizar, comprobar y desarrollar estas teorías y así poder describir a todos los núcleos.

Por ejemplo, se ha observado que en núcleos exóticos desaparecen las separaciones clásicas entre capas y aparecen otras nuevas, con lo que los números mágicos³ podrían ser diferentes para estos núcleos. Tomando como referencia la estructura de capas de los núcleos estables, uno de los núcleos ligados doblemente mágicos con mayor desproporción entre neutrones y protones es el ^{78}Ni . Sería interesante ver si de verdad se trata de un núcleo doblemente mágico y estudiar sus propiedades monoparticulares y su estructura, que se espera que sea inusual por el gran exceso de neutrones que presenta.

En astrofísica nuclear, se cree que la desintegración del ^{78}Ni es clave en el proceso de nucleosíntesis de elementos más pesados que el hierro en supernovas, y por lo tanto responsable de la producción de casi la mitad de los elementos pesados existentes en la naturaleza. En algunos modelos, esta producción se puede ver retardada por el ^{78}Ni debido a su condición de núcleo doblemente mágico. Al tener cerradas tanto las capas de protones como las de neutrones, se dice que es “noble” en el sentido nuclear, de la misma forma que un átomo de gas es noble en el sentido químico cuando tiene una capa de electrones completamente llena.

2.3.3 REACCIONES DE TRANSFERENCIA

Son una herramienta bien conocida y usada de forma general para explorar propiedades monoparticulares, como por ejemplo para estudiar el momento angular y los factores espectroscópicos asociados con estados de partícula independiente. En el contexto de haces secundarios, permiten estudiar el cierre de capas en núcleos no estables y explorar la evolución con el isospín de las propiedades y la estructura de partículas independientes. En astrofísica nuclear, las reacciones (d,p) pueden ser utilizadas para determinar las secciones eficaces de captura de neutrones que de otra manera no podrían ser medidas en el caso de haces exóticos.

³ Se conoce con el nombre de números mágicos aquel número de protones o de neutrones que dan una mayor estabilidad al núcleo. Si un núcleo posee un número mágico de protones y un número mágico de neutrones se dice que es un núcleo doblemente mágico. Se cree que están relacionados con el cierre de capas, en analogía con la física atómica.

Ejemplos de estas reacciones son:

- ${}^A_Z(p, d) {}^{A-1}_Z$
- ${}^A_Z(d, p) {}^{A+1}_Z$
- ${}^A_Z({}^3\text{He}, d) {}^{A+1}_{(Z+1)}$
- ${}^A_Z(d, {}^3\text{He}) {}^{A-1}_{(Z-1)} \dots$
- Etc.

También existen otros sistemas no ligados que pueden ser poblados con reacciones de transferencia, como son el ${}^5\text{H}$, ${}^7\text{He}$ o ${}^7\text{H}$, ${}^9\text{He}$, etc. Por ejemplo, la reacción ${}^{12}\text{C}({}^8\text{He}, {}^7\text{H} \rightarrow {}^3\text{H}, +4n){}^{13}\text{N}$ ha sido utilizada para encontrar el estado fundamental del ${}^7\text{H}$ [7]. En esta reacción, la partícula alfa que forma el core del ${}^8\text{He}$ transfiere un protón al carbono del blanco, produciendo la resonancia del ${}^7\text{H}$. Al tratarse de una resonancia, el núcleo así producido se separa en un tiempo muy corto en un núcleo de ${}^3\text{H}$ y cuatro neutrones. En el sistema laboratorio, debido a la cinemática inversa, el ${}^3\text{H}$ sale a bajas energías y orientado hacia delante, y es detenido e identificado en coincidencia con la identificación del ${}^{13}\text{N}$. Esto permite seleccionar canales de transferencia de al menos un protón.

Las reacciones de transferencia también son de interés en astrofísica nuclear. A las temperaturas de interés astrofísico las tasas de reacción están dominadas por la contribución de una o dos resonancias, de modo que la información acerca de sus propiedades (energía, espín y anchura) permite calcular la contribución a la tasa total de reacción. En estos casos, los blancos activos pueden ser utilizados para determinar estos parámetros usando técnicas como las reacciones de transferencia. Algunos ejemplos son las reacciones de tipo (d,p) y (${}^3\text{He},t$).

En este trabajo se estudia la reacción de transferencia de tipo *pick-up* (p. 20) ${}^{78}\text{Ni}(d,p){}^{79}\text{Ni}$ a 8.5 MeV/n, en la que además participa el núcleo doblemente mágico y rico en neutrones ${}^{78}\text{Ni}$. De los datos disponibles [5] se obtiene la Tabla 2.3. En cuanto a sus niveles, se dispone de los datos de la Tabla 2.4 [6].

Tabla 2.3: Caracterización de los núcleos participantes en la reacción de transferencia ${}^{78}\text{Ni}(d,p){}^{79}\text{Ni}$. N: número de neutrones, Z: número de protones, B/A: energía de ligadura por nucleón.

	N	Z	B/A (keV/n)	Masa (uma)
${}^1\text{H}$	0	1	0	$1.00782503207 \pm 1 \cdot 10^{-10}$
${}^2\text{H}$	1	1	1112.283	$2.0141017778 \pm 4 \cdot 10^{-10}$
${}^{78}\text{Ni}$	50	28	8230 ± 14	$77.963180 \pm 1.18 \cdot 10^{-3}$
${}^{79}\text{Ni}$	51	28	No hay datos	No hay datos

Al no existir datos para el ^{79}Ni , se han supuesto [8] dos estados excitados, uno a 1.5 MeV del estado fundamental, correspondiente a un $Q = 1.5$ MeV y otro a 3 MeV, correspondiente a un $Q = 0$ MeV, como se ve en la Figura 2.6.

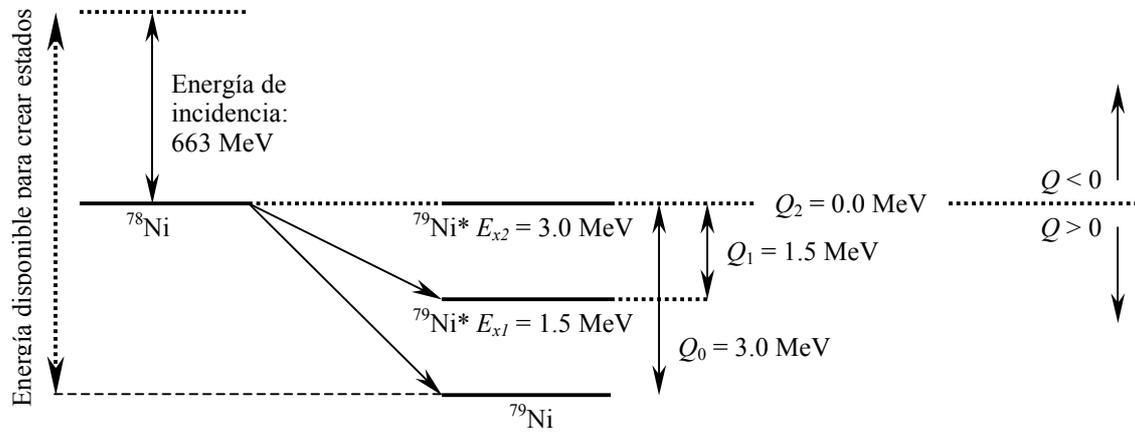


Figura 2.6: Esquema de niveles propuesto para la reacción $^{78}\text{Ni}(d,p)^{79}\text{Ni}$ a 8.5 MeV/nucleón, donde se ven los valores de las energías de excitación E_x para el núcleo hijo ^{79}Ni , y los valores de Q que se obtendrían en cada caso. La energía de incidencia se podría invertir en la creación de estados excitados para cuya existencia habría que aportar energía (canales de reacción con valores de Q negativos).

3 Descripción del detector ACTAR

En este capítulo se repasarán algunos fenómenos físicos que intervienen en la detección de la ionización en gases, para luego explicar el funcionamiento genérico de una cámara de ionización gaseosa. Se verán algunos ejemplos de detectores de tipo blanco activo que se han desarrollado en el campo de la física nuclear, en concreto IKAR [9], TACTIC [10] y recientemente MAYA [11, 12]. Finalmente se comentarán las características de ACTAR.

3.1 Proceso de ionización en gases

En el proceso de ionización de un gas pueden ocurrir dos procesos. Por un lado, la simple excitación de las moléculas del gas, por otro, la ionización de las mismas si la energía aportada es suficiente para arrancarle uno o varios de sus electrones. Esto último puede suceder por interacción directa con la partícula incidente o por un proceso secundario en el que parte de la energía de la partícula incidente se transfiere a un electrón. La cantidad física de interés es entonces el número total de pares de carga creados en el camino de la radiación.

Para que ocurra el proceso de ionización, la energía transferida por la partícula debe ser igual o superior a la energía de ionización de la molécula de gas, sino se produciría simple excitación, pero no se extraerían los electrones de los átomos. En general esta energía es como mínimo de unos 10 a 20 eV.

Se define como W la energía media perdida por la partícula incidente por par formado. Para gases tiene un valor aproximadamente constante entre 30 y 35 eV. Haciendo un cálculo sencillo, para una partícula con una energía de 1 MeV atravesando un gas con $W = 30$ eV, se formarían unos 30 000 pares. Esta proporcionalidad hace que sea posible determinar la energía depositada midiendo el número de pares formados.

3.1.1 DIFUSIÓN Y DERIVA

La teoría clásica de la cinemática en gases puede ser utilizada para determinar las propiedades de la deriva y la difusión de electrones. Sometidos a un campo eléctrico E , los electrones adquieren un movimiento en la dirección del campo aplicado pero en sentido opuesto. La velocidad adquirida en este movimiento se llama *velocidad de deriva* (w) y se define como:

$$w = \frac{eE}{m} \left\langle \frac{\ell}{v} \right\rangle = \frac{eE}{m} \tau$$

donde v es la velocidad instantánea de los electrones, ℓ es el recorrido libre medio, e y m son la carga y masa del electrón y τ el tiempo medio de colisión.

La desviación estandar σ para una distribución de cargas con perfil gaussiano viene dada por:

$$\sigma = \sqrt{\frac{2Dx}{w}}$$

donde D es un coeficiente de difusión dependiente del gas, y x es la longitud de deriva.

Durante el proceso de deriva tanto la nube iónica como la de electrones sufren el efecto de difusión en el gas. Los iones son más lentos en el proceso de deriva. La velocidad de deriva de los electrones depende de la mezcla de gas, del campo y de la presión. Sin embargo, pueden darse comportamientos no lineales, de modo que al aumentar el campo eléctrico significativamente, se produce un rápido incremento resonante de la sección eficaz de dispersión elástica, sobre todo en el caso de gases nobles. De este modo, la difusión por colisiones elásticas puede dominar a la difusión de carácter puramente térmico.

3.2 *Funcionamiento de una cámara de ionización*

De entre los diferentes tipos de detectores sensibles a la radiación, destacan los detectores que usan gas como medio de detección. Éstos se basan en la capacidad de las radiaciones (de origen atómico o nuclear), para ionizar un gas y producir una señal eléctrica medible. El desarrollo de la tecnología de los detectores de gas, desde principios de siglo hasta nuestros días, los convirtió en una de las herramientas fundamentales en el estudio y descubrimiento de las propiedades subatómicas.

Los componentes esenciales de una cámara de ionización son sus dos electrodos colectores: el ánodo y el cátodo (el ánodo está cargado positivamente con respecto al cátodo). En muchos casos, se aplica un potencial entre los electrodos generando un cierto campo eléctrico en la zona de conversión y deriva. El voltaje más apropiado depende de varios factores, como por ejemplo, el tamaño de la cámara (cuanto más grande, más voltaje se requiere).

Se pueden distinguir ciertos procesos en el funcionamiento de un detector gaseoso:

- Ionización del gas por una partícula cargada.
- Transporte o deriva de los pares creados hacia los electrodos.
- En ocasiones, existe una etapa final de amplificación

El movimiento de las partículas cargadas rápidas a lo largo de la cámara ioniza los átomos o moléculas del gas es decir, crea pares de iones (en el caso de radiación neutra, esta debe transformarse primero en alguna partícula cargada para que tenga lugar la detección). Por ejemplo, este proceso de ionización puede involucrar a un electrón que se ha arrancado de una molécula del gas. El electrón liberado sería el miembro negativo del par iónico y la molécula cargada positivamente sería el miembro positivo. El campo eléctrico creado por la diferencia de potencial entre el ánodo y el cátodo atrae a los iones negativos al ánodo y a los positivos al cátodo. Esta interacción tiene lugar en la zona de conversión/deriva del detector. El movimiento de iones hacia los electrodos produce un pulso eléctrico que puede ser amplificado en la etapa final.

De forma esquemática, el principio de funcionamiento de una cámara de ionización se puede ver en la Figura 3.1, donde se muestra una cámara de geometría cúbica en sus vistas lateral y frontal.

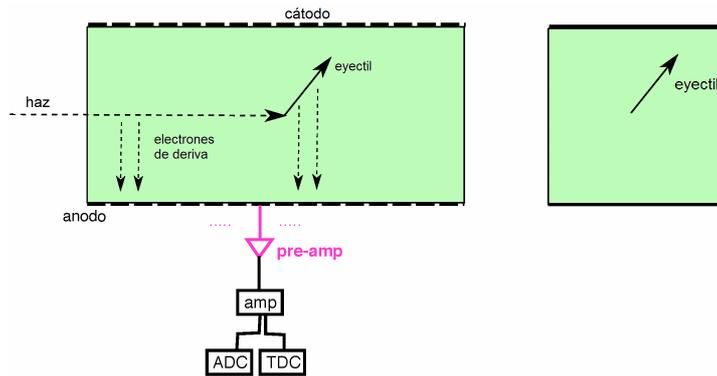


Figura 3.1: Vistas lateral y frontal de una cámara de simetría cúbica. El haz entra en el volumen activo de la cámara e ioniza el gas. Los electrones producidos en esta ionización derivan hasta el ánodo. Es posible que el haz sufra una interacción con el gas y surja algún producto de esa reacción (eyectil).

El principio de funcionamiento de ACTAR se hereda de las cámaras de proyección temporal o TPC (*Time Projection Chamber*). Una TPC es un detector de partículas que consiste en una cámara de ionización rellena de gas. A lo largo de su longitud se establece un campo eléctrico entre cátodo y ánodo. Además de este campo eléctrico se puede aplicar un campo magnético, para conseguir que trayectorias muy largas queden contenidas dentro del volumen, ya que de otro modo saldrían del mismo. La reconstrucción del vértice de reacción se hace de la siguiente manera:

- Los electrones de ionización producidos por las partículas cargadas que han pasado a través del gas del blanco activo derivan bajo la influencia del campo eléctrico hacia el plano de lectura, donde producen avalanchas en el ánodo. El plano de proyección está pixelizado en *pads*⁴. Típicamente, la carga de una avalancha se esparcirá sobre varios *pads*, y las distribuciones de carga resultantes se pueden utilizar para calcular la localización del vértice en dos dimensiones.
- La señal en cada uno de los *pads* en el blanco activo también se muestrea en el tiempo, es decir, se mide el tiempo de deriva desde que tiene lugar un evento hasta que la nube de electrones llega al *pad*. A partir de este muestreo se puede determinar el tiempo de llegada del pulso, lo que proporciona una medida de la distancia de la traza a ese *pad*. Así se consigue la reconstrucción tridimensional de las trazas.

La carga colectada en los *pads* permite calcular la pérdida de energía, dado que a mayor carga ha habido un flujo mayor de electrones, lo que significa que se han formado más pares en el proceso de ionización. Todo esto permite la identificación de las partículas que se han producido en la interacción del haz con el gas.

⁴ Un *pad* es una unidad de división independiente en una superficie pixelizada. Sería cada una de las pequeñas celdas en las que se divide la superficie del cátodo, estando cada una de ellas conectada a su propia electrónica de forma independiente.

3.3 Detectores precedentes

3.3.1 IKAR

IKAR [9] es una cámara de ionización cuyo principio de detección es el de los blancos activos, es decir, funciona a la vez como blanco y como detector. Fue desarrollado en el PNPI [13] y fue usado previamente para estudiar scattering elástico de hadrones a ángulos pequeños [14].

Está ideado para ser utilizado en cinemática inversa y con gases ligeros como por ejemplo hidrógeno. Los iones del haz interactúan con los protones del gas de la cámara. Tiene una aceptación de 2π en ángulo azimutal para la detección de los protones de retroceso. Este detector puede operar a altas presiones, del orden de unas 10 atm. Está preparado para aceptar haces con una tasa menor o igual a 10^4 pps en sus 30 mg/cm^2 de grosor.

Posee 6 secciones independientes ánodo – cátodo idénticas para recoger la carga derivada. Cada módulo contiene una placa anódica, una placa catódica y una rejilla, estando todos los electrodos organizados en dirección perpendicular a la dirección del haz. Las señales provenientes de los electrodos proporcionan la energía del protón dispersado, o su pérdida de energía en caso de que salga del volumen activo. También proporcionan su ángulo de dispersión y las coordenadas de la interacción en el espacio entre rejilla y cátodo (Figura 3.2).

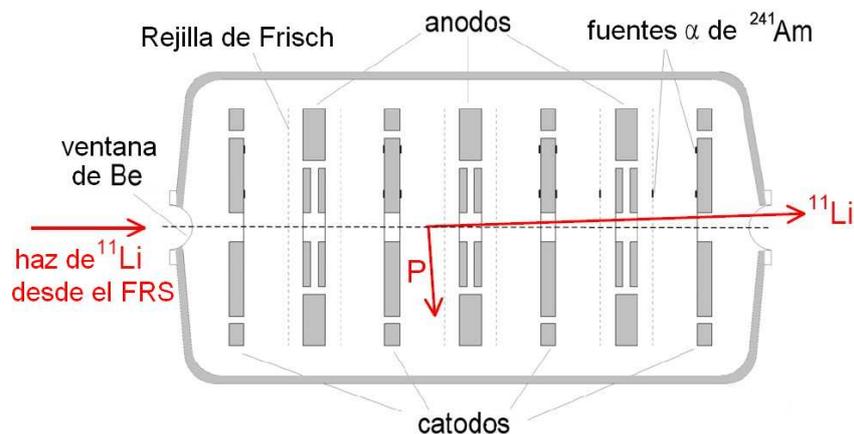


Figura 3.2: Esquema que muestra las partes más relevantes del detector IKAR

Sin embargo, está limitado a la detección de elementos más livianos que el carbono. Se ha utilizado con éxito en el GSI [15], concretamente en el FRS [16], y recientemente en la Cave C (aunque no con éxito).

3.3.2 TACTIC

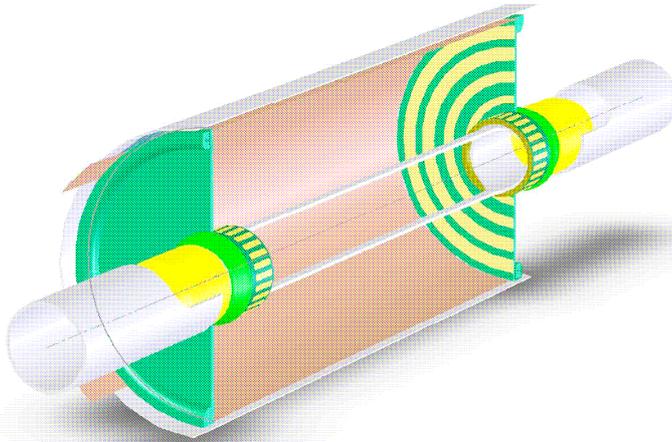


Figura 3.3: Corte tridimensional del detector TACTIC. Se ve la estructura interna que soporta a los hilos que conforman el cátodo y también los anillos de las tapas que sirven para orientar el campo de deriva. Tomado de [17].

Las siglas de TACTIC [10] vienen del inglés “*TRIUMF Annular Chamber for Tracking and Identification of Charged particles*”, y hacen referencia a un detector de tipo blanco activo que aúna las propiedades de cámara de ionización cilíndrica y TPC (Figura 3.3). Esto último se consigue combinando la cámara con unas láminas multiplicadoras de electrones o GEM (“*Gas Electrón Multiplier*”). Este detector se ubicará en TRIUMF, Canadá.

El objetivo de este detector es el de medir directamente reacciones nucleares claves en la nucleosíntesis y generación de energía en entornos explosivos como novas, supernovas y estrellas de rayos X. En concreto, la motivación del diseño de este detector se encuentra en el estudio de la reacción ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ [18], que requiere una alta eficiencia, y conjuntos de detectores que cubran un gran ángulo sólido y que tengan un bajo umbral de detección, siendo algunos de estos requisitos necesarios también para ACTAR, como ya se comentó en la introducción.

Este detector se utiliza con haces de energías entre 0,1 y 2 MeV/u (correspondientes a una $T = 109$ K). Los haces son radioactivos, lo cual implica baja intensidad y mucho fondo, y secciones eficaces muy bajas (menores que 1 mbarn). Permitirá detectar partículas cargadas de baja energía en medidas directas de reacciones de interés astrofísico, con una gran cobertura en ángulo sólido. Para reconstruir las trayectorias e identificar a las partículas, se medirán la pérdida de energía, y el tiempo de deriva. Posiblemente estará rodeado de un conjunto de detectores de fotones formados por cristales de BGO. El diseño es lo suficientemente versátil para ajustarse a otros experimentos como la fusión de ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ a baja energía o la reacción ${}^{18}\text{Ne}(\alpha, p){}^{21}\text{Na}$.

Se ha desarrollado un código para TACTIC con GEANT4, al igual que se ha hecho para ACTAR, que simula un prototipo de cámara cilíndrica. Con este código se pretende estudiar con qué precisión se puede reconstruir el punto de reacción a partir de las señales del ánodo, cuáles son las resoluciones en energía y ángulo, etc. Sin embargo en simulaciones preliminares se ha encontrado que no reproduce bien los poderes de frenado de partículas cargadas de baja energía [19].

3.3.3 MAYA

El comportamiento de MAYA [11] es esencialmente el de una cámara de ionización, en la cual el gas es a la vez el blanco. En ella se pueden distinguir tres zonas:

1. Zona activa: Es el volumen que ocupa el gas. La presión se ajusta para detener el producto pesado de la reacción dentro de este volumen, y que a su vez recorra un alcance medible. En esta zona, una partícula cargada ionizará el gas que encuentre a su paso en el interior del detector. Las moléculas ionizadas se verán entonces afectadas por un campo eléctrico aplicado en el área activa, el cual separa los iones de los electrones arrancados. Esta nube de electrones deriva hasta una zona de amplificación donde se recoge una señal proporcional a la energía perdida por la partícula ionizante.

2. Zona de amplificación y recolección: En la zona de amplificación, el cátodo está segmentado en 1000 celdas hexagonales independientes, de 5 mm de lado, en las que se induce la carga procedente de la ionización de las partículas involucradas en la reacción, previamente amplificada por un plano anódico formado por hilos situados sobre el cátodo segmentado. La medida del tiempo de deriva de los electrones creados en la ionización del gas hasta el plano de ánodos, y la carga recogida en cada una de las celdas del cátodo segmentado, permite una reconstrucción en tres dimensiones de las trazas de las partículas ionizantes dentro del detector. Esto permite reconstruir completamente la cinemática de la reacción, y calcular la energía de excitación de la resonancia, a través del cálculo del alcance y el ángulo de la partícula de retroceso, la cual pierde toda su energía y se detiene dentro del detector.

3. Zona de identificación: La partícula dispersada tiene suficiente energía para abandonar el volumen activo ocupado por el gas, y ser detenida e identificada en un muro formado por una matriz de detectores de cristal de yoduro de cesio (CsI) colocado en la parte posterior de MAYA. La identificación de la partícula dispersada constituye una primera selección del canal de reacción.

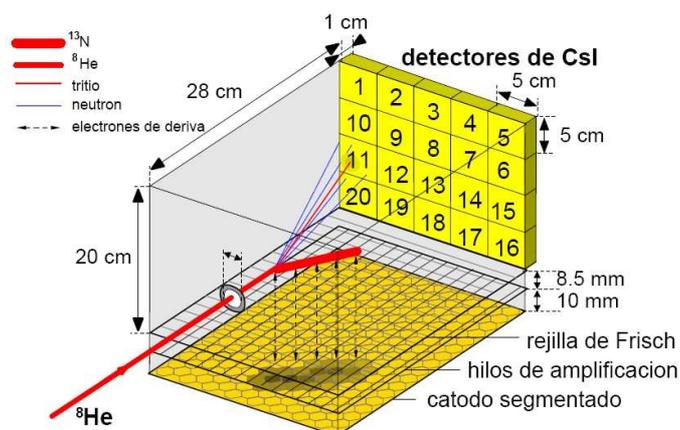


Figura 3.4: Representación esquemática de MAYA. El suceso mostrado corresponde a una posible formación y detección de la resonancia de ${}^7\text{H}$ en la reacción de transferencia ${}^{12}\text{C} ({}^8\text{He}, {}^7\text{H} \rightarrow {}^3\text{H}, +4n) {}^{13}\text{N}$. El gas utilizado para este experimento fue el isobutano (C_4H_{10}) a 26 y 30 mbar [7].

MAYA es uno de los pocos aparatos que existen en el mundo de su tipo. Muchos experimentos exitosos se han realizado con este detector, como por ejemplo, la identificación de la resonancia del ^7H y su anchura [7] (Figura 3.4). Sin embargo hay ciertas limitaciones en este detector de primera generación y por eso se ha propuesto un nuevo detector para ser construido en el marco de la Comunidad Europea. Este detector es ACTAR.

3.4 ACTAR

ACTAR es un proyecto de investigación internacional en el que participa una colaboración de científicos de distintas instituciones de la Unión Europea, y forma parte de la iniciativa EURONS (“*EUROpean Nuclear Structure*”). Se trata de un proyecto de I+D para desarrollar sistemas innovadores de detección de tipo blanco activo para estudiar la estructura de núcleos extremadamente exóticos por medio de reacciones directas en cinemática inversa.

ACTAR es muy similar a MAYA. Algunas características de este blanco activo se listan a continuación [1]:

1. Zona activa (gas)

El gas utilizado depende del experimento, pero los más comunes son hidrógeno, deuterio, ^3He y ^4He , ya sea como blancos puros o mezclados con gases de detección estándar como el isobutano C_4H_{10} . Este gas orgánico pesado se usa principalmente para obtener un poder de frenado alto. En la literatura se encuentra muy poca información acerca de estas mezclas para gases detectores. El precio de gases especiales como el deuterio y el ^3He hace que sea necesario su reciclado, lo que requiere el desarrollo de un método de purificación.

La necesidad de un alto poder de frenado y blancos altamente densos sugiere el uso de gases a baja temperatura (por debajo de 20 K). Esto permite una ganancia en densidad de un orden de magnitud para temperaturas alrededor de 30 K a la misma presión. En este caso, la electrónica debe ser capaz de manejar tiempos de deriva muy grandes. El mayor problema sería la disipación de potencia de la electrónica.

2. Campos magnéticos externos

Muchos detectores tipo TPC utilizan también campos magnéticos, solenoidales o bipolares, ya que la curvatura resultante de la trayectoria se puede utilizar para determinar el momento de la partícula. El campo magnético también reduce el esparcimiento de la nube de carga resultando en una mejor resolución espacial.

Las partículas de retroceso en cinemática inversa tienen energías en el rango de 1 MeV hasta 100 MeV como función del ángulo en el centro de masas, con lo que las partículas de gran energía saldrán del gas detector. La solución más general para medir con una buena precisión la energía de estas partículas es la de aplicar un campo magnético externo del orden de 1 a 3 T y entonces medir la curvatura de las trayectorias. Para ello hay que investigar cual es la geometría óptima.

3. Un amplificador tipo GEM (“Gas Electron Multiplier”)

La búsqueda de nuevos métodos para obtener ganancias grandes y estables en detectores gaseosos es objeto de continua investigación. Los GEM [20] son un concepto novedoso en cuanto a estructuras de amplificación para detectores gaseosos. Heredan por un lado la simplicidad de las MSC (“Multi-Step Chamber”) [21] y por otro lado las ventajas del uso de campos grandes como en el caso de MICROMEGAS [22] y CAT (“Compteur A Trou”) [23], pero siendo mucho más simples de implementar mecánicamente y más versátiles. Son relativamente fáciles de construir utilizando la tecnología estándar de circuito impreso multicapa. Se pueden usar como amplificadores o preamplificadores.

Un electrodo GEM consiste en una hoja delgada de compuesto con dos láminas de metal separadas por un aislante delgado, y agujereadas por una densa matriz regular de canales abiertos, típicamente de unos 50 μm de diámetro (Figura 3.5). El electrodo del GEM, insertado en el camino de la nube electrónica en un detector gaseoso, permite transferir la carga con un factor de amplificación cercano a 10, para un aislante de 25 μm de grosor, aunque se esperan factores más grandes para grosores menores. Gracias al efecto focalizador del campo, hay una alta eficiencia para la transferencia de carga, y el denso espaciado de los canales reduce distorsiones de imagen.

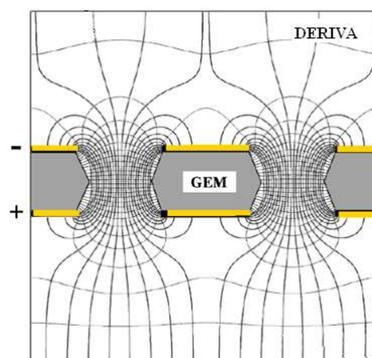


Figura 3.5: Líneas equipotenciales creadas por el campo que amplifica la señal de los electrones en un GEM.

Además, han demostrado tener una respuesta uniforme y soporte de alta tasa. Acoplado a otros aparatos, como cámaras multihilos o de micropistas, el electrodo GEM permite obtener ganancias más altas. También se pueden montar redes de múltiples GEMs en el mismo volumen de gas para obtener factores de amplificación más altos en una sucesión de pasos.

4. Un plano catódico pixelado en pads

El objetivo de ACTAR es el de proporcionar la reconstrucción en tres dimensiones de las trazas que han dejado las partículas en su paso a través del área activa, después de haber sufrido una reacción nuclear, así como realizar medidas de pérdida de energía de las mismas. Estas medidas permitirán la reconstrucción de muchos parámetros cinemáticos, como la dirección del proyectil, antes y después de la reacción, el alcance y la energía del núcleo de retroceso y su ángulo de dispersión.

Esto se puede conseguir recolectando la carga inducida en los pads situados en el plano de proyección de la nube de electrones de deriva (Figura 3.6). Las dimensiones de estos pads se optimizan para alcanzar un equilibrio entre resolución y coste, y suelen ser del orden de $5 \times 5 \text{ mm}^2$. Para obtener una completa determinación de las coordenadas (x, y, z) para cada parte de la trayectoria, se deben medir dos señales: las amplitudes de carga inducida en cada uno de los pads, que dan información de las coordenadas x e y e identifican a la partícula, y el tiempo de llegada de los pulsos a cada pad, que da la componente z , como ya se discutió en el apartado 3.2.

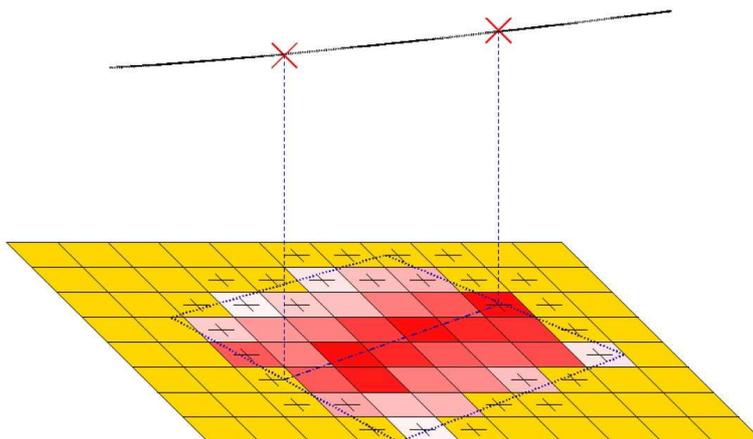


Figura 3.6: Plano catódico formado por pads de geometría cuadrada. A su paso por el volumen activo del detector, la partícula incidente producirá una nube de electrones de deriva que proyectarán la traza de la partícula sobre el plano de pads, al depositar su carga en ellos, y normalmente inducirán algo de carga en algunos de los pads adyacentes. El tiempo de deriva y la pérdida de energía calculada a partir de la señal de los pads permiten reconstruir el punto de interacción y la partícula interaccionante. Tomado de [24].

4 Descripción del código utilizado

En estas simulaciones se ha utilizado el código ActarSim [25], creado específicamente para la simulación del detector ACTAR. Este programa permite simular la geometría del detector, rastrear a las partículas de interés y estudiar su pérdida de energía, etc., gracias a la integración con el paquete de software GEANT4 [26] (versión 4.8.1.p01). Este paquete fue desarrollado en el CERN para la simulación del paso de partículas cargadas a través de la materia.

Además se han introducido modificaciones para la adición de generadores de eventos y modelos físicos (librerías de bajas energías), y para la simulación de la cinemática de reacciones nucleares, a través de una subrutina llamada CINE.

Para utilizar esta subrutina, se ha traducido, adaptado e integrado con el resto de las librerías de ActarSim el programa CINE.FOR, cuya autoría se debe al Dr. Wolfgang Mittig. Este pequeño programa calcula la cinemática relativista de reacciones nucleares a dos cuerpos. La salida de CINE son los ángulos y energías de ión incidente y dispersado después de la interacción, que pueden ser utilizados como datos de entrada para el Montecarlo realizado por GEANT4.

Debido al desarrollo y mantenimiento que todavía se realiza, el código sufre actualizaciones y mejoras continuas. La última versión se encuentra siempre disponible en el repositorio [27].

La configuración experimental del detector es específica de cada experimento. El código es flexible en cuanto a estas configuraciones y permite que el usuario pueda modificar muchos parámetros del detector. En este capítulo se hará una descripción de la forma en la que el programa define y maneja aspectos de interés como son la geometría, generación de vértices de reacción, deriva de electrones y colección de carga en los pads.

4.1 Descripción geométrica

El código permite simular un volumen de gas (se pueden introducir diferentes presiones de interés para este gas) con geometría cúbica (“*box*”) o cilíndrica (“*tube*”). Es posible especificar las dimensiones de la cámara, en el caso de geometría cúbica, dando los valores de la semilongitud de cada lado, y en el caso de la geometría cilíndrica, el radio del cilindro y la semialtura del mismo. El origen del sistema de coordenadas se sitúa según la Figura 4.1.

También es posible simular un aislamiento para el haz, definido como un tubo dentro del cual se mantiene al haz confinado. De este modo, la ionización se simula dentro y solo salen los productos. Se puede fijar la longitud y los radios interno y externo del mismo, así como el material del que está hecho.

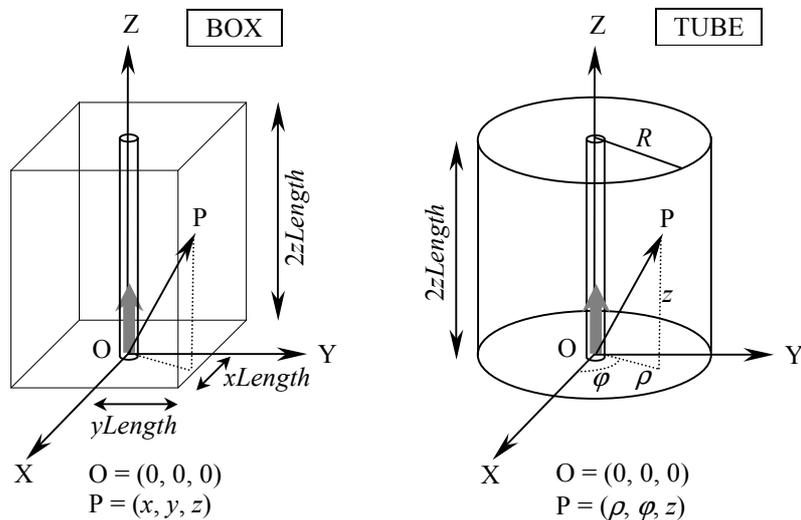


Figura 4.1: Detalle de las geometrías cúbica y cilíndrica, mostrando la posición del origen de coordenadas en una de las caras del detector y el aislamiento para el haz (Figura 4.2). Las magnitudes *xLength*, *yLength* y *zLength* son las semilongitudes del detector en las direcciones X, Y y Z. El haz viaja según \hat{z} .

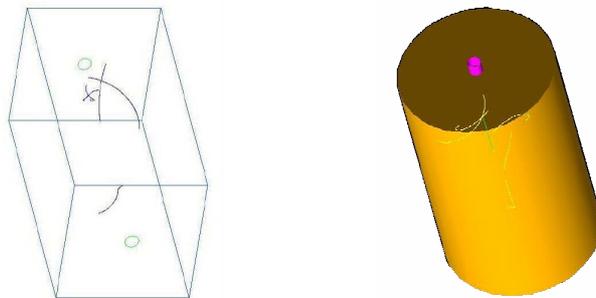


Figura 4.2: Diferentes opciones de visualización (*wireframe* y *surface*) de las geometrías de la Figura 4.1 durante la ejecución del programa. Se distingue el aislamiento tubular. Tomado de [24].

Se ha pixelizado en pads el plano de proyección de la nube electrónica generada por las trazas. En ambas geometrías, cúbica y cilíndrica, se puede elegir entre la simulación de pads cuadrados (no rectangulares) o hexagonales, así como también se puede especificar su tamaño (la longitud de los lados). La mejor resolución de la traza proyectada sobre el plano de pads se obtiene en dos direcciones si se usa un pad cuadrado, y en tres direcciones si se usa uno hexagonal, direcciones marcadas por la orientación de las caras del pad, como se ve en la Figura 4.3.

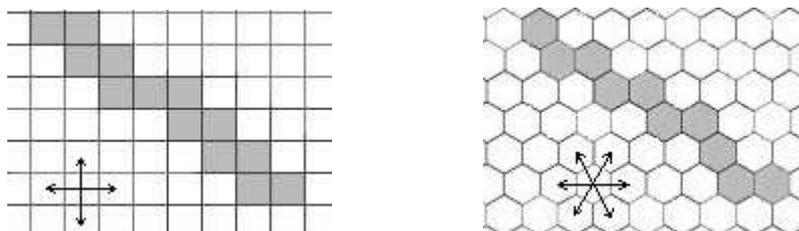


Figura 4.3: Izquierda: pads cuadrados. Derecha: Pads hexagonales. Se marcan las direcciones en las que puede reconstruirse la traza. En el caso de pad cuadrado, solo hay 2 direcciones, y la resolución puede cambiar según se escojan 4 pads vecinos u 8. En el caso de pad hexagonal, existen 3 direcciones.

Se pueden definir campos magnético y eléctrico de componentes constantes en cualquiera de las geometrías. En ambas geometrías los campos se definen dando el valor de sus componentes x , y y z . En el caso de geometría cúbica, el campo eléctrico suele definirse transversal a la dirección de avance, mientras que en la geometría cilíndrica puede ser radial o longitudinal, con el objetivo de marcar una dirección de deriva determinada.

4.2 Generación de eventos

Se puede controlar la generación de eventos seleccionando uno de los tres tipos de interacciones siguientes (son excluyentes):

A) Seguir a una partícula o grupo de partículas definidas en la lista de partículas de GEANT4. Con esta opción se pueden fijar: el tipo de partícula a simular, la energía de incidencia, la dirección inicial, etc. Interesante para estudiar alcances cuando la opción de “*haz realista*” (sección 4.2.1) está desactivada.

B) Seguir una reacción predefinida a partir de un archivo.

C) Seguir una reacción calculada por CINE. Este es el modo seleccionado en este trabajo. En este caso hay que fijar los valores de las magnitudes cinemáticas de la reacción bajo estudio⁵.

⁵ Las mismas que eran necesarias en CINE.FOR: el número atómico, la masa atómica, la carga y la energía de excitación de los participantes, el Q de la reacción, la energía de incidencia, y el ángulo theta con el que se quiere que salga la partícula dispersada, al que se le puede dar un valor fijo o aleatorio.

4.2.1 GENERACIÓN DE VÉRTICES

Lo normal es utilizar como gas de relleno aquel formado por el núcleo que queremos utilizar como blanco, ya sea en forma de gas puro o de mezcla formada por un gas de base (por ejemplo, isobutano) y el gas blanco.

La posición del vértice de la reacción se puede simular de dos maneras:

1. Por defecto, éste se sitúa en el origen del sistema de coordenadas, con lo cual nunca se llega a hacer el rastreo del ión incidente, sino que se simulan solo los productos de la reacción, a partir de los datos de energía y ángulo suministrados por una de las opciones A, B o C explicadas al inicio de este apartado. Así, se suprime de la simulación a los electrones generados por el propio haz, que interfieren con la señal producida por los electrones que generan los productos.

2. Sin embargo, también es posible hacer una simulación de “*haz realista*”, En ella, la posición del vértice a lo largo de la dirección de avance del haz se genera teniendo en cuenta la atenuación exponencial del haz, debida a su interacción natural con la materia (en este caso, el gas de relleno de la cámara). En cuanto a la posición en el plano transversal a la dirección de avance, el vértice se genera según una distribución con perfil gaussiano centrada en $(0, 0, z)$, con una anchura a media altura (*FWHM*) de 1 cm (modificable), y una ventana de 10 mm (también modificable) que simula el diámetro del haz.

En la segunda opción, se simula el ión del haz incidente y se guardan los datos del rastreo solo hasta que tiene lugar la reacción. A partir de ahí, la energía del ión en ese punto se envía como energía de incidencia a GEANT4, o bien a la subrutina CINE (en el caso de que esté activada), para que calcule la cinemática de los productos salientes. La información obtenida con CINE se le envía entonces como entrada a GEANT4 para que haga la simulación Montecarlo de los productos de la reacción.

4.3 Simplificación de trazas

La gran cantidad de pasos (miles por cada traza) que se obtienen en una simulación con GEANT4 generan un problema de espacio importante⁶, además de ralentizar las simulaciones. Se ha introducido una nueva forma de guardar los pasos que forman cada traza, creando un nuevo concepto de traza de estructura simplificada, formada no por pasos sino por unos pocos “*strides*” (zancadas), con el objetivo de

⁶ Del orden de 4 Gb para 10^8 pasos generados en una simulación estandar de unos 1000 eventos.

reducir el consumo de espacio mientras se mantiene toda la información importante⁷. Esta información incluye:

- La energía depositada (suma de la energía de los pasos que lo forman).
- Los puntos inicial y final del *stride*.
- El número de pasos que forman cada *stride*.
- La longitud del *stride* (suma de las longitudes de los pasos).
- Un número identificativo.

4.4 Deriva y difusión

GEANT4 no realiza el transporte de partículas por debajo de 1 keV [28, 29], que es la energía de corte por defecto de GEANT4, sino que se limita a depositar toda la energía de la partícula simulada y no genera partículas secundarias. Es decir, tiene en cuenta esta pérdida de energía en el cálculo de las pérdidas de la partícula simulada, pero solo genera secundarios con energías por encima de 1 keV.

En el caso que nos ocupa, estos secundarios son electrones. Son precisamente estos electrones los que derivan e inducen carga en los pads del detector. Incluso al aplicar un campo, GEANT4 no es capaz de propagar a los electrones y son absorbidos en el medio después de atravesar unas pocas micras debido al proceso de ionización, con lo que nunca llegan al pad.

Por ejemplo, en el cálculo del apartado 3.1, GEANT4 solo produciría unos centenares de electrones. Hay que recurrir entonces a otros métodos, como calcular el número de electrones que faltan a partir de la energía depositada o utilizar programas externos para simular esta deriva (como por ejemplo GARFIELD [30]).

La solución utilizada en este trabajo ha sido la siguiente:

- Usar GEANT4 para la producción y rastreo de las partículas primarias y las secundarias más energéticas (energía de corte > 1 keV).
- Guardar la posición y la energía depositada para cada una de las trazas en un archivo de simulación.
- Crear en una macro externa unas funciones de deriva y difusión de las nubes electrónicas, y la inducción de carga en el plano de pads proyectando directamente la traza sobre dicho plano.

⁷ Así, 1000 eventos producen del orden de 10^5 *strides*, que solo ocupan unos 200 Mb, aunque esto depende de varios parámetros, en particular de la longitud máxima fijada para el *stride*, que es modificable por el usuario.

Esta macro produce un archivo de salida nuevo a partir del archivo de simulación obtenido con GEANT4. Primero se fija la geometría simulada con GEANT4 y los parámetros de deriva y difusión, y se calcula la posición de los *strides* en el plano de pads después de la deriva. El código realiza un bucle que recorre todos los *strides* de cada evento del archivo de simulación. La proyección de cada *stride* sobre el plano de pads se hace teniendo en cuenta los parámetros de deriva y difusión. Luego se calculan los pads que contienen carga, y la propia carga inducida por los electrones en cada pad cercano a la proyección del *stride*. En el nuevo archivo generado por la macro se guardan estos pads y la carga que contienen para posteriores análisis.

A continuación se explican con detalle las diferentes partes de la macro, cada una con funciones bien definidas:

4.4.1 GEOMETRÍA

Tiene en cuenta cuál es el plano de proyección (sección 4.4.3), la geometría de cámara y pads y sus dimensiones, y si se ha simulado o no un aislamiento para el haz.

La geometría de los pads se calcula a partir de la longitud del lado, en caso de pad cuadrado, o de la longitud de la *apotema*⁸, en caso de pad hexagonal. El usuario introduce un tamaño de pad, (es decir, el tamaño del lado), que podría verse ligeramente alterado dentro de la macro, ya que el código intentará colocar un número entero de pads a lo largo de cada uno de los ejes del plano de proyección.

De este modo se conoce el número exacto de pads que se pueden situar a lo largo de cada eje, es decir, se conoce el número de filas y columnas que contiene el plano de proyección. Se le asigna a cada pad el número de fila y columna que le corresponde, y un número de pad. Las filas se colocan de modo que sean paralelas a la dirección de avance del haz en el caso de proyección sobre el plano XY. Los pads se numeran fijando una fila y recorriendo las columnas, según la Figura 4.4. Así, es posible determinar, dada una fila y una columna, el número de pad, y viceversa.

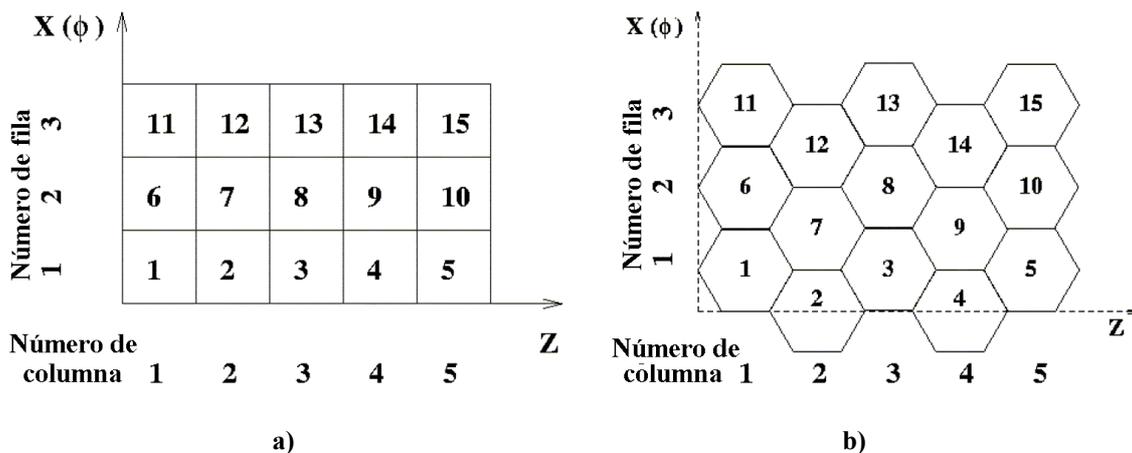


Figura 4.4: Colocación y numeración de pads y columnas en un ejemplo con 3 filas y 5 columnas. a) Pads cuadrados. b) Pads hexagonales, donde la estructura de pads es periódica.

⁸ *Apotema*: Línea perpendicular trazada desde el centro de un polígono regular al punto medio de uno de sus lados.

Se incluyen funciones auxiliares para calcular el centro de un pad y para saber en que pad se encuentra un punto (x, y, z) determinado.

4.4.2 DERIVA Y DIFUSIÓN

Aquí se calcula la posición después de la deriva, haciendo la proyección en el plano de pads, y teniendo en cuenta los parámetros de deriva (velocidad de deriva, coeficientes de difusión, etc.) y la geometría. Los parámetros de difusión y deriva se toman de datos experimentales para cada gas y se pueden considerar constantes sin incurrir en mucho error.

Al enviarle un *stride*, tiene en cuenta cual es el plano del detector en el que debe hacer la proyección (sección 4.4.3), se asegura de que el *stride* esté contenido en los límites de la cámara, y a continuación aplica el algoritmo de proyección, que calcula la nueva posición sobre el plano de pads y el tiempo invertido. Esta nueva posición se consigue⁹ simplemente sustituyendo la coordenada y de las posiciones inicial y final del *stride* por el valor que tiene en el plano de proyección. Este valor sería la semilongitud a lo largo del eje Y (con signo negativo) en el caso de una caja o el radio en el caso de un cilindro.

También se calculan la dispersión espacial y la dispersión temporal, según:

$$\sigma_{long} = \sqrt{\frac{2D_{long}x}{w}} \quad \sigma_{trans} = \sqrt{\frac{2D_{trans}x}{w}}$$

donde σ_{long} y σ_{trans} son la dispersión espacial y la temporal, respectivamente, D_{long} y D_{trans} son los coeficientes de difusión, w es la velocidad de deriva y x es la longitud de deriva según se describe en [31].

La difusión se considera de perfil gaussiano centrado en el punto inicial del *stride*, con $\sigma = \sigma_{trans}$, y tiene la siguiente forma para las geometrías cúbica, y cilíndrica:

$$f(x, z) = \frac{1000E}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{[(z-z_{inicial})\text{sen}\alpha - (x-x_{inicial})\text{cos}\alpha]^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{cúbica})$$

$$f(\varphi, z) = \frac{1000E}{\sqrt{2\pi\sigma}} e^{-\frac{[(z-z_{inicial})\text{sen}\alpha - (\varphi-\varphi_{inicial})R\text{cos}\alpha]^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{cilíndrica})$$

donde (x, z) o (φ, z) son el punto en el que se calcula la función, E es la energía depositada por el *stride*, $z_{inicial}$ y $x_{inicial}$ ($\varphi_{inicial}$) son las coordenadas z y x (φ) del punto inicial del stride, R es el radio del cilindro y α es el ángulo que forma el *stride* con el plano Z. La integral de f en los límites del pad es proporcional a la carga inducida en el mismo.

⁹ Cuando el campo es nulo y el ángulo de Lorentz es cero.

4.4.3 PROYECCIÓN

Tiene en cuenta la nueva posición de la traza una vez proyectada sobre el plano de pads y el tiempo utilizado en la deriva.

Si la cámara es una caja, la proyección se hace siempre sobre el plano XZ, según la geometría de la Figura 3.4 (estilo MAYA). Si la cámara es cilíndrica, se puede proyectar o bien en la cara cilíndrica (plano ϕZ), que es la opción por defecto, o bien sobre las tapas del cilindro (plano $\rho\phi$).

Para proyectar en las tapas del cilindro es preciso indicárselo a la macro, y en el apartado de geometría, seleccionar una caja (aunque se ha simulado un cilindro), donde las semilongitudes a lo largo de los ejes X y Z se reemplazan con el valor del radio, y la semilongitud a lo largo del eje Y con el valor de la semialtura del cilindro. Este procedimiento realiza un cambio de coordenadas en la información de posición contenida en la traza; la dirección Z se convierte en la dirección Y y la dirección Y se convierte en $-Y$ (Figura 4.5). De este modo, la proyección tipo MAYA sobre el plano XY se hace equivalente a la proyección sobre las tapas del cilindro.

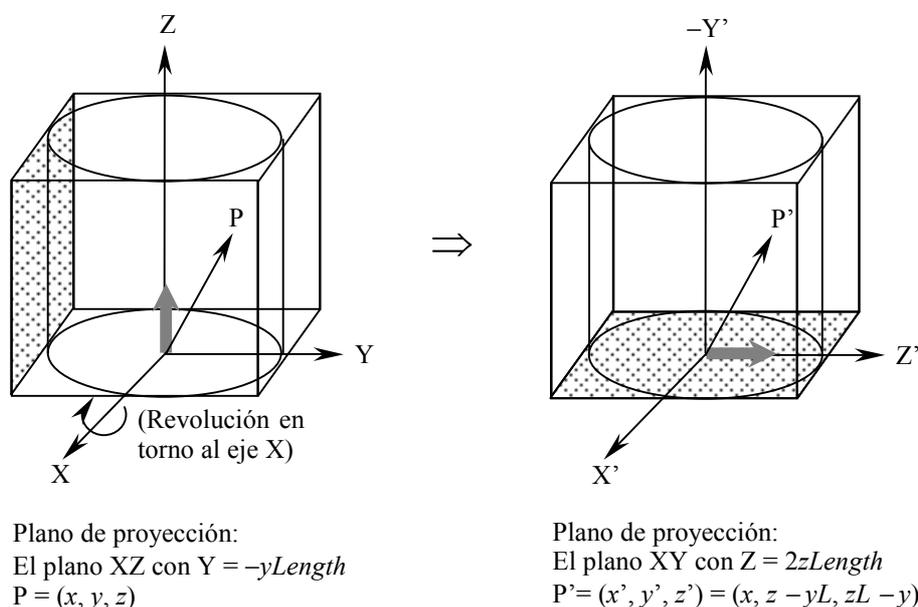


Figura 4.5: Cambio de coordenadas para hacer la proyección en las tapas de un detector de geometría cilíndrica. Se debe simular una caja en la macro externa, después de simular en un cilindro la física de interés con GEANT4. Al indicárselo al programa, éste hace una rotación en torno al eje X y realiza los cálculos como si se tratara de una geometría cúbica con proyección en el plano XZ. Las variables yL y zL son las semilongitudes a lo largo de los ejes Y y Z, respectivamente.

4.4.4 SEÑAL EN LOS PADS

Aquí se calcula la inducción en cada pad del plano que ha sido alcanzado por la traza una vez proyectada. Pero lo normal es que en los pads adyacentes también se induzca una cierta cantidad de carga, aunque menor. Para saber qué pads contienen carga inducida por los electrones de deriva, se delimita primero una zona de interés en donde buscar pads susceptibles de tener carga una vez los *strides* han sido proyectados, y luego se aplica una condición, como se explica a continuación.

Dado un *stride* proyectado, se conocen las coordenadas de posición iniciales y finales del mismo en el plano de pads. Con ellas se calcula el vector:

$$stride = (x, y, z)_{\text{final}} - (x, y, z)_{\text{inicial}}$$

que identifica al *stride* proyectado como se ve en la Figura 4.6.

La zona de interés vendría dada por el número de filas y columnas subtendidas por dicho vector. Para tener en cuenta a los pads que se encuentran en posiciones diagonales a los puntos inicial o final del *stride*, y así asegurar la continuidad en el cálculo de la inducción, se define un “*factor de seguridad*”, que es un número mínimo de columnas y filas que se añadirán a los límites de la zona de interés. Su valor mínimo es 2.

Para determinar la condición para seleccionar un pad, se utiliza también este vector. Se recorren los pads de la zona de interés, y para cada pad, se calcula el vector que va del punto inicial del *stride* a su centro:

$$ini = (x, y, z)_{\text{centro pad}} - (x, y, z)_{\text{inicial}}$$

y el vector que va del punto final del *stride* a su centro:

$$fin = (x, y, z)_{\text{centro pad}} - (x, y, z)_{\text{final}}$$

La condición que se aplica ahora es el siguiente producto escalar:

$stride \cdot ini > 0$	(se cumple si el ángulo entre ambos vectores es $< 90^\circ$)
$stride \cdot fin < 0$	(se cumple si el ángulo entre ambos vectores es $> 90^\circ$)

Aquellos pads de la zona de interés que cumplan ambas desigualdades de la condición serán considerados como pads que contienen carga inducida por ese *stride*. Solo queda integrar la función de distribución $f(x, z)$ ($f(\varphi, z)$) de la sección 4.4.2 en las dimensiones de cada uno de estos pads para calcular su carga inducida.

5 Resultados

En este trabajo se presentan las simulaciones de dos reacciones de interés para el diseño de ACTAR, una de ellas de dispersión elástica y la otra de transferencia. En ambos casos, las energías a las que se estudia la reacción son no relativistas. En este capítulo se mostrarán y discutirán los resultados obtenidos con las simulaciones.

Se presentan dos estudios diferentes. Por un lado, se calcula el ángulo mínimo medible para las dimensiones de la cámara. Por otro, se realiza un estudio en presiones, en el cual, para el gas de relleno utilizado en cada reacción, se varía la presión con el objetivo de lograr que el producto pesado se detenga dentro del volumen activo. Dado que se estudian dos casos extremos en cuanto a su cinemática, así como en cuanto a las masas de los núcleos implicados (y por lo tanto de alcances), en uno de los casos esto se consigue, mientras que en el otro es necesario el uso de detectores secundarios. Los resultados obtenidos con GEANT4 se comparan con los obtenidos con SRIM [32].

5.1 Reacción $^{78}\text{Ni}(d, p)^{79}\text{Ni}$ a 8.5 MeV/u

5.1.1 CINEMÁTICA

En esta reacción se utiliza deuterio como gas blanco.

Se han supuesto (ver 2.3.3) dos estados excitados a 1.5 MeV y 3.0 MeV del estado fundamental del ^{79}Ni (Figura 2.6). Se ha calculado la cinemática de esta reacción de transferencia para cada estado excitado. En esta reacción, el producto pesado (^{79}Ni) sale a altas energías y ángulos muy picados hacia delante, mientras que el protón sale con energías más bajas y recorre un rango amplio de ángulos (Figura 5.1). De todos los casos posibles, se han elegido aquellos en los que el protón sale con ángulos hacia atrás, en concreto, los casos donde el ángulo del protón saliente en el sistema laboratorio (θ_p) vale 100°, 130° y 160°.

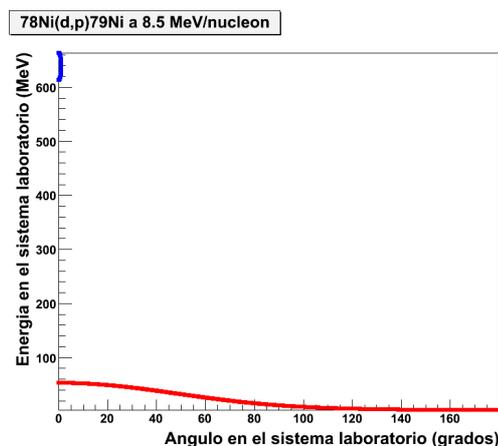


Figura 5.1: El producto pesado sale a energías altas ($E_{^{79}\text{Ni}} > 600$ MeV) y a ángulos menores que 1°, mientras el producto ligero sale a energías menores que 100 MeV y cubre prácticamente todo el espectro angular.

En la Figura 5.2 a) se muestra la relación entre los ángulos con los que salen los productos de la reacción. Se puede ver que la cinemática está bivaluada en cuanto al ángulo. Es decir, para cada valor angular del ^{79}Ni (θ_{Ni}) existen dos soluciones de θ_p , cada una con una energía cinética del ^{79}Ni diferente. Por ejemplo, en el estado fundamental, cuando $\theta_{Ni} = 0,713^\circ$ el protón sale a 100 grados¹⁰. Pero también podría salir con un ángulo 23,35°. En este caso, la energía con la que sale el ^{79}Ni es ligeramente menor, como se ve en la Figura 5.2 c), que muestra la cinemática del ^{79}Ni . Por ahora, en la simulación solo es posible fijar el ángulo con el que saldrá el ^{79}Ni , así que se espera que aparezcan ambos protones en el fichero de salida de la simulación.

En este trabajo se distinguirá como “caso A” al caso en el que se simula la reacción yendo al estado fundamental, mientras que los casos B y C se referirán al primer y segundo estado excitado respectivamente. Por otro lado, los casos en los que se estudia la cinemática a $\theta_p = 100^\circ, 130^\circ, 160^\circ$ se denotarán como caso 1, 2 y 3 respectivamente, diferenciando la bivaluación en el ángulo con las letras *a* y *b*. En las tablas siguientes se muestran los datos de las cinemáticas en el sistema laboratorio de los casos simulados, con su respectiva etiqueta identificativa.

¹⁰ El caso en el que el protón sale a 100° es uno de los casos que se han propuesto para su estudio.

Tabla 5.1: Cinemática de la reacción $^{78}\text{Ni}(d, p)^{79}\text{Ni}$ yendo al estado fundamental del ^{79}Ni .

ID	θ_p (grados)	E_p (MeV)	$\theta_{^{79}\text{Ni}}$ (grados)	$E_{^{79}\text{Ni}}$ (MeV)
A1a	100,00	8,302	0,713	657,707
A1b	23,35	47,255	0,713	618,798
A2a	130,00	3,930	0,380	662,079
A2b	11,65	51,291	0,380	614,718
A3a	160,00	2,589	0,138	663,420
A3b	4,15	52,535	0,138	613,475

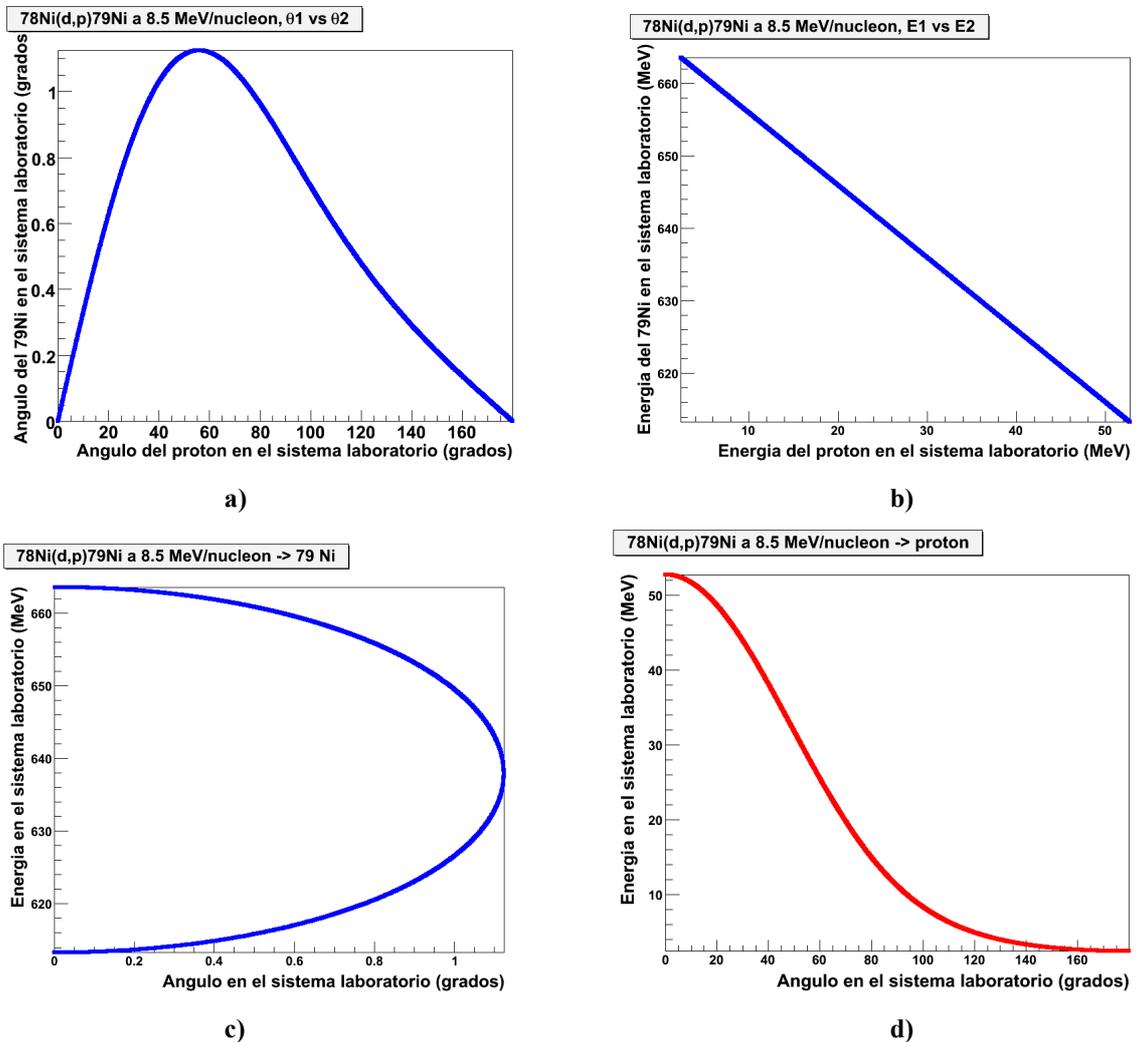


Figura 5.2: Cinemática de la reacción $^{78}\text{Ni}(d, p)^{79}\text{Ni}$ para el caso A: a) relación entre los ángulos de los productos, b) relación entre sus energías, c) cinemática del producto pesado, d) cinemática del producto ligero. La forma de estas relaciones es similar en los casos B y C.

Tabla 5.2: Cinemática de la reacción $^{78}\text{Ni}(d, p)^{79}\text{Ni}$ yendo al primer estado excitado del ^{79}Ni .

ID	θ_p (grados)	E_p (MeV)	$\theta_{^{79}\text{Ni}}$ (grados)	$E_{^{79}\text{Ni}}$ (MeV)
B1a	100,00	7,064	0,460	656,546
B1b	16,20	45,420	0,460	620,095
B2a	130,00	3,188	0,214	658,762
B2b	7,25	49,052	0,214	618,008
B3a	160,00	2,052	0,073	659,267
B3b	2,50	50,094	0,073	617,535

Tabla 5.3. Cinemática de la reacción $^{78}\text{Ni}(d, p)^{79}\text{Ni}$ yendo al segundo estado excitado del ^{79}Ni .

ID	θ_p (grados)	E_p (MeV)	$\theta_{^{79}\text{Ni}}$ (grados)	$E_{^{79}\text{Ni}}$ (MeV)
C1a	100,00	5,841	0,598	657,171
C1b	20,30	43,597	0,598	619,419
C2a	130,00	2,486	0,302	660,523
C2b	9,70	46,757	0,302	616,260
C3a	160,00	1,567	0,107	661,441
C3b	3,40	47,610	0,107	615,406

5.1.2 ESTUDIO EN PRESIONES

Dado que el producto pesado sale a energías muy altas y el protón a energías muy bajas, se podría pensar que el ^{79}Ni no se detiene en el volumen de gas y si lo hace el protón. Sin embargo, en esta reacción existe una gran diferencia entre las masas de los núcleos participantes, siendo el níquel notablemente más pesado que el protón, por lo tanto su alcance será también menor. Esto es debido a que la energía con la que sale, que se invierte en su movimiento a través del medio, le da una velocidad reducida debido a su gran masa. Además, la cinemática de ambos productos es claramente diferente, como se explicó al principio de este apartado, por lo que se espera que sea fácil discernir a un núcleo de otro en cuanto a la energía y el ángulo con el que salen al producirse la reacción.

La idea de este estudio es encontrar un valor de presión suficientemente alto como para conseguir detener a ambos productos en el volumen activo, pero lo suficientemente baja como para que el menor alcance calculado sea medible. Se espera que este valor de presión no sea pequeño, debido a que el gas que hace de blanco, el deuterio, es un gas ligero.

En la siguiente tabla se muestran los parámetros introducidos a la simulación con GEANT4.

Tabla 5.4: Parámetros pasados a la simulación para el presente estudio.

Geometría de la cámara	Cilíndrica
Radio	20 m
Altura (longitud del cilindro)	20 m
Aislamiento para el haz	No
Gases utilizados	Deuterio (puro)
Presiones	1013, 1950, y 3040 mbar
Temperatura	293 K
Campos	Nulos
Haz realista	No
Número de eventos	1000

Para este estudio las dimensiones del volumen de gas se fijaron en un valor alto (20 m, ver Tabla 5.4) con el fin de estudiar los alcances de las partículas de interés. Al desactivar la opción de haz realista los vértices se generan siempre en el origen, situado en el centro de una de las caras del cilindro (Figura 4.1).

La energía de incidencia se toma de la cinemática. Con el objetivo de determinar el alcance máximo y mínimo que se obtienen para el conjunto de casos de interés del A1a al C3b, se han tomado únicamente la máxima y mínima energía de los productos de entre todos los casos de interés, resultando para el ^{79}Ni la mínima y máxima energías 613,475 MeV (caso A3b) y 663,420 MeV (caso A3a), y para el protón 1,567 MeV (caso C3a) y 52,535 MeV (caso A3b).

Los resultados obtenidos se comparan con los obtenidos con SRIM y se muestran en las siguientes tablas con sus errores. Tanto los valores del alcance como sus errores se dan en milímetros. En el caso de la simulación con GEANT4, se hace un ajuste gaussiano a los valores del alcance de los 1000 iones lanzados, donde la media de la gaussiana se toma como el alcance y su dispersión se toma como el error de este alcance. En el caso de SRIM, se ha tomado como valor del alcance el alcance proyectado y como error el straggling longitudinal.

Tabla 5.5: Valores del alcance [mm] calculados con GEANT4 y SRIM para el deuterio a 1013 mbar

	Alcance GEANT4				Alcance SRIM			
	Protón	Error	^{79}Ni	Error	Protón	Error	^{79}Ni	Error
Mín.	220	2	921	1	223	8	781	25
Máx.	128 400	2 236	1 024	2	134 650	5 460	863	27

Tabla 5.6: Valores del alcance [mm] calculados con GEANT4 y SRIM para el deuterio a 1950 mbar

	Alcance GEANT4				Alcance SRIM			
	Protón	Error	^{79}Ni	Error	Protón	Error	^{79}Ni	Error
Mín.	115,5	0,1	478,5	0,8	116	4	405	13
Máx.	65 010	1 707	532,0	0,8	69 950	2 840	448	14

Tabla 5.7: Valores del alcance [mm] calculados con GEANT4 y SRIM para el deuterio a 3040 mbar

	Alcance GEANT4				Alcance SRIM			
	Protón	Error	⁷⁹ Ni	Error	Protón	Error	⁷⁹ Ni	Error
Mín.	73,8	0,8	306,9	0,5	74	3	260	8
Máx.	40 900	12 880	341,1	0,5	44 870	1 820	288	9

En las siguientes figuras se muestra una comparación de los resultados obtenidos con GEANT4 y SRIM para todos los casos de interés. Se muestran los resultados para las tres presiones simuladas, donde la primera gráfica hace referencia al ⁷⁹Ni y la segunda al protón.

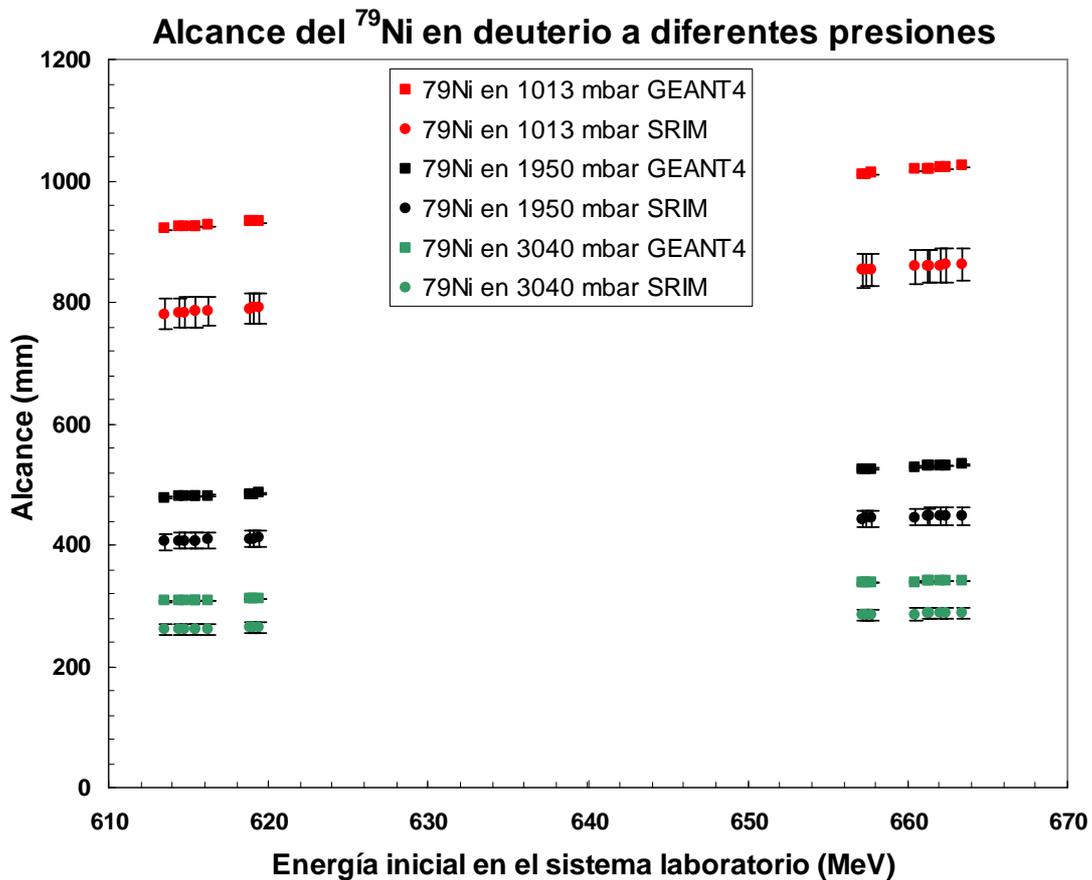


Figura 5.3: Comparación entre los alcances obtenidos con GEANT4 y SRIM para el ⁷⁹Ni a diferentes presiones.

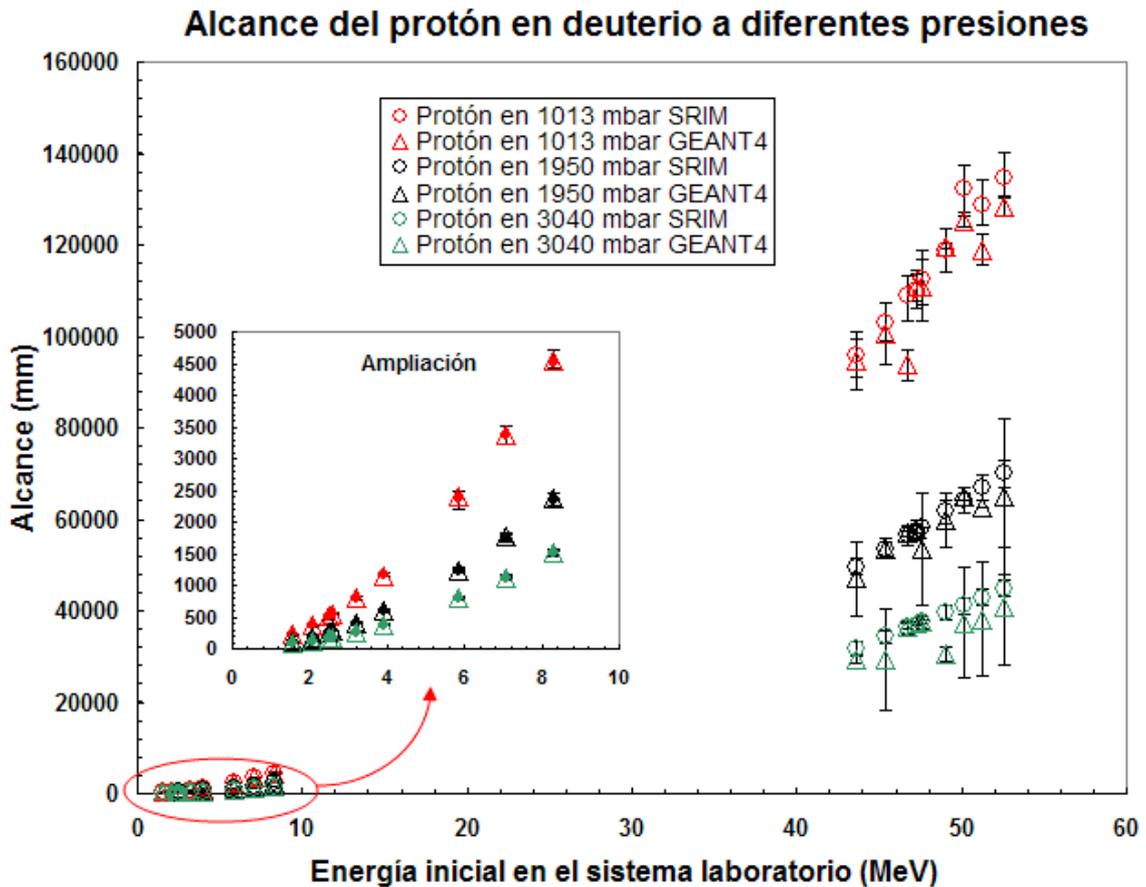


Figura 5.4: Comparación entre los alcances obtenidos con GEANT4 y SRIM para el protón a diferentes presiones.

En este caso, para detener a los protones salientes es necesario disponer de detectores secundarios a la salida del blanco activo. De este modo se podrían detener a los protones que salen con ángulos hacia delante. En cuanto a los protones que salen con ángulos hacia atrás, al salir éstos a menores energías, su alcance es también menor, de modo que en algunos casos es posible detenerlos en el volumen activo. Para los casos en los que el alcance de estos protones de ángulos mayores no es lo suficientemente pequeño como para no salir del detector, se podría considerar el uso de campos magnéticos. En cuanto al níquel, a presiones relativamente bajas es posible detenerlo dentro del volumen activo ya que su alcance es de unos 50 cm, lo cual es medible, así como también es compatible con unas dimensiones de la cámara que no sean extremadamente grandes.

Se observa además, que en el caso del núcleo pesado, GEANT4 sobreestima el valor del alcance en un valor que se mantiene fijo en torno al 0,2%, en comparación con el valor obtenido con SRIM, mientras que en el caso del protón, en la mayoría de los casos, el alcance obtenido con GEANT4 es menos del 0,1% menor que el obtenido con SRIM.

5.2 Reacción ${}^6\text{He}(p, p){}^6\text{He}$ a 8 MeV/u

5.2.1 CINEMÁTICA

En esta reacción se utiliza hidrógeno como gas blanco.

Se estudiará el estado fundamental de esta reacción elástica. Este caso es más complicado que el anterior dado que los núcleos participantes tienen masas más parecidas. Además, tanto el producto “pesado” (${}^6\text{He}$) como el ligero, salen a energías similares, aunque el helio sale a ángulos pequeños (menores que 10°). El rango de ángulos posibles para el protón está limitado en este caso a ángulos menores que 90° , como se ve en la Figura 5.5, contrariamente a lo que pasaba en el caso anterior, donde la cinemática se extendía hasta 180° . Así pues, no se tendrán en este estudio protones saliendo con ángulos hacia atrás. Se han simulado los casos en los que el ángulo del protón saliente en el sistema laboratorio (θ_p) vale 50° , 65° y 80° .

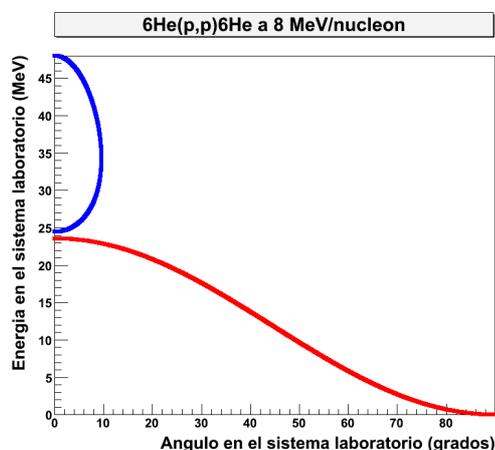


Figura 5.5: El producto pesado sale a energías similares al ligero, entre 25 y 50 MeV y a ángulos menores que 10° . El producto ligero sale a energías por debajo de los 25 MeV y ángulos menores que $\pi/2$.

En la Figura 5.6 a) se muestra la relación entre los ángulos con los que salen los productos de la reacción. Como en el caso estudiado en el apartado anterior, la cinemática está bivaluada en cuanto al ángulo. En este caso, cuando $\theta_{\text{He}} = 9,04^\circ$ el protón sale a 50° , pero también podría salir con un ángulo de $30,55^\circ$. En este caso, la energía con la que sale el ${}^6\text{He}$ es ligeramente menor, como se ve en la Figura 5.6 c), que muestra la cinemática del ${}^6\text{He}$. Al igual que antes tendremos ambos protones en la simulación, pero en este caso ambos ángulos de salida del protón son siempre hacia delante (menores que 90°).

En este trabajo los casos en los que se estudia la cinemática a $\theta_p = 50^\circ$, 65° , 80° se denotarán como caso 1, 2 y 3 respectivamente, diferenciando la bivaluación en el ángulo con las letras *a* y *b*. En las tablas siguientes se muestran los datos de las cinemáticas en el sistema laboratorio de los casos simulados, con su respectiva etiqueta identificativa.

Tabla 5.8: Cinemática de la reacción ${}^6\text{He}(p, p){}^6\text{He}$

ID	θ_p (grados)	E_p (MeV)	$\theta_{79\text{Ni}}$ (grados)	$E_{79\text{Ni}}$ (MeV)
1a	50,00	9,66	9,04	38,34
1b	30,55	17,42	9,04	30,58
2a	65,00	4,16	6,54	43,84
2b	18,20	21,24	6,54	26,76
3a	80,00	0,70	2,80	47,30
3b	7,10	23,20	2,80	24,80

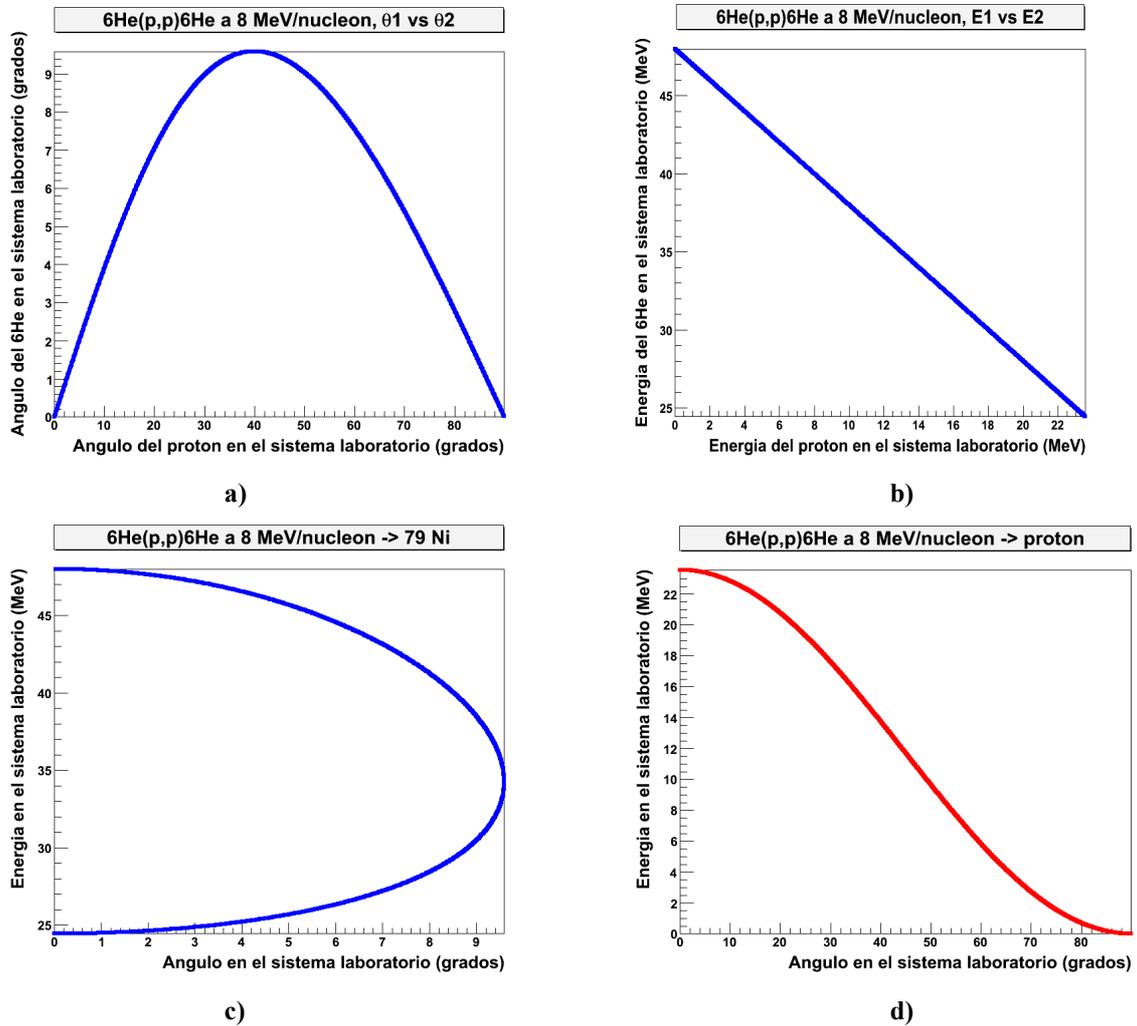


Figura 5.6: Cinemática de la reacción elástica ${}^6\text{He}(p, p){}^6\text{He}$: a) relación entre los ángulos de los productos, b) relación entre sus energías, c) cinemática del producto pesado, d) cinemática del producto ligero.

5.2.2 ESTUDIO EN PRESIONES

En esta reacción, tenemos dos elementos ligeros, el helio y el protón, y además el gas de relleno utilizado en las simulaciones es también un gas ligero, con lo cual se espera que los alcances sean grandes. En esta ocasión no existen las diferencias que encontrábamos en el caso anterior, ya que tanto las masas como las energías de ambos participantes, helio y protón, son similares. Sin embargo, el helio sale a ángulos más pequeños que el protón.

En la siguiente tabla se muestran los parámetros introducidos a la simulación con GEANT4.

Tabla 5.9: Parámetros de simulación utilizados

Geometría de la cámara	Cilíndrica
Radio	20 m
Altura (longitud del cilindro)	20 m
Aislamiento para el haz	No
Gases utilizados	Hidrógeno (puro)
Presiones	1800, 3040, y 6080 mbar
Temperatura	293 K
Campos	Nulos
Haz realista	No
Número de eventos	1000

Al igual que en el estudio anterior, las dimensiones del cilindro se han fijado en un valor grande y los vértices de la reacción se generan en el origen del sistema.

Se han tomado la máxima y mínima energía de los productos de entre todos los casos, resultando para el ${}^6\text{He}$ la mínima y máxima energías 24,80 MeV (caso 3b) y 47,30 MeV (caso 3a), y para el protón 0,70 MeV (caso 3a) y 23,20 MeV (caso 3b).

Los resultados obtenidos se comparan con los obtenidos con SRIM al igual que en el caso anterior (ver 5.1.2) y son los siguientes:

Tabla 5.10: Valores del alcance [mm] calculados con GEANT4 y SRIM para el ${}^1\text{H}$ a 1800 mbar

	Alcance GEANT4				Alcance SRIM			
	Protón	Error	${}^6\text{He}$	Error	Protón	Error	${}^6\text{He}$	Error
Mín.	30,8	0,4	9 672	1 918	188	1	1 080	44
Máx.	17 020	3 674	14 692	4 000	37	684	3 480	137

Tabla 5.11: Valores del alcance [mm] calculados con GEANT4 y SRIM para el ^1H a 3040 mbar

	Alcance GEANT4				Alcance SRIM			
	Protón	Error	^6He	Error	Protón	Error	^6He	Error
Mín.	18,2	0,1	1 140	70	18,3	0,7	639	26
Máx.	10 090	126	3 118	481	9 970	405	2 060	81

Tabla 5.12: Valores del alcance [mm] calculados con GEANT4 y SRIM para el ^1H a 6040 mbar

	Alcance GEANT4				Alcance SRIM			
	Protón	Error	^6He	Error	Protón	Error	^6He	Error
Mín.	9,1	0,1	570	53	9,1	0,3	320	13
Máx.	4 727	37	1 869	226	4 990	202	1 030	41

En las siguientes figuras se muestra una comparación de los resultados obtenidos con GEANT4 y SRIM. Se muestran los resultados para las tres presiones simuladas, donde la primera gráfica hace referencia al ^6He y la segunda al protón.

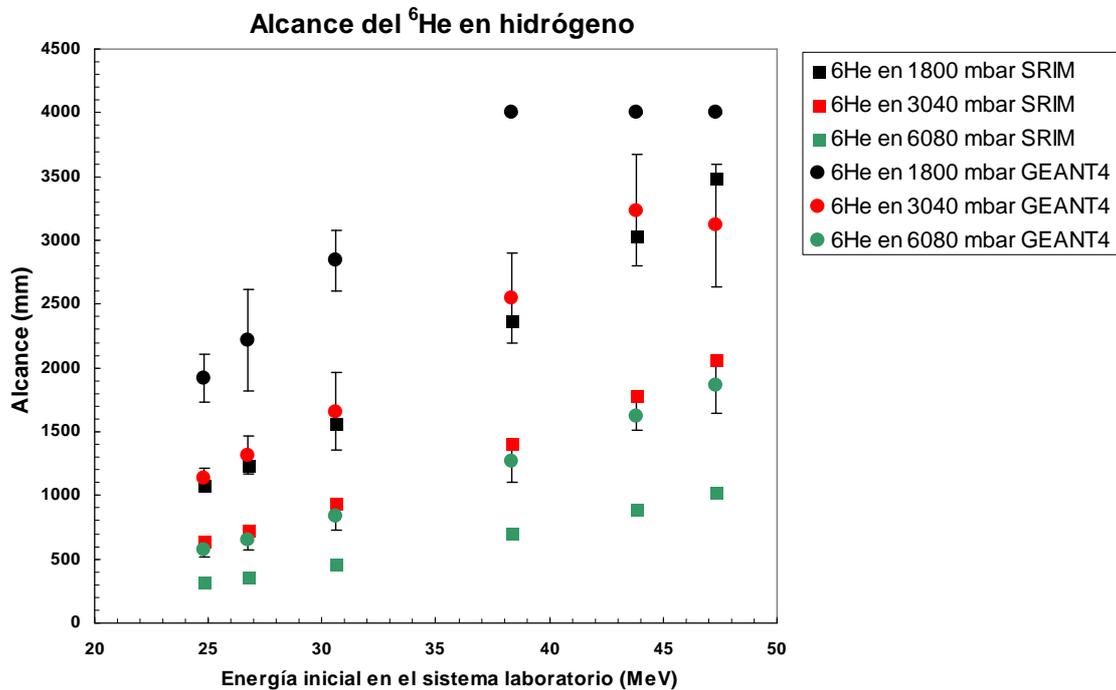


Figura 5.7: Comparación entre los alcances obtenidos con GEANT4 y SRIM para el ^6He a diferentes presiones.

Alcance del protón en hidrógeno

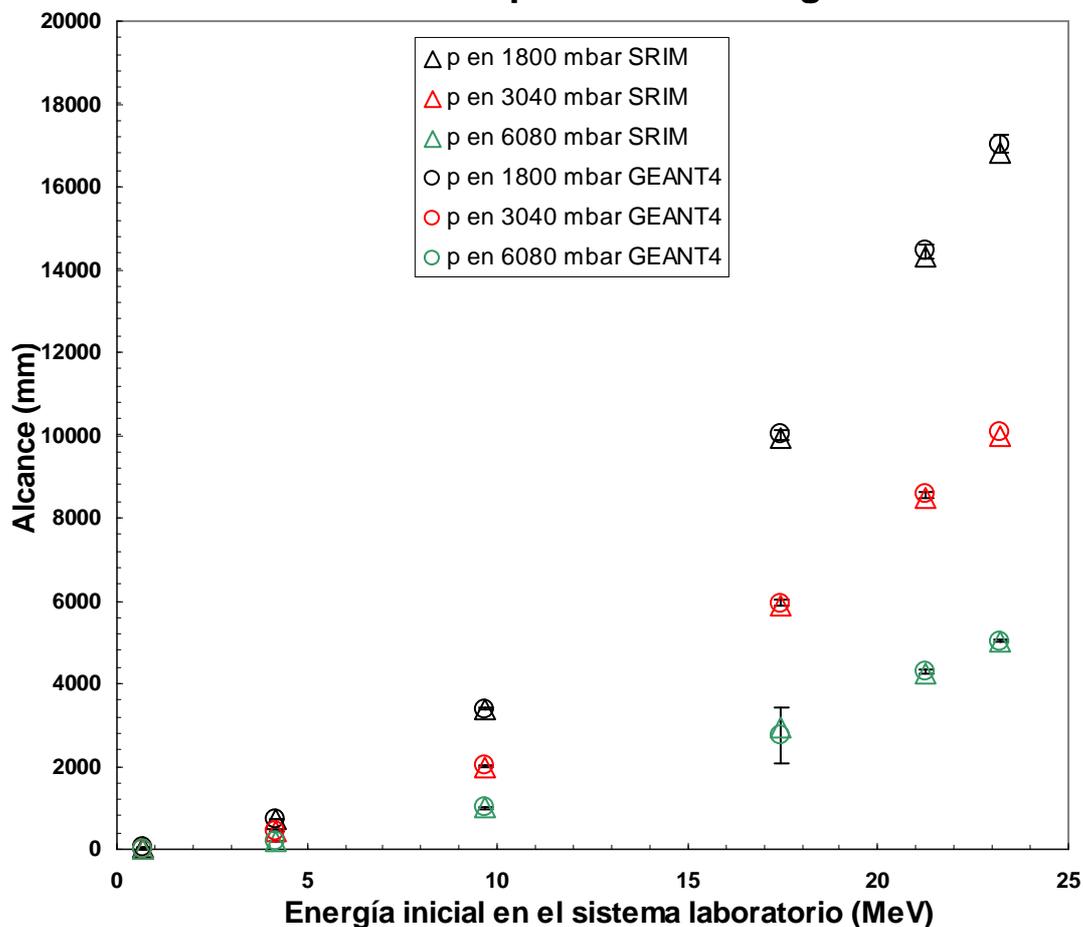


Figura 5.8: Comparación entre los alcances obtenidos con GEANT4 y SRIM para el protón a diferentes presiones.

Para el estudio de esta reacción también será necesario colocar detectores secundarios a la salida del detector. En este caso tanto el producto pesado como el ligero salen del volumen activo, debido al gran alcance. Una posible solución sería utilizar un gas más pesado como blanco, por ejemplo el isobutano, que además tiene un poder de frenado mayor que el hidrógeno puro utilizado en estas simulaciones. La otra opción, si bien no es excluyente, sería como en el caso anterior, la aplicación de un campo magnético.

Además, al igual que en la primera reacción estudiada, tenemos diferencias entre los valores obtenidos con GEANT4 y los obtenidos con SRIM. Estas diferencias son un poco mayores para el helio que para el níquel del caso anterior, llegando a un valor máximo del 0,8% en el caso del helio, para el cual el código sobreestima el valor del alcance en comparación con SRIM. En el caso del protón ocurre lo contrario, y el código utilizado para las simulaciones subestima el obtenido con SRIM hasta en un 0,1%.

5.3 Estimación inicial del ángulo mínimo

En este apartado se estudia el ángulo mínimo medible de los productos de las reacciones para una cámara de 50 cm de diámetro y 50 cm de largo.

Los productos de la reacción que no se detengan en el volumen activo pueden ser detectados en detectores secundarios situados a la salida del blanco activo. Pero a partir de cierto ángulo de salida, los productos abandonarán el detector por las caras laterales. En este apartado se le llama “*ángulo mínimo*” al ángulo a partir del cual una partícula que se origina en un vértice situado en el origen de coordenadas del detector (ver Figura 4.1), cuyo alcance no es suficientemente pequeño para detenerse en el blanco activo, ya no es detectada en los detectores secundarios y abandona el detector por la zona lateral (o trasera) del mismo. Es el mínimo porque a medida que desplazamos el vértice de la reacción a lo largo de la longitud del detector, como sucede en una situación real, es evidentemente que este ángulo se hace mayor (sin sobrepasar los 90°).

Geométricamente, que este ángulo mínimo será mayor cuanto menor sea la longitud de la cámara, pero entonces juega un papel importante el alcance de los productos que se quieren estudiar, por lo que se hace necesario llegar a un compromiso entre una aceptación angular buena y que los productos se detengan en el detector.

Para un volumen activo de las dimensiones mencionadas, el ángulo mínimo es de 26 grados y medio, aproximadamente. En las siguientes figuras se pueden ver las trazas de los productos de las reacciones estudiadas, tanto los que se detienen en el medio detector como los que lo abandonan.

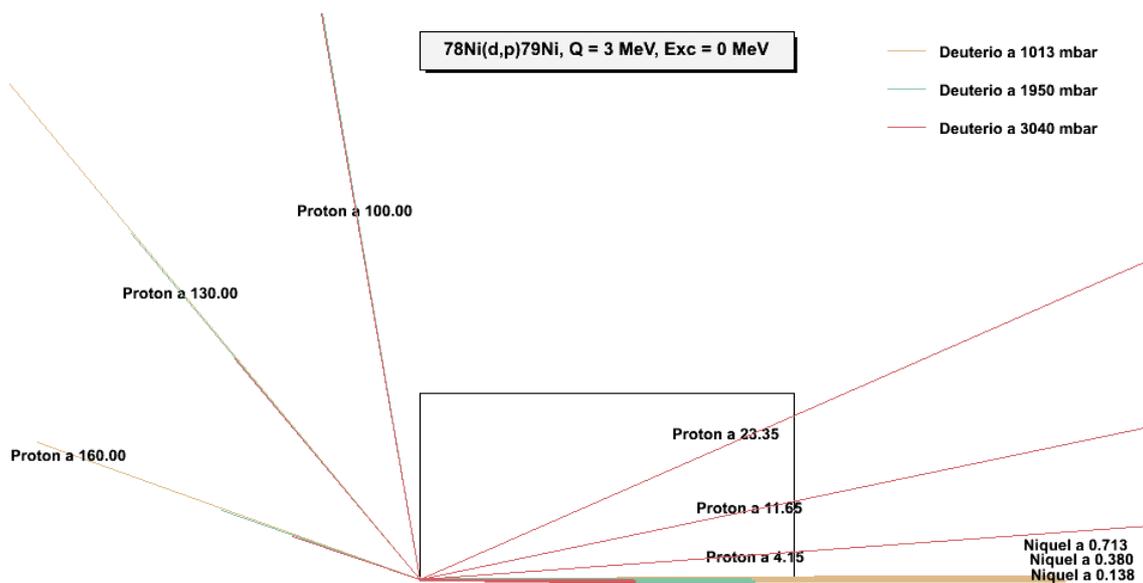


Figura 5.9: En este esquema se representan los límites del detector y en diferentes colores, correspondientes a las diferentes presiones, las trazas que seguirían el níquel y el protón de la primera reacción estudiada, a los ángulos correspondientes a los casos cinemáticos estudiados. El producto ligero se representa con una línea delgada mientras que el pesado se representa con una línea gruesa. En el caso del níquel, los ángulos de salida son menores que 1° . Se aprecia como para el protón se hace necesario el uso de detectores secundarios. Las dimensiones de la cámara son: 50 cm de diámetro y 50 cm de longitud.

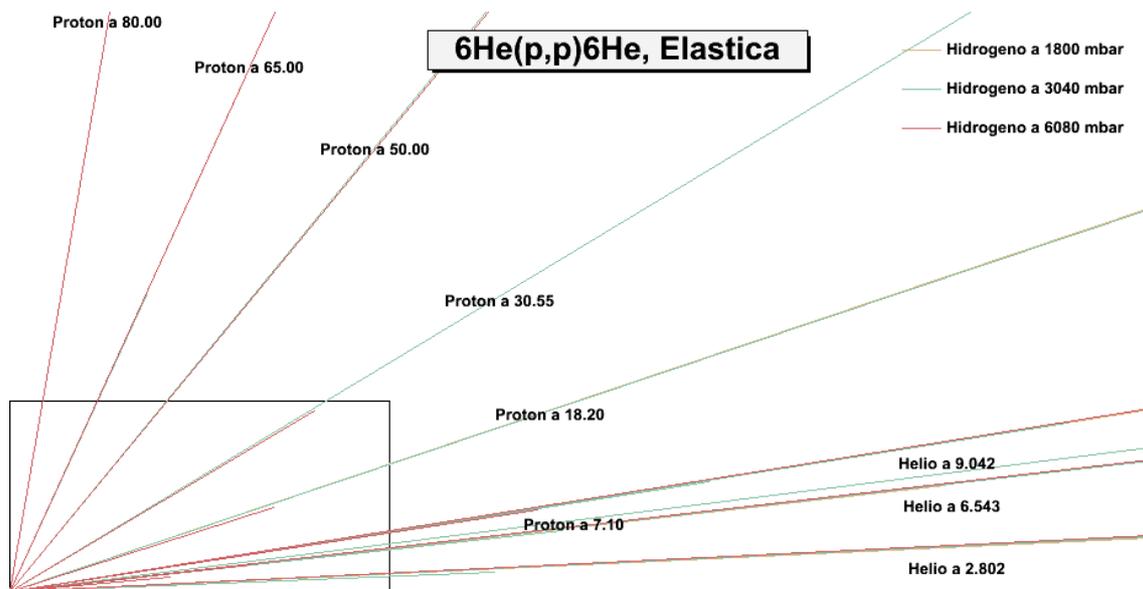


Figura 5.10: Esquema similar al de la figura 5.9, para la reacción elástica. En ella, todos los ángulos de salida son hacia delante, por lo que se requiere del uso de detectores secundarios. Además se sugiere la aplicación de un campo para aumentar el rango dinámico.

6 Conclusiones

En este trabajo se ha hecho un estudio de dos reacciones a energías no relativistas de interés para el diseño de ACTAR, un detector gaseoso de tipo blanco activo, en el que el gas de relleno actúa al mismo tiempo como blanco y como medio detector. Este detector es muy similar a otros detectores del mismo tipo, sobre todo a MAYA, que últimamente se ha utilizado con éxito para la producción e identificación de la resonancia del ^7H .

Una de las reacciones simuladas es la reacción $^{78}\text{Ni}(d,p)^{79}\text{Ni}$, una reacción de transferencia en la que interviene un núcleo doblemente mágico y rico en neutrones, el ^{78}Ni , que además es clave en ciclos de nucleosíntesis estelar. Para el producto pesado de esta reacción, el ^{79}Ni , se han propuesto tres estados posibles finales, separados entre sí por 1,5 MeV: el estado fundamental, y dos estados excitados.

La segunda reacción es una reacción elástica de ^6He contra un protón. El ^6He es el núcleo borromeo más ligero que se conoce, además de ser también un núcleo rico en neutrones. El estudio de esta reacción a las energías de incidencia propuestas (8 MeV/u) es más complicado que el anterior, debido a que es más difícil distinguir a ambos productos.

Para estos estudios se ha utilizado un código de simulación que utiliza las librerías de GEANT4, con el que se ha simulado un volumen de gas de geometría cilíndrica. Los vértices de ambas reacciones se generaron en el origen de coordenadas con el objetivo de hacer un estudio de alcances. El gas de relleno utilizado en cada reacción fue el material blanco de cada una. Así, para la primera reacción el gas de relleno utilizado fue el deuterio y para la segunda, el hidrógeno.

Se hizo un estudio en presiones, en el cual, para el gas blanco utilizado en cada reacción, se varió la presión y se estudió el alcance. Para cada reacción, se escogieron tres casos de interés en cuanto a la cinemática. Así, para la primera reacción se escogieron los casos en los que el protón sale a ángulos hacia atrás, en concreto, a 100° , 130° y 160° . Dado que la cinemática está bivaluada, existe una segunda solución para cada uno de estos tres casos que también ha sido estudiada. En la segunda reacción, se escogieron los casos en los que el protón sale a 50° , 65° y 80° , y sus bivaluaciones.

En cuanto a la primera reacción, el menor de los alcances del ^{79}Ni para los casos estudiados se da a la presión de 3040 mbar (aproximadamente 3 atm), y es de unos 26 cm. Lo mismo ocurre con el protón, cuyo mínimo alcance es de 7 cm a la misma presión. Dado que esta presión es relativamente alta y siendo más práctico trabajar a presiones no muy altas, una presión entre 1 y 2 atm es deseable. En ese caso todavía se podría detener a la mayoría de los níqueles en un volumen activo de medio metro cuadrado aproximadamente, sin embargo, la mayoría de los protones escapan del mismo. Por eso, se ha llegado a la conclusión de que para detener al producto ligero de esta reacción es necesario el uso de detectores secundarios a la salida del blanco activo.

Además la cinemática de esta reacción permite que algunos protones salgan con ángulos hacia atrás. En estos casos, el protón sale a bajas energías y es posible que se detenga en el detector. Para los casos en los que el alcance de estos protones de ángulos mayores no es lo suficientemente pequeño como para no salir del detector, se podría considerar la aplicación de un campo paralelo al haz (a lo largo del eje z del detector), que tenga el efecto de cambiar la dirección de los productos de la reacción, espiralizando sus trayectorias, de modo que queden contenidas dentro del volumen activo del detector, aumentando así el rango dinámico.

En la segunda reacción, se ha encontrado que incluso yendo a grandes presiones como 6 atm, no es posible mantener ni a los protones ni a los helios dentro del detector. Si bien es conocido que algunos detectores de tipo blanco activo trabajan a altas presiones, (IKAR, por ejemplo, puede llegar a las 10 atm), esto no es práctico a nivel experimental. Por lo tanto, se ha llegado a la conclusión de que, para lograr detectar a ambos productos de la reacción, se deben usar detectores secundarios como en el caso anterior, y sería interesante un gas de relleno con un poder de frenado más alto, como por ejemplo el isobutano. Otra posible solución se ha comentado en el párrafo anterior, y es el uso de campos.

Se ha hecho una comparación de los resultados obtenidos con las simulaciones y con SRIM, y se ha encontrado que en general, los resultados obtenidos con GEANT4 sobreestiman el alcance del producto pesado y subestiman el del producto ligero. En el caso de la primera reacción, se ha encontrado una diferencia relativa de valor constante en torno al 0,2% para el níquel, mientras que para el protón el alcance obtenido es menos que el 0,1% menor que el obtenido con SRIM. En la segunda reacción, el alcance del helio difiere en un 0,8% como máximo del alcance obtenido con SRIM, mientras que para el protón se subestima en un 0,1%.

7 Bibliografía

- [1] Proposal for Joint Research Project: Active Target Detectors for the Study of Extremely Exotic Nuclei using Direct Reactions: ACTAR
- [2] <http://www-land.gsi.de/r3b/>
- [3] <http://www.ganil.fr/>
- [4] L.-B.Wang *et al*, *Physical Review Letters* **93** 14 (2004) 142501-1
- [5] <http://ie.lbl.gov/toi.html> (2003AWMass_3_1.pdf),
<http://nndc.bnl.gov/amdc/masstabes/Ame2003/mass.mas03>
- [6] <http://nndc.bnl.gov/chart>
- [7] M. Caamaño, *Production and characterization of the ^7H resonance*, Tesis doctoral, Universidad de Santiago de Compostela, España (2006)
- [8] Patricia Roussel Choumaz, comunicación privada.
- [9] A. V. Dobrovolsky *et al*, *Nuclear Physics B* **214** (1983) 1
- [10] <http://tactic.triumf.ca>
- [11] C. E. Demonchy, *Étude de réactions et d'états isobariques analogues dans le système $^8\text{He} + p$ a basse énergie a l'aide de la cible active MAYA*, Tesis doctoral Universidad de Caen, Francia (2003)
- [12] P. Gangnant *et al*, Report Ganil 27-2002 (2002)
- [13] <http://www.pnpi.spb.ru/index.html.en>
- [14] A. A. Vorobyov *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods* **119**, 509 (1974)
- [15] <http://www.gsi.de>
- [16] <http://www-wnt.gsi.de/frs/index.asp>
- [17] G. Ruprecht *et al*, *Eur. Phys. J. A* **27** (2006) 315
- [18] T. Hasimoto, *Nuc. Phys. A* **764** (2004) 330
- [19] T. Kirchner, *Investigations on the Design of the TACTIC Detector for the $^8\text{Li}(\alpha,n)^{11}\text{B}$ Reaction*, Report on the Internship Term, TRIUMF, Canadá (2005)

-
- [20] R. Bouclier et al, The Gas Electron Multiplier
- [21] G. Charpak and F. Sauli, *Physics Letters B* **78** (1978) 523
- [22] Y. Giomataris et al, *Nucl. Instr. Meth. A* **376** (1996) 29
- [23] F. Bartol et al, *J. Phys. III* **6** (1996) 337
- [24] H. Alvarez, *ActarSim: a simulation program for ACTAR*, ACTAR Collaboration Meeting, Daresbury (2006)
- [25] <http://fpsalmon.usc.es/r3b/simulationACTAR.shtml>
- [26] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [27] <http://fpcongro.usc.es/cgi-bin/viewcvs.cgi/ActarSim/trunk/?root=ActarSim>
- [28] <http://fpsalmon.usc.es/r3b/electronDrift.shtml>
- [29] <http://fpsalmon.usc.es/r3b/driftDetailed.shtml>
- [30] <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/>
- [31] A. Peisert, F. Sauli, *Drift and Diffusion of electrons in gases: a compilation*, CERN84-08 (1984)
- [32] <http://www.srim.org>