



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

“Producción y Caracterización de Flujo de Neutrones Monocromáticos”

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

F Í S I C O

P R E S E N T A:

David Ricardo Meneses Ochoa



DIRECTOR DE TESIS: Dr. Efraín Rafael Chávez Lomelí

2012



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Contents

Resumen.....	5
Abstract	5
Capítulo I: Introducción.....	6
Capítulo II: Elementos Teóricos.....	9
El Átomo	9
Nacimiento del Concepto de Átomo	10
Postulados de Bohr	14
Reacciones Nucleares.....	15
Leyes de Conservación	16
Conservación de Energía-Momento: Equivalencia entre Masa y Energía.	16
Tipos de Reacciones	16
Cinemática de una Reacción Nuclear.....	18
Sección Eficaz	18
Sección Eficaz Diferencial.....	19
Atenuación de un Haz de Partículas.....	19
El Fotón	21
Dualidad Onda Partícula.....	21
Interacción de los Fotones con el Átomo.....	22
Efecto Fotoeléctrico	22
Efecto Compton.....	23
Producción de Pares.....	25
El Neutrón	26
Propiedades del Neutrón	26
Isótopos.....	28
Leyes del Desplazamiento.....	28
Fuentes de Neutrones.....	29
Interacción de los Neutrones con la Materia.....	32
Estabilidad Nuclear.....	33
Modelo Estándar	35
Capítulo III: Dispositivo Experimental	37
Producción de Alto Voltaje.....	38
Imán de 90°	39
Energía de Bombardeo del Acelerador.	39

Cámara de Reacción para Producir Neutrones	42
El Vacío	43
Bombas.....	44
Parámetros y Clasificaciones de las Bombas de Vacío	45
Bomba mecánica de Paletas Rotatorias.....	45
Bomba Turbo-Molecular	47
Medidores de Vacío	48
Medidor de Termopar	48
El Medidor por Ionización de Cátodo Caliente	49
Blanco	50
Detectores.....	51
Tiempo Muerto	51
Detector de Barrera Superficial.....	52
Detección de Partículas Neutras	52
Principios Básicos de un Centellador	52
Tubos Fotomultiplicadores.....	53
El Proceso de Fotoemisión	55
La Multiplicación de Electrones	56
Electrónica.....	56
El Preamplificador	57
Tipos de Preamplificador	57
Time to Amplitude Converter	57
Sistema de Adquisición de Datos CAMAC.....	58
La Técnica de Tiempo de Vuelo.....	58
La Técnica de la Partícula Asociada.....	58
Experimento.....	59
Sistema de Detección.....	61
Capítulo IV: Datos y Análisis	63
Calibración en Energía.....	63
Capítulo V: Conclusiones.....	66
Agradecimientos	67
Anexos	71

Hoja de jurado

1. Datos del alumno

Meneses

Ochoa

David Ricardo

57425815

Universidad Nacional Autónoma de México

Facultad de Ciencias

Física

30027684-8

2. Datos del Tutor

Dr.

Efraín Rafael

Chávez

Lomelí

3. Datos del sinodal 1

Dr.

Magaña

Solís

Luis Fernando

4. Datos del sinodal 2

Dr.

Bijker

Bijker

Roelof

5. Datos del sinodal 4

Dr.

Varela

González

Armando

6. Datos del sinodal 5

Físico

Ortega

Alvarado

René

7. Datos del trabajo escrito

Producción y Caracterización de Flujo de Neutrones Monocromáticos

75 paginas

2012

Resumen

Este documento describe el desarrollo de la instrumentación y el protocolo necesario para producir un haz de neutrones monocromático, en el laboratorio del acelerador de partículas Van de Graaff 5.5 MV mediante el tiempo de vuelo y la técnica de la partícula asociada.

Abstract

This document describes the development of the instrumentation and protocol needed to produce a monochromatic neutron beam, in the laboratory of particle accelerator 5.5 MV Van de Graaff by time of flight and the associated particle technique.

Capítulo I: Introducción

In science one tries to tell people, in such a way as to be understood by everyone, something that no one ever knew before. But in the case of poetry, it's the exact opposite!

Paul Adrien Maurice Dirac

A partir del descubrimiento del neutrón, en 1932 (1), los estudios relacionados con sus interacciones han permitido conocer mejor la estructura de la materia.

Los conceptos más importantes para la detección del neutrón, descripciones de los instrumentos más importantes aun en uso, los métodos más comunes de producción de neutrones por fuentes de radionúclidos y reacciones nucleares inducidas por haces de iones, así como técnicas para medidas de fluencia del neutrón y los estándares de las secciones eficaces del neutrón, pueden ser consultadas en los dos volúmenes de Marion y Fowler (2), además se puede encontrar un resumen en el libro 'Neutron Physics' de Beckurts y Wirts (3). Los desarrollos recientes de los detectores y los métodos de medidas, son discutidos en 'Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments' por Leo (4) y 'Radiation Detection and Measurement' de Knoll (5).

La importancia del neutrón fue aumentando históricamente a partir de los primeros reactores nucleares de fisión. Los conocimientos sobre el neutrón han proporcionado la base para aplicaciones como: la generación de energía eléctrica, reactores nucleares, arqueología, biología, ciencia de materiales, medicina, así como en la industria.

En el campo de la medicina y biología, los neutrones son utilizados para la investigación, el desarrollo y en terapias para el tratamiento de distintos tipos de cáncer, en los estudios de diagnósticos y radiología en general por ejemplo "The Neutron Capture Therapy" (6) (7) (8), es una terapia que utiliza las radiaciones, resultado de la reacción de captura nuclear del neutrón, entre los agentes productores de radiación administradas en el cuerpo y neutrones térmicos o epitérmicos irradiados desde el exterior del cuerpo.

En la industria se usan para producción de radio-isotopos, controles y análisis de materiales por ejemplo; electrónica, papeles, textiles, exploración geológica para la minería y petróleo, explosivos etc.

Los diferentes usos que se les dan a los neutrones, en investigación básica y aplicada, requieren de la utilización de fuentes de neutrones con características específicas. El método de activación de neutrones (9), es un método para el análisis de materiales que se basa en la medición de la radiación inducida por un neutrón térmico o lento, al ser capturado por un núcleo que emite uno o más rayos característicos. Ésta y otras técnicas analíticas de origen nuclear han recibido una creciente atención debido a su gran utilidad en la determinación

del contenido elemental en materiales, como por ejemplo los arqueológicos (10) (11) (12).

La importancia por tener una fuente de neutrones rápidos, tanto en ciencia básica, como en la tecnología, se debe a la necesidad de información de dispersión de neutrones rápidos. En cuanto a sus aplicaciones, en general es la falta de datos experimentales a ángulos pequeños en elementos de interés tecnológico como V, Ti, Fe, Cu, Zr, etc. En el estado de México en el Laboratorio del Acelerador Tandem del Instituto Nacional de Investigaciones Nucleares (ININ), un grupo de investigación ha estado trabajando por más de 20 años en aplicaciones relacionadas con neutrones rápidos. Hace un poco más de 12 años, surgió una estrecha colaboración entre el grupo de investigación experimental nuclear del Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México (IF-UNAM) y el grupo de investigación en neutrones del acelerador en el ININ en temas de interés común, que incluye la física de neutrones (ver por ejemplo (13) (14)). En el ININ se produce el flujo monocromático de neutrones rápidos a través de la técnica de la partícula asociada.

El desarrollo de la fuente de neutrones basada en la técnica de tiempo de vuelo (15) mediante el método de la partícula asociada (16) se dio en otros laboratorios entre los años de 1960 y 1970. En la actualidad hay mucha experiencia adquirida en México para la espectroscopia de neutrones.

La producción de haces mono energéticos y cuasi mono energéticos, está restringida a un rango de energía de 1 keV a 20 MeV. Los campos de neutrones con un solo grupo de neutrones, resultante de la primera reacción productora del neutrón, se denominan "mono energético". El término "cuasi-mono energético" se utiliza para esos campos con un segundo grupo discreto de neutrones, resultantes de las reacciones break-up o de emisión de neutrones a través de los estados excitados (17).

Normalmente para producir neutrones se utilizan haces de iones ligeros (como protones, deuterones o núcleos de helio) y núcleos ligeros. Las 4 reacciones clásicas para producir neutrones son:

- $D(d, n) {}^3\text{He}$ ($Q=3,2689$ MeV)
- $T(p, n) {}^3\text{He}$ ($Q = -0,7638$ MeV)
- $T(d, n) {}^4\text{He}$ ($Q = 17,589$ MeV)
- ${}^7\text{Li}(p, n) {}^7\text{Be}$ ($Q = -1.6442$ MeV)

En este documento, se presentará el desarrollo de una de las líneas de experimentación que se instalarán en el Laboratorio Carlos Graef Fernández del IF-UNAM, con la llegada del electroimán selector, que se encarga de dirigir la trayectoria del haz producido por el acelerador de partículas Van De Graaff de 5.5 MV (Millones de Volts), hacia las nuevas líneas que estarán equipadas de acuerdo al tipo de experimentos que se realicen en cada una de ellas.

Esta línea cuenta con una cámara de reacción que tiene el objetivo de producir un flujo de neutrones monocromático (o mono energético) rápidos (Energía cinética del orden y superior a 1 MeV).

El haz de deuterio producido en el acelerador Van de Graaff "5.5", se hará incidir sobre un blanco constituido por una película delgada de polietileno deuterado (en donde los átomos de hidrógeno se han sustituido (más del 95%) por deuterio), induciendo la reacción:



Los neutrones producidos pueden ser detectados utilizando la técnica de la partícula asociada detectando en coincidencia al ${}^3\text{He}$.

En el Capítulo II se encuentran los elementos teóricos que se necesitan para comprender la composición de la materia, por lo cual el primer tema es el átomo acompañado de un marco histórico sobre algunos personajes que contribuyeron a través del tiempo al concepto. Para producir los neutrones en el laboratorio se requiere hacer una colisión del haz de partículas que produce el acelerador contra un blanco con núcleos específicos, enseguida en el documento se encuentra la definición de reacción nuclear, la notación que se utiliza, las leyes de conservación que se cumplen, el significado de $E=mc^2$ en una reacción nuclear, los tipos de reacciones nucleares, la cinemática de una reacción nuclear, el concepto de sección eficaz en una reacción y el concepto de atenuación de un haz. A continuación como el fotón es un bosón y una partícula elemental que interactúa con el átomo escribo el concepto de dualidad onda-partícula y los 3 mecanismos de interacción. El neutrón es la partícula de interés para este trabajo presento un pequeño marco histórico sobre el desarrollo del concepto de neutrón, sus propiedades, isótopo, las distintas fuentes de donde podemos obtener neutrones y los mecanismos que hay en la naturaleza para mantener estable al núcleo. Revisó brevemente el modelo estándar solo para aclarar el porqué al neutrón no se le considera como una partícula fundamental. En el Capítulo III se abordan las técnicas de tiempo de vuelo y la partícula asociada así como los detalles técnicos sobre la producción del haz de deuterio, transporte de iones. Para producir neutrones en la línea del acelerador Van Der Graaf, la cámara de reacción es de vital importancia, así que presento nociones de técnicas de vacío, las bombas, los medidores, y los adaptadores que se requirió para la instalación en la terminal de la línea del acelerador y lograr un vacío de 10^{-6} Torr en el interior de la cámara de reacción de neutrones. Por último para este capítulo hago referencia sobre el blanco que se utiliza para la reacción que produce los neutrones, los detectores que se utilizan para confirmar que esta fuente produce neutrones mono-energéticos, el tiempo muerto, la electrónica y el sistema de adquisición de datos. En el Capítulo IV redacto cómo se hizo el experimento, los resultados, el análisis de los datos y finalmente en el Capítulo V presento las conclusiones.

Capítulo II: Elementos Teóricos.

El Átomo

"Ohne Musik wäre das Leben ein Irrtum"

Friedrich W. Nietzsche

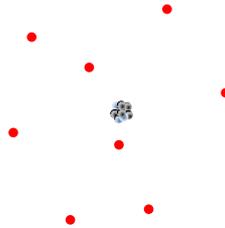


Figura 1. Representación del Átomo sin escala. En el centro tenemos un núcleo formado por nucleones y los puntos rojos representan los electrones que son atraídos por el núcleo.

Hoy en día sabemos que la materia está formada por átomos y que los átomos están formados a su vez por un núcleo y uno o varios electrones a su alrededor. El núcleo está constituido por protones (con carga eléctrica positiva) y neutrones (eléctricamente neutros) tiene casi toda la masa del átomo mientras que los electrones, con su carga eléctrica negativa, se mantienen unidos al núcleo por acción de la fuerza electromagnética. Los átomos son extremadamente pequeños, su radio mide 1×10^{-10} m y pesa unos 1×10^{-26} kg. Un átomo neutro tiene el mismo número de electrones como protones ya que sus cargas son de igual magnitud pero de signo opuesto.

El núcleo está formado por *nucleones* llamados así por igual a *protones* y *neutrones*. La distribución de las partículas que poseen espín igual a $\frac{1}{2}$ (electrones, neutrones, y protones) entre los posibles estados energéticos siguen **el principio de exclusión de Pauli** (18) (2 fermiones de espín $\frac{1}{2}$ no pueden compartir el mismo estado cuántico su función de onda es anti-simétrica) y obedecen a la **estadística Fermi-Dirac** (19) (20) (21) (22).

Los valores de las masas que se presentan a continuación de cada partícula fueron obtenidos en la página de PDG (23).

$$m_e = (5.4857990943 \pm 0.0000000023) \times 10^{-4} u$$

$$m_e = (0.510998910 \pm 0.000000013) MeV$$

$$m_p = (1.00727646677 \pm 0.0000000010) u$$

$$m_p = (938.272013 \pm 0.000023) MeV$$

$$m_n = (1.0086649160 \pm 0.0000000004) u$$

$$m_n = (939.565346 \pm 0.000023) MeV$$

$$m_n - m_p = (1.2933321 \pm 0.0000004) MeV = 0.0013884492046 u$$

En un átomo, para determinar el número de nucleones en un núcleo denotados por A, simplemente sumamos el número de protones Z con el de neutrones N: $A=Z+N$, el número de protones Z determina el elemento químico X.



Figura 2. Convención que se utiliza para identificar los distintos tipos de átomos a partir de sus Z protones y A nucleones. X es el nombre del elemento químico.

Los nucleones se mantienen unidos gracias a la fuerza nuclear fuerte que es lo suficientemente intensa para contrarrestar la repulsión eléctrica entre los protones (21).

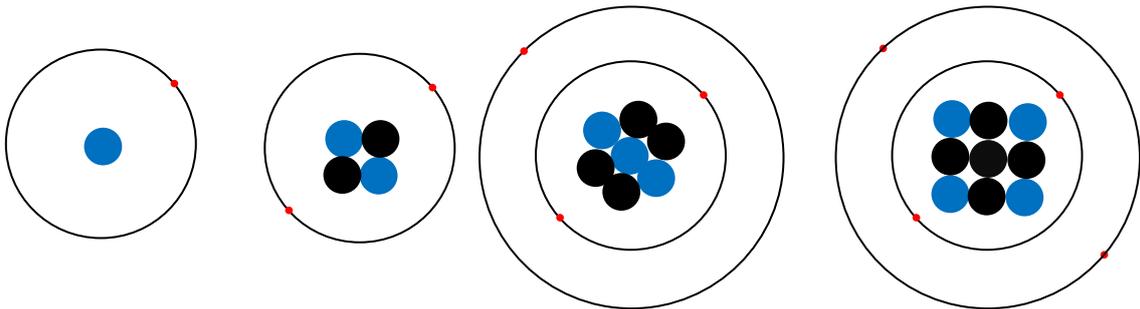


Figura 3. Representación en 2-D de átomos de Hidrógeno (1_1H), Helio (4_2He), Litio (7_3Li), y Berilio (9_4Be). Los protones son de color azul, los neutrones de color negro y sobre las orbitas encontramos a los electrones de color rojo.

Nacimiento del Concepto de Átomo

La primera formulación de la teoría atómica fue propuesta por Leucipo (440 aC). Leucipo empezó por aceptar la idea de Parménedes acerca del carácter increado, indestructible e inmutable de la materia, de que esta hecho el universo, pero rechazando la continuidad de la misma y la inexistencia del vacío (24). Sin embargo por su parte Leucipo afirmaba que la materia está constituida por partículas pequeñísimas no perceptibles que están separadas por el vacío. Con la existencia del átomo y vacío; Leucipo pensó que era posible dar una explicación satisfactoria del universo que estuviera de acuerdo, por una parte, de las exigencias de la lógica y por otras con la del sentido común. Los átomos según Leucipo están exentos de cambio, pero las combinaciones entre ellos cambia perpetuamente reagrupándose sin que éstos sean creados o destruidos. Para Leucipo los átomos estaban hechos de una misma sustancia pero se distinguían entre sí por su tamaño, forma y posición manteniéndose en un eterno movimiento, no le atribuía una diferencia cualitativa si no cuantitativa. El movimiento de los átomos no se lo atribuía a una acción externa y en tal caso se trataba de los choques atómicos.

Demócrito de Abdera (460?-370? a.C)(25), mantuvo la idea de Leucipo; sosteniendo que todo está compuesto de "átomos". Pensaba que la materia no podía dividirse infinitamente y que había un límite para su divisibilidad ese límite era el átomo.

Pero un poco más tarde Aristóteles (384 a. C. – 322 a. C.) (26); propuso una forma más simple de entender; decía que la materia estaba formada por

“elementos” (agua, aire, tierra y fuego) y como los elementos si se podían ver y además tocar, fue así como el tema del átomo quedó en el olvido. Los griegos elaboraban sus teorías mediante razonamientos sistemáticos, sin ningún experimento que comprobaran sus conclusiones.

En el Renacimiento (siglos XV-XVII), el astrónomo polaco Nicolás Copérnico antes de su muerte en el año de 1543 con su tratado *De Revolutionibus Orbium Coelestium* (De las revoluciones de las esferas celestes) llamó a la primera revolución científica de la era moderna (27). El filósofo inglés Francis Bacon (1561-1626) (28) y el francés René Descartes (1596-1650) (29), propusieron en el siglo XVII un sistema basado en el pensamiento inductivo (en la observación de los hechos), en la razón (la toma independiente de conclusiones) y el empirismo o duda escéptica, según el cual deberían de aceptarse sólo aquellas conclusiones que puedan comprobarse con la experimentación. Galileo Galilei (Pisa, 1564-Florence, 1642) (30); introduce el método científico que destituiría la asentada física aristotélica y el alemán Johannes Kepler (1571 -1630) (31) (32); con sus leyes del movimiento de los planetas en su órbita alrededor del sol, comprueba la teoría de Copérnico gracias al trabajo previo de su maestro el astrónomo danés Tycho de Brahe (1546-1601); por perfeccionar los métodos para tomar los datos astronómicos. Se requirió de otro siglo para que Sir Isaac Newton (1642–1727), sentara las bases de la mecánica clásica y descubriera la Ley de gravitación universal, que rigen el movimiento de los planetas y las publicara en su libro *Philosophiae naturalis principia mathematica* (33).

Sin embargo, la idea del átomo fue rescatada hasta 1807 en una ciudad inglesa llamada Manchester con John Dalton, dándole un significado más científico. Ya que a diferencia de los creadores del concepto Dalton no solo se conformó con suposiciones. Utilizando una balanza, intentó descubrir las regularidades en reacciones químicas, estudió las combinaciones de los elementos químicos, y entonces propuso su ley de las combinaciones decididas y múltiples (cuando 2 sustancias se combinan en una reacción química lo hacen en cantidades en razón del cociente de números enteros).

Mientras en 1895, en la Universidad de Wurzburg un alemán llamado Wilhelm Conrad Röntgen (34) trabajaba con luz fluorescente generada por electrones. Röntgen pintó con un compuesto de bario un pedazo de cartón obtuvo una pantalla fluorescente. Un día notó que a pesar de que los electrones no llegaban a la pantalla ésta seguía brillando. Röntgen había descubierto los rayos X (producidos por desaceleraciones de los electrones) y comenzó hacer varios experimentos, en uno de los cuales, sobre una placa fotográfica pudo ver el esqueleto de su mano (35).

Al siguiente año, en París, accidentalmente Antoine Henri Becquerel (36) descubre unos rayos desconocidos provenientes de la sal de uranio. Al colocar la sal de uranio sobre una placa fotográfica protegidas de la luz se producían manchas sobre éstas. Pronto descartó que el efecto tuviera que ver con una reacción química y observó que aumentando la concentración del uranio las placas se velaban en menor tiempo y llegó a la conclusión que el efecto se debía a este elemento químico.

Joseph Thomson un científico británico en 1897 descubrió una partícula todavía más ligera que un átomo de hidrógeno, que ahora conocemos como electrón. En 1904 Thomson (37) desarrolló un modelo atómico que establecía el electrón como un elemento constitutivo fundamental de la materia, según

este modelo los electrones están rodeados de una masa cargada positivamente como un panque con pasas.

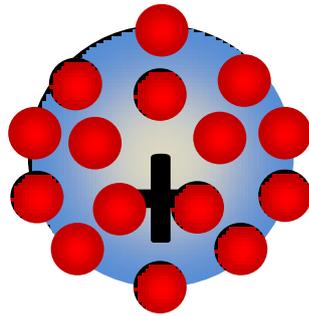


Figura 4. Modelo del átomo de Thomson. Los círculos rojos representan las partículas cargadas negativamente que están sobre un núcleo positivo.

Este modelo sólo sirvió para tentar a los físicos a estudiar la estructura interna del átomo, muchos jóvenes científicos como el neozelandés Ernest Rutherford (de origen inglés), trabajaron en el laboratorio de Thomson. En Cambridge, Rutherford investigó los efectos de los rayos X y las radiaciones de Becquerel sobre la conducción eléctrica de gases enrarecidos. En 1898 Rutherford demostró que los rayos X y la radiactividad tienen efectos similares sobre los gases. El fenómeno de la radiactividad fue explicado en 1902 por Rutherford y el químico inglés Frederick Soddy (1877-1956) (38). Cuando hacían pasar un haz radioactivo a través de un campo magnético notaron que este haz se descomponía en tres componentes una de ellas se desviaba ligeramente, la segunda se desviaba también pero en sentido contrario y la tercera no sufría cambios mantenía su trayectoria. Entonces Rutherford bautizó respectivamente a cada una como rayos alfa, rayos beta y rayos gama.

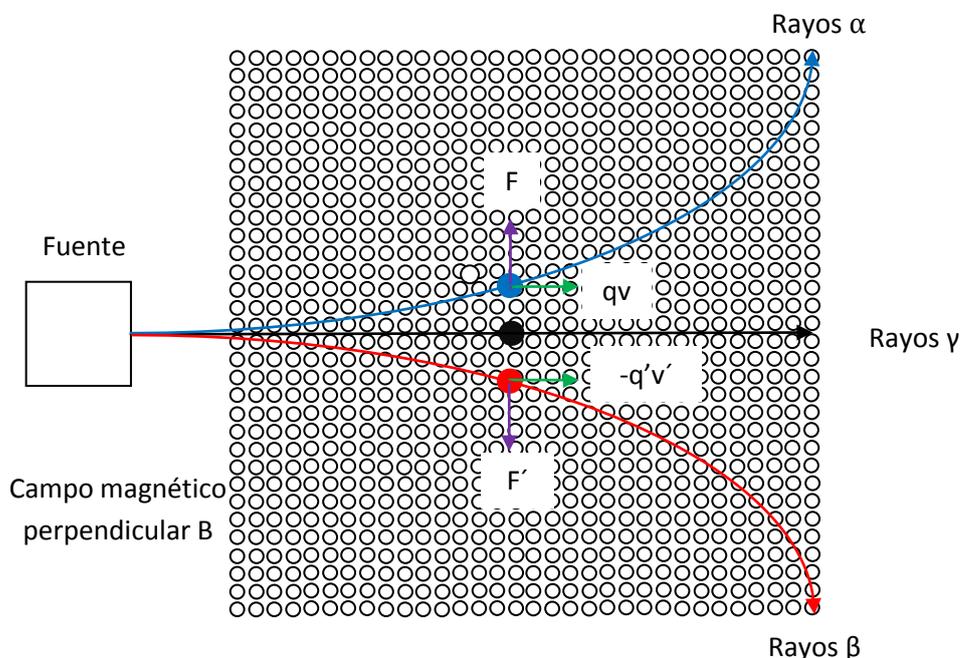


Figura 5. Representación de las trayectorias de los haces de las partículas alfas, beta, y gama a través un campo magnético en el experimento de Rutherford y Soddy. Debido que hay un campo magnético que sale hacia fuera de la hoja. La partícula de arriba con velocidad v y carga q está sujeta a la fuerza de Lorentz $F = qvXB$. La partícula de en medio no está sujeta a ninguna fuerza ya que no tiene carga eléctrica. La partícula de abajo va a una velocidad v' con carga eléctrica q' (negativa) y está sujeta a la fuerza de Lorentz $F' = q'v'XB$.

Debido a la fuerza de Lorentz una carga en movimiento a través de un campo magnético viaja en trayectoria circular con un radio proporcional al momento de la partícula. Esta propiedad se utiliza en tres maneras muy importantes y relacionadas con la física nuclear (39):

1. Determinar el momento de una partícula cargada.
2. Forzar la dirección de las partículas cargadas a lo largo de caminos seleccionados.
3. Enfocar las partículas cargadas que componen un haz.

En 1911, Rutherford publicó una fórmula de dispersión para partículas alfa y beta (40). Marsden junto al alemán Geiger hicieron experimentos por 2 años con una fuente de partículas alfa, como sonda para analizar el átomo y comprobar el modelo atómico propuesto por Thomson. Bombardearon con partículas α cargadas positivamente una lámina finísima de oro, se esperaba que todas las partículas alfas atravesaran con pequeñas desviaciones y notaron que algunas de ellas se desviaban a ángulos muy grandes. En abril de 1913 publicaron un informe completo en the *Philosophical Magazine* sobre sus experimentos (41).

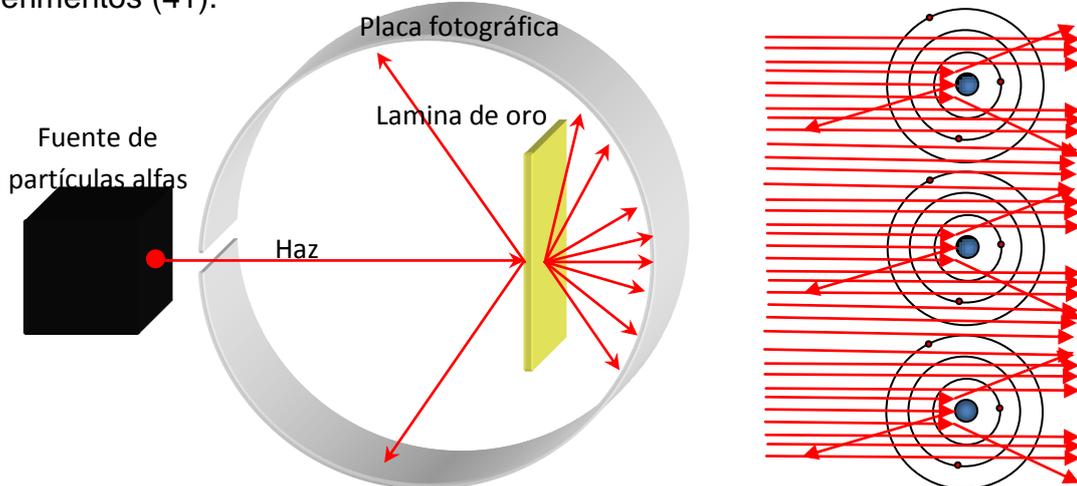


Figura 6. Representación del experimento de Rutherford. En la parte izquierda encontramos una fuente de partículas alfas. El haz de partículas alfa es colimado e incide sobre la placa de oro. En la parte derecha podemos ver una representación de cómo interacciona las partículas alfas con el átomo.

A partir de estas observaciones, Rutherford desarrolló su modelo atómico, donde concentró casi toda la masa del átomo en un minúsculo núcleo de carga positiva que está rodeada de electrones y para que los electrones no sean atraídos por el núcleo, éstos se desplazan sobre órbitas semejantes a los planetas alrededor del sol. Sin embargo, el modelo de Rutherford violaba las leyes del electromagnetismo, ya que los electrones alrededor del núcleo deberían emitir energía constantemente y en consecuencia precipitarse contra el núcleo.

Un modelo acertado, además de ser capaz de explicar la estabilidad de los átomos, también debía describir cómo emiten luz, por lo que debería esclarecer las líneas del espectro del hidrógeno. Este fue el punto de partida para el físico danés Niels Henrik David Bohr (42) estudiante de Rutherford en 1913.

Postulados de Bohr

Bohr clasificó las órbitas de los electrones por su energía, donde dijo que un radio mayor significaba más energía y uno menor menos energía.

Cuando un electrón cae de una órbita exterior a una órbita interior, pierde energía emitiendo un fotón de una energía específica, lo que se plasma como una línea en el espectro. Por último, dijo que las órbitas permitidas corresponden a valores discretos o cuantizados del momento angular $L = n \frac{h}{2\pi}$

donde n es un número entero y h la constante de Planck.

Este modelo permite que los electrones se sitúen en las órbitas más cercanas al núcleo donde por lo tanto no emiten energía, además de que se puede explicar el espectro del átomo de hidrógeno.

Reacciones Nucleares

Everything is energy and that's all there is to it.

Match the frequency of the reality you want and you cannot help but get that reality.

It can be no other way.

This is not philosophy.

This is Physics.

Albert Einstein

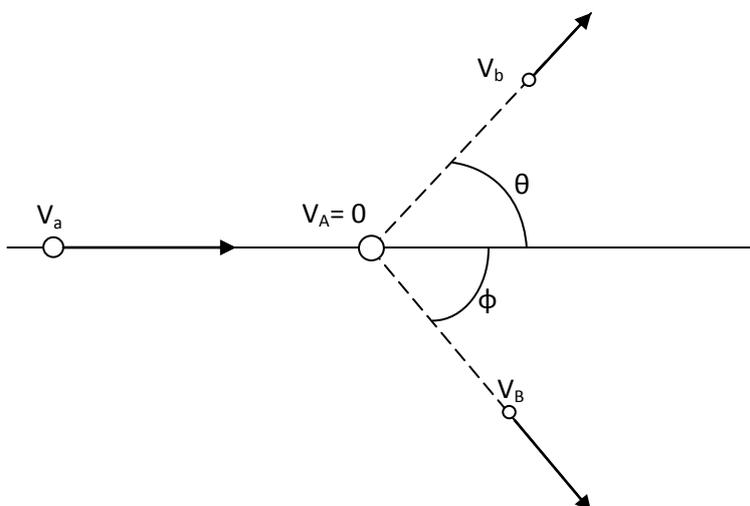


Figura 7. Reacción nuclear $a + A \rightarrow b + B$, desde el sistema del laboratorio.

Las reacciones nucleares son procesos donde interactúan núcleos atómicos o sus constituyentes como los nucleones, partículas alfa, deuterones etc. Una reacción nuclear es cuando, por lo menos, hay intercambio de uno o más nucleones, y el resultado de este proceso es la formación de un nuevo núcleo.

La notación para una reacción nuclear es la siguiente:



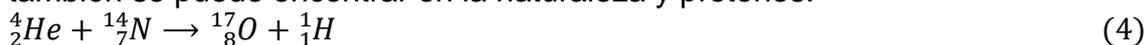
También podemos utilizar esta notación más sencilla:



En la reacción denotamos a "A" como el blanco (en reposo en el laboratorio), a "a" como el proyectil (una partícula acelerada), a "b" como el producto más ligero y finalmente a "B" como un producto más grande.

Las reacciones nucleares aportan información útil sobre la estructura de los núcleos (estados excitados) al igual que las propiedades de los estados excitados nos dan información para entender las reacciones nucleares.

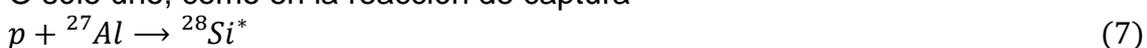
Además de los decaimientos nucleares naturales, que describiré más adelante, el hombre se las ha ingeniado para transformar artificialmente unos núcleos en otros. La primera reacción nuclear fue hecha en 1919 por Ernest Rutherford. Rutherford (43) bombardeó un blanco de un isótopo estable del Nitrógeno ${}^{14}_7\text{N}$, con partículas α (${}^4_2\text{He}$) obteniendo un isótopo estable del oxígeno (${}^{17}_8\text{O}$), que también se puede encontrar en la naturaleza y protones.



Podemos algunas veces tener más de dos productos finales en la reacción, por ejemplo:



O sólo uno, como en la reacción de captura



Leyes de Conservación

Con las leyes de conservación se pueden resolver una infinidad de incógnitas. En una reacción nuclear hay una serie de magnitudes que conservan manteniendo el mismo valor antes y después de la reacción (43) (44).

Número bariónico. Experimentalmente no se ha encontrado alguna evidencia donde los nucleones se creen o destruyan sin la creación o destrucción de los anti-nucleones.

Carga. En física este es un principio general de conservación. En reacciones nucleares se puede calcular mediante la suma de los números atómicos donde debe ser idénticamente igual de ambos lados.

Energía y momento lineal. Estos principios se aplican para estudiar la cinemática de las reacciones.

Momento angular total. Ésta es siempre una constante de movimiento.

Paridad. Siempre se conserva en reacciones gobernadas por la interacción nuclear.

Isospín. Esta es una ley de conservación aproximada se aplica principalmente para núcleos ligeros, donde los efectos de la fuerza de Coulomb es pequeña.

Conservación de Energía-Momento: Equivalencia entre Masa y Energía.

Cuando Einstein dedujo su famosa ecuación $E = mc^2$, nunca imaginó que este resultado cambiaría drásticamente el curso de la humanidad. A principio del siglo XX, los astrónomos no podían encontrar alguna explicación para entender de dónde proviene la enorme energía para mantener al Sol y las demás estrellas brillando por millones de años (45). Einstein calculó el trabajo W realizado sobre un electrón que ejerce una fuerza eX sobre éste a lo largo de la trayectoria que lo mueve para deducir su ecuación (46).

En una reacción nuclear $A(a,b)B$ la ecuación $E = mc^2$ nos permite saber cuando un sistema libera o absorbe energía, además nos dice cuál es la energía necesaria para romper un núcleo.

Si tenemos una reacción nuclear inelástica $A(a,b)B$, la energía que podemos extraer de la reacción es Q y se puede calcular a través de la diferencia de las masas iniciales y finales:

$$Q = (m_A + m_a - (m_B + m_b))c^2 \quad (8)$$

$$Q = \Delta mc^2 \quad (9)$$

La ecuación 9 representa el incremento o reducción de la masa que produce la reacción convirtiendo la energía en masa o la masa en energía. Si $Q > 0$ se trata de una reacción exotérmica entonces la masa se convierte en energía cinética. Pero si $Q < 0$ nuestra reacción será endotérmica, parte de la energía cinética inicial se convierte en masa.

Tipos de Reacciones

La *reacción de dispersión (scattering)* es cuando la partícula incidente y la partícula emitida son parecidas, es decir sólo hay un intercambio de energía y momento. Si los productos B y b se encuentran en su estado fundamental, es decir, la energía es la misma antes y después de la reacción, entonces

decimos que es una *reacción de dispersión elástica* entonces $A=B$, $a=b$ y $m_A+m_a=m_B+m_b$, por ejemplo:
 $n + {}^{208}\text{Pb} \rightarrow n + {}^{208}\text{Pb}$ (10)

Llamaremos *reacción de dispersión inelástica* al caso contrario, la colisión va acompañado de un cambio interno en las partículas que chocan, si B o b queda en un estado excitado, debido a que parte de la energía cinética se transfiere siendo la energía menor después de la reacción. Por ejemplo $n + {}^{16}\text{O} \rightarrow n + {}^{16}\text{O}^*$ aquí parte de la energía cinética es la que se utiliza para excitar al oxígeno ${}^{16}\text{O}$.

También podemos tener reacciones inducidas por radiación electromagnética:
 $\gamma + {}^{63}\text{Cu} \rightarrow {}^{62}\text{Ni} + p$ (11)

$\gamma + {}^{233}\text{U} \rightarrow {}^{90}\text{Rb} + {}^{141}\text{Cs} + 2n$ (12)

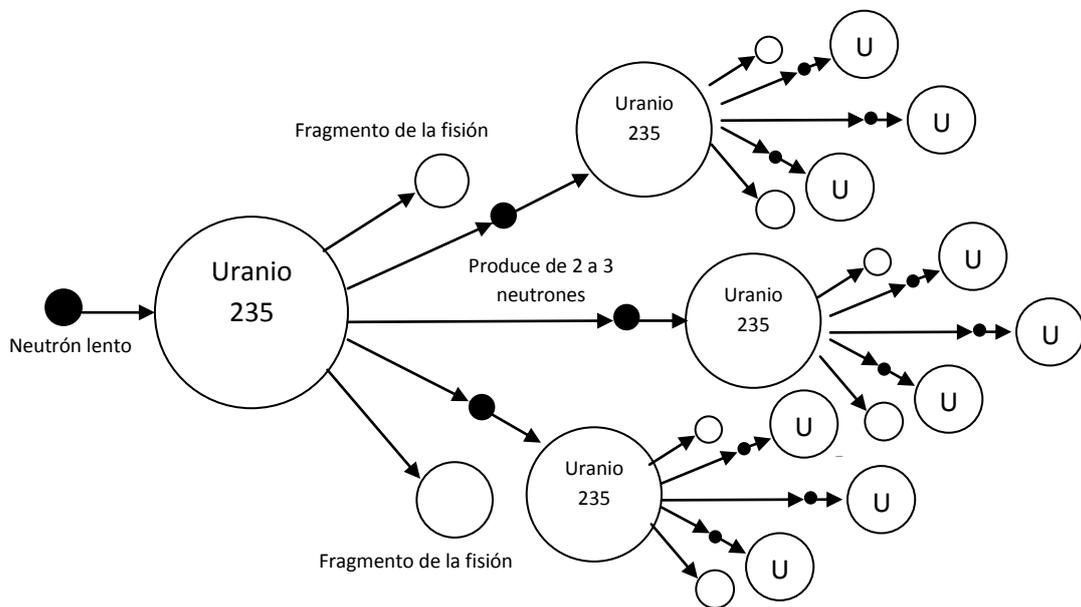


Figura 8. Reacción en cadena de la fisión nuclear de los átomos de uranio-235. Un núcleo de uranio 235 puede llegar a producir tanta energía como 20 millones o más de átomos de carbono que se queman al combinarse.

La *fisión nuclear* se caracteriza porque un núcleo pesado se rompe en 2 fragmentos, similares en tamaño, además libera una gran cantidad de energía así como la emisión de neutrones, partículas alfa, y radiación gama (47).

La reacción nuclear $A(a,bc)B$ donde al final tenemos 3 productos se le conoce como una *reacción knockout*, por ejemplo:

$e^- + {}^{13}\text{C} \rightarrow e^- + n + {}^{12}\text{C}$ (13)

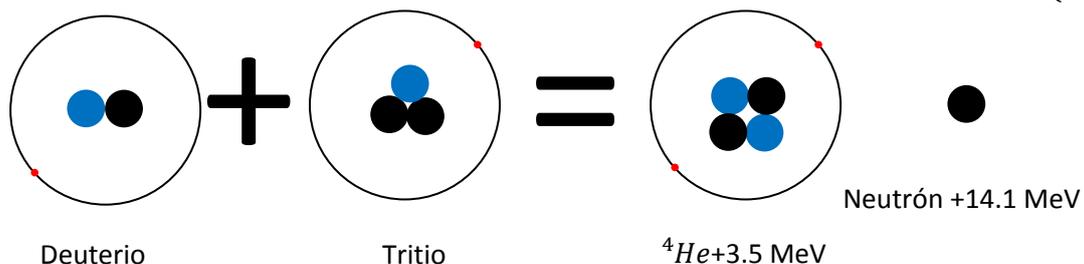


Figura 9. Reacción de transferencia Deuterio-Tritio ${}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + n + 17.6 \text{ MeV}$

Decimos que es de *fusión nuclear* si en una reacción dos núcleos atómicos se unen para formar sólo un núcleo, aquí se puede liberar una gran cantidad de energía y partículas.



En una *reacción de transferencia* uno o varios nucleones son transferidos entre el proyectil y el blanco.

Cinemática de una Reacción Nuclear

La cinemática de una reacción nuclear típica A(a,b)B se basa simplemente en las leyes de la conservación de energía y momento independientemente del tipo de fuerzas a las que son sometidas las partículas. Donde por lo general a y b son los núcleos ligeros, mientras que A y B son los núcleos pesados (44).

El producto b tiene un ángulo de emisión θ , además que se conoce la energía que lleva, mientras que B tiene poco alcance y típicamente no logra abandonar el blanco.

La energía de la reacción antes y después debe ser la misma, por lo que la energía cinética que lleva "a" más la energía Q, que se puede extraer de la reacción, es igual a la sumas de las energías cinéticas de b y B.

$$E_a + Q = E_b + E_B \quad (15)$$

Ahora escribimos las ecuaciones de momento primero sobre el eje de las x's

$$\sqrt{2m_a E_a} = \sqrt{2m_b E_b} \cos \theta + \sqrt{2m_B E_B} \cos \varphi \quad (16)$$

Las siguientes son para el eje de las y's

$$\sqrt{2m_b E_b} \sin \theta = \sqrt{2m_B E_B} \sin \varphi \quad (17)$$

El valor de $Q = (m_A + m_a - m_B - m_b)c^2$

Eliminando E_b y φ de las ecuaciones de momento, relacionamos a Q solamente con los parámetros que nos interesan y obtenemos:

$$Q = E_b \left(1 + \frac{m_b}{m_B}\right) - E_a \left(1 - \frac{m_a}{m_B}\right) - \frac{2}{m_B} \sqrt{m_a m_b E_a E_b} \cos \theta \quad (18)$$

Como podemos ver la ecuación anterior es de segundo grado en $\sqrt{E_b}$, cuya solución es:

$$\sqrt{E_b} = \frac{1}{m_b + m_B} \left(\sqrt{m_a m_b E_a} \cos \theta \pm \sqrt{m_a m_b E_a \cos^2 \theta + (m_b + m_B)(E_a(m_B - m_a) + Q m_B)} \right) \quad (19)$$

Sección Eficaz

La sección eficaz σ es un término al que se recurre frecuentemente, se introduce con el fin de medir la probabilidad para que ocurra una determinada reacción nuclear. En un experimento A(a,b)B, donde un flujo ϕ_a compuesto de partículas de tipo "a"; son aceleradas para incidir sobre un área de un blanco con N núcleos de tipo "A". La reacción resultante son dos productos: "b" el producto ligero de la reacción y "B" el producto más grande.

El flujo ϕ_a incidente sobre una superficie S es directamente proporcional al flujo ϕ_b de partículas "b" emitidas; es decir

$$\frac{\phi_a}{S} \sigma = \phi_b \quad (20)$$

La sección eficaz es la constante de proporcionalidad del material y está definida por

$$\sigma \equiv \frac{\text{No.de interacciones por tiempo}}{(\text{No.parts.incidentes por área por tiempo})(\text{No.de nucleos blanco en el haz})} \quad (21)$$

Podemos tener varias reacciones en un experimento y a cada una asociarle una "sección eficaz parcial σ_i " para cada b_i :

$$\sigma_{a,b_i} = \frac{\phi_{b_i}}{\phi_a} S \quad (22)$$

Para obtener la sección eficaz total σ debemos sumar las secciones eficaces parciales de cada proceso.

$$\sigma = \sum_i \sigma_i \quad (23)$$

El barn es una unidad de superficie y es la unidad que utilizamos para medir secciones eficaces σ que equivale a 10^{-28} m^2 .

Sección Eficaz Diferencial

Si tenemos una superficie cerrada S y un punto O como vértice en el espacio, podemos definir un ángulo sólido Ω comprendido por S desde O , en dirección (θ, φ) en coordenadas esféricas con respecto a un flujo ϕ_a .

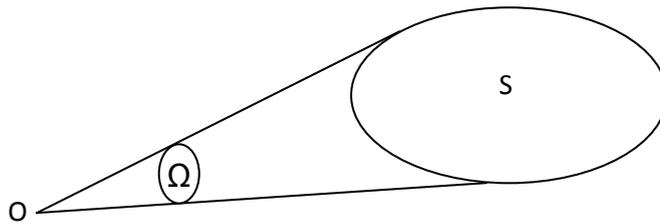


Figura 10. Ángulo sólido Ω abarcado por una superficie abierta S limitada por un contorno.

El flujo ϕ_a , incidente sobre un contribución de ángulo sólido $d\Omega$, es fácil ver que es directamente proporcional a $\phi_b(\theta, \varphi)$, por lo tanto,

$$\frac{\phi_a}{d\Omega} d\sigma(\theta, \varphi) = \phi_b(\theta, \varphi) \quad (24)$$

Obteniendo la sección eficaz diferencial

$$\frac{d\sigma(\theta, \varphi)}{d\Omega} = \frac{\phi_b(\theta, \varphi)}{\phi_a} \quad (25)$$

La relación que se tiene con la energía de los proyectiles es la razón por la cual se busca medir la sección eficaz. El haz que se hace incidir debe de llevar un flujo con energía conocida sobre un blanco de determinado material dependiendo de la reacción de interés.

Atenuación de un Haz de Partículas

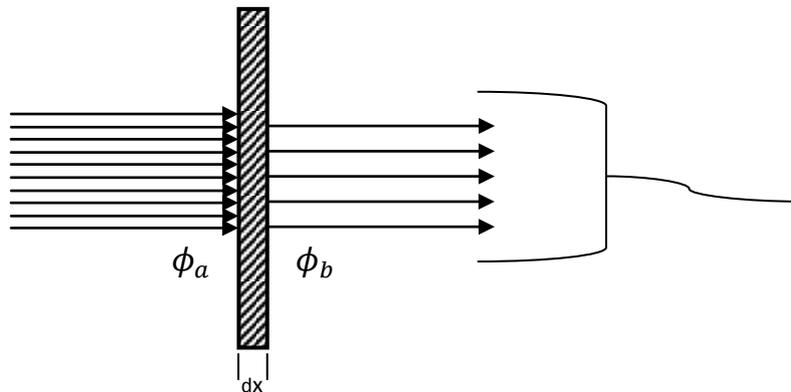


Figura 11. Atenuación de un haz.

En un flujo ϕ_a algunas partículas del haz serán eliminadas por dispersión o absorción. La dispersión elástica por lo general es la causa principal para que una partícula pierda energía. El número de partículas que desaparecen del haz es $\sigma \phi_a$, por cada núcleo, y si nosotros tenemos "n" núcleos en un centímetro

cubico, podemos calcular “la atenuación del haz”, es decir el número de partículas que desaparecen a una distancia dx .

$$-dN = \sigma n A dx \quad (26)$$

Donde A es el área del haz de partículas y $N = \phi_a A$ es el número de partículas

$$\Rightarrow -dN = \sigma \phi_a n A dx \quad (27)$$

$$N = N_0 e^{-\sigma n x} \quad (28)$$

$$\text{o sea } \phi_b = \phi_a e^{-\sigma n x} \quad (29)$$

$$\phi_b = \phi_a e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (30)$$

La intensidad de un haz de fotones, como la de un haz de neutrones, disminuye exponencialmente con la distancia al atravesar un material.

Cada material se caracteriza por su coeficiente de atenuación lineal o por su camino libre medio,

$$\lambda = \frac{1}{\sigma n} \quad (31)$$

En un experimento de transmisión donde se determina el valor de la atenuación la λ y σ del material.

El Fotón

"I was just exploring the limits of reality. I was curious to see what would happen. That was all curiosity."

Jim Morrison.

Estudiando *la radiación de cuerpo negro*, los físicos del siglo XIX, ya no podían utilizar la teoría ondulatoria clásica de la luz para explicar los resultados experimentales sobre la distribución de energía en función de la frecuencia,

$$E = \nu^5 e^{-\frac{\beta\nu}{T}} \quad (32)$$

Max Planck (48) planteó una nueva hipótesis, la cual consistía en pensar que *la energía de la luz emitida no estaba distribuida en forma continua sino como pequeños paquetes de energía conocidos como fotones*. Cada fotón tenía una energía $E = h\nu$ y fue así como Planck encontró, teóricamente, la distribución de energía para altas y bajas frecuencias ajustando bien a los resultados experimentales. Lo que dio confirmación a la hipótesis de Planck fue el trabajo de Albert Einstein. Einstein aplicando la idea de Planck las ondas acústicas de los sólidos demostró que hay una dependencia de la temperatura para el calor específico de los sólidos (49).

Dualidad Onda Partícula

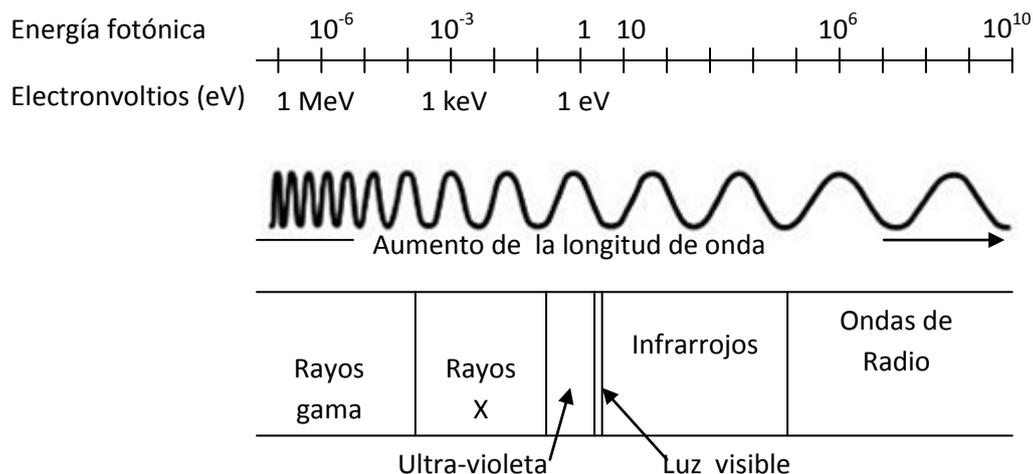


Figura 12. Espectro de la energía electromagnética. Se muestran las energías fotónicas (eV) y las longitudes de onda de los rayos gama y X, de la luz ultravioleta, visible e infrarroja, así como de las ondas de radio (52).

En 1924 el francés Louis de Broglie (1892-1987) (50) (51) pensó que si un fotón se comporta a veces como onda y otras veces como partícula, entonces lo mismo debía pasar con los electrones. Así que la relación entre la longitud y la frecuencia de onda, para la energía y momento de un fotón, también podría extenderse para los electrones.

$$\lambda = \frac{h}{p} = \frac{hc}{E} \quad (33)$$

Donde h es la constante de Planck, c la velocidad de la luz, p y E son el momento y la energía del fotón. Sustituyendo, para el caso del electrón, su propia cantidad de movimiento "p".

$$E = \frac{hc}{\lambda} \quad (34)$$

Interacción de los Fotones con el Átomo

Los procesos más importantes donde los fotones interactúan con el átomo son tres: absorción total a bajas energías (efecto fotoeléctrico), dispersión a energías intermedias (efecto Compton) y producción de pares a energías altas (53) (47).

Efecto Fotoeléctrico

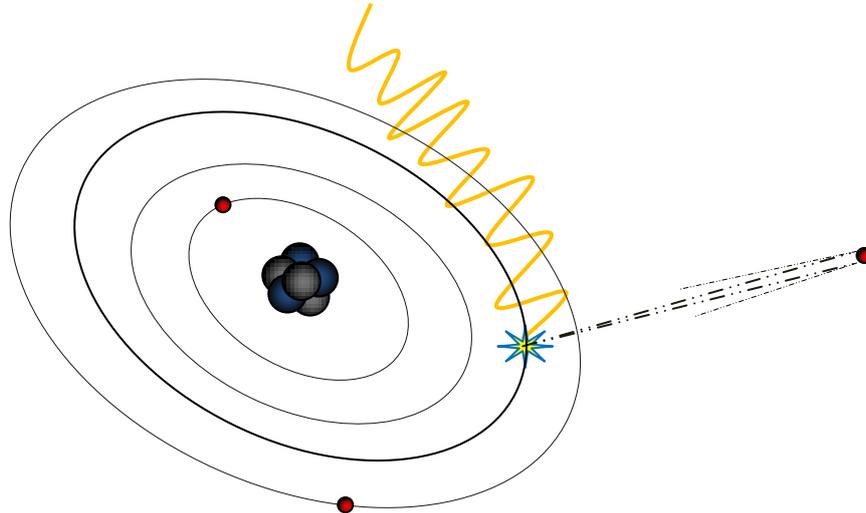


Figura 13. Representación del Efecto fotoeléctrico.

Heinrich Hertz (54) y Hallowachs en el siglo XIX observaron que saltaba una chispa entre dos electrodos al iluminar la superficie de uno de los electrodos. Einstein utilizando una vez más la hipótesis de Planck, explicó este fenómeno conocido ahora como efecto fotoeléctrico.

Cuando se hace incidir sobre una superficie metálica rayos X, el fotón transmite toda su energía $h\nu$ a un electrón del material; la cual se ocupa por una parte $h\nu_0$ para arrancar al electrón del material y la restante le proporciona energía cinética $\frac{1}{2}mv_m^2$.

$$h\nu = h\nu_0 + \frac{1}{2}mv_m^2 \quad (35)$$

$$h\nu = \Phi + E_k \quad (36)$$

$$\Phi = h\nu - E_k \quad (37)$$

La probabilidad para que el efecto fotoeléctrico ocurra depende del número atómico Z de los átomos del medio, aunque no existe alguna expresión analítica, se propone empíricamente la siguiente expresión,

$$P(\text{fotoeléctrico}) \approx kZ^n/E_\gamma^{3.5} \quad (38)$$

Cuando el fotón arranca un electrón de las capas internas del átomo, este hueco puede ser llenado por un electrón de las capas superiores emitiendo un nuevo fotón (rayos x) de acuerdo al primer postulado de Bohr.

Efecto Compton.

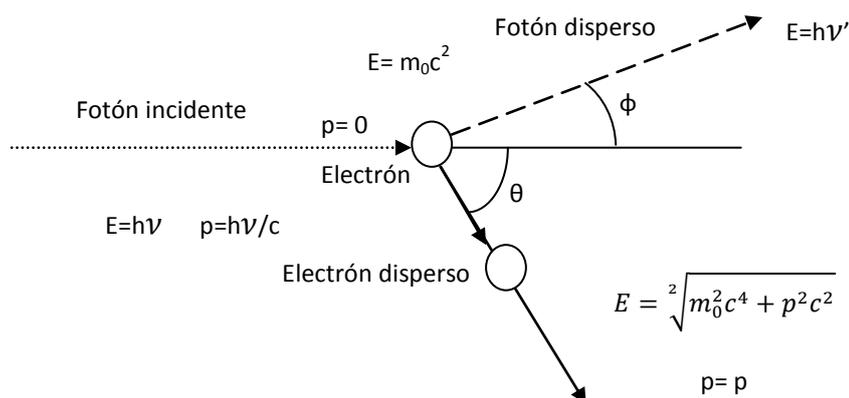


Figura 14. Efecto Compton.

En 1923 el físico estadounidense Arthur Compton (55) descubrió que cuando un haz de rayos gama de longitud de onda λ_0 es dispersado a un ángulo θ sobre una superficie metálica, la radiación dispersada tiene una componente λ_1 bien definida y mayor que λ_0 .

Aquí la energía del fotón original no es absorbida totalmente; es decir la energía se reparte entre un electrón del material y un nuevo fotón más débil a un ángulo θ respecto a su dirección original como podemos ver en la figura 14.

Por conservación de momento lineal para el eje de las x's.

$$\frac{h\nu}{c} + 0 = \frac{h\nu'}{c} \cos \phi + pc \cos \theta \Rightarrow pc \cos \theta = h\nu - h\nu' \cos \phi \quad (39)$$

Por conservación de momento lineal para el eje de las y's.

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin \phi - p \sin \theta \Rightarrow pc \sin \theta = h\nu' \sin \phi \quad (40)$$

Entonces tenemos

$$p^2 c^2 = (h\nu)^2 - 2(h\nu)(h\nu') \cos \phi + (h\nu')^2 \quad (41)$$

Para la energía total de una partícula igualamos

$$E = K + m_0 c^2 \quad \text{y} \quad E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}$$

$$\Rightarrow (K + m_0 c^2)^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2 \quad (42)$$

$$\Rightarrow p^2 c^2 = K^2 + 2m_0 c^2 K \quad (43)$$

$$\text{Si } K = h\nu - h\nu' \quad (44)$$

Tenemos entonces,

$$p^2 c^2 = (h\nu)^2 - 2(h\nu)(h\nu') + (h\nu')^2 + 2m_0 c^2 (h\nu - h\nu') \quad (45)$$

Sustituyendo por $p^2 c^2$ obtenemos

$$2m_0 c^2 (h\nu - h\nu') = 2(h\nu)(h\nu') (1 - \cos \phi) \quad (46)$$

Dividimos entre $2h^2 c^2$

$$m_0 c \left(\frac{\nu}{c} - \frac{\nu'}{c} \right) = \frac{\nu \nu'}{c} (1 - \cos \phi) \quad (47)$$

Entonces $\frac{\nu}{c} = \frac{1}{2}$ y $\frac{\nu'}{c} = \frac{1}{2}$

$$\frac{m_0 c}{h} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda'} \right) = \frac{1 - \cos \phi}{\lambda \lambda'}$$

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \phi) \quad (48)$$

La ecuación 48 da el cambio esperado de la longitud de onda para un fotón disperso a través de un ángulo ϕ , de una partícula en reposo m_0 que es independiente de la longitud de onda λ del fotón incidente. La cantidad $\lambda_c = \frac{h}{m_0 c}$ es llamada la longitud de onda de Compton de la partícula dispersa. Para un electrón $\lambda_c = 2.426 \times 10^{-12}$. En términos de λ_c :

$$\lambda' - \lambda = \lambda_c (1 - \cos \phi) \quad (49)$$

Si $v = \frac{c}{\lambda}$ y $v' = \frac{c}{\lambda'}$ tenemos la siguiente ecuación:

$$\frac{1}{h v'} - \frac{1}{h v} = \frac{1}{m_0 c^2} (1 - \cos \phi) \quad (50)$$

$$h v' = \frac{m_0 c^2}{1 - \cos \phi + \frac{1}{\gamma}} \quad (51)$$

$$\gamma \equiv \frac{h v}{m_0 c^2} \quad (52)$$

Note que la energía del fotón dispersado está en función de la energía del fotón incidente como de Φ para $\Phi=0$, $h v' = h v$ y el mínimo $h v'$ ocurre para $\Phi=180^\circ$.

La energía ($K=E_k$) de los electrones de retroceso.

$$E_k = h v - h v' = h v \frac{\gamma(1 - \cos \phi)}{1 - \gamma(1 - \cos \phi)} \quad (53)$$

Las energías del electrón se difunde sobre un rango de cero cuando la dispersión Compton ocurre $\Phi=180^\circ$ y $1 - \cos \Phi = 2$

$$E_{kmax} = h v \frac{2\gamma}{1 + 2\gamma} \quad (54)$$

En circunstancias normales todos los ángulos de dispersión ocurrirán en el detector. Por lo tanto, continuamente la energías pueden ser transferidas al electrón, que va desde cero hasta el máximo predicho por la ecuación anterior.

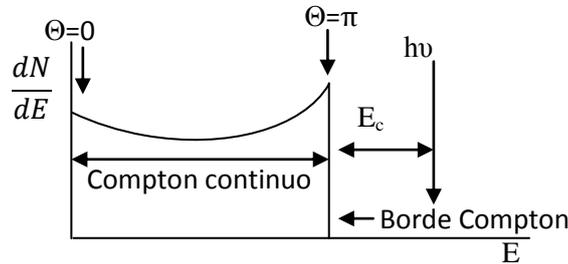


Figura 15. Para cualquier energía específica del rayo gama la distribución de energía tiene una forma general.

La brecha entre la máxima energía del electrón de retroceso Compton y la energía del rayo gama incidente esta dado por:

$$E_c \equiv h v - E_{kmax} = \frac{h v}{1 + \frac{2 h v}{m_0 c^2}} \quad (55)$$

En el límite que la energía del rayo gama incidente es grande, o $h v \gg \frac{m_0 c^2}{2}$ esta diferencia tiende hacia una constante evaluada por

$$E_c \cong \frac{m_0 c^2}{2} = 0.256 \text{ MeV} \quad (56)$$

Producción de Pares.

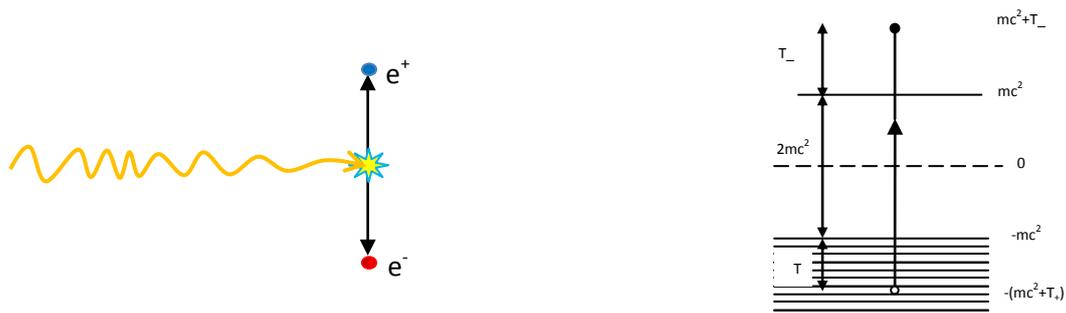


Figura 16. A) Producción de pares. b) Mecanismo; la energía absorbida en el proceso es $2mc^2 + T_+ + T_-$.

Si la energía del fotón original es mayor que $2 m_e c^2 = 1.022 \text{ MeV}$ cuando un pasa cerca del núcleo atómico (también ocurre a un cierto grado con los electrones externos), puede desaparecer mediante el proceso de la formación de pares, en que el fotón se transforma en un par electrón-positrón (e^- , e^+) y en energía cinética transfiriendo al núcleo una pequeña parte de la misma. La probabilidad de producción de pares por radiación gama está relacionada con el número atómico del absorbente Z , mediante a la ecuación *Producción de pares* $\approx \text{constante} \times Z^2(E - 1,02)$, es decir aumenta con el número atómico con el absorbente y con el exceso de energía del fotón. La expresión sólo se refiere a la formación de pares en el campo eléctrico del núcleo. Y al igual que el efecto fotoeléctrico no puede producirse en el espacio libre.

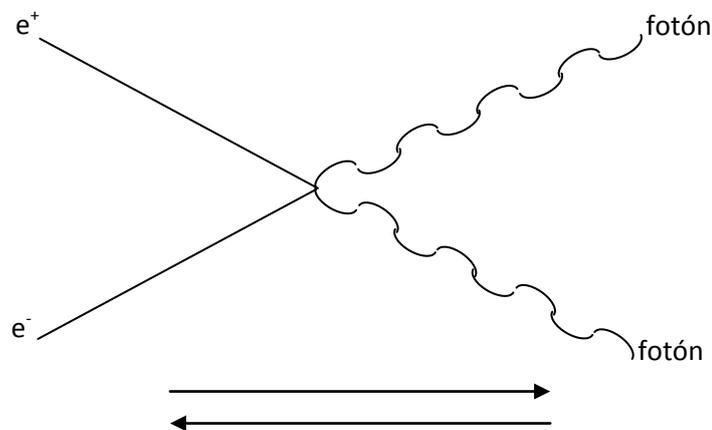


Figura 17. Aniquilación electrón positrón. En diagramas de Feynman tenemos de izquierda a derecha un electrón y un positrón que se aniquilan para dar lugar a dos fotones. También podemos leerlo de derecha a izquierda donde dos fotones crean un par de electrón positrón.

El Neutrón

And our hearts combined like a neutron star collision.

Neutron Star Collision by Matt Bellamy

Rutherford en 1920 predice la existencia de una partícula neutra que era necesaria para la estabilidad del núcleo (esta idea alternativa fue propuesta en una conferencia), pero pasaron algunos años para que esta partícula fuera descubierta (35).

En Alemania los físicos W. Bothe y H. Becker (56) en 1930 al bombardear con partículas alfa de una fuente de polonio, núcleos de boro, berilio y litio, encontraron que emitían una radiación que podía penetrar aún más en los materiales de núcleos pesados, como el plomo, lo cual les hizo pensar que esta radiación tenía una longitud de onda muy corta. También, notaron que la radiación no estaba formada por partículas cargadas y asumieron que era radiación gama.

En 1932 Frédéric e Irène Joliot-Curie (57) (58) en Francia, haciendo experimentos similares con boro, berilio y litio notaron que la radiación era rápidamente absorbida por sustancias con un alto grado contenido en hidrógeno.

James Chadwick, colaborador de Rutherford siguió con los estudios de Frédéric e Irène. Supuso que esta radiación estaba formada por partículas que carecían de carga eléctrica, lo que explicaba el porqué esta radiación penetraba con gran facilidad la materia, ya que no interaccionan con sus electrones.

Su masa también podía explicar la energía de retroceso del protón, como una bola de billar que choca contra otra que se encuentra en reposo y cuya masa es igual y puede transmitirle toda su energía cinética.

Chadwick, obtuvo la masa de esta partícula, a partir de un análisis de las energías de retroceso observadas en el núcleo del nitrógeno y el protón, encontrando que tenía una masa similar a la del protón. Poco después agregó que esta partícula formaba parte de todos los átomos, excepto en el átomo de hidrógeno (35).

El 27 de febrero de 1932, Chadwick (1) reportó sus resultados, interpretándolos como evidencia de una nueva partícula neutra, a la que llamó neutrón (aunque no tuvo una repercusión inmediata en la constitución de la estructura del núcleo), él mismo imaginaba al neutrón como un compuesto electrón-protón.

Heisenberg (57), en 1932, fue el primero en proponer un modelo para el núcleo utilizando los neutrones, donde los protones y neutrones estaban ligados por un intercambio de electrones (aún pensaban que había electrones en el núcleo).

Propiedades del Neutrón

El neutrón es un barión sin carga, está compuesto por 2 quarks d (down, carga $-\frac{1}{3}$) y un quark u (up, carga $\frac{2}{3}$) fuera del núcleo atómico es inestable y su desintegración da lugar a un electrón, un protón y un antineutrino, por medio del decaimiento β^- con una vida media de $\tau = 878.5 \pm 0.8s$, su anti-partícula es el anti-neutrón (58).

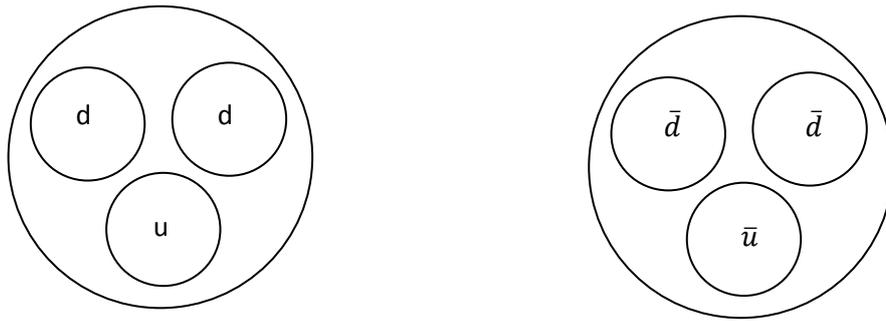


Figura 18. Representación de la estructura del neutrón y el antineutrón. Con 2 quarks d (carga $-\frac{1}{3}$) y un quark u (carga $\frac{2}{3}$) se hace un neutrón (carga 0); con 2 anti-quarks \bar{d} (carga $\frac{1}{3}$) y un anti-quark \bar{u} (carga $-\frac{2}{3}$) se hace un anti-neutrón (carga 0).

$$n \rightarrow p + e^{-} + \bar{\nu} \quad (57)$$

Los neutrones como los neutrinos, ambos con carga nula, al igual que otras partículas que si poseen carga eléctrica, tienen una antipartícula, el antineutrón y el antineutrino, respectivamente, que también son neutros mientras que las antipartículas de partículas con carga eléctrica poseen una carga eléctrica opuesta (59).

El neutrón posee una masa ligeramente mayor a la del protón. Su neutralidad eléctrica y su spin de $\frac{1}{2}$ ajustan a la perfección las observables nucleares suponiendo que el núcleo atómico sólo se compone por neutrones y protones.

Dadas estas propiedades, un neutrón en movimiento va a interactuar de manera particular con cualquier material que atraviese.

Como el neutrón no puede interactuar con los electrones de la materia, entonces un flujo de neutrones sólo puede perder energía o ser absorbido por medio de su interacción nuclear.

Las fuentes de neutrones más intensas y más antiguas, son los reactores nucleares, de donde proviene la siguiente clasificación de los flujos de neutrones de acuerdo a su energía cinética:

Neutrones rápidos: $E > 0,5$ MeV, el espectro esta determinado principalmente por neutrones procedentes de la fisión.

Neutrones epitérmicos: $0,1 \text{ eV} \leq E \leq 0,5 \text{ MeV}$, aquí el espectro está determinado por los neutrones que están colisionando con los núcleos del moderador disminuyendo su energía.

Neutrones térmicos: $E < 0,1 \text{ eV}$, aquí los neutrones y los átomos del moderador están en equilibrio térmico.

En la investigación en física nuclear, los neutrones juegan un papel fundamental debido a que esta partícula sub-atómica, con masa y carente de carga eléctrica, puede llegar a donde una partícula con carga no puede ir.

Su importancia práctica queda demostrada en la producción de energía en los reactores nucleares. Ahí si un neutrón que colisiona con un núcleo de un elemento pesado (fisil), provoca que se divida en dos fracciones produciendo 2 o 3 neutrones y una cantidad de energía (equivalente a la diferencia de la masa del núcleo original y los productos de la fisión resultantes). Los neutrones expulsados que también colisionan con otros núcleos, son los responsables de sostener la reacción en cadena. Este es el principio que se utiliza, tanto para un reactor nuclear cuando la reacción es controlada o la bomba atómica donde se sale de control y produce una explosión.

Isótopos

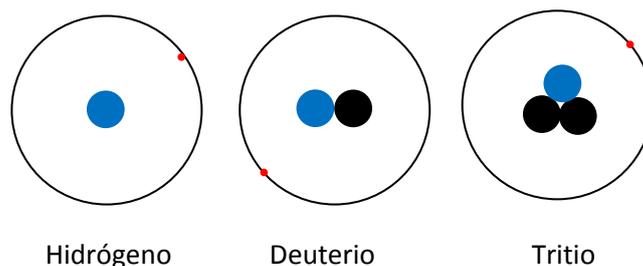


Figura 19. Isótopos del Hidrógeno. El átomo más sencillo, es el átomo de hidrógeno, tiene un solo protón, pero se encuentra en la naturaleza a tres isótopos de este elemento: el hidrógeno, deuterio, y tritio, cuyos núcleos están formados solamente por 1 protón; el primero de ellos no tiene neutrones, mientras que el segundo, el deuterio, tiene un solo neutrón, y el tritio tiene 2 neutrones.

Entre los años 1906-1911 Sody y otros investigadores hicieron un descubrimiento importante relacionado con las transformaciones de los núcleos, poniendo en manifiesto algunos procesos de desintegración radiactiva originando elementos físicamente distintos pero con propiedades químicas idénticas entre sí.

Sody los nombró isótopos, la propiedad que diferencia físicamente a estos elementos, se aclaró, cuando se explicó la naturaleza de la radiación y se formularon las leyes del desplazamiento de Sody, Russell y Fajans en 1913 (60) (61) (62).

Leyes del Desplazamiento.

La emisión de una partícula α desplaza a un elemento 2 lugares hacia la izquierda en la tabla periódica, disminuyendo su masa 4 unidades.

La emisión de una partícula β desplaza a un elemento hacia la derecha un lugar en la tabla periódica sin alterar la masa atómica.

El hecho de que el núcleo esté constituido por protones y neutrones explica la naturaleza de los isótopos.

Los isótopos de un mismo elemento contienen el mismo número de protones, sin embargo, varían en el número de los neutrones, lo que hace que se comporten químicamente igual y difieran solo en masa (62).

En elementos donde el núcleo es ligero, tanto el número de protones como de neutrones llegan a ser iguales; en núcleos pesados los que abundan son los neutrones, cada elemento puede llegar a tener varios isótopos.

Rutherford y Soddy tuvieron que introducir un nuevo concepto para explicar la continua desintegración de los materiales radioactivos, que mide el *intervalo de tiempo necesario para que el número de átomos, de un núcleo inestable, se reduzca a la mitad* al que llamaron vida media. Después de hacer un análisis, encontraron que las vidas medias se podían relacionar matemáticamente con una exponencial decreciente (63) (35).

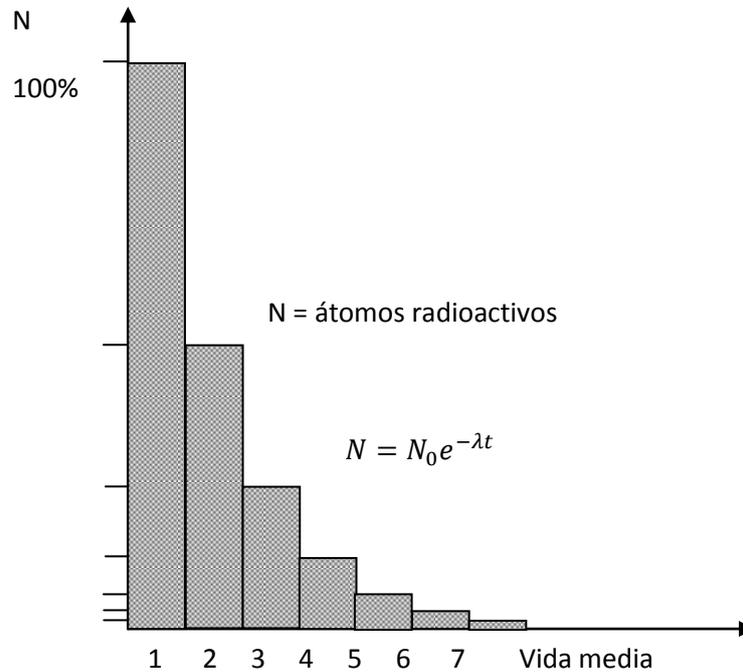


Figura 20. Actividad de un isótopo radiactivo en función del tiempo transcurrido.

Fuentes de Neutrones

Radio-Isótopos

Se utilizan algunos isótopos como fuente radioactiva, su uso fundamental es para calibrar los equipos utilizados para hacer investigación, o como fuentes portátiles de activación y radiografías. Normalmente los flujos de neutrones vienen acompañados de fotones, lo que implica que el espectro de los neutrones venga acompañado de un espectro de fotones de distintas intensidades y energías, dependiendo del isótopo.

Ventajas que ofrecen sobre las otras fuentes: En cuanto a tamaño son pequeñas, portátiles, económicas, sin necesidad de mantenimiento y se caracterizan por un campo de neutrones de intensidad predecible.

Desventajas: No produce campos de neutrones intensos y en algunos casos es necesario recurrir a fuentes de muy alta actividad. Requiere de una técnica cuidadosa de fabricación, precaución y almacenamiento para su uso.

Algunas fuentes que se pueden citar son:

Los elementos transuránicos que experimentan una fisión espontánea en la que se produce neutrones. Por ejemplo el Californio 252 que tiene una vida media de 2,645 años, su desintegración se debe a la fisión espontánea. Con este tipo de fuente se puede obtener una densidad de flujo de alrededor de $10^7 \text{ n cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ o superior. Los neutrones también se pueden producir al preparar una mezcla de un emisor alfa, como el plutonio, americio o curio, con un elemento ligero como el berilio. Una fuente que se utiliza comúnmente sigue la reacción

$${}^9_4\text{Be} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^1_0\text{n} + {}^{12}_6\text{C} + 5.65\text{MeV} \quad (58)$$

Para producir neutrones térmicos se utilizan parafinas como moderador.

Fuentes de Foto-Neutrones

Con una fuente de rayos gamas de alta energía sobre un blanco a continuación veremos las reacciones:



Las energías de enlace del neutrón tanto del Deuterio como del Berilio son bajas por lo cual cuando absorben un fotón, con una energía mayor a la ligadura este neutrón se libera.

Aceleradores de Partículas

El objeto de la física nuclear, es estudiar el núcleo del átomo y sus componentes. A pesar de las limitaciones de las fuentes radioactivas de poca intensidad, se obtuvieron importantes avances en esta ciencia desde sus inicios. Pero la necesidad de disponer fuentes más intensas que ayudaran hacer los experimentos en menor tiempo, además de poder controlar el tipo de partícula (protones, neutrones, alfas, etc.), así como la energía y el flujo, dio origen a los aceleradores de partículas.

En 1931 los físicos británicos Jonh Douglas Cockcroft y Ernest Walton (64) construyeron el primer acelerador (posteriormente ganaron el premio Nobel en 1951), con el que generaron un haz de protones de baja de energía, que al bombardear ${}^7\text{Li}$ produjeron la primera trasmutación nuclear artificial:



Donde Q_m es la energía debido a la diferencia de masas de las partículas antes y después de la reacción.

En la Universidad de Princeton en el año de 1929, Robert Van de Graaff, inventó los aceleradores electrostáticos que llevan su nombre en su honor, pero fue hasta el año de 1935 cuando estos aceleradores se utilizaron para producir reacciones nucleares. Su primer acelerador llegó alcanzar 1.5 MV. Estos aceleradores producen partículas mono-energéticas muy estables, cuya energía e intensidad pueden ser controladas con facilidad y su costo de mantenimiento es bajo. Los aceleradores de partículas consisten en una fuente de iones, los cuales se extraen en una zona de alto vacío, y luego son acelerados por campos eléctricos intensos para impactar sobre un blanco, produciendo una reacción que genera neutrones, cuyas características dependerán del tipo de iones y del blanco utilizado.

Como fuente de neutrones, los aceleradores de partículas tienen importantes ventajas con respecto a las que se obtienen a partir de reacciones nucleares y radioisótopos.

Ventajas: Intensidad de varios órdenes de magnitud, se pueden obtener neutrones mono-energéticos con buena resolución, además pueden ser pulsadas permitiendo la aplicación de técnicas de tiempo de vuelo.

Podemos clasificar a los aceleradores en tres grande grupos:

Producción de neutrones mono-energéticos a partir de reacciones (p,n) y (d,n) con aceleradores de protones y deuterones en generadores Van De Graaff y ocasionalmente con ciclotrones que pueden ser utilizados con este propósito.

Obtención de fuentes con alta intensidad continuas o pulsadas, a partir de la reacción (d,n) utilizando deuterio, tritio, litio y berilio con aceleradores de baja energía.

Fuentes de muy alta intensidad pulsadas a partir de las reacciones (γ ,n) en aceleradores lineales.

Reactor Nuclear

La radiación producida por los neutrones en el interior de un reactor se caracteriza por el flujo ϕ . Éste representa el número de neutrones que pasan en todas direcciones a través de una esfera de 1 cm^2 de superficie por segundo. El neutrón en el reactor puede llegar a tener energías desde $0,001 \text{ eV}$ hasta aproximadamente 10 MeV .

La intensidad del flujo depende del punto en el interior del reactor considerado y la potencia en la que se está operando.

Hay dos principales equipamientos en el reactor, los de irradiación de sustancias en el interior, y los tubos de extracción de haces para realizar experiencias en el exterior del mismo.

Los haces extraídos son generalmente cilíndricos que pueden ser tanto radiales como tangenciales, con respecto al núcleo del reactor. En el tubo de irradiación se presentan simultáneamente todos los componentes de radiación: neutrones térmicos, epitérmicos y rápidos acompañados por rayos γ . Debido a lo anterior se han desarrollado técnicas, métodos y equipos, que permiten seleccionar algún componente del campo, disminuyendo la presencia relativa de los otros. Como ejemplo se puede citar la utilización de filtros de boro o cadmio, que ayudan a disminuir la componente térmica del haz. La columna térmica consiste en un prisma de grafito, de alta pureza, colocado cerca del núcleo del lado del blindaje. Los neutrones que llegan a la columna de grafito se moderan produciendo un flujo puramente térmico, de baja intensidad, que es extraído por un tubo de irradiación que llega a dicha columna.

Fuentes de Neutrones a Partir de Reacciones Nucleares

Estas fuentes son frecuentemente usadas para producir haces de neutrones mono-energéticos con energías que van desde $0,1$ a 20 MeV .

Existe una gran variedad de reacciones utilizadas. En ellas, los núcleos son excitados con el bombardeo de las partículas alfas, protones, deuterones o fotones gama. La energía de excitación alcanzada es mayor que la de enlace de un neutrón, por lo que el núcleo se desexcita emitiéndolo. La energía de excitación remanente se distribuye como energía cinética entre el neutrón y el núcleo residual.

Reacciones típicas:

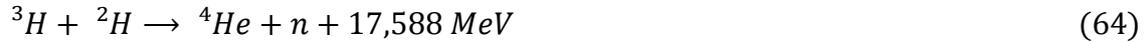
Reacción (α ,n): algunas reacciones pueden ser exotérmicas o endotérmicas.

Reacciones más utilizadas:



Reacciones (d,n): Como la energía de enlace es pequeña en el deuterón, forma un núcleo altamente excitado al ser capturado y las reacciones en su mayoría son exotérmicas.

Reacciones más utilizadas:



Reacciones (p,n): el valor de Q en estas reacciones se determina por la siguiente ecuación $Q = E_\beta - Q_n$, donde $Q_n = 0,782 \text{ MeV}$ y E_β es la energía de decaimiento β . El máximo de E_β es de 18 keV, del tritio, donde el valor de $Q = -0,764 \text{ MeV}$. Por este motivo todas las reacciones (p,n) sobre nucleídos estables son endotérmicas.

Otras reacciones utilizadas:



Reacciones (γ ,n)



Reacciones D-T:

Se ocupan para producir neutrones de alta energía. Se bombardea comúnmente un blanco metálico que contiene tritio con un haz de deuterio a energías entre 100 y 400 keV produciendo neutrones mono-energéticos de aproximadamente 14 MeV.



Interacción de los Neutrones con la Materia.

Los neutrones no tienen carga eléctrica, así que por sí solos no pueden interactuar con los electrones, pero sí con el núcleo, cuando ambos colisionan. Sin embargo, estas colisiones son raras y como resultado el neutrón penetra más en la materia. Ahora bien cuando un neutrón llega a chocar con el núcleo atómico, le transfiere parte de su energía cinética convirtiendo al núcleo en un ion positivo y de esta forma es como el neutrón llega a ionizar la materia. Los procesos que comúnmente ocurren cuando el neutrón interactúa con el núcleo, es el de dispersión elástica (n,n) y dispersión inelástica (n,n') y las reacciones nucleares (n, α), (n, γ).

La dispersión inelástica con un núcleo, le ocasiona una transición a un estado excitado del que posteriormente decae al estado base, emitiendo fotones u otras partículas que pueden ser detectadas por medio de su interacción con la materia.

La dispersión elástica de neutrones con un núcleo le transfiere energía cinética, lo que provoca interacciones eléctricas con los electrones del medio y permite indirectamente detectar a los neutrones.

Estabilidad Nuclear

Muchos núcleos tienen una combinación de protones y neutrones en una configuración inestable y tienden a una configuración estable liberando partículas.

Un núcleo emprende una transformación en otro más estable al emitir espontáneamente un núcleo de ${}^4_2\text{He}$ (partícula alfa), un electrón o positrón (partícula beta), o un fotón (rayo γ). Se ha observado también la emisión de núcleos más pesados que el Helio y la fisión como otros procesos de decaimiento espontáneo hacia configuraciones nucleares más estables.

Decaimiento α

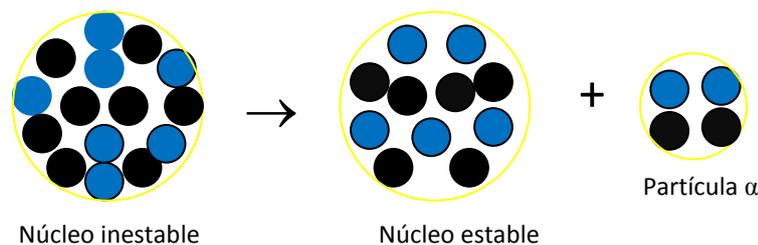


Figura 21. Representación del decaimiento α .

Dado que las fuerzas que mantiene unidos a los nucleones son de corto alcance, la fuerza total de enlace en un núcleo debe ser más o menos proporcional al número de masa A . Pero las fuerzas de repulsión electrostática entre los protones son de alcance ilimitado y la energía de rompimiento total en un núcleo es casi proporcional a Z^2 .

Los núcleos que contienen 210 o más nucleones se vuelven inestables, ya que es difícil equilibrar la fuerza repulsiva de los protones con la fuerza que los mantiene unidos.

Esta es la causa por la cual la naturaleza busca una estabilidad para reducir el tamaño del núcleo por medio del decaimiento α .

Debido a que ${}^4_2\text{He}$ tiene una energía alta de enlace, la energía cinética que lleva ${}^4_2\text{He}$ es suficiente para escapar del núcleo.

La notación para describir este proceso es la siguiente



Por ejemplo cuando un núcleo de ${}^{238}_{92}\text{U}$ emite una partícula α lo escribimos



Decaimiento β^- , β^+ y captura electrónica.

Al igual que la desintegración α la desintegración β también se presenta para dar una mayor estabilidad al núcleo

Cuando un núcleo tiene más neutrones que los que corresponden a la configuración de mayor equilibrio, decae por la emisión de electrón y un antineutrino como ocurre en el *decaimiento β^-* .



Ejemplo



Dando una mayor estabilidad nuclear en consecuencia el neutrón se transforma



Si por otra parte hay menos neutrones de los necesarios entonces puede ocurrir el *decaimiento β^{+}* .



Ejemplo



En consecuencia un protón se transforma



En ambos casos el núcleo producto Y no es necesariamente estable, en cuyo caso va a decaer eventualmente por la misma vía o por otra forma de desintegración.

En algunos casos algunos electrones muy cercanos al núcleo son capturados, la probabilidad de que un electrón sea capturado por un protón es relativamente grande.

Este proceso lo conocemos como *captura electrónica*.



De esta forma un núcleo se deshace de sus neutrones o protones en exceso. Esta teoría fue propuesta por Enrico Fermi en 1934.

Decaimiento γ

Este es un mecanismo de los núcleos cuando tienen energía de sobra para expulsarla emitiendo fotones.

Al igual que el átomo el núcleo tiene niveles de energía la des-excitación del núcleo en este caso va acompañada de la emisión de un rayo γ .

Fisión Nuclear

Este proceso es muy raro, aquí el núcleo se divide en dos partes casi iguales acompañados por 2 o 3 neutrones. Los dos fragmentos salen despedidos con gran velocidad además de que casi siempre son núcleos inestables.

Modelo Estándar

I'm burning through the sky Yeah!

Two hundred degrees that's why they call me Mister Fahrenheit

I'm traveling at the speed of light

I wanna make a supersonic woman of you

Farrokh Bulsara

En física hay una teoría que explica con profundidad casi todos los fenómenos que determinan nuestra vida cotidiana. Resume todo lo que se sabe acerca de la estructura fundamental de la materia y energía. Representa con detalle los bloques básicos con los que están construida. Describen las reacciones que dan al sol a su energía y las interacciones que causan el brillo de las luces fluorescentes. Explica el comportamiento de la luz, las ondas de radio y los rayos x. Tiene implicaciones que nos permite entender los primeros momentos de la existencia del universo y como es que apareció la materia. Esta teoría es conocida como modelo estándar y pertenece a un tipo de teorías conocidas como teorías de campo cuántico relativista. El modelo estándar es un teoría de casi todo salvo la gravedad. Paradójicamente la gravedad es la más notoria por ser la fuerza más débil.

El modelo estándar afirma que los protones, neutrones y otras partículas pesadas no son partículas fundamentales en absoluto. Se cree que hay tres tipos de partículas elementales: leptones, quarks y partículas del campo. Estas tres partículas se clasifican adicionalmente en fermiones o bosones. Los quarks y los leptones tienen un spin de $\frac{1}{2}$, por lo cual son fermiones, por otro lado los bosones tienen spin entero de 1 o más.

Todas las fuerzas observadas en la naturaleza pueden entenderse mediante 4 interacciones básicas (65) (66). Las interacciones básicas proporcionan una estructura para la clasificación de las partículas que son, en orden decreciente de intensidad:

Interacción Nuclear Fuerte: 10^{40} veces más intensa que la gravitatoria, conocida como la interacción hadrónica, el bosón intermediario es el gluón.

Interacción Electromagnética: 10^{38} veces más intensa que la gravitatoria, el bosón intermediario es el fotón.

Interacción Débil: es 10^{38} veces más intensa que la gravitatoria, es de corto alcance de alrededor de 10^{-18} m, asociada al decaimiento beta responsable de la inestabilidad del neutrón. Los bosones intermediarios W^+ , W^- y el Z^0 son los causantes de esta interacción.

Interacción Gravitatoria: partícula asociada gravitón aún no detectado.

Los bosones obedecen la estadística de Bose-Einstein, pueden ocupar el mismo estado cuántico.

Las fuerzas entre fermiones pueden ser atractivas o repulsivas. Se pueden clasificar en leptones (electrón, muon, tauón, neutrino (electrónico, muónico y

tauónico)) consideradas como partículas ligeras y bariones como las partículas masivas.

Los leptones participan con la interacción débil mientras las partículas que interaccionan por medio de la fuerza nuclear fuerte son hadrones, están hechas de cuarks, y son de dos tipos:

Bariones: partículas formadas de tres cuarks (protones, neutrones, Λ , Σ , Ω).

Mesones: partículas formadas de un cuark y un anti-cuark.

Existen tres tipos de familias que agrupan a los cuarks.

En la primera familia están los cuarks up (arriba) y down (abajo), en la segunda los cuarks *strange* (extraño) y *charmed* (encanto) y los de la tercera familia son top (tapa) y bottom (fondo).

Todas las partículas interaccionan gravitacionalmente sin embargo no todas interactúan electromagnéticamente sólo las partículas que poseen carga o momento magnético. Muchas sólo se pueden producir en la tierra a partir de colisiones a altas energías entre otras dos partículas utilizando aceleradores de partículas.

A continuación se presenta una tabla que contiene los fermiones que son las 12 partículas elementales que constituyen la materia del Universo.

Tipo	Seis Leptones						Seis Quarks					
	Electrón	Electrón neutrino	Muon	Muon neutrino	Tau	Tau neutrino	Up	Down	Charm	Strange	Top	Bottom
Símbolo	e	e_ν	μ	ν_μ	τ	ν_τ	U	D	C	S	t	B
Masa GeV/c	5.1×10^{-4}	$< 1 \times 10^{-4}$	0.106	$< 1 \times 10^{-4}$	1.78	$< 1 \times 10^{-4}$	0.005	0.01	1.5	0.02	1.75	4.7
Carga eléctrica	-1	0	-1	0	1	0	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{2}{3}$	$\frac{1}{3}$
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$

Tabla 1. Modelo estándar de Fermiones.

La siguiente tabla contiene los bosones, portadores de las 4 fuerzas fundamentales.

Fuerzas fundamentales	Potador	Símbolo	Masa GeV/c ²	Carga	Spin	Fuerzas entre 2 quarks, distancia		Fuerza entre 2 protones
						10^{-43} m	10^{-27} m	
Electromagnética	Fotón	γ	0	0	1	1	1	1
Nuclear débil	Portadores fuerza débil	W-	80.4	-1	1	0.8	10^{-4}	10^{-7}
		W+ Z	80.4 91.2	1 0	1 1	0.8 0.8	10^{-4} 10^{-4}	10^{-7} 10^{-7}
Nuclear fuerte	Gluon	G	0	0	1	25 NA	60 NA	NA 20
Gravitacional	NA	NA	NA	NA	NA	10^{-31}	10^{-41}	10^{-36}

Tabla 2. Modelo estándar de Bosones.

Muchas de estas partículas sólo pueden producirse en la tierra, a partir de colisiones a altas energías entre otras dos partículas utilizando aceleradores de partículas.

Capítulo III: Dispositivo Experimental



Figura 22. Izquierda torre donde está ubicado el acelerador Van der Graaff, derecha entrada principal del edificio.

El laboratorio Carlos Graef Fernández cuenta con un acelerador electrostático Van De Graaff (VDG) de 5.5 MV, donado por los laboratorios T. W. Bonner de la Universidad William Marshall Rice de Houston Texas al IFUNAM, en el año de 1984. Este acelerador fue utilizado en proyectos de física nuclear experimental de 1953 hasta 1975. El acelerador volvió a funcionar en México a partir de julio de 1988, pero fue hasta 1990 cuando su uso se estableció en proyectos de investigación. El acelerador tiene un diseño vertical de unos 8 metros de altura, pesa unas 40 toneladas y su valor estimado es de 1.5 millones de dólares. El tanque que contiene un gas dieléctrico (nitrógeno) pesa aproximadamente 14 toneladas, este gas aísla el voltaje de la terminal a alta presión, a unas 15 atmósferas/cm² aproximadamente. Ofrece haces de iones positivos acelerados a energías desde fracciones de MeV hasta decenas de MeV, para iones múltiplemente cargados. Debido a su fuente de iones positivos (actualmente es una fuente de radiofrecuencia que ioniza gases), este acelerador tiene la capacidad de producir, sin problemas, haces de gases nobles y de iones con electronegatividad negativa (por ejemplo el Nitrógeno). Con la instalación de un electroimán selector se podrá dirigir el haz generado por el VDG a distintas líneas de experimentación incluyendo la línea de Neutrones (67).



Figura 23. Acelerador de partículas Van De Graaff.

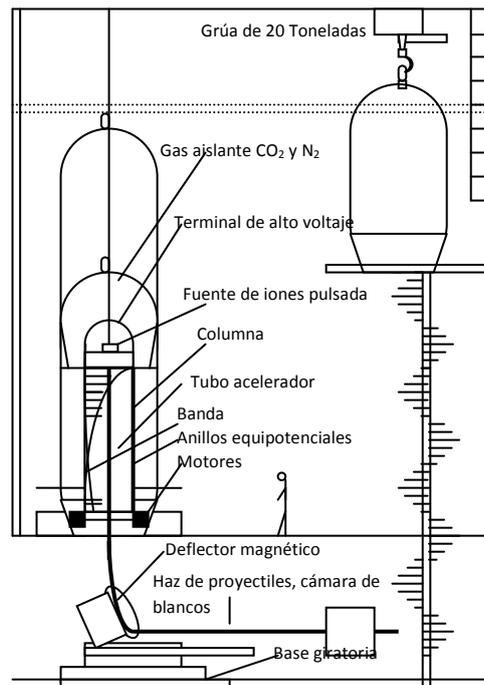


Figura 24. Acelerador de Partículas Van Der Graff 5.5MeV (IF).

La base de su funcionamiento es la interacción de campos eléctricos de voltaje V , que actúan sobre una carga eléctrica q de un ion.

La energía cinética E de un ion de carga q con voltaje V está relacionada con la siguiente ecuación $E=Vq$.

Los componentes de un VDG para la generación de alto voltaje son:

Polea y peine inferior con su motor impulsor.

Polea y peine superior.

Banda.

Domo metálico.

Columna.

Fuente de corriente directa para la polarización de la banda.

Producción de Alto Voltaje

Para generar el alto voltaje, primero se transporta una carga electrostática desde tierra al domo metálico que se encuentra en la terminal del alto voltaje. La polea inferior conectada a un motor mueve la banda, a la que se le ha inducido una cierta carga mediante el “efecto corona”, que es producto de un campo eléctrico intenso generado por una fuente de alto voltaje conectada a dos electrodos separados por la banda sin tener contacto con ésta. Ambos electrodos tienen una longitud igual al ancho de la banda, pero uno de ellos se asemeja mucho a un peine, el otro simplemente es una barra metálica pulida. En el intervalo de 0 a 50 keV al variar el voltaje la carga depositada también varía. En la polea superior está otro peine conectado a una fuente de corriente directa del lado positivo y el electrodo pulido va a tierra. Así es como las cargas positivas son inducidas sobre el cinturón y al ser transportadas mecánicamente al llegar al domo a través del peine los electrones las neutralizan. Hay una distribución de carga Q positiva homogénea sobre la superficie del domo

pulido. Así que podemos relacionar el alto voltaje producido por la carga Q con la siguiente ecuación:
 $V=Q/C$ donde C es la capacidad eléctrica del medio y está asociada a su geometría.

Imán de 90°

En los aceleradores Van de Graaff, hay distintas formas de medir el voltaje, ya sea midiendo la corriente que se drena a través de las resistencias o directamente con un voltímetro en la boca del tanque del acelerador. Sin embargo, estas medidas no constituyen la mejor forma de conocer la energía de las partículas del haz producido. Para esto se recurre a campos magnéticos.



Figura 25. Imán de 90°.

El imán de 90° tiene 2 funciones: medir en forma precisa la energía del haz y seleccionar el haz que tiene la carga y masa requerida.

Energía de Bombardeo del Acelerador.

Al circular corriente por las bobinas de un electro-imán se produce un campo magnético B . Si una partícula cargada cruza este campo magnético es desviada por la fuerza de Lorentz, siempre y cuando el campo magnético inducido tenga una componente perpendicular a la velocidad v de la partícula.

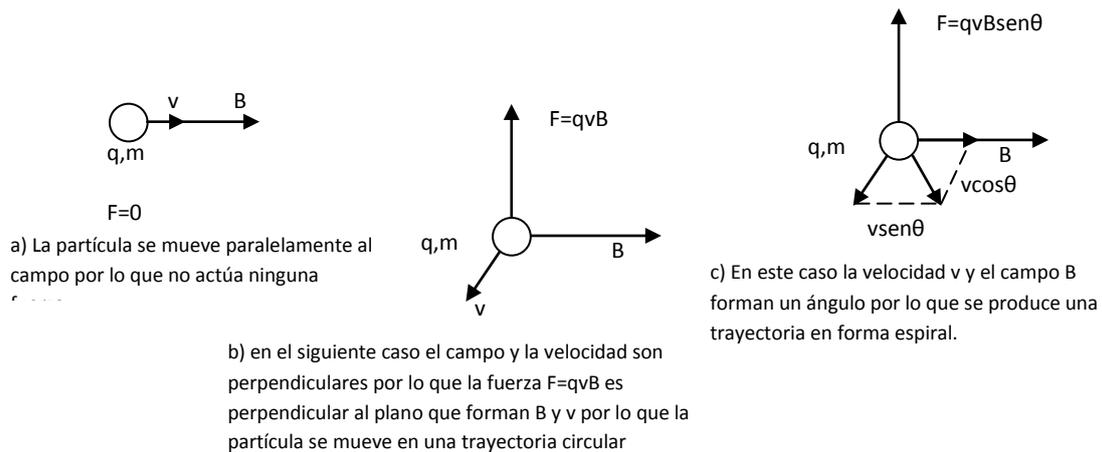


Figura 26. Fuerza de Lorentz sobre una partícula.

En el imán de 90°, el campo magnético es perpendicular a la dirección del movimiento de las partículas por lo que las trayectorias son circulares.

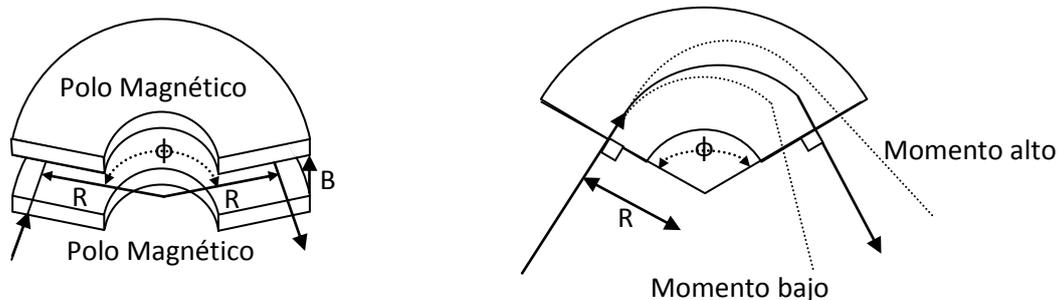


Figura 27. Trayectorias de las partículas en el plano, la órbita de partículas en el campo magnético es circular

Para la órbita circular de radio R escribimos

$$\frac{mv^2}{R} = qvB \quad (81)$$

Entonces

$$BR = \frac{mv}{q} \quad (82)$$

Donde BR se define como la rigidez magnética de la partícula. Para las partículas de la misma carga $q=Ze$, el radio de la órbita en un campo homogéneo es proporcional a el momento.

Cabe señalar que las dos ecuaciones anteriores son correctas relativistamente. En física nuclear lo que nos interesa es encontrar una relación entre la rigidez magnética BR y la energía cinética T de la partícula en MeV. Para hacer esto, es necesario derivar la relación entre el momento $p=mv$ y T. La masa relativista m en una partícula con velocidad v es relacionado para una masa m_0 en reposo de

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \quad (83)$$

Cuando c es la velocidad de la luz, entonces

$$m^2c^2 - m^2v^2 = m_0^2c^2 \quad (84)$$

$$0 p = \frac{1}{c} \sqrt{m^2c^4 - m_0^2c^4} \quad (86)$$

La energía cinética T es igual para la diferencia de la energía total mc^2 y la energía en reposo m_0c^2 :

$$T = mc^2 - m_0c^2 \quad (87)$$

Acomodando esto nos da

$$m^2c^4 = m_0^2c^4 + 2m_0c^2T + T^2 \quad (88)$$

Sustituyendo (79) en (77) obtenemos

$$p = \frac{1}{c} \sqrt{2m_0c^2T + T^2} \quad (89)$$

Sustituyendo p por mv en la ecuación 82 y escribimos $q=Ze$ obtenemos:

$$BR = \frac{1}{cZe} \sqrt{2m_0c^2T + T^2} \quad (90)$$

$$\Rightarrow BR = \left(\frac{2m_0T}{ze} \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{1 + \frac{T}{2m_0c^2}} \quad (91)$$

En todos los casos prácticos de iones pesados, e.g. protones, a energías disponibles de aceleradores Van de Graaff, el término relativista T/m_0c^2 en la ecuación 92 puede ser ignorado. Por ejemplo, la masa en reposo del protón es 938 MeV, así a una energía cinética de 1 MeV, el término relativista es $\sim 1/2000$.

Así para los experimentos en el acelerador Van de Graaff, y para la enseñanza en el laboratorio podemos escribir la ecuación 91 en las unidades apropiadas.

$$BR = 144 \left(\frac{MT}{z^2} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ kilogauss} - \text{cm} \quad (92)$$

Donde M está en unidades atómicas (amu), y T es la energía cinética en MeV.

La ecuación 92 da la relación básica para la rigidez magnética de una partícula cargada así si un ion (M,Z) se mueve a través de un campo magnético en una trayectoria con un radio de curvatura conocido, su energía es conocida.

De la ecuación 92 podemos despejar la energía de bombardeo d para $Z=1$ obteniendo:

$$T = \frac{1}{M} \frac{B^2 R^2}{144} \quad (93)$$

El campo magnético B normalmente se mide hasta con 6 cifras de precisión. Conociendo R podemos calcular con gran precisión la energía de bombardeo midiendo el campo magnético B.

Cámara de Reacción para Producir Neutrones

"The Aristotelians and Cartesians have said that there is no vacuum at all in the tube of Torricellius since glass has small pores, which the beams of light, the effluvia of the loadstone, and other very thin fluids may go through."

Third Paper of Leibnitz to Clarke.

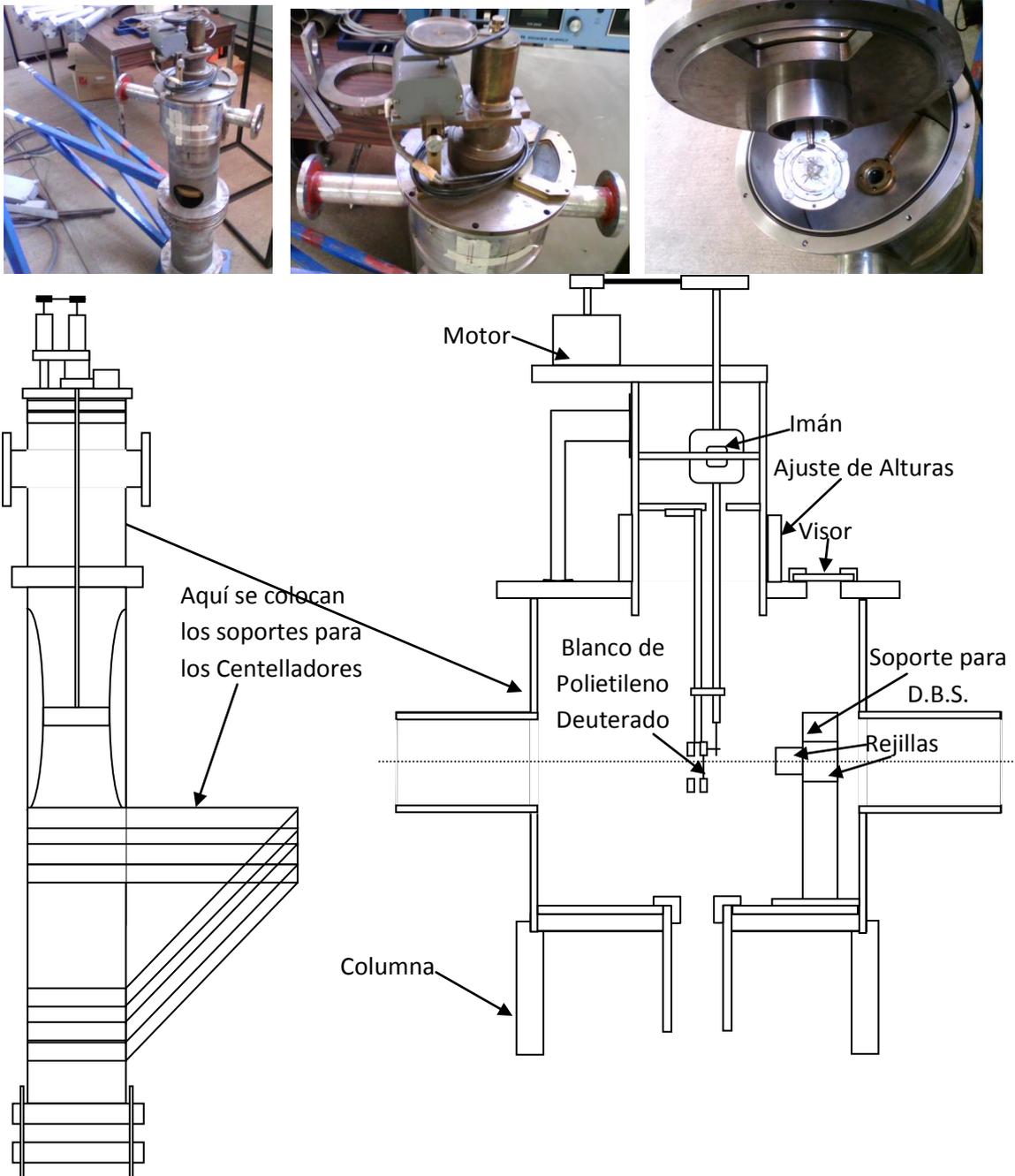


Figura 28. En la parte superior se muestra 3 fotografías a diferentes ángulos de la cámara de reacción para producir neutrones. En la parte inferior se muestra un diagrama de la cámara de reacción y sus constituyentes.

La cámara de neutrones está construida con acero inoxidable, es un cilindro que mide 22 cm de diámetro. Sus paredes que tienen un espesor de 0.8 mm

están diseñadas para reducir la atenuación del flujo de neutrones producido en su interior, permitiéndoles atravesarlas fácilmente.

La cámara está fija sobre otro cilindro de acero inoxidable de 15 cm de diámetro el cual está fijo sobre una base. Viene equipada con un sistema que permite ajustar la altura de la cámara sobre el plano de la reacción, mediante 4 tornillos, cuenta con 3 brazos fijos a la columna, los cuales pueden rotar alrededor de la cámara en donde se colocan los centelladores con los fotomultiplicadores al ángulo que corresponde al neutrón asociado a la partícula cargada según la cinemática. En la parte superior tiene un motor el cual hace girar el blanco a 70 rpm de tal forma que este no se desgaste con el haz y se rompa.

Para instalarla en la línea del acelerador, se repararon las fugas, se diseñó un banco el cual permite ajustar la altura de la cámara facilitando su alineación al haz, además se diseñó un adaptador que conecta la cámara de neutrones con la línea del acelerador.



Figura 29. Diseños para la instalación de la cámara. De izquierda a derecha. a) Soporte b) Adaptador.

El Vacío

En el interior de la cámara es necesario hacer un vacío previo de alrededor de 10^{-6} Torr, antes de abrir la válvula que aísla a la cámara de neutrones de la línea del acelerador de partículas. Para construir volúmenes herméticos se utilizan sellos metálicos (cobre o aluminio) o de vitón, en las diversas uniones del sistema. La presión atmosférica es la fuerza que ejerce la atmósfera sobre la Tierra. *El Torr* es la unidad de medida de la presión; $1 \text{ Torr} = 1 \text{ mm Hg}$, por lo que $1 \text{ atm} = 760 \text{ Torr}$; por lo tanto $1 \text{ Torr} = 1/760 = 1.36 \times 10^{-3} \text{ atm}$ de una atmósfera estándar. De acuerdo con la definición de la Sociedad Americana de vacío (1958) el término "vacío" se refiere a un determinado espacio lleno de gas a una presión total menor que la presión atmosférica, es decir, que tiene una densidad de moléculas de menos de aproximadamente 2.5×10^{19} moléculas/cm³. El término general "vacío" incluye hoy en día cerca de 19 órdenes de magnitud de las presiones (o densidad) por debajo de la correspondiente a la atmósfera estándar. El límite inferior del intervalo está disminuyendo continuamente, como la tecnología de vacío mejora su bombeo y sus técnicas de medición. El vacío se clasifica en los siguientes intervalos:

Bajo (y medio) de vacío - el número de moléculas de la fase de gas es grande en comparación con el que cubre las superficies, con lo que en este rango el bombeo se dirige hacia enquistando la fase de gas existente. La escala se extiende desde la presión atmosférica hasta 10^{-2} a Torr.

Alto vacío - las moléculas de gas en el sistema se encuentran principalmente en las superficies, y es igual al recorrido libre medio o es mayor que las dimensiones pertinentes de la carcasa. Por lo tanto el bombeo consiste en la evacuación o la captura de las moléculas que salen de las superficies de un alcance individual (flujo molecular) de la bomba. Este es el rango donde las partículas pueden viajar en el recinto de vacío sin chocar con otras partículas. La gama se extiende desde aproximadamente 10^{-3} a 10^{-7} Torr.

Ultra-alto vacío - el tiempo para formar una mono-capa es igual o más largo que el tiempo normal para mediciones de laboratorio, así superficies "limpias" puede ser preparado y las propiedades se pueden determinar antes de que las capas de gas adsorbido se forma. Este rango de vacío se extiende desde aproximadamente 10^{-7} a 10^{-16} Torr (límite inferior que disminuye con el avance de la tecnología). Hobson (1973) calcula que una presión de 10^{-33} se puede lograr (teóricamente) por cryopumping.

Bombas

Una de las maneras como se produce vacío es evacuando el gas del interior de un recipiente por medio de una bomba. Usualmente hay un pasaje entre el recipiente y la bomba. El gas fluye del recipiente a través del pasaje conductor a la bomba donde se queda o es rechazado por la atmósfera dependiendo del tipo bomba. La razón por la cual fluye el gas es un aspecto importante del comportamiento de los gases en un sistema de vacío, pues determina el tiempo necesario para alcanzar la presión a la cual se va a trabajar y también determina que tanto gas puede penetrar en forma de fugas y que tanto proviene de desgasificación se puede tolerar sin que la presión del recipiente suba arriba del límite de operación.

La razón de flujo volumétrico designado por s , es el volumen de gas que fluye en un punto dado del sistema por unidad de tiempo. La razón de flujo volumétrico medido a la bomba se llama velocidad de bomba denotado por s_b .

La razón de flujo másico designado por Q e la cantidad del gas (proporcional al número de moles, por lo tanto a la masa) que fluye por un punto dado del sistema en la unidad de tiempo. La razón por la cual fluye por el sistema de vacío depende de la velocidad de bombeo de la forma geométrica y dimensión de los pasajes y del tipo de flujo de gas que es compatible con la velocidad de la bomba durante el tiempo de flujo que es anticipado. El flujo de gas en un sistema de vacío se puede dividir en 3 tipos diferentes turbulento viscoso y finalmente a presiones relativamente bajas el flujo es molecular.

Flujo turbulento se caracteriza por su complejidad y falta de orden. Se forman remolinos y ondas. Las partículas del gas pueden tener velocidad y dirección del conjunto. La duración del flujo turbulento es tan pequeña comparada con los otros.

Flujo viscoso se caracteriza porque es suave y ordenado cada partícula que pasa por un punto sigue la misma trayectoria que la partícula precedente que paso por ese punto. Las líneas de flujo son rectas o curvas muy graduales. El

camino libre medio de las partículas es pequeño comparado con las dimensiones del tubo durante este tipo de flujo, por lo tanto las colisiones entre las partículas unas con otras son más frecuentes que con las paredes. Como consecuencia las características del flujo dependen de la viscosidad del fluido. Flujo molecular hay mas colisiones entre partículas y las paredes que entre partículas contra partículas ya que conforme reduce la presión el camino libre medio de las partículas aumenta. La dependencia de la razón de flujo en la viscosidad empieza a disminuir porque las colisiones entre las partículas se hacen menos frecuentes.

Durante el flujo viscoso la razón de flujo másico por el tubo circular recto esta dado por la ecuación de Poiseuille y durante el flujo molecular está dada por la ecuación de Knudsen. El cambio de flujo viscoso a molecular es gradual, durante esta transición la razón de flujo másico se determina por las dos anteriores.

Parámetros y Clasificaciones de las Bombas de Vacío

La selección de la bomba de vacío que va a emplearse para un cierto proceso está definida por sus parámetros específicos, los cuales determinan sus propiedades. Los parámetros más importantes de los sistemas de vacío son: la presión más baja que puede lograr, el intervalo de presión, la velocidad de bombeo, la presión de descarga y el gas residual.

Existen varios tipos de bombas mecánicas como las bombas de pistón, bombas de anillo de agua, bombas de paleta rotatoria, bomba tipo Roots, etc. Para hacer vacío utilizamos 2 tipos de bombas: una bomba mecánica para llegar a 10^{-3} Torr y una bomba turbo molecular que nos permite llegar alrededor de 10^{-6} Torr. Una bomba turbo-molecular, está constituida por una turbina o motor con alabes o paletas que se mueven a velocidad supersónica.

Bomba mecánica de Paletas Rotatorias



Figura 30. Bomba Mecánica.

La bomba de paletas rotatorias, conocidas también como "bomba rotativa", está constituido de un estator y un rotor excéntrico que tiene dos paletas (palas) en una ranura diametral. El estator es un cilindro de acero, cuyos extremos están cerrados por placas adecuadas, que contienen el eje del rotor. El estator es perforado por los orificios de entrada y de escape que están posicionados respectivamente de unos pocos grados a cada lado de la vertical.

El puerto de entrada está conectado al sistema de vacío por tabulación adecuados provistos normalmente de algún tipo de filtro de polvo. El puerto de escape está provisto de una válvula, que puede ser una placa metálica que se mueve verticalmente entre las placas de detención, o una hoja de neopreno, que está limitada a la bisagra entre el estator y una placa metálica de respaldo.

El rotor consiste en un cilindro de acero montado en un eje de accionamiento. Su eje es paralelo al eje del estator, pero se desplace desde este eje (excéntrico), de tal manera que hace contacto con la superficie superior del estator, la línea de contacto situada entre dos puertos. Esta línea de contacto conocido como el sello superior entre el rotor y el estator debe tener un juego nominal de 2-3 micras. Una ranura diametral se corta a través de la longitud del rotor y lleva los álabes. Estas son placas de acero rectangulares que forman un ajuste deslizante en la ranura del rotor y se mantienen separadas por muelles que aseguran que los extremos redondeados de las aspas siempre hacen un buen contacto con la pared del estator. El conjunto del estator-rotor está sumergido en un aceite adecuado.

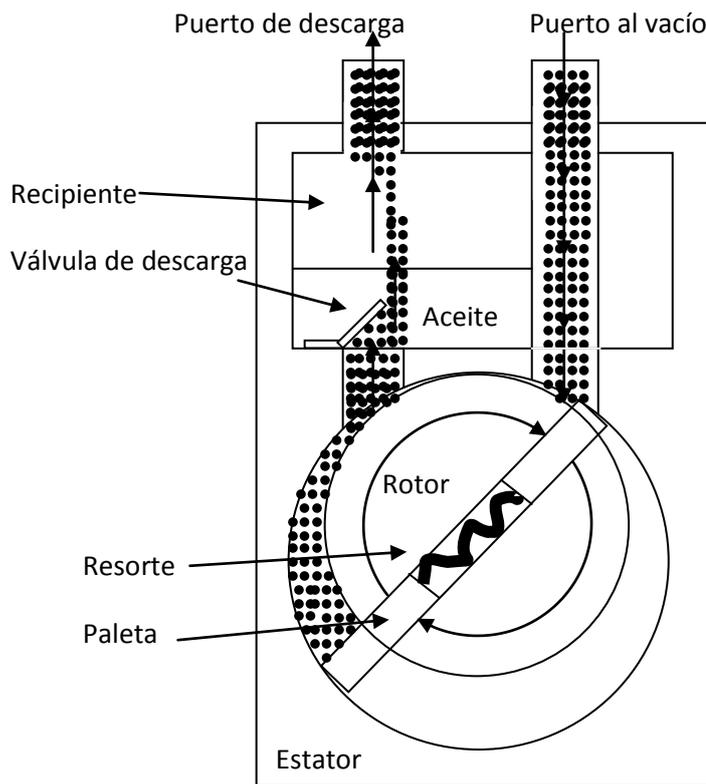


Figura 31. Bomba mecánica de paleta rotatoria. A) Las paletas deslizantes se mueven cuando el rotor gira. El volumen entre la entrada y la paleta inferior es incrementado; esto causa que el gas se mueva dentro de esta área desde la entrada. B) El gas ha sido aislado del sistema de vacío y comienza a empujarse hacia la válvula de descarga. C) El gas se comprime ligeramente arriba de la presión atmosférica. La válvula de descarga se abre y el gas es expulsado fuera de la bomba a través del aceite en el recipiente.

Bomba Turbo-Molecular

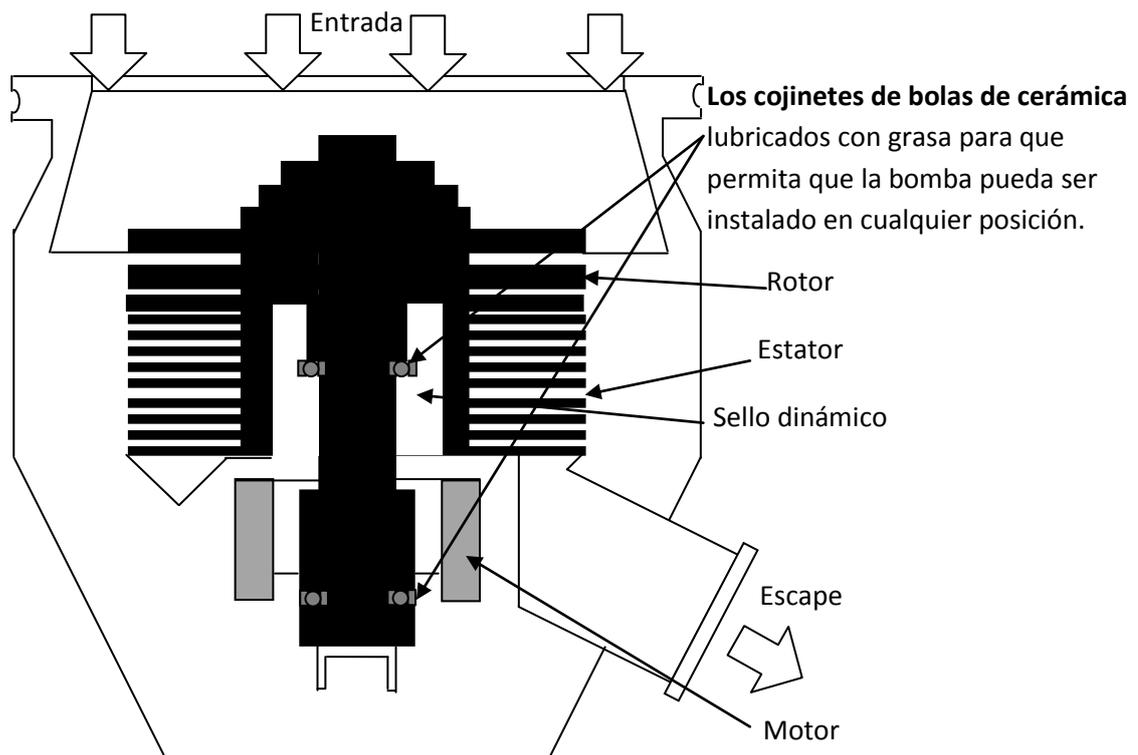


Figura 32. Bomba turbo-molecular. En funcionamiento molecular, las moléculas de gas del sistema de vacío llega a la entrada de la bomba. Son atrapadas entre los discos giratorios del disco del rotor y del estator estacionario y lleva a los gases de escape de la bomba.

El principio de la bomba de arrastre molecular, se basa en la velocidad direccional impartida a las moléculas de gas que chocan con una superficie en movimiento rápido. Este principio es aplicado en las modernas bombas turbo-moleculares, que contiene etapas axiales alternas de discos rotatorios y estacionarios y platos. Los discos y platos se cortan con las ranuras en un ángulo de modo que las moléculas de gas atrapadas en las ranuras del disco en movimiento se proyectan preferentemente en las direcciones de las ranuras de las placas estacionarias. Las autorizaciones de funcionamiento entre la rotación y platos fijas son de la orden de 1 mm. La velocidad de rotación de una bomba que tiene un diámetro de rotor de aproximadamente 17 cm es 16 000 (Becker, 1958) o 42 000 rpm (Osterstrom y Shapiro, 1972). La variación del ángulo de paso de las ranuras varía la relación de compresión de flujo cero y la velocidad de bombeo; un ángulo de inclinación de 20° parece ser un buen compromiso para muchas aplicaciones. Dado que una relación de compresión por etapa de aproximadamente 5 se puede lograr, una bomba con 9 etapas debe mantener una relación compresión de flujo cero del orden de $59 = 2 \times 10^6$. Para esta relación de compresión, la velocidad de bombeo es constante por debajo de 10^{-3} Torr, pero por encima de 10^{-2} Torr la velocidad depende del tamaño de la bomba auxiliar. El intervalo de las velocidades de bombeo se extiende hasta 3500 lit / seg. Normalmente, el presencia de hidrógeno, que se

difunde de nuevo, limita la presión máxima total a alrededor de 10^{-10} Torr, aunque la velocidad máxima para hidrogeno es un 20 por ciento más de que el aire. La gran ventaja de las bombas moleculares en comparación con las bombas de difusión es que las bombas moleculares son libres de (hidrocarburo) vapores.

Medidores de Vacío

Para medir el vacío utilizamos 2 termopar uno ubicado cerca de la bomba mecánica y otra arriba de la cámara de reacción los cuales sólo miden hasta 10^{-3} Torr después de ese rango utilizamos otro tipo de medidor llamado ion-gauge. En la selección de un medidor de presión es importante considerar de antemano el tipo de sistema con el cual se cuenta, el trabajo a realizarse, y las condiciones necesarias para medir la presión. Una manera sencilla de elegir el medidor adecuado a nuestros propósitos es tomar en cuenta los siguientes cinco puntos:

- 1) El intervalo de presión para el cual es requerido el medidor.
- 2) ¿Qué es importante saber?, la presión parcial de cada componente del gas o la presión total.
- 3) Considerar si la lectura del medidor depende del tipo de gas existente en la cámara.
- 4) La exactitud necesaria al medir.
- 5) El tipo de montadura del medidor.

Medidor de Termopar

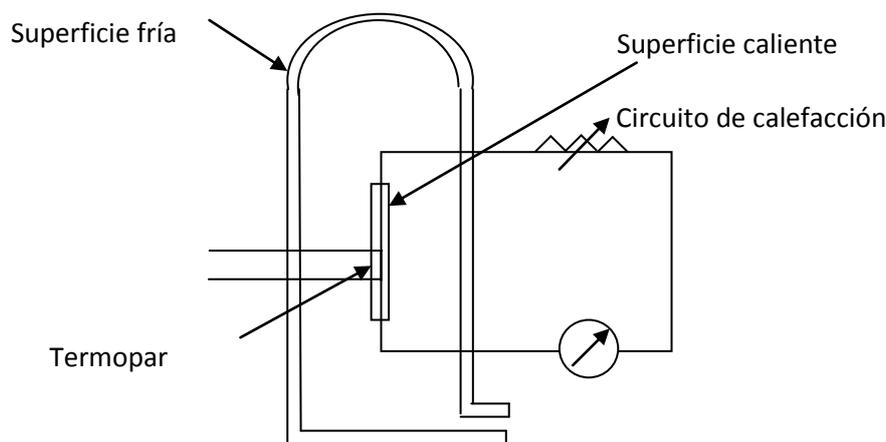


Figura 33. Muestra un esquema básico de un medidor basado en termopar.

El medidor de termopar es uno de los del grupo de medidores que funcionan basados en el principio de la conductividad térmica. Los medidores de Pirani y los basados en termistor también pertenecen a este grupo. A baja presión, la

teoría cinética de los gases predice una relación lineal entre la presión y la conductividad térmica. La medición de la conductividad térmica da una indicación de la presión.

La operación del medidor depende de la conducción de calor entre la lámina caliente en el centro y la superficie fría exterior del tubo de cristal (que normalmente está a la temperatura de la habitación.) La lámina metálica se calienta por el paso de una corriente a su través, y su temperatura se mide por un termopar, la temperatura medida depende de la conductividad térmica del gas, que depende de la presión del mismo. Una fuente de error en este instrumento lo constituye el hecho de que el calor se transmite por radiación así como por conducción. El calor transmitido por radiación es una magnitud constante e independiente de la presión que puede ser medida y corregida. Sin embargo, es más conveniente diseñar el sistema para que presente una pérdida de radiación baja, eligiendo un elemento a calentar con baja emisividad. Los instrumentos de termopar se usan típicamente para medir presiones en el rango de 10^{-4} milibares a un milibar.

El Medidor por Ionización de Cátodo Caliente

El medidor por ionización de cátodo caliente consta básicamente de un filamento (cátodo), una rejilla y un colector (de iones). Su funcionamiento se puede explicar de la siguiente manera: cuando se hace pasar una corriente por el filamento, éste emite electrones que golpean la rejilla; la rejilla a su vez emite rayos X suaves, y estos rayos provocan la fotoemisión de electrones en el colector de iones. Este es un proceso que no depende de la presión.

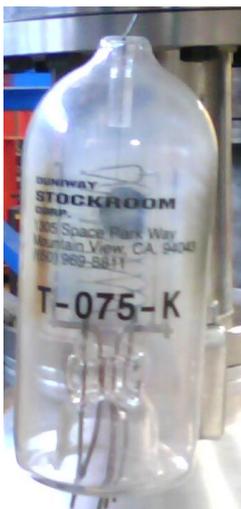


Figura 34. Izquierda detector de vacío ion-gate. Derecha controladores en la parte de arriba de la bomba turbo-molecular y en la parte de abajo de los detectores de vacío.

En un gas de bajas presiones (menores de 10^{-4} Torr), el número de iones positivos producidos por el paso de una corriente de electrones es linealmente

proporcional a la densidad de las moléculas del gas. Una medición en la corriente de iones es una medición de la presión a una temperatura dada.

El número de ionizaciones hechas por un electrón que pasa a través de un gas, depende del tipo de gas y de la energía cinética de los electrones. Por estudios de ionización en diferentes gases se sabe que la probabilidad mayor de ionización para casi todos los gases ocurre alrededor de los 150 volts, por esta razón, la energía de los electrones en un medidor de este tipo se fija en 150 volts.

Los medidores de ionización por cátodo caliente fabricados hasta 1950 podían medir valores de la presión de aproximadamente 10^{-8} Torr. En 1950 Bayard y Alpert hicieron una modificación en el medidor de ionización de cátodo caliente para poder medir presiones menores que 10^{-8} Torr. Ellos reemplazaron el colector cilíndrico de iones positivos por un alambre muy fino (0.01 mm) localizado dentro de la rejilla. Además, el filamento del medidor Bayard-Alpert se coloca afuera de la estructura de la rejilla, en forma diferente al medidor de cátodo caliente.



Figura 35. Sistema listo para conectarlo a la salida del acelerador.

Blanco

Es una película delgada de polietileno al que se le han sustituido los átomos de Hidrógeno por deuterio. Está montado perpendicular a la dirección del haz sobre un disco circular cuyo centro está alineado excéntrico con el haz del acelerador y gracias a un motor externo a la cámara, gira de manera que el material expuesto al haz se está renovando continuamente.

El espesor de la película de polietileno deuterado se escoge de acuerdo a las necesidades del experimento en cuestión, tomando en cuenta el compromiso

entre la intensidad del flujo de neutrones requerido y la resolución en su energía. Blancos relativamente gruesos (10 micras) producen más neutrones pero con menor resolución en energía, la inversa es cierta para blancos delgados (1 micra o menos).

Detectores

Con nuestros sentidos no somos capaces de percibir la radiación, sus efectos no son inmediatos a menos que sea muy intensa. Sabemos que la radiación principalmente causa ionización en los átomos, por lo cual se le coloca en una categoría de riesgo para la salud, entonces es necesario valernos de algún medio auxiliar para detectarla.

Una partícula cargada que atraviesa un detector, deposita la mayor parte de su energía al interactuar con los electrones del medio electromagnéticamente.

La pérdida de energía por ionización es el principal proceso por el cual la partícula cargada interactúa electromagnéticamente con un medio (79) intercambiando energía. Las partículas cargadas masivas se caracterizan porque la distancia que penetran en el material, es función a su energía, la distancia necesaria para frenarlas es conocida como alcance.

Se define como poder de frenado al promedio de la pérdida de energía por una partícula incidente por unidad de longitud. Las partículas empiezan a frenarse al penetrar en un material principalmente al ionizar sus moléculas y átomos, perdiendo progresivamente su energía.

Poder de frenado absoluto (5)

$$-\frac{dE}{dx} = \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{colision} + \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{radiacion} \quad (94)$$

Otra forma como pierde energía una partícula cargada es mediante a la radiación electromagnética debido a que la partícula será acelerada por la presencia de los campos eléctricos producidos generalmente por los núcleos, emitiendo fotones perdiendo energía sin ionizar al medio (53).

La información que se extrae de los detectores es muy variada, aquí hay una lista de las magnitudes que se suelen medir con los detectores:

Identificación, o sea conocer la masa y carga.

Energía.

Dirección y tiempo de paso, utilizando técnicas de coincidencias.

Flujo, contando el número de partículas incidentes.

Tiempo Muerto

El intervalo de tiempo el cual el detector deja de operar originado por una partícula que lo atraviesa creando una señal es conocido como tiempo muerto τ . Si una partícula atraviesa el detector durante el tiempo muerto (Pile up), lo prolonga y es conocido como tiempo muerto extensible. En el caso contrario, no extensible, si durante un tiempo T el contador registra un número de cuentas K, es decir $k=K/T$ cuentas por segundo entonces el número real de cuentas por segundo m cumple $m=k+m\tau$

$$m = \frac{k}{1-k\tau} \quad (95)$$

Para conocer el tiempo muerto τ se cuentan separadamente las partículas de dos fuentes radioactivas, obteniendo r_1 y r_2 cuentas por segundo

respectivamente. A continuación se hace un recuento utilizando las dos fuentes juntas obteniendo r_{12} . Si el número de cuentas verdaderos son n_1 y n_2 se cumple:

$$n_1 = \frac{r_1}{1-r_1\tau}, n_2 = \frac{r_2}{1-r_2\tau}, n_1 + n_2 = \frac{r_{12}}{1-r_{12}\tau} \quad (96)$$

$$\Rightarrow \tau = \frac{r_1 r_2^2 \sqrt{r_1 r_2 (r_{12} - r_1)(r_{12} - r_2)}}{r_1 r_2 r_{12}} \quad (97)$$

Este método es conocido como el de las dos fuentes y tiene una precisión entre 5-10%.

Detector de Barrera Superficial



Figura 36. Detector de Barrera superficial

Son empleados para detectar partículas cargadas, como partículas alfa u otros iones. Se operan generalmente en vacío y a temperatura ambiente. Tienen una ventana muy delgada de oro para permitir el paso de la radiación sin producir una atenuación apreciable en su energía e intensidad.

Este detector consiste en una unión de tipo p-n formada sobre una laja de silicio con una gran polarización inversa de manera que no haya corriente. En la unión existe una región plana en donde no hay portadores de carga ni campos eléctricos y se denomina región de depleción o de agotamiento. La profundidad de la depleción es muy pequeña cuando no se le aplica un voltaje de polarización a través de la unión p-n.

Cuando una partícula cargada penetra en el semiconductor, pierde energía y crea un número de pares electrón-hueco proporcional a la energía depositada. El pulso de corriente resultante señala también el momento de la llegada de la partícula.

Detección de Partículas Neutras

La detección de partículas neutras es posible gracias a la detección de partículas cargadas, producidas en la interacción de dichas partículas neutras. La técnica empleada en la detección de partículas neutras depende fundamentalmente de su energía y del tipo de interacción. Los rayos gama sólo pueden ser detectados indirectamente mediante a los efectos que producen en la materia, es decir; el efecto fotoeléctrico, el efecto Compton o la creación de pares. Si se desea detectar neutrones n, hay que utilizar la interacción fuerte, por ejemplo la colisión elástica $np \rightarrow np$. de forma que el protón adquiera energía y es el que se detecta. Si se pretende detectar neutrinos, se recurre a la interacción débil.

Principios Básicos de un Centellador

La detección de la radiación ionizante por la luz de centelleo producido en ciertos materiales es una de las técnicas más viejas. El proceso de centelleo

es uno de los métodos más utilizados, disponibles para la detección y la espectroscopia de un amplio surtido de radiaciones.

El material ideal para un centellador debería poseer las siguientes propiedades:

1. Debería de convertir la energía cinética de las partículas cargadas a la luz detectable con una alta eficiencia de destello.
2. Esta conversión debería ser lineal, el rendimiento de la luz debería ser proporcional para depositar la energía en el rango más amplio posible.
3. El medio debería ser transparente para la longitud de onda de su propia emisión para la recolección de una buena iluminación.
4. El tiempo de decaimiento de la luminiscencia inducida debería ser corto de modo que los pulsos de la señal puedan ser generados.
5. El material debería ser de una buena calidad óptica y sujeto a manufacturados en tamaños suficientemente grandes para ser de interés para ser un detector práctico.
6. El índice de reflexión debería ser cercano al del vidrio (alrededor de 1.5) para permitir el eficiente acoplamiento.

Ningún material reúne todos los criterios y el elegir un centellador siempre es un compromiso entre estos y otros factores. Los centelladores más ampliamente aplicados incluyen cristales de haluro alcalino, de los cuales el yoduro de sodio es el favorito y líquidos de base orgánico y plásticos. Los inorgánicos tienden a la mejor luz de emisión y linealidad pero con varias excepciones son relativamente lentos en su tiempo de respuesta. Los centelladores orgánicos son más rápidos pero producen menos luz. La aplicación deseada también tiene una mayor influencia sobre la elección del centellador. El alto valor de Z de los constituyentes y la alta densidad de los cristales inorgánicos favorecen su elección para la espectroscopia de rayos gama, mientras que los orgánicos son preferidos por la espectroscopia beta y la detección de neutrones rápidos (por su contenido de hidrógeno).

El proceso de fluorescencia es la pronta emisión de luz posible de una sustancia después de su excitación por algún medio. Es convencional al distinguir los otros procesos que también pueden conducir a la emisión de la luz visible. La fosforescencia corresponde a la emisión de una luz de longitud de onda más larga que la fluorescencia, y con un tiempo característico que es por lo regular mucho más largo. La fluorescencia retrasada resulta del mismo espectro de la fluorescencia, pero se caracteriza por un tiempo de emisión más largo después de la excitación. Para que sea un buen centellador, un material debe de convertir una fracción tan grande como sea posible de la energía de la radiación incidente a fluorescencia rápida, mientras que minimiza las contribuciones indeseables de la fosforescencia, rápida y la fluorescencia retrasada.

Tubos Fotomultiplicadores

El uso del conteo de centelleos en la detección de radiación y espectroscopia sería imposible sin la disponibilidad sin dispositivos capaces de convertir señales de luz extremadamente débil de los pulsos de centelleo a señales eléctricas. Una gran variedad de tubos fotomultiplicadores comercialmente

disponibles, son sensibles a la energía radiante de la regiones al espectro electromagnético como ultravioleta o el visible y el cercano al infrarrojo. Los fotomultiplicadores tienen muchas aplicaciones en la espectroscopia óptica, mediciones con láser y la astronomía.

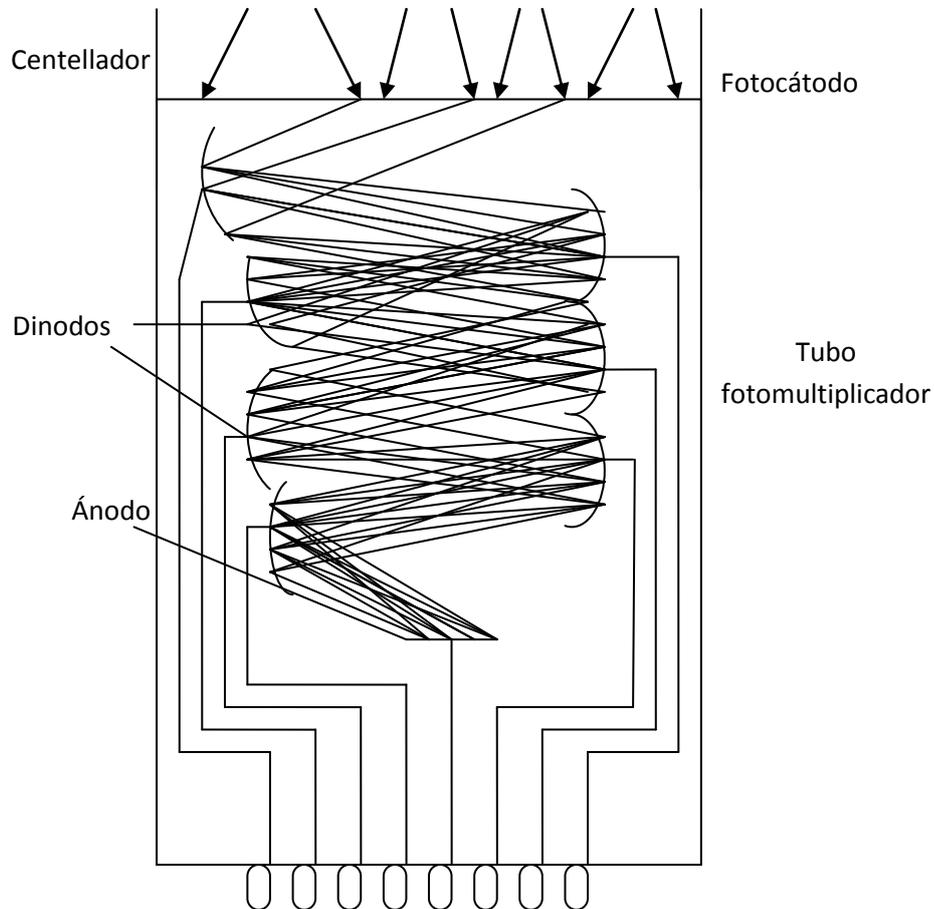


Figura 37. Elementos básico de un fotomultiplicador.

Los elementos principales son el fotocátodo, el cual está acoplado con el segundo elemento principal que es la estructura multiplicadora de los electrones. El fotocátodo funciona para transformar tantos como se puedan los fotones incidentes en electrones de baja energía (por medio del efecto fotoeléctrico). Si el fotón proviene de un pulso de un centellador, los fotoelectrones producidos, también será en un pulso de una duración similar. Debido al hecho de que solo unos cientos de fotoelectrones comúnmente se involucra de un pulso típico, con esta carga, no se puede producir una señal eléctrica usable. La estructura multiplicadora de electrones de un tubo fotomultiplicador, nos provee una buena geometría para la recolección de fotoelectrones y sirve como un amplificador, casi ideal, para incrementar en gran manera su número. Después de la amplificación a través del fotomultiplicador un pulso típico de centelleo dará una cantidad de electrones de 10^7 a 10^{10} , suficientes para dar una señal eléctrica. Esta carga se colecta en el ánodo de la estructura del fotomultiplicador.

La mayoría de los fotomultiplicadores llevan a cabo esta amplificación de carga de forma lineal, produciendo un pulso de salida que se mantiene proporcional al número original de fotoelectrones sobre un gran rango de amplitudes. Mucha de la información de la duración del pulso original del centelleo también se retiene. Los tubos típicos, cuando son iluminados por un pulso de muy poca duración, producirán un pulso electrónico con una duración de nanosegundos y un retraso de 20 a 50 nanosegundos.

El Proceso de Fotoemisión

El primer paso realizado por el tubo foto es la conversión de los fotones incidentes a electrones. Se puede pensar que este proceso de fotoemisión ocurre en tres fases secuenciales:

1. Absorción del fotón incidente y transferencia de la energía a un electrón dentro del material foto-emisor.
2. Migración de ese electrón a la superficie.
3. Escape del electrón de la superficie del fotocátodo.

La energía que puede ser transferida del fotón al electrón en el primer paso, está dada por la energía cuántica del fotón $h\nu$. Para la luz azul, la cuál es típica para muchos centelladores, la energía es del orden de 3eV. En el paso 2, parte de esa energía se perderá a través de colisiones de electrón-electrón en el proceso de migración. Finalmente en el paso 3, debe haber suficiente energía para que el electrón venza la barrera de potencial que siempre existe entre el material y el vacío. Esta barrera de potencial (comúnmente llamada función de trabajo) es normalmente mayor a 3 o 4 eV para la mayoría de los metales, pero pueden ser tan bajos como de 1.5 a 2 eV para algunos semiconductores.

De estas consideraciones de energía se pueden hacer unos comentarios generales. Primero, vemos que la barrera de potencial en el paso 3 impone un nivel mínimo de energía en el fotón incidente incluso si todas las pérdidas de energía son cero. De tal manera que todos los fotocátodos tienen una frecuencia de corte (una ν mínima), la cual está usualmente en la región del espectro del rojo o cercana al rojo. Incluso para fotones de mayor energía, la función de trabajo debe ser tan baja como sea posible para maximizar la cantidad de electrones libres. La pérdida de energía del electrón mientras éste emigra a la superficie es pequeña para maximizar la profundidad del material (llamada también profundidad de escape) desde donde los electrones pueden originarse y aun así llegar a la superficie con suficiente energía para vencer a la barrera de potencial. La pérdida de energía en los metales es relativamente alta, y un electrón no puede viajar más de unos nanómetros antes de que su energía caiga debajo de la barrera de potencial. Por lo tanto sólo una capa muy delgada a unos nanómetros de distancia de la superficie contribuirá con fotoelectrones para metales comunes. En los semiconductores, la pérdida de energía es mucho más baja y la profundidad de escape puede ser de hasta

25nm. Esto, sin embargo, sigue siendo un grosor muy angosto con respecto a lo necesario para detener a la luz visible. Los fotocátodos de este grosor son semitransparentes y causan que menos de la mitad de la luz visible interactúe dentro de éste. De esta manera vemos que estos fotocátodos no se acercan mucho a convertir toda la luz visible a electrones, sin importar la barrera de potencial.

Para que un fotón incidente sea absorbido en un semiconductor, su energía debe exceder la gap de energía. El proceso de absorción consiste en simplemente elevar un electrón de la banda de valencia a la banda de conducción. En un tiempo del orden de un picosegundo, estos electrones rápidamente pierden energía a través de interacciones fonónicas con el cristal hasta que su energía llega al fondo de la banda de conducción. En semiconductores normales, el potencial electrónico fuera de la superficie es más alto que el fondo de la banda de conducción por una cantidad llamada afinidad electrónica. Si un electrón va a escapar, tiene que alcanzar a la superficie en un tiempo pequeño antes de que las interacciones fonónicas reduzcan su energía al fondo de la banda de conducción. Sin embargo el electrón, se mantendrá al fondo en la banda de conducción por unos 100ps antes de recombinarse con un hoyo y caer a la banda de valencia. El uso de materiales, con afinidad electrónica negativa, permite una profundidad de escape mucho mayor permitiendo a los electrones que han caído al fondo de la banda de conducción escapar si alcanzan a la superficie.

La Multiplicación de Electrones

La estructura multiplicadora de electrones, del tubo fotomultiplicador, se basa en un fenómeno llamado emisión secundaria de electrones. Los electrones del fotocátodo son acelerados e inducidos a estrellarse en la superficie de un electrodo, llamado dinodo. Si el material del dinodo se escoge apropiadamente la energía depositada por el electrón incidente puede ocasionar la reemisión de más de un electrón de la misma superficie. El proceso de emisión secundaria de electrones es similar a la de la fotoemisión, sólo que en éste caso los electrones en el material dinódico son excitados por un electrón incidente sobre la superficie en vez de un fotón.

Electrónica

La noción de detector engloba una electrónica asociada. El tratamiento electrónico de las señales, las computadoras, etc. juegan un papel esencial en la detección de partículas.

En los experimentos de física nuclear por lo regular se recurre a electrónica de pulsos rápidos debido a las aplicaciones de tiempo y conteo, donde las señales pueden ser analógicas o digitales.

Un caso de particular interés para nuestro trabajo, es el de la electrónica asociada a experimentos en los que se tienen dos detectores y se trata de determinar su correlación temporal (coincidencia). El objetivo es ver si la señal de salida de los dos detectores están asociadas en tiempo, por lo cual se emplea la electrónica para determinar si ambas señales están presentes

simultáneamente. Para ello es preciso hacer una discriminación en ambas señales analógicas de entrada generando pulsos lógicos.

Dos señales lógicas son consideradas simultáneas si aparecen con una diferencia de tiempo menor que un tiempo predeterminado (normalmente decenas de nanosegundos).

Es posible generar un espectro con la diferencia de tiempo entre dos señales, utilizando un convertidor de tiempo a digital (TDC). Por conveniencia se acostumbra agregar un retraso electrónico a una de las dos señales, para manejar exclusivamente números positivos en la diferencia de tiempos de llegada.

El Preamplificador

La función principal de un preamplificador es extraer la señal del detector sin degradar significativamente la señal intrínseca a razón del ruido. Por lo tanto, el preamplificador está situado tan cerca como sea posible del detector, y los circuitos de entrada están diseñados para adaptarse a las características del detector. Diferentes técnicas de procesamiento de pulsos se emplean típicamente, dependiendo de si la hora de llegada o la amplitud (energía) del evento detectado debe ser medido. La formación de pulsos para cualquier aplicación es normalmente implementada en un módulo posterior. Este módulo puede ser situado a cierta distancia del preamplificador, a condición de que la fidelidad de la señal no se degrada debido a la longitud del cable coaxial de interconexión.

Varios tipos de detectores producen señales moderadamente grandes en sus salidas, y esto relaja las restricciones a la contribución de ruido del preamplificador. Los detectores que normalmente entran en esta categoría son: fotodiodos que operan con pulsos de luz intensa, tubos fotomultiplicadores (PMT), detectores de centelleo (contador de centelleo montado en un PMT), PMTs placa microcanal, placas de microcanal, channeltrons y los multiplicadores de electrones. Para estos detectores, un amplificador de banda ancha con una baja impedancia de entrada se puede utilizar directamente en la salida del detector para generar cortos, en rápido crecimiento pulsos para medir el tiempo o contar propósitos. Para el pulso de amplitud (o energía) espectroscopia, un preamplificador relativamente barato, tal como el Modelo 113 o el modelo 142IH, se puede usar para integrar la carga en el pulso en la salida del detector.

Tipos de Preamplificador

Tres tipos básicos de preamplificadores están disponibles: el preamplificador sensible a la corriente, el preamplificador parásito de capacitancia, y el preamplificador de carga sensible.

Time to Amplitude Converter

El Time-to-Amplitude Converter genera un pulso de salida rectangular cuya amplitud es linealmente proporcional al intervalo de tiempo entre el arranque y la parada par de entradas de impulsos.

Sistema de Adquisición de Datos CAMAC

El CAMAC (Computer Automated Measurement and Control) es un sistema de adquisición de datos estándar de uso generalizado. Consiste de un cajón con divisiones modulares que son alimentados por una toma de corriente eléctrica común, conectados a un “bus” que permite la transmisión de señales entre los módulos y un controlador general capaz de procesar una gran cantidad de datos por segundo (el estándar es un millón de instrucciones por segundo, pero el procesamiento de una señal requiere varios ciclos). El módulo controlador mantiene un diálogo con una computadora y es el que se encarga de la transferencia de información entre cada módulo CAMAC y cualquier dispositivo externo.

La Técnica de Tiempo de Vuelo

Esta es una sencilla técnica utilizada para conocer el tiempo que se requiere para que una partícula con determinada energía cinética llegue a su objetivo (15). Despreciando los efectos relativistas, la energía cinética de nuestra partícula viene dada por la ecuación:

$$E_c = \frac{1}{2}mv^2 \quad (98)$$

Es fácil saber qué velocidad lleva nuestra partícula de masa m

$$v = \sqrt{\frac{2E_c}{m}} \quad (99)$$

Además si sabemos la distancia que recorrerá entonces podemos utilizar la siguiente ecuación para asociarla a la velocidad

$$v = \frac{x}{t} \quad (100)$$

Despejamos para conocer el tiempo de vuelo de nuestra partícula

$$t = \frac{x}{v} \quad (101)$$

Por último sustituimos la velocidad de la partícula calculada anteriormente

$$t = \frac{x}{\sqrt{\frac{2E_c}{m}}} \quad (102)$$

Obteniendo el tiempo de vuelo como función de la energía de la partícula y la distancia recorrida:

$$t = x \sqrt{\frac{m}{2E_c}} \quad (103)$$

La Técnica de la Partícula Asociada.

En una reacción nuclear $A(a,b)B$ es posible encontrar una relación entre el producto “b” y el producto “B” de la reacción, por medio de la cinemática de partículas. La técnica de la partícula asociada se basa en esta relación uno a uno existente entre los dos productos, entonces si conocemos el ángulo que lleva la trayectoria de alguno de los productos podemos determinar el ángulo de la trayectoria del segundo producto (68).

Si en una reacción $A(a,b)B$ tenemos dos detectores que registren los productos emitidos, con esta técnica también es posible discriminar la radiación de fondo de los rayos cósmicos o de alguna otra fuente radioactiva cercana mediante la imposición de una condición de coincidencia electrónica.

Experimento

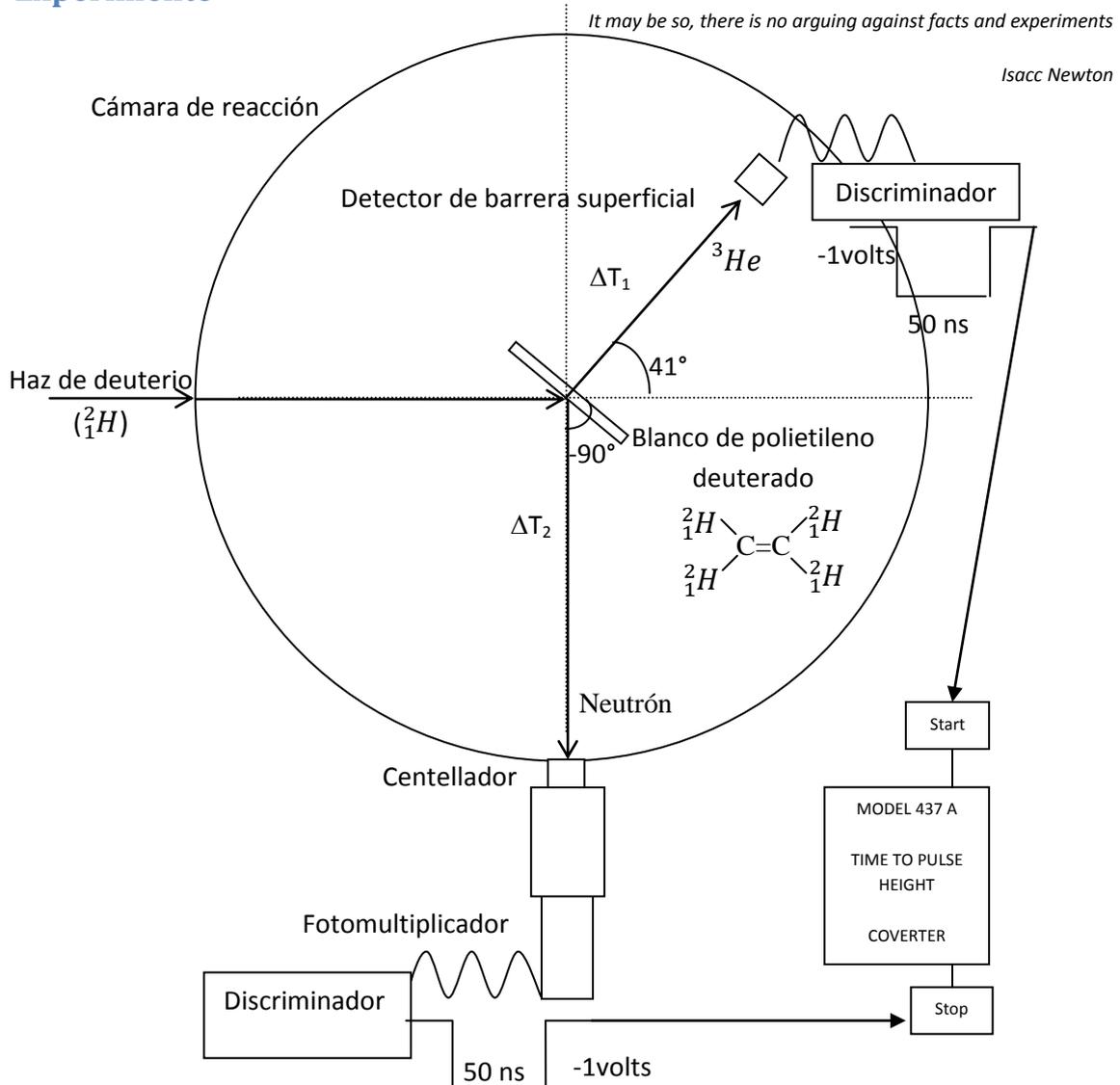


Figura 38. Cámara de Neutrones, el centellador está a 90° con respecto al haz, el detector de barrera superficial se encuentra a 41° . Este arreglo permitirá que haya un evento en coincidencia cuando los ^3He lleguen a un intervalo tiempo ΔT_1 al detector de barrera superficial mientras que los neutrones llegan a un intervalo de tiempo ΔT_2 .

Debido a la cinemática de la reacción $d + D \rightarrow ^3\text{He} + n + 5.26 \text{ MeV}$ en la figura 38, el helio3 puede llegar al detector de barrera superficial antes o después que el neutrón al centellador dependiendo de la energía de cada partícula. Para asegurar tomar primero la señal generada por el helio3, retrasamos el pulso que es generado por el neutrón 1ns. El pulso que genera el helio3 pasa por un discriminador que lo convierte en una señal cuadrada que tiene de profundidad -1 volts y de ancho 50 ns, el cual se dirige al STAR del TAC y activa un reloj. Mientras que la señal retrasada del neutrón pasa por otro discriminador haciendo la señal cuadrada la cual va hacia el STOP del TAC. Con esto el TAC convertirá las señales en una señal de voltaje proporcional a la diferencia de ΔT_2 y ΔT_1 .

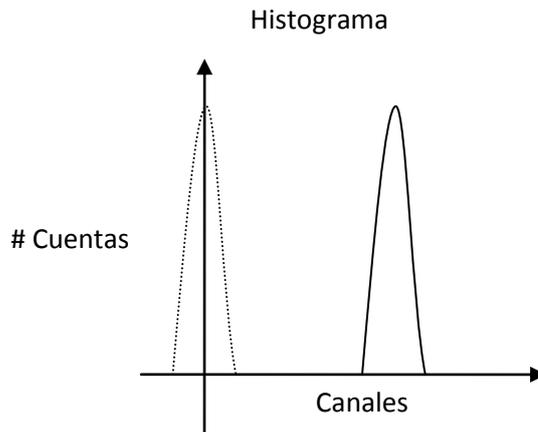


Figura 39. En un histograma donde el eje de las x's son los canales, cada canal representa la diferencia entre ΔT_2 y ΔT_1 . Dependiendo del número de las diferencias que se acumulen en un mismo canal formará un espectro.

Este espectro se tiene que trasladar ya que probablemente la diferencia entre ΔT_1 y ΔT_2 pueda llegar a ser cero, por lo cual no tendría sentido si este espectro tuviera una parte negativa.

Energía del Laboratorio	1.6MV	rad2deg	0.017453289		938.41
C	3E+08				
	A	Z	M(uma)	M(MeV)	Pi(Me*Vm/s)
Deuterio1	2	1	2014109	1,890	2.59E-07
Deuterio2	2	1	2014109	1,890	
Neutrón	1	0	1.008665	947	
Helio3	3	2	3.016038	2,830	7.016013

Tabla 3. Condiciones iniciales para producir el haz de neutrones.

La energía que se libera de la reacción ${}^2_1H({}^2_1H, n){}^3_2He$ es $0 < Q = 3.2689$ MeV por lo que es una reacción exotérmica.

Th-neutron-cm	Th-neutrón-Lab	E-Lab-neutrón	Th- 3_2He -Lab	E-Lab- 3_2He
100	85.26	3	46.42	1.8986
101	86.24	2.97	45.8	1.9255
102	87.22	2.95	45.19	1.9523
103	88.21	2.92	44.58	1.979
104	89.2	2.89	43.98	2.0057
105	-89.8	2.87	43.37	2.0322
106	-88.79	2.84	42.77	2.0586
107	-87.79	2.81	42.16	2.0848
108	-86.77	2.79	41.56	2.1109

Tabla 4. Relación de los ángulos para detectar el neutrón y la partícula cargada con respecto a sus respectivas energías cinéticas a partir de la energía de bombardeo de 1.6 MV.

En el Laboratorio Carlos Graeff, con ayuda del acelerador Van de Graeff se produjo un haz de deuterio el cual poseía una energía cinética de 1.6 MV

(dependiendo de la energía cinética de haz de deuterio cambia la cinemática de las partículas y por lo tanto el ángulo de cada una de las trayectoria de las partículas). Entonces el haz de deuterio incide sobre el blanco de polietileno deuterado como se puede ver en la figura 38. Algunos de estos núcleos de deuterio colisionaron con los núcleos del blanco para producir la reacción $D(d,n)^3\text{He}$ $Q=3.2689$ MV. Para este caso específico ya que por las condiciones iniciales se produjo un neutrón a 90° con una energía cinética de 2.87 MV acompañado de fotones con energía cinética de 3.2689 MV, y una partícula alfa a 41° moviéndose con una energía cinética de 2.03 MV.

Sistema de Detección

El centellador fue necesario envolverlo con plástico negro para evitar la luz. Se colocó frente al fotomultiplicador que se polariza con un voltaje de -1500 volts.



Figura 40. Arreglo para detectar los neutrones.

Se utiliza un preamplificador para el detector de barrera superficial y se polariza con una fuente de poder a 40 volts.

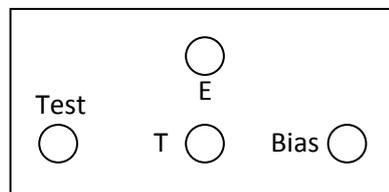


Figura 41. Preamplificador

Como se puede ver en la figura 42 el detector de barrera superficial (que utilizamos para detectar partícula cargada) está conectado a A del preamplificador genera un voltaje para que este último forme una señal y aumente su amplitud para que del preamplificador de la terminal E se conecte el amplificador TC-240 pueda procesar la señal y esta vaya al módulo AD811 ADC en la entrada 7 y enviarla al CAMAC el cual establecerá la comunicación con la computadora y con un programa hecho en LabView podamos visualizar los espectros correspondientes. Mientras que la salida T del preamplificador va a la entrada de FTA820 FAST AMP y este lo manda a la entrada de OCT CFDISCR CF8000 donde la salida de este lo manda a la entrada del primer canal de GG8010 OCTAL GAT GENERATOR mientras que B va a dar a este último pero a la entrada del tercer canal. Por otro el diodo del fotomultiplicador está conectado a IN del 855 DUAL SPECAMP y el A1 va IN del segundo canal del GG8010 OCTAL GAT GENERATOR. La salida D del fotomultiplicador va a la entrada del 855DUAL SPECAMP el cual va conectado al 427A DELAYAMPLIFIER y la salida va a la entrada del segundo canal del OCT CFDISCR CF8000 para después mandarlo al DELAY del tercer canal del GG8010OCTAL GAT GENERATOR. Por último el MODEL 437 ATIME TO

PULSE HEIGHT CONVERTER tiene 3 salidas el $Z_0 \approx 1\Omega$ que va hacia la entrada del AD811ADC, el Star que lo manda al GG8010OCTAL GAT GENERATOR al segundo canal Delay y el Stop va al mismo pero al primer Delay.

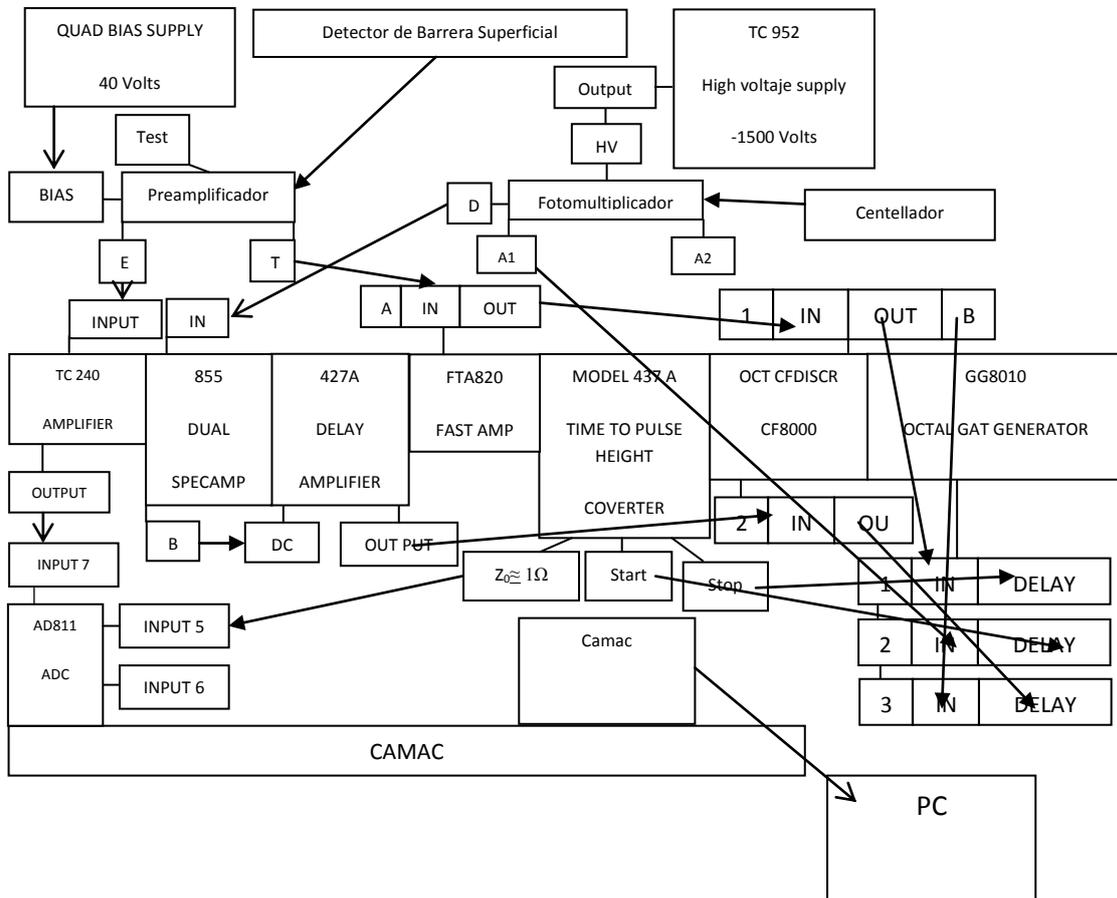


Figura 42. Electrónica asociada para las coincidencias entre las partículas cargadas y los neutrones.

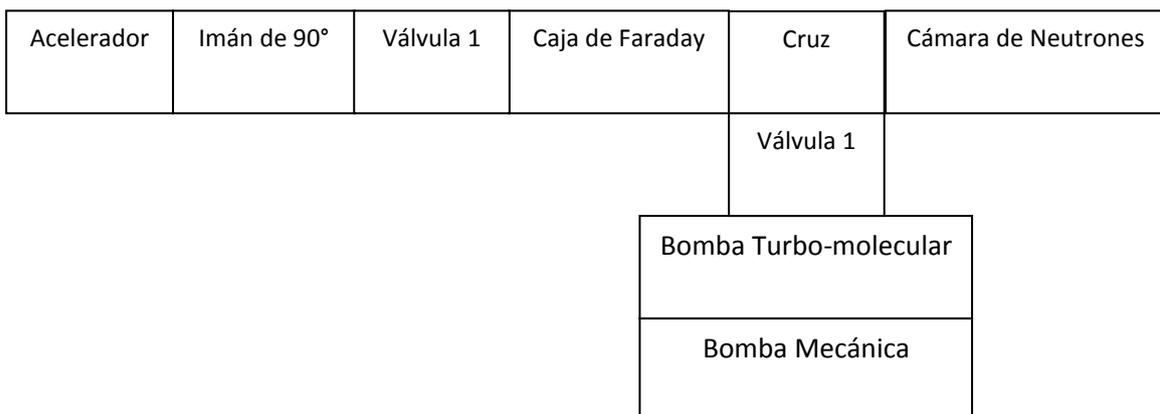


Figura 43. Esquema de la línea de Neutrones.

Es necesario producir un vacío previo para la calibración del detector de barrera superficial como para la producción de los neutrones de alrededor de 10^{-6} Torr tanto en el interior de la línea del acelerador como en el interior de la cámara de neutrones.

Capítulo IV: Datos y Análisis

Calibración en Energía

Para la calibración del detector de partículas cargadas recurrimos al uso de una fuente triple radioactiva de partículas alfas que se coloca frente al detector.

Fuente Triple		
Radioisótopo	Canal	Energía(MeV)
^{244}Cm	1697	5.16
^{241}Am	1806	5.48
^{239}Pu	1910	5.8

Tabla 5. Fuente triple para calibrar el detector de barrera superficial.

A partir del espectro de la fuente triple se toma en cuenta los canales con los picos más altos, ya que corresponde a las energías de cada uno de los radioisótopos ^{244}Cm , ^{241}Am , ^{239}Pu .

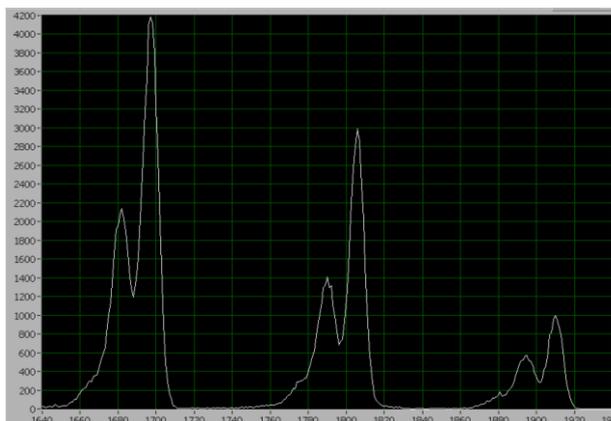


Figura 44. Espectro para la calibración del detector de partícula cargada con la fuente triple.

A continuación, por el método de mínimos cuadrados calculamos la recta que pasa por esos tres puntos, tomando en cuenta que el canal va en el eje de las x's y la Energía en el eje de las y's, este cálculo se puede hacer fácilmente con ayuda de programas comerciales como Excel. La ecuación que se obtuvo para la calibración es:

$$\text{Energía} = 0.003\text{Canal} + 0.0004 \quad (104)$$

Una vez que se obtuvo la calibración y tenemos listo todo en el arreglo experimental el haz de partículas de Deuterio acelerado por el Van De Graaff es enviado a la cámara. Sobre la línea hay una jaula de Faraday que mide la intensidad del haz que entra a la cámara de neutrones y colisiona con el blanco de polietileno deuterado produciendo la reacción $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n + 5.26 \text{ MeV}$.

La energía cinética del haz para este experimento fue de 1.6 MV.

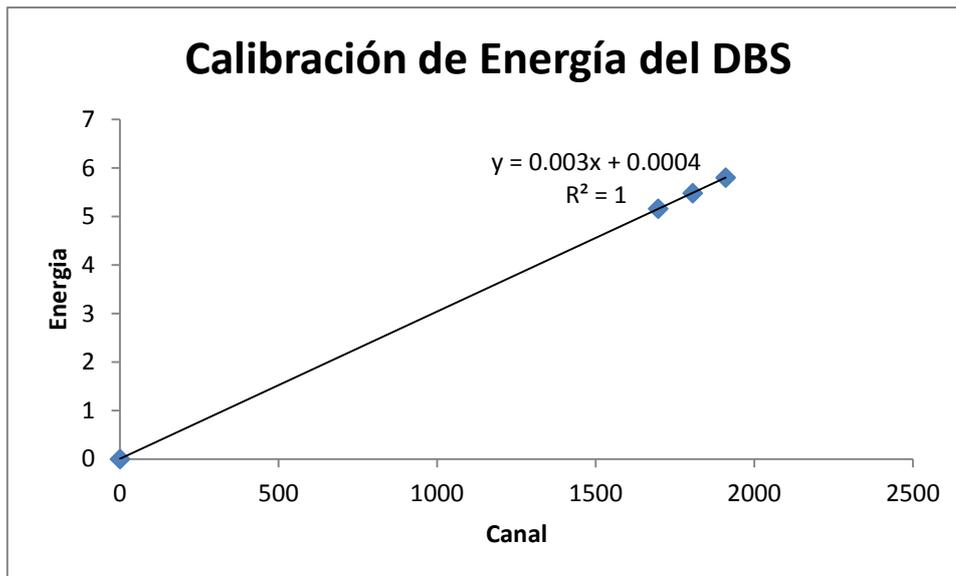


Figura 45. Gráfica de la calibración con la fuente triple.

Para tomar los datos se utilizó un programa en el lenguaje de Labview, donde tomamos 3 corridas a continuación podemos ver los tres espectros de energía del ^3He graficados en excel que corresponden a cada una de estas corridas de la partícula cargada.

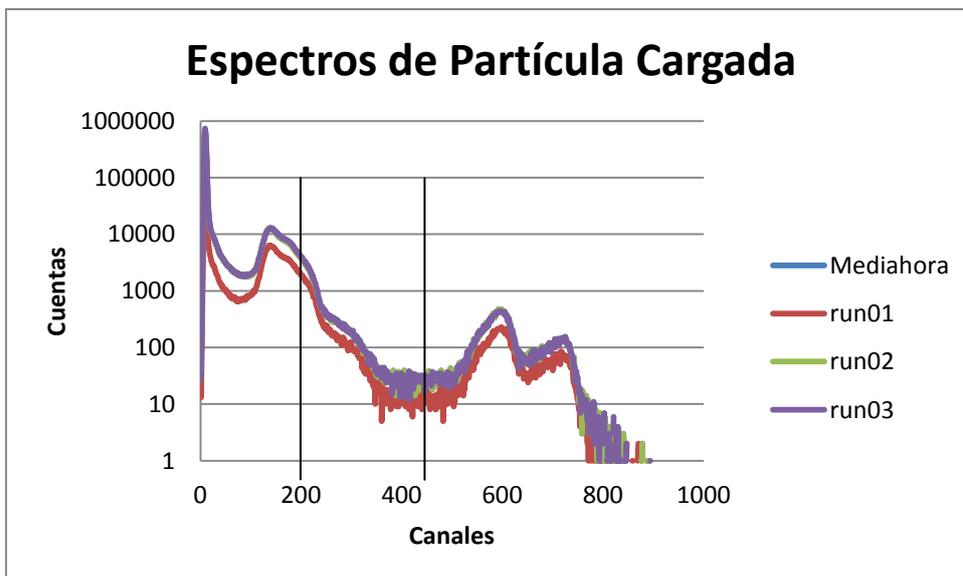


Figura 46. Espectros de la partícula cargada. Entre los canales 200 y 450 se hará la coincidencia con el espectro del fotomultiplicador. Multiplicar los canales por un factor de 2.

En la figura 46 se puede apreciar el espectro de las partícula cargada que obtuvimos con el detector de barrera superficial en el cual no solo se muestra el espectro de las partículas de ^3He ya que también se producen otros productos como carbonos, y protones que a la vez son detectados con el detector de barrera superficial. Con el cálculo de la cinemática los ^3He deberían de llevar una energía cinética alrededor de 2.0322 MeV. La región que se limita con las barras entre las energías 1.2 MeV y 2.7 MeV corresponde a la energía donde encontraremos el ^3He .

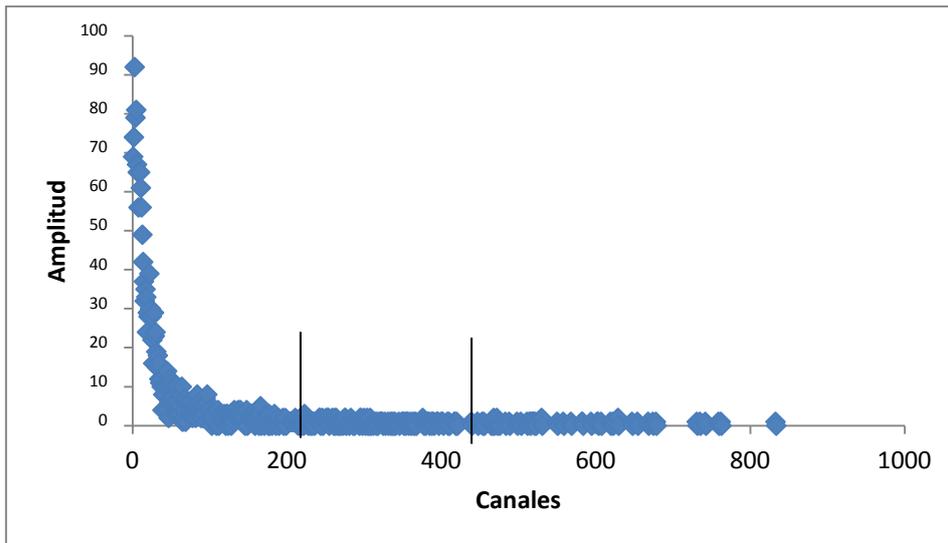


Figura 47. Espectro del fotomultiplicador. Entre los canales 200 y 450 se hará la coincidencia con el espectro del detector de barrera superficial.

En la figura 47 podemos apreciar el espectro de amplitud que se obtuvo con el centellador. Como tenemos muy pocos neutrones detectados la región debe ser plana entre el canal 200 y 400 donde con un programa del Laboratorio Nacional de Oak Ridge (ORNL) vemos la relación que tiene con el espectro de la figura 46. La energía cinética que deberían llevar los neutrones son de alrededor de 2.87 MeV.

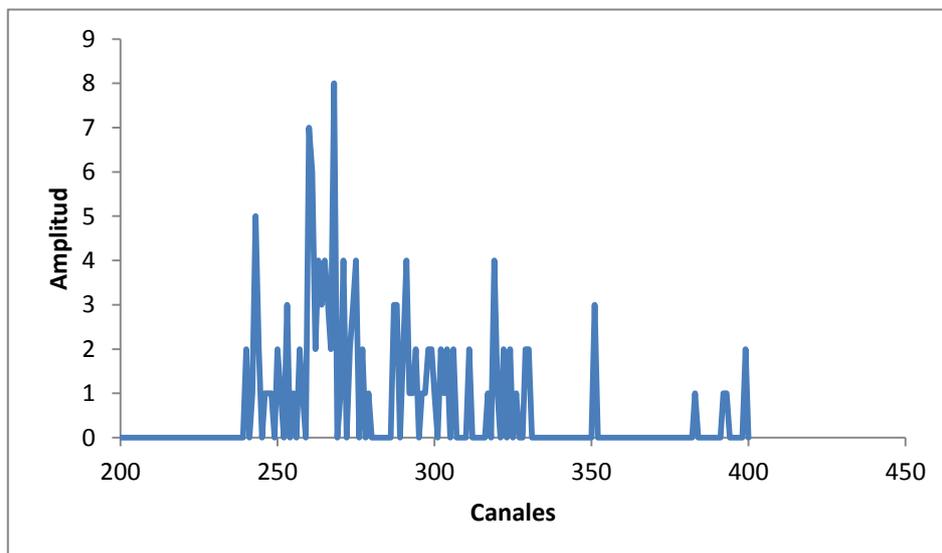


Figura 48. Espectro del detector de la partícula cargada en coincidencia con el fotomultiplicador alrededor de 1.2 MeV a 2.7 MeV

Finalmente en la figura 48 se ve el espectro de amplitudes del detector de partícula cargada que se obtuvo con el programa de análisis arriba citado, seleccionando únicamente aquellos eventos que se encuentran en coincidencia con eventos en el detector de neutrones. La región de energía en la que aparecen estos eventos concuerda con la energía esperada para los ^3He , por

lo que se puede concluir que estamos ante la detección simultánea de un neutrón en el centellador y un ^3He en el detector de partícula cargada. Con este análisis estamos probando la detección del flujo de neutrones en coincidencia con los ^3He .

Capítulo V: Conclusiones

En este trabajo hemos alcanzado exitosamente la meta principal propuesta que consistió en la producción de flujos monocromáticos de neutrones rápidos.

Con ese propósito, diseñamos y construimos una línea de experimentación especial para el laboratorio Carlos Graef Fernández del Instituto de Física asociado al Acelerador de iones positivos CN-Van de Graaff de 5.5 MV.

Este trabajo es sólo una parte de un proyecto más ambicioso y servirá como eslabón para futuras investigaciones. Los flujos monocromáticos de neutrones serán utilizados en investigaciones en física nuclear, así como en aplicaciones prácticas (neutrografías). Los resultados, si bien incipientes, demuestran sin ambigüedad la producción de flujos monocromáticos de neutrones rápidos.

A corto plazo, esta línea será instalada en un puerto dedicado del imán selector recientemente instalado en ese laboratorio.

Una mejora significativa en el sistema puede lograrse mediante el uso de detectores delgados (30 micras) para la detección de la partícula cargada, lo que permite discriminar electrónicamente la alta tasa de conteo inducida por la dispersión del haz en el blanco de polietileno deuterado.

Agradecimientos

“Un héroe es alguien que se rebela o parece rebelarse contra los hechos de la existencia y parece conquistarlos.”

El Rey Lagarto

En el planeta tierra existen muchos tipos de héroes. Sin duda alguna, los hombres que nos han cambiado la forma de pensar y ver el universo entero e intentado explicar los fenómenos naturales, son mis héroes favoritos. Sin embargo también hay otros tipos de héroes que me rodean y debo estar infinitamente agradecido, porque también son muy importantes para mí.

Agradezco el apoyo de mi familia. A mi mamá no solo por haberme traído al mundo y a esta vida tan cansada, sino por su infinito amor y comprensión. A mi papá por todo su cariño que nos ha dado a nuestra gran familia. A mis hermanas Ana, Gina, y a Brenda nuestra pequeña hermanita, que estoy seguro que lo hará mucho mejor que sus hermanos mayores. Y no puedo olvidar a mi perrita, mi gran amiga Coco, que siempre me recibe alegremente.

Hay alguien importante a quien debo agradecer, ya que me ha mostrado el camino de la luz y me ha guiado hasta los últimos momentos. Al Dr. Efraín Chávez que además de ser un gran héroe, es un gran líder, y quien ha cambiado mi trayectoria, pronto me enfrentaré solo a la vida, y espero seguir por el mismo camino, gracias por ser mi asesor. Agradezco también al físico Arcadio Huerta un buen tipo y una persona a quien puedo admirar por sus conocimientos, a la Dr. María Esther que me parece ser un gran ejemplo para cualquier persona que la conozca, al Dr. Andrade no solo por prestarme el acelerador sino también por sus asesorías, al Maestro Eustasio por toda su ayuda que me brindo, al Dr. Oscar que en este momento está al otro lado de la roca sin entender mucho lo que dicen los japoneses, aún así sigue siendo una fuente de inspiración para seguir este camino de terracería. También quiero hacer un reconocimiento a mis sinodales, que no me pusieron ningún obstáculo para seguir adelante, al Dr. Luis Fernando Magaña quien fue mi maestro y admiro mucho, al Físico René Ortega que siempre ha estado al servicio de los estudiantes dando lo mejor de sí mismo, al Dr. Armando Varela una persona sumamente admirable y al Dr. Roelof Bijker por aceptar alegremente ser mi sinodal.

Por último quiero mencionar algunos héroes más al Dr. Jorge García Macedo ya que sus clases de física estadística y su forma de enseñar también influyeron en mi vida. A mis amigos que me acompañaron a lo largo de esta etapa de mi vida, a Erick, Sixto, Fernando, Ulises, Rodrigo alias el Tom, al pequeño Raymundo, a los 3 Arturos que conocí, a Dook, a Baruch, a mi amiguita Blanca Nieves alias María, a Encantadora, a Tania, a Gaby y todos los que no recuerdo por mi pésima memoria. Agradezco a todos porque ahora sé que los verdaderos guerreros de Dios no son ángeles, y se llaman científicos.

Bibliografía

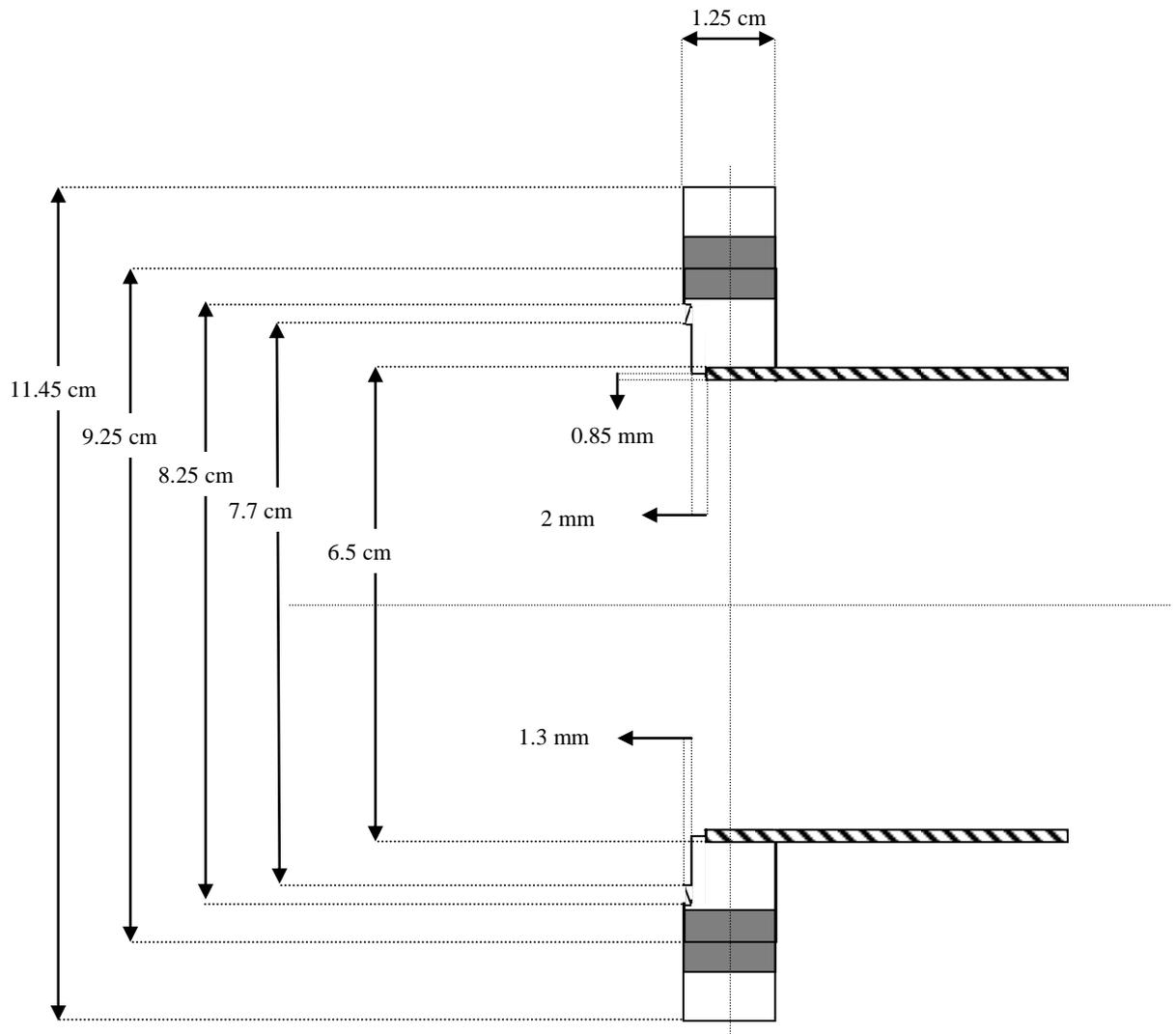
1. *Possible Existence of a Neutron*. **Chadwick, J.** 3253, Canbridge : Nature, 1932, Vol. 129.
2. *Fast Neutron Physics part I and II*. **JL, Marion J B and Fowler**. New York : Interscience, 1960.
3. *Neutron Physics*. **K, Beckurts K H and Wirtz**. Berlin : Springer, 1964.
4. *Tecnicas for Nuclear and Particle Physics Experiments*. **R, Leo W**. Berlin : Springer, 2009.
5. *Radiation Detection and Measurement 4th edn*. **G, Knoll**. New York : Wiley, 2010.
6. *The neutron capture therapy*. **Hatanaka, H (ed)**. United States : Kuwer Academia Publishers, Norwell, MA, 1987.
7. *Boron Neutron Captrure Therapy*. **Jacqueline C. Yanch, Ruth. E Shefer, and Paul M. Busse**. s.l. : Science & Medicine, 1999.
8. *Avances in Neutron Capture Therapy*. **B Larson, J Crawford, and R Weinreich**. Amsterdam : Elsevier Science, 1997.
9. *Principios de análisis instrumental*. Mexico : Cengage Learning Editores, 2008.
Douglas A. Skoog, Stanley R. Crouch, F. James Holler.
10. *La arqueología: una visión científica del pasado*. **BARBA, LINDA MANZANILLA / LUIS**. México : Fondo de cultura Economica, 1994.
11. *An Introduction to Archaeological Chemistry*. **T. Douglas Price, James H. Burton**. New York : Springer, 2011.
12. *Los ídolos de las islas prometidas: arqueología prehispánica del archipelago de los Roques*. **María Magdalena Antczak, Andrzej T. Antczak**. Caracas, Venezuela : Equinoccio, 2006.
13. *Used of associated particle tecnique for the mensurement of neutron cross sections at small angles*. **R. Policroniades, A. Varela, G Murillo, E. Moreno, E. Chavez, Ma. E. Ortiz and A. Huerta**. 3, Distrito Federal : Revista Mexicana de Física, 2006, Vol. 53.
14. *F-18 production by means of 20 Ne(d,4He) reaction at ININ*. **R. Policroniades, A. Varela, G Murillo, E. Moreno, E. Chavez, Ma. E. Ortiz and A. Huerta**. DISTRITO FEDERAL : REVISTA MEXICANA DE FÍSICA, 2007.
15. *An introduction to the time-of-flight technique*. **Håkansson, Per**. São Paulo vol.29 n.3 : Brazilian Journal of Physics, Sept. 1999.
16. *Absolute neutron detection efficiency calibration of a stile organic scintillador in the energy range 2 to 20 MeV with the associated particle technique*. **R Cherubini, G Moschini, R Nino, R Policroniades, A Varela**. s.l. : Elsevier B. V., 1988.
17. *Monoenergetic fast neutron reference fields: I. Neutron production*. **Thomas, Ralf Nolte and David J.** 48, UK and the USA : BIPM & IOP Publishing Ltd, 2011, Vol. I.
18. *Nobel Lecture in Physics (1942-1962): Exclusion principle and quantum mechanics*. **I, W olfgan G P aul**. s.l. : World Scientific, 1946.
19. *“Sulla quantizzazione del gas perfetto monoatomico”*, *On the Quantization of the Monoatomic Ideal Gas*. **Fermi, E.** s.l. : Rend.Lincei, 1926, Vol. 3.
20. *On the Theory of Quantum Mechanics*. **Dirac, P. A. M.** s.l. : Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character, 1926, Vol. 112.
21. *Física Volumen III: Fundamentos cuanticos y estadisticos*. **Marcelo Alonso, Edward Finn**. Washintong DC : Sistemas técnicos de edicion, S.A de C.V, 1986.
22. *The Structure of Matter: An Introduction to Modern Physics*. **R. W. Christy, Agnar Pytte**. New York : W. A. Benjamin, Inc., 1965.

23. *Particle Data Group*. **al., K. Nakamura et. s.l.** : Journal of Physics, 2010, Vol. G 37.
24. *Los conceptos de la física (Evolución histórica)*. **Soto, Alonso Sapúlpeda**. Colombia : Universidad de la Antioquia, 2003.
25. *Leucipo y Demócrito, Fragmentos 2da Edición*. **Werner, Juan Martín Ruiz**. Madrid : Aguilar, 1970.
26. *Aristoteles*. **Lloyd, Geoffrey E. R.** Buenos Aires, Argentina : Prometeo, 2007.
27. *De Revolutionibus Orbium Coelestium: libri VI*. **Copernico, Nicolas**. Norimbergae, J. Petreium : s.n., 1543.
28. *Francis Bacon . Atlántida, Nueva*. Madrid, España : Akal, S.A. de C.V., 2006.
29. *Rene Descartes*. **Morillo-Velarde, Diego**. España : Edaf, 2001.
30. *Galileo Galilei. Ciencia contra dogma*. **Arribas, Manuel Campuzano**. España : Visión Libros, 2006.
31. *New Astronomy*. **Kepler, Johannes**. Cambridge : Cambridge Univ. Pr., 1609/ 1992.
32. —. *The Harmony of the World. Tr.: Dr Juliet Field*. Linz : The American Philosophical Society, 1619/ 1997.
33. *Philosophiæ naturalis principia mathematica*. **Newton, Isacc**. 1686.
34. *Wilhelm Conrad Röntgen and the early history of the Roentgen rays*. **Glasser, Otto**. USA : Norman Publishing, 1993.
35. *La radioactividad*. **Bulbulian, Silvia**. Mexico : Fondo de cultura económica, S.A. DE C.V., 1997.
36. *On radioactivity, a new property of matter*. **L, ANTOINE H. BECQUERE**. 1903.
37. *On the Structure of the Atom: an Investigation of the Stability and Periods of Oscillation of a number of Corpuscles arranged at equal intervals around the Circumference of a Circle; with Application of the Results to the Theory of Atomic Structure*. **Thomson, J. J.** 39, Cambridge : Philosophical Magazine, 1904, Vol. 7.
38. *The Cause and Nature of Radioactivity*. **Rutherford, E and Soddy, F.** 4, London : Philosophical Magazine, 1902, Vol. 1.
39. *Acelerador Nuclear Physics with A. Van de Graaff accelerator*. s.l. : Burlington, Mass. : High Voltage Engineering Corp., **Lambert, W. Bygrave P. Treado and J.** 1970.
40. *The Scattering of alphas and betas Particles by Matter and the Structure of the Atom* . **Rutherford, E.** s.l. : Philosophical Magazine, 1911, Vol. 21.
41. *The Law of Deflexion of alphas particles through Large Angles*. **Marsden, H. Geiger and E.** s.l. : Philosophical Magazine, 1913, Vol. 25.
42. *On the Constitution of Atoms and Molecules parts 1 and 2*. **Bohr, Niels**. s.l. : Philosophical Magazine, July 1913, Vol. 26.
43. *Collision of alpha Particles with Light Atoms; An Anomalous Effect in Nitrogen*. **Rutherford, E.** s.l. : Philosophical Magazine, 1919, Vol. 37.
44. *Nuclear Physics in a Nutshell*. **Bertulani, Carlos A.** United States of America : Princenton University Press, 2007.
45. *Relatividad para principiantes*. **Hacyan, Shahen**. Mexico : FONDO DE CULTURA ECONÓMICA, S. A. DE C. V., 1995.
46. *On the Electrodynamics of Moving Bodies*. **Einstein, A.** 1905.
47. *Concepts of modern Physics 6th edition*. **Beiser, Arthur**. London : Mc Graw Hill, 2001.
48. *"Zur Theorie der Gesetzes der Energieverteilung im Normal-Spektrum"*. **Plank, Max**. s.l. : Vetyh d. D. Phys Ges, 1900, Vol. 2.
49. *La Teoría de Planck de la radiación y la teoría de los calores específicos*. **Einstein, Albert**. s.l. : Annalen der Physik, 1907.
50. *Ondes et mouvements (Waves and motions)*, **Broglie, Louis de**. Thesis Paris.

- Gauthier-Villars, Paris. : s.n., 1926.
51. *Física moderna*. **Tipler, Paul Allen**. España : Reverte, 2003.
 52. *Medicina nuclear: los requisitos en radiología*. **Thrall, Harvey A. Ziessman Janis P. O'Malley James H.** Barcelona, España : 3ra edición Elvieser , 2007.
 53. *Radiation Detection and Measurement*. **Knoll, Glenn F.**
 54. *Ueber den Einfluss des ultravioletten Lichtes auf die electrische Entladung*. **Hertz., H.** s.l. : Ann. Phys., 1887, Vol. 31.
 55. *A Quantum Theory of the Scattering of X-Rays by Light Elements*. **Compton, Artur H.** 5, s.l. : The Physical Review, 1923, Vol. 21.
 56. *Zeitschrift für Physik*, **Becker, W. Bothe and.** s.l. : 1930, Zertschritfur Physik Vol. 66, Vol. 66, págs. 289-306.
 57. *Über den Bau der Atomkerne I,II,III*. **Heisenberg, W.** s.l. : Z. Phys., 1932, Vols. 77,78 y 80.
 58. *Particle Data Group*. **al., J. Beringer et.** s.l. : Journal of Physics, 2012, Vol. PR D86.
 59. *Electrones, neutrinos y quarks: la física de partículas ante el nuevo milenio*. **YNDURAIN, FRANCISCO**. Barcelona, España : Drakontos Bolsillo, 2009.
 60. *The Radio Elements and the Periodic Law*. **Soddy, Frederick.** s.l. : Chem. News, 1913, Vol. 107.
 61. *Radioactive transformations and the periodic system of the elements*. **Fajans, Kasimir.** s.l. : Berichte der Deutschen Chemischen Gesellschaft, 1913, Vol. 46.
 62. *Física nuclear*. **Burcham, W. E.** España : Reverté, S.A., 2003.
 63. *The Cause and Nature of Radioactivity Part I*. **Soddy, E. Rutherford and.** s.l. : Philosophical Magazine, 1902, Vol. 4.
 64. ACELERADORES DE PARTICULAS. **ANDRADE, Dr. EDUARDO.** [En línea] [Citado el: 10 de FEBRERO de 2012.] <http://www.nucleares.unam.mx/~bijker/emfn/Andrade.pdf>.
 65. *Partículas elementales y las interacciones básicas*. **Méndez, Dra Rosa María.** Mexico : Coordinacion de servicios Editoriales. Facultad de Ciencias, UNAM, 2002.
 66. *Mecánica cuántica*. **Levich.** España : Reverte, 1974.
 67. Instituto de Física. **Física, Instituto de.** [En línea] 27 de Enero de 2012. [Citado el: 2 de Febrero de 2012.] <http://www.fisica.unam.mx/laboratorios.php>.
 68. *AN ASSOCIATED PARTICLE METHOD FOR THE $D(d, n)^3\text{He}$ REACTION*. **L. W. PUT*), C. BOT. W. J. COENDERS, J. W. KOENE and J. BLOK.** Amsterdam : Physica 32, 1966.

Anexos

Vista Lateral



Material: acero inoxidable.

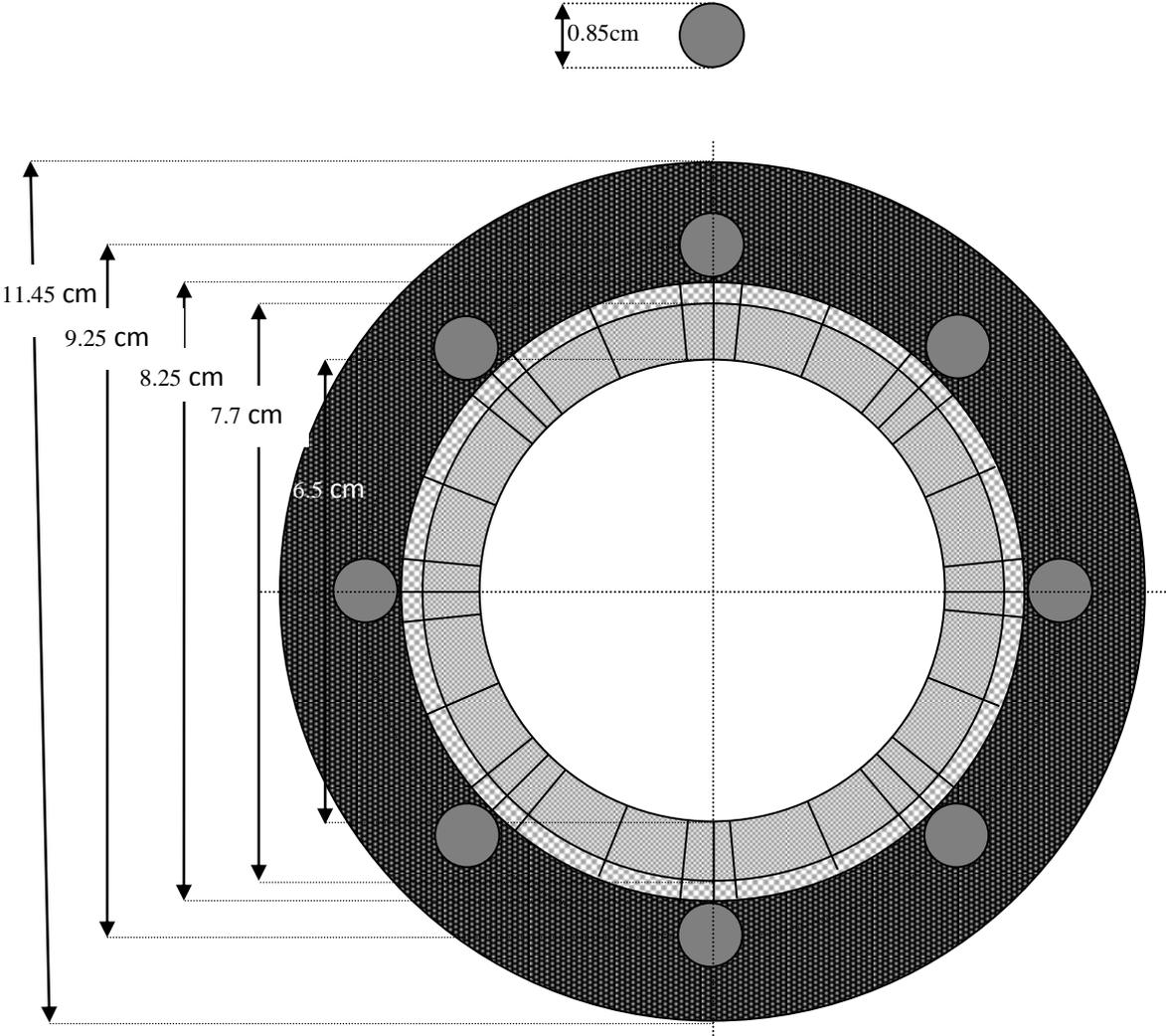
Cantidad: 1 pieza.

Solicito: Dr. Efraín Chávez.

Diseño: E. P. Zavala.

Dibujo: David Meneses.

Vista Frontal.



Q=1	Protones	Deuterio	Helio 3	Helio 4
R=79.64				
Energía (MeV)	Campo B (gauss)	Campo B (gauss)	Campo B (gauss)	Campo B (gauss)
1	903	1297	1600	1855
1.1	950	1363	1680	1948
1.2	994	1426	1757	2037
1.3	1037	1486	1831	2122
1.4	1078	1544	1902	2204
1.5	1117	1600	1970	2283
1.6	1155	1654	2037	2359
1.7	1192	1706	2101	2433
1.8	1228	1757	2163	2505
1.9	1263	1807	2224	2575
2	1297	1855	2283	2643
2.1	1331	1902	2340	2710
2.2	1363	1948	2396	2775
2.3	1395	1993	2451	2838
2.4	1426	2037	2505	2900
2.5	1456	2080	2558	2961
2.6	1486	2122	2609	3021
2.7	1515	2163	2660	3079
2.8	1544	2204	2710	3136
2.9	1572	2243	2759	3193
3	1600	2283	2807	3248
3.1	1627	2321	2854	3303
3.2	1654	2359	2900	3356
3.3	1680	2396	2946	3409

Tabla 6. Relación entre la energía en MeV contra el campo magnético del imán de 90° en Gauss de las distintas partículas que ofrece el acelerador Van Der Graaf.

'39

By Sir Brian Harold May

In the year of thirty-nine
Assembled here the volunteers
In the days when lands were few
Here the ship sailed out into the blue and sunny morn
The sweetest sight ever seen
And the night followed day
And the story tellers say
That the score brave souls inside
For many a lonely day
Sailed across the milky seas
Never looked back never feared never cried

Don't you hear my call
Though you're many years away
Don't you hear me calling you
Write your letters in the sand
For the day I'll take your hand
In the land that our grand-children knew

In the year of thirty-nine
Came a ship in from the blue
The volunteers came home that day
And they bring good news
Of a world so newly born
Though their hearts so heavily weigh
For the earth is old and grey
little darlin' well away
But my love this cannot be
Oh so many years have gone
Though i'm older but a year
Your mother's eyes from your eyes cry to me

Don't you hear my call
Though you're many years away
Don't you hear me calling you
Write your letters in the sand
For the day I'll take your hand
In the land that our grand-children knew

Don't you hear my call
Though you're many years away
Don't you hear me calling you
All your letters in the sand
Cannot heal me like your hand
For my life's still ahead, pity me.

Un cuento de mecánica cuántica

Por Ernest Specker y Simon Kochen

El código del universo. Un lenguaje de la naturaleza. Heinz R. Pagels. Ediciones Pirámides, S. A., 1990. Madrid.

Había una vez lejos, muy lejos, una bella princesa que vivía en un castillo situado muy alto en una montaña. Su padre, rey de un vasto reino, decidió que ya había llegado la hora de que su hija se casara, y la pregunta que se planteaba era quien podía ser digno de su mano. Para arreglar la cuestión el rey consultó con su consejero, el mago de la corte, que recomendó que se realizara una contienda entre los pretendientes.

La prueba consistía en un juego de habilidad y fortuna, que suscitó la imaginación del rey. El mago trajo tres pequeñas cajas y dijo que contenían dos perlas blancas idénticas y una negra, una perla en cada caja. Abrió dos de las cajas y enseñó una perla blanca y otra negra. Habiendo cerrado estas cajas, abrió la tercera, que contenía la otra perla blanca.

La tarea de cada pretendiente era adivinar el contenido de las tres cajas. Tendría que señalar en cualquier orden a cada una de las tres cajas cerradas y decir <<esta caja contiene una perla blanca, esta otra una perla blanca, y esta última una perla negra>>.

El mago abriría las cajas y revelaría el contenido. Si el pretendiente acertaba se le concedería la mano de la princesa. Sin embargo, si fallaba sería decapitado, una condición establecida para desanimar a todos con excepción de los pretendientes más serios.

Como la princesa era extremadamente bella y su padre era muy rico, muchos de los jóvenes llegaron a aceptar el desafío de la prueba. Invariantemente el mago abriría primero las dos cajas que el pretendiente decía que contenían las dos perlas blancas. Pero, ¡ay!, una perla sería blanca y la otra negra. Muchos pretendientes perdieron sus cabezas.

Como la pautita se hacía clara, pocos jóvenes se acercaban para someterse a la prueba. Los años pasaron y la princesa aún se encontraba sin desposar. Podríamos suponer lógicamente que algunos de los pretendientes que haber elegido con acierto, pero no era así. Como la mayoría de la gente, todos los pretendientes creyeron en la objetividad del mundo físico; ellos creían que el hecho de que eligieran (realizaran una medida) no debía influir en las cajas.

Finalmente, llegó un joven atractivo de un lejano lugar del reino. En este rincón no había penetrado el sistema de educación canónico de la lógica clásica y la teoría de mediciones. Al joven se le presentaron las tres cajas cerradas. Señalando a dos de las cajas: <<Estas cajas contienen una perla blanca y otra negra. No os diré que contiene la tercera caja>>. Antes de que nadie pudiera objetar a esta infracción de las estrictas reglas de la prueba, la princesa, que ya estaba impacientada con la misma, y a quien le había agradado este joven, se apresuró y abrió las dos cajas. De éstas rodaron una perla blanca y otra negra, justo como había dicho él. Ella entonces mandó al mago abrir la tercera caja, pero esta no se podía abrir.

El rey, un hombre sabio, echó al perverso mago de la corte por su trampa. El joven y la princesa vivieron felices desde entonces.

FIN