

(1-12)

225

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO
FACULTAD DE CIENCIAS

INCREMENTO EN LA PRECISION DE LA DETERMINACION DE LOS VALORES Q_0 DE LAS REACCIONES (d,p) y (d, α), EN ^9Be ; y DE VALORES Q_0 , MAYORES DE 12 MeV, EN LAS REACCIONES (d,p) EN ^3He , (p, α) EN ^7Li , y (d, α) EN ^6Li , ^{10}B y ^{14}N .

T E S I S

Q u e p r e s e n t a :

ARIEL TEJERA RIVERA

para obtener el grado de:

DOCTOREN CIENCIAS

INSTITUTO DE FISICA



1962

MEXICO. D. F.

BIBLIOTECA
JUAN B. DE OYARZABAL

~~XXXXXXXXXX~~



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.

A mis Padres.

A mi Esposa.

A mis Hijos.

I N D I C E

INTRODUCCION

	págs.
I.- <u>EQUIPO Y PROCEDIMIENTOS</u>	
a) Acelerador y espectrógrafo	1
b) Interpretación de las placas	2
c) Cálculo de las Energías	3
II.- <u>REVISION Y MEJORAS LOGRADAS EN LA TECNICA EXPERIMENTAL</u>	
a) Revisión detallada de las condi- ciones experimentales	7
b) Primeros resultados	9
III.- <u>ESTUDIO CRITICO DE LOS ERRORES</u>	
a) Fuentes de error	13
b) Error estimado del valor Q	20
IV.- <u>REACCIONES DE ALTO VALOR Q</u>	
a) Análisis de las discrepancias	24
b) Efecto de la saturación del campo	26
c) Análisis de los ciclos	28
<u>CONCLUSIONES</u>	30
<u>RECOMENDACIONES</u>	31
<u>REFERENCIAS</u>	32

INTRODUCCION

En el Congreso Internacional sobre Masas de Nuclídeos llevado al cabo en la Universidad de McMaster, Canadá, en 1960, el grupo de investigadores dedicados a reacciones nucleares del Laboratorio Van de Graaff de la UNAM, presentó un trabajo sistemático de 48 valores Q_0 , medidos cuidadosamente, de reacciones nucleares entre los estados base de núcleos ligeros ⁽¹⁾.

Este estudio se originó a consecuencia de las discrepancias, puestas de manifiesto en el congreso análogo efectuado en Mainz (1957), entre los valores de las masas nucleares medidas por métodos de espectroscopía de masas y los deducidos de las reacciones nucleares.

El grupo de la UNAM volvió a medir para el reporte presentado en la Conferencia de Canadá, la mayoría de los valores Q_0 conocidos entre los núcleos ligeros, y realizó por primera vez la medida de varias reacciones de algunos otros. Los resultados fueron, dentro de los errores experimentales, acordes a los previamente presentados, principalmente por el grupo de MIT.

Dado que principalmente las reacciones de altos valores Q excedieron a los valores calculados a partir de las masas medidas por los espectroscopistas, más allá de los errores experimentales, se consideró muy conveniente reproducir las reacciones nucleares correspondientes mejorando las condiciones del equipo experimental.

En el presente trabajo se expone con detalle cuales fueron los esfuerzos hechos para lograr esta mejora. Los primeros resultados se reportaron en el Congreso Conjunto de la Sociedad Mexicana de Física y de la American Physical Society, (México, 1961).

Puesto que no se observó un cambio significativo en dichos resultados, se procedió a investigar la influencia de la saturación del campo magnético del espectrógrafo en la medida de valores Q , especialmente los de alto valor energético ($> 12\text{MeV}$), tema principal que se desarrolla en la presente tesis.

I.- EQUIPO Y PROCEDIMIENTOS

a) Acelerador y espectrógrafo.

Para este trabajo se empleó el acelerador electrostático Van de Graaff, de 2 millones de voltios⁽²⁾, del Instituto de Física de la Universidad Nacional Autónoma de México (Fig. 1).

Este generador de alto voltaje se ha usado en la UNAM para acelerar protones y deuterones⁽³⁾. Ahora se le está acondicionando para que acelere también iones de ^3He . El cambio de un tipo de partículas a otro se puede efectuar en unos minutos.

Por el tubo acelerador (a) (véase fig. 1) bajan con los protones o deuterones, moléculas ionizadas que se separan del haz seleccionado al pasar por el deflector magnético debido a su diferente masa. El haz monoenergético de las partículas elegidas queda definido por 2 juegos de rejillas (b, b'). Una variación de la energía establecida para el haz produce en las rejillas una señal que electrónicamente corrige la descarga por corona en la terminal de alto voltaje. Este sistema de control permite definir la energía del haz con una precisión del orden de 1:350.

El campo magnético del deflector está medido con un flúxmetro de resonancia magnética nuclear, la intensidad de este campo determina la energía de las partículas que se van a usar en el bombardeo; posteriormente se corrige aún con mayor precisión infiriéndola de la energía con que los proyectiles se dispersan elásticamente en las sustancias del blanco, usando el espectrógrafo (e) que se mencionará más adelante.

El haz se enfoca sobre el blanco (d) que está colocado en una cámara al pasar a través de una lente electrostática (c), del tipo de doble cuadrupolo. Esta cá

para está comunicada también con el espectrógrafo. En la cámara de blancos es posible colocar blancos sólidos, usualmente evaporados sobre tantalio o formvar, los que son girados por medio de un motor externo a la cámara - por medio de un acoplamiento magnético. Con este sistema se ha aumentado la vida de los blancos reduciendo además el depósito de contaminantes durante el bombardeo.

Ultimamente se han usado blancos en estado gaseoso, contenidos en un cilindro metálico giratorio, con ventanas de formvar.

Las partículas, producto de las reacciones nucleares, se analizan por medio de un espectrógrafo magnético de gran resolución y amplio alcance, (Θ)⁽⁴⁾, en el interior del cual son finalmente registrados en emulsiones nucleares. Es posible obtener 3 exposiciones diferentes en cada juego de placas sin admitir aire en el espectrógrafo.

El campo magnético se mide también, como en el deflector, con un flúxmetro de resonancia magnética nuclear. Se puede estabilizar su intensidad electrónicamente; y es usual determinar las energías de las partículas mediante este instrumento con una precisión del orden de 1:1000.

Las placas nucleares son escudriñadas al microscopio. Se dibuja una gráfica en la que se lleva sobre las ordenadas el número de partículas contadas en franjas transversales de medio milímetro, y en las abscisas, la distancia medida a lo largo de las placas. Como ejemplo de un espectro obtenido por este procedimiento véase la fig. 2.

b) Interpretación de las placas.

Se considera que el valor que define la distancia de un grupo de partículas correspondiente a un nivel ener-

gético es la abscisa medida a un tercio de su altura, tomado del lado de mayor energía⁽⁵⁾. De este valor D, se establece por comparación con un patrón, el radio de curvatura ρ usando de una curva de calibración o la ecuación respectiva. Se multiplica ρ por la intensidad del campo magnético B, medido por la frecuencia del flúxmetro, para obtener la rigidez magnética $B\rho$.

La curva de calibración (D vs ρ) se construye empleando como partículas entrantes al espectrógrafo las alfas de 5.3 MeV emitidas por el ^{210}Po . La energía de emisión de este radioisótopo, usado ampliamente como patrón en varios laboratorios, ha sido objeto de investigaciones muy minuciosas por distintos grupos de investigadores, y periódicamente se han venido publicando refinamientos y cambios de este valor. En los laboratorios Van de Graaff de la UNAM se ha adoptado 331.75 ± 0.05 Kilogauss.cm, como valor de la rigidez magnética de las alfas del ^{210}Po ⁽⁶⁾.

De los datos acumulados en las calibraciones de este instrumento se ha obtenido por el método de mínimos cuadrados la siguiente ecuación que relaciona el radio de curvatura ρ , con la distancia D a lo largo de las placas⁽⁷⁾,

$$\rho = 26.8262125 + 0.451677203D - 3.3059848 \times 10^{-3}D^2 - 1.3711032 \times 10^{-6}D^3 + 3.2945 \times 10^{-7}D^4 - 2.1525 \times 10^{-9}D^5 + \dots \quad I, 1.$$

ρ , radio de curvatura en centímetros.

D, distancia medida sobre las placas en centímetros.

c) Cálculo de las Energías.

Conocido el tipo de partículas que llega a las placas y su rigidez magnética ($B\rho$), se calcula la energía

de éstas usando de las siguientes fórmulas. Estas se refieren a los productos usuales de las reacciones nucleares de baja energía, como son: los protones, deuterones, tritones, ^3He y partículas α .

Energía del protón:

$$E_p = 4.789633 \times 10^{-2} (B\rho)^2 - 1.22254 \times 10^{-9} (B\rho)^4 + 6.241 \times 10^{-17} (B\rho)^6 - 3.98 \times 10^{-24} (B\rho)^8 + \dots \quad \text{I, 2.}$$

Energía del deuterón:

$$E_d = 2.396006 \times 10^{-2} (B\rho)^2 - 1.5305 \times 10^{-10} (B\rho)^4 + 1.96 \times 10^{-18} (B\rho)^6 - \dots \quad \text{I, 3.}$$

Energía del tritón:

$$E_t = 1.599897 \times 10^{-2} (B\rho)^2 - 4.557 \times 10^{-11} (B\rho)^4 + 2.6 \times 10^{-19} (B\rho)^6 - \dots \quad \text{I, 4.}$$

Energía del ^3He :

$$E_{^3\text{He}} = 6.400911 \times 10^{-2} (B\rho)^2 - 7.294956 \times 10^{-10} (B\rho)^4 + 1.703959 \times 10^{-17} (B\rho)^6 - 4.854896 \times 10^{-25} (B\rho)^8 + \dots \quad \text{I, 5.}$$

Energía de las alfa:

$$E_\alpha = 4.822654 \times 10^{-2} (B\rho)^2 - 3.1200 \times 10^{-10} (B\rho)^4 + 4.04 \times 10^{-18} (B\rho)^6 - \dots \quad \text{I, 6.}$$

Este cálculo se facilita gracias a las tablas publicadas por H. Enge⁽⁸⁾ y A. Barragán⁽⁹⁾.

d) Valores Q.

Se define como valer "Q" de una reacción nuclear a:

$$Q = [(M_e + M_b) - (M_r + M_s)] c^2 \quad \text{I, 7.}$$

siendo M_e y M_b las masas de las partículas que reaccionan; M_r y M_s las masas de las partículas que se producen en la

reacción; c es la velocidad de la luz en el vacío. El valor " Q " mide la energía liberada o absorbida en una reacción nuclear.

Para estas investigaciones los elementos que convienen para el cálculo de los valores Q se muestran en la Fig. 3.

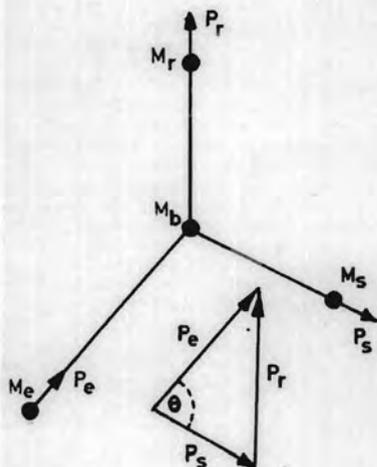


Fig. 3

M_e Masa de la partícula in cidente

M_b Masa de la partícula bo mbardeada

M_r Masa de la partícula re sidual

M_s Masa de la partícula sa liente

P_e, E_e Impulsos y energías

P_b, E_b correspondientes a

P_r, E_r las partículas an te

P_s, E_s riores.

θ , Angulo formado por las di recciones de la partícula incidente y la emitida en el laboratorio.

De la ec. I,7 y de la ley de la conservación del impulso se obtiene la siguiente ecuación⁽¹⁰⁾:

$$Q = \frac{M_s + M_r}{M_r} E_s - \frac{M_r - M_e}{M_r} E_e - 2 \frac{\sqrt{M_e E_e M_s E_s}}{M_r} \cos \theta + \delta_{rel} \quad \text{I, 8.}$$

siendo δ_{rel} una corrección relativista:

$$\delta_{rel} = \frac{1}{2M_r c^2} \left[E_e^2 + E_s^2 - E_r^2 - \cos \theta \sqrt{M_e M_s E_e E_s} \left(\frac{E_s}{M_s} + \frac{E_e}{M_e} \right) \right] \quad \text{I, 9.}$$

Como E_r no se mide en el experimento, se estima con un error relativamente pequeño suponiendo una interacción no relativista:

$$E_r' = \frac{M_e}{M_r} E_e + \frac{M_s}{M_r} E_s - 2 \frac{M_e E_e M_s E_s}{M_r} \cos \theta \quad \text{I,10.}$$

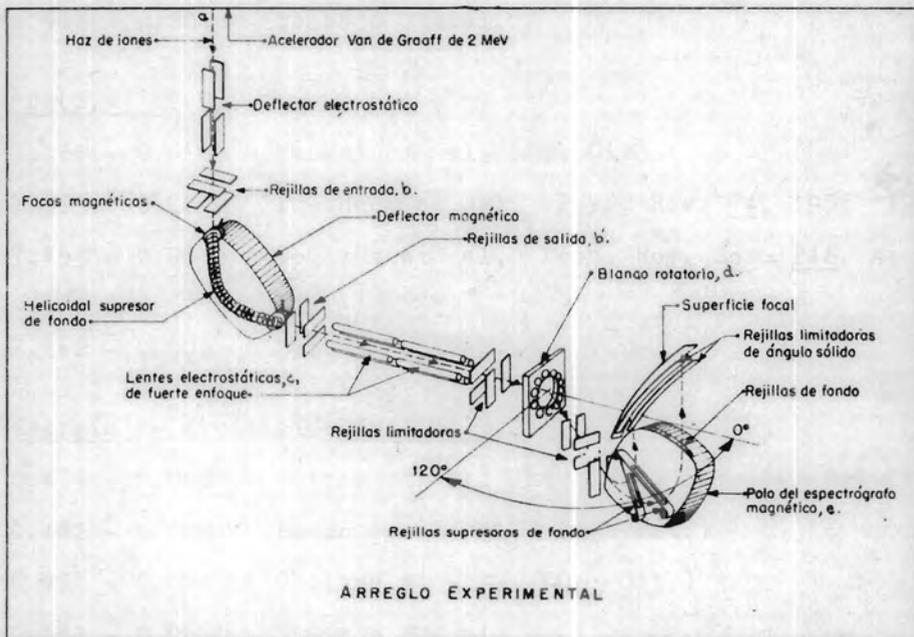


Fig.1

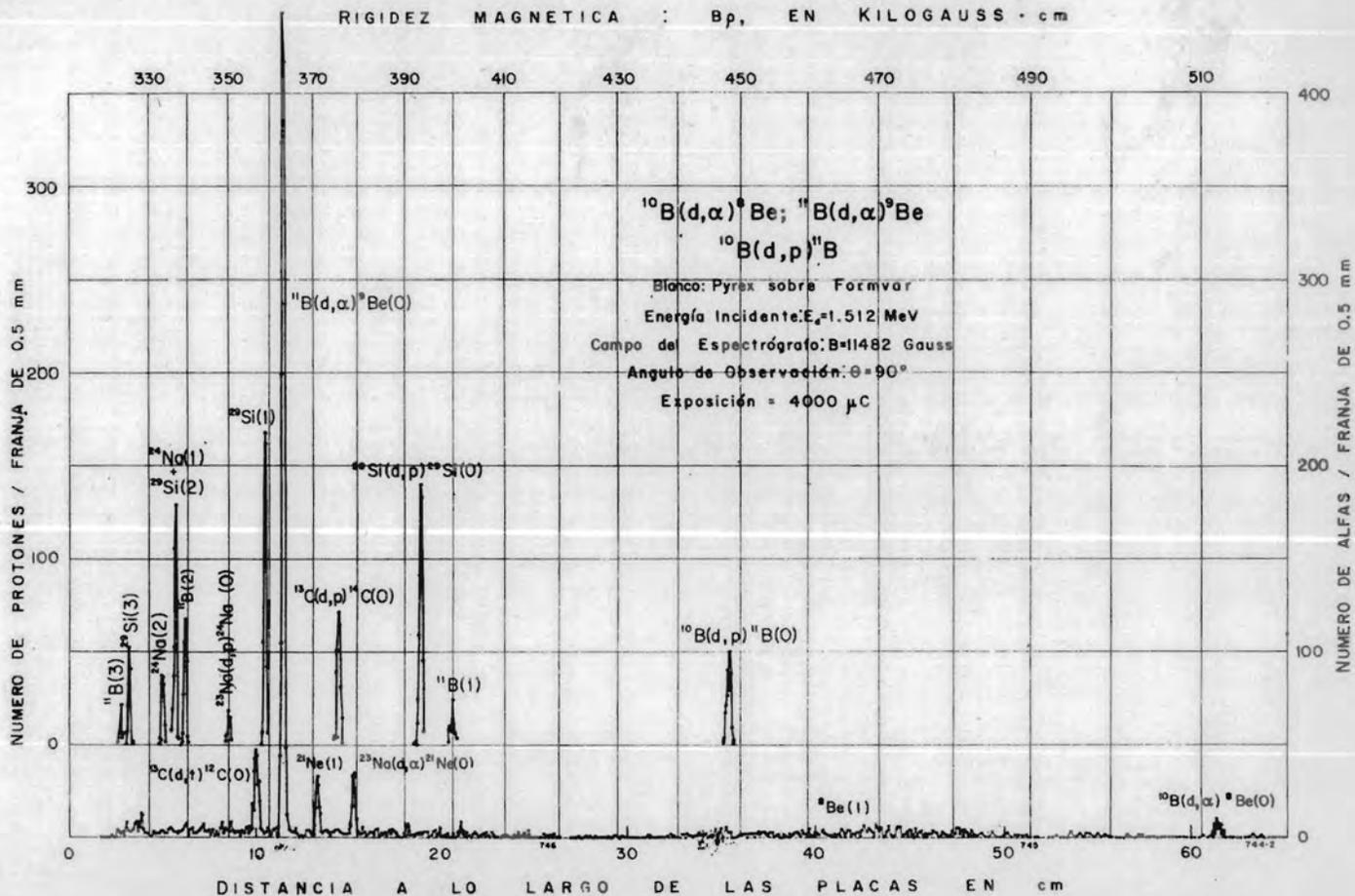


Fig.2

II.- REVISION Y MEJORAS LOGRADAS EN LA TECNICA EXPERIMENTAL.

a) Revisión detallada de las condiciones experimentales.

Las recomendaciones posteriores al Congreso de Hamilton, mencionadas en la introducción, fueron en el sentido de volver a medir las reacciones nucleares correspondientes a valores "Q" muy altos (superiores a 12 MeV), con el objeto de determinar la causa de las mayores discrepancias observadas.

Para tratar de aumentar la precisión en estas medidas se acordó:

- 1) Volver a ajustar el espectrógrafo respecto de la dirección del haz de proyectiles.
- 2) Hacer coincidir geométricamente el patrón de polonio con la forma y tamaño de la sección dada por el haz y el blanco.
- 3) Centrar con la mayor precisión posible el patrón de polonio cada vez que se hiciera una calibración.
- 4) Para darse cuenta si mejoraba la precisión del equipo se consideró conveniente estudiar los valores "Q" de las reacciones ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ y ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$, haciendo una calibración simultánea con el polonio, sin cambiar el campo magnético del espectrógrafo.

1) Se basaron todos los ajustes hechos al equipo para asegurar su corrección, en un vástago terminado en punta que se montó en la cámara de blancos, coincidiendo la punta de éste con el eje de giro del espectrógrafo. Las alineaciones respecto a dicha punta se hicieron con un nivel topográfico y se tiene confianza en que los errores no fueron mayores a 0.1mm en todas las medidas.

- 2) Se tenía un haz cuya sección recta medida en

el blanco era un rectángulo de 2.5 x 1.2 mm. Se procedió a reducir la altura de éste hasta conseguir que coincidiera lo mejor posible su sección con la correspondiente del alambre embebido de polonio que tiene aproximadamente 0.25 mm de diámetro. La anchura del haz se redujo a 0.3mm.

Para ajustar el haz se colocó en cada intento una plaquita con emulsión nuclear inmediatamente detrás de dicha punta, de tal manera que la "sombra" de ésta permitiera comprobar si el haz quedaba centrado. Para un primer ajuste fue útil usar un disco de cuarzo movable que se colocaba detrás de la punta y en el que se podía observar la incidencia de los proyectiles, con el anteojo del nivel topográfico desde el exterior.

3) Para centrar el polonio de tal manera que hubiera coincidencia geométrica entre éste, la "punta" y la posición del haz, se fijó primero la altura del nivel a la altura de la punta, procediendo después de la siguiente manera: una vez expuesta una plaquita nuclear al haz de partículas, estando puesta la punta, quedaba grabada en su emulsión, sin necesidad de revelarla, una marca indicando la forma y posición del haz, el que se orientaba para obtener un centrado óptimo, (véase Fig. II,1). Girando el soporte de la plaquita 90° y quedando el reverso de ésta hacia el espectrógrafo, se comprobaba con el

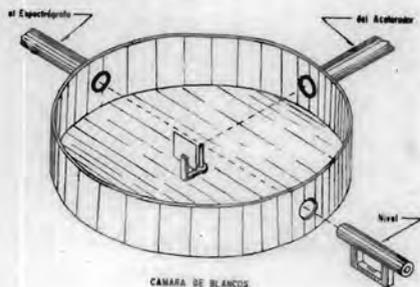


Fig II-1

nivel si la altura de la impresión coincidía aún con la punta; si así ocurría, se procedía entonces a colocar el patrón de polonio a la altura correspondiente quedando la zona activa de éste con un error inferior a la décima de milímetro.

4) Habiéndose logrado las condiciones de trabajo ofrecidas por los ajustes y técnicas antes descritas, se propuso volver a efectuar medidas de los valores "Q" de las reacciones ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ y ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$ para comprobar la bondad del equipo, ya que éstas permiten comparar con excepcional precisión la rigidez magnética de los grupos de protones y alfas con las del ${}^{210}\text{Po}$. Para un ángulo de observación de 90° y una energía de bombardeo de 1.5 MeV, la rigidez magnética de estos grupos de partículas es muy cercana a la de las alfas del ${}^{210}\text{Po}$. Este hecho permite efectuar observaciones sucesivas de las reacciones y del patrón de energía sin cambiar la intensidad del campo magnético del espectrógrafo. Substituyendo el blanco de berilio por el patrón de polonio es posible obtener en las placas un punto de calibración inmediato al de protones y alfas en condiciones prácticamente idénticas. En cada experimento de esta naturaleza se expusieron algunos otros puntos de calibración para definir la pendiente de esta curva y poder así interpolar los valores correspondientes a los grupos de partículas.

b) Primeros resultados.

De varios intentos que se hicieron se consideraron aceptables 6 exposiciones con la técnica antes descrita. De éstas, cinco fueron realizadas en condiciones prácticamente idénticas. Para la primera, el campo magnético del espectrógrafo fue $B = 8.219$ Kilogauss y para las 5 restantes de 8.212 Kilogauss. Los resultados aparecen en la tabla II, 1. Los números romanos se refieren a cada uno de los experimentos. La energía E_0 es la de bombardeo, corregida por la dispersión elástica de los deuterones usados como proyectiles en el blanco de berilio.

A cada una de las reacciones le corresponden dos columnas de datos: la rigidez magnética y su valor Q . En la última columna aparecen los valores de la energía de excitación para el primer nivel de ${}^7\text{Li}$. Este valor es independiente de la energía de bombardeo porque el estado base del litio y su primer excitado se obtuvieron en cada una de las exposiciones.

Como el número de resultados es menor a 10 se estima la desviación estandar de éstos como la máxima desviación que presentan, en la tabla se le denomina error externo. El error reportado para el patrón de polonio es de ± 1.6 KeV. El error externo de los valores Q de las reacciones de la tabla II, 1, es de ± 2 KeV, es decir, del mismo orden que los del patrón usado.

A estos valores Q hay que aumentarles aún la corrección relativista que es de 1 KeV y de 2 KeV para los dos tipos de reacción. Para dar un margen a los errores absolutos posibles se les atribuirá un error externo de ± 4 KeV.

En la tabla II, 2, se presentan los valores Q de las reacciones ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ y ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}(0)$, así como la energía de excitación del primer nivel de ${}^7\text{Li}$, comparados con valores reportados en la literatura. El último valor es el calculado de los experimentos antes mencionados.

En la fig. II.2 aparece un espectro de las reacciones (d,p) y (d,α) en ${}^9\text{Be}$. Los grupos de partículas alfa dibujados con línea punteada son los obtenidos para la calibración con ${}^{210}\text{Po}$. El KI y Sb_2S_3 se añadieron al blanco para fines diferentes al presente trabajo

	${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$			${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}(0)$		${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}(1)$		
	E_e	B_p	Q	B_p	Q	B_p	Q	E_x
	MeV	Kilogauss x cm	MeV	Kilogauss x cm	MeV	Kilogauss cm	MeV	MeV
I	1.5116	332.180	4.593	329.871	7.189	320.130	6.680	0.479
II	1.5130	332.241	4.595	329.981	7.162	320.143	6.679	0.483
III	1.5136	332.182	4.592	329.923	7.159	320.142	6.678	0.481
IV	1.5127	332.256	4.595	329.987	7.162	320.128	6.678	0.484
V	1.5116	332.182	4.593	329.907	7.160	320.127	6.679	0.481
VI	1.5114	332.247	4.595	329.956	7.162	320.126	6.679	0.483
PROMEDIO			4.594		7.160		6.679	0.481
ERROR EXTERNO			$\pm 2 \text{ KeV}$		$\pm 2 \text{ KeV}$		$\pm 2 \text{ KeV}$	$\pm 2 \text{ KeV}$

T A B L A II, 1.

T A B L A II, 2.

Comparación de valores Q y E_x de varios autores.

${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}(0)$

4.598 \pm 0.012	Mazari et al. Proceedings of the International Conference on Nuclidic Masses. Duckworth (1960)
4.588 \pm 0.006	Young et al. Phys. Rev. <u>96</u> , 1356 (1954).
4.596 \pm 0.004	Trabajo actual.

${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}(0)$

7.164 \pm 0.012	Mazari et al. (Op. Cit)
7.153 \pm 0.003	Buechner et al. Phys. Rev. <u>74</u> , 1956 (1948).
7.153 \pm 0.004	Collins et al. Proc. Roy. Soc. <u>216</u> , A, 242 (1953).
7.162 \pm 0.004	Trabajo actual.

Energía de excitación de ${}^7\text{Li}(1)$

0.479 \pm 0.005	Jáidar et al. Rev. Mex. Fís. <u>10</u> , 247 (1961).
0.482 \pm 0.003	Buechner et al. (Op. Cit.)
0.478 \pm 0.004	Collins et al. (Op. Cit.)
0.481 \pm 0.004	Trabajo actual.

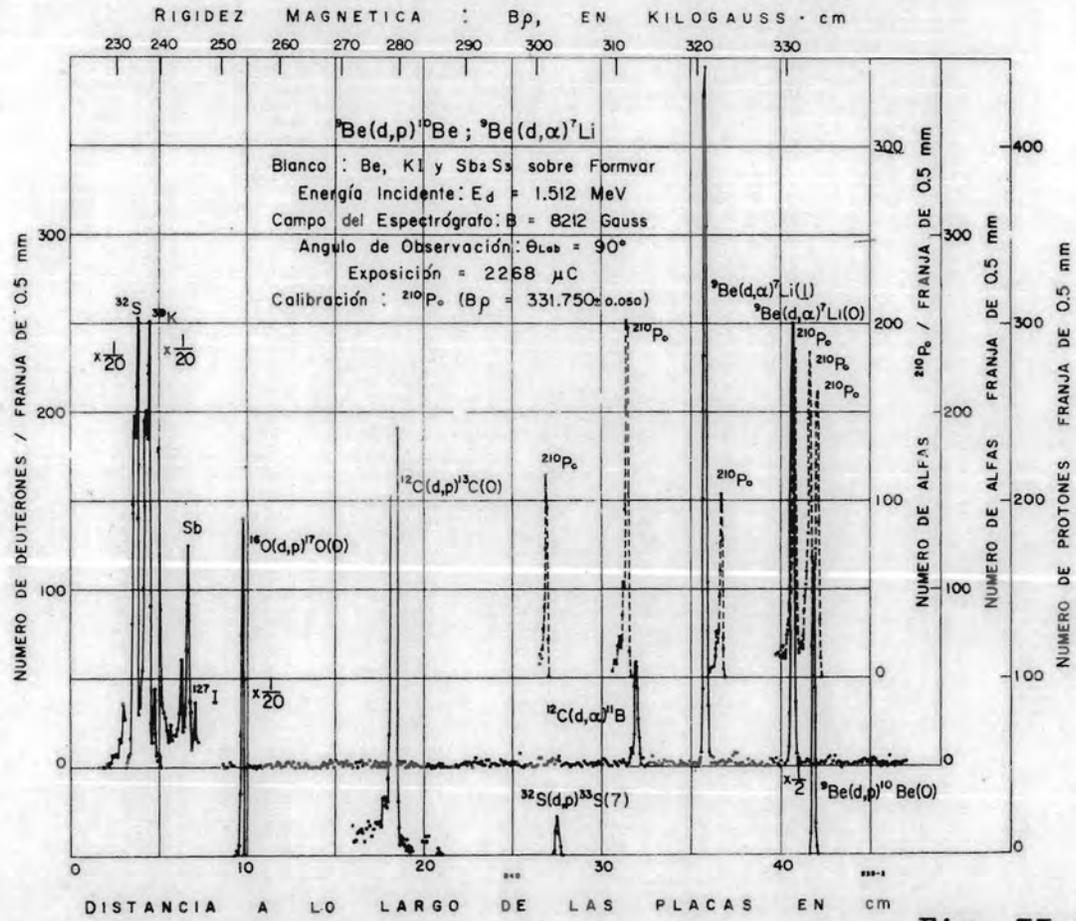


Fig. II.2

III.- ESTUDIO CRITICO DE LOS ERRORES.

a) Fuentes de error.

Se supone que las principales fuentes de error deben investigarse en:

- 1) La calibración.
- 2) La energía de los proyectiles.
- 3) El campo magnético del espectrógrafo y del deflector.
- 4) La energía de los productos de las reacciones.
- 5) La precisión en la lectura de las placas.
- 6) La determinación de la rigidez magnética del grupo de partículas.
- 7) Los parámetros que intervienen en el cálculo de los valores Q.

1) Puesto que las energías de los grupos de partículas provenientes de las reacciones nucleares se comparan con la de las alfas del ^{210}Po que indiscutiblemente ha sido medida absolutamente en condiciones muy severas, el primer factor de error depende de la precisión de estas medidas. No se ha llegado a establecer un valor definitivo de este patrón y posiblemente éste aún se encuentre algo afuera de los errores experimentales reportados.

El valor de B_p adoptado por el Laboratorio Van de Graaff de la UNAM para las alfas del polonio es de -331.75 ± 0.05 Kilogauss x cm, es decir, se trata un error de $1.5 : 10^4$. Es posible que la penetración del polonio en el alambre, que aumenta con el tiempo, no altere esta constante, observándose principalmente un aumento secundario en la intensidad de los grupos de partículas, del lado de menor energía.

Si se efectúa varias veces el experimento, como en el caso de la reacción ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$, es posible hacer un análisis estadístico que permita valorar la reproducibilidad de las medidas. Sin embargo, hay por lo menos dos hechos que hacen desconfiar de los resultados, haciendo necesario aumentar el error para cubrir una posible desviación sistemática. Uno de éstos es que se han reportado valores que difieren en más del error experimental consignado en los últimos años para la energía de las partículas alfa emitidas por el ${}^{210}\text{Po}$, como se indica en la siguiente tabla:

T A B L A III, 1.

		<u>Kilogauss. cm</u>
1954	Briggs G.H. (11)	$B_p = 331.65 \pm 0.08$
1955	Wapstra A.H. (12)	$B_p = 331.65 \pm 0.06$
1958	White (13)	$B_p = 331.79 \pm 0.06$
1960	Browne (14)	$B_p = 331.86 \pm 0.18$ (promedio pesado)
1960	Wapstra (15)	$B_p = 331.750 \pm 0.050$ (error estandar)

Para los trabajos del Instituto de Física se ha adoptado el último valor, el de Wapstra (1960)
 $B_p = 331.750 \pm 0.050$ Kilogauss cm.

La segunda dificultad sería es la siguiente: si se calibra el espectrógrafo con ${}^{210}\text{Po}$, cuyas partículas alfa se emiten con una energía del orden de 5.3 MeV, ¿hasta qué punto se puede confiar en los resultados cuando es necesario elevar el campo magnético para recibir partículas alfa de 22 MeV, como sucede en el caso de la reacción ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$?

Es de esperarse que la curva de calibración no sea válida para los campos magnéticos fuera de aquellos -

en los que se hizo la calibración, ya sea por posibles inhomogeneidades o por saturación.

Para las energías cercanas a la de las alfas del polonio 210 los errores por estos hechos parecen no ser significativos, pero si pueden serlo para energías muy altas, para las que la curva de magnetización se encuentra en la zona de no linealidad, problema del que se tratará más adelante.

2) La energía de los proyectiles se puede controlar dentro de $3:10^3$. Sin embargo este error se reduce considerablemente porque la energía de bombardeo se corrige finalmente de las partículas dispersadas elásticamente. Así es que los errores en la energía de los elásticos se deberán considerar semejantes a las de los productos de reacción.

3) El campo magnético del espectrógrafo presenta por lo menos tres problemas: sólo se mide su intensidad en una área muy pequeña y no se controlan todos los puntos por donde atraviesan las partículas, - siendo posible que no todo el campo siga la misma curva de histéresis; además de que probablemente no sea homogéneo y definitivamente el campo afuera de los polos no es directamente proporcional al que existe entre éstos, especialmente cuando se alcanza la saturación magnética.

4) La energía de los productos de la reacción se mide en un equivalente a la rigidez magnética, producto de un radio ρ fijo, y una intensidad B, suponiendo un campo uniforme. Como se indicó, se logra esto por comparación con un patrón energético, que en este caso es la energía de las partículas del polonio 210.

Ahora bien, en los experimentos efectuados en torno a las reacciones ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ y ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$ se trazaron varias curvas de calibración procurando hacerlo en cada caso bajo las mismas condiciones experimentales. El resultado fue que al graficar los puntos de la rigidez magnética versus distancia sobre las placas ($B\rho$ vs D), los puntos de calibración se encontraron contenidos dentro de una franja del orden de 0.12 mm en ρ , equivalente a 0.45mm en D .

5) El punto situado a un tercio de la altura de un pico formado por los grupos de partículas sobre la placa, medido del lado de máxima energía, se considera como el que define la energía de las partículas ⁽⁵⁾; usualmente es medido con una precisión de algunas décimas de milímetro. El error atribuible por este hecho, en la energía, es de fracciones de KeV.

Los errores principales en la determinación de la distancia de un grupo de partículas se pueden atribuir más bien a una escasa información si el número de trazas no es suficiente; de la práctica se prefieren picos de 100 o más trazas de altura. No se confía en picos anchos, debidos a mayores espesores de los blancos, más aún cuando no se cuenta con una expresión analítica que relacione el error de la energía con su anchura; es obvio que entre más angosto sea, el error cometido será menor. Los picos que han servido para determinar la Q de las reacciones originadas en el berilio 9 han tenido una anchura media de 1.5mm

De la función $\rho = \rho(D)$ se tiene aproximadamente

$$d\rho \pm (0.4516 - 0.0066D) dD;$$

para $D = 40$ cm.

$$d\rho \pm 0.188 dD \text{ y si } dD = 0.15 \text{ cm}$$

$$d(\rho) = 0.028 \text{ cm}$$

$$d(B\rho) = 0.028 \times 8.21 = 0.23 \text{ Kilogauss} \times \text{cm.}$$

De las tablas se tiene que para $B_0 = 331$, una unidad de B_0 equivale aproximadamente a 32 KeV, tanto para las alfas como para los protones. Se estima entonces $dE = 8$ KeV tanto para los grupos de protones como de alfas. El error en la lectura de un pico quizás no exceda del KeV. Un mismo pico fue leído varias veces y por distintas microscopistas para conocer el error máximo por este concepto, el resultado medio fue del orden de una décima de milímetro, lo que no resulta significativo.

Como la curva de calibración se construye con un número muy grande de puntos, puede suponerse que el error en la determinación de la posición de un grupo de partículas y el error de la curva de calibración son del mismo orden.

6) Conociendo el valor ρ del pico, se calcula la rigidez magnética multiplicándolo por la intensidad B del campo. Aceptando para B el valor dado por el flúxmetro, éste se determina con una precisión de 1:5000, precisión impuesta por el medidor de la frecuencia.

7) Las tablas de H. A. Enge⁽⁸⁾ y A. Barragán⁽⁹⁾ para convertir la rigidez magnética de las partículas a energía garantizan una aproximación de 26:1000 000.

El valor Q se calcula de las ecuaciones I.8 y 9 en la que el error debido a las magnitudes reales de las masas disminuye notablemente, porque los coeficientes aparecen como cocientes de masas. Si se acepta que el error de una función se calcula de la siguiente forma: sea $Z = f(x, y, \dots)$ donde x, y , son el promedio de variables independientes y sea P_x y P_y los errores correspondientes: entonces el error de P_z es:

$$P_z = \left[(P_x \frac{\partial Z}{\partial x})^2 + (P_y \frac{\partial Z}{\partial y})^2 + \dots \right]^{\frac{1}{2}}$$

entonces para el cociente $Z = x/y$.

$$P_z = \frac{1}{2} \left[(yP_x)^2 + (xP_y)^2 \right]^{1/2}$$

Por ejemplo, para el cociente de reacciones de ^{10}B con deuterones el cociente $\frac{M_d + M_b}{M_b} = \frac{12 \pm 10^{-5}}{10 \pm 10^{-5}}$ usando

$$M_b = 10 \pm 10^{-5}$$

$$M_d = 2 \pm 10^{-5}$$

Si el error de las masas es del orden de $\pm 10^{-5}$, el del cociente será de un orden de magnitud menor, es decir de 10^{-6} . Esto permite poder calcular masas nucleares a partir de los valores Q , los que a su vez necesitan del valor de las masas, pero no reflejan los errores de éstas, sino parcialmente.

El error debido a las energías de bombardeo y de los productos de reacción son del mismo orden y en el experimento actual con berilio, posiblemente no sean mayores a 1 KeV. De la ecuación Q se tiene, si $\theta = 90^\circ$ rigurosamente, que para el estado base de $^{10}\text{Be}(0)$

$$\Delta Q = (k_1^2 \Delta E_p^2 + k_2^2 \Delta E_d^2)^{1/2}$$

para valores de:

$$k_1 = 1.100613$$

$$k_2 = 0.798873$$

$$\Delta E_p \cong E_d \cong 1 \text{ KeV}$$

$$\Delta Q \cong 1.35 \text{ KeV.}$$

Respecto del ángulo, el error de alineación se estima en $\theta = 10^{-3}$ rad, para $\theta = 90^\circ$; como el factor angular es

$$Q_\theta = \frac{2 \sqrt{M_d M_p E_d E_p}}{M_b} \cos \theta$$

$$\text{se tiene } \Delta Q_0 = \frac{2\sqrt{M_d M_p E_d E_p}}{M_b} \quad \text{sen } \theta \Delta \theta$$

Con valores aproximados de $M_d = 2$; $M_p = 1$, $M_b = 10$;
 $E_d = 1.5$; $E_p = 5.3$; $\Delta Q_0 \approx 0.8 \text{ KeV}$

Un cálculo que permite juzgar de la consistencia interna de los valores "Q" medidos, estriba en formar ciclos de reacciones en los que resulta como efecto neto un residuo tal que si fuesen los valores Q exactos salvo un factor común, el residuo sería nulo. Por ejemplo, - sean las tres reacciones siguientes:

- 1) ${}^6\text{Li}(d, p){}^7\text{Li}$ $Q_1 = 5.027 \pm 0.003$
- 2) ${}^7\text{Li}(p, \alpha){}^4\text{He}$ $Q_2 = 17.346 \pm 0.010$
- 3) ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$ $Q_3 = 22.386 \pm 0.011$

Si a la suma de las dos primeras restamos la tercera, tendremos por la definición de Q:

$$Q = [(M_e + M_b) - (M_r + M_g)] c^2$$

- 1) $Q_1 = [M({}^6\text{Li}) + M(d) - M({}^7\text{Li}) - M(p)] c^2$
- 2) $Q_2 = [M({}^7\text{Li}) + M(p) - M({}^4\text{He}) - M(\alpha)] c^2$
- 3) $-Q_3 = -[M({}^6\text{Li}) + M(d) - M({}^4\text{He}) - M(\alpha)] c^2$

$$Q_1 + Q_2 = Q_3$$

La desviación de este resultado permite juzgar la consistencia existente entre varios experimentos que se efectúan en condiciones generalmente bastante diferentes. Cuando se disponga de gráficas de ciclos con suficientes valores será posible cerrar ciclos que abarquen un número muy grande de reacciones e indudablemente que será uno de los criterios más certeros para valorar la consistencia de una tabla de valores "Q" y consecuentemente de masas nucleares.

En el ejemplo citado el residuo de las "Q" re-

sultó de 13 KeV, y el promedio cuadrático de los errores individuales de Q, es de 15.2 KeV. La comparación de estos ciclos con los anteriores fig. III.1⁽¹⁶⁾ permite observar la medida en que se han ido mejorando los resultados.

Hay que observar que al cerrar un ciclo de "Q" se elimina un factor común debido a la calibración, dentro de una primera aproximación.

b) Error estimado del valor Q.

En resumen, una estimación confiable del error de los valores Q no puede calcularse de la fórmula usual de la desviación estándar porque el número de experimentos normalmente es pequeño, alrededor de 5; y en el caso de este trabajo es de seis. Parece conveniente tomar por lo menos la máxima diferencia entre las lecturas, a lo que se le ha llamado error externo.

La apreciación de los errores absolutos sólo se logra en general comparando medidas hechas en condiciones diferentes, ya sea con el mismo equipo o con equipos independientes. Dentro de los errores reportados los valores Q medidos con el equipo de la UNAM parecen confiables para campos magnéticos del espectrógrafo por debajo de la saturación, de acuerdo con las pruebas hechas midiendo una misma Q a diferentes campos. Este es un método muy sensible para detectar inhomogeneidades en el campo magnético y de acuerdo con este experimento es aceptablemente homogéneo, considerando que esta es la causa que produce los errores sistemáticos principales.

Otros orígenes de errores más bien accidentales son: las contaminaciones, como la de carbono que arrastra el haz y deposita sobre el blanco; la influencia de campos externos o cambio de la disposición de objetos magnetiza-

bles cercanos al espectrógrafo; la presencia de un fondo de partículas, que es despreciable desde que se introdujo un helicoide de acero inoxidable en el conducto del deflector; la contracción de la emulsión si los picos quedan a menos de unos dos centímetros de los bordes de los lados menores de las placas; al vacío que usualmente es satisfactorio; a la temperatura del blanco⁽¹⁷⁾; a la pobre estadística en picos de bajo número de trazas aunque debido al fondo bajísimo en las placas es posible identificar claramente picos formados con 20 ó 30 trazas. Tomando en cuenta las contribuciones anteriores, la tabulación de los errores accidentales principales podría ser la de la tabla III,2. En esta tabla ΔQ es el error de Q para las reacciones de berilio mencionadas, originados por las posibles fuentes de error. Se ha hecho la conversión de la precisión de las medidas a KeV y substituyendo este valor en la ecuación del error cuadrático medio de la Q se ha obtenido el valor ΔQ correspondiente. El valor del error cuadrático medio total de los que aparecen en la tabla es de 3 KeV. Si no se toma en cuenta el debido a la calibración, es de 2 KeV, valor que corresponde al error externo de los valores Q de dichas reacciones nucleares, al que no contribuye notablemente porque se construyó una curva de calibración para cada experimento.

La comparación entre diferentes equipos y métodos ha sido precisamente tema de congresos internacionales sobre masas nucleares, ya que en éstas se reflejan directamente los valores Q , problema al que se ha hecho referencia en la introducción⁽¹⁾.

La mejor estimación de los errores de los valores Q se obtiene a través del cierre de ciclos de reacciones relacionadas entre sí. La comparación entre la desviación estándar y los errores adjudicables por el cierre

de ciclos sugiere que este último es del orden de dos a cuatro veces el primero, por esta razón los valores Q de las reacciones ${}^9\text{Be}(d,p){}^{10}\text{Be}$ y ${}^9\text{Be}(d,\alpha){}^7\text{Li}$, se han reportado conservadoramente con un error doble del error externo.

T A B L A III, 2.

ERRORES ACCIDENTALES.

FUENTES DE ERROR	PRECISION DE LAS MEDIDAS	ENERGIA KeV	ΔQ KeV
Calibración	$1.5 : 10^4$ (Kilogauss.cm)	± 1.6	± 2
Lectura de las placas	$5:10^3$ (cm)	± 0.6	± 0.8
Medición del campo magnético	$1:10^4$ (Kilogauss)	± 0.06	± 0.08
Medición del ángulo de bombardeo	$1:10^3$ (radianes)	± 0.8	± 1
Energía de bombardeo	$1:10^3$ (MeV)	± 1	± 0.7
Energía de los productos del bombardeo	$1:10^3$ (MeV)	± 1	± 1.5
Masas de las partículas	$1:10^5$ (u.a.m.)	.	$< 10^{-2}$

Error cuadrático medio de Q:

$$\Delta Q = 3 \text{ KeV}$$

IV.- REACCIONES DE ALTO VALOR Q.

a) Análisis de las discrepancias.

Si se comparan los resultados obtenidos en la remediación muy cuidadosa de los valores Q de las reacciones (d,p) y (d, α) en ^9Be con los obtenidos en los experimentos anteriores, se puede concluir que no hubo una modificación significativa. Las diferencias en los resultados de los dos grupos de experimentos quedan comprendidos dentro de los límites de los errores propuestos para estas medidas.

Una vez que el equipo quedó reajustado se procedió a obtener una nueva curva de calibración, la que no difirió sensiblemente de las obtenidas anteriormente, a continuación se volvieron a medir los valores Q de las reacciones que aparecen en la tabla IV, 1. Se observa en estas nuevas medidas una disminución en la discrepancia de los valores Q de las tres primeras reacciones; sin embargo subsistió aún una marcada diferencia entre estos valores Q y los Q_m . Estos últimos valores corresponden a la tabla construida por Everling et. al. En la misma tabla: Q_{MIT} son los resultados obtenidos en el Laboratorio de Alto Voltaje del "Massachusetts Institute of Technology", de Cambridge, Massachusetts; Q_{UNAM} (1960) son los valores presentados por el grupo de la UNAM en la Conferencia Internacional de Masas Nucleares de Hamilton, Canadá, (1960); y Q_{UNAM} (1961) los valores presentados en el congreso conjunto entre la American Physical Society y la Sociedad Mexicana de Física, en la Ciudad de México, (1961).

De la tabla antes mencionada se forma la tabla IV, 2, para destacar los valores Q cuyas discrepancias son el problema de este trabajo.

REMEDICION DE VALORES Q_0 (1961)

REACCION	$Q_m^{(3)}$ (MeV)	$Q_{MIT}^{(2)}$ (MeV)	QUNAM ⁽¹⁾ (1960) (MeV)	QUNAM (1961) (MeV)	QUNAM - Q_m	
					1960	1961
$^4\text{He} (d,p) ^4\text{He}$	18.352	18.377	18.434 ± 0.010	18.415 ± 0.010	+82 keV	+63 KeV
$^6\text{Li} (d,\alpha) ^4\text{He}$	22.375	—	22.431 ± 0.010	22.413 ± 0.012	+56 "	+38 "
$^7\text{Li} (p,\alpha) ^4\text{He}$	17.347	17.357 ± 0.014	17.406 ± 0.030	17.373 ± 0.006	+59 "	+26 "
$^9\text{Be} (d,\alpha) ^7\text{Li}$	7.153	7.157 ± 0.008	7.164 ± 0.012	7.162 ± 0.008	+11 "	+ 8 "
$^9\text{Be} (d,p) ^{10}\text{Be}$	4.590	4.590 ± 0.009	4.598 ± 0.012	4.596 ± 0.005	+ 8 "	+ 6 "
$^{10}\text{B} (d,\alpha) ^8\text{Be}$	17.818	—	17.850 ± 0.006	17.846 ± 0.006	+32 "	+28 "
$^{11}\text{B} (d,\alpha) ^9\text{Be}$	8.028	8.023 ± 0.010	8.036 ± 0.009	8.035 ± 0.006	+ 8 "	+ 7 "
$^{10}\text{B} (d,p) ^{11}\text{B}$	9.231	9.244 ± 0.011	9.241 ± 0.006	9.234 ± 0.006	+10 "	+ 3 "
$^{12}\text{C} (d,t) ^{12}\text{C}$	1.310	1.311 ± 0.006	1.317 ± 0.005	1.311 ± 0.006	+ 7 "	+ 1 "
$^{12}\text{C} (d,p) ^{14}\text{C}$	5.951	5.942 ± 0.010	5.968 ± 0.015	5.951 ± 0.010	+17 "	0 "
$^{14}\text{N} (d,\alpha) ^{12}\text{C}$	13.574	13.588 ± 0.012	13.594 ± 0.005	13.591 ± 0.006	+20 "	+17 "
$^{14}\text{N} (d,p) ^{15}\text{N}$	8.609	8.623 ± 0.010	8.615 ± 0.010	8.614 ± 0.006	+ 6 "	+ 5 "
$^{16}\text{O} (d,\alpha) ^{14}\text{N}$	3.111	3.111 ± 0.006	3.106 ± 0.006	3.110 ± 0.006	+ 3 "	- 1 "
$^{23}\text{Na} (d,\alpha) ^{21}\text{Ne}$	6.913	6.908 ± 0.010	6.907 ± 0.012	6.911 ± 0.009	- 6 "	- 2 "
$^{23}\text{Na} (d,p) ^{24}\text{Na}$	4.734	4.736 ± 0.007	4.731 ± 0.009	4.736 ± 0.005	- 3 "	+ 2 "
$^{28}\text{Si} (d,p) ^{28}\text{Si}$	6.253	6.252 ± 0.010	6.254 ± 0.015	6.252 ± 0.010	+ 1 "	- 1 "

REFERENCIAS: 3.-Everling, et. al. Nuclear Physics, 15, 342 (1960).

2.-De varios artículos publicados por el Laboratorio de Alto Voltaje del MIT. (1948 e 1960).
y comunicaciones personales con W.W. Buechner y A. Sperduto.

1.-Mazari, et. al. Proceedings of the International Conference on Nuclidic Masses.
H.E. Duokworth. 276, (1960).

T A B L A IV, 2.

REACCION	$Q_{UNAM}(1961)$ MeV	$Q_{UNAM}-Q_m$ KeV
1) ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$	18.415 ± 0.010	+ 63
2) ${}^{10}\text{B}(d,\alpha){}^8\text{Be}$	17.846 ± 0.006	+ 28
3) ${}^{14}\text{N}(d,\alpha){}^{12}\text{C}$	13.591 ± 0.006	+ 17
4) ${}^6\text{Li}(d,\alpha){}^4\text{He}$	22.413 ± 0.012	+ 38
5) ${}^7\text{Li}(p,\alpha){}^4\text{He}$	17.373 ± 0.006	+ 26

Con el objeto de determinar las posibles contribuciones de un error en la medición de la distancia D de los grupos de partículas en las placas del valor del campo magnético B calculado de los datos del flúxmetro, se ha construido la tabla IV, 3, en la que ΔB y ΔD son las equivalencias de la discrepancia ΔQ , tomadas de la tabla IV, 2, en términos de la distancia D y del campo magnético B. Las reacciones están ordenadas en la misma secuencia que en la tabla IV, 2.

T A B L A IV, 3.

ΔQ KeV	B gauss	ΔB gauss	D cm.	ΔD cm.
1) + 63	12,799	21.2	60.82	0.48
2) + 28	11,482	9.8	62.62	0.19
3) + 17	11,440	6.5	49.16	0.12
4) + 38	10,999	20.9	62.33	0.24
5) + 26	9,566	6.6	70.60	0.22

No es razonable, a juzgar por los datos anteriores, achacar las discrepancias a errores en la determinación de las distancias D sobre las placas o a la medición del campo magnético B , porque éstos son del orden de ± 0.01 cm y ± 2 gauss respectivamente, y las equivalencias de las discrepancias son bastante mayores y positivas.

b) Efecto de la saturación del campo magnético.

En la determinación del valor Q de las reacciones mostradas en la tabla IV, 3, el campo magnético es producido en condiciones de saturación del electroimán o próximo a estarlo. De la curva de magnetización del espectrógrafo fig. IV, 1, se ve que para campos mayores a 10 Kilogauss se satura el electro-imán y consecuentemente se altera la geometría del campo disperso existente durante la calibración con el polonio.

Empleando los productos de las reacciones de boro y silicio ha sido posible corregir los valores Q en estas condiciones. Los resultados aparecen en la fig. IV, 2; un grupo de datos se refiere a las correcciones necesarias que se hicieron en los valores Q de estas reacciones determinadas previamente con campos magnéticos bajos, datos correspondientes a los promedios pesados de distintos experimentos. El otro grupo se ha obtenido para valorar la influencia de la saturación en las alteraciones de los valores Q .

Este segundo grupo de puntos se ha obtenido de la siguiente manera: Si suponemos que por lo menos parte de las discrepancias se deben a la saturación, una primera aproximación sería tomar este efecto como directamente proporcional a la diferencia de los valores medidos en la curva real y la extrapolación lineal del segmento recto de la curva de magnetización.



Curva de Magnetización del Espectrógrafo.

De la ecuación I, 8, se deriva

$$\Delta Q = k_1 \frac{\Delta E_s}{\Delta(B\rho)} \Delta B_c \quad \text{IV, 1.}$$

siendo k_1 el factor debido a las masas que multiplica a E_s en la ecuación I, 8, ΔB_c es equivalente a la discrepancia en las reacciones de boro y silicio, ρ el radio de curvatura de la partícula emergente de la reacción en cuestión, y el cociente de diferenciales se encuentra en las tablas de energía contra rigidez magnética.

Se ha obtenido ΔB_c de la siguiente ecuación

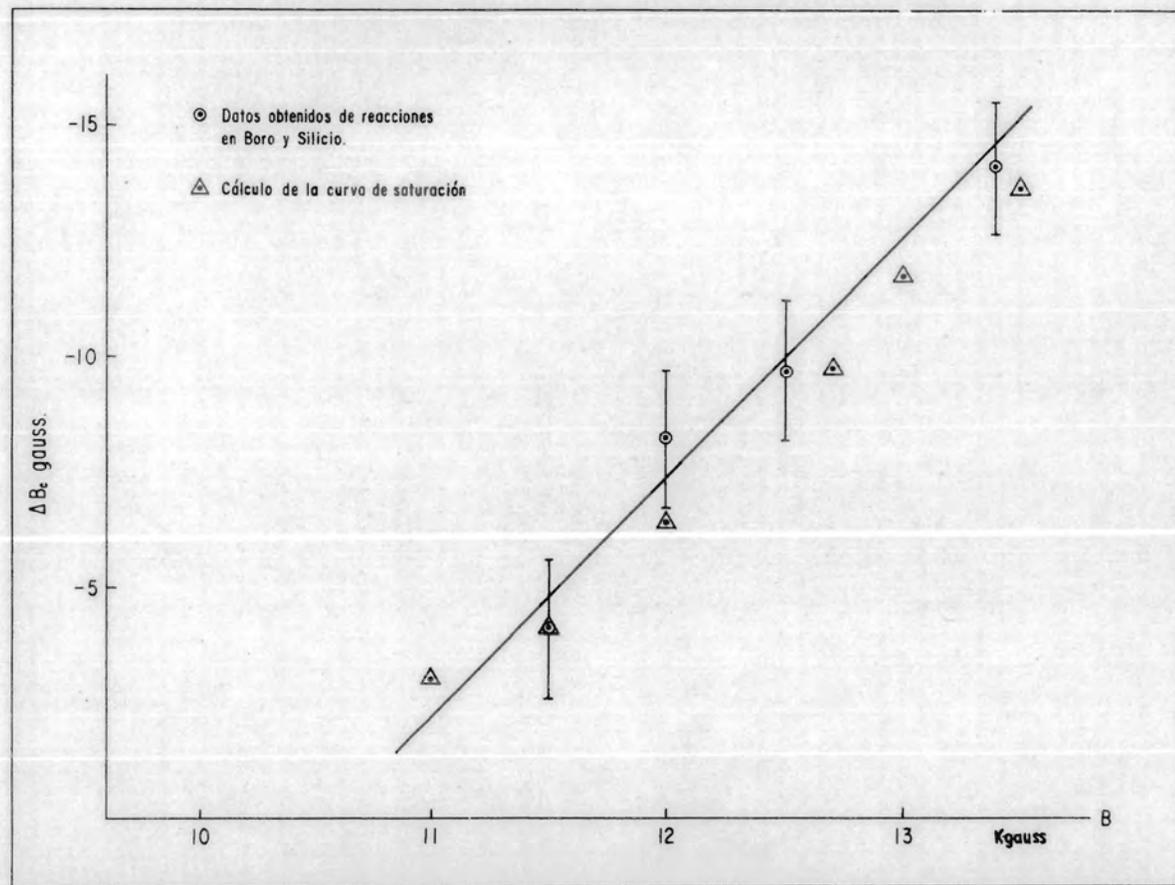
$$\Delta B_c = K \left(\frac{\Delta B}{\Delta I} \right) \Delta I \quad \text{IV, 2.}$$

donde K es una constante ajustable de los experimentos y proporciona la relación de causa debida a la saturación, con el efecto ΔB_c . El cociente de incrementos se mide de la gráfica de saturación para cada campo usado. Los resultados son los siguientes:

T A B L A IV, 4.

B Kgauss	ΔI amperios	$\frac{\Delta B}{\Delta I}$ <u>Kilogauss</u> <u>amperios</u>	ΔB gauss
13	2.6	0.36	11.79
12.7	2.16	0.36	9.79
12	0.93	0.54	6.32
11.5	0.45	0.72	4.1
11	0.25	0.96	3.02

Se ajustó en un punto K usando los valores experimentales obtenidos con $B = 11.5$ Kilogauss: K_{re}



Intensidad magnética B medida por el Flúxmetro.

Fig. IV-2

sulta igual a 1.26×10^{-3} . Las correcciones ΔB_c usando este criterio se comparan para el resto de los puntos satisfactoriamente dentro de los errores experimentales.

La tabla IV, 5, se refiere a las correcciones de los valores Q_0 de las reacciones consideradas. B es la magnitud del campo magnético a la que fueron medidos; ΔB_c la corrección obtenida de la recta ajustada a los puntos experimentales graficados en la fig. IV, 2.

En la penúltima columna de la tabla mencionada se incluyen los valores Q_0 corregidos según este criterio y la última representa la discrepancia remanente respecto de las Q_m . La corrección correspondiente de la última reacción es cero, puesto que B es menor de 10 Kgauss. Las diferencias permanecen aún por afuera de los errores experimentales propuestos.

T A B L A IV, 5.

Reacción	B Kgauss	ΔB_c gauss	ΔQ KeV	Q_0 corregido MeV	$Q_{UNAM} - Q_m$ corregidos KeV
1) $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$	12.799	11.7	34.69	18.380 ± 0.010	+ 28
2) $^{10}\text{B}(d, \alpha)^8\text{Be}$	11.482	4.8	16.06	17.830 ± 0.006	+ 10
3) $^{14}\text{N}(d, \alpha)^{12}\text{C}$	11.440	4.6	11.89	13.579 ± 0.006	+ 5
4) $^6\text{Li}(d, \alpha)^4\text{He}$	10.999	2.3	9.68	22.403 ± 0.012	+ 34
5) $^7\text{Li}(p, \alpha)^4\text{He}$	9.566	0	0	17.373 ± 0.006	+ 26

c) Análisis de los ciclos

Con el objeto de comprobar si los valores corregidos de las energías Q_0 mejoran la consistencia de los re

sultados experimentales, se hizo un análisis de los ciclos ligando los valores Q de las reacciones de núcleos próximos y en la fig. IV, 3, se asientan los resultados.

La situación mejoró notablemente respecto de los valores anteriores. En el ciclo que liga los valores de ^3He , ^4He , ^6Li y ^7Li los residuos son marcadamente menores que los acumulados tomando la media cuadrática de los atribuidos a cada una de estas reacciones. Lo mismo sucede para el ciclo que comprende a los isótopos de B y Be. En el caso de los ciclos que comprenden a N y C el cierre resultó más adecuado con los valores reportados por MIT. Existe una mayor discrepancia dentro de los errores experimentales usando en el ciclo los datos de UNAM (1961); se atribuye esta mayor diferencia a que los blancos de ^{15}N usados no fueron suficientemente delgados.

CONCLUSIONES

Como se mencionó en la introducción, uno de los problemas planteados en la Conferencia Internacional de Masas Nucleares en Hamilton, Canadá (1960) para los valores Q_0 presentados por el grupo de la UNAM, fue investigar la causa de las grandes discrepancias correspondientes a las reacciones de alto valor Q_0 .

Se indicó que estas discrepancias eran posiblemente debidas a la saturación del electro-imán del espectrógrafo^(1&), dado que cuando se determinó el valor Q_0 de la reacción ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ con el equipo de MIT por el mismo grupo de investigadores de la UNAM, disminuyó su magnitud. En este trabajo se ha expuesto que los cuidados tomados para investigar las discrepancias acentuadas fueron: primero, proceder a reajustar el equipo; y segundo, efectuar determinaciones precisas de valores Q de las reacciones (d,p) y (d,α) en ${}^9\text{Be}$. Los resultados obtenidos y presentados en la Conferencia Conjunta de la American Physical Society y la Sociedad Mexicana de Física (1961), no acusaron un cambio notable respecto de las medidas anteriores⁽¹⁾. Se procedió a continuación a estudiar el efecto de la saturación en las energías liberadas de las reacciones con Q_0 mayores de 12 MeV. Efectivamente hubo una alteración de estos valores cuando el campo magnético pasaba de 11 Kilogauss.

Experimentalmente quedó determinado un criterio de corrección, estudiando la alteración que sufrían los valores Q de reacciones en boro y silicio debida a la saturación del electro-imán.

Los residuos en el análisis de los ciclos ligando reacciones nucleares obtenidas en experimentos independientes disminuyeron notablemente, por lo que puede concluirse que los nuevos datos son mejores que los anteriores y sugiere que el método de corrección es acertado.

Comparación de Ciclos de Reacciones Nucleares. Laboratorio Van de Graaff U.N.A.M.

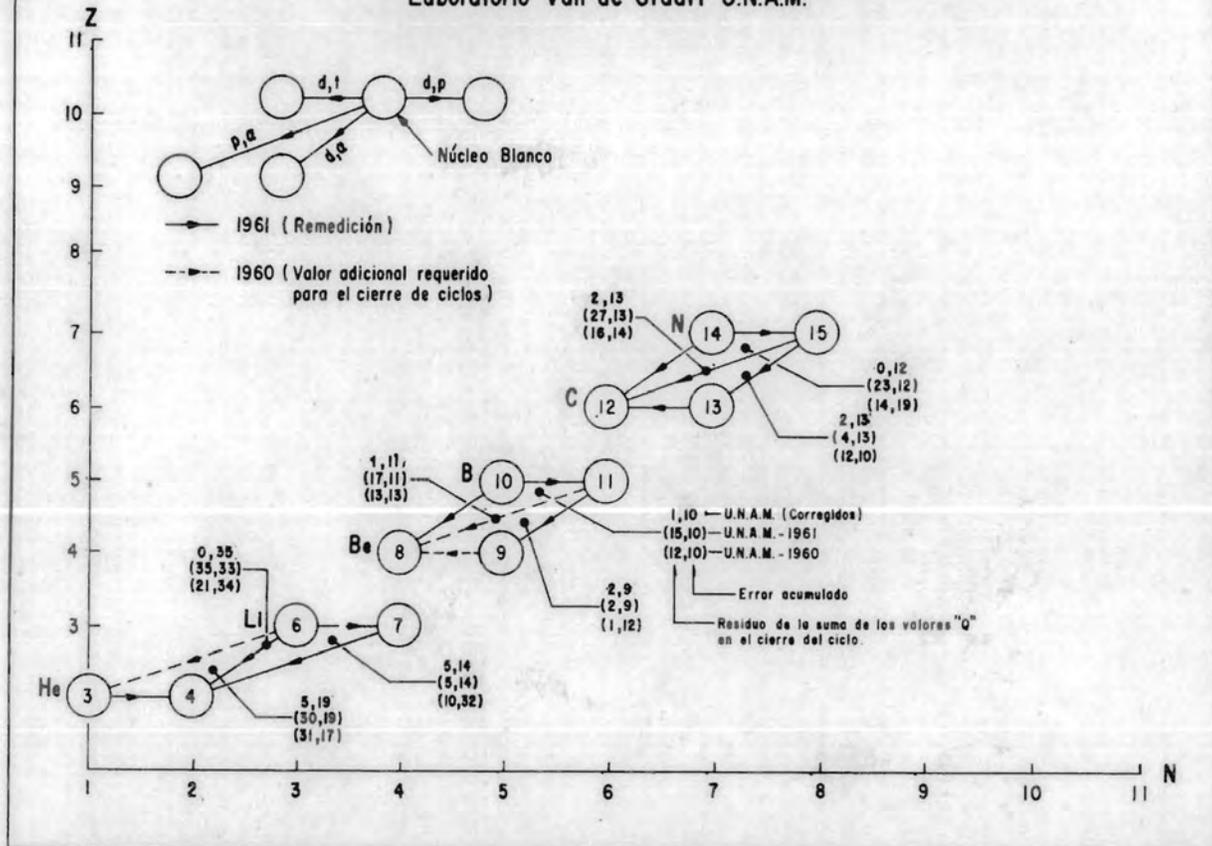


Fig. IV-3

Recomendaciones

Es deseable calibrar el espectrógrafo con un emisor de partículas alfas de mayor energía que las de ^{210}Po . Una posibilidad sería hacerlo con las de ^{214}Po aprovechando el estudio cuidadoso realizado por C.P. Browne⁽¹⁹⁾, en el que logra una comparación experimental simultánea muy precisa de ambas energías, utilizando un espectrógrafo del mismo tipo que los de MIT y de UNAM.

La ventaja que representa calibrar con partículas emitidas por un radioisótopo sobre las producidas en reacciones nucleares estriba en que sus energías se pueden medir -- con técnicas que permiten determinar valores absolutos, en condiciones muy rigurosas.

Es deseable, también, considerar la posibilidad de blindar magnéticamente a la trayectoria de las partículas en tanto que atraviezan el campo disperso del espectrógrafo, que es el que posiblemente produzca la máxima contribución de las discrepancias observadas en los valores Q a campos magnéticos altos.

Agradecimientos

Deseo agradecer el interés que han puesto en la elaboración de este trabajo, así como los valiosos comentarios con que han contribuido a su mejor realización, a los Señores: Ing. y Fís. Marcos Mazari, Dr. Fernando Alba Andrade, Dr. Francisco M. Medina Nicolau y al Dr. Vinicio Serment.

Es muy apreciada la colaboración de los Sres. Lui y Francisco Velázquez, quienes tienen a su cargo el manejo y la conservación del acelerador Van de Graaff; así como a las señoritas Sylvia Castillo, Edda Osalde y Blanca Galván, que realizaron el paciente escrutinio de las placas nucleares al microscópio; igualmente a la señorita Gloria Cadena que mecanografió los manuscritos.

R E F E R E N C I A S

- 1) Mazari, Domínguez, Jáidar, Alba, López y Ortíz de López. Nuclidic Masses, University of Toronto Press, H Duckworth edit. pág. 276 (1960).
- 2) R.J. Van de Graaff. "A 1,500 000 Volt Electrostatic Generator". Phys.Rev. 38, 1919 (1931)
- 3) George Rickards Campbell. Tesis Profesional UNAM. (1960).
- 4) Marcos Mazari. Tesis de Físico Experimental UNAM. (1956)
Mazari, Castro, Alba y Vázquez Rev.Mex.Fís. 6, 9 (1957)
- 5) E.N. Strait, High Voltage Laboratory. Tesis MIT. (1948)
- 6) Wapstra, G.J. Nijgh, R. Van Lieshout. "Nuclear Spectroscopic Tables". pág. 128. North Holland, Publishing Co. (1959).
- 7) Gilberto López. Laboratorio Van de Graaff, UNAM. Comunicación privada.
- 8) H.A. Enge. Table of Charged Particle Energies versus -- Magnetic Field Orbit Radius, A.S. John Griegs Boktrykkeri Bergen.
- 9) A. Barragán y J. Solt. Rev.Mex.Fís. 8, 229 (1959).
- 10) H. Enge "On Heavy Particles Spectroscopy Technique, its Application to Scattering Mass Analysis and to the $Al^{27}(d,\alpha)Mg^{25}$ and $Al^{27}(d,p)Al^{28}$ Reactions". Tesis Doctoral, Universitetet I Bergen, Noruega, (1954).
- 11) G.H. Briggs. Rev.Mod.Phys. 26, 1, 472 (1954).
- 12) A.H. Wapstra. Physica 21, 385 (1955).
- 13) F.A. White et al. Phys.Rev. 109, 437 (1958).
- 14) C.P. Browne, J.A. Galey. J.R. Erskine, and K.W. Warsh. Nuclidic Masses. University of Toronto Press. pág. 211.(1960)
- 15) véase (6).
- 16) A. Tejera, M.Mazari, A. Jáidar y G. López Rev.Mex.Fís. 10, 229 (1961).

- 18) W.W. Buechner. Nuclidic Masses. University of Toronto -- Press. H. Duckworth, edit. pág. 271 (1960).
- 19) Cornelius P. Browne "Comparison of Alpha Particle Energies from ^{210}Po and ^{214}Po and the Energy of ^{210}Po Alpha Particles". University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana. Comunicación privada.