

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ESPECTROS NUCLEARES DE F^{20} , O^{17} Y O^{16} A
PARTIR DE REACCIONES (d,p) (d,α) Y (p,α) EN
 F^{19} , EMPLEANDO ENERGIAS INCIDENTES DE
1.8 MeV.

T E S I S

Que para obtener el título de:

F I S I C O

presenta el pasante:

INSTITUTO DE FISICA



BIBLIOTECA
JUAN B. O'FARRAGAL

JORGE RICKARDS CAMPBELL ✓

México, D. F.

1960



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



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.



INSTITUTO DE FÍSICA

~~Sf. 3008~~

E.F.T. 139

A MI ESPOSA Y A MIS PADRES

A MIS PROFESORES

GFT. 139

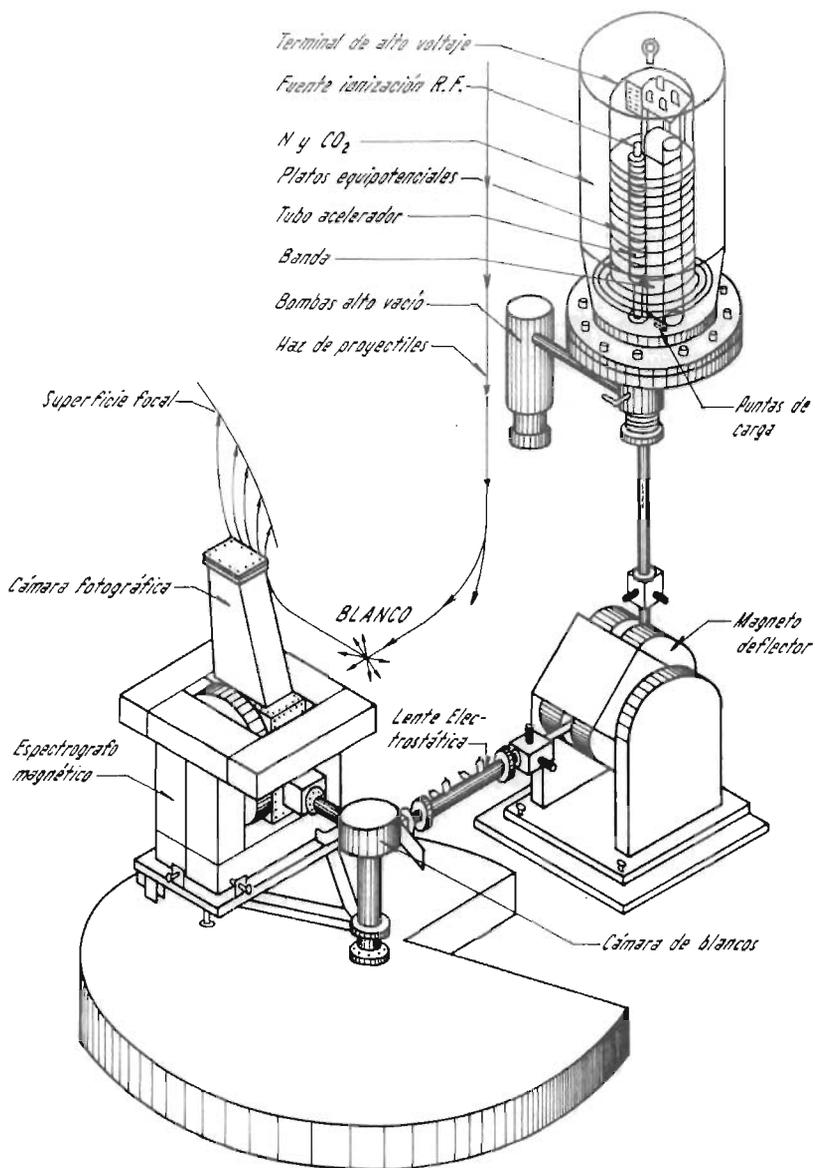
Espectros Nucleares de F^{20} , O^{17} y O^{16} a Partir de Reacciones (d,p)
(d, α) y (p, α) en F^{19} , Empleando Energías Incidentes de 1.8 MeV.*

Introducción.

Se han efectuado estudios de las reacciones $F^{19}(d,p)F^{20}$, $F^{19}(d,\alpha)O^{17}$ y $F^{19}(p,\alpha)O^{16}$ empleando como proyectiles deuterones y protones acelerados a energías de 1.8 MeV en una máquina Van de Graaff de 2 MeV. Las partículas emergentes de las reacciones nucleares fueron observadas a distintos ángulos y sus energías medidas usando de un espectrógrafo magnético nuclear de alta resolución y gran amplitud de espectro. Este estudio fué propuesto con el fin de efectuar distribuciones angulares que permitieran conocer las características cuánticas de los niveles excitados de los núcleos residuales. Por dificultades técnicas, ésto no ha sido posible; sin embargo por los resultados obtenidos se considera de utilidad una discusión de ellos en el momento actual. Las determinaciones de los valores Q correspondientes a los estados base y los excitados de los núcleos residuales confirman niveles conocidos de éstos, observados con anterioridad por varios autores y además se encontraron dos nuevos niveles con energías de excitación de 1.851 ± 0.004 y 3.184 ± 0.004 MeV en el espectro de F^{20} . Los valores Q correspondientes a los estados base de las reacciones mencionadas resultaron 4.382 ± 0.009 , 10.059 ± 0.010 y 8.120 ± 0.006 MeV, respectivamente. Se espera continuar el estudio de las distribuciones angulares mediante el desarrollo experimental de una nueva técnica.

Con el fin de facilitar el manejo de este equipo a investigadores que hagan uso futuro del acelerador electrostático Van de Graaff de 2 MeV del Instituto de Física de la U.N.A.M., se ha incluido una descripción del aparato así como de su operación. Cabe advertir que aunque se ha procurado que dicha descripción sea completa, se han omitido detalles técnicos que sólo la práctica puede mostrar. La mayoría de éstos han sido descritos en las referencias que se incluyen. El lector podrá entonces conocer el alcance del equipo y su utilidad para estudios experimentales de mecanismos nucleares.

*Trabajo realizado en el Instituto de Física de la U.N.A.M.



ACELERADOR ELECTROSTATICO
VAN DE GRAAFF DE 2 MEV

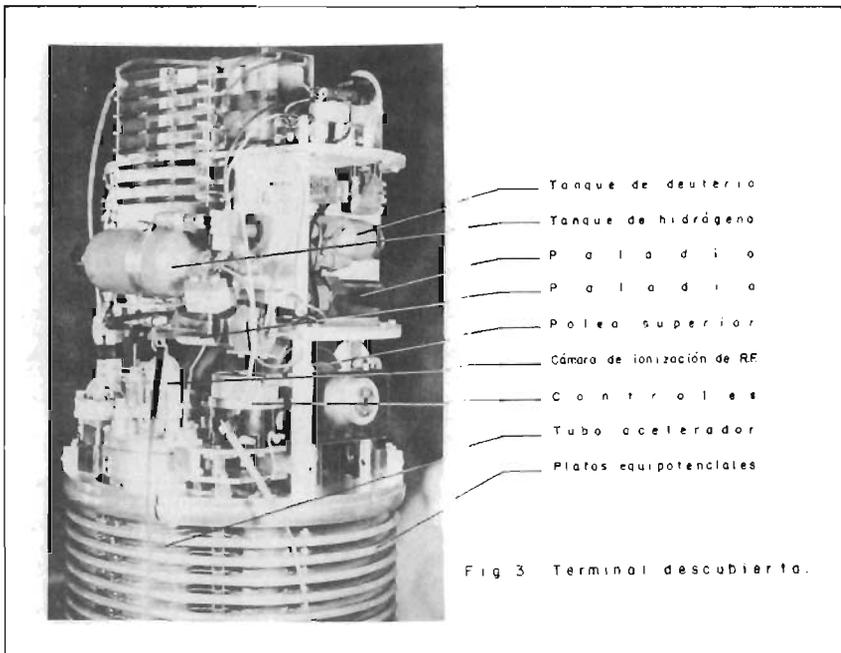
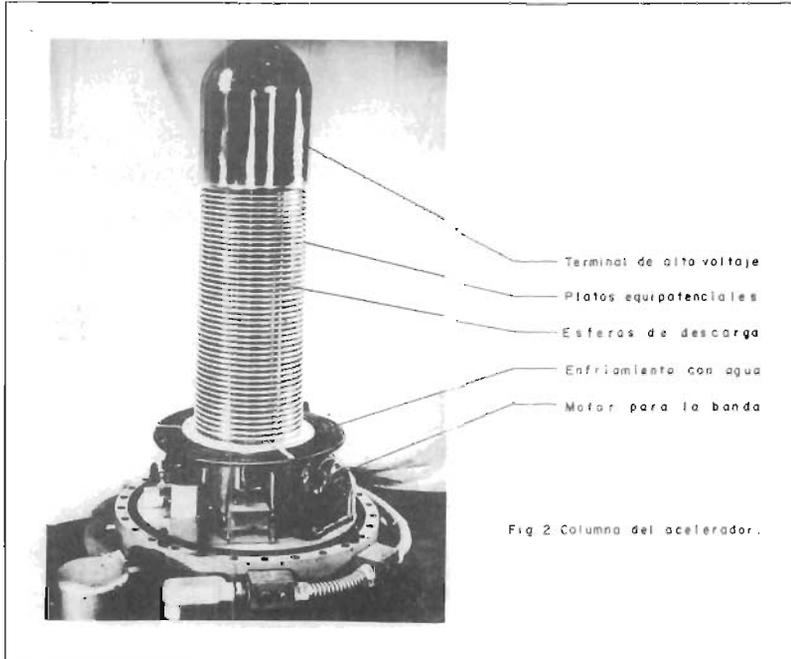
I.- Descripción y Operación del Equipo.

a) Generalidades.

El equipo empleado consiste esencialmente de las siguientes partes: acelerador electrostático Van de Graaff de 2 MeV, magneto deflector, cámara de blancos, espectrógrafo magnético analizador y consola de control. El principio de operación de la máquina es el siguiente: se obtiene un voltaje positivo hasta de 2.2 millones de volts en la terminal de alto voltaje por medio de una banda de alimentación que lleva cargas desde una fuente regulada de corriente localizada en la parte inferior del acelerador¹; en una cámara de radio-frecuencia dentro de la terminal se ioniza un gas y los núcleos positivos son repelidos y enfocados hacia el tubo acelerador, en el cual, por medio de un campo eléctrico distribuido por una serie de platos equipotenciales, se aceleran los iones hasta alcanzar energías dependientes del voltaje de la terminal; el magneto deflector cambia de dirección al haz de partículas y selecciona a aquéllas que tienen la energía deseada; en la cámara de blancos se producen las reacciones nucleares; las energías de reacción y propiedades angulares de las mismas pueden ser estudiadas con el espectrógrafo magnético por medio de emulsiones fotográficas leídas en un microscopio o por medio de contadores de centelleo. En la Fig. 1 se muestra el conjunto de este equipo.

b) Terminal de Alto Voltaje, Producción de Iones y Tubo Acelerador².

La columna del acelerador consiste en una serie de 44 platos equipotenciales conectados cada uno de ellos con sus correspondientes en el tubo acelerador. Entre cada par de platos se coloca una resistencia de 2000 M-ohms de manera que el voltaje decaiga sucesivamente hasta que el último se encuentre a un potencial nulo respecto a tierra. Tienen la forma conveniente para que pasen a través de ellos la banda, el tubo acelerador y barras de control, y cuenta con soportes aisladores de vidrio Pyrex que estructuran la columna. Debajo del plato aterrizado se localiza la polea inferior, acoplada a un motor eléctrico de 3 HP. que impulsa a la banda, la fuente de corriente y las puntas que transmiten las cargas a la banda. Todos los aparatos mencionados se encuentran dentro de una campana hermética de acero presurizada con el fin de obtener aislamiento ade

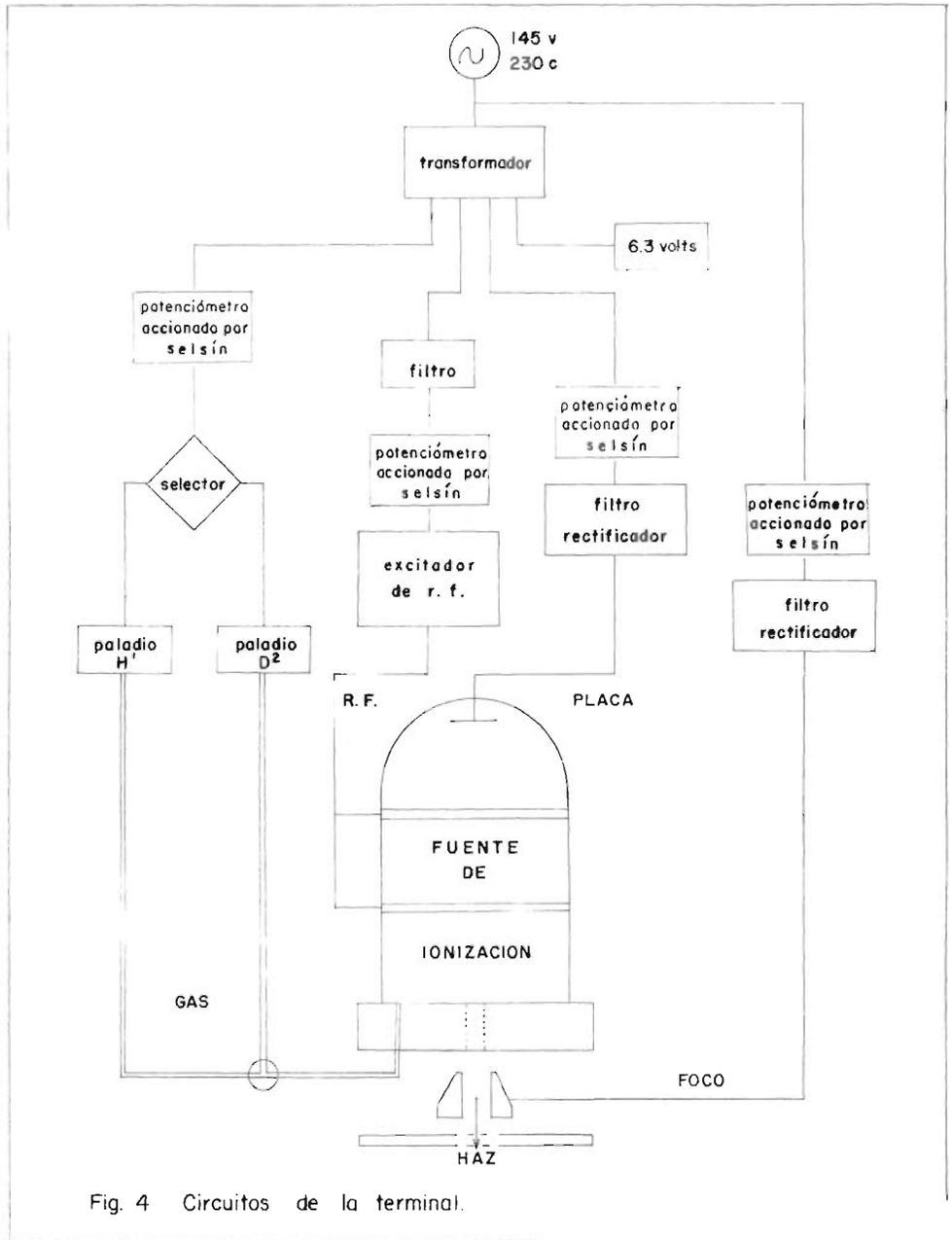


cuado para el alto voltaje. Se usa una mezcla de nitrógeno y bióxido de carbono en proporción 4:1 a una presión máxima de 27.1 Kg/cm^2 . Existen también tubos en el interior para circular agua que se emplea como medio refrigerante de la máquina. (Fig. 2).

Dentro de la terminal de alto voltaje formada por un hemisferio metálico con una prolongación cilíndrica que se puede fijar a la columna por medio de botones de presión, se tiene una polea superior accionada por la banda dotada de unos atiesadores para regular la tensión de la misma. El interior de esta polea se aprovecha para mover un generador de corriente alterna de 145 Volts y 230 c/seg , corriente con la que se alimentan los circuitos superiores. (Fig. 3). La serie de puntas que recogen las cargas de la polea, está conectada directamente a la terminal; se encuentran también dos pequeños tanques (hidrógeno y deuterio) de donde se obtiene el gas del que posteriormente se usan los iones para bombardear. La selección del gas se hace por medio de dos barras de control de lucita, que van desde la zona aterrizada de la máquina a la de alto voltaje y son manejadas desde la consola. Se permite el paso del gas a la fuente de ionización por medio de "válvulas" de paladio; al calentarse el paladio se convierte en un material permeable al hidrógeno y al deuterio. Cada gas puede controlarse independientemente. La temperatura del paladio es elevada haciendo pasar más o menos corriente por una resistencia que se enrolla sobre el mismo, por medio de un potenciómetro unido a un selsín localizado bajo el plato base del acelerador; en la consola se localiza otro selsín cuyo movimiento es reproducido por el anterior, mediante un sistema electromagnético. En la Fig. 4 se muestra un esquema de los circuitos de la terminal.

Cuando ha pasado el gas a la fuente de ionización, éste se excita por medio de radiofrecuencia para ionizarlo. La fuente de ionización tiene la forma de una campana, es de vidrio Pyrex y va fija en la parte superior del tubo acelerador. Se colocan alrededor de ella dos aros por medio de los que se aplica la radiofrecuencia. Los circuitos de la fuente están localizados también dentro de la terminal, igual que los calentadores de paladio, los de voltaje de placa y los de enfoque, de los que se tratará más adelante.

Alrededor de la fuente de ionización se colocan cuatro imanes fijos, cuya función es intensificar el plasma ionizado en la parte central de la fuente.



Una vez ionizado el gas, los núcleos positivos son repelidos hacia el tubo acelerador por medio de un alambre que actúa como placa. Dicho alambre se encuentra en la parte superior de la fuente de ionización y su voltaje es regulado con un circuito especial que se controla desde la consola usando de motores selsines. Entre la placa y la zona donde se efectúa la ionización existe un disco de Pyrex, que evita que los iones negativos choquen contra la placa.

Cuando entran los iones positivos al tubo acelerador pasan por una zona donde éstos se enfocan. La lente electrostática empleada consiste en un cilindro con voltaje negativo respecto al de la terminal que obliga al haz de partículas a concentrarse en la zona central de la parte superior del tubo acelerador. Los circuitos de voltaje del foco, se localizan dentro de la terminal como ya se dijo; también se mueven a control remoto usando de selsines. El mismo tubo acelerador está formado por anillos alternados de metal y de vidrio. Los anillos metálicos van conectados con resortes a sus correspondientes platos equipotenciales, estos últimos unidos entre sí con resistencias sucesivas de tal modo que su voltaje disminuya a medida que se alejan de la terminal. Céntricamente en el tubo en vacío se desplazan las partículas formando un haz, de modo que al salir de él, éstas salen con la energía correspondiente a la diferencia de potencial por ellas atravesada, pudiéndose expresar en millones de electrón-volts (MeV). Para proteger a los anillos aisladores del tubo acelerador de posibles colisiones directas, los platos equipotenciales se construyen en tal forma que cubren al vidrio y para prever fallas en las resistencias o descargas repentinas a lo largo del tubo y entre los platos equipotenciales se colocan pequeñas esferas metálicas a una distancia tal que se forme entre ellas una corriente de corona o descargas repentinas, a un potencial menor del que se necesitaría para que esto ocurriera en los aisladores. (Fig. 2).

En la campana de presión se instala el vóltmetro generador con el que se mide el voltaje de la terminal. Consiste de cuatro aspas que giran frente a ocho fijas, permitiendo alternativamente el paso de un efluvo de la terminal a cada cuatro de ellas, midiéndose entonces el potencial de la terminal por la corriente alterna producida ya que ésta es proporcional al voltaje que la induce.

También se montan en la campana puntas de corriente de corona que están dirigidas hacia la terminal y son útiles para mantener estable el voltaje de la

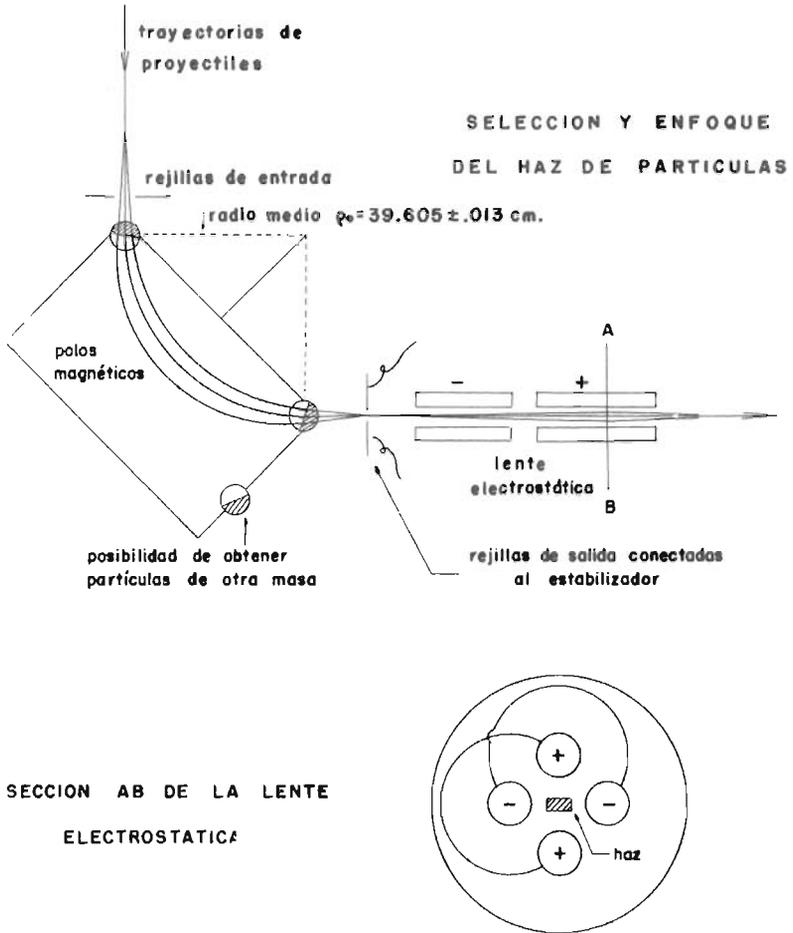


Fig.5 Enfoque del haz en el deflector magnético y en la lente electrostática y posición actual de las rejillas.

máquina. En este caso son cuatro puntas que sobresalen alrededor de 1 mm de un hemisferio metálico y conectadas a un circuito electrónico que actúa conjuntamente con la corriente recibida en las rejillas de salida del magneto deflector. En el mismo tanque se tienen las válvulas para admitir o expulsar el gas aislante; se cuenta con un sistema desecador de gas independiente de esta unidad, con el objeto de impedir la entrada de gas húmedo a la campana para evitar chispazos de alto voltaje, los que pueden llegar a dañar partes de la máquina.

c) Deflector^{3,4}.

Después de pasar por el tubo acelerador, el haz atraviesa una zona ya a fuera de la campana de presión en donde se tiene la conexión al primer sistema de bombas de vacío con sus correspondientes válvulas. Existe también una ventana para observar el haz y su intensidad en un cristal de cuarzo que se puede intercalar en su camino. Luego viene un tubo provisto de un deflector electrostático que desvía en caso necesario a las partículas directamente hacia las rejillas de entrada del deflector magnético; en éstas puede controlarse la forma del haz, pues es posible limitar el tamaño de éste con láminas metálicas desde el exterior. Estas rejillas están enfriadas por una circulación continua de agua. En la misma caja se cuenta con otro cuarzo para control del enfoque y una barra metálica aislada con la que se puede interceptar el haz y en ella medir su corriente.

El imán deflector está construido de fierro Armco. Por las bobinas de alimentación eléctrica puede circular una corriente máxima de 3.5 amperes, con la que se produce un campo magnético en el entrehierro de 8000 gauss aproximadamente, suficiente para deflectar deuterones de 2.4 MeV, energía mayor a la alcanzable en este equipo. Circundando a las bobinas también existen láminas de cobre soldadas a tubos de refrigeración en los que se hace circular agua. El haz pasa por el entrehierro a través de un tubo de cobre, dentro del que se tiene un alambre helicoidal de acero antimagnético que tiene como función eliminar las partículas que reboten en él, generalmente de masa distinta de la que se selecciona como proyectil⁵. A la entrada y salida del campo magnético, o sea en los extremos de los polos, existen controles de doble enfoque del haz de partículas. Consisten en unos cilindros de sección circular, formados por un semicírculo de

fierro y otro de latón con una manivela para girarlos sobre su propio centro . (Fig. 5). Basta la distorsión del campo magnético en los bordes para deformar al haz y cambiarlo de posición. Teóricamente ocurre enfoque en dos puntos: uno antes del deflector y uno después. Las rejillas antes de él están abiertas suficientemente para que el enfoque ocurra en las rejillas de salida, ya que la posición de éstas no coincide con la de los focos teóricos.

El campo magnético se mide con alta precisión por medio de un flúxmetro de resonancia magnética nuclear^{6,7,8}. Se coloca dentro del campo magnético una cápsula de líquido, en nuestro caso conteniendo H^1 , H^2 , ó Na^{23} . Al campo se le proporciona una variación alterna (barrido) de pequeña magnitud y de frecuencia baja con una bobina de eje paralelo al campo magnético. En consecuencia la frecuencia de precesión de los momentos magnéticos de los núcleos alrededor de la dirección del campo (frecuencia de Larmor) varía, ya que es estrictamente proporcional al campo resultante. Si se le transmite a la cápsula una radiofrecuencia, los núcleos absorberán energía de esta radiofrecuencia cuando es igual a la frecuencia de Larmor, y la señal correspondiente, después de amplificación, se observa en un osciloscopio. El proceso se reduce a transmitir a la cápsula la radiofrecuencia medida y elevar el campo magnético hasta ver en un osciloscopio la señal de desorientación de la substancia empleada (vease Fig. 6). El

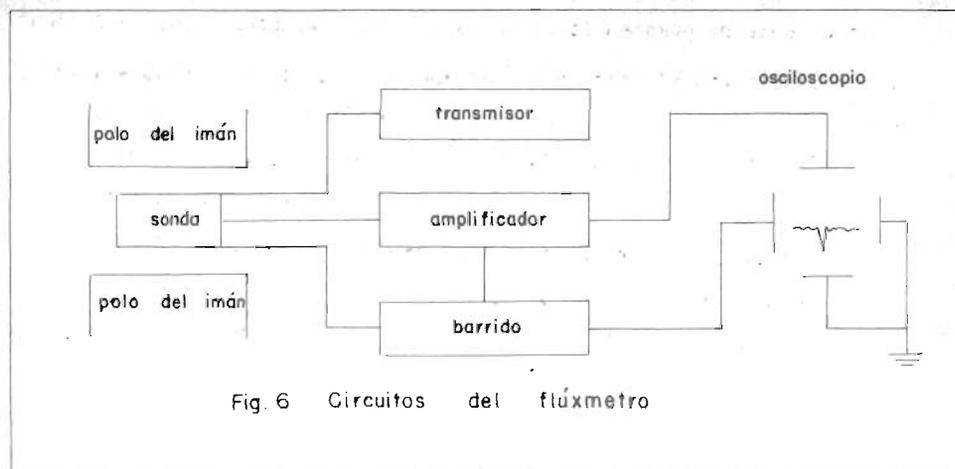


Fig. 6 Circuitos del flúxmetro

campo y la frecuencia son proporcionales como se mencionó, ($\nu = k \cdot H$), y la proporcionalidad k depende sólo del núcleo dentro de la cápsula. Las constantes k (obtenidas por otros investigadores⁷) que se han usado en este laboratorio son:

$$k_{H1} = 4.2578 \text{ Mc/seg/Kgauss}; k_{H2} = 0.6535 \text{ Mc/seg/Kgauss}; k_{Na} = 1.12653 \text{ Mc/seg/Kgauss}$$

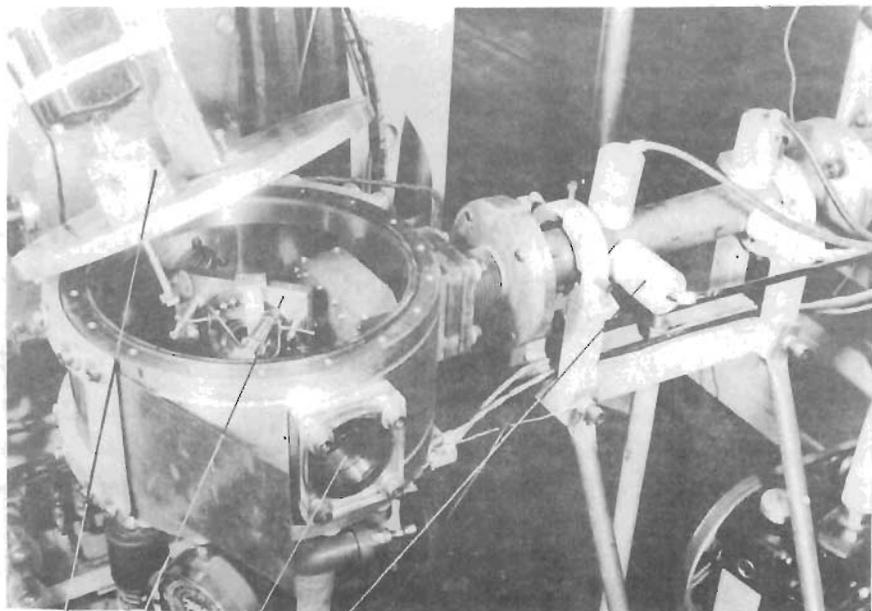
$$k_{L1} = 1.6547 \text{ Mc/seg/Kgauss}.$$

A la salida del deflector se instala una nueva caja de rejillas refrigeradas y también un cristal de cuarzo; como ya se mencionó, las corrientes en estas rejillas se utilizan conjuntamente con las puntas de corriente corona dentro de la campana para estabilizar el alto voltaje de la máquina. Si las partículas tienen más o menos energía que la deseada, al salir del deflector el haz chocará preferentemente sobre una u otra rejilla la cual provoca automáticamente el aumento o la disminución de la corriente de corona y así la estabilidad del voltaje en la terminal.

d) Cámara de Blancos.

Después de las rejillas se han instalado las válvulas que controlan otro sistema de bombas de vacío, y posteriormente una lente electrostática de fuerte enfoque. La lente electrostática consta de dos partes: en la primera unas barras con voltaje positivo están opuestas horizontalmente, lo que hace que el haz de partículas positivas que pasa entre ellas se contraiga en este sentido; en la segunda parte las barras que son ligeramente más cortas se conectan a una fuente que les proporciona voltaje positivo en dirección normal al caso anterior, de manera que al salir el haz pueda lograrse una imagen puntual. Prácticamente se controlan a formar un haz alargado horizontalmente ya que esto no afecta la precisión de las medidas ni la intensidad del haz de una manera notable, cuando los datos son obtenidos en un espectrógrafo como el que se tiene (Fig. 5). Esto permite una menor concentración del haz en el blanco y por lo mismo mayores vidas de éstos.

La cámara de blancos es cilíndrica con eje vertical y tiene en el centro unos tornillos para colocar el portablancos siempre en la misma posición. En un costado está el orificio para la entrada del haz que viene del equipo descrito. La salida puede hacerse hacia el espectrógrafo en ángulos comprendidos entre 0° y 130° respecto a la dirección de entrada. Esto se hace girando al espectrógrafo



Alimentación de voltaje a la lente
Ventana de observación
Medidores de vacío
P o r t a b l a n c o s
Motor e imán para girar el blanco

Fig. 7 Cámara de blancos y lente electrostática.

magnético sobre un eje que coincide con el centro mecánico de la cámara; la conexión al espectrógrafo va fija a una lámina que puede resbalar sobre la superficie cilíndrica de la cámara de blancos, como puede apreciarse en la fotografía de la Fig. 7 .

Aquella parte del haz que pasa a través del blanco sin sufrir desviación entra a una cápsula de Faraday, que consiste en un cilindro interior en donde se recoge la carga positiva y un cilindro exterior con voltaje negativo que repele electrones tanto del exterior como del interior, dejando pasar sólo partículas cargadas positivamente. La cantidad de carga que entra al cilindro interior pasa entonces a un integrador de corriente para medir la intensidad de los proyectiles que llegan a la cámara de blancos. La cámara está aislada eléctricamente del resto del equipo por medio de placas de lucita.

En el centro se coloca el blanco, formado generalmente por un disco de una substancia muy delgada sobre la que se ha evaporado el elemento que se quiere estudiar. El blanco se hace girar sobre un eje normal a sí mismo, pero de manera que el haz no pegue en su centro, sino desplazado unos 5 mm, describiendo una circunferencia sobre el blanco, evitando así que se rompa por sobrecalentamiento local, además de mantenerse en mejores condiciones la substancia bajo estudio y de disminuirse la contaminación superficial durante el tiempo de bombardeo. El movimiento giratorio se logra accionando una banda que va conectada a un imán, el que puede hacerse girar a la velocidad que se desee desde afuera de la cámara, por otro imán impulsado mediante un pequeño motor eléctrico.

e) Espectrógrafo Analizador⁹.

El espectrógrafo consiste esencialmente de un electroimán en que se puede inducir corrientes directas hasta de 13 amperes y producir con éstas campos magnéticos hasta de 11 kilogauss en el entrehierro. Por el cobre en que se han montado las bobinas circula una corriente de agua como refrigerante. El fierro que cierra el flujo magnético a su vez sirve como sostén para los polos y la cámara fotográfica. La entrada del espectrógrafo va conectada a la cámara de blancos a través de una caja de rejillas en donde se puede controlar el ángulo sólido que se admite sin romper el vacío. Se puede girar para observar a distintos ángulos; va provisto de gatos mecánicos para nivelarse; la altura se fija con mi

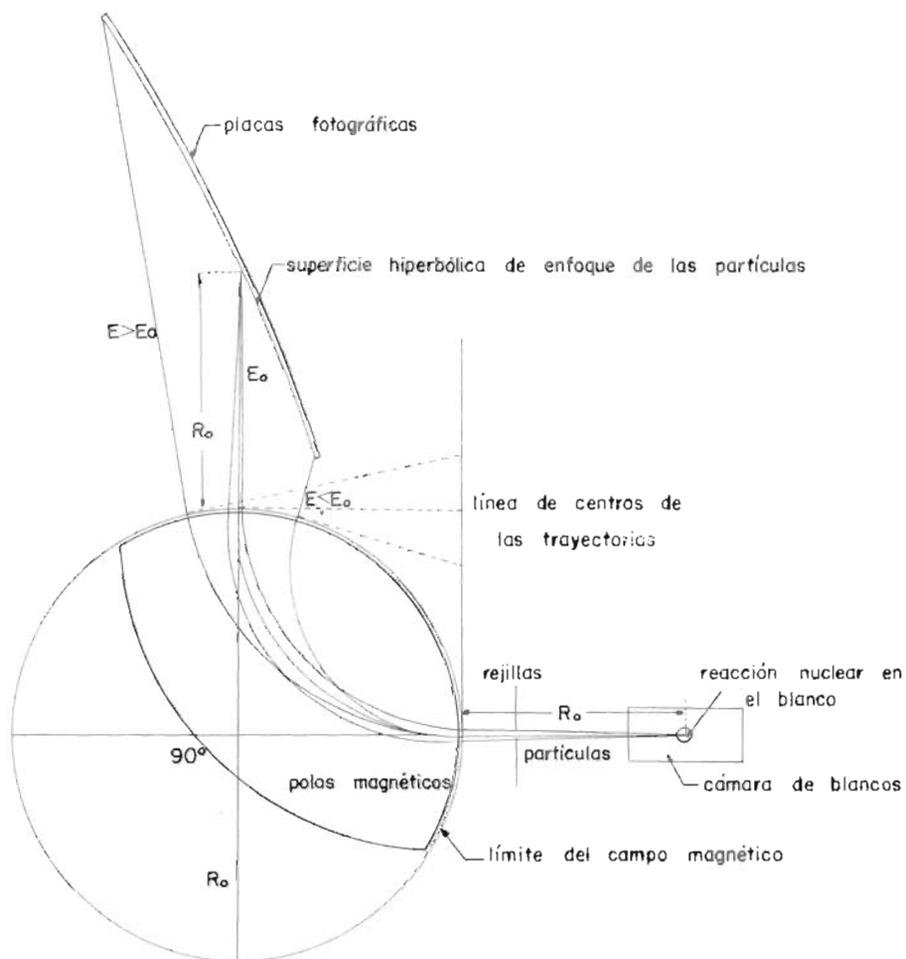


Fig. 8 Enfoque de partículas en el espectrógrafo .

crómetro y la orientación usando de niveles de burbuja. Esta geometría está referida además a las columnas fijas del edificio.

Los polos son de forma limitada por dos circunferencias y se colocan en tal forma que las partículas entrantes sean deflectadas y enfocadas en la superficie donde se colocan las placas fotográficas describiendo dentro del campo radios de curvatura entre 29 y 46 cm, dependiendo de su energía. De esta manera, partículas de distintas energías salen del campo magnético por distintos puntos, siguiendo después una trayectoria rectilínea hasta encontrar las placas fotográficas (Fig. 8). Las partículas de una misma energía y que han seguido distintas trayectorias debido principalmente al ángulo sólido de aceptación al campo magnético se vuelven a enfocar en una superficie hiperbólica cuya ecuación es:

$$Y^2 + 4R_0 X - 3 X^2 = 0$$

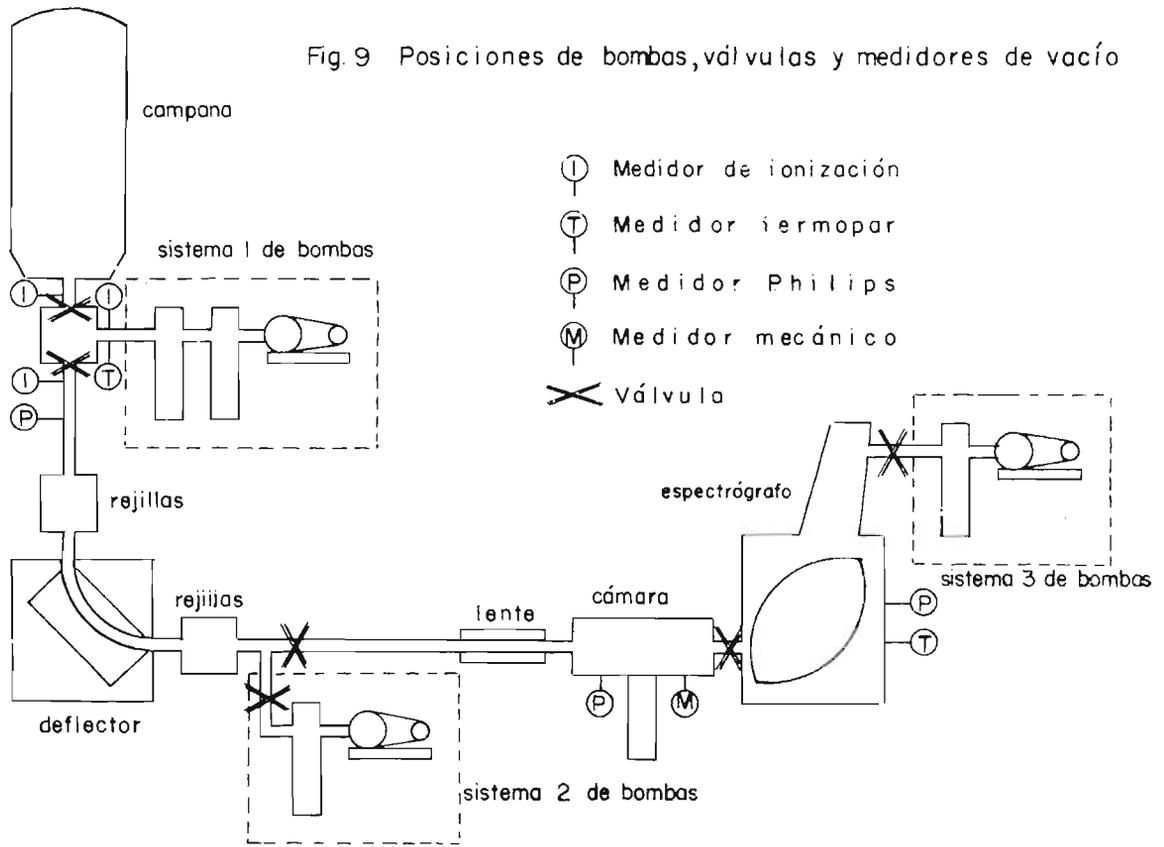
donde X es la ordenada horizontal, Y la vertical, y $R_0 = 41$ cm es el radio efectivo del campo y a su vez la distancia media del blanco al campo, los ejes de referencia pasando por el blanco^{3,9,10} (Fig. 8).

En dicha superficie hiperbólica se coloca una serie de tres placas fotográficas de vidrio de 2" x 10" cada una, usando emulsiones generalmente de 25 micras de espesor, por medio de un portaplacas conteniendo las guías que las presiona para darles la curvatura adecuada. La cámara fotográfica va fija sobre los polos y tiene unos carros apoyados en baleros para poder desplazar al portaplacas lateralmente desde el exterior y sin romper el vacío, permitiendo la exposición de tres zonas distintas con ancho predeterminado por un sistema de rejillas variable desde el exterior colocado frente a las placas. La parte superior de la cámara fotográfica se abre para introducir el portaplacas. También de dicha cámara sale una conexión a otro sistema de bombas de vacío.

El campo magnético alimentado con una fuente rectificadora de corriente directa y estabilizada opera con variaciones máximas de una parte en 8000. La medición del campo se hace de manera análoga a la del deflector, aprovechando flúxmetros de resonancia magnética nuclear. En este caso la sonda está instalada dentro del vacío, en la región no aprovechada para el paso de las partículas.

Las placas se colocan en el portaplacas siempre en la misma posición, y antes y después de exponerlas se les marca con un sistema fijo de índices, los

Fig. 9 Posiciones de bombas, válvulas y medidores de vacío



que se imprimen por medio de luz pasando a través de unas rendijas localizadas a distancias conocidas. Al ser analizadas las placas en el microscopio se mide la distancia de cualquier punto de la placa respecto a estos índices. Las dos marcas indican si durante el lapso de trabajo se han movido las placas.

f) Alto Vacío.

Para obtener un haz intenso y poco difuso se deben evitar los choques con moléculas de aire, lo que se logra bajando a presiones comprendidas entre 1 y 3×10^{-5} mm de Hg. Como el volumen para evacuar es bastante grande, se necesitan como se vió antes, tres sistemas de bombas de difusión y mecánicas. Las posiciones de éstas y de sus respectivas válvulas están esquematizadas en la Fig. 9, así como las de los medidores empleados.

El primer sistema de bombas está conectado a la salida del tubo acelerador y consiste de dos bombas de difusión de mercurio en serie con una antebomba mecánica. Se instala una trampa de hielo seco entre la bomba mecánica y las de difusión para evitar el paso de vapores de aceite o de mercurio de una a otra. También existe una trampa de aire líquido que impide a los vapores de mercurio salir de su propia bomba además de tener estas bajas temperaturas propiedades importantes equivalentes a velocidades altas de bombeo, especialmente cuando se trata de vapores contenidos en el sistema. Por arriba y por debajo de la conexión a la línea de bombeo principal se tienen válvulas para vacío tipo Wilson, de modo que se puede evacuar sólo el tubo acelerador, sólo el deflector o sólo la región de las bombas. Cada uno de dichos sitios va provisto de un medidor de vacío de ionización, cuyos controles se encuentran en la consola de operación. Las bombas llevan además un medidor de vacío termopar para determinar el vacío grueso (hasta 10^{-3} mm Hg) y en los otros lugares se ha visto la conveniencia del uso de medidores Philips.

A la salida del deflector y después de las rejillas está instalado un segundo sistema de bombas mecánicas y de difusión con sus respectivas trampas de hielo seco y aire líquido. Existen dos válvulas, una de las cuales separa a las bombas de la línea y la otra cierra al sistema antes de pasar a la zona de la lente electrostática.

Como la cámara de blancos se abre frecuentemente, se puede separar esta

región haciendo uso de la válvula anterior a la lente y otra colocada entre la cámara y el espectrógrafo. Va provista la cámara de una llave para iniciar un vacío burdo a base de bomba mecánica, de un vacuómetro y de un medidor Philips. Evacuar esta zona y ponerla en condiciones de trabajo lleva generalmente media hora.

El espectrógrafo cuenta con el tercer sistema de bombas de difusión y mecánica y sus trampas y válvula para separarlas del espectrógrafo. Tiene una conexión extra para bomba mecánica y dos medidores: un termopar y un Philips.

g) Operación^{2,8}.

Antes de iniciar cualquier acción debe haberse planeado y calculado perfectamente el experimento que se desea desarrollar.

Blanco.- El blanco deberá fabricarse de antemano reuniendo las condiciones necesarias de espesor, contenido de la substancia que se va a bombardear, etc. Se coloca en el portablancos dentro de la cámara.

Vacío.- Antes de operar cualquier parte de la máquina se debe obtener, como ya se dijo, un vacío en toda la línea del orden de 10^{-5} mm de Hg. Deben arrancarse las bombas mecánicas hasta obtener un vacío previo, suficiente para poder hacer funcionar las de difusión. En los medidores termopar una corriente de 195 μ amp corresponde a una presión de 10^{-3} mm de Hg. Se quitan las pinzas que hay entre bombas mecánicas y de difusión y se conectan estas últimas. Se deben tener las precauciones siguientes: tener aire líquido y hielo seco en las trampas correspondientes y seguridad de que circule el agua refrigerante por las de difusión. Se abren las válvulas para evacuar distintas partes del sistema y las compuertas para unirlos. Para bombardear se requieren por lo menos las siguientes lecturas en los medidores: 30 en la escala x 2 del Philips del espectrógrafo (3×10^{-5} mm Hg), 20 en la escala x 10 del Philips antes del deflector (2.0×10^{-5} mm Hg), y 2.5 en el medidor de ionización próximo al tubo acelerador (2.5×10^{-5} mm Hg), habiendo admitido gas a la fuente de iones de la máquina.

Deflector.- La energía incidente deseada deberá ser conocida y para lograrla se requieren los siguientes datos: campo magnético del deflector y corriente aproximada para alcanzarlo, substancia de referencia en la cápsula del

flúxmetro y frecuencia necesaria. Para fijar el campo magnético y mantenerlo estable se debe encender el equipo de medición unas dos horas antes de usarlo. Se contrasta con el cristal del frecuencímetro la frecuencia precalculada en el oscilador del flúxmetro. Se sintoniza esta frecuencia en el receptor del flúxmetro y si es necesario se mueve el semicírculo de cobre que permite orientar el campo de la sonda hasta observar una oscilación en la pantalla del osciloscopio. Está listo ahora para iniciar la corriente del imán y aumentarla con el control grueso hasta alrededor de 0.1 ampere antes de la corriente deseada; el resto se aumenta con el control fino (helipot) hasta ver la señal en el osciloscopio. Asegúrese de que haya refrigeración adecuada en las bobinas.

Espectrógrafo.- Es importante conocer el ángulo al cual se quiere observar para girar el espectrógrafo y nivelarlo cuidadosamente antes de iniciar el vacío en la cámara de blancos. El portaplacas cargado ya debe estar en su lugar y los índices expuestos en las placas. Para localizar los trazos de partículas a la distancia deseada sobre las placas fotográficas, se debe relacionar la energía de éstas con el radio de curvatura que siguen dentro del campo, que depende de la intensidad magnética. Se fija entonces el flujo magnético deseado, para el cual se necesita estimar la corriente necesaria, y para medirlo se requiere la frecuencia correspondiente de la substancia en la cápsula del flúxmetro. Los pasos a seguir son esencialmente los mismos que con el deflector: se fija la frecuencia, se sintoniza el receptor, y se le proporciona corriente al imán cuidando el enfriamiento. Es conveniente subir totalmente el campo y localizar la señal disminuyendo la corriente para evitar discrepancias causadas por la histéresis del imán. Al disminuir la corriente se debe procurar que ésta quede perfectamente estabilizada. Durante la operación conviene comprobar varias veces la frecuencia.

Acelerador.- Con la seguridad de que se tenga suficiente presión en la campana y que circula en la base de la máquina el agua refrigerante, puede hacer funcionar el acelerador. Se pone en marcha el motor que acciona a la banda, se encienden la fuente de corriente y el estabilizador de corona. De acuerdo con la energía a que se va a bombardear debe ajustarse la distancia de las puntas de corona hasta hacer pasar por ellas una corriente de 20 ó 30 μ amp con el voltaje adecuado en la terminal. Se escoge entonces el gas que se va a usar (hidrógeno

o deuterio), y se gira el selsín del calentador del paladio excediendo ligeramente la cantidad de gas que normalmente necesita. Se enciende la radiofrecuencia y se espera a que los medidores de corriente de rejilla y de placa, los que pueden observarse desde el exterior de la campana, muestren un valor adecuado (1 μ amp en rejilla y 80 μ amp en placa). Desde este momento no debe permanecer persona alguna cerca del acelerador y ni siquiera en el cuarto de bombardeo. Ya con la seguridad de que hay ionización, se aplican los voltajes de placa y de foco. Debido a que no existen medidores de radiofrecuencia, paladio, foco y voltaje de placa en la consola se deben girar los selsines hasta obtener condiciones óptimas, que pueden variar según el grado de vacío, de la cantidad de gas que se admite al sistema, etc; para ésto es recomendable consultar bombardeos anteriores. Se eleva la corriente de carga a la banda con el variac central (alto voltaje) hasta alcanzar el voltaje deseado, habiendo previamente encendido las fuentes de la lente electrostática y puesto a girar el blanco. Cuando empiece a pasar el haz se notarán pequeñas variaciones en el estabilizador corona y comenzará a marcar el integrador de corriente de la cámara de blancos. En las mejores condiciones no se recomiendan corrientes mayores de 0.5 μ amp en el integrador ya que éstas romperían casi a cualquier blanco delgado. Normalmente se trabaja con corrientes comprendidas entre 0.2 y 0.3 μ amp.

II Reacciones Nucleares en F^{19} Empleando Partículas

Pesadas con Carga Positiva.

a) Antecedentes.

La reacción $F^{19}(d,p)F^{20}$ ha sido estudiada anteriormente por Watson y Buechner¹¹ cubriendo la misma región de excitación que el estudio actual. Estos investigadores observaron las partículas cargadas pesadas provenientes de las reacciones nucleares únicamente a 90° , ángulo de laboratorio, respecto a la dirección del haz de proyectiles, usando de un espectrógrafo magnético anular con enfoque interior a 180° . Sus resultados han sido publicados atribuyéndoles errores no mayores de ± 7 y ± 8 keV para valores Q y energías de excitación, respectivamente.

Khromchenko¹² también con análisis magnético, midió un valor Q para el

estado base de esta reacción de 4.383 ± 0.015 MeV y reporta niveles de excitación de F^{20} con errores comprendidos entre ± 20 y ± 25 keV. Aunque en este trabajo se alcanzó una mayor energía de excitación, la finura de los resultados no es comparable con la obtenida por los primeros investigadores mencionados, debido a que sus proyectiles seguramente carecieron de la precisión deseada por el uso de un ciclotrón, empleado a la vez como acelerador y analizador.

Anteriormente Burrows, Powell y Rotblat¹³ reportaron para el estado base un valor Q de 4.39 MeV, Shull¹⁴ de 4.55 MeV, y Allen y Rall¹⁵ de 4.16 MeV.

Watson y Buechner¹¹ también obtuvieron el espectro nuclear de O^{17} , usando de la reacción $F^{19}(d, \alpha)O^{17}$. El mismo espectro ha sido observado paralelamente a partir de reacciones (d,p) en O^{16} , apareciendo en el estudio más reciente reportado por Browne¹⁶, los niveles con energías de excitación de 5.695 y 5.731 MeV perfectamente resueltos, mismos que Watson y Buechner a partir de la reacción (d, α) antes mencionada no lograron definir; solo aclaraban que podía tratarse de un grupo compuesto de dos o posiblemente más niveles de excitación muy próximos. Browne menciona niveles de O^{17} de mucha mayor anchura que la resolución propia del equipo a los que se les puede asociar por esta característica una vida promedio definida. Estos niveles anchos ocurren a energías de excitación de 4.553, 5.083 y 5.940 MeV.

El valor Q medido por Squires, Bockelman y Buechner¹⁷ para la reacción $F^{19}(p, \alpha)O^{16}$ fué de 8.110 ± 0.010 MeV. Obtuvieron además niveles de excitación hasta una energía de 11.085 MeV.

El presente estudio se inició con la idea de obtener información respecto a las distribuciones angulares de los niveles de energía de F^{20} y O^{17} , a partir del bombardeo de F^{19} con deuterones de 1.8 MeV. Aunque no se ha alcanzado todavía el objetivo propuesto, se juzgó conveniente en este estado del trabajo dar a conocer ciertos resultados que se juzgan de interés, sin considerar abandonado el problema original.

La principal dificultad que se ha encontrado es la referente a blancos adecuados. Aquéllos formados por fluoruro de plomo evaporado sobre Formvar resultan débiles puesto que sometidos al bombardeo del haz de partículas provenientes del Acelerador Van de Graaff del Instituto de Física no soportan ni siquiera corrientes pequeñas ($\sim 0.1 \mu\text{amp}$). Se probaron blancos de Formvar con oro vola -

dor depositado en la película del plástico para conducir el calor y PbF_2 evaporado; el espesor y la irregularidad del oro dispersaba las partículas emergentes a tal grado que los niveles se difundían. Blancos de PbF_2 evaporados sobre una lámina delgada de níquel resultaron altamente resistentes al bombardeo, pero no permitieron el paso de partículas a través de ellos, imposibilitando así observaciones a ángulos menores de 70° respecto a la dirección de las partículas incidentes. Los blancos que aparentemente resultan ser los más adecuados son los de Formvar reforzados con una capa delgada de oro evaporado y a su vez sobre éste, la película de PbF_2 . Si la capa de oro es suficientemente delgada, es posible el paso de las partículas emergentes a través de ella sin causar gran dispersión en sus energías. A su vez el oro contribuye a conducir el calor producido en el blanco y a aumentar su tiempo útil.

Aunque se cree haber obtenido un tipo de blanco que soporte bombardeos intensos, es probable que uno sólo sea aún insuficiente para una distribución angular completa, además de tenerse el problema de la alteración de las sustancias durante el tiempo de exposición. Surge entonces la necesidad de cambiar blancos durante una distribución angular y con ella la de normalizar los resultados. Se está pensando en una nueva técnica a desarrollar, que consiste en observar las partículas rebotadas elásticamente de los núcleos en cuestión a un solo ángulo y comparar cualquier otro grupo de partículas respecto a ésta como integración básica. Para su observación se sugiere el uso de un espectrógrafo magnético semejante al que se tiene pero de dimensiones menores, y para poder conocer en todo momento los cambios del blanco deberán hacerse mediciones con un cristal de centelleo simultáneamente al bombardeo.

Los blancos usados durante los diferentes intentos ya fueron descritos, mismos que fabricados de distintos espesores se sometieron a pruebas de resistencia. El cambio de blancos, en general muy delgados, no introdujo diferencias apreciables en las energías medidas, mientras no acusaran una dispersión notable.

La energía de los proyectiles fué prefijada por medio del deflector magnético colocado antes de la cámara de blancos; su medida precisa se corrige a partir de la observación en el espectrógrafo de partículas rebotadas elásticamente de las sustancias del blanco, sin cambiar las condiciones del deflector. En ningún caso varió la energía de entrada en más de 10 keV de los 1.8 MeV elegidos.

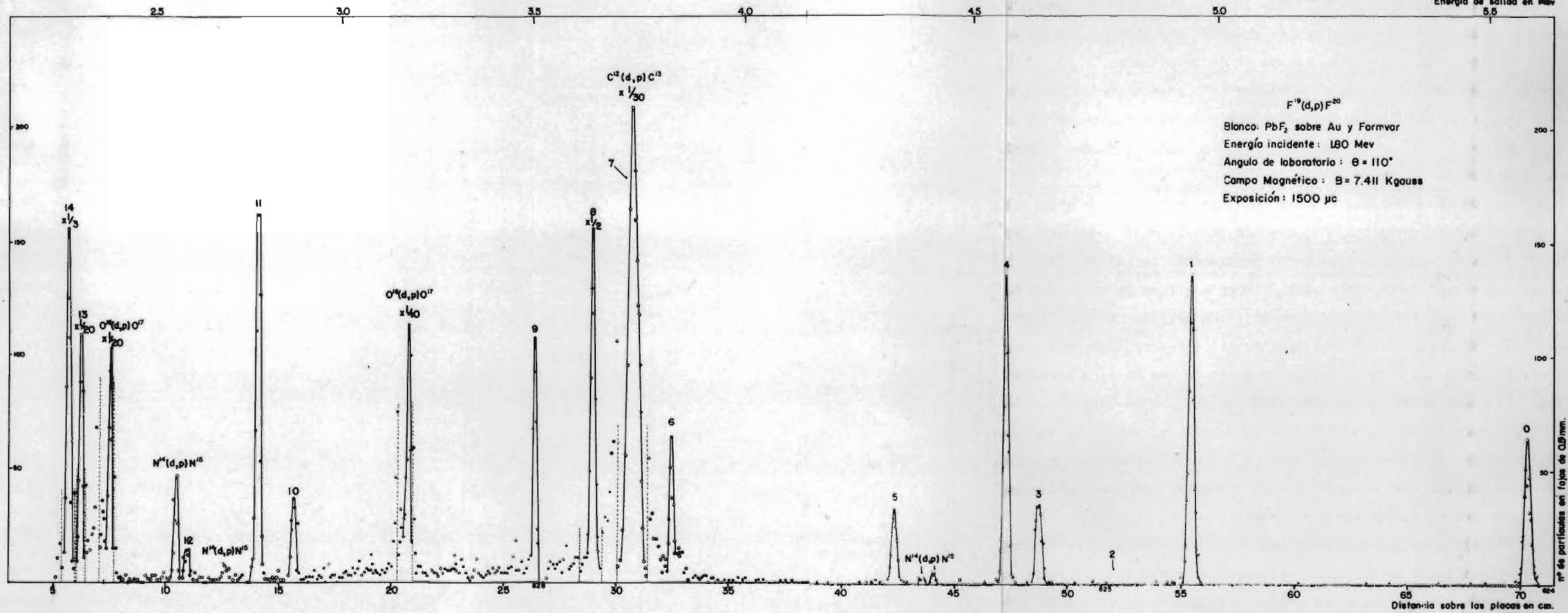


Fig. 10

Se hizo una sola exposición con energía incidente de 2.2 MeV con objeto de observar algunos niveles de F^{20} en los que se temía que con menor energía, la observación de los trazos al microscopio se dificultara.

Las energías de los grupos de partículas observados en el espectrógrafo correspondientes a los distintos niveles fueron calculadas a partir del punto localizado a la tercera parte de la altura del pico del lado de mayor energía, ya que experimentalmente se ha encontrado por Rutherford y Strait ser éste el lugar para el cual variaciones en el espesor de los blancos y en la intensidad de bombardeo no afectan su posición. La calibración del espectrógrafo fué hecha empleando las partículas alfa provenientes del Po^{210} . Wapstra¹⁸ publica para éstas una energía de 5.3042 MeV, promedio pesado de las mediciones de varios autores.

En los casos que fué necesario y con el objeto de observar únicamente protones, bastó cubrir las placas fotográficas con filtros de aluminio de 1 mil de espesor, los que detuvieron grupos intensos de deuterones y partículas alfa que podían superponerse y obscurecer a los demás grupos de partículas.

b) Reacción $F^{19}(d,p)F^{20}$.

El espectro de F^{20} fué observado a partir de dicha reacción con energía de bombardeo de 1.8 MeV y se cubrió hasta una energía de excitación de 3.7 MeV; un espectro típico de esta reacción se muestra en la Fig. 10. En ella se graficó el número de trazos leídos al microscopio en fajas de 0.5 mm contra la distancia sobre las placas fotográficas; se ha agregado una escala de energías en la parte superior de la gráfica. Al estado base se le ha identificado con 0 y a los excitados de F^{20} con los números progresivos del 1 al 14. Los grupos contaminantes han sido nombrados con los símbolos de la reacción correspondiente. El espectro de la Fig. 10 observado a 110° , ángulo de laboratorio, se muestra para apreciar las posiciones de los niveles 6 y 12, cubiertos a 90° por grupos contaminantes intensos.

Se determinó para el estado base un valor Q de 4.382 ± 0.009 MeV. La medición más reciente efectuada por Khromchenko¹² fué de 4.383 ± 0.015 MeV como ya se mencionó; anteriormente se contaba con el valor $Q = 4.373 \pm 0.007$ de Watson y Buechner¹¹; estos resultados son congruentes dentro de los errores experimentales reportados; los demás autores aseguran cifras menos precisas. En la

Tabla 1
Reacción $F^{19} (d,p) F^{20}$

Nivel	Presente estudio		Watson y Buechner ¹¹	Khromchenko ¹²
	E_x (MeV)	Int. Relat.	E_x (MeV)	E_x (MeV)
0	$0(Q=4.382 \pm 0.009)$	1.0	$0(Q=4.373 \pm 0.007)$	$0(Q=4.383 \pm 0.015)$
1	0.660 ± 0.004	2.30	0.652 ± 0.008	0.66
2	0.828 ± 0.004	0.16	0.828 ± 0.008	0.81
3	0.989 ± 0.004	0.37	0.988 ± 0.008	
4	1.064 ± 0.004	1.09	1.059 ± 0.008	1.08
5	1.312 ± 0.004	0.36	1.309 ± 0.008	1.34
6	1.851 ± 0.004	$0.28(110^\circ)$		
7	1.975 ± 0.004	0.35	1.970 ± 0.008	
8	2.050 ± 0.004	2.24	2.048 ± 0.008	
9	2.200 ± 0.004	0.59	2.195 ± 0.008	2.15
10	2.877 ± 0.004	0.19	2.870 ± 0.008	
11	2.979 ± 0.004	0.97	2.966 ± 0.008	
				3.11
12	3.184 ± 0.004	$0.05(110^\circ)$		
13	3.499 ± 0.004	6.86	3.491 ± 0.008	
14	3.538 ± 0.004	1.31	3.528 ± 0.008	
15	3.598 ± 0.004	0.43	3.586 ± 0.008	3.58
16	$3.682 *$	0.34	3.681 ± 0.008	3.77

* Una sola observación.

Tabla 1 se han ordenado las energías de excitación obtenidas para los niveles de F^{20} siendo estos valores los promedios de observaciones efectuadas a 70° , 90° , 110° y 120° . En la misma Tabla 1 se han incluido las energías de excitación obtenidas por Watson y Buechner por ser éstas las que se consideran más representativas. Por comparación se observa que los resultados de ambos trabajos son muy semejantes. Únicamente como referencia se incluyen los datos obtenidos por Khromchenko¹², pero éstos carecen de la precisión suficiente para ser comparados, al igual que medidas reportadas por otros investigadores^{13,14,15}.

Se encontraron dos niveles no observados por Watson y Buechner¹¹, a los que les corresponden energías de excitación de 1.851 ± 0.004 y 3.184 ± 0.004 MeV. Khromchenko reporta un nivel con valor de 3.11 MeV y Shull uno de 3.12 MeV de excitación que posiblemente correspondan al segundo mencionado aquí, aunque sus diferencias son del orden de 70 y 60 keV respectivamente, quedando afuera de los errores experimentales.

El nivel marcado con 6 referente al grupo que tiene una energía de excitación de 1.851 MeV aparece cubierto en las exposiciones de 90° por el grupo intenso de protones provenientes del estado base de la reacción $C^{12}(d,p)C^{13}$. Al efectuar exposiciones con ángulos de 110° y 120° se separan notablemente los dos picos de protones. A los 120° el grupo de F^{20} tiene una energía de salida de 96 keV arriba de la de $C^{13}(0)$, cantidad fácilmente observable con la resolución que se tiene. El hecho de observar el pico a 110° con energía de excitación de sólo 3 keV arriba de lo esperado, respecto al medido a los 120° , demuestra la existencia de este nivel (véase Fig 11).

El 5º estado excitado producido en la reacción $N^{14}(d,p)N^{15}$ resulta tener la misma energía de salida a 90° que el marcado con el número 12 de F^{20} . Sin embargo a 70° y a 110° se separan 32 keV los dos grupos, en cada caso en sentido o puesto como se aprecia en la Fig. 12. Watson y Buechner mencionan que para los cambios de energía de entrada de 0.3 MeV usados por ellos, un nivel de F^{20} y uno de N^{15} se separarían 13.5 keV, dando por resultado un nivel más ancho. Este hecho agregado al de que la contaminación de N^{14} es mucho mayor en intensidad, explica el que no hayan podido diferenciarlos.

Se observó un grupo poco intenso con energías de salida de 2.445 MeV en una sola de las exposiciones con blanco de níquel a 90° . Watson y Buechner repor

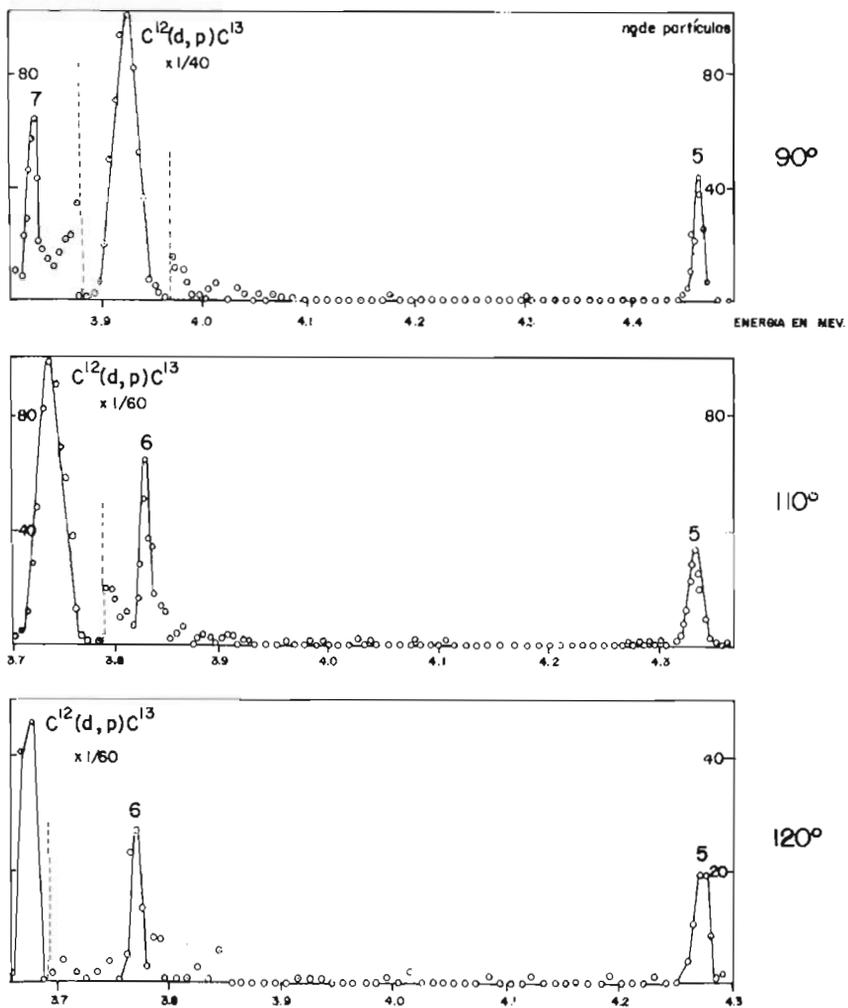


Fig. 11 Posiciones relativas de los niveles 5, 6 y 7 y del contaminante.

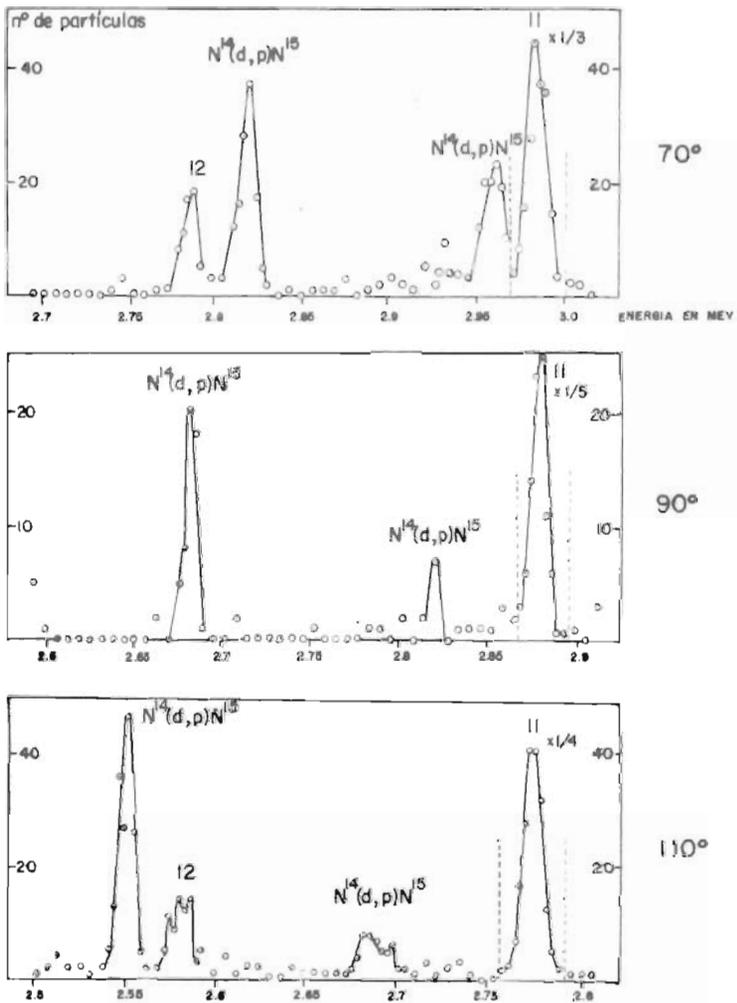


Fig. 12 Posiciones relativas de los niveles 11 y 12 y contaminantes.

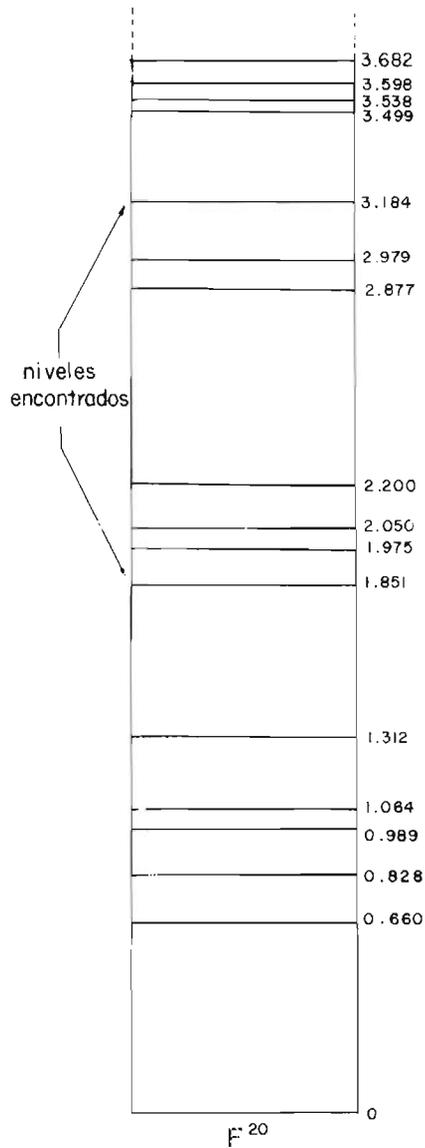


Fig. 13 Diagrama de Niveles de F^{20} hasta 3.6 Mev.

taron haber visto el mismo grupo usando blancos que no eran de Ni. En el caso de tratarse de un nivel de F^{20} , éste tendría una energía de excitación de 2.439 MeV. Sin embargo es probable que, como mencionaron dichos investigadores, tenga alguna relación con el pico intenso próximo de O^{17} .

Los intentos de observar otras resonancias mayores a 3.7 MeV fueron poco fructíferos por falta de energía. Los trazos resultaban demasiado pequeños para poder ser observados con precisión en el microscopio. Una sola vez pudo determinarse un grupo al cual le corresponden 3.682 MeV de energía de excitación.

En la Fig. 13 se muestra un diagrama de los niveles de energía de F^{20} determinados en el estudio actual hasta una energía de excitación de 3.7 MeV, siendo el valor Q del estado base el ya mencionado de 4.382 MeV. Dichas cifras confirman la observación hecha por Watson y Buechner y más tarde por El Bedewi¹⁹ que algunos niveles tienen energía de excitación cercana a un múltiplo entero de 165 keV.

Los grupos contaminantes provienen del C, O y N del Formvar, siendo los más intensos aquéllos correspondientes a $C^{12}(d,p)C^{13}$ (0) y $O^{16}(d,p)O^{17}$ (0) y (1). En la Tabla 2 se encuentran identificados con sus respectivos valores Q. Anexas

Tabla 2

Grupos de Contaminantes en los Blancos de PbF_2 .

Reacción	Q (MeV)	Q anterior ²⁰ (MeV)
$C^{12}(d,p)C^{13}$ (0)	2.718 ± 0.009	2.721
$C^{13}(d,p)C^{14}$ (0)	5.958 ± 0.010	5.943
$N^{14}(d,p)N^{15}$ (1)	3.349 ± 0.020	3.339
(2)	3.314 ± 0.009	3.310
(4)	1.458 ± 0.009	1.451
(5)	1.307 ± 0.005	1.306
$O^{16}(d,p)O^{17}$ (0)	1.918 ± 0.006	1.918
(1)	1.046 ± 0.005	1.047

aparecen las medidas resumidas por Ajzenberg-Selove y Lauritsen²⁰.

Las intensidades relativas al estado base tomado como unitario de los niveles excitados obtenidos a 90° han sido incluidas en la Tabla 1. Debido al reducido número de trazos y la alteración de las sustancias bombardeadas se piensa que estos valores no tienen una precisión mejor que un 30%. Las intensidades correspondientes a los niveles 6 y 12 se calcularon a 110° y llevan una notación que así lo indica. Estas intensidades tienen carácter informativo únicamente.

c) Reacción $F^{19}(d, \alpha) O^{17}$

La Fig. 14 contiene el espectro de las partículas alfa provenientes de la reacción $F^{19}(d, \alpha) O^{17}$ a 90° , inducido con una energía de entrada de 1.8 MeV en función de su distancia sobre las placas en cm. Los grupos están identificados según la convención ya mencionada. No se observaron grupos con energía de excitación mayor a 6.0 MeV por estar cubierta esta región con deuterones rebotados elásticamente principalmente en el Pb del blanco.

En la Tabla 3 se han listado las energías de excitación para los niveles observados, con un valor Q para el estado base de 10.059 ± 0.010 MeV. Para compararlos se incluyen en ella los resultados de Watson y Buechner¹¹ y los de Browne¹⁶. Se puede observar una semejanza apreciable entre los valores actuales y los de Watson y Buechner, pero una mayor divergencia fuera de errores experimentales referente a los datos de Browne, logrados con la reacción $O^{16}(d, p) O^{17}$; esta discrepancia probablemente se deba a que las partículas alfa son más sensibles a perder energía en algún contaminante que se deposite en el blanco, y a una diferente calibración de los espectrógrafos.

Los niveles marcados 4, 6 y 10 fueron observados por Browne con cierta anchura propia, por lo que la determinación de su energía en el presente trabajo es poco precisa, además de ser de poca intensidad. Otro grupo ancho reportado por Browne a los 5.083 MeV de excitación fué observado en este estudio en una sola de las exposiciones, pero se omite el cálculo de su energía por falta de datos comprobatorios.

Se produce un alto fondo de partículas alfa comenzando cerca de los 25 cm de distancia, el que dificulta la observación a partir del 4º nivel. Este fon

Energía de salida en Mev. 9.5

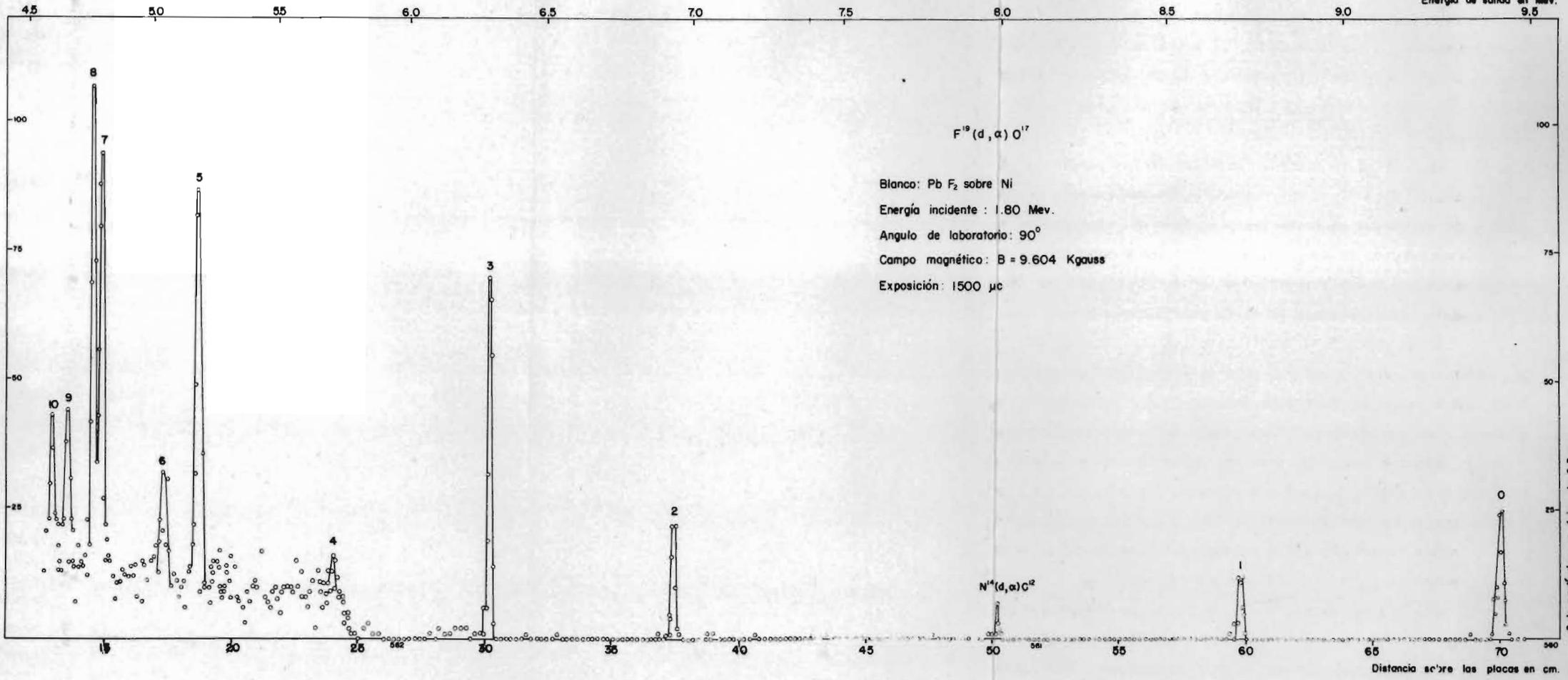


Fig. 14

Tabla 3

Reacción $F^{19}(d, \alpha) O^{17}$			Reacción $O^{16}(d, p) O^{17}$	
Presente estudio			Watson y Buechner ¹¹	Browne ¹⁶
Nivel	E_x (MeV)	Int.Relat.	E_x (MeV)	E_x (MeV)
0	$0(Q=10.059 \pm 0.010)$	1.0	$0(Q=10.028)$	$0(Q=1.918 \pm 0.004)$
1	0.878 ± 0.006	0.50	0.883 ± 0.011	0.871 ± 0.004
2	3.071 ± 0.012	0.36	3.069 ± 0.010	3.055 ± 0.004
3	3.866 ± 0.010	1.21	3.856 ± 0.011	3.846 ± 0.005
4	4.570 ± 0.030	0.25	4.567 ± 0.014	4.553 ± 0.006
				5.083 ± 0.010
5	5.245 ± 0.012	0.90	5.229 ± 0.013	5.215 ± 0.005
6	5.408 ± 0.020	0.35	5.397 ± 0.014	5.378 ± 0.007
7	5.726 ± 0.008	1.01	5.723 ± 0.014	5.695 ± 0.005
8	5.758 ± 0.015	0.95		5.731 ± 0.005
9	5.897 ± 0.012	0.30	5.875 ± 0.015	5.866 ± 0.005
10	5.961 ± 0.020	0.32	5.947 ± 0.015	5.94 ± 0.015

do ha sido atribuido¹¹ a la reacción $F^{19}(d, n)Ne^{20}$ en la cual el Ne^{20} inestable decae por emisión alfa a O^{16} . Fué observada en todos los casos pero es difícil precisar en general el punto donde empieza; sin embargo se define bastante un escalón en la Fig. 14, en donde la energía máxima de las alfas es del orden de 5.75 MeV. En la exposición de 120° se observó una pequeña disminución en su intensidad. En los espectros obtenidos por Browne se observa un fondo de protones cuya posición relativa respecto a grupos conocidos de O^{17} concuerda con la menciónada. Si dicho fondo no es propio del equipo empleado por él, se podría atribuir este fenómeno a una característica propia del núcleo O^{17} .

Los niveles marcados con los números 7 y 8 tienen entre sí una diferencia de energía de 32 keV y fueron observados con buena resolución como puede verse en la Fig. 15. Watson y Buechner¹¹ habían hecho notar que la estructura obtenida por ellos podía deberse a dos o más niveles muy cercanos, pero al estudiar

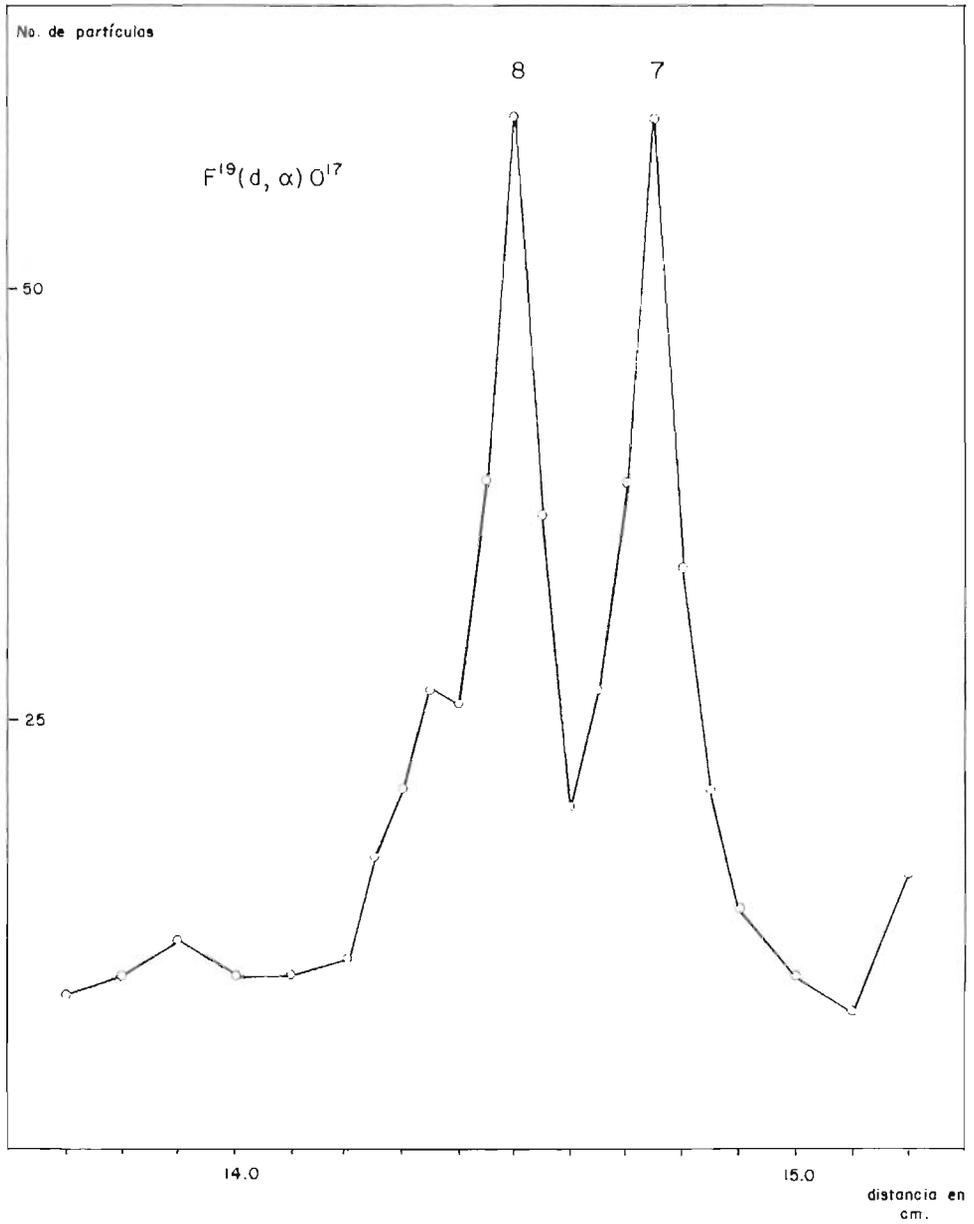


Fig. 15 Resolución de los niveles 7 y 8 .

la reacción $O^{16}(d,p)O^{17}$ se resolvieron igual que en este trabajo los dos picos perfectamente O^{16} .

Aparecían en los espectros de O^{17} dos máximos sumamente débiles de contaminantes, pero su poca intensidad dificultó la determinación de sus energías. Se identificó el estado base de $C^{13}(d,t)C^{12}$ en una sola exposición con un valor Q de 1.312 MeV. En otras dos exposiciones se midió, correspondiendo al primer nivel excitado proveniente de la reacción $N^{14}(d,\alpha)C^{12}$, un valor $Q = 9.151$ MeV.

Las intensidades relativas ordenadas en la Tabla 3 se calcularon de los espectros de 90° , tomando como unidad la asociada al estado base. Estas no corresponden a la intensidad aparente mostrada en la Fig. 14 debido a la corrección por ángulo sólido de admisión al espectrógrafo. Se les estima un error del orden de 40%.

Las demás reacciones posibles provenientes del bombardeo de F^{19} con deuterones no se estudiaron debido a tener valores Q negativos, requiriéndose para su observación una energía de bombardeo mucho mayor de la que se tiene en el Acelerador Van de Graaff de la U.N.A.M. Se citan $F^{19}(d,t)F^{18}$ con -4.155 MeV y $F^{19}(d,He^3)O^{18}$ con -2.470 MeV, valores tomados de Ajzenberg-Selove y Lauritsen²⁰.

d) Reacción $F^{19}(p,\alpha)O^{16}$

Se estudió esta reacción bombardeando con protones de 1.8 MeV con fines de ligar energéticamente distintos núcleos para obtener sus masas isotópicas. Para el estado base se midió un valor $Q = 8.120 \pm 0.006$ MeV. No se intentó observar el espectro de O^{16} debido a su alta energía de excitación, además de que ya había sido estudiado por Squires, Bockelman y Buechner¹⁷ con un equipo semejante al empleado actualmente. Estos investigadores obtuvieron para el estado base un valor $Q = 8.110 \pm 0.010$ MeV, valor que difiere del determinado en el presente estudio sólo en 10 keV. Esta diferencia probablemente se deba a la distinta energía de las alfas del Po^{210} empleada para fines de calibración, la que ha ido cambiando ligeramente según los reportes de varios autores.

Las reacciones (p,t) , (p,He^3) y (p,d) en F^{19} tienen valores Q de -11.098, -8.313 y -8.187 MeV para sus correspondientes estados base²⁰. Como en el caso anterior, este hecho impide su observación con energías de bombardeo bajas.

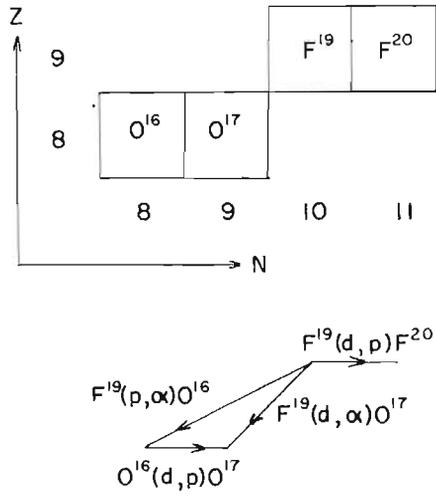


Fig. 16 Reacciones nucleares ligando F y O

e) Determinación de Masas Nucleares.

Se hizo una estimación de las masas nucleares de F^{19} , O^{17} y F^{20} tomando como base la masa nuclear de $O^{16} = 15.995611$ u.a.m.³, número que resulta de restar ocho masas electrónicas de 16.000000 u.a.m., correspondiente a la masa atómica del isótopo 16 del oxígeno. Se han utilizado para protones, deuterones, y partículas alfa las masas nucleares que siguen: 1.007593, 2.014186 y 4.002776 u.a.m. respectivamente. Como base de dichos cálculos se obtiene que la suma de los valores Q de las reacciones $O^{16}(d,p)O^{17}$ y $F^{19}(p,\alpha)O^{16}$ debe ser igual al valor Q de $F^{19}(d,\alpha)O^{17}$, como resultado de la eliminación de los elementos correspondientes (Fig. 16). Se compensó la discrepancia de 21 keV en el cierre de esta suma proporcionalmente a las pérdidas de energía de las partículas emergentes en un supuesto contaminante superficial. En la Tabla 4 se han incluido las masas nucleares calculadas para ser comparadas con los resultados de restar la masa electrónica correspondiente de las masas atómicas reportadas anteriormente por Bainbridge³. Como se puede observar los valores se encuentran dentro de los errores experimentales que les atribuye dicho investigador.

III Agradecimientos.

Se agradece al personal del Laboratorio Van de Graaff por su valiosa cooperación, al Fis. M. Mazari por la supervisión del trabajo, a los Sres. Luis y Francisco Velázquez por el manejo de la máquina y a las Sritas. Silvia Castillo, Beatriz Casillas y Edda Osalde por la lectura de algunas placas al microscopio.

Tabla 4

Masas Nucleares.

	Presente estudio		Bainbridge ³	
	Masa	Error x 10 ⁻⁶	Masa	Error x 10 ⁻⁶
O^{17}	17.000139	12	17.000144	7
F^{19}	18.999521	13	18.999518	15
F^{20}	20.001409	16	20.001414	19

Referencias

- 1 Van de Graaff, Compton y Van Atta, Phys. Rev. 43, 149 (1933).
- 2 Instruction Manual for Van de Graaff Positive-Ion Accelerator, High Voltage Engineering Corporation (1951).
- 3 K.T. Bainbridge, Experimental Nuclear Physics, Vol 1, p. 559, Ed. Segré, Wiley, 1953.
- 4 W.W. Buechner, Prog. in Nuc. Phys. 5, 1, (1956).
- 5 Mazari, Velázquez y Alba, Rev. Mex. Fís. VIII, 1 (1959).
- 6 F. Bloch, Phys. Rev. 70, 460 (1946).
Bloch, Hansen y Packard, Phys. Rev. 70, 474 (1946).
- 7 N.F. Ramsey, Experimental Nuclear Physics, Vol 1, p. 358, Ed. Segré, Wiley, 1953.
- 8 Manual, Nuclear Fluxmeter, Varian Associates (1950).
- 9 M. Mazari, Tesis U.N.A.M. (1956).
Mazari, Castro, Alba y Vázquez, Rev. Mex. Fís. VI, 9, (1957).
- 10 Buechner, Mazari y Sperduto, Phys. Rev. 101, 188 (1956).
- 11 H.A. Watson y W.W. Buechner, Phys. Rev. 88, 1324 (1952).
- 12 L.M. Khromchenko, Zh. Eksp. Teor. Fiz. 32, 194 (1957).
- 13 Burrows, Powell y Rotblat, Proc. Roy. Soc. (London) A209, 478 (1951).
- 14 F.B. Shull, Phys. Rev. 83, 875 (1951).
- 15 R.C. Allen y W. Rall, Phys. Rev. 81, 60 (1951).
- 16 C.P. Browne, Phys. Rev. 108, 1007 (1957).
- 17 Squires, Bockelman y Buechner, Phys. Rev. 104, 413 (1956).
- 18 Wapstra, Nijgh y Van Lieshout, Nuclear Spectroscopy Tables, p. 128, North-Holland, 1959.
- 19 F.A. El Bedewi, Proc. Phys. Soc. A69, 221 (1956).
- 20 F. Ajzenberg-Selove y T. Lauritsen, Nuc. Phys. 11, 1 (1959).