

C. N. E. A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1958

09.58.08

NO SE PRESTA

REPUBLICA ARGENTINA

PUBLICACIONES

DE LA

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA

Serie de Publicaciones Internas

Nº 14

EL SINCRICICLOTRON DE BUENOS AIRES

BUENOS AIRES

1958

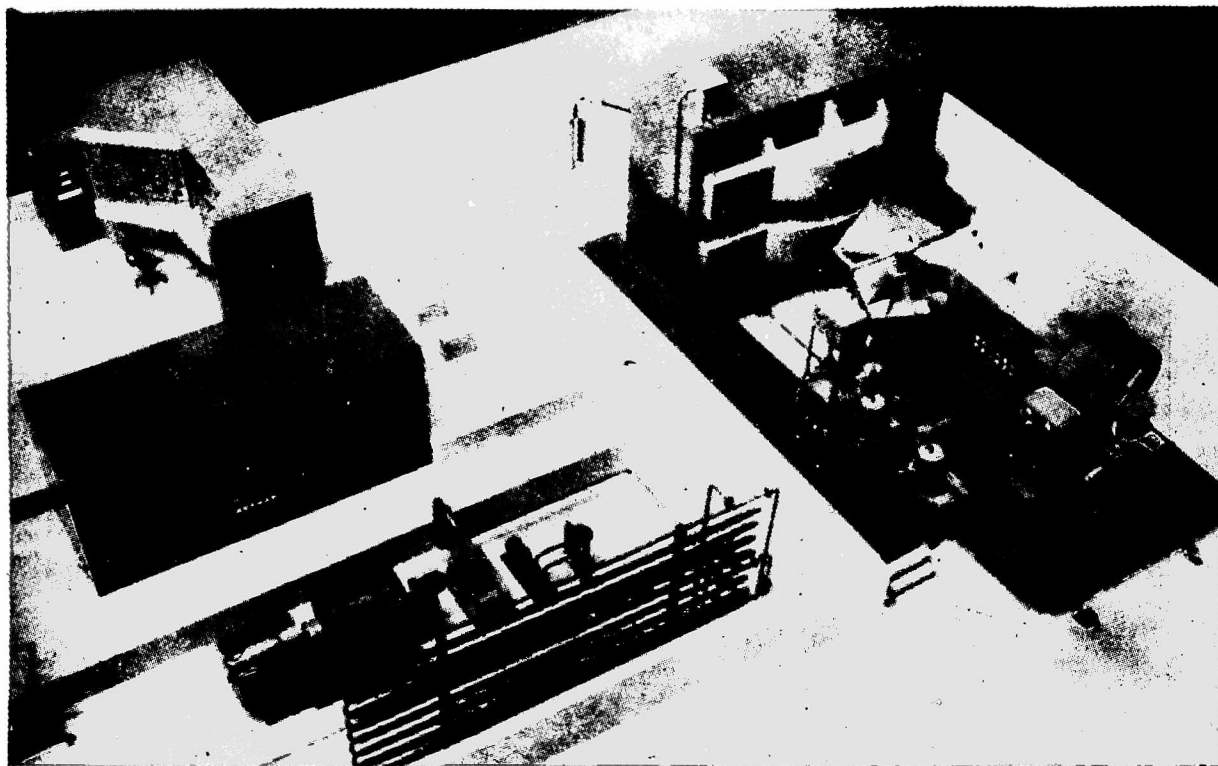
ADVERTENCIA

El presente informe tiene por fin, además de presentar con detalle los trabajos realizados en el sincrociclotrón desde su instalación, reunir en una sola publicación material disperso en revistas, planos, cuadernos de laboratorio, etc. Es por ello que no pretende ser original en su totalidad y se indica la fuente del material en las secciones cuyo contenido ha sido tratado con anterioridad.

Como está destinado a todos aquellos, (físicos, químicos, ingenieros) que puedan estar interesados en su funcionamiento, sea para usar lo en experiencias, sea a título de curiosidad, se ha tratado de evitar un lenguaje con demasiados tecnicismos. Por esta misma razón en cada sección la primera parte constituye un resumen de la exposición más detallada que sigue, destinada en general a aquellos con conocimientos especializados.

I N D I C E

	<u>Pág.</u>
INTRODUCCION	1
I - Características generales del equipo: S. Mayo.. .. .	3
II - Blindaje: A. Portela y J.M. Feola.	5
III - Imán S. Mayo	15
IV - Sistema de estabilización de la corriente del electroimán C. Paganini.	19
V - Sistema deflector S. Mayo, C.A. Heras y J. Rosenblatt.	21
VI - Sistema de radiofrecuencia C. Paganini.	45
VII - Sistema de vacío J. Rosenblatt	48
VIII - Fuente de iones J. Rosenblatt.. .. .	52
IX - Sistema de control C. Paganini.	55
APENDICES	
I - Solución numérica de las ecuaciones de movimiento de una partícula en la zona marginal del sincrociclotrón C.A. Heras y S. Mayo.	58
II - Cálculo de correctores magnéticos S. Mayo y C.A. Heras.	66
III - Fluxímetro electrónico C. Paganini.	70
IV - Cálculo gráfico del canal electrostático S. Mayo.. .. .	73
V - Fuente de alta tensión para el canal electrostático y aisladores C. Mattiussi	76
VI - Técnica del hilo J. Rosenblatt	79



INTRODUCCION

El Sincrociclotrón de la C.N.E.A. está diseñado para acelerar deuterones hasta una energía nominal de 30 Mev y partículas α hasta 60 Mev. La máquina es similar a la del Institut voor Kernphysisch Onderzoek de Amsterdam ¹⁾ y fué diseñada y construída por la Compañía Philips instalándose en Buenos Aires durante 1954.

La primera irradiación se realizó el 5 de noviembre de 1954 para experiencias de Química Nuclear prosiguiendo unos dos años las irra-

1) F.A. Heyn; Philips Tech. Rev. 12, 241 (1951).

diaciones de rutina con deuterones y alfas. Fueron descubiertos unos 14 nuevos radioisótopos estudiándose espectros gama para la determinación de esquemas de desintegración de distintos nucleídos.

Durante 1956 se inició el estudio para la extracción del haz a fin de hacer la máquina útil para experiencias de Física Nuclear. Luego de un examen de los diversos métodos de extracción del haz de un sincrociclotrón se adoptó el método no lineal regenerativo de K.J. Le Couteur ²⁾ aplicándolo a las características de la máquina.

En 1957 se realizaron las experiencias de extracción lográndose construir un regenerador que induce oscilaciones radiales de amplitud suficiente como para instalar un canal que conduzca el haz de partículas fuera del imán de la máquina.

Una vez logrado un haz paralelo externo es necesario enfocarlo llevándolo a converger sobre un área de unos pocos mm^2 situada en un cuarto contiguo al recinto principal de la máquina, en donde se realizarán las experiencias de Física Nuclear. Dicho enfoque se realizará con cuadrupolos magnéticos esperando obtenerse sobre el blanco de reacción un rendimiento del 2-3% del haz circulante en la máquina, que es una fracción suficiente para los fines requeridos.

Diversas consideraciones y mediciones del fondo de neutrones en los ambientes contiguos al recinto de la máquina, mostraron que durante las irradiaciones con haz interno existen algunos puntos en que el blindaje actual no es suficiente observándose pasaje de neutrones rápidos a través de los muros de agua. Para resolver este inconveniente se diseñó un blindaje adicional compuesto por bloques de cemento tipo Brookhaven, actualmente en construcción.

El programa general del Laboratorio incluye el estudio de reacciones nucleares con deuterones y alfas; experiencias con neutrones y dispersión de alfas para lo cual se construirá el equipo experimental adecuado.

2) K.J. Le Couteur y S. Lipton; Phil. May 46, 1265 (1955).

I - CARACTERISTICAS GENERALES DEL EQUIPO

Si se desea proyectar un sincrociclotrón que acelere deuterones hasta que alcancen una energía final de 30 Mev los elementos que esen cialmente deben considerarse son: el campo magnético y la modulación de frecuencia del campo eléctrico.

En primer término observemos que la masa en reposo de un deuteron equivale a 1875.4 Mev; si éste es acelerado hasta alcanzar una energía cinética de 30 Mev su incremento de masa es de 1,6% de la masa en reposo.

Si ahora consideramos el movimiento de una partícula de masa m y carga e , que se mueve con la velocidad v en un campo magnético H normal a su trayectoria, la condición de equilibrio dinámico está dada por:

$$\frac{m v^2}{r} = e v H \quad (1)$$

donde r es el radio de curvatura de la trayectoria.

De la (1) resulta:

$$\frac{v}{r} = \omega = \frac{e}{m} H \quad (2)$$

donde ω es la velocidad angular de la partícula relacionada con la frecuencia de revolución de la misma por:

$$\omega = 2 \pi \nu \quad (3)$$

Cuando una partícula es pues acelerada en el sincrociclotrón su frecuencia de revolución varía según una ley que depende del campo magnético del imán y del factor.

$$\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (4)$$

que da cuenta de la variación relativista de su masa.

Se dice que una partícula es sincrónica cuando en cada instante su frecuencia de revolución es igual a la frecuencia del campo eléctrico que la acelera.

Supongamos para fijar ideas que H sea completamente homogéneo en todo el volumen de aceleración e igual a 14kG

Por las (2) y (3) resulta:

$$\dot{\gamma} = 10,6 \text{ Mc/seg} \quad (5)$$

Este dato fija la frecuencia que aproximadamente debe tener el campo eléctrico para acelerar deuterones hasta llevarlos a una energía cinética de 30 Mev.

Pero hemos supuesto que H es estrictamente uniforme, lo cual es imposible en la realidad. Supongamos en cambio que H es una función decreciente del radio del imán y que su variación relativa es aproximadamente 2% dentro del 85% del radio máximo del imán. Por lo tanto cuando un deuterón es acelerado en este campo su frecuencia de revolución disminuye a medida que gana en energía cinética de modo tal que su máxima variación de frecuencia está dada por:

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} = - \left(\frac{\Delta m}{m} - \frac{\Delta H}{H} \right) = - 3.6 \% \quad (6)$$

Esto equivale a imponer ya un porcentaje de modulación a la frecuencia del campo eléctrico a utilizarse para construir el sinociclotrón. Un análisis similar para acelerar partículas α arroja naturalmente las mismas conclusiones.

En nuestro equipo es realmente $\frac{\Delta H}{H} = - 1.8\%$; $(H)_{r=0} = 14.314 \text{ Gauss}$
 $\frac{\Delta m}{m} = 1.6\%$ y se ha construido un modulador que produce un $\left| \frac{\Delta \omega}{\omega} \right| = 4\%$

La modulación se realiza por variación capacitiva lográndose un pulso de partículas aceleradas cada $500 \mu s$ con lo cual puede lograr se corrientes de blanco de 20 a $30 \mu A$ medidas con un blanco aislado y un microamperímetro.

La refrigeración del blanco se realiza mediante agua corriente con un caudal adecuado para disipar 1kW.

II - BLINDAJE

Para proteger el resto del edificio de las radiaciones originadas en el recinto de la máquina se ha usado hormigón armado común y agua (fig.1).

Las paredes, incluso las del laberinto que comunica el recinto con la sala de comando, están constituidas por dos fajas de hormigón armado: Una interior de 50cm de espesor y otra exterior de 22 cm que dejan un espacio de 76 cm. Este espacio está dividido en compartimentos independientes llenos de agua. Este tipo de blindaje se interrumpe en: a) la zona prevista para el pasaje del tubo de alto vacío que conducirá el haz externo de la máquina hasta el laboratorio de experimentación (Pared E); hay allí un túnel actualmente clausurado con concreto, b) el laberinto que comunica con el taller del laboratorio (Pared O) que está construido con paredes simples de concreto (fig.1), c) las bocas del sistema de aire acondicionado del recinto (Pared S).

El techo es una losa de hormigón armado de 50 cm de espesor que constituye el fondo de una pileta de 80 cm de profundidad llena de agua. El piso tiene un espesor mínimo de 50 cm de concreto.

Para verificar las condiciones de seguridad que ofrece este blindaje se efectuó una prospección general de radiaciones γ y de neutrones en las cercanías del recinto. Además se determinaron niveles de las mismas radiaciones para distintos blancos utilizados en los trabajos de radioquímica. Los instrumentos empleados fueron: monitores convencionales, un espectómetro para neutrones con cristal de ^6Li , contadores de ^3B y placas fotográficas. Para determinación de niveles de radiación γ en las proximidades del blindaje se utilizaron blancos de uranio, telurio, berilio y sodio¹).

Esta prospección mostró que el blindaje es satisfactorio salvo en algunas zonas cuya ubicación puede verse en fig. 1. Como en las irradiaciones de las mismas resulta peligrosa la permanencia de personas se adoptaron medidas transitorias de seguridad mientras se realizaba el estudio del mejoramiento del blindaje.

1) M.E. Mandl, AERE - T/R 1008.

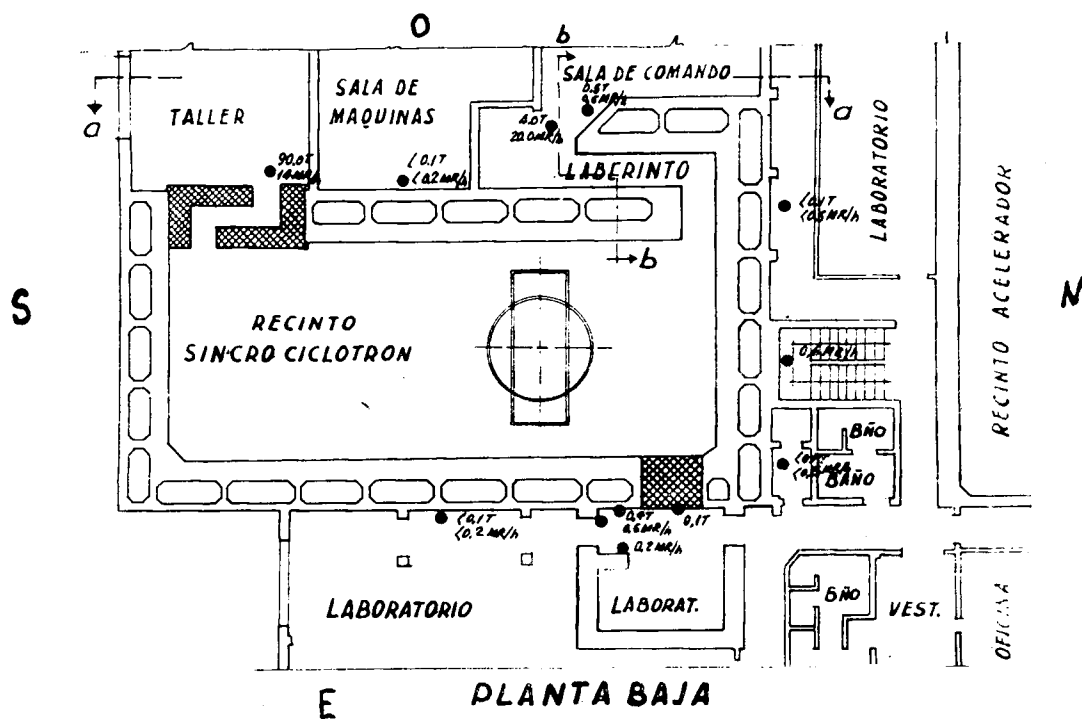
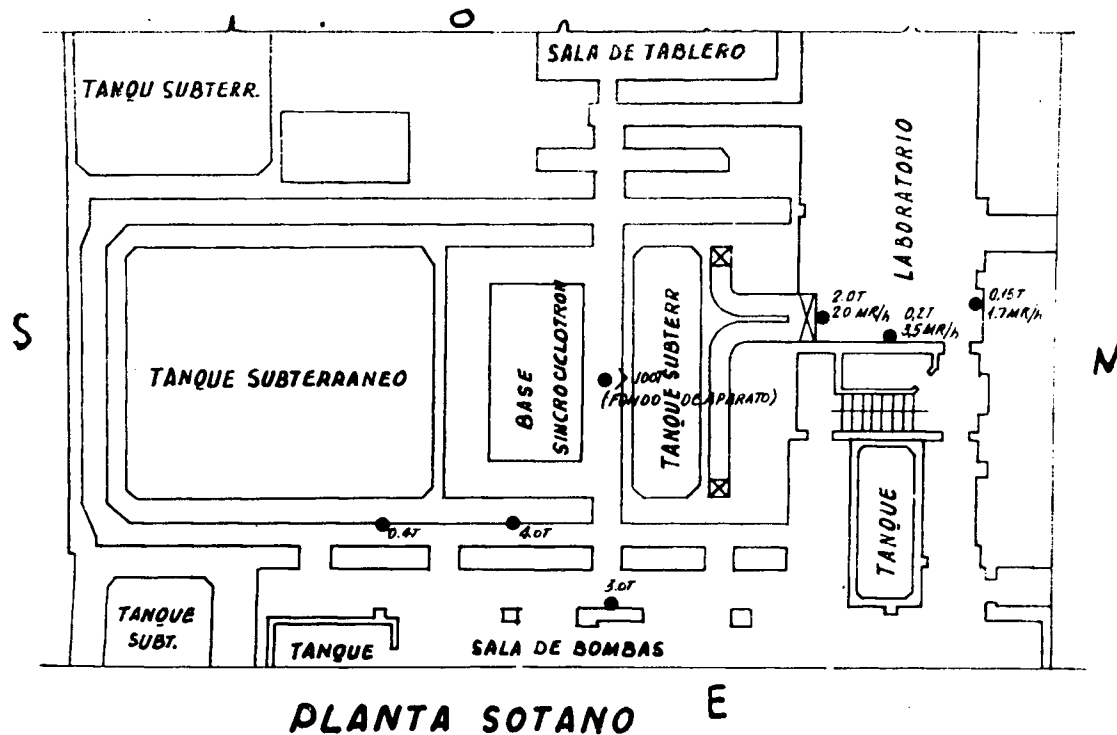


FIGURA 1.- Blindaje existente y resultado de la prospección de radiaciones. Las zonas cuadrículadas están construidas en ladrillos de concreto común. T indica nivel de tolerancia y mR miliroentgen.

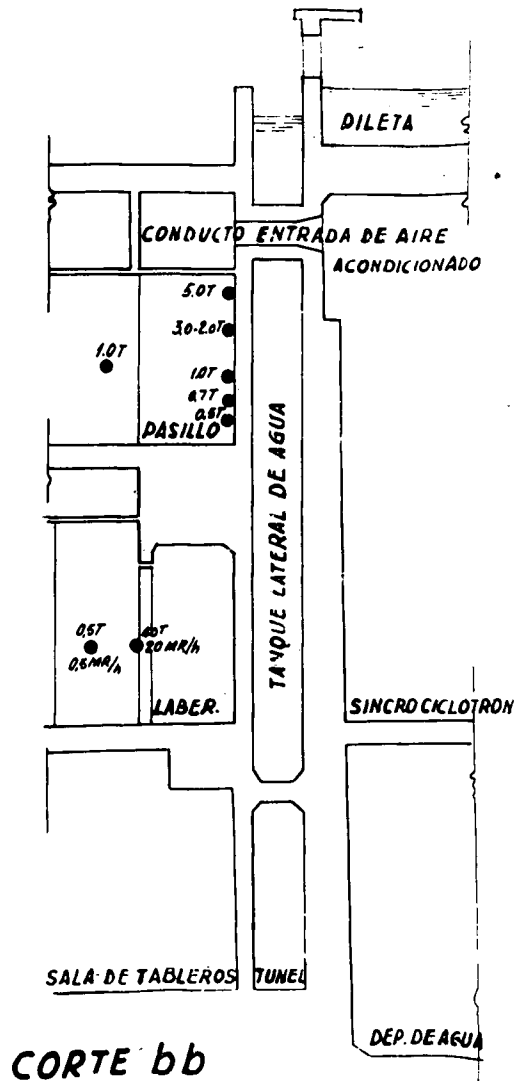
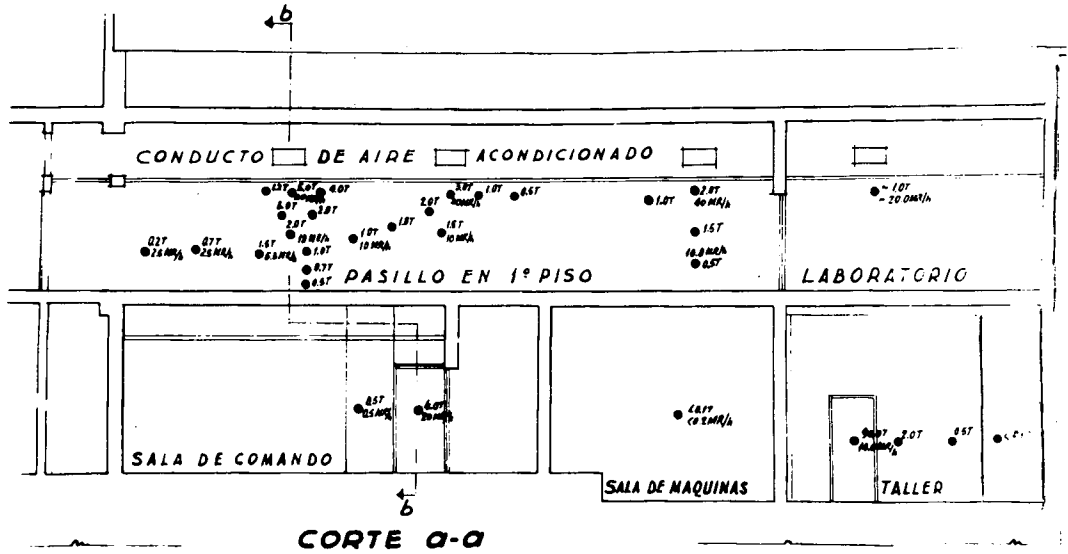
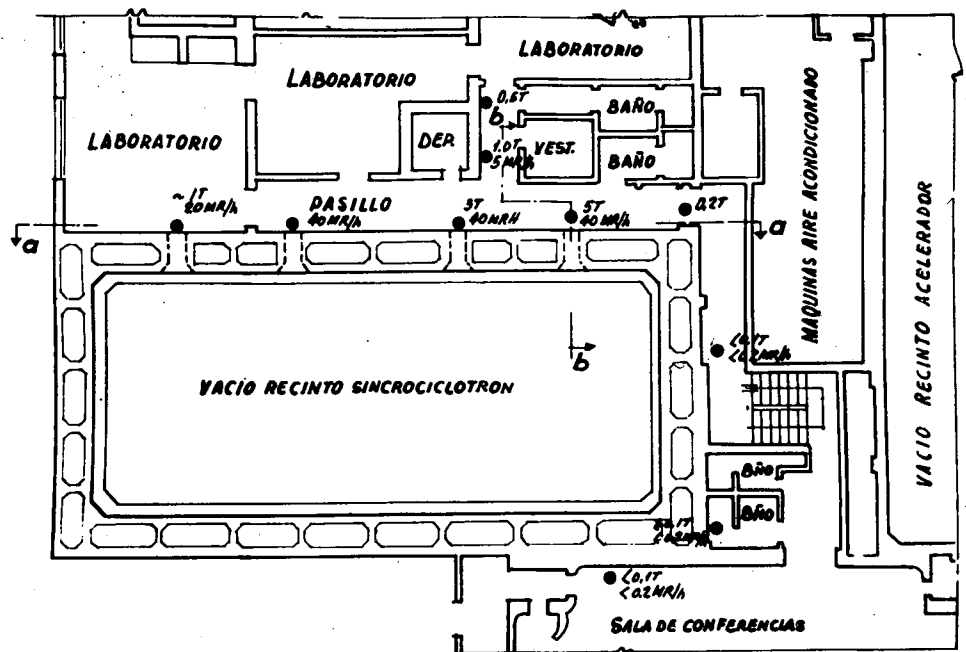
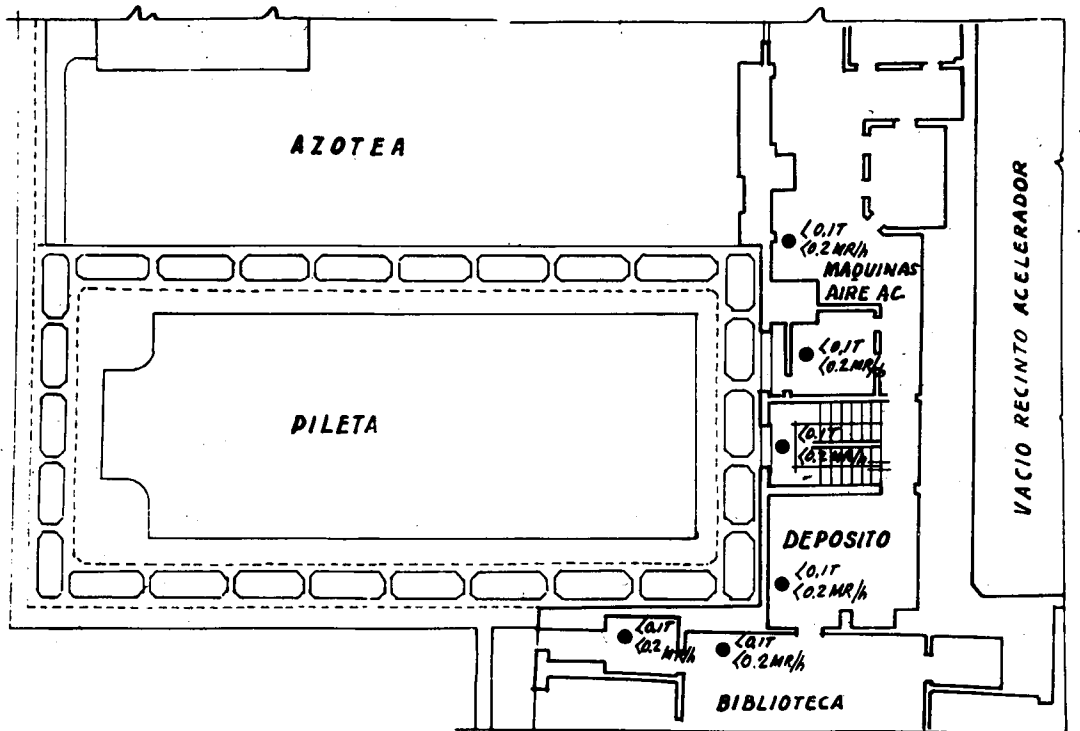


FIGURA 1.-



PLANTA 1° PISO



PLANTA 2° PISO

FIGURA 1.-

A los fines del cálculo de blindaje adicional se determinó la distribución de neutrones directos y reflejados sobre las distintas paredes del recinto. Se estudiaron además, distintos materiales en razón de su poder de atenuación de radiaciones γ y neutrones, y su aplicabilidad a las dimensiones críticas del espacio disponible, decidiéndose finalmente por el concreto Brookhaven.

La eficiencia del blindaje para radiaciones γ fue estudiada para distintos valores de corriente en el blanco hasta 25 μ A. El fondo normal cerca del blindaje es de aproximadamente 500 fotones por minuto *) equivalentes en promedio a 17 fotones/cm² min. El aumento de este fondo con la corriente del blanco no es suficiente para sobrepasar el nivel tolerable. Sin embargo resulta conveniente disminuirlo.

Para determinar los flujos de neutrones tanto fuera como dentro del recinto se consideró como flujo normal el proveniente de bombardear un blanco de Be con una corriente de deuterones de 15 μ A. Los neutrones provienen en su mayor parte del haz de "stripping" de deuterones orientado hacia la pared E situada a 300 cm del blanco; el flujo sobre la misma, determinado con un contador de F₃B rodeado de un moderador de parafina, es de $2,7 \times 10^7$ n/cm² seg. En la misma forma se determinó un flujo de $0,9 \times 10^7$ n/cm² seg sobre la pared N situada a 500 cm del blanco +).

Con estos datos y modificando la posición de moderadores de parafina frente al blanco, se pudo determinar ²⁾ el número aproximado de neutrones reflejados ($1,2 \times 10^5$ n/cm² seg) por la pared E (ángulo de dispersión $45^\circ \pm 10^\circ$) hacia la S y ésta hacia el laberinto que comunica con el taller. Quiere decir que el laberinto y las bocas de aire acondicionado requieren un blindaje adicional puesto que el flujo directo de neutrones está reforzado en forma apreciable.

*) Este valor varía según los blancos que se empleen.

+) El flujo total de neutrones determinado con placas nucleares, es a 1 m del blanco y a 0°C ($3,18 \pm 0,28$). 10^6 n/cm² seg μ A para $E > 3$ Mev y ($1,62 \pm 0,23$). 10^6 n/cm² seg μ A para $E > 5$ Mev (Emma Pérez Ferreira, comunicación privada).

2) M.B. Biram y J.H. Tait, AERE - T/R 563

Para el cálculo del blindaje se consideró al blanco en las condiciones "normales" de funcionamiento arriba indicadas como una fuente puntual. Se supuso por razones de seguridad que los neutrones "emitidos" tienen una energía media de 15 Mev y que el flujo es isótropo y de valor igual al determinado en el haz de "stripping". Este margen se consideró necesario por dos razones; primero hay que tener en cuenta la posibilidad de que la corriente normal de deuterones sobre el blanco llegue a alrededor de 25 μ A, y segundo, las máximas dosis tolerables de neutrones han sido fijadas en valores cada vez más bajos en el curso de los últimos años ³⁾.

En la prospección realizada sobre el blindaje los flujos más elevados que se midieron fueron de 2 a 3 n/cm² seg. Esto corresponde a una atenuación de 10⁴. Teniendo en cuenta las recomendaciones sanitarias modernas se ha considerado necesario un "blindaje biológico" para llevar la atenuación a 10⁷ en las zonas donde es imprescindible la permanencia constante de personal.

A fin de determinar el material de blindaje que mejor se acomoda a las exigencias sanitarias y de espacio, se estudiaron las posibilidades de agua, parafina, parafina con boro, concreto Portland, cemento con boro, concreto con baritas, Hierro-Portland, Cemento Mo y concreto Brookhaven.

La atenuación γ , se calculó mediante tablas de Goldstein y Wilkins⁴⁾. Se tuvo en cuenta el factor de multiplicación (build up) que representa los fotones dispersados varias veces que llegan a un punto (un detector, p.ej.) además de los que llegaron en forma directa a través del blindaje. El flujo de fotones corregido está dado entonces por $N(r) = B(r) N^0(r)$ donde $N^0(r)$ es el flujo de fotones no dispersados a la distancia r de una fuente puntual y B es el factor de multiplicación.

Se decidió usar el concreto Brookhaven por ser el material que mejor cumple con las exigencias requeridas. Tiene una longitud de re

3) British J. of Radiology, Supplement N° 6, (1955).

4) H. Goldstein y J.E. Wilkins, NYO - 3075.

lajación de 6,3 cm⁵⁾, 6) (sección eficaz total para neutrones $n\Sigma$ de 0,1587 cm⁻¹; n número de átomos por cm³). Este material será colocado detrás del blindaje "térmico" dado que el metal es un absorbente más efectivo para la radiación gamma producida por la captura de neutrones en el blindaje.

Para determinar el espesor de concreto necesario se consideró un factor de multiplicación lineal⁷⁾. Es decir que el flujo de neutrones proveniente del blindaje se calcula mediante

$$I = I_0 \sum x e^{-\Sigma x}$$

donde I_0 es el flujo incidente, Σ es ahora la sección eficaz macroscópica (incluye el número de átomos por cm³) y x es el espesor del material. Por supuesto que un factor lineal de multiplicación es bastante pesimista pero se ha considerado que el factor uno que se usa generalmente para neutrones es un poco optimista. Además se ha querido descartar probables daños producidos por pequeñas dosis de neutrones.

De esta manera se determinó un espesor de 58 cm de concreto B para obtener una atenuación adicional de 10^3 en las zonas indicadas en la fig. 1. Para la zona más expuesta se utilizará 74 cm de ese concreto que producen una atenuación de 10^4 .

En colaboración con el Departamento de Ingeniería Civil de la C.N.E.A^{*)} se fabricaron ladrillos de ese concreto los cuales fueron sometidos a ensayos para confirmar sus propiedades de absorción de neutrones y radiaciones gamma. La sección eficaz total para neutro-

5) The Reactor Handbook, Vol 1 y 3, USAEC, 1955.

6) R.B. Gallaher and A.S. Kitzes, ORNL - 1414.

7) R.L. Murray, "Introduction to Nuclear Engineering", Prentice Hall Inc., Nueva York, 1954.

*) Queremos agradecer muy especialmente a la Ing. Civ. Velia L. Hoffmann de Geiger y al Sr. Sileno Migliori que dirigieron este trabajo e intervinieron directamente en él.

nes rápidos y térmicos se midió por transmisión directa empleando una buena geometría (fig. 2).

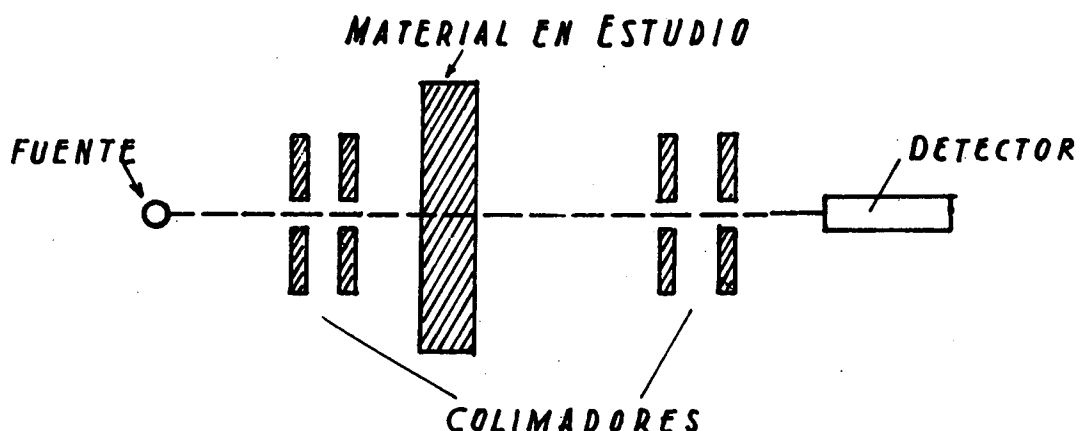


FIGURA 2.- Geometría de la experiencia de transmisión directa.

Los neutrones provenientes de una fuente de Ra-Be son colimados e inciden sobre el material en estudio; los neutrones que salen del mismo son nuevamente colimados para eliminar los que han sufrido dispersiones múltiples e inciden finalmente sobre el detector. De esta manera la sección eficaz macroscópica Σ queda determinada midiendo el flujo incidente sobre el material (I_0) y el incidente sobre el detector (I):

$$I = I_0 e^{-\Sigma x}$$

Con este dato y utilizando un factor lineal de multiplicación se computó una atenuación 10 para 22 cm de concreto B. Este valor concuerda con los cálculos empleando los datos que se mencionan en la bibliografía.

Con los resultados de estos trabajos se diseñaron las modificaciones a introducirse en el blindaje actual (fig. 1). Las bocas de aire acondicionado que conectan al túnel central sobre los laboratorios serán cerradas con concreto común como el del blindaje existente; las nuevas bocas se abrirán en el techo del recinto. En el subsuelo se construirán dos piletas laterales. Los laberintos que comunican con

la sala de comando y el taller serán continuados con paredes desmontables eliminando así los neutrones que por dispersión llegan a las puertas de acceso; el diseño que se muestra en la fig. 3 fué realizado teniendo en cuenta los ángulos probables de reflexión dentro de los laberintos. Estos blindajes adicionales se han hecho desmontables para poder utilizar los ladrillos durante experiencias que requieran en otros lugares atenuaciones adicionales de 10^5 .

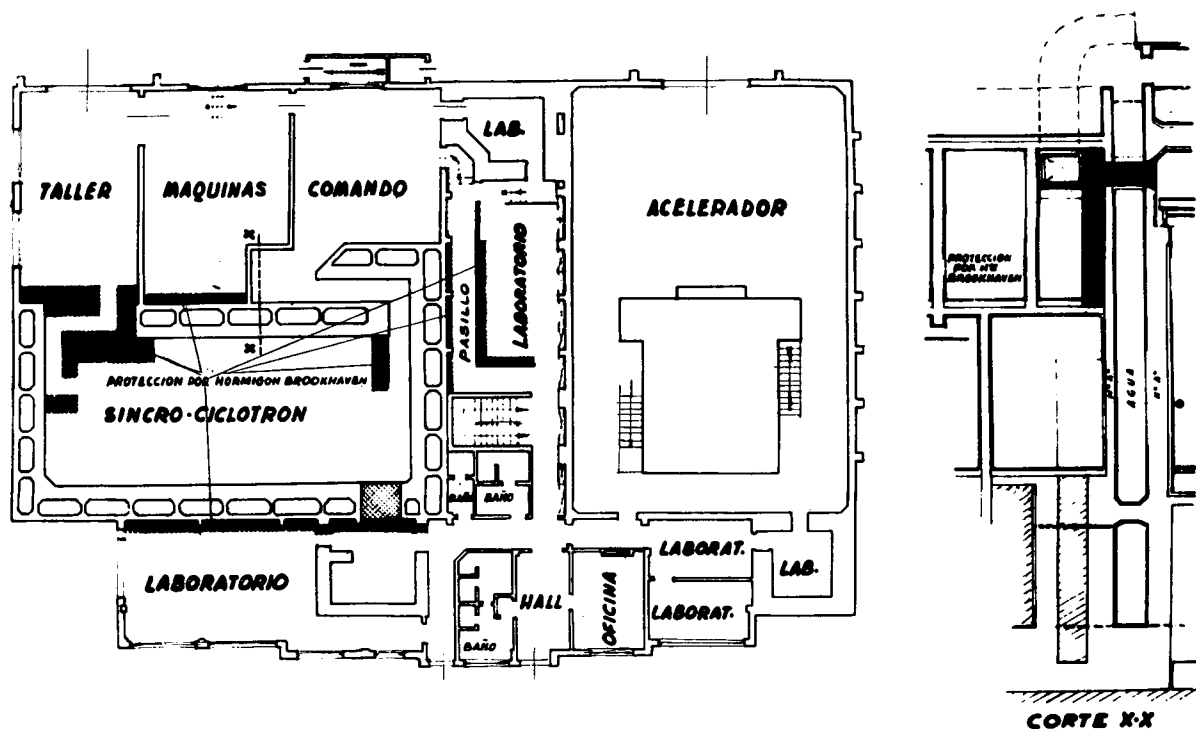


FIGURA 3.- Planta y corte del recinto de la máquina. Las zonas rayadas indican el blindaje adicional en concreto Brookhaven.

La combinación del blindaje de concreto B, a agregarse, con el actual resulta muy apropiada para flujos simultáneos de neutrones y de radiaciones gamma.

De la experiencia ganada en este trabajo surgen las siguientes conclusiones:

En el planeamiento del edificio del sincrociclotrón debió haberse previsto la posibilidad de introducir mejoras en el blindaje; debió evitarse además en lo posible la construcción de laboratorios muy cercanos al blindaje; será conveniente en el futuro transformar los no indispensables en depósitos de materiales. En todo diseño de edificios de este tipo se debe contemplar la inclusión de amplios espacios entre la máquina y su blindaje y entre éste y las dependencias a ubicarse en las adyacencias: Esto permitirá una mayor agilidad en la adecuación a las condiciones cambiantes del trabajo y a los nuevos límites tolerables de radiación que muy probablemente se irán adoptando durante la vida útil de la máquina.

Otra norma importante que debe tenerse en cuenta es estudiar cuidadosamente la posición de aberturas en el blindaje (bocas de aire acondicionado, acceso, etc), para asegurar que las mismas no se transformen en focos de radiación.

Finalmente, el blindaje debe ser tal que el nivel de radiaciones fuera del mismo esté muy por debajo de los niveles tolerables en todas las direcciones posibles.

III - IMAN

El imán del sincrociclotrón fue diseñado siguiendo las líneas generales del de Amsterdam ¹⁾. Su peso es de 187 T. Las vigas que componen la estructura del yugo están simplemente apoyadas y las piezas polares están constituidas por dos cilindros de 1,8 m de diámetro abulonadas al yugo fig. 1. Las piezas polares así como los correctores pueden verse con detalle en fig. 2. El hierro utilizado tiene su punto de saturación por encima de 21,1 kG para un campo de unos 300 Ampere-vueltas/cm. La fig. 3 muestra la curva de excitación del imán.



FIGURA 1.- Vista tomada durante el montaje del electroimán

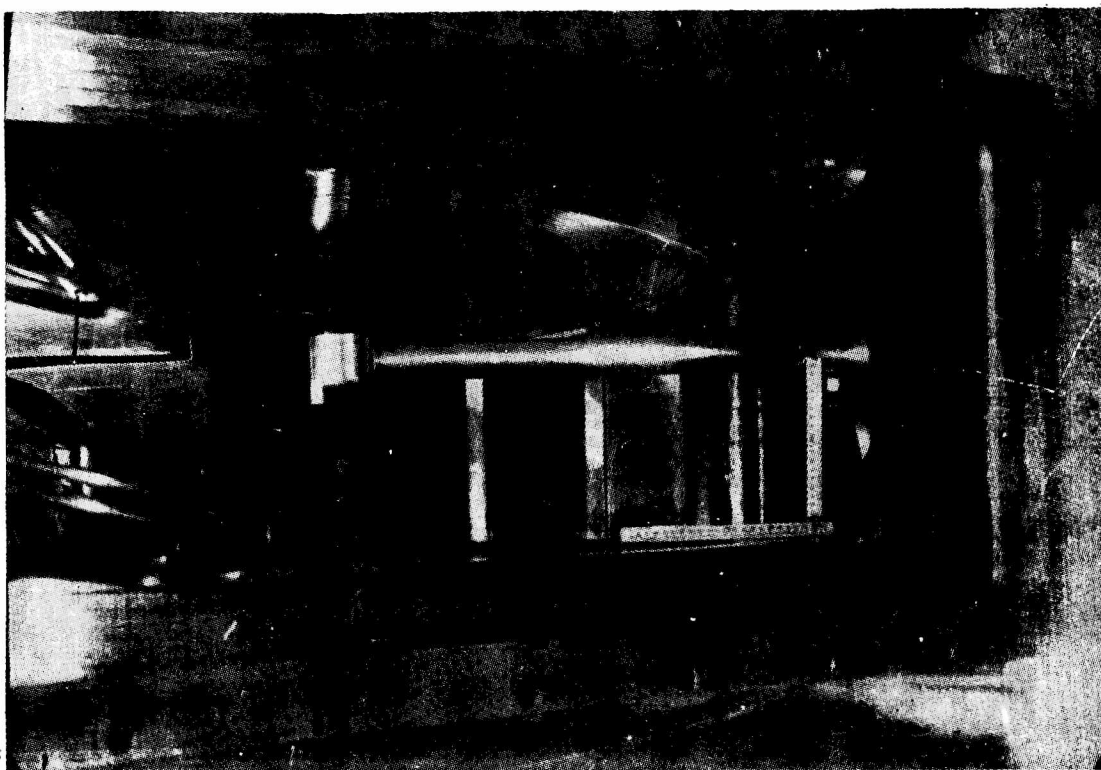


FIGURA 2.- Detalle del volumen de aceleración

1) F.A. Heyn; Philips Tech. Rev. 12, 349, (1951).

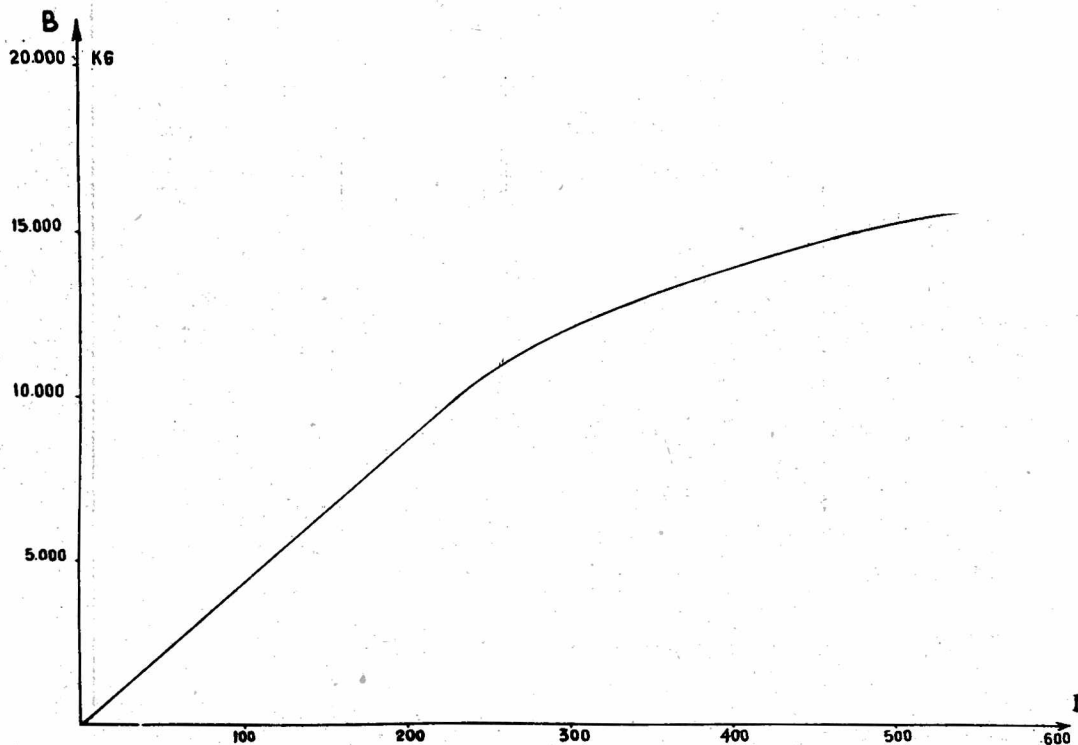


FIGURA 3.- Excitación del electroimán

El devanado está formado por barras de aluminio de sección cuadrada de 20 mm de lado con un orificio central de 10 mm de diámetro con un peso de 9 T. La corriente de trabajo es 480 A con una densidad de $1,5 \text{ A/mm}^2$. La resistencia total del bobinado a 20°C es $0,96 \Omega$ trabajando con 460 V con lo cual resulta una potencia disipada de unos 220 kW. Esta potencia es absorbida por agua destilada que circula por dentro de la bobina e intercambia el calor extraído en un circuito refrigerado por agua industrial, fig. 4.

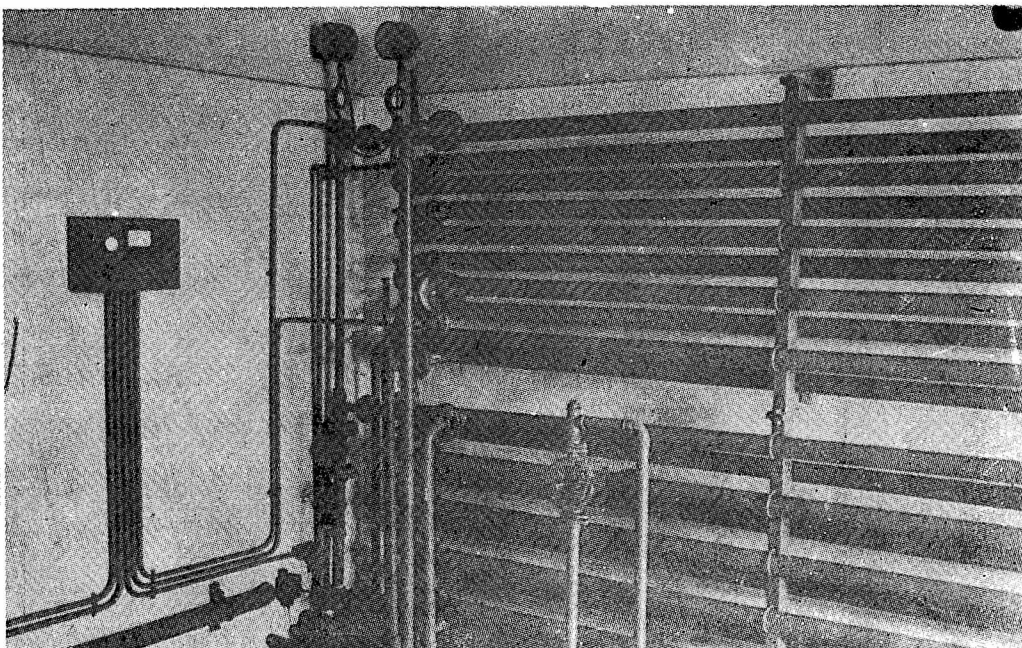


FIGURA 4.- Intercambiador de calor

El bobinado está dispuesto en 48 galletas conteniendo cada una 25 espiras arrolladas simétricamente sobre ambos polos, fig. 5. Cada galleta contiene una punta de corrosión de aluminio que protege al material de las bobinas, fig. 6. Cuando la conductibilidad del agua destilada alcanza un cierto límite es reemplazada, lo cual ocurre al cabo de aproximadamente 1.500 horas de trabajo efectivo. La carga total del agua es de 1.000 l y es impelida mediante una bomba que produce una presión de 4 a 5 Atm, lográndose un caudal de unos 100 litros/minuto. La temperatura de régimen del agua destilada es de 24°C a la entrada y 52°C a la salida del bobinado.

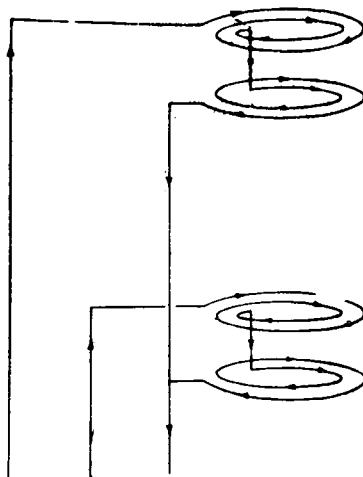


FIGURA 5.- Esquema del circuito de refrigeración de las bobinas

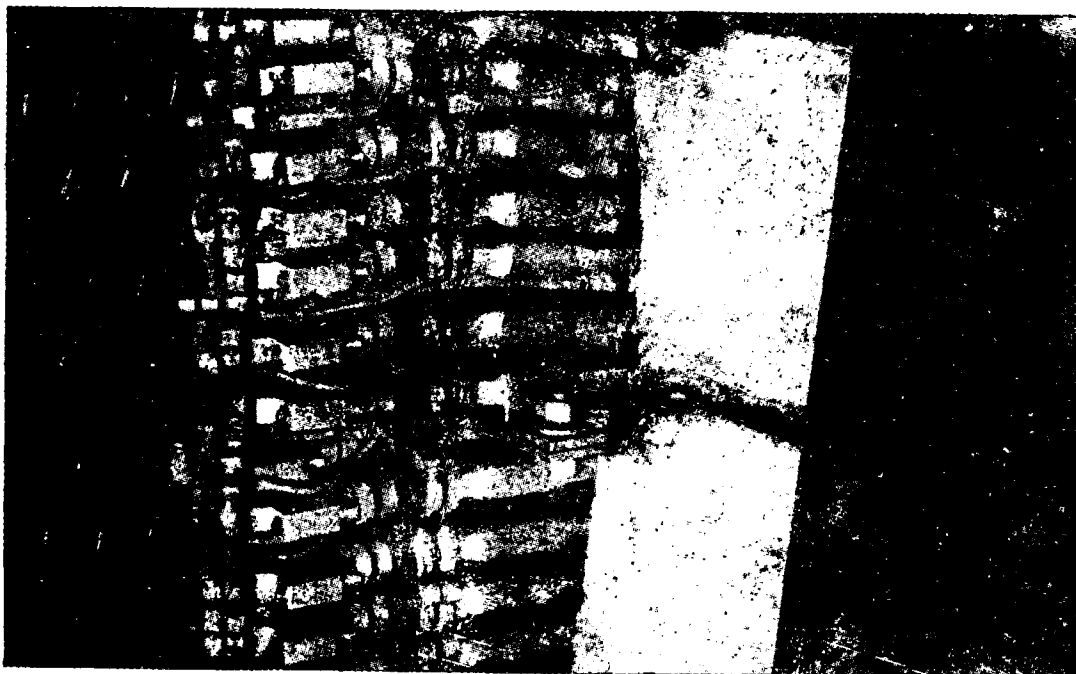


FIGURA 6.- Detalle del bobinado

Se efectuaron mediciones del campo magnético en el plano medio del imán cada 4° , en una zona de unos 110° con un fluxímetro nuclear. Varian Modelo F6 hasta un gradiente de 100 Gauss/cm con una precisión de 1:10000.- El campo magnético total fue medido con un fluxímetro tipo Grassot usándose los datos del fluxímetro nuclear para calibrarlo. Se estudió el campo midiendo H radialmente por pasos sucesivos, fig. 7. Puede observarse en fig. 8 que en líneas generales la uniformidad azimuthal del campo es satisfactoria.

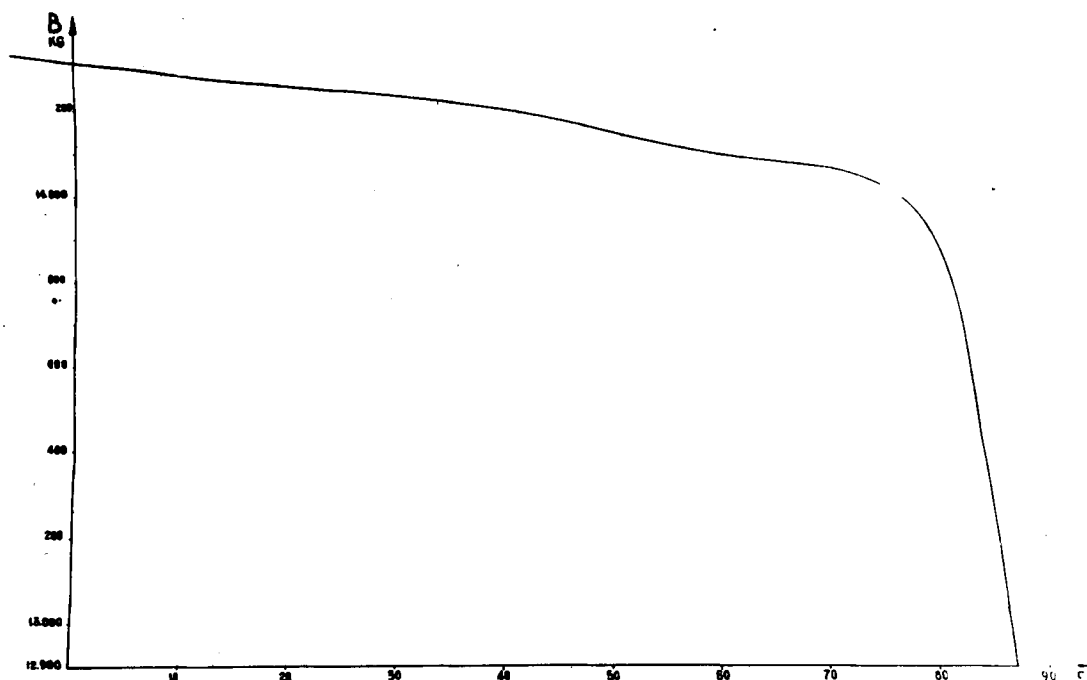


FIGURA 7.- Curva promedio del campo magnético en función del radio.

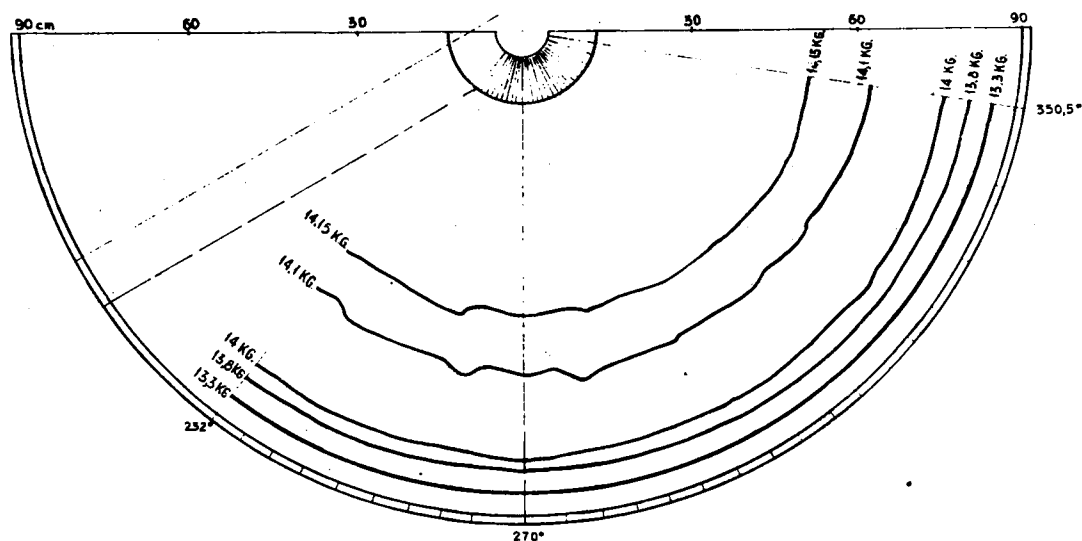


FIGURA 8.- Variación azimuthal del campo medido en el plano medio.

IV - SISTEMA DE ESTABILIZACION DE LA CORRIENTE DEL ELECTROIMAN

La corriente del electroimán del ciclotrón se regula estabilizando electrónicamente la corriente de excitación de la dinamo principal.

Se observa en la fig. 1 que las bobinas del ciclotrón están alimentadas simétricamente con el punto medio a tierra y en serie con ellas hay una resistencia de medida ($1.2 \text{ m}\Omega$) en los bornes de la cual aparece una tensión cuyas variaciones dan una medida de la regulación de la corriente que circula por las bobinas. Esta tensión es comparada en un circuito puente con otra de referencia, y la diferencia o "error" luego de alternada y amplificada controla la fuente de tensión regulada que alimenta a la excitatriz.

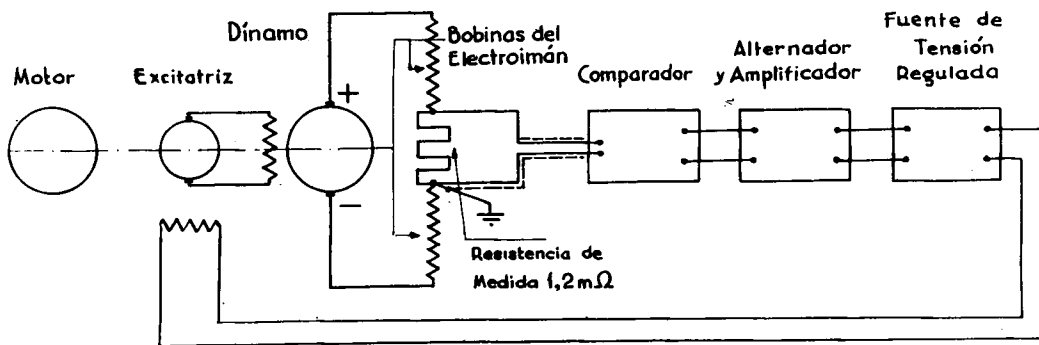


FIGURA 1.- Esquema del circuito de alimentación del electroimán

La corriente del electroimán puede ser regulada entre 375 y 500 A existiendo también la posibilidad de regulación manual.

Las características de la máquina son las siguientes:

	Motor	Dínamo	Excitatriz de la dinamo	Excitación de la excitatriz
Velocidad (rpm)	1475	1475	1475	
Corriente (A)	435	480	2,75	0,085
Tensión (V)	380	460	220	250
Potencia (W)	243	220	0,6	

El circuito de comparación (fig. 2) está formado con resistencias de 0,25% de error y la tensión de referencia es proporcionada por una fuente estabilizada con una válvula 85A y puede ser contrastada contra un elemento normal Weston.

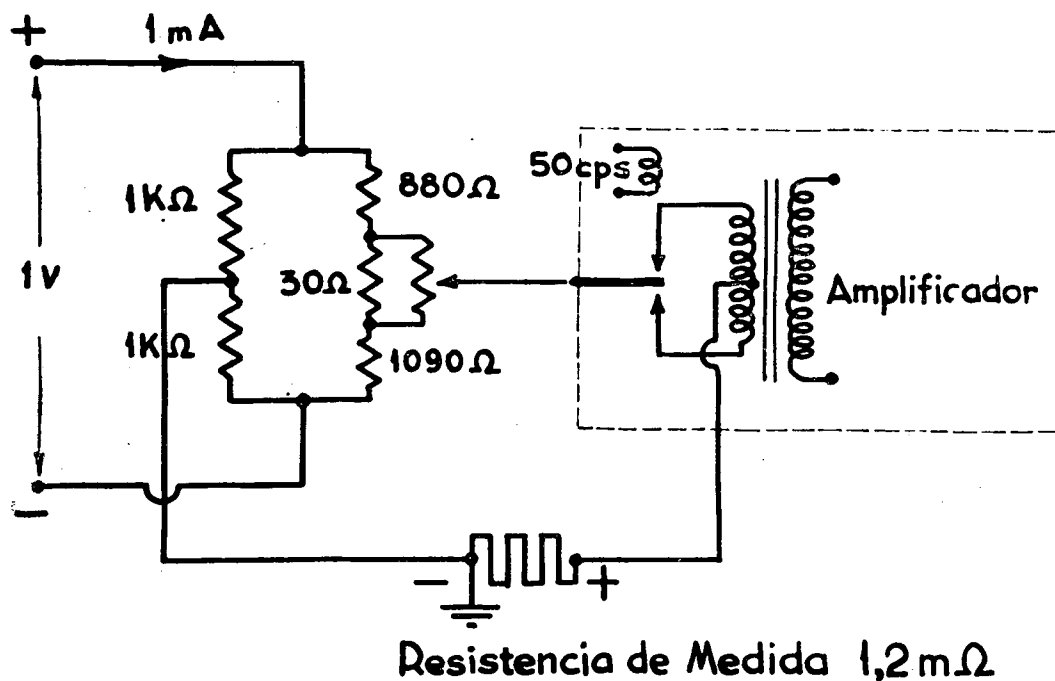


FIGURA 2.- Circuito de comparación

El alternador es sincrónico con la frecuencia de la red y el amplificador excita un par de polos de un motor cuadrupolar de polos partidos solidario con una dinamo y el cursor de un potenciómetro. El otro par de polos es excitado en cuadratura con la red y permite obtener el sentido de giro del motor de acuerdo al signo del error. La dinamo produce una tensión proporcional a su velocidad de giro que se realimenta al amplificador para así obtener la condición de movimiento aperiódico. Esta realimentación se efectúa en un punto intermedio y no a la entrada del amplificador para poder regular la sensibilidad independientemente del amortiguamiento ¹⁾.

El cursor del potenciómetro regula la polarización de un pentodo E83F el que a su vez controla la resistencia interna de las válvulas reguladoras (EL34) de la fuente que alimenta a la excitatriz.

1) H.J. Roosdorp, Philips Tech. Rev. 15, 191 (1954).

V - SISTEMA DEFLECTOR

La extracción del haz de un sincrociclotrón es en líneas generales un problema análogo al caso de un ciclotrón de frecuencia fija pero de mayores dificultades puesto que en aquél la distancia radial entre órbitas sucesivas al final del ciclo de aceleración es de unas pocas decenas de micrones. Por tanto es imposible deflectar una partícula colocando un deflector eléctrico, ya que no queda espacio entre órbitas sucesivas para la ubicación del mismo.

Los primeros trabajos realizados en ese sentido fueron encarados por tanto con el método de dispersión del haz interno en un blanco de Z elevado, de unos $100\ \mu$ de espesor. A un azimut apropiado con respecto al blanco se instaló un canal magnético lográndose extraer una fracción muy pequeña del haz circulante con el inconveniente de una gran dispersión en energías debida precisamente al fenómeno de dispersión.

En 1948 se logró extraer el haz del sincrociclotrón de Berkeley¹⁾ cuando producía protones de 190 Mev mediante una combinación de deflector electromagnético y canal magnético, obteniéndose aproximadamente 0.5% del haz circulante fuera de la máquina. Ese deflector consistía en un sector de 120° formado por dos pares de barras de cobre de sección cuadrada de 1" de lado colocadas simétricamente respecto del plano medio para reducir al mínimo el área del obstáculo presentado al haz. La tensión deflectora se aplicaba por pulsos sincronizados con el movimiento de las partículas de modo de producir una deflexión del haz suficiente para la introducción de un canal magnético que condujera al mismo fuera del imán.

En 1950 se ensayó extraer el haz del sincrociclotrón de 170" de la Universidad de Chicago²⁾ por un método magnético que consistía en provocar en el haz oscilaciones radiales de amplitud creciente manteniendo acotadas las oscilaciones verticales. Esto en principio puede lograrse mediante dos campos magnéticos auxiliares localizados en sectores pequeños cuyos gradientes son de signos opuestos. Estos sectores deben formar entre sí un ángulo bien definido comenzando a actuar a partir de un radio fijo de la máquina. Tuck y Teng construyeron un deflec

1) W.M. Powell, L.R. Henrich, Q.A. Kerns, D.C. Sewell y R.L. Thornton. Rev. Sci. Inst. 19, 506 (1948).

2) J.L. Tuck y L.C. Teng, The University of Chicago 170 inch-Synchrocyclotron Progress Report, III, July 1949 - July 1950.

tor de tal naturaleza pero no lograron obtener el resultado deseado debido a que provocaban oscilaciones verticales en el haz tan grandes como para destruir el mismo.

No obstante la idea original resultaba muy interesante y el problema fue replanteado teóricamente en los mismos términos por K. J. Le Couteur³⁾ lográndose la aplicación del mismo con éxito al sincrociclotrón de la Universidad de Liverpool⁴⁾ con un rendimiento de extracción del 3% del haz interno. La dispersión en energía del haz extraído no era medible. Una vez enfocado el haz externo se obtuvo un flujo de protones unas 1000 veces mayor que los obtenidos en máquinas similares.

El método aplicado en Liverpool llamado método lineal regenerativo consiste como dijimos en un campo magnético con gradiente negativo llamado "peeler" y otro con gradiente positivo llamado regenerador. Ambos campos tienen un ancho angular finito y comienzan a actuar a partir de cierto radio. La teoría muestra que es posible construir dichos campos de modo tal que pueda inducirse oscilaciones radiales del haz cuya amplitud crezca exponencialmente mientras que la amplitud de las oscilaciones verticales del mismo siga una ley periódica manteniéndose acotada. Para lograr esto es necesario que la acción del sistema "peeler" regenerador sobre una órbita dada se realice en una fase constante de la misma. Vale decir que es necesario conseguir primero detener la precesión de los nodos de la órbita, de modo tal que una vez fijos estos, puesto que el "peeler" y el regenerador están colocados en azimuts fijos, su acción se realizará a fase constante.

El "peeler" está formado por una pieza de acero en forma de V puesta en el plano medio magnético de la máquina, produciendo una depresión magnética cuyo gradiente es de $-0,3 \text{ kG/cm}$. Cuando una partícula de energía dada pasa por las inmediaciones del mismo se encuentra repentinamente en una zona de campo magnético más débil que el campo original de la máquina; como la partícula no gana energía al cruzar el "peeler" debe deformar su trayectoria aumentando el radio de curvatura de la misma hasta restablecer la igualdad $BR = \text{constante}$. Tomando un péndulo como modelo del movimiento radial de la partícula⁵⁾ diríamos que el "peeler" le da un impulso hacia afuera.

3) K.J. Le Couteur, Proc. Phys. Soc. 64 B, 1073 (1951); 66B, 25 (1953)

4) A.V. Crewe y J.W.G. Gregory, Proc. Roy. Soc. Lond. 232A, 242 (1955)

5) D. Bohm y L. Foldy, Phys. Rev. 72, 649 (1947).

Cuando la partícula deja el "peeler" recorre un cierto trecho en el campo original del sincrociclotrón y alcanza la región en que está el regenerador. Allí se encuentra con un campo más intenso que el normal, formado por dos bloques de acero puestos simétricamente respecto del plano medio magnético del sincrociclotrón produciendo un gradiente de 0,5 kG/cm. Entonces el radio de curvatura de la trayectoria que sigue la partícula disminuye en forma brusca; el péndulo recibe un impulso hacia adentro. Combinando los campos y el azimut relativo del "peeler" y del regenerador en forma apropiada es posible conseguir que la acción de los mismos sobre la órbita de una partícula, se realice en una fase constante del movimiento radial y en una fase variable del movimiento vertical. En el modelo pendular diremos que hay resonancia entre la frecuencia de los impulsos y la del péndulo radial no así para el péndulo vertical. Se consigue así al cabo de un cierto número de pasajes por el sistema deflector oscilaciones radiales de algunos centímetros que permiten introducir la pared de un canal entre dos pasajes sucesivos por el mismo punto mientras que la amplitud vertical no aumenta tanto como para destruir el haz.

Una vez que esto se realizó en Liverpool surgió la idea de usar como "peeler" distribuido, el campo marginal del sincrociclotrón ya que es de gradiente negativo; aunque su valor absoluto es menor que el del "peeler" concentrado como está extendido sobre toda la circunferencia del imán de la máquina su acción puede ser equivalente a la del "peeler" concentrado. Con esto se consigue dos notables ventajas: 1) La extracción puede realizarse desde un radio mayor que en el caso del "peeler" concentrado con la consiguiente ganancia de energía de la partícula extraída; 2) la realización práctica requiere menor cantidad de piezas a instalar dentro del imán del aparato y por tanto menor obstáculo para el haz.

La aplicación de este método de extracción debido a Le Couteur y llamado método no lineal regenerativo se realizó por primera vez en el sincrociclotrón de 170" de la Universidad de Chicago en 1956 ⁶⁾ obteniéndose una corriente del haz extraído del 3% circulante interno. Para el sincrociclotrón de Buenos Aires se adoptó este último método por las ventajas anotadas.

Siguiendo en líneas generales el artículo de Le Couteur ⁷⁾ expon-dremos a continuación con más detalle el método regenerativo no lineal.

6) A.V. Crewe y U.E. Kruse, Rev. Sci. Inst. 27, 5 (1956).

7) K.J. Le Couteur y S. Lipton, Phil. Mag. 46, 1265 (1955).

Sea θ el azimut de una partícula ρ y z , su desplazamiento radial y vertical respecto de una órbita sincrónica (aquella en la cual comienza a actuar el sistema deflector) cuyo radio es r_0 y donde el campo magnético es H_0 . En cada punto por el que pasa una partícula está siendo acelerada el campo $\vec{H} = \vec{H}(r, z)$ (r, z coordenadas cilíndricas con origen en el centro del imán) tiene una componente radial y otra vertical.

Planteando para el movimiento de la partícula en el campo marginal del ciclotrón las ecuaciones de Lorentz y desarrollando el campo magnético en serie de Taylor alrededor del punto $\rho = 0; z = 0$, se llega al siguiente sistema de ecuaciones diferenciales no lineales acopladas.

$$\text{movimiento radial: } \rho'' + \rho + \frac{r_0}{H_0} \partial_r H_0 \left(1 + \frac{2\rho}{r_0}\right) \rho + \frac{1}{2} \frac{r_0}{H_0} \partial_r^2 H_0 (\rho^2 - z^2) + \frac{\rho^2}{r_0} = 0 \quad (1)$$

$$\text{movimiento vertical: } z'' - z \frac{r_0}{H_0} \partial_r H_0 - \rho z \left(\frac{r_0}{H_0} \partial_r^2 H_0 + \frac{2}{H_0} \partial_r H_0 \right) = 0$$

donde:

$$\rho'' \equiv \frac{d^2 \rho}{d\theta^2} \quad ; \quad z'' \equiv \frac{d^2 z}{d\theta^2} \quad \partial_r H_0 \equiv \left(\frac{\partial H}{\partial r} \right)_{r=r_0} \quad \partial_r^2 H_0 \equiv \left(\frac{\partial^2 H}{\partial r^2} \right)_{r=r_0}$$

Este sistema no puede al parecer, integrarse analíticamente; además un examen numérico resultaría largo y tedioso. Para poder predecir el comportamiento de una partícula se recurre entonces a aproximaciones. La primera es considerar que el radio r_0 de la última órbita sincrónica antes de la deflexión ha sido elegido de manera que para $r < r_0$ ($\rho < 0$) la derivada segunda del campo es prácticamente nula y las ecuaciones (1) se reducen a las de oscilaciones tipo betatrón planteadas por Kerst y Serber⁸⁾.

$$\rho'' + \Omega^2 \rho = 0 \quad z'' + \omega^2 z = 0 \quad (2)$$

8) D.W. Kerst y R. Serber, Phys. Rev. 60, 53 (1941).

donde $\Omega = \sqrt{1-n}$ es la frecuencia de la oscilación radial, $\omega = \sqrt{n}$ la de la oscilación vertical medidas en ciclos por revolución orbital, y como es costumbre $n = -\frac{r}{H} \frac{\partial H}{\partial r}$.

Para la zona $\rho > 0$, la variación de n con el radio es muy fuerte por lo que hay que tomar el sistema (1) con los términos no lineales. Lo escribimos en la forma siguiente:

$$\begin{aligned} \rho'' + \Omega^2 \rho (1 - \alpha \rho) + \beta z^2 &= 0 \\ z'' + (\omega^2 + \gamma \rho) z &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

Para determinar los coeficientes α , β y γ a partir del sistema (1) no se toman los valores verdaderos de n y su derivada sino que se aproxima la curva de n con dos rectas en la forma que se ve en la fig. 1. La intersección de ambas define r_0 , el radio de extracción, que se encuentra muy cerca del punto de inestabilidad $n = 0,2$. Los valores aproximados de n que así se obtienen son los que se usan para escribir las ecuaciones (2) y (3)*

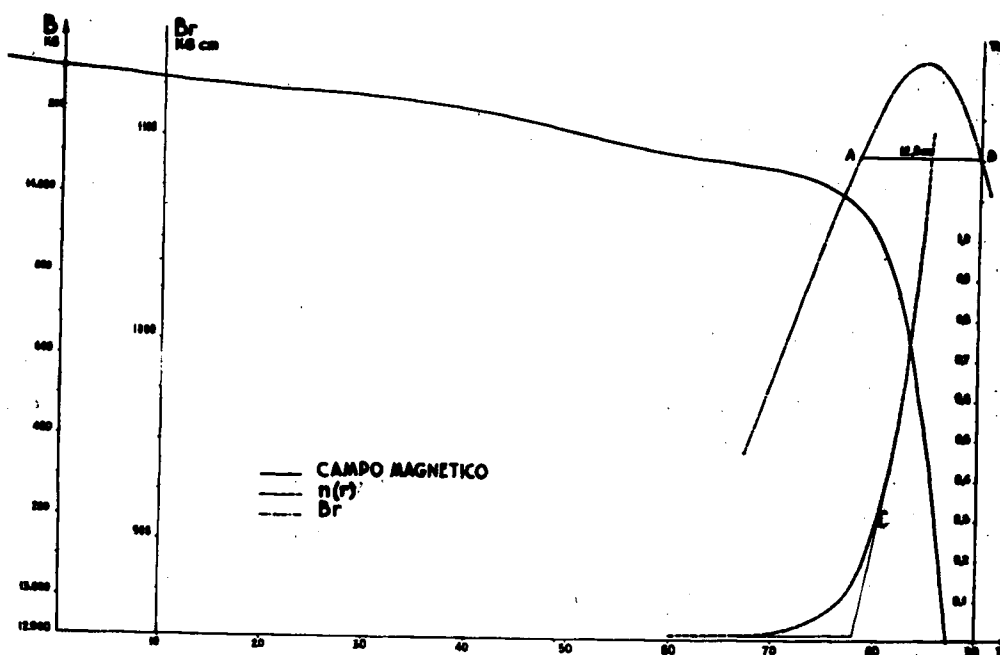


FIGURA 1.- Datos magnéticos del sincrociclotrón

*) De acuerdo con los resultados experimentales la aproximación introducida parecería equivaler a tener en cuenta el comportamiento de un gran número de partículas.

Parece más conveniente usar para el coeficiente α la relación $\alpha = \frac{1}{AB}$ donde AB se determina como indica la fig. 1. De este manera se obtiene un coeficiente ligeramente distinto que el calculado con la aproximación de dos rectas, pero que tiene un importante significado físico; por la forma de la primera de las (3) se ve que cuando $\rho = \alpha^{-1} = AB$ la fuerza elástica de restauración radial se anula en el plano medio. Quiere decir que si mediante el sistema deflector pudiera inducirse sobre una partícula cuya órbita sincrónica tiene radio r_0 oscilaciones tan grandes como para alcanzar el radio correspondiente al punto B manteniéndose cerca del plano medio dicha partícula escaparía del ciclotrón sin necesidad de canal magnético. La dirección de salida está determinada por la fase radial de la partícula y como hemos dicho que el deflector regenerativo funciona por estabilizaciones de fase radial, el haz saldría en una dirección determinada. Esto no puede lograrse en nuestra máquina debido a las limitaciones geométricas y magnéticas de la misma.

El campo perturbador H_q de ancho angular Θ_q es nulo para $\rho < 0$ y crece según una ley dada para $\rho > 0$. Le Couteur ³⁾ ha mostrado que el campo regenerador puede reducirse siempre a una perturbación magnética de amplitud infinitamente pequeña. Según esto la acción del regenerador consiste en variar la amplitud del movimiento cambiando el valor de la derivada sin cambiar el del desplazamiento. Podemos definir entonces la acción del regenerador así:

$$\Delta \rho = (\rho')_{\text{sal}} - (\rho')_{\text{ent}} = -\Theta_q \frac{r_0}{H_0} H_q \left(1 + \frac{\rho}{r_0}\right)^2 \equiv -T_r \rho \quad (4)$$

$$\Delta z' = (z')_{\text{sal}} - (z')_{\text{ent}} = \Theta_q \frac{r_0}{H_0} \delta_r H_q \left(1 + \frac{\rho}{r_0}\right) z \equiv T_v z \quad (5)$$

que definen T_r y T_v las intensidades radial y vertical del campo regenerador.

Si H_q es una función no lineal de ρ (en lo que sigue supondremos que es cuadrática) es $T_v \neq T_r$ y se tiene un parámetro extra para ajustar a fin de obtener el efecto deseado.

La segunda aproximación para resolver el sistema (1) (nos quedan las ecuaciones (3)) es considerar que en la zona $\rho > 0$ la partícula se mueve radial y verticalmente con movimientos armónicos de frecuen-

cias efectivas Ω' y ω' respectivamente que serán función de la amplitud radial. Si tomamos $\Omega (1 - 0,0833 \rho)^{\frac{1}{2}}$ y $(\omega^2 + 0,14 \rho)^{\frac{1}{2}}$ como "frecuencias instantáneas" de las oscilaciones radial y vertical respectivamente, las frecuencias medias o efectivas para $\rho > 0$ pueden expresarse mediante las fórmulas aproximadas.

$$\frac{1}{\Omega'} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\Omega} + \frac{1}{\Omega \sqrt{1-0,0833}} \right) \quad (6)$$

$$\omega' = 0,24 \omega + 0,76 (\omega^2 + 0,14 \rho)^{\frac{1}{2}} \quad (7)$$

cuya representación se muestra en la fig. 2.

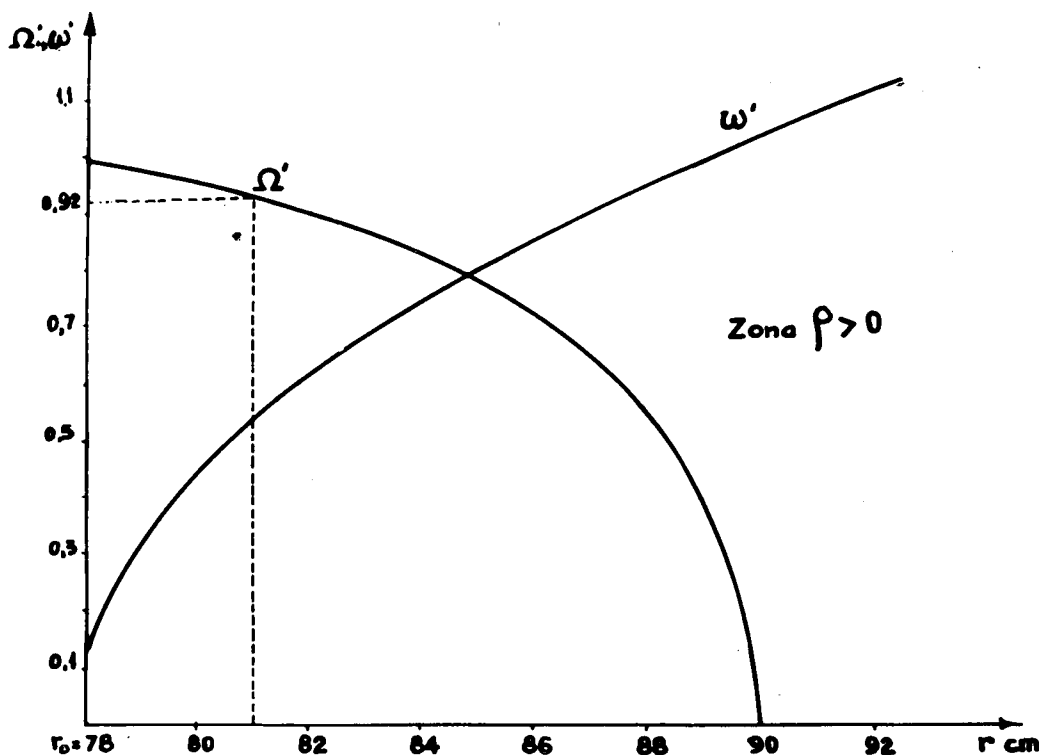


FIGURA 2.- Frecuencias efectivas para las oscilaciones radial y vertical (en ciclos por revolución).

En el punto N_1 la partícula vuelve a cruzar el radio r_0 penetrando en la zona $\rho < 0$ donde su frecuencia es la "clásica" Ω . Después de recorrer un arco $k = \frac{\pi}{\Omega}$ cruza en N_2 a la zona $\rho > 0$ con frecuencia característica Ω' en donde recorre el arco h hasta entrar en el regenerador.

El arco total recorrido fuera del regenerador (prácticamente igual a 2π si θ_q es pequeño) es

$$f = g + \frac{\pi}{\Omega} + h \quad (9)$$

Ahora bien los ceros de la ecuación (8) son $\frac{\pi - \varphi}{\Omega}$ y $\frac{\varphi}{\Omega}$. El primero coincide con el nodo real N_1 mientras que el segundo N'_2 , distinto de N_2 , es un nodo virtual: las partículas aparecen en el regenerador como viniendo de N'_2 es decir como si en la zona $\rho < 0$ hubieran recorrido un ángulo $\frac{\pi^2}{\Omega'}$, en vez de $\frac{\pi}{\Omega}$. Podemos entonces usar en todas partes la frecuencia Ω' a condición de reemplazar f por

$$f' = g + \frac{\pi}{\Omega'} + h = f + \frac{\pi}{\Omega'} - \frac{\pi}{\Omega} = 2\pi + \pi\left(\frac{1}{\Omega'} - \frac{1}{\Omega}\right) \quad (10)$$

Por lo tanto dado un r_0 quedan determinados ω , n y Ω ; dando además Ω' y la componente T_r del campo regenerador queda determinada la ganancia radial, definida por

$$e^\wedge = \frac{\rho_{m+1}}{\rho_m} \quad (11)$$

mediante la ecuación:

$$\cosh \wedge = \cos \Omega' f' - \frac{T_r}{2\Omega'} \sin \Omega' f' \quad (11a)$$

Como se dijo más arriba g está determinada por

$$g = \frac{\pi - \varphi}{\Omega'} \quad (12)$$

en donde φ está dado por

$$\operatorname{otg} \varphi = \frac{e^\wedge - \cos \Omega' f'}{\sin \Omega' f'} \quad (13)$$

Las figuras 4 y 5 representan respectivamente a $e^{\wedge}$ y g en función de T_r para distintos valores de Ω'

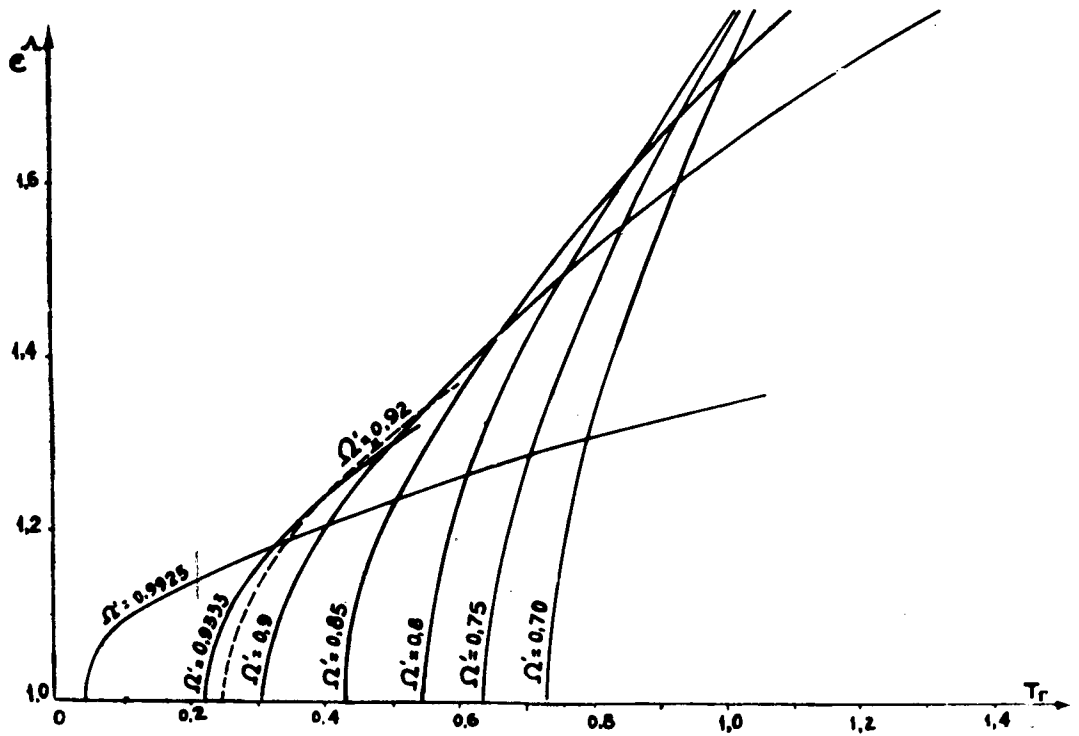


FIGURA 4.- Ganancia radial en función del campo regenerador.

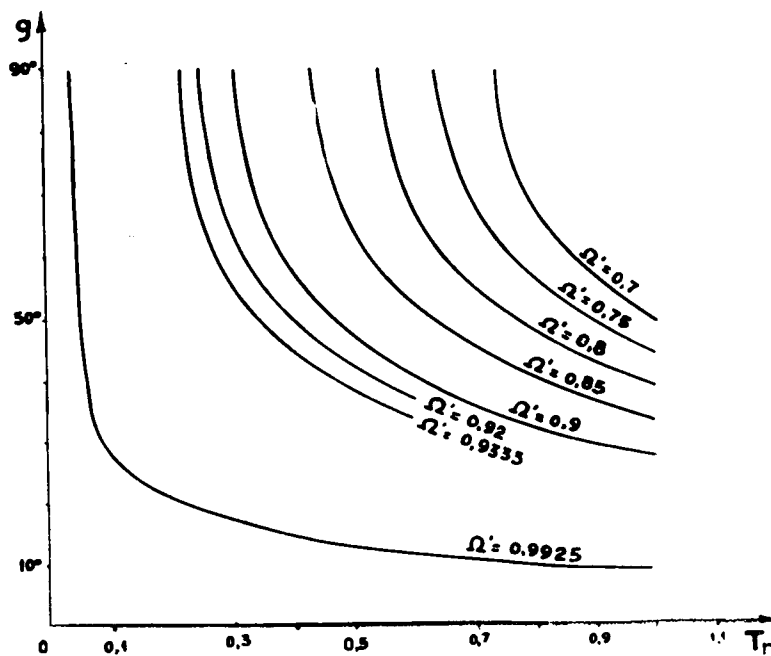


FIGURA 5.- Azimut del primer nodo en función del campo regenerador.

El movimiento vertical

Simultáneamente con la acción sobre el movimiento radial, el regenerador ejerce una acción sobre el movimiento vertical que se traduce en general en un incremento de la amplitud de oscilación. Esta posibilidad de desenfoque vertical debe ser cuidadosamente analizada so pena de perder el haz contra el techo y piso de la cámara de vacío durante el proceso de extracción.

La acción combinada del regenerador y el campo original del sincrociclotrón ejercida sobre el movimiento vertical de una partícula durante una vuelta puede representarse mediante una matriz:

$$\begin{vmatrix} z \\ z' \end{vmatrix}_{m+1} = A \begin{vmatrix} z \\ z' \end{vmatrix}_m = \begin{vmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{vmatrix} \begin{vmatrix} z \\ z' \end{vmatrix}_m \quad (14)$$

Puede mostrarse ³⁾ que la condición de estabilidad vertical del haz es que los autovalores de la matriz A sean de la forma $e^{\pm i\lambda}$ con λ real.

Por invariancia de la traza de una matriz se tiene

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} (\alpha + \delta) &= \cos \lambda = \\ \cos (\omega k + \omega' g + \omega' h) - \frac{(\omega' - \omega)^2}{2\omega\omega'} \sin \omega k \sin \omega(g+h) \\ + \frac{T}{2\omega'} \left\{ \sin (\omega k + \omega' g + \omega' h) + \frac{(\omega' - \omega)^2}{2\omega\omega'} \sin \omega k \cos \omega'(g+h) \right. \\ \left. + \frac{\omega'^2 - \omega^2}{2\omega\omega'} \sin \omega k \cos \omega'(h-g) \right\} \end{aligned} \quad (15)$$

y la condición de estabilidad se escribe entonces

$$|\cos \lambda| < 1$$

Aún satisfecha esta condición habrá un aumento del tamaño vertical del haz que está dado ³⁾ por el factor:

$$\frac{h_{\max}}{h_0} = \left[\frac{1 + \cos \xi}{1 - \cos \xi} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

donde h_0 es la altura del haz antes de iniciarse la acción del regenerador y ξ está definido por

$$\text{sen } \xi = \frac{2 \text{ sen } \lambda}{\beta \omega - \frac{\gamma}{\omega}} \quad (17)$$

donde

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}(\beta \omega - \frac{\gamma}{\omega}) &= \text{sen } (\omega k + \omega' g + \omega h) + \frac{(\omega' - \omega)}{2 \omega \omega'} \cos \omega k \text{ sen } \omega (g+h) \\ - \frac{T_v}{2 \omega'} &\left\{ \cos (\omega k + \omega g + \omega' h) + \left(\frac{\omega - \omega'}{2 \omega \omega'} \right)^2 \cos \omega k \cos \omega' (g+h) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\omega'^2 - \omega^2}{2 \omega \omega'} \cos \omega k \cos \omega' (h - g) \right\} \quad (18) \end{aligned}$$

La fig. 6 muestra $\cos \xi$ en función de T_v ; ella determina la magnitud esencial a considerar para lograr una extracción con eficiencia razonable. Este gráfico se refiere a las zonas $\rho > 0$ y $\rho < 0$ de modo que puede verse claramente como varía el haz en su dimensión vertical durante la extracción.

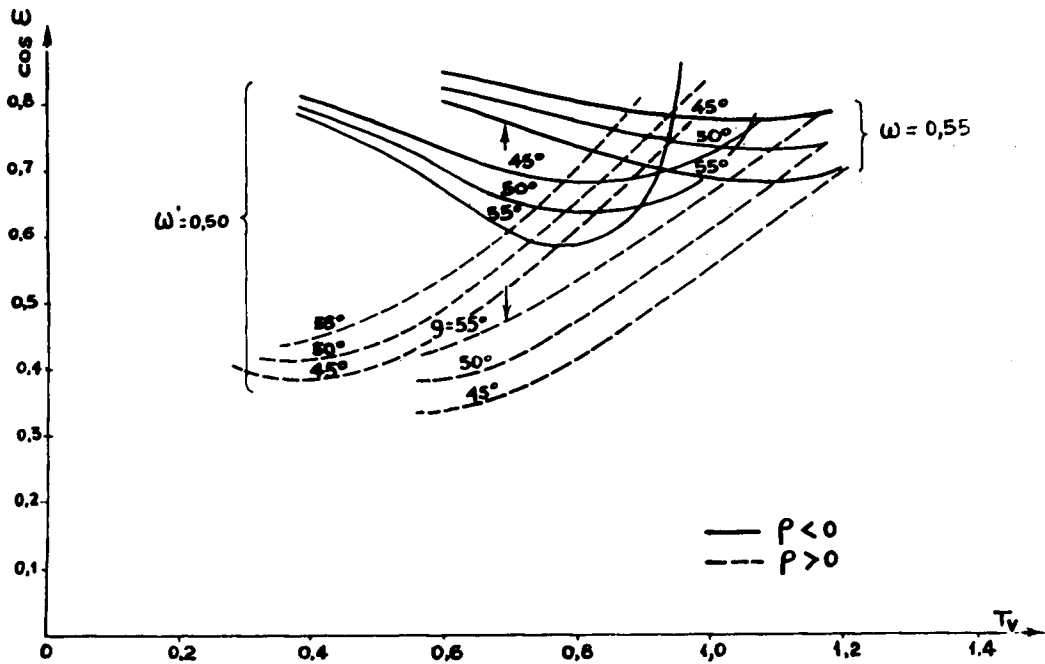


FIGURA 6.- Parámetro de desenfoque vertical en función del campo regenerador.

Con los gráficos anteriores debe buscarse ahora un compromiso tal que nos permita elegir un regenerador cuya acción haga compatible el movimiento radial inestable con el movimiento vertical de amplitud acotada.

Consideremos un regenerador de la forma:

$$T = \theta_q \frac{r_o}{H_o} H_q(\rho) = a \rho + b \rho^2 \quad (19)$$

Reemplazando esta expresión en las definiciones (4) y (5) y despreciando términos de grado dos o mayor, resulta:

$$T_r = a + (b + 2 a/r_o) \rho \quad (20)$$

$$T_v = a + (2b + 2 a/r_o) \rho = T_r + b \rho \quad (21)$$

De la fig. 1 resulta como vimos antes $r_o = 78$ cm; la acción regenerativa debe cumplirse con una amplitud máxima de 3-3.5 cm debido al poco espacio disponible dentro de la cámara de aceleración.

Con este dato la fig. 2 nos da como máximos valores posibles de ω' y Ω'

$$\begin{aligned} \omega' &= 0,55 \\ \Omega' &= 0,92 \end{aligned} \quad (22)$$

Para intercalar la pared de un canal entre dos órbitas sucesivas es necesario que haya entre ellas una distancia del orden del centímetro. Supongamos que deseamos entre dos órbitas sucesivas 0,7 cm. Luego resulta por la definición (11) de ganancia radial.

$$\begin{aligned} 0,7 &= \rho_{m+1} - \rho_m = \rho_m (e^{\wedge} - 1) \\ e^{\wedge} &= 1 + \frac{0,7}{\rho_m} \simeq 1 + \frac{0,7}{3,5} = 1,2 \end{aligned} \quad (23)$$

La fig. 4 muestra que para obtener $e^{\wedge}$ próximo a 1.2 con $\Omega' = 0,92$ debe ser $T = 0,35$ y la fig. 5 dice que para esos valores es $g = 55^\circ$. Con estos datos podemos estudiar el movimiento vertical. La fig. 6 muestra que para $\omega = 0,55$ y $g = 55^\circ$ resulta $T_v = 0.7$.

Resolviendo el sistema (20)-(21) resulta con estos datos $a = 0$, $b = 0,11$. Como era de prever por el valor pequeño de n en esta máquina las condiciones de enfoque vertical son críticas y según este análisis permiten la elección de a y b dentro de un rango muy estrecho de valores alrededor de uno determinado.

Considerando la acción del regenerador sobre el movimiento radial vemos que para pequeñas amplitudes debe ser $a \gg n\pi$ siendo n el valor aproximado para $r = r_0$. Este criterio está basado en las siguientes consideraciones. Como se ve en la fig. 7 el adelanto de fase $\Delta\varphi$ del movimiento radial es $n\pi$ para pequeñas oscilaciones y es este adelanto el que tiene que compensar el regenerador para detener la precesión de los nodos.

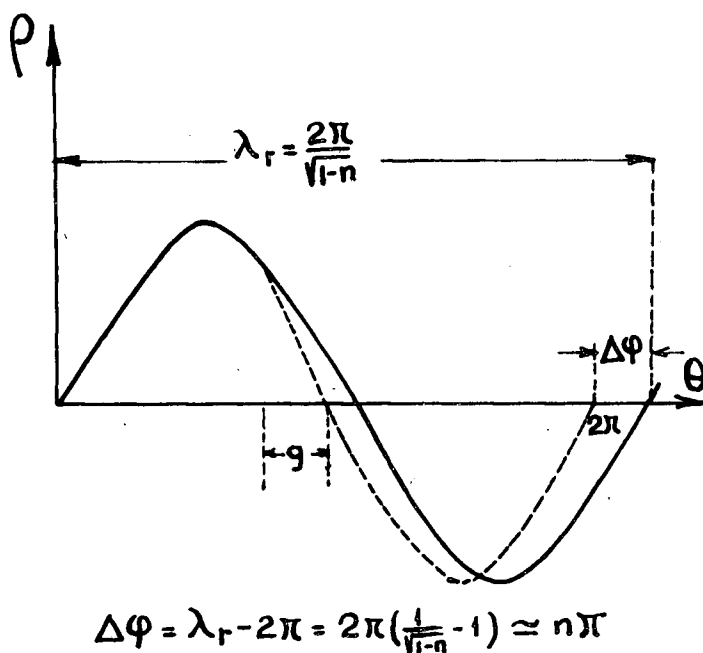


FIGURA 7.- Adelanto de fase del movimiento radial para pequeñas oscilaciones.

Ahora bien según (4) y (20) es para pequeñas amplitudes

$$a = - \frac{\Delta \rho'}{\rho}$$

Por otro lado tenemos que

$$\text{ctg } \varphi = \frac{\rho'}{\rho}$$

Por consiguiente

$$a = \frac{\Delta \varphi}{\text{sen }^2 \varphi} \gg \Delta \varphi = n \pi$$

En nuestro caso $n \pi = 0,047$; elegimos $a = 0,05$ de modo que resulta un regenerador de la forma:

$$T = 0,05 \rho + 0,11 \rho^2 \quad (24)$$

Parte experimental

a) Campo regenerador

Observando la fig. 1 puede verse que la aproximación de $n(r)$ por dos rectas es muy grosera. En nuestra máquina la caída de la curva $H(r)$ en la zona marginal no es lo suficientemente rápida como para lograr una función $n(r)$ que pueda ajustarse bien con dos rectas. La zona importante para la extracción está comprendida en un entorno de unos 3.5 cm hacia ambos lados del radio r_0 , en donde precisamente la curva $n(r)$ presenta una amplia "rodilla" quedando una cierta ambigüedad en la elección de los coeficientes a y b . Según estas consideraciones el campo definido por la (24) resulta más bien débil. Esto fue corroborado mediante dos cálculos de órbitas realizados para condiciones iniciales dadas en la máquina de tarjetas perforadas IBM 602 A y

con el método del Apéndice I. En estos cálculos se resolvió numéricamente el sistema (1) con los valores reales de n y su derivada.

Por lo tanto se pensó ensayar otro regenerador más intenso para pequeños valores de ρ , tomando como valor medio $n = 0,06$. Se construyó para ello el campo de la forma

$$T = 0,25 \rho + 0,03 \rho^2 \quad (25)$$

no observándose acción regenerativa alguna. Las mediciones parecían indicar que el campo era aún débil. El cálculo de órbitas realizado simultáneamente confirmó esto. Se ensayó entonces el campo

$$T = 0,35 \rho + 0,04 \rho^2 \quad (26)$$

correspondiente a un valor medio $n = 0,1$ con el mismo resultado negativo. Sin embargo el cálculo numérico indicó un comienzo de acción regenerativa. Se decidió entonces tomar la teoría tal cual es. Por lo tanto se ensayó el campo dado por la (24) resultando una neta acción regenerativa.

Hay una diferencia esencial entre el regenerador dado por (24) y los otros dos: mientras que el primero trabaja con partículas de amplitud radial grande, los segundos trabajan con amplitudes pequeñas. El fracaso de estos y el éxito de aquél indicaría que en promedio las amplitudes de la oscilación radial serían grandes; esto es plausible pues en esta máquina las oscilaciones verticales son fuertes y por la transferencia de energía de un modo de oscilación a otro es de suponer que se tendrá lo mismo en el movimiento radial. Por otra parte en la teoría se supone que la partícula no gana energía a partir de su entrada en el sistema deflector y en nuestra máquina la variación de energía durante el proceso regenerativo se puede estimar en un 3 ó 4%. En definitiva los errores introducidos por las aproximaciones de la teoría se cancelarían mutuamente resultando un buen criterio la aproximación de las dos rectas para describir el comportamiento de un elevado número de partículas.

El campo (24) se construyó mediante dos bloques de hierro Armco puestos simétricamente respecto del plano medio (fig.8). Para estudiar la acción regenerativa se colocó un blanco de prueba a una fase de unos 40° respecto del nodo determinado por el regenerador.

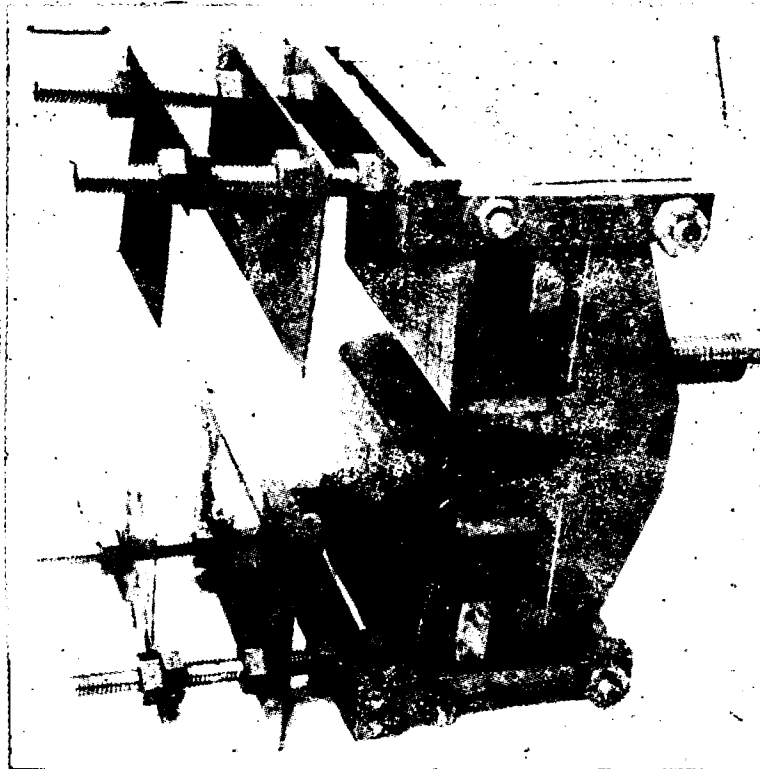


FIGURA 8.- Vista del regenerador con su soporte de bronce y los correctores magnéticos.

El blanco que sirve para medir la ganancia radial producida consiste en dos chapas aisladas que actúan una como detector y otra como colector para el haz (fig. 9). Toda partícula que llega al detector tiene necesariamente una ganancia radial mayor o igual que $\Delta \rho = 7 \text{ mm}$

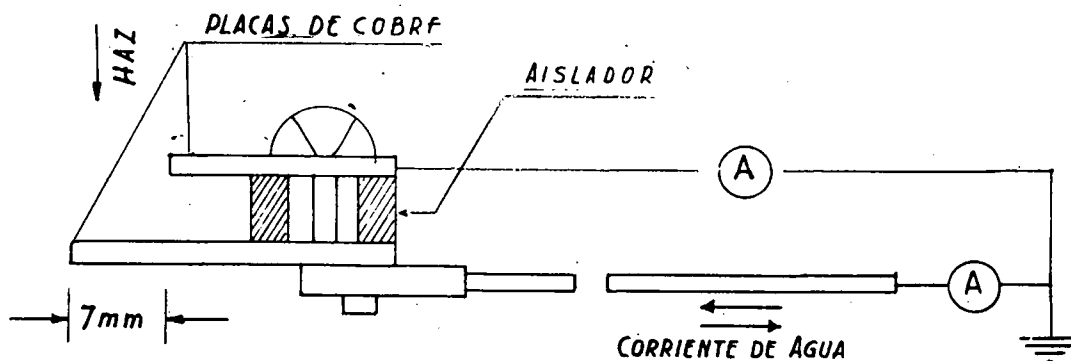


FIGURA 9.- Blanco de prueba usado para determinar la ganancia radial.

Se colocó el regenerador en un radio arbitrario pero de modo tal que r_0 fuera próximo a 78 cm. El regenerador tiene un tornillo pasando a través de la cámara de vacío permitiendo que los bloques de hierro puedan moverse desde fuera sin destruir el vacío. El blanco de prueba también puede desplazarse radialmente. La fig.10 muestra una típica respuesta de la corriente en el detector cuando se varía el radio del blanco para distintas posiciones fijas del regenerador y manteniendo constante el funcionamiento normal del equipo.

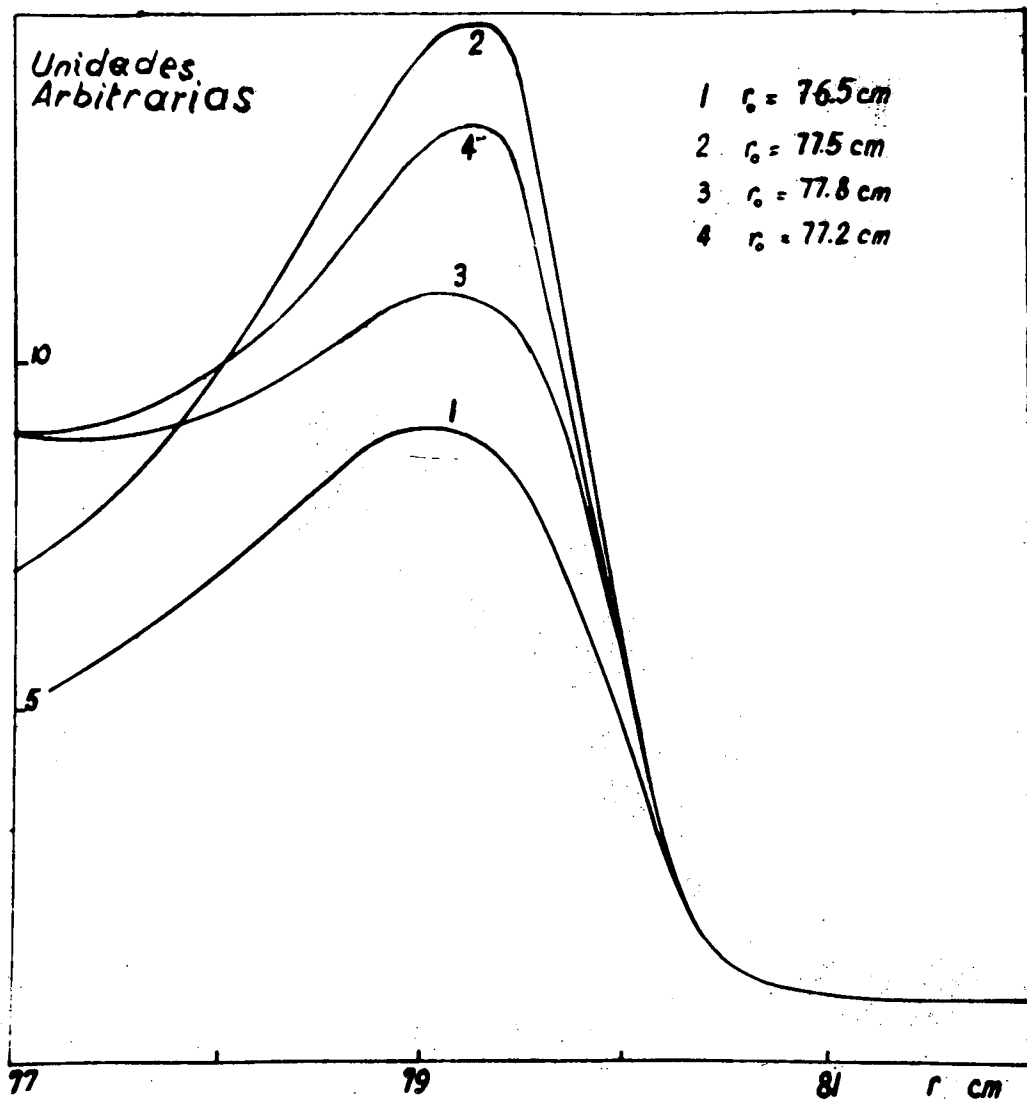


FIGURA 10.- Corrientes en el detector en función del radio para diversas posiciones del regenerador.

Se comprobó como radio de extracción $r_0 = 77$ a $77,5$ cm; esto corresponde según los valores de H_r a una energía del haz de 29 Mev. Una vez observada la acción regenerativa se optimizó la misma corriendo el plano medio magnético de la máquina llevándolo a coincidir con el plano medio magnético del regenerador; se usó para ello un shunt en la bobina inferior del ciclotrón. Luego se ajustó el campo magnético total corrigiendo la corriente de excitación del electroimán.

La distancia obstáculo era de 7 mm; las autoradiografías de un blanco convencional muestran una ganancia radial de hasta 1,5 cm.

Para construir el regenerador se dimensionaron los bloques mediante el mismo método usado para los correctores *). El campo se midió con un fluxímetro electrónico †) provisto de integrador, la fig. 11 muestra una típica curva obtenida en una barrida azimutal entre los bloques del regenerador.

Por definición es **)

$$T = a \rho + b \rho^2 = \frac{r_0}{H_0} \int_0^{2\pi} \Delta H(\rho, \theta) d\theta \quad (27)$$

En la práctica la integración no se realiza sobre toda la circunferencia sino sobre un intervalo del orden de 1 radián alrededor del azimut del regenerador.

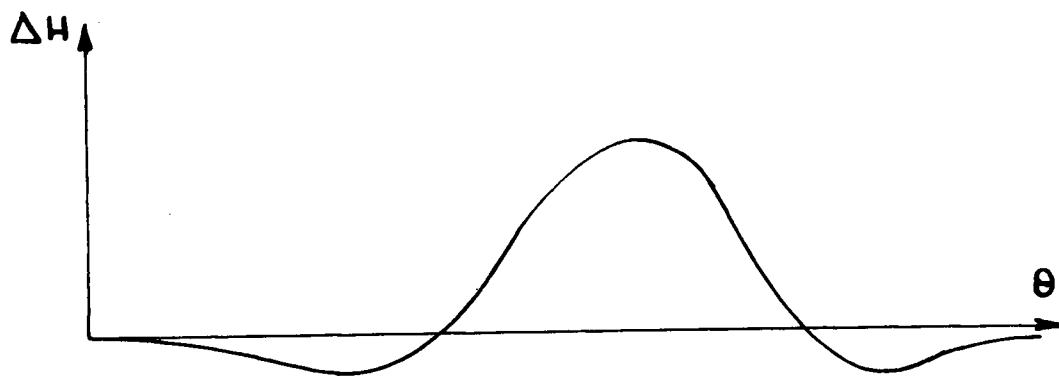


FIGURA 11.- ΔH en función del azimut para un radio fijo.

*) Apéndice II

†) Apéndice III

***) Esta definición de T tiene en cuenta el hecho de que H_0 como función de θ no es una función escalón como se consideró en [19].

Representando $\int \Delta H d\theta$ en función de ρ hay que buscar una función que ajuste lo mejor posible al campo (24). Esto se consigue modificando el campo de los bloques mediante correctores diseñados en forma convencional *). La fig. 12 muestra el campo obtenido con los correctores. Las diferencias con respecto al valor teóricamente deseable son de unos 300 Gauss-grado, lo cual está dentro de los límites de precisión del fluxímetro.

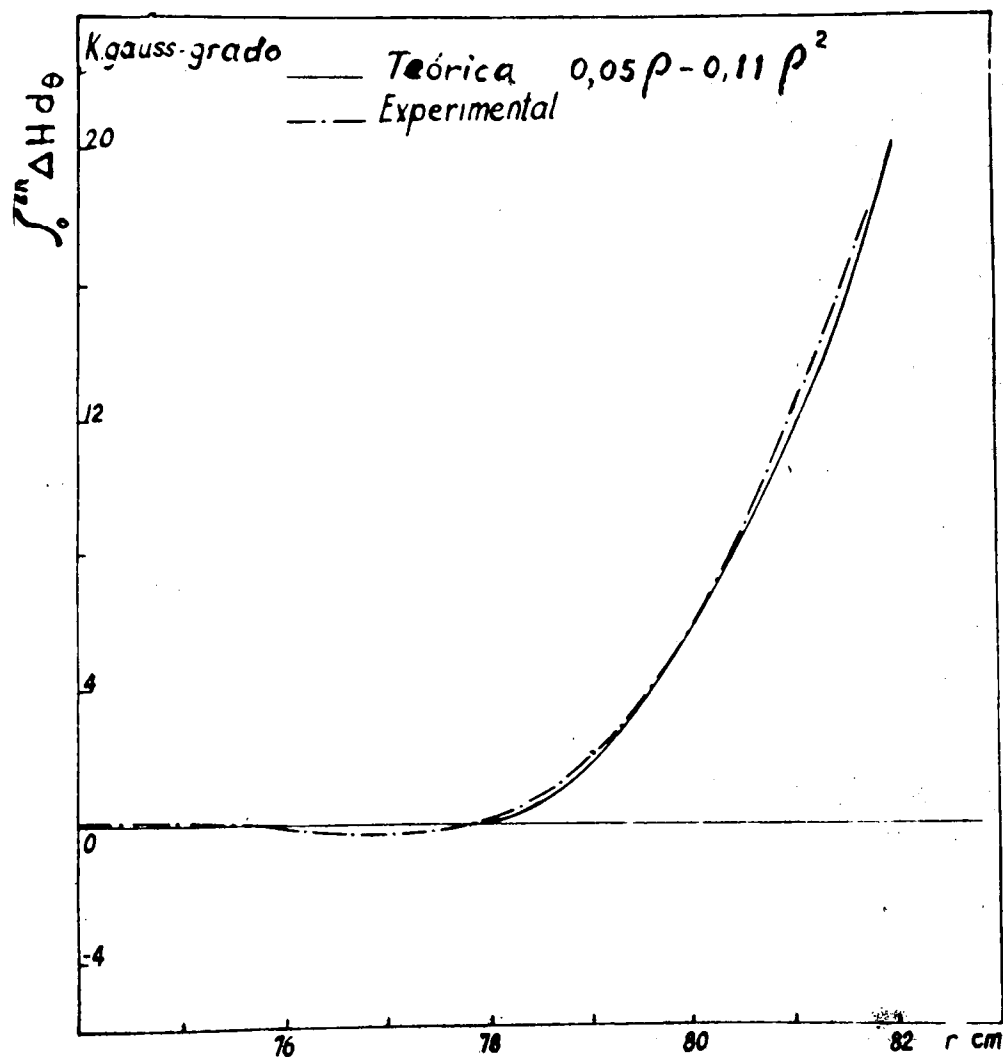


FIGURA 12.- Campo del regenerador

*) Apéndice II.

b) Canal electrostático *)

Con el regenerador (24) la ganancia radial promedio es de unos 10mm. Esto hace imposible la instalación de una pared magnética entre órbitas sucesivas ya que no solamente debe considerarse el espesor de la misma sino también una cierta zona junto a ella en la cual el campo magnético original no puede restaurarse mediante los correctores.

En consecuencia se pensó que una solución apropiada al respecto es la de emplear un deflector electrostático de pared suficientemente delgada como para ponerla cómodamente entre dos órbitas sucesivas de modo que desvíe el haz en unos 3 cm; esto es suficiente como para instalar a continuación un canal magnético que conduzca las partículas fuera del tanque de vacío de la máquina.

La cara interior del canal ^{†)} está a tierra y su parte inicial es tá constituida por una chapa de molibdeno de 1 mm de espesor. Dicha chapa está sostenida por una pieza de cobre convenientemente refrigerada por agua. La cara exterior del canal, refrigerada por aceite, es tá polarizada a - 70 kV y la distancia entre caras es de unos 9 mm ob teniéndose así un campo eléctrico deflector de unos 80 kV/cm que simu lan una depresión magnética de 1.5 kG.

La boca del canal se halla en una fase de unos 35° respecto del nodo y a un radio de 79.5 cm que es la zona del máximo observada en la fig. 10.

El canal se montó sobre una chapa de bronce pivotada en la boca de entrada y con un tornillo en la cola que atraviesa la cámara de va cío del ciclotrón. Con esto es posible ajustar la posición radial de la cola del canal hasta obtener un máximo de corriente extraída. La medición de ésta se realiza mediante una chapa aislada y un microamperímetro. Una vez encontrada la mejor posición radial se optimizó la corriente deflectada variando la tensión aplicada al canal ^{†)}.

*) Apéndice IV

†) Una descripción más detallada del canal electrostático puede verse en el Apéndice V.

c) Canal magnético

El canal magnético está constituido por tres secciones construídas con chapas rectas verticales de hierro Armco, de dimensiones variables (fig. 13). Debido a que el tamaño vertical del haz es relativamente considerable se empleó un canal de 8 cm de altura. La primera sección está calculada para una depresión de campo de 4.5 kG en el centro del canal; la longitud de las diversas secciones del canal está calculada con un método similar al usado para dimensionar el canal electrostático *). Las secciones segunda y tercera están calculadas para una depresión de campo de 7.3 kG.

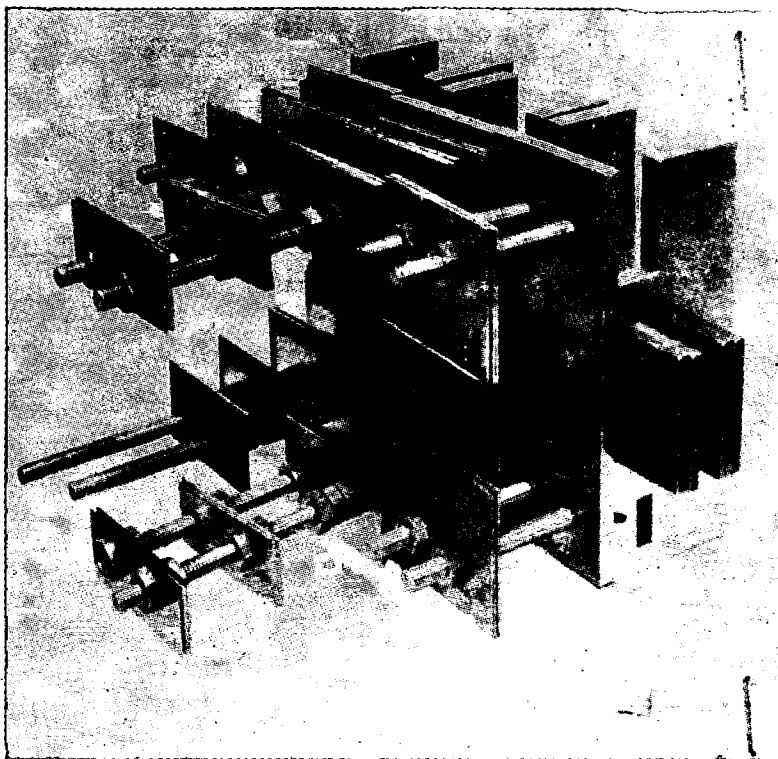


FIGURA 13.- Canal magnético con correctores.

Los correctores magnéticos para el canal se dimensionaron colocando las paredes del mismo normalmente a un radio del ciclotrón corrigiendo cada sección independientemente. Sin embargo cuando se colocó el canal en su posición verdadera orientado según la técnica del mlo†)

*) Apéndice IV

†) Apéndice VI

y se puso el regenerador en su lugar se comprobó la necesidad de recorregir el campo ya que los correctores originales eran insuficientes. Esto se debe a que en la orientación adecuada el canal magnético se encuentra en una posición muy diferente que cuando sus paredes son normales a un radio del imán. Además la presencia del regenerador produce una cierta perturbación sobre el canal de modo que todo el conjunto debe corregirse convenientemente hasta lograr que el campo efectivo fuera del canal sea estrictamente el producido por el regenerador superpuesto al campo original del ciclotrón.

La posición final del canal magnético es la dada según la técnica del hilo. Con nuestra geometría sería muy engorroso ajustar el mismo moviéndolo desde fuera de la cámara para lograr en máximo de corriente exterior, por lo que ello no ha sido hecho.

En los primeros ensayos resulta un rendimiento de extracción de 2 a 3 % del haz circulante midiendo la corriente extraída con un blanco de cobre aislado y un microamperímetro.

La fig. 14 muestra la ubicación del sistema deflector dentro de la máquina y el laboratorio a donde debe ser conducido el haz extraído.

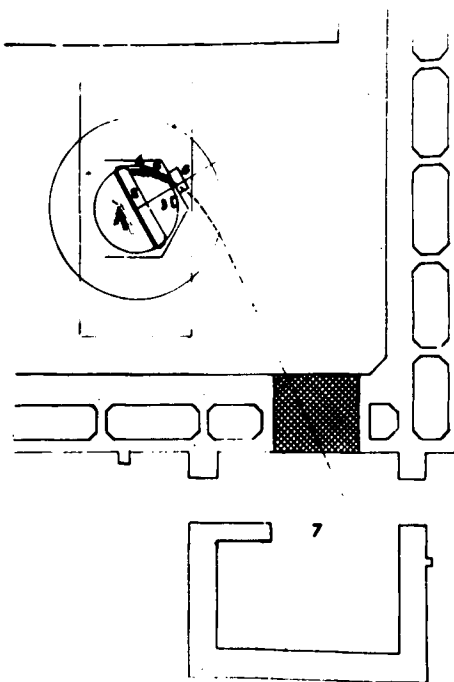


FIGURA 14.- Planta del recinto de la máquina. 1 D de alta tensión; 2 falsa D; 3 regenerador; 4 canal electrostático; 5 canal magnético; 6 exclusiva de la fuente de iones desde donde se llevará el haz extraído hasta 7 pieza de experimentación.

Nota agregada durante la impresión. En el proceso posterior de optimización del sistema deflector se introdujo cambios en el canal magnético con el objeto de mejorar sus condiciones de enfoque. Esto determinó una nueva distribución de los correctores magnéticos, resultando que la pendiente de $\int_0^{2\pi} \Delta H d\theta$ para el conjunto canal-regeneradores más abrupta en las cercanías de r_0 . Según las mediciones el campo es $T = 0,24 \rho + 0,11\rho^2$, que no coincide con ninguna de las (24), (25) y (26). Hay que tener en cuenta que esta perturbación se extiende sobre un sector de aproximadamente 50° , situación ésta que la teoría no trata. Las mediciones de ganancia radial permiten estimar que en esta nueva situación alrededor del 80 % del haz interno sufre la acción regenerativa.

VI - SISTEMA DE RADIO FRECUENCIA

Está formado por un triodo TW 12/20 oscilando en un circuito Meissner en el cual el circuito tanque está formado por una línea coaxial resonante de media onda, terminada en un extremo por el sistema de las "des" y en el otro por una capacidad concentrada (fig. 1).

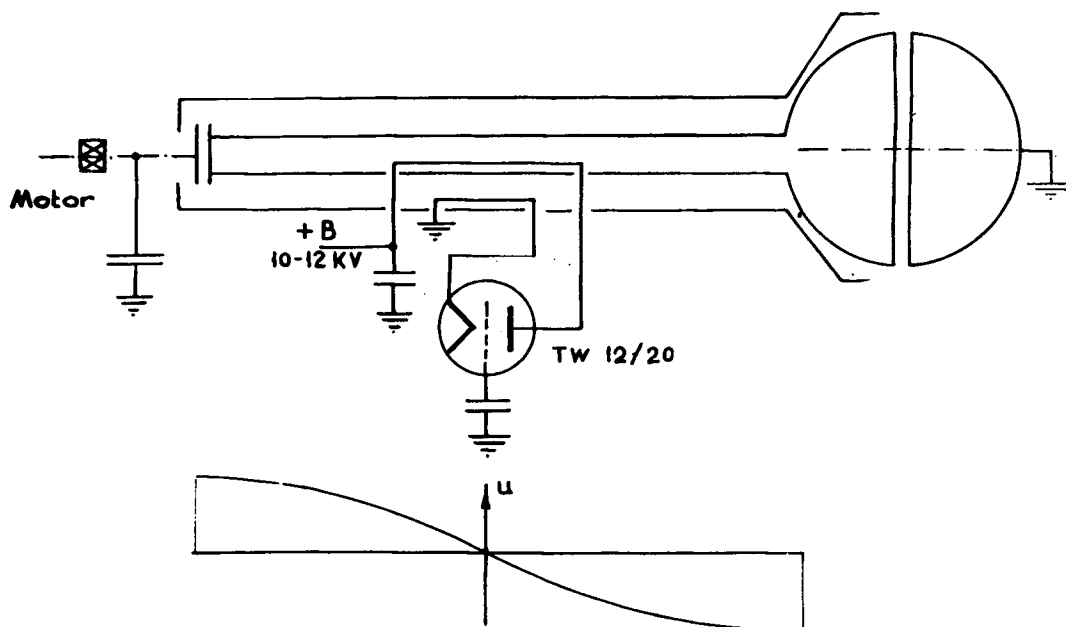


FIGURA 1.- Esquema del circuito de radiofrecuencia y distribución de tensiones de la línea.

Al entrar en oscilación el sistema se generan ondas estacionarias correspondiendo un nodo en el centro y vientos en los extremos de la línea. De esta forma la máxima tensión, que es el doble de la tensión continua en el triodo, se encuentra en los extremos ("de" de alta tensión y modulador) 1).

Debido a las capacidades concentradas agregadas, la línea no necesita tener 15 m de longitud para resonar (media onda para 10,7 Mc/seg) sino poco más de 5 m. Estas capacidades son de aproximadamente 400 pF cada una.

1) F.A. Heyn; Philips Tech. Rev. 12, 349 (1951).

El valor de la capacidad de las "des" está fijada por detalles constructivos.

El extremo que corresponde al modulador está formado por dos condensadores en paralelo: uno cuya capacidad es aproximadamente 400 pF, es ligeramente ajustable con un servomotor para regular la frecuencia central de oscilación (máxima corriente de blanco), y el otro, rotatorio de ruedas dentadas, de capacidad máxima 64 pF, produce el 4% de modulación de frecuencia necesario para la aceleración. A causa de esta variación de capacidad en un extremo de la línea el nodo central no es fijo sino ligeramente oscilante; por este motivo los diseñadores han elegido el circuito Meissner.

El modulador, motor inclusive, gira en alto vacío y por tanto el espaciado del condensador rotativo es de sólo 6 mm, que bastan para una buena aislación. Todo el sistema está montado sobre aisladores de Kersima para evitar que las corrientes de radio frecuencia se deriven a tierra a través del eje del motor, (esto se hace con un condensador adicional ¹⁾).

Como se observa en la fig. 1 el acoplamiento y la reacción de cátodo a la línea están hechas por dos lazos: el de placa va dentro del conductor "vivo" de la línea; el de cátodo entre éste y el de masa; de esta forma se evitan acoplamientos capacitivos espúreos entre placa y cátodo y las consiguientes oscilaciones parásitas.

Por lo mismo la grilla y el lazo de placa en el extremo que va a la fuente de +B, se llevan a potencial de masa por medio de condensadores cerámicos adecuados.

Para lograr un Q elevado (del orden de 1500) la línea fué hecha en cobre con soldaduras de plata y armaduras de bronce; no obstante lo cual hay cierta energía que se disipa en forma de calor. Para absorberlo se refrigera con agua que entra a través de tubos de goma en el centro de la línea (donde aproximadamente corresponde a un nodo) y recorre todo el sistema de radio frecuencia (línea, modulador, "de", etc.)

La potencia de salida del sistema y por lo tanto la tensión de radio frecuencia en la "de" se regula variando la tensión del filamento de la válvula osciladora con un servomotor y un auto transformador.

La tensión en la "de" se mide con un divisor capacitivo y rectificador a diodo y en la línea con termocupla.

La fuente de poder es un sistema trifásico de onda completa con 6 válvulas D.C.G. 12/30 (circuito Graetz).

VII - SISTEMA DE VACIO

El sistema de vacío está diseñado para mantener una presión del orden de 10^{-5} mm Hg en la cámara de aceleración y en el tambor del modulador, y para evacuar rápidamente el aire en las esclusas por donde se introduce la fuente de iones y el blanco.

La cámara de aceleración tiene un volumen de aproximadamente 2m^3 . Para evacuarla y mantener el régimen de presión indicado más arriba aún con el gas que penetra por la fuente de iones, se emplea el sistema de vacío mostrado en la fig. 1.

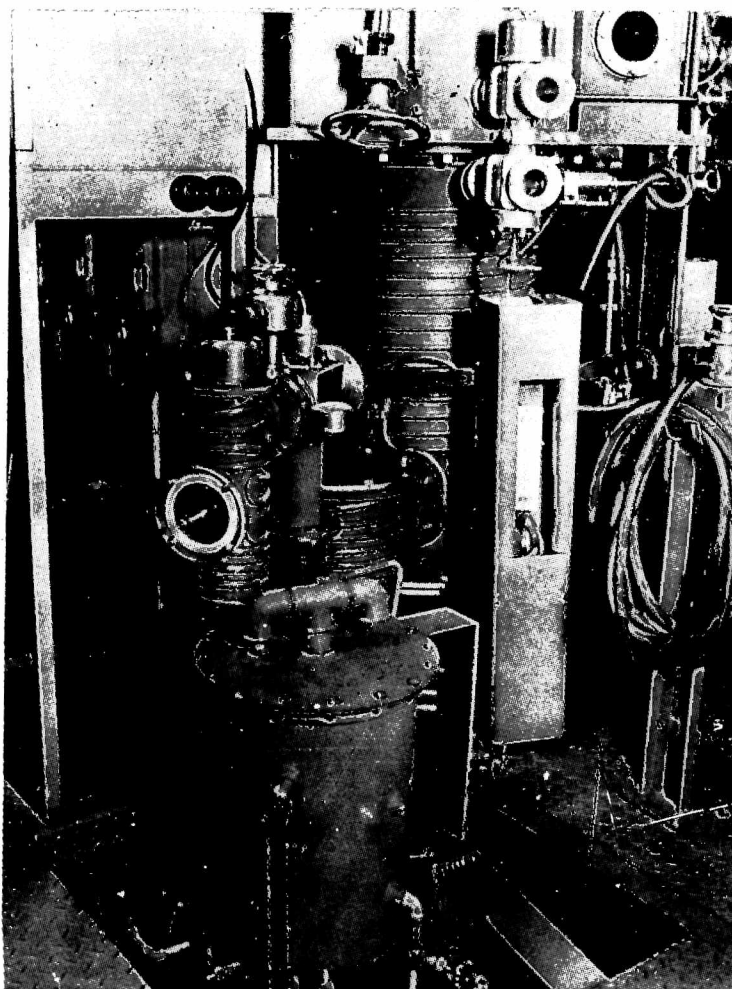


FIGURA 1.- Vista del sistema de vacío de la cámara de aceleración. Al centro y atrás puede verse el cilindro que encierra la bomba de difusión y frente a ella la bomba reforzadora intermedia, ambas con los tubos de refrigeración; al frente la bomba mecánica rotativa. Encima del cilindro grande puede verse el tanque que aloja la válvula y la trampa para vapores.

Lo constituyen 3 bombas que funcionan a distintos rangos de presión: una difusora de alta velocidad, una reforzadora intermedia y una mecánica. El sistema de vacío del modulador es análogo al de la cámara de aceleración pero las características del espacio a evacuar permiten aparear la difusora con la mecánica sin reforzadora intermedia.

Una tercera bomba mecánica produce el prevacío en las esclusas del blanco y la fuente de iones, y en el sistema de inyección del deuterio.

A continuación se dan en detalle las características del sistema ¹⁾. La difusora de la cámara de aceleración es a vapor de aceite con tres etapas. Su velocidad de bombeo es de 3500 l/seg para aire a $0,8 \cdot 10^{-4}$ mm Hg, velocidad que se reduce a 2200 l/seg a la salida de la cámara de aceleración por la impedancia del conducto que comunica a ambas. Durante una irradiación lo que se evacúa principalmente es deuterio. Para hidrógeno la velocidad de evacuación sobre la bomba es 4500 l/seg. El conducto presenta además, menor impedancia, lo que permite a la salida de la cámara una velocidad suficiente para mantener en su interior una presión de 2×10^{-5} mm Hg. La fig. 2 (tomada de la Ref. 1) muestra esquemáticamente el funcionamiento de la difusora y el de la reforzadora intermedia.

En el conducto que comunica la cámara con la difusora hay una trampa refrigerada para condensar los vapores de aceite de la bomba a fin de impedir su entrada a la zona de aceleración. Dicho obstáculo se mantiene a una temperatura constante de -30°C con un compresor de freón Kelvinator Mod. 025.

La bomba difusora del modulador es también a vapor de aceite con 3 etapas, pero naturalmente su velocidad es menor: del orden de 500 l/seg.

Las bombas mecánicas son rotativas Kinney VSD 8-8-11. Su velocidad de bombeo es 1000 l/min para aire a 1 mm Hg. La de prevacío de esclusas está refrigerada por circulación de agua.

1) F.A. Heyn y J.J. Burgerjon, Philips Tech. Rev. 14, 263 (1953).

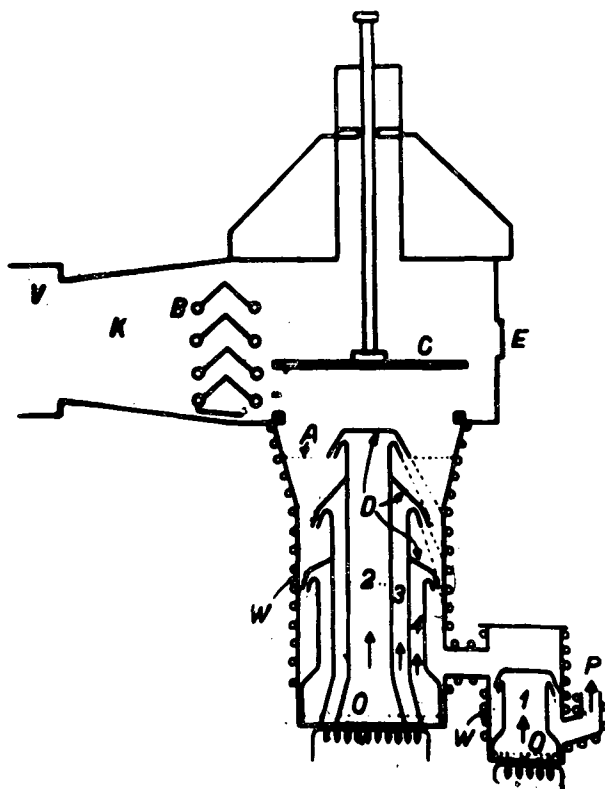


FIGURA 2.- Corte esquemático de las bombas de difusión (tomado de Ref ¹)
O aceite en ebullición; 1, 2, 3, y 4 chimeneas de las cuatro etapas; D deflectores; W camisa de refrigeración; P tubo de expulsión de gases; B trampa para vapores; C válvula; A apertura de entrada de la bomba; E ventana para inspección (puede verse también en la fig. 1); V cámara de aceleración.

Lo extenso del sistema de vacío hace necesario un control detallado en todos sus componentes. Esto se realiza mediante cuatro tipos de manómetros: manómetros tipo Penning, manómetros de ionización, Mc.Leod y manómetros de disipación térmica. La ubicación de algunos de ellos puede verse en el esquema de la fig.3. La lectura de los Penning de la cámara de aceleración y del modulador puede hacerse desde el tablero de comando. En caso de pérdida de vacío accionan un sistema de "relays" que hacen sonar una campanilla de alarma en el tablero y cierran las válvulas que separan las difusoras de los recintos de alto vacío. Los Mc.Leod pueden usarse en casos de emergencia o para controlar la calibración de los manómetros no absolutos; están provistos de sendas trampas de aire líquido que condensan vapores de mercurio para proteger de contaminación las difusoras. Los manómetros de disipación térmica miden el prevacío a la entrada de las bombas mecánicas.

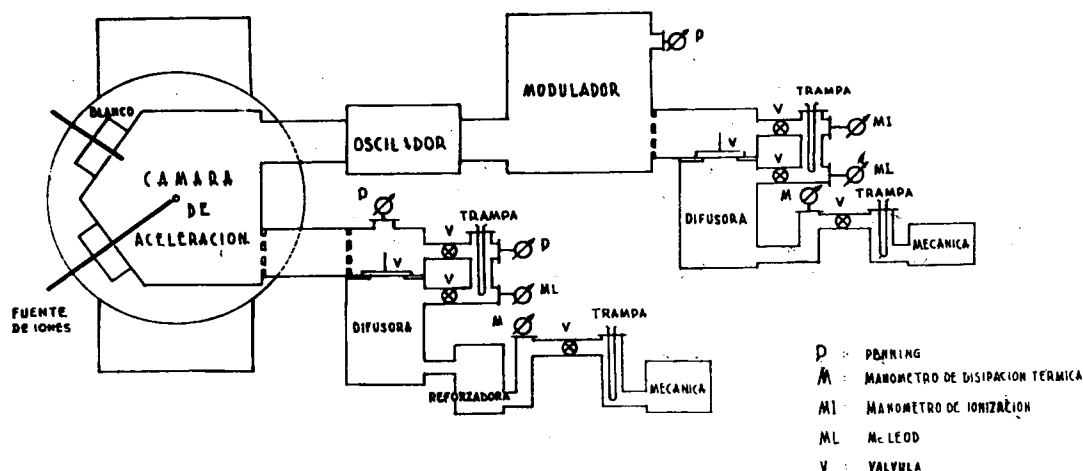


FIGURA 3.- Esquema general del sistema de vacío.

Las características de rendimiento del sistema son: luego de haber mantenido la cámara de aceleración a presión atmosférica durante una semana se alcanza el régimen de trabajo en 4 horas; después de 10 hs de detenidas las bombas, la presión aumenta de 10^{-5} a 10^{-3} mm Hg en promedio para la cámara de aceleración. La presión de trabajo se recupera en una hora, o sea mínima igual al tiempo de precalentamiento de la difusora.

VIII - FUENTE DE IONES

La fuente de iones del sincrociclotrón es de diseño convencional. Consiste en una cámara de cobre refrigerada por agua, de unos 200 cm^3 en la cual se inyecta deuterio a una presión de 1 mm de Hg.

Un filamento de tungsteno de 2 mm de diámetro calentado por una corriente de unos 100 A emite los electrones que inician la ionización en dicha cámara cuya tensión respecto de filamento es de + 400 V. Cuando se ha establecido el arco, la tensión cae a + 50 V y la calefacción del filamento se mantiene por bombardeo de los iones formados dentro de la cámara. La corriente en el arco llega a 8-10 A.

Esta cámara está comunicada con la cámara de aceleración por una tobera de 30 mm de longitud y 3 mm de diámetro. Esta tobera hace de inyector de gas y provee la impedancia necesaria para mantener la diferencia entre la presión dentro de la fuente ($\sim 10^{-2}$ mm Hg) y fuera de ella ($\sim 10^{-4}$ mm Hg).

La cámara está instalada sobre el eje de simetría del imán contra la pieza polar superior. El campo magnético en el centro del imán está ligeramente reforzado por un pequeño disco de hierro suplementario de 90 mm de diámetro y 3 mm de espesor adosado a los polos. Esto permite una buena colimación de los electrones extraídos por la tobera. Los electrones son recibidos sobre un disco de cobre refrigerado a fin de proteger la pieza polar inferior. Los iones son capturados por el campo de radio frecuencia y luego son acelerados.

La fig. 1 muestra un esquema de la fuente de iones y la fig. 2 es un diagrama del circuito utilizado: F_1 es una fuente con rectificadores de selenio de 8 V y 100 A para calentamiento del filamento. La fuente F_2 para polarización negativa del mismo era originariamente una fuente de 0-1000 V; luego se la ha reemplazado con un convertidor de 220 V y 10 A con mejores resultados.

Los instrumentos de medida que se muestran están sobre el tablero de comando.

La inyección de deuterio se realiza mediante un dispositivo automático *). El gas se almacena en un balón de vidrio que está conectado con la cámara ionización a través de una cañería en la cual hay intercalada una válvula de aguja que se acciona desde el tablero de con

*) Una descripción más detallada del mismo puede verse en VII, Ref 1)

trol. El gas pasa por un pequeño depósito cuya presión es regulada por un "relay" para mantenerla constante y asegurar así una inyección uniforme y continua de gas en la cámara de ionización. El consumo normal de la fuente es $0.06 \text{ cm}^3/\text{seg}$ a presión atmosférica.

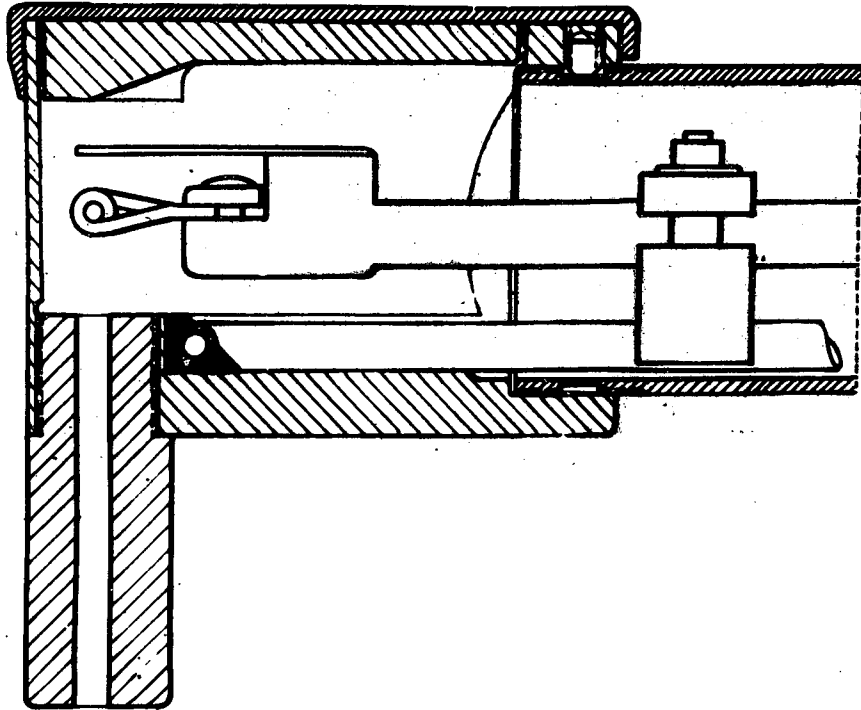


FIGURA 1.- Esquema de la fuente de iones.

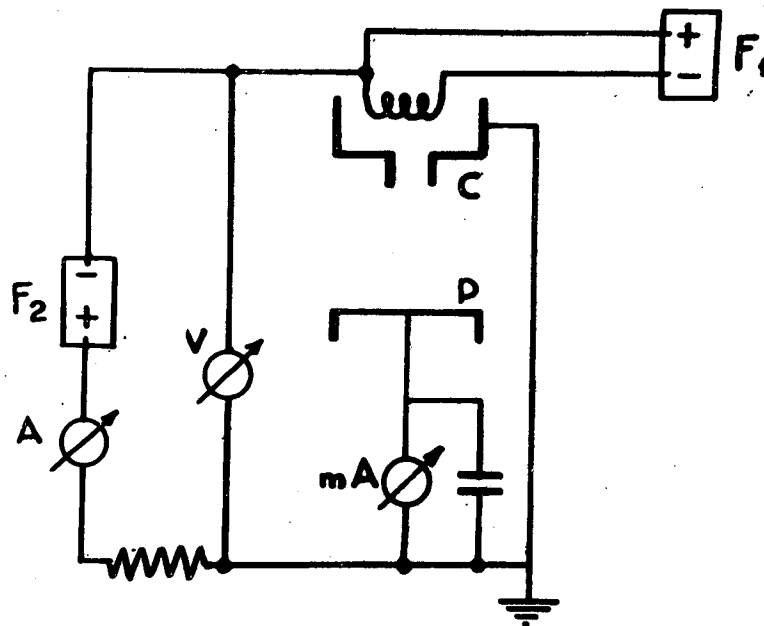


FIGURA 2.- Circuito de la fuente de iones.

La corriente máxima obtenida en el blanco fue 33μ A de deuterones de 30 Mev lo cual significa una potencia de 1 kW sobre el mismo. La corriente máxima obtenida con partículas α fue de 1μ A.

El centrado de la fuente de iones respecto del imán es algo crítico influyendo sobre la magnitud de la corriente obtenida.

La introducción de la fuente en la cámara de aceleración se realiza a través de una esclusa, haciendo avanzar el carro soporte de la misma mediante un motor. El comando del mismo así como las perillas para apertura y cierre de válvulas están sobre un pequeño tablero en el extremo de la estructura soporte del sistema. Un indicador de presión señala el momento de iniciar las operaciones requeridas.

IX - SISTEMAS DE CONTROL

La operación de la máquina está centralizada en un tablero principal de comando (fig. 1) en el cual están representados esquemáticamente los elementos principales de la misma.

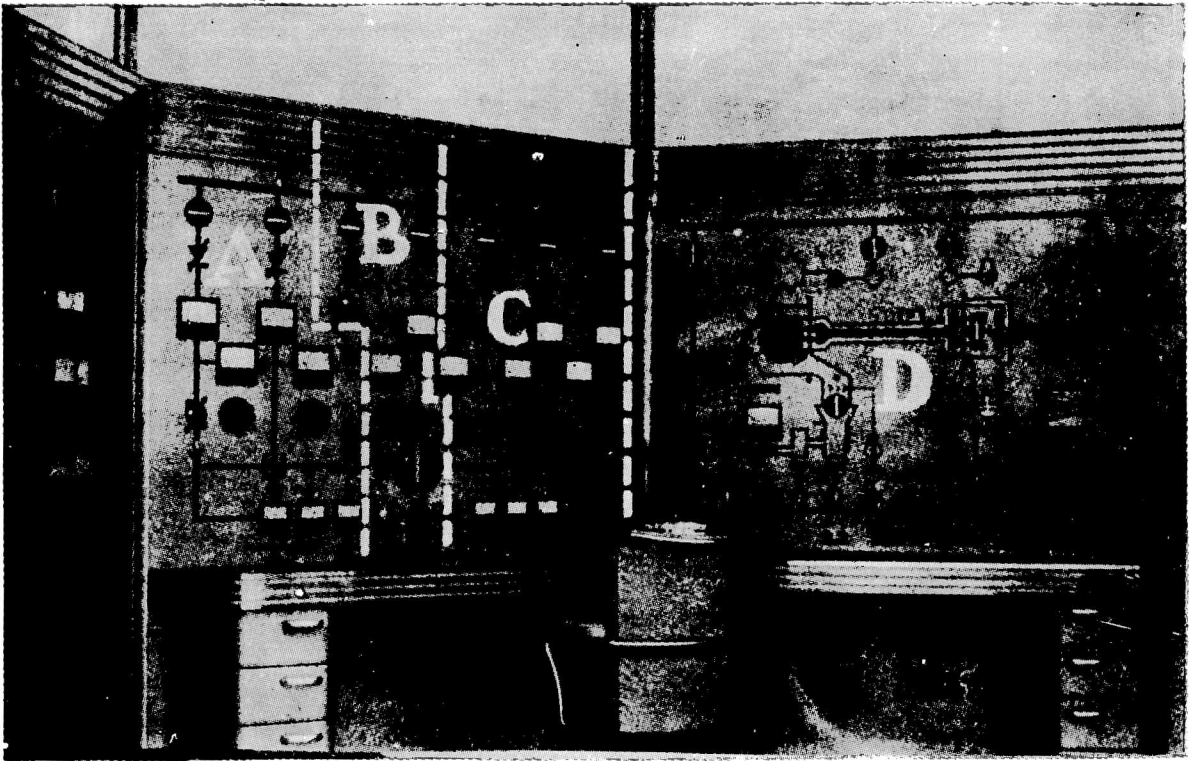


FIGURA 1.- Tablero principal de comando.

El funcionamiento de la fuente de iones en cuanto a tensión aplicada y cantidad del gas inyectado se puede regular con los controles de la zona A. En la zona B están los instrumentos de registro del campo magnético. En la zona C los de control y ajuste del campo eléctrico. En D pueden observarse los controles de vacío e indicadores de la refrigeración en las distintas partes de la máquina.

La fuente de iones no puede ajustarse desde el tablero en lo que respecta a la posición dentro de la máquina; esta operación debe realizarse manualmente. Un circuito de control con "relay" asegura la refrigeración del soporte del filamento de la misma.

El campo magnético está estabilizado (IV) y no es controlado desde el tablero principal, sino desde un tablero en la sala de máquinas. Allí se controla además diversos equipos accesorios de refrigeración y vacío como también la conductibilidad y temperatura del agua de refrigeración de las bobinas del electroimán.

El campo eléctrico se controla desde el tablero principal regulando la tensión de filamento de la válvula de oscilación. Diversos mecanismos aseguran la alimentación y refrigeración de la placa de dicha válvula.

Si la corriente de placa aumenta por encima de 2.3 A se aplica automáticamente a grilla una tensión negativa que bloquea la válvula y la saca de oscilación sonando una campanilla de alarma.

La velocidad del motor del modulador puede medirse desde el tablero principal como también variar ligeramente la frecuencia del campo eléctrico mediante un condensador variable de ajuste.

Un sistema de alarmas asegura la permanencia del vacío adecuado en la cámara de aceleración y en el tanque del modulador.

Una vez irradiados los portablanco son descargados de la sustancia a estudiar. Esto se hace mediante un sistema de peines que penetran en los orificios del porta blanco descargándolo, (fig.2). Esto puede realizarse desde unos 2 m de distancia reduciendo el riesgo del operador.

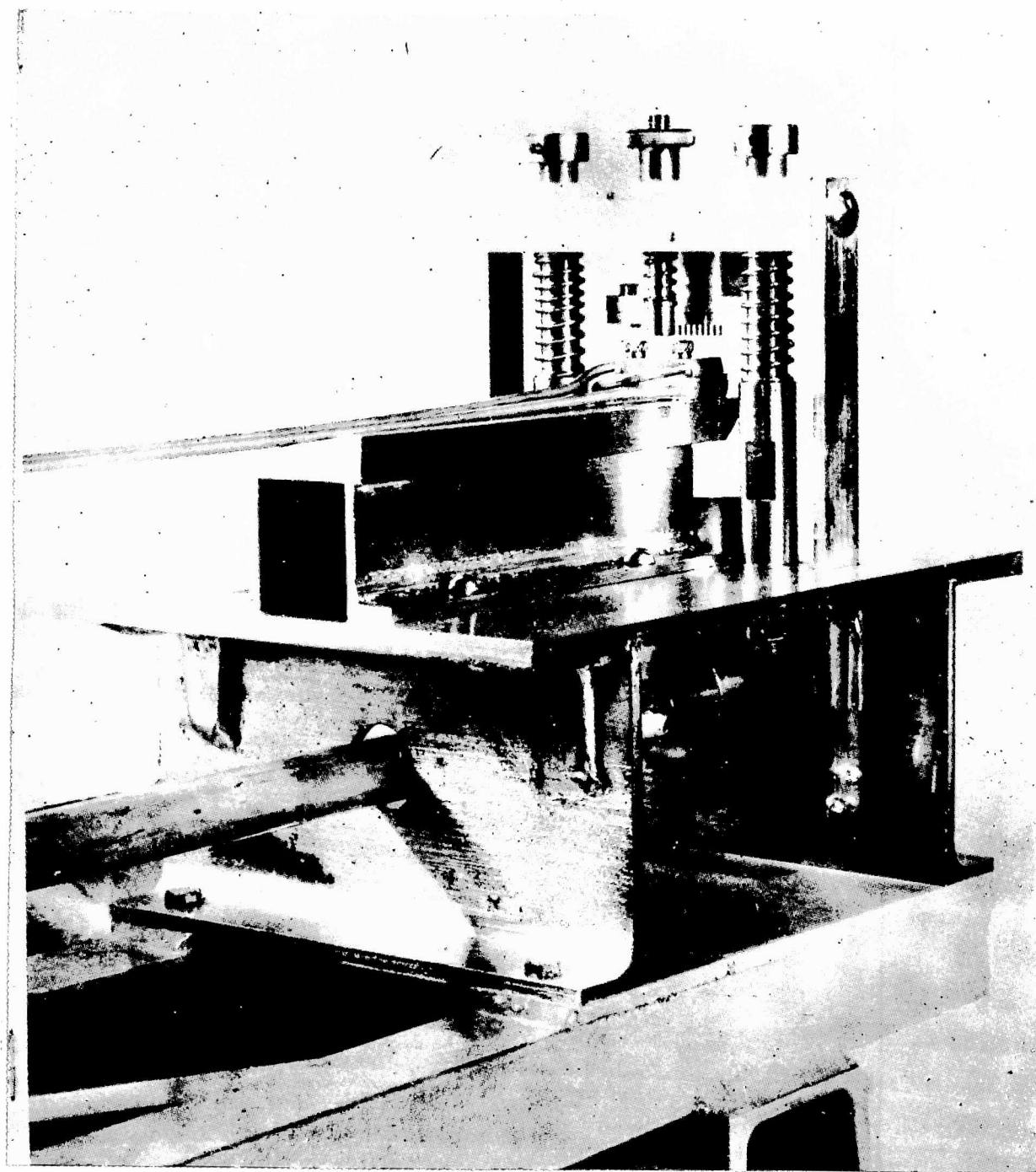


FIGURA 2.- Descargador de portablancos

APENDICE I

SOLUCION NUMERICA DE LAS ECUACIONES DE MOVIMIENTO DE UNA PARTICULA EN

LA ZONA MARGINAL DEL S.C.

Para estudiar el movimiento de una partícula en la zona marginal de un ciclotrón, se empleó un método numérico para encontrar rápidamente la solución del sistema (V-1)

$$\begin{aligned} \rho'' - (a - b \rho) \rho + c z^2 &= 0 \\ z'' + (d - e \rho) z &= 0 \end{aligned} \quad (1)$$

En los métodos corrientes de solución numérica se usan polinomios para aproximar la función incógnita. En nuestro caso la forma de las ecuaciones y el hecho de que se sabe que la solución es oscilatoria su gieren emplear como función aproximativa una senoide.

En general se puede escribir la solución formal del sistema (1)

$$\begin{aligned} \rho &= A \sin(\Gamma \theta + \varphi) \\ z &= B \sin(\gamma \theta + \psi) \end{aligned} \quad (2)$$

donde

$$\begin{aligned} \Gamma &= (a - b \rho + \frac{c z^2}{\rho})^{\frac{1}{2}} \\ \gamma &= (d - e \rho)^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (2a)$$

y A, φ, B, ψ son funciones a determinar. En el caso de un sincrociclotrón las frecuencias, amplitudes y fases varían lentamente con el ángulo pues los términos no lineales en el sistema (1) son pequeños. Por lo tanto, en un intervalo suficientemente pequeño las (2) son todo lo aproximadas que se quiera tomando los valores de A, Γ , etc, constantes e iguales al valor en el extremo inferior del intervalo.

Con esto se puede esbozar el método de la siguiente manera:

1º) Se divide el camino de integración en intervalos h_j de longitud no necesariamente constante.

2°) Se pone en cada intervalo la solución del sistema (1) en la forma (2) ajustando las constantes de manera que el desplazamiento y su derivada sean continuas en los extremos del mismo.

Se ve entonces que dadas las condiciones iniciales se puede construir numéricamente por arcos de sinusoidé la solución del sistema (1).

Desarrollo del método de los arcos de sinusoidé.

Ponemos

$$\theta_j = \sum_{i=0}^j h_i$$

$$\rho(\theta_j) \equiv \rho_j, \quad \Gamma(\theta_j) \equiv \Gamma_j, \text{ etc.}$$

En el extremo inferior del intervalo h_{j+1} tenemos

$$\rho_j = A_j \text{ sen } (\Gamma_j \theta_j + \varphi_j) \quad (3)$$

En el superior

$$\rho_{j+1} = A_j \text{ sen } (\Gamma_j \theta_{j+1} + \varphi_j) \quad (3a)$$

de (3)

$$A_j = \frac{\rho_j}{\text{sen } (\Gamma_j \theta_j + \varphi_j)} \quad (4)$$

Reemplazando en (3a)

$$\rho_{j+1} = \rho_j \frac{\text{sen } (\Gamma_j \theta_{j+1} + \varphi_j)}{\text{sen } (\Gamma_j \theta_j + \varphi_j)}$$

poniendo el numerador en la forma $\text{sen } [(\Gamma_j \theta_j + \varphi_j) + \Gamma_j h_{j+1}]$ y desarrollando

$$\boxed{\rho_{j+1} = \rho_j \left[\cos \Gamma_j h_{j+1} + \text{sen } \Gamma_j h_{j+1} \text{ otg } (\Gamma_j \theta_j + \varphi_j) \right]} \quad (5)$$

Para el cálculo de la fase a usar en el intervalo h_{j+2} usamos la continuidad de ρ y ρ' al pasar de un intervalo a otro:

$$(\rho_{j+1})_{izq} = (\rho_{j+1})_{der}$$

$$(\rho'_{j+1})_{izq} = (\rho'_{j+1})_{der}$$

o sea

$$A_j \sin(\Gamma_j \theta_{j+1} + \varphi_j) = A_{j+1} \sin(\Gamma_{j+1} \theta_{j+1} + \varphi_{j+1}) \quad (6)$$

$$\Gamma_j A_j \cos(\Gamma_j \theta_{j+1} + \varphi_j) = \Gamma_{j+1} A_{j+1} \cos(\Gamma_{j+1} \theta_{j+1} + \varphi_{j+1}) \quad (6a)$$

Dividiendo la segunda por la primera:

$$(\Gamma_j / \Gamma_{j+1}) \operatorname{ctg}(\Gamma_j \theta_{j+1} + \varphi_j) = \operatorname{ctg}(\Gamma_{j+1} \theta_{j+1} + \varphi_{j+1})$$

y finalmente

$$\boxed{\varphi_{j+1} = \arccot \frac{\Gamma_j}{\Gamma_{j+1}} \operatorname{ctg}(\Gamma_j \theta_{j+1} + \varphi_j) - \Gamma_{j+1} \theta_{j+1}} \quad (7)$$

de(2b) se tiene

$$\Gamma_j = \left[a - b \rho_j + c \frac{z_j z_{j+1}}{\rho_j} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (8)$$

donde hemos puesto $z_j z_{j+1}$ en vez de z_j^2 para mejor aproximación. Esto significa que hay que comenzar calculando z y llevar siempre el cálculo de z adelantado respecto al de ρ .

Poniendo $\theta_0 = 0$ se tiene para los dos primeros valores

$$\boxed{\begin{aligned} \rho_0 &= A_0 \sin \varphi_0 & \rho'_0 &= \Gamma_0 A_0 \cos \varphi_0 \\ \rho_1 &= A_0 \sin(\Gamma_0 h_1 + \varphi_0) \end{aligned}} \quad \begin{aligned} (5a) \\ (5b) \end{aligned}$$

Un análisis similar para el movimiento axial da:

$$z_{j+1} = z_j \left[\cos \gamma_j h_{j+1} + \sin \gamma_j h_{j+1} \operatorname{ctg} (\gamma_j \theta_j + \psi_j) \right] \quad (9a)$$

$$\psi_{j+1} = \arccos \frac{\gamma_j}{\gamma_{j+1}} \operatorname{ctg} (\gamma_j \theta_{j+1} + \psi_j) - \gamma_{j+1} \theta_{j+1} \quad (9b)$$

$$\gamma_j = [d - e \rho_j]^{\frac{1}{2}} \quad (9c)$$

$$z_0 = B_0 \sin \psi_0 \quad z_0 = \gamma_0 B_0 \cos \psi_0 \quad (9d)$$

$$z_1 = B_0 \sin (\gamma_0 \theta_1 + \psi_0) \quad (9e)$$

Este método presenta una dificultad en el cálculo del desplazamiento radial y es que $\Gamma(\rho)$ dado por (2a) tienen un polo en $\rho = 0$ para $z \neq 0$ como puede verse en la representación esquemática de Γ^2 en función de ρ de la fig. 1.

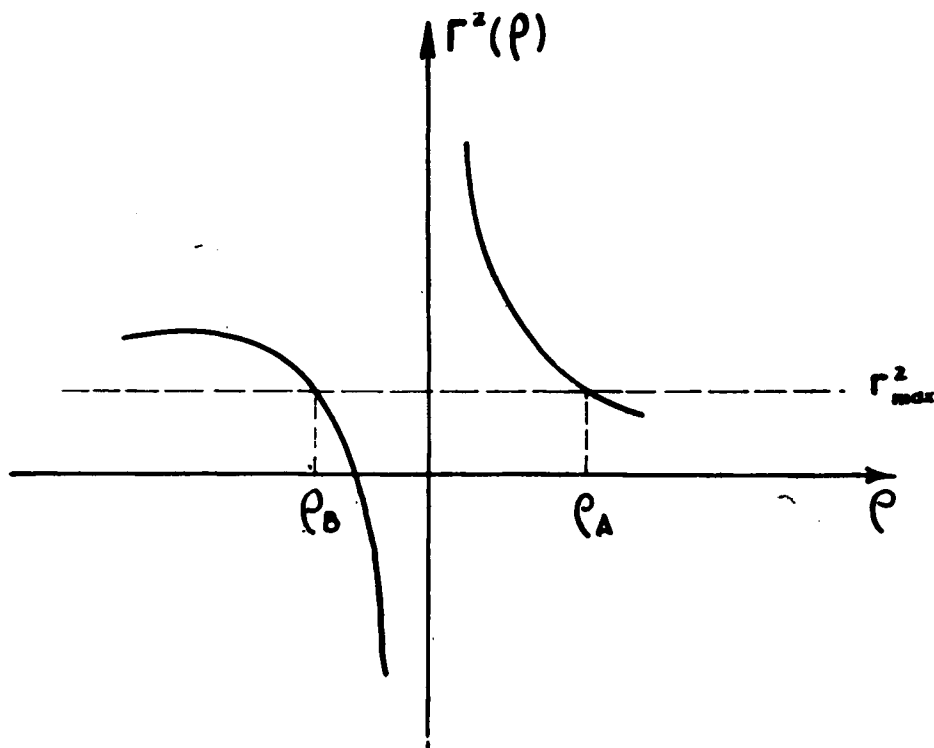


FIGURA 1.- Representación esquemática de $\Gamma^2(\rho)$ para $z \neq 0$.

Una manera de eludir esta singularidad es: al llegar a un valor ρ_A en que Γ ha aumentado hasta un valor tal que el cociente Γ_j/Γ_{j+1} es muy distinto de la unidad, tomar el intervalo siguiente lo suficientemente grande como para obtener un ρ_B tal que Γ vuelva al valor $\Gamma_{\max}$ que nos hemos fijado.

Un método menos grosero es el que sigue. Para $|\rho|$ pequeño podemos despreciar el término cuadrático en ρ en la ec. (1) (por ejemplo para el sincrociclotrón de Buenos Aires $b\rho^2 \sim 10^{-4}$ para $\rho \sim 10^{-1}$)

La ecuación a integrar es:

$$\rho'' + a \rho + c z^2 = 0 \quad (|\rho| \sim 0) \quad (10)$$

como para $z \neq 0$ (caso para el cual se presenta la dificultad en el cálculo de Γ) z es una función lentamente variable con θ , podemos poner en un intervalo suficientemente pequeño

$$c z^2 = a k$$

con lo que la solución de (10) es de la forma:

$$\rho = A \sin(\sqrt{a} \theta + \varphi) - k \quad (11)$$

Para determinar la amplitud de A en (11) se tiene para cada intervalo (incluso el primero después de la solución (5)):

$$\text{extremos inferior} \quad \rho_j = A_j \sin(\sqrt{a} \theta_j + \varphi_j) - k_j$$

$$\text{" superior} \quad \rho_{j+1} = A_j \sin(\sqrt{a} \theta_{j+1} + \varphi_j) - k_j$$

pasando k_j al primer miembro y haciendo lo mismo que para obtener (5):

$$\boxed{\rho_{j+1} - (\rho_j + k_j) \left[\cos \sqrt{a} h_{j+1} + \sin \sqrt{a} h_{j+1} \operatorname{ctg}(\sqrt{a} \theta_j + \varphi_j) \right] = -k_1} \quad (12)$$

Para determinar φ se tiene:

a) para pasaje de la solución de la ecuación no lineal a la lineal (10)

$$\rho_{j+1} = A_j \operatorname{sen} (\Gamma_j \theta_{j+1} + \varphi_j) = A_{j+1} \operatorname{sen} (\sqrt{a} \theta_{j+1} + \varphi_{j+1}) - k_j$$

$$\begin{aligned} \rho'_{j+1} &= \Gamma_j A_j \cos (\Gamma_j \theta_{j+1} + \varphi_j) = \Gamma_j \rho_{j+1} \operatorname{ctg} (\Gamma_j \theta_{j+1} + \varphi_j) \\ &= \sqrt{a} A_{j+1} \cos (\sqrt{a} \theta_{j+1} + \varphi_{j+1}) \end{aligned}$$

o sea

$$\rho_{j+1} + k_{j+1} = A_{j+1} \operatorname{sen} (\sqrt{a} \theta_{j+1} + \varphi_{j+1})$$

$$\Gamma_j \rho_{j+1} \operatorname{ctg} (\Gamma_j \theta_{j+1} + \varphi_{j+1}) = \sqrt{a} A_{j+1} \cos (\sqrt{a} \theta_{j+1} + \varphi_{j+1})$$

y finalmente

$$\varphi_{j+1} = \operatorname{arc} \operatorname{ctg} \left[\frac{\Gamma_j}{\sqrt{a}} \frac{\rho_{j+1} + k_{j+1}}{\rho_{j+1}} \operatorname{ctg} (\Gamma_j \theta_{j+1} + \varphi_j) \right] - \sqrt{a} \theta_{j+1} \quad (13)$$

b) Pasaje de intervalo a intervalo en la solución de la ecuación lineal:

Un procedimiento similar al empleado en a) da

$$\varphi_{j+1} = \operatorname{arc} \operatorname{ctg} \left[\frac{\rho_{j+1} + k_j}{\rho_{j+1}} \operatorname{ctg} (\sqrt{a} \theta_{j+1} + \varphi_j) \right] - \sqrt{a} \theta_{j+1} \quad (14)$$

c) Pasaje de la solución de la ecuación lineal a la no lineal:

$$\varphi_{j+1} = \operatorname{arc} \operatorname{ctg} \left[\frac{\sqrt{a}}{\Gamma_{j+1}} \frac{\rho_{j+1} + k_j}{\rho_{j+1}} \operatorname{ctg} (\sqrt{a} \theta_{j+1} + \varphi_j) \right] - \Gamma_{j+1} \theta_{j+1} \quad (15)$$

$$k_j = \frac{c}{a} z_j z_{j+1} \quad (16)$$

La longitud de los intervalos se elige según la zona de integración: para ρ, z cerca de un extremo se pueden elegir muy grandes, para ρ, z pequeños (ρ', z' grandes) intervalos pequeños y en los casos intermedios valores convenientes para cada caso.

Para la aplicación del regenerador necesitamos conocer ρ'_j y z'_j
De (6) y (4):

$$\rho'_{j+1} = \rho_j r_j \left[\cos r_j h_{j+1} \operatorname{ctg} (r_j \theta_j + \psi_j) - \operatorname{sen} r_j h_{j+1} \right] \quad (17)$$

y análogamente

$$z'_{j+1} = z_j \gamma_j \left[\cos \gamma_j h_{j+1} \operatorname{ctg} (\gamma_j \theta_j + \psi_j) - \operatorname{sen} \gamma_j h_{j+1} \right] \quad (18)$$

Cálculo y conclusiones:

Para nuestra máquina los valores de las constantes en el sistema
(1) son:

$$\begin{aligned} a &= 0,8455 & d &= 0,1545 \\ b &= 0,01351 & e &= 0,04868 \\ c &= 0,02236 \end{aligned}$$

Con estos valores se integró dos vueltas en 14 pasos cada una y aplicando el regenerador de acuerdo con las fórmulas (V - 4y5) al final de la primera vuelta. El tiempo total empleado es de 3 -5 horas para un calculista normal usando una máquina Marchant de mesa.

A fin de comprobar la utilidad del método se compararon los resultados con un cálculo numérico realizado por la IBM en la máquina de tarjetas 602 A. El método usado en este cálculo fue uno convencional¹⁾ con un error estimado menor que $1:10^{-7}$ en cada uno de los 200 intervalos en que se dividió cada vuelta. Como este error es oscilante se consideró que el cálculo realizado por IBM daba los resultados verdaderos y que por lo tanto era un buen patrón para verificar el método de los arcos de senoide.

En la Tabla I pueden verse los valores de ρ y z obtenidos con los dos métodos y las diferencias entre ambos que consideramos como error del cálculo por arcos de senoide.

Se ve que este error es oscilante y que al final de la segunda vuelta la primera cifra significativa es correcta para ρ mientras que las dos primeras lo son para z . En general en los puntos intermedios el orden de magnitud es correcto y esto es lo que interesa experimentalmente. Por otra parte, se puede aumentar fácilmente la precisión del método tomando intervalos un poco más pequeños *)

1) W.E. Milne, "Numerical calculus", Princeton University, 1949 (pág. 140)

*) Obsérvese que se han tomado intervalos de hasta 1 radián.

Tabla I

θ Rad	ρ			Z		
	arcos de seno	IBM	diferenc. $\times 10^4$	arcos de seno	IBM	diferenc. $\times 10^4$
.8	.7331	.7315	+ 16	1.4511	1.4522	- 11
1.4	.2703	.2498	+ 205	1.4456	1.4513	- 57
1.6	.0739	.0630	+ 109	1.4223	1.4311	- 88
1.8	-.1269	-.1309	+ 40	1.3897	1.4017	- 120
2.0	-.3250	-.3214	- 36	1.3486	1.3640	- 154
2.2	-.5137	-.5010	- 127	1.2998	1.3191	- 193
2.6	-.8436	-.8109	- 327	1.1818	1.2086	- 268
3.4	-1.1352	-1.0864	- 488	.8811	.9252	- 441
4.4	-.7109	-.6567	- 542	.4241	.4874	- 633
5.0	-.1136	-.1036	- 100	.1297	.1931	- 634
5.3	.2101	.1949	+ 152	-.02759	+.04169	- 693
5.6	.5179	.4798	+ 381	-.1924	-.1003	- 921
5.9	.7867	.7268	+ 599	-.3542	-.2605	- 937
2 π	1.0417	.9622	+ 795	-.5518	-.4455	-1063
.4	1.1171	.995	+ 1220	-.796	-.665	-1310
1.0	.9653	.799	+ 1660	-1.114	-.954	-1600
1.6	.5141	.363	+ 1510	-1.339	-1.176	-1630
1.9	.2190	.088	+ 1310	-1.414	-1.260	-1540
2.2	-.0953	-.192	+ 970	-1.467	-1.326	-1410
2.6	-.521	-.548	+ 270	-1.506	-1.387	-1190
3.0	-.882	-.837	- 450	-1.512	-1.421	- 910
3.6	-1.200	-1.061	- 1390	-1.474	-1.423	- 510
4.2	-1.169	-.982	- 1870	-1.389	-1.371	- 180
4.8	-.793	-.621	- 1720	-1.266	-1.267	+ 10
5.2	-.402	-.275	- 1270	-1.162	-1.166	+ 40
5.5	-.0719	+.006	- 780	-1.070	-1.074	+ 40
5.8	.263	.285	- 220	-.964	-.966	+ 20
2 π	.748	.683	+ 650	- 765	-.761	- 40

APENDICE II

CALCULO DE CORRECTORES MAGNETICOS

Para corregir la influencia de los bloques del regenerador y del canal magnético se emplearon chapas de hierro común de espesores variables puestas simétricamente respecto del plano medio para reforzar el campo magnético en las zonas en que era necesario restaurar su valor original.

En general si se colocan piezas de hierro simétricamente respecto del plano medio y se estudia el campo en el mismo se comprueba que se produce un refuerzo en la zona comprendida entre las piezas y una disminución de campo en toda una zona comprendida en un ángulo al centro del imán, fig. 1.

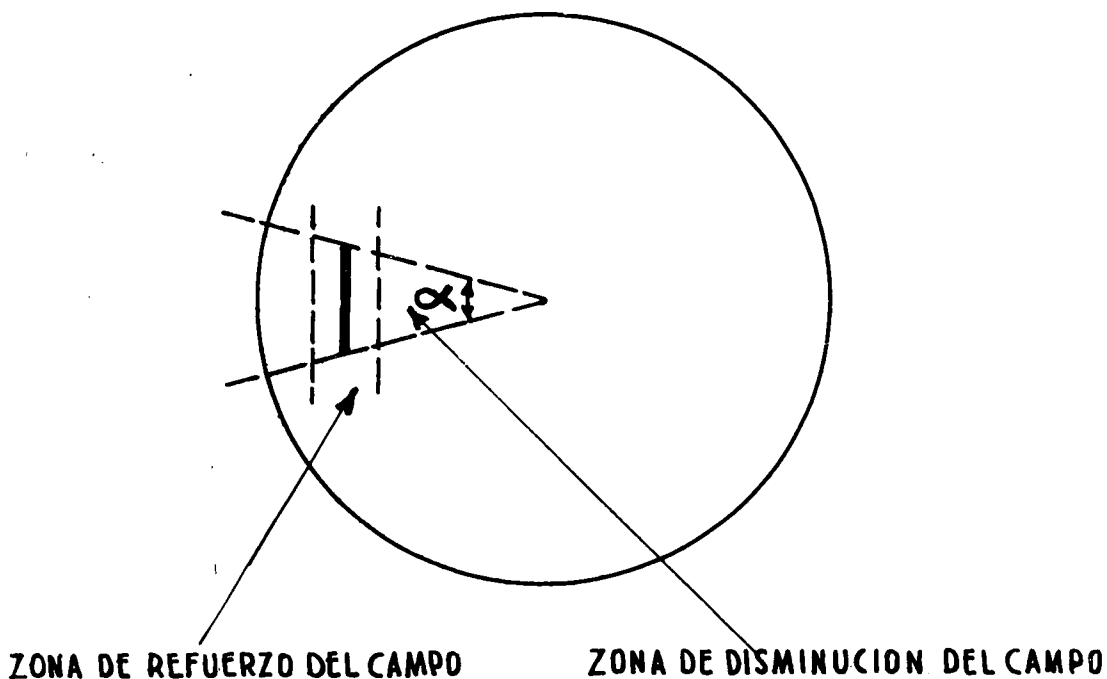


FIGURA 1.- Zona de influencia de un corrector magnético

Es necesario pues combinar la acción de diversos correctores para restaurar una deficiencia de campo dada.

Para diseñar un corrector se usó la fórmula aproximada

$$\Delta H = 4 I (\theta_1 - \theta_2) \quad (1)$$

donde ΔH es la influencia magnética medida en el plano medio y θ_1 , θ_2 son los ángulos planos que subtienden las bases del corrector desde un punto A del plano medio. (fig.2). I es una característica del material empleado para los correctores (fig.3) en el que suponemos que la saturación está a 21 kG. La (1) considera que los correctores están prolongados indefinidamente en la dimensión perpendicular al plano de la fig. 2.

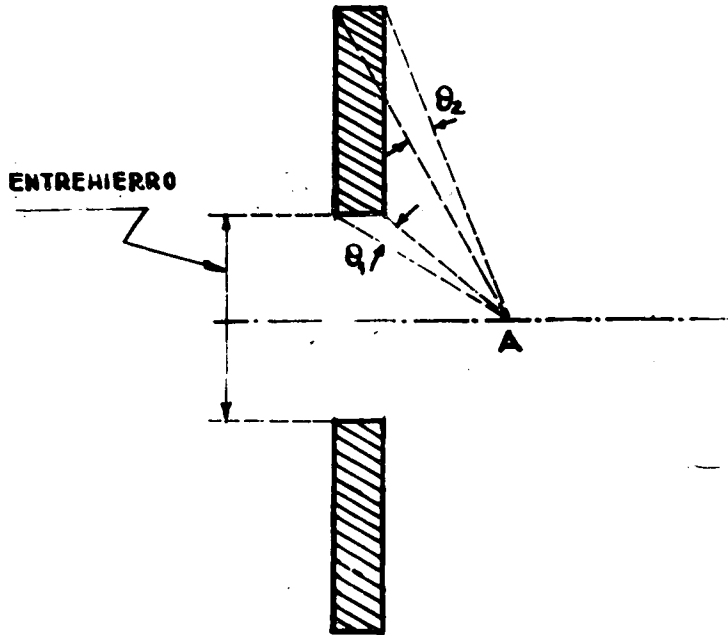


FIGURA 2.- Angulos que se usan para el cálculo del campo de un corrector mediante la ecuación $B = 4I (\theta_1 - \theta_2)$.

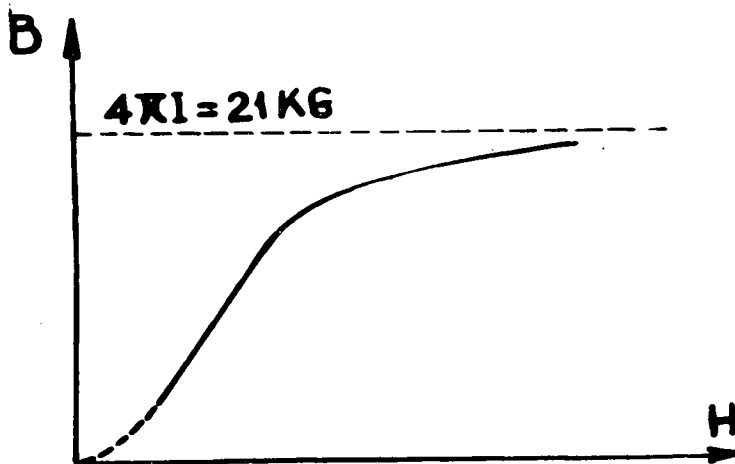


FIGURA 3.- Curva virgen del hierro de un corrector.

Pero el corrector abarca solamente el ángulo α y por tanto el efecto integral en el plano medio sobre la circunferencia que pasa por A será:

$$\int_0^{2\pi} \Delta H d\alpha \simeq 4I (\theta_1 - \theta_2) \alpha \quad (2)$$

Suponiendo $\theta_1 - \theta_2 = 3^\circ$, $\alpha = 10^\circ$ tendremos

$$\int_0^{2\pi} \Delta H d\alpha \simeq \frac{21 \text{ kG}}{180^\circ} 3^\circ \times 10^\circ = 3,5 \text{ kG-grado} \quad (3)$$

Si medimos el campo debido al corrector aludido en el plano medio vamos a obtener una curva del tipo representado en fig. 4 para cada radio fijo. Integrando el área encerrada por la misma podemos luego representar la curva integral como función del radio de la máquina, fig. 5.

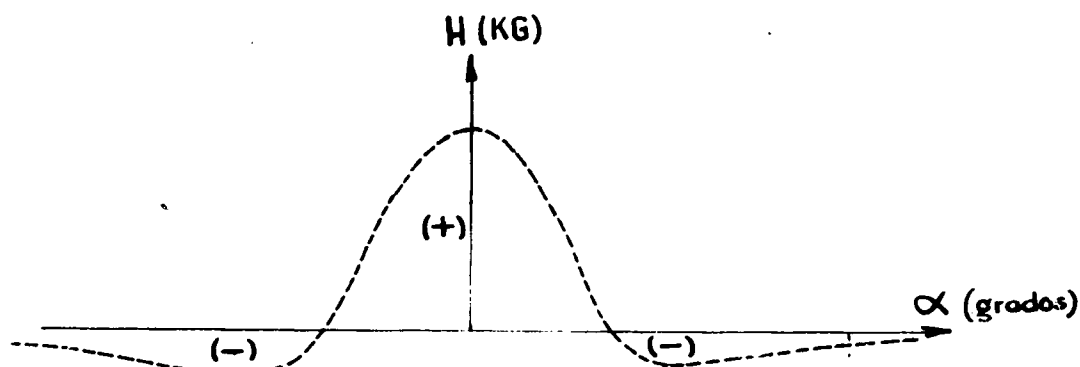


FIGURA 4.- Medición azimuthal del campo de un corrector a radio constante

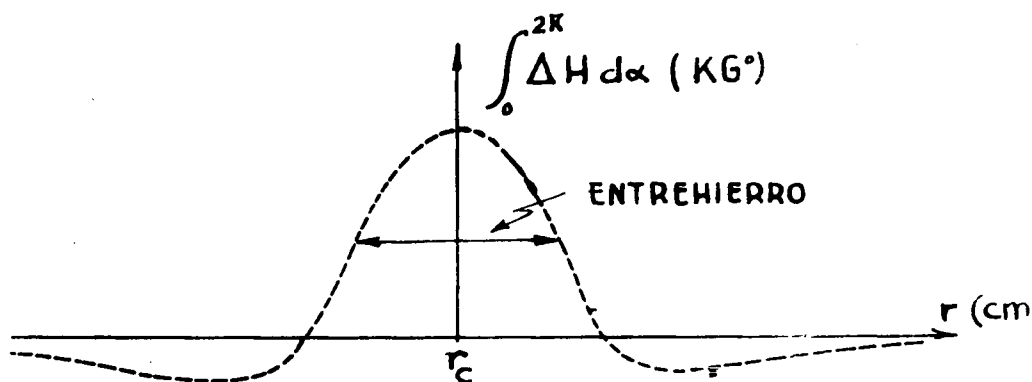


FIGURA 5.- $\int_0^{2\pi} \Delta H d\alpha$ en función de r para un corrector dado

Un criterio práctico para diseñar un corrector es tener en cuenta que el ancho a altura media de la curva $\int \Delta H d\alpha$ mide el entrehierro del corrector, como se deduce de (1). Conociendo la curva $\int \Delta H d\alpha$ que se desea corregir es posible elegir los entrehierros de los correctores y luego determinar sus espesores de acuerdo con la (2).

Por este método se procedió a la corrección del campo en las zonas necesarias frente al regenerador y al canal magnético obteniéndose resultados experimentales satisfactorios que justifican plenamente el empleo de la (2).

APENDICE III

FLUXIMETRO ELECTRONICO

El fluxímetro electrónico empleado consta de una bobina "de pesca" que se desplaza con movimiento uniforme en el plano medio geométrico del imán, un amplificador de corriente continua Liston Mod. 10, un integrador de diseño convencional y un mili-voltímetro con inscriptor Philips PR 2000 M/00.

La bobina está formada por más de 100 vueltas de alambre de cobre esmaltado de 25μ de diámetro arrollado sobre núcleo de lucite de 5 mm de diámetro, formando una galleta de 1 mm de altura. La señal que "pesca" al moverse en el campo magnético es llevada al amplificador por alambre retorcido de 200μ de diámetro.

El ruido que capta dicho conductor es prácticamente despreciable frente a la señal a medir.

La velocidad de los movimientos fue de 1.5 cm/seg para el radial y 1 grado/seg para el azimutal. Dichos movimientos resultan uniformes dentro de los errores cronométricos usando como soporte de la bobina el dispositivo de fig. 1, y aplicando la fuerza motriz de un motor sincrónico de 1.500 r.p.m. con reductor, por medio de un alambre flexible de cobre.

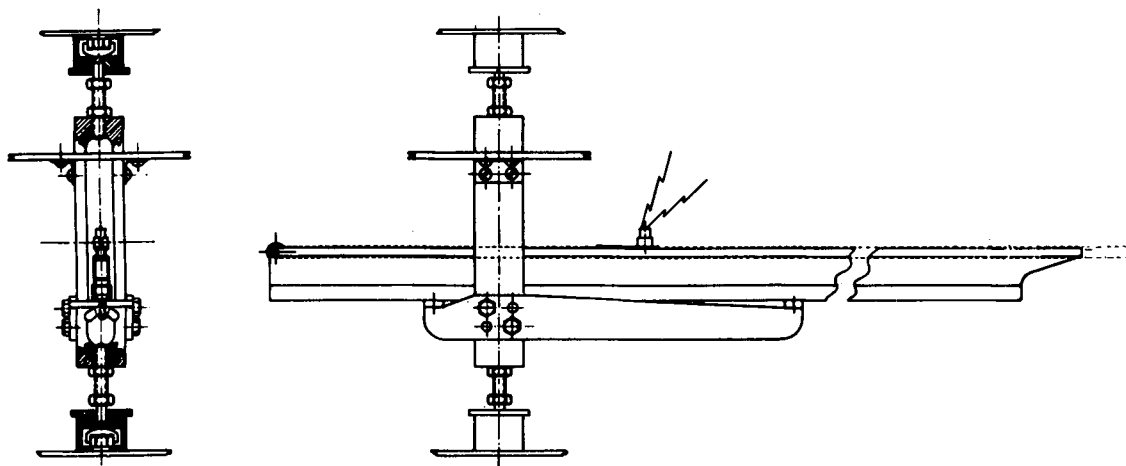


FIGURA 1.- Soporte de la bobina del fluxímetro electrónico

El amplificador Liston Mod. 10 tiene ganancia variable hasta 80 db en pasos de 4 db con ajuste fino. Esto hace muy cómoda la medición pues variando la ganancia pueden medirse campos de distinta intensidad y de gradiente variado. La sensibilidad es del orden de $0.1 \mu V$ y el nivel de ruido es 10 a 100 veces menor que aquella. El integrador tiene una constante de tiempo de unos 10 min. La resistencia de integración es Siemens $1 M \Omega - 5\%$ y la capacidad $1,63 \mu F$ con aislación de poliestireno. Todos los bornes y soportes del mismo se aislaron con poliestireno, usando llaves conmutadoras con soporte cerámico.

El funcionamiento del integrador resulta satisfactorio una vez alcanzada una estabilización térmica de sus elementos lo cual se consigue en aproximadamente una hora de calefacción de filamentos. El "drift" es despreciable durante el tiempo que tarda una medición (1 minuto). La respuesta es completamente lineal.

La fig. 2 es un esquema del circuito del integrador. Todas las conexiones a tierra se hacen en un único punto. La alimentación de placas está balanceada para lograr que el potencial de placa de la válvula de salida sea próximo a cero con lo que se facilita el ajuste del cero del instrumento registrador. Se adoptó como válvula de entrada la EF 40 por su baja corriente de grilla.

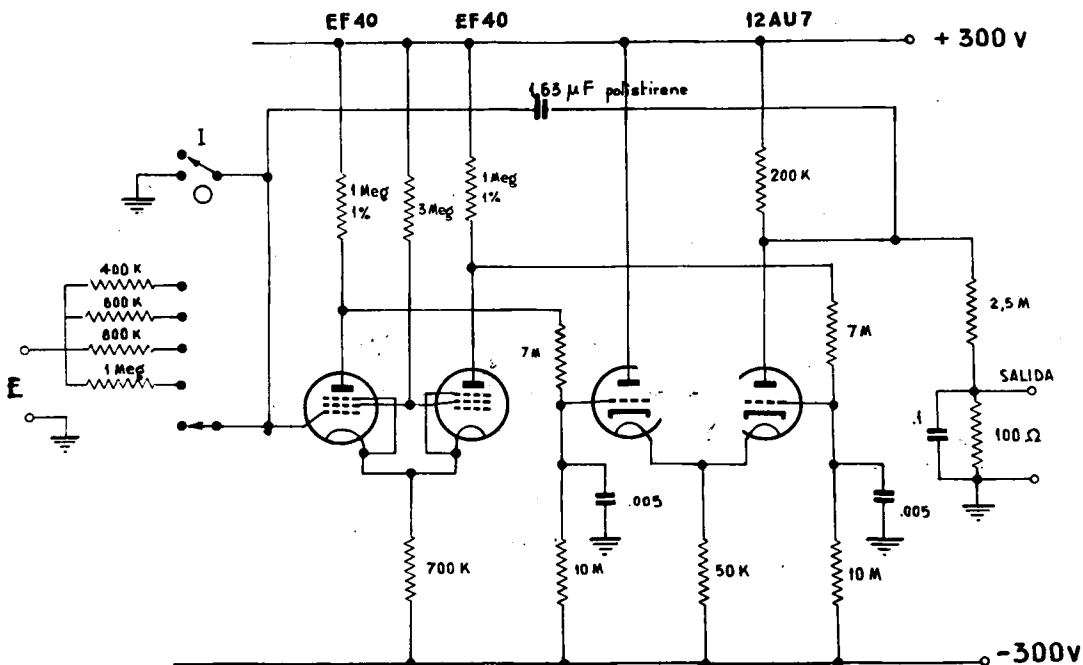


FIGURA 2.- Circuito del integrador.

El registrador Philips PR 2000 M/00, tiene una alta impedancia de entrada; su alcance es hasta de 1.75 mV con una constante de $25 \mu\text{V/div.}$ Se ajustó la velocidad de corrimiento del papel a 50 cm/min calibrando se la constancia de la misma con un generador de pulsos.

APENDICE IV

CALCULO GRAFICO DEL CANAL ELECTROSTATICO

El propósito del canal electrostático es como dijimos, producir un desvío del haz para posibilitar la introducción de un canal magnético al final de aquél.

La fuerza que el campo eléctrico ejerce sobre las partículas es

$$\vec{F}_e = e \vec{\mathcal{E}} \quad (1)$$

La fuerza de Lorentz producida por la interacción de un campo magnético con las partículas en movimiento está dada por

$$\vec{F}_L = \frac{e}{c} \vec{v} \wedge \vec{H} \quad (2)$$

Si queremos establecer un campo eléctrico cuyo efecto sobre el movimiento de las partículas sea el mismo que el de un campo magnético, debe ser $\vec{F}_e = \vec{F}_L$, o sea

$$e \vec{\mathcal{E}} = \frac{e}{c} \vec{v} \wedge \vec{H} \quad (3)$$

y para el caso de $\vec{v}$ y $\vec{H}$ normales

$$\mathcal{E} = \beta H \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (4)$$

Para deuterones de 30 Mev. es $\beta = 0,173$. Si se desea simular con el canal electrostático la acción de un canal magnético cuya depresión es 1,5 kGauss es necesario establecer un campo eléctrico de unos 78 kV/cm según la (4).

Podemos calcular gráficamente la trayectoria de una partícula desviada por dicho campo. Los datos magnéticos son los de III (fig. III-7) y suponemos además que la acción del regenerador comienza en $r_0 = 78$ cm produciendo un desvío máximo $\rho = 4$ cm con una ganancia radial máxima $e^\wedge = 1.2$. El punto de más fácil extracción es el nodo por tener ρ su máxima derivada pero allí la distancia entre órbitas es nula. En fase 90° esta distancia es máxima pero $\frac{d\rho}{d\theta}$ es nula. Elegimos como fase de extracción 30 - 35° por ser un compromiso adecuado en este caso.

Construcción gráfica: (fig. 1)

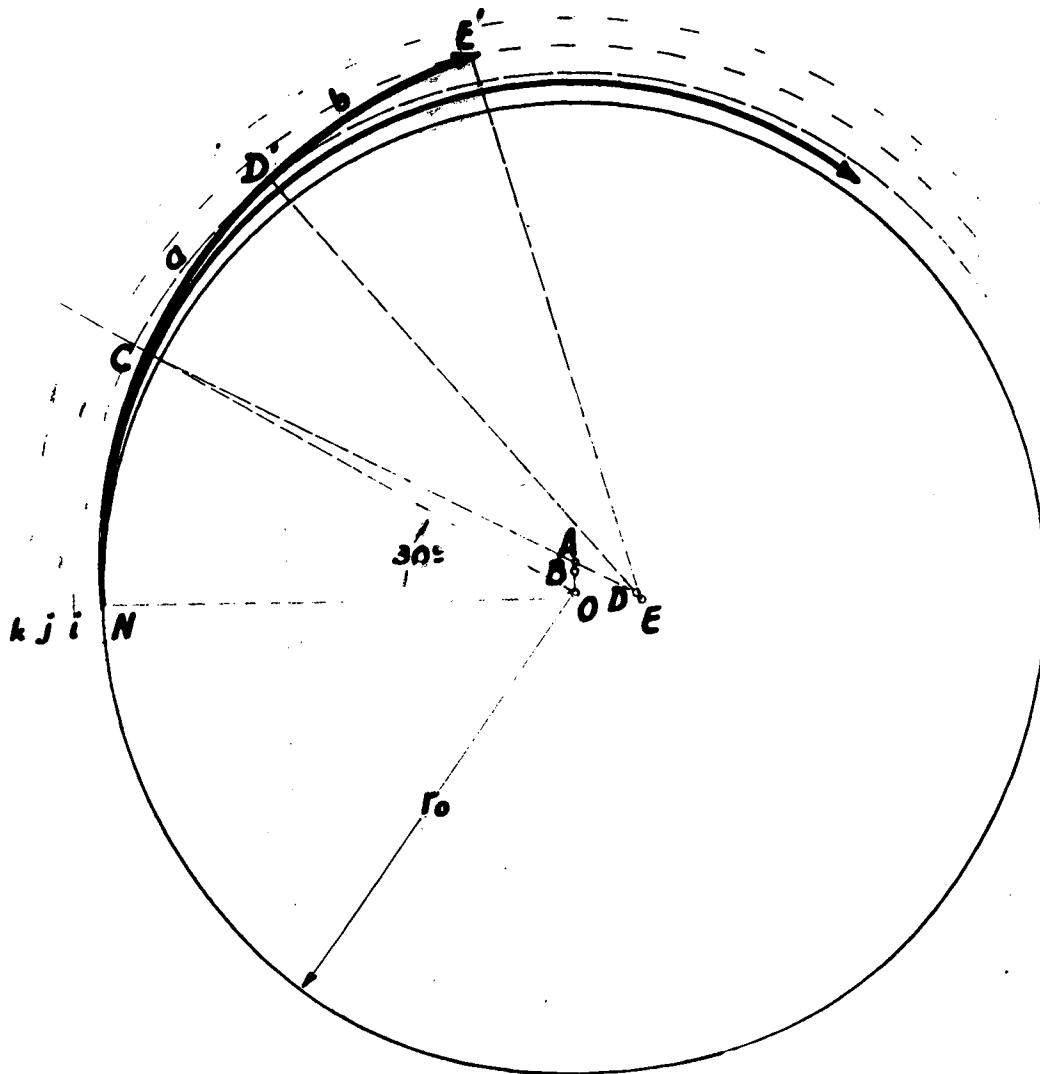


FIGURA 1.- Determinación gráfica de la forma del canal electrostático.

Trazamos una circunferencia de radio $r_0 = 78$ cm con centro en O y elegimos un punto cualquiera de la misma como nodo N, y con fase 30° respecto de él la boca del canal electrostático. Concéntricamente se trazan con línea punteada las circunferencias de nivel del campo magnético en pasos de 0,1 kO.

Con centro en N y radio r_0 trazamos un arco OA tal que $OA = 4$ cm correspondiente al φ máximo producido por el regenerador. En rigor el arco OA corresponde a la normal a la línea ON sobre la cual se encuen-

tran los centros de las órbitas perturbadas.

El punto A es el centro de la última órbita que va a entrar al canal. Con centro en A y radio r_0 trazamos el arco NC' siendo C' la boca de entrada del canal. El centro de la penúltima órbita es B tal que $OB = \frac{4}{1,2} = 3.33$ cm. Con centro en B y radio r_0 trazamos la penúltima órbita que nos da una referencia útil para dimensionar el espesor de la pared interna del canal.

El punto C' se halla en un campo original de 13.9 kG y puesto que la depresión magnética equivalente producida es 1.5 kG, a partir del punto C' la partícula se encuentra en un campo de $13.9 - 1.5 = 12.4$ kG.

La partícula que vamos a extraer tiene una energía constante correspondiente a 14×78 kG.cm. Al llegar a C' cambia su radio a

$$\frac{14 \times 78}{12.4} = 88 \text{ cm.}$$

Sobre la línea AC' determinamos el punto D tal que $C'D = 88$ cm. Con centro en D y radio 88 cm trazamos el arco a. Dicho arco corta a la línea de puntos i en el punto D'.

El arco i corresponde a los puntos del imán en que el campo vale 13.8 kG. El valor verdadero del campo a partir de D' es $13.8 - 1.5 = 12.3$ kG y una partícula que llegue tendrá un radio $\frac{14 \times 78}{12.3} = 88.6$ cm.

Uniendo DD' determinamos sobre esa recta el punto E tal que $D'E = 88.6$ cm.

Con centro en E y radio 88.6 cm trazamos el arco b sobre el cual queda determinado el punto E' intersección de los arcos b y j siendo éste el lugar de los puntos del imán en que el campo vale 13.7 kG.

Procediendo análogamente sobre EE' determinamos el punto F tal que $EF = \frac{14 \times 78}{12.2} = 89.5$ cm y así sucesivamente.

La extracción puede comenzar desde un radio distinto. Podemos repetir la construcción para $r_0 = 77.5$ cm y tener así una zona definida para trazar los límites mecánicos del canal.

APENDICE V

FUENTE DE ALTA TENSION PARA EL CANAL ELECTROSTATICO Y AISLADORES

La alimentación de alta tensión para el canal electrostático se realiza mediante una fuente convencional de rectificación de media onda con capacitor de entrada. Dado que el ripple requerido no es muy bajo basta con una sola celda de filtro, obteniéndose un 3% de ripple que es aceptable. La fig. 1 indica el circuito general y de control.

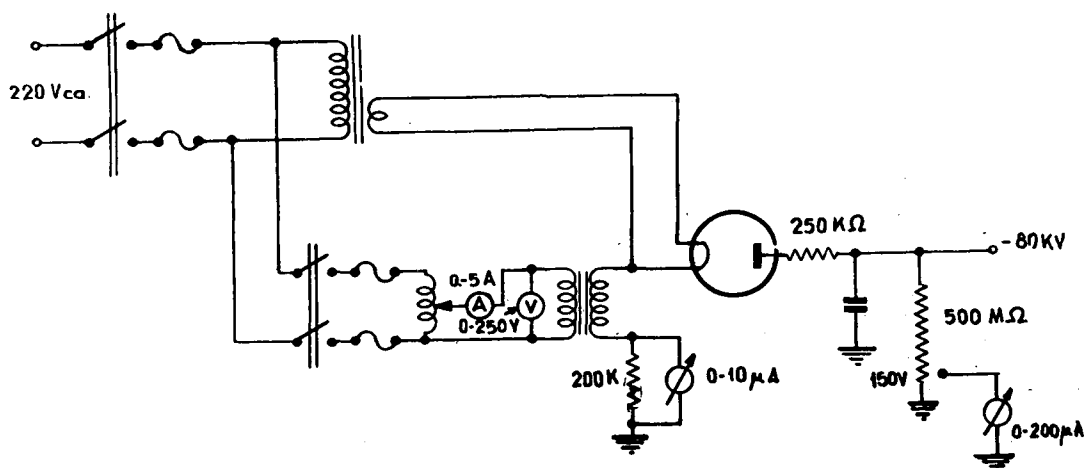


FIGURA 1.- Circuito eléctrico de la fuente de alta tensión

Desde la fuente ubicada en la parte superior del imán, hasta la placa lateral de la cámara de aceleración por donde se inyecta la alta tensión, la conexión se hace mediante un cable de tipo análogo al usado en aparatos de rayos X con aislación para 100 kV.

El canal recibe la alta tensión a través de los caños de cobre para refrigeración de la placa a 80 kV. Para asegurar una buena aislación esta refrigeración se hace con aceite, que llega mediante tubos de plástico. Un aislador pesante de tipo campana, fig. 2, que sirve a la vez de cierre de vacío, permite las conexiones eléctricas y de refrigeración. El campo máximo calculado en este aislador con una tensión de 80 kV es de 152 kV/cm, en tanto que el campo de ruptura del lucioite es de 197 kV/cm.

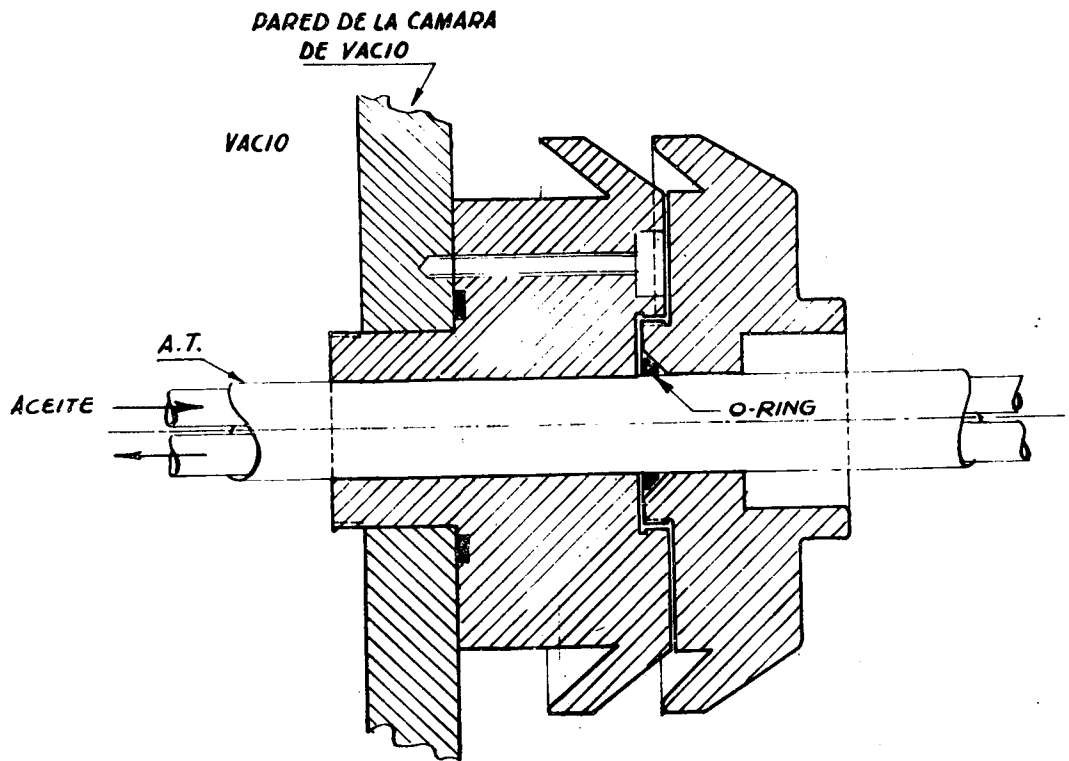


FIGURA 2.- Aislador pasante

La placa de alta tensión del canal está sostenida mediante aisladores de lucite con campanas de protección para impedir la deposición de vapores de aceite de la bomba difusora sobre el cuerpo del aislante. Estos aislantes pueden verse en la fig. 3 que muestra una vista de conjunto del canal. Se han colocado placas de vidrio superior e inferior para "cortar" las chispas entre la placa de alta tensión y las piezas polares, que se ven muy favorecidas con la aplicación del campo magnético.

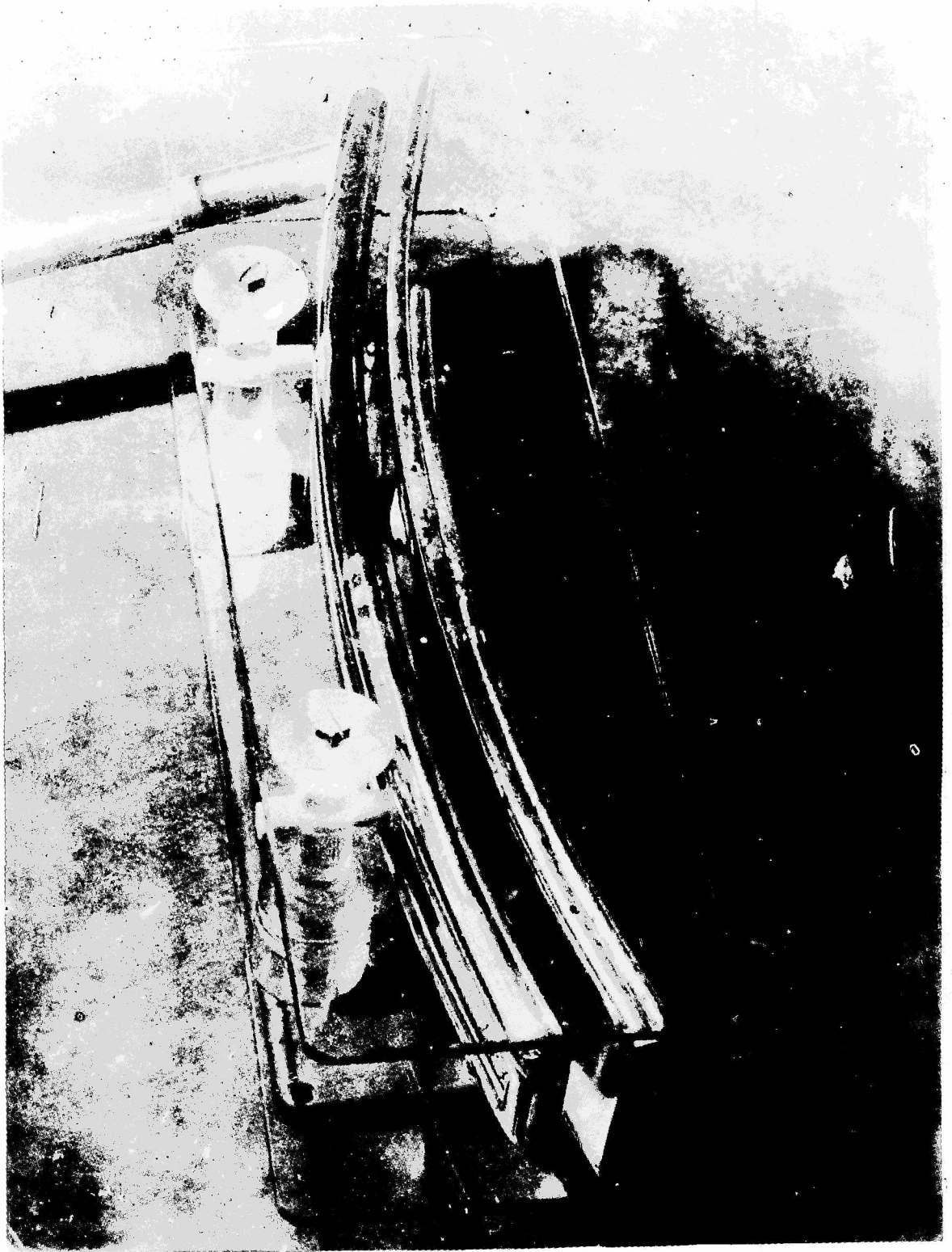


FIGURA 3.- Vista del canal electrostático

APENDICE VI

TECNICA DEL HILO

Analogía entre partículas y corrientes en campos magnéticos

La fuerza actuante sobre una partícula cargada en un campo magnético está dada por la ecuación de Lorentz:

$$\vec{F} = e \vec{v} \wedge \vec{H} = m \frac{d^2 \vec{r}}{d\tau^2} \quad (1)$$

donde e es la carga de la partícula, $\vec{v}$ su velocidad, $\vec{H}$ el campo magnético y $\vec{r}$ el vector posición con origen arbitrario.

Si en lugar de usar el tiempo como parámetro utilizamos s , longitud de la trayectoria, tendremos:

$$s = \int v d\tau \quad (2)$$

$$\frac{d\vec{r}}{ds} = \frac{1}{v} \frac{d\vec{r}}{d\tau} \quad \frac{d^2 \vec{r}}{ds^2} = \frac{1}{v^2} \frac{d^2 \vec{r}}{d\tau^2} \quad (3)$$

reemplazando en (1)

$$m v^2 \frac{d^2 \vec{r}}{ds^2} = e v \vec{t} \wedge \vec{H} \quad (4)$$

que con la primera fórmula de Frenet resulta:

$$\frac{m v}{e} \cdot \frac{\vec{n}}{\rho} = \vec{t} \wedge \vec{H} \quad (5)$$

donde ρ es el radio de curvatura de la trayectoria, $\vec{t}$ es el versor tangente y $\vec{n}$ es el versor normal.

En el caso de un alambre perfectamente flexible que conduce una corriente i en un campo $\vec{H}$, la condición de equilibrio de un elemento de longitud ds es:

$$-\mu g ds + i ds (\vec{t} \wedge \vec{H}) + d(T \vec{t}) = 0 \quad (6)$$

en donde μ es la masa por unidad de longitud y T la tensión del alam-

bre; la ecuación que resulta de dividir la (6) por ds es:

$$-\frac{T}{i} \frac{\bar{n}}{\rho} = \bar{t} \wedge \bar{H} - \mu \bar{g} \quad (7)$$

Si el peso del alambre es muy pequeño y puede despreciarse las ecuaciones (5) y (7) serán idénticas y el alambre describirá la trayectoria de la partícula si

$$-\frac{T}{i} = \frac{m v}{e} = H_0 R \quad (\text{rigidez magnética}) \quad (8)$$

Se sobreentiende que además los puntos de fijación del alambre deben coincidir con puntos por donde pasa en realidad la partícula.

En nuestro caso hemos utilizado esta propiedad para la alineación del canal magnético y para la determinación de los centros de las órbitas.

ALINEACION DEL CANAL MAGNETICO

El problema consiste en alinear las tres secciones del canal magnético de manera que por ellas pueda pasar la trayectoria curva de las partículas. Para ello hemos comenzado por trazar con el mismo método gráfico utilizado para diseñar el canal electrostático (Apéndice IV), la trayectoria de un deuterón de 30 Mev que entrando al ciclotrón pasará por la salida del canal electrostático con la misma dirección (aunque sentido contrario) que los que salen de él. Este gráfico se hace sin tener en cuenta el efecto del canal electrostático. Un punto cualquiera de la trayectoria así determinada se toma como punto de sostén del hilo, el cual se "enhebra" en el canal magnético, (cuya boca se enfrenta con la salida calculada para el canal electrostático) y está sostenido en el otro extremo por una polea y un peso que determina la tensión del hilo.

Cambiando la posición de la polea y del canal hasta conseguir que el hilo no se adose a las paredes del mismo, se busca la posición óptima del canal, y se obtiene al mismo tiempo la dirección en que sale el haz.

Este trabajo se hizo sucesivamente con la primera sección del ca

nal magnético, luego la segunda en presencia de la primera y por último con la tercera en presencia de las otras dos. Como la tercera sección está colocada en un campo muy inhomogéneo, la imperfecta flexibilidad del alambre hace que éste tienda a adosarse a las paredes del canal. Sin embargo, como ya hay seguridad de que las otras dos secciones están bien alineadas, no hay inconveniente en sostener el hilo mediante un corcho fijo en la boca de la primera sección.

En nuestro caso $H R = 14.000 \times 78 = 1,091 \times 10^6$ Gauss-cm y el peso utilizado era de 10^8 g. Por (8) la corriente resulta de 980 mA, que se suministró con una batería de 6,3 V a un alambre de cobre de 0,2 mm de diámetro.

Este método permitió determinar que la desviación del haz en el campo disperso del ciclotrón con respecto a la dirección de salida del canal magnético era de unos 15 - 20°, suficiente para eliminar el fondo de radiación directa de la máquina en el cuarto de mediciones.

DETERMINACION DE CENTROS MAGNETICOS

Las inhomogeneidades azimutales en el campo magnético producen desplazamientos de los centros de las distintas órbitas. Pueden inducirse así oscilaciones radiales de importancia, capaces de producir perturbaciones en la acción regenerativa.

Para corregir estos posibles defectos se hace necesario conocer previamente la posición de los centros magnéticos. Con ese objeto se simularon las órbitas mediante espiras de alambre de 0,2 mm de diámetro por el que se hacía pasar una corriente de 1,5 A. La alimentación de la espira llegaba a través de un flotador en aceite. De esta manera se puede asegurar que no actúen sobre la espira otras fuerzas apreciables que las debidas al campo magnético. La longitud del hilo se adecuaba en cada ocasión al radio que se quiere representar. La posición del centro correspondiente se puede conocer con suficiente aproximación tomando las distancias l_1, l_2, l_3 , (fig. 1) a partir del centro geométrico del imán.

Sin introducir posteriores correcciones los centros magnéticos resultaron comprendidos dentro de un círculo de 4 cm de diámetro que también contiene al centro geométrico del imán. Esto se considera su

ficiente para los ensayos con el haz.

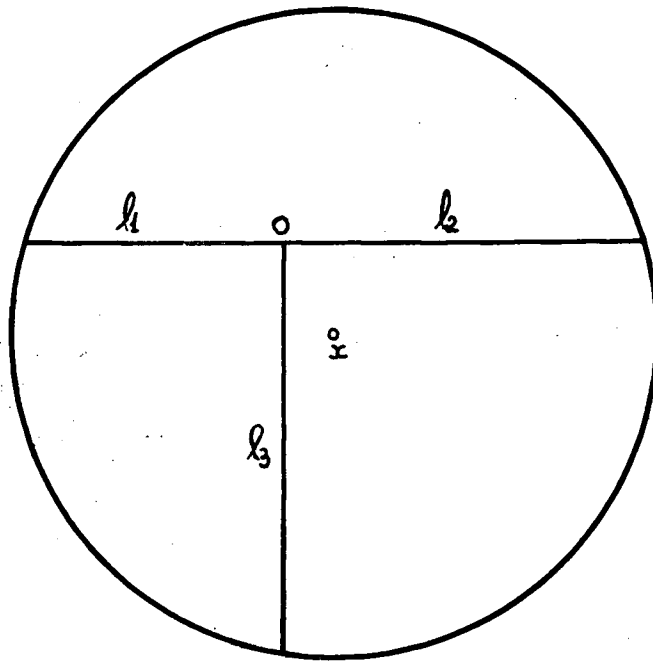


FIGURA 1.- Determinación de centros magnéticos. O centro del imán. Las distancias l_1 , l_2 y l_3 sirven para determinar x, centro de una órbita.