

09.63.04

N. E. A. Biblioteca

ARCHIVO PUBLICACIONES

Nº

1

Año

1963



Mediciones de Microondas en el Acelerador Lineal

División Acelerador Lineal

J.C. Lerman

- 1963 -

CENTRO ATOMICO BARILOCHE

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA

INSTITUTO DE FISICA "Dr. J. A. BALSEIRO"

UNIVERSIDAD NACIONAL DE CUYO

SAN CARLOS DE BARILOCHE, RIO NEGRO - ARGENTINA

MEDICIONES DE MICROONDAS EN EL ACELERADOR LINEAL

RESUMEN: Se indican los métodos según los cuales se realizaron las mediciones de microondas de algunos componentes del Acelerador Lineal en construcción. Se dan los resultados de las mismas.

J.C. Lerman
División Acelerador Lineal
- 1963 -

P A R T E 1 - Generalidades

1.1 - Circuitos de Microondas.

El estudio de líneas de transmisión y de circuitos resonantes, en frecuencias correspondientes a "microondas" indica que la terminología usual en frecuencias inferiores no tiene completa validez. Inductancia, capacitancia, circuito, corriente, tensión, etc. son nociones que pierden sentido a menos que se encuentre como redefinirlas. Para resolver los problemas se puede recurrir a las ecuaciones de Maxwell, pero, si bien el planteo es relativamente sencillo en la mayoría de los casos, la solución es extremadamente difícil.

Afortunadamente, para los elementos de microondas más utilizados (líneas de transmisión, cavidades resonantes, etc.) se pueden estudiar descripciones en función de pocos parámetros. Las mediciones consistirán, generalmente, en determinaciones de intensidades relativas de campo eléctrico y campo magnético. Estas reemplazan, respectivamente, a las mediciones de tensión y corriente, a frecuencias menores. Las magnitudes que se pueden medir en forma absoluta son: frecuencia, longitud de onda y potencia.

1.2 - Cavidades resonantes.

Las cavidades resonantes en microondas presentan analogías con los circuitos resonantes (R L C) en frecuencias menores. Se puede encontrar una representación equivalente del sistema si se eligen convenientemente las magnitudes.

En un circuito LC sin amortiguamiento, la energía permanece constante.

$$W = \frac{1}{2} L i^2 + \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} = \frac{1}{2} \dot{q}^2 + \frac{1}{2} \frac{q^2}{C}$$

la carga q estará dada por

$$q = q_0 e^{j \omega_0 t}$$

con

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L C}}$$

los valores medios de las energías magnética y eléctrica son iguales, respectivamente

$$\frac{1}{2} L i^2 = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C} = \frac{1}{2} W$$

Si introducimos una resistencia amortiguadora R , la ecuación diferencial que describe al sistema es

$$L \ddot{q} + R \dot{q} + \frac{1}{C} q = 0$$

con solución

$$q = q_0 e^{j\omega t}$$

en que

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{R^2}{4L^2} + \frac{R}{2L} j}$$

para

$$\frac{R}{2L} \gg \omega_0$$

se puede escribir

$$q \simeq q_0 e^{j(\omega_0 + j\omega'') t}$$

en que

$$\omega'' = \frac{R}{2L}$$

El tiempo τ que debe transcurrir para que la amplitud q caiga a $1/e$ de su valor inicial, es

$$\tau = \frac{1}{\omega''}$$

Si excitamos al sistema con una tensión periódica $K e^{j\omega t}$ la ecuación resulta

$$L \ddot{q} + R \dot{q} + \frac{q}{C} = K e^{j\omega t}$$

cuya solución de régimen estacionario es

$$q = B e^{j \omega t}$$

y B resulta (Casimir, 1951)

$$B = \frac{K}{L (\omega_0^2 - \omega^2) + j R \omega}$$

que toma los siguientes valores de interés:

a) para $\omega = 0$ caso estático,

$$B = \frac{K}{L \omega_0^2} = C K$$

b) para $\omega = \omega_0$ caso de resonancia,

$$B = \frac{K}{j R \omega_0}$$

Por lo tanto, las amplitudes de q son, en cada caso:

$$q \text{ (estático)} = C K$$

$$q \text{ (resonancia)} = \frac{K}{R \omega_0} = \frac{1}{\omega_0 R C} C K =$$

$$= \frac{q_{\text{est}}}{\omega_0 R C} = \frac{\omega_0 L}{R} q_{\text{est}} \quad (1)$$

Si definimos como ancho de banda $\Delta \omega$ a la diferencia entre las frecuencias angulares para las cuales la amplitud de q vale

$$\frac{1}{\sqrt{2}} q_{\text{res}}$$

resulta, si

$$\frac{R}{L} \ll \omega_0$$

$$\Delta \omega = \frac{R}{L} \quad (2)$$

Es de utilidad designar como factor de mérito Q a la relación entre q_{res} y q_{est} en (1)

$$Q = \frac{q_{res}}{q_{est}} \quad (3)$$

$$Q = \frac{\omega_o L}{R} = \frac{1}{\omega_o R C} \quad (4)$$

$$\therefore Q = \frac{\omega_o}{\Delta \omega} = \frac{f_o}{\Delta f} \quad (5)$$

en que f = frecuencia.

Las (3), (4) y (5) son válidas para

$$\frac{R}{L} \ll \omega_o$$

o sea $Q \gg 1$.

Veamos que sucede con la energía. La disipación media es

$$\begin{aligned} \frac{dW}{dt} &= -Ri^2 = -\frac{R}{L} Li^2 = -\frac{R}{L} W \\ \therefore W &= W_o e^{-\left(\frac{R}{L}\right) t} = W_o e^{-\left(\frac{R}{\omega_o L}\right) \omega_o t} \quad (6) \end{aligned}$$

Reemplazando (*) en (6) resulta

$$W = W_o e^{-\frac{\omega_o}{Q} t} \quad (7)$$

Entonces vemos que el lapso τ necesario para que la energía decaiga al valor de .

$$W_0/e$$

está relacionado con Q :

$$\tau = \frac{Q}{\omega_0} \quad (8)$$

Podemos escribir

$$Q = \omega_0 \tau$$

o sea es el número de ciclos que transcurre para que la energía decaiga al valor indicado.

También se deduce, de (7), que

$$Q = \frac{\omega_0 W}{-\frac{dW}{dt}}$$

en que W = energía total, y el denominador es el decremento de la energía por unidad de tiempo = potencia disipada = $-P$

$$Q = - \frac{\omega_0 W}{P} \quad (9)$$

o también

$$Q = - 2 \pi \frac{W}{P} = \quad (10)$$

$$= 2 \pi \frac{\text{Energía total}}{\text{Potencia disipada durante un ciclo}}$$

Las expresiones (5), (8), (9) y (10), en que se da Q en función del ancho de banda, amortiguamiento y energía, respectivamente, permiten definir el factor de mérito de cavidades resonantes.

1.3 - Guías de onda

En los sistemas formados por líneas de transmisión, conviene definir dos parámetros:

I = coeficiente de atenuación de la tensión, por unidad de longitud.

r = resistencia paralelo por unidad de longitud.

La expresión que relaciona la potencia $P(Z)$ con la densidad lineal de energía $W(Z)$ es

$$P(Z) = W(Z) v_g \quad (11)$$

en que v_g = velocidad de grupo.

Por definición es

$$\frac{v_g}{c} = \frac{d\beta}{d\beta_n} \quad (12)$$

en que

$$\beta^2 = \beta_c^2 + \beta_n^2$$

son las constantes de propagación, y c la velocidad de la luz.

Definiremos r por analogía con los circuitos en baja frecuencia

$$r = \frac{(\text{Tensión por unidad de longitud})^2}{\text{Potencia disipada por unidad de longitud}}$$

En nuestro caso, en que el campo eléctrico que nos interesa es axial (E_z) tomaremos

$$V^2 = \left(\frac{1}{\ell} \int_0^\ell E_z dz \right)^2 \quad (13)$$

en que V = tensión por unidad de longitud.

La expresión que nos da el valor de r resulta ser, reemplazando en la definición

$$r = \frac{V^2}{\frac{dP(Z)}{dz}} \quad (14)$$

y como para líneas de transmisión debemos escribir la (9)

$$Q = \frac{\omega_0 W(Z)}{\frac{dP(Z)}{dz}} \quad (15)$$

en que el denominador es, ahora, la potencia disipada por unidad de longitud. La ley de atenuación de potencia a lo largo de la guía está dada por:

$$P(Z) = P_0 e^{-2 I Z} \quad (16)$$

por lo tanto, reemplazando en (15) y teniendo en cuenta (13), es

$$r = \frac{E_Z^2}{2 I P(Z)} \quad (17)$$

$$Q = \frac{\omega_0 W(Z)}{2 I P(Z)} \quad (18)$$

$$\frac{r}{Q} = \frac{E_Z^2}{\omega_0 W(Z)} \quad (19)$$

Reemplazando la (11) en la (15) obtenemos

$$Q = \frac{\omega_0}{2 I v_g} \quad (20)$$

1.4 - Guías de onda cargadas.

En este caso se cumple el teorema de Floquet que dice que al desplazarnos en un periodo de la estructura cargada (por ejemplo, por iris), para un modo dado de oscilación, la función de onda (es decir, los campos eléctrico y magnético) resultan multiplicados por una constante compleja.

Escribamos el factor como

$$e^{-\gamma p}$$

en que γ es complejo. Una función que al aumentar z en p se verifica el teorema de Floquet, es

$$e^{-\gamma z}$$

la solución más general es $e^{-\gamma z}$ multiplicando por una función periódica de z con periodo p

$$\therefore E_z = \sum_{-\infty}^{+\infty} a_n e^{-(\gamma + 2 \pi n j/p) z} \quad (21)$$

Se demuestra que γ debe ser real o imaginaria para una estructura no disipativa. Si es real representa ondas atenuadas. Si es imaginaria pura:

$$\gamma = j \beta_0$$

y llamamos

$$\beta_n = \beta_0 + \frac{2\pi n}{p}$$

la expresión queda $e^{-j\beta_n z}$ que al introducir el factor temporal se convierte en

$$e^{j(\omega t - \beta_n z)}$$

para una componente de Fourier. Representa una onda progresiva, de frecuencia angular ω , longitud de onda

$$2\pi/\beta_n$$

y velocidad de fase

$$v_p = \omega / \beta_n$$

para cada n .

Se puede probar (Slater, 1950) que $\omega = \omega(\beta_0)$ es una curva periódica par en β_0 con periodo $2\pi/p$ cuya representación gráfica se puede ver en la figura 1.1.

Conviene representar ω/c en ordenadas, en vez de así las dimensiones de ambos ejes son las mismas. El gráfico recibe la denominación de diagrama de dispersión. De acuerdo con las definiciones de velocidades de fase y de grupo, resulta (12)

$$\frac{v_g}{c} = \frac{d\beta}{d\beta_n}$$

y

$$\frac{v_p}{c} = \frac{\beta}{\beta_n}$$

(22)

Si se construye una cavidad colocando planos reflectores eléctricos, en planos transversales de simetría, los modos de propagación satisfacen las condiciones de contorno de la cavidad y el campo se puede expresar (Gallagher, 1960)

$$E_c = \sum 2 a_n \cos \beta_n z e^{j(\omega)t} \quad (23)$$

Cada término de la (23) recibe la denominación de "armónica espacial" y, en nuestro caso, la energía que ganan los electrones se debe a la componente fundamental.

Para resonar, la cavidad debe contener un número entero de

$$\lambda_g / 2$$

Como la longitud de la cavidad es

$$L = s p / 2$$

la condición que debe cumplirse es:

$$q \frac{\lambda_{gn}}{2} = s \frac{p}{2} = L \quad (q, s = 0, 1, 2, \dots)$$

$$(-\infty < n < +\infty)$$

en que $\underline{p}$ = longitud periódica de la guía

$\underline{s}$ = núcleo de semi periodos contenidos en la cavidad

$\underline{q}$ = número de semilongitudes de onda contenidas en la cavidad.

Si la cavidad contiene $\underline{m}$ periodo, resuena $m + 1$ veces

$$q \frac{\lambda_{gn}}{2} = L = m p \quad \text{o sea} \quad \beta_0 p = \frac{q \pi}{m} \quad (24)$$

$$(q = 0, 1, 2, \dots m)$$

lo que equivale a decir que hay defasaje entre 0 y π por periodo. Estas resonancias dan el diagrama de dispersión de la estructura. Se suelen representar como frecuencia en función de defasaje por periodo (modo) y se conoce con el nombre de diagrama de Brillouin.

Designando con la letra μ al defasaje por periodo

$$\mu = \beta_0 p \quad (25)$$

es

$$\lambda_g = \frac{2 \pi p}{\mu} \quad (26)$$

La velocidad de fase resulta por (22)

$$\frac{v_p}{c} = \frac{\lambda_g}{\lambda}$$

$$\therefore \frac{v_p}{c} = \frac{2\pi p}{\mu \lambda} = \frac{2\pi p}{c} \frac{f}{\mu} \quad (27)$$

o sea, la pendiente del radio vector desde el origen de coordenadas.

Y la velocidad de grupo, de acuerdo con (22), es

$$\frac{v_g}{c} = \frac{d(1/\lambda)}{d(1/\lambda_g)} \quad (28)$$

o sea la pendiente del diagrama de dispersión que, como habitualmente es un diagrama con frecuencias discretas resulta

$$\frac{v_g}{c} = \frac{2\pi p}{c} \frac{\Delta f}{\Delta \mu} \quad (29)$$

Como primera aproximación se puede suponer un diagrama senoidal (Gallagher, 1961) (ver figura 1.2) y entonces la función se puede expresar

$$f = - \frac{\delta f}{2} \cos \mu$$

$$\therefore \frac{v_g}{c} = \frac{2\pi p}{c} \frac{\delta f}{2} \sin \mu$$

Para el caso particular $\mu = \pi/2$, resulta

$$\frac{v_g}{c} = \frac{\pi p}{c} \delta f \quad (30)$$

Existen mejores fórmulas de aproximación con desarrollo en varios términos de Fourier o de Stirling (Robson, 1958).

1. 5 - Perturbación de cavidades resonantes.

Interesa calcular la variación en la frecuencia de resonancia de una cavidad de volumen V cuando se modifican levemente sus paredes o cuando se introduce un objeto pequeño.

Si el volumen perturbador τ cumple la relación $\tau \ll V$, la variación en frecuencia puede expresarse (Muller, 1939; Hansen y Post, 1948; Slater, 1950; Casimir, 1951) cuando se modifican las dimensiones moviendo una pared o introduciendo objetos metálicos:

$$f = f_0 \left[1 + F \frac{\int_{\tau} (\mu \vec{H}^2 - \epsilon \vec{E}^2) d\tau}{\int_V (\mu \vec{H}^2 + \epsilon \vec{E}^2) dV} \right] \quad (31)$$

en que f = frecuencia de resonancia de la cavidad perturbada.

f_0 = frecuencia de resonancia de la cavidad sin perturbar.

F = factor de forma.

F tiene valores comprendidos entre 1 e ∞ según cómo deforma el volumen perturbador al campo previo existente. En particular, $F \rightarrow 1$ si con $\tau \rightarrow 0$ el campo eléctrico tiende a su valor normal.

El denominador de (31) es el doble de la energía total acumulada en la cavidad $2 W_c$. Si la perturbación es pequeña se puede aproximar:

$$f \simeq f_0 \left[1 + F \frac{\int_{\tau} (\mu \vec{H}^2 - \epsilon \vec{E}^2) d\tau}{4 W_c} \right]$$

o, lo que es lo mismo,

$$\frac{f_1 - f_0}{f_0} = \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{F \int_{\tau} (\mu \vec{H}^2 - \epsilon \vec{E}^2) d\tau}{4 W_c} \quad (32)$$

En el caso de perturbar una cavidad con una varilla coaxial dieléctrica que atravesase la cavidad, de constante ϵ ,

la expresión anterior queda

$$\frac{\Delta f}{f} = - \frac{\int \epsilon E^2 d\tau}{4 W_c}$$

considerando que el campo magnético en el eje de la cavidad es despreciable. Como variación de la constante dieléctrica es

$$(\epsilon_0 - \epsilon)$$

queda

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{(\epsilon - \epsilon_0) A \int_0^L E_c^2 d\tau}{4 W_c} \quad (33)$$

en que A = sección de la varilla

E_c = campo eléctrico en la cavidad

y como $W_c = 2 w L$

donde W = densidad lineal de energía

$$\therefore \frac{\Delta f}{f} = \frac{(\epsilon - \epsilon_0) A E_c^2}{8 W} \quad (34)$$

Reemplazando ahora en la (19)

$$\frac{r}{Q} = \frac{E_c^2}{\omega_0 W} = \frac{1}{\pi (\epsilon - \epsilon_0) A} \frac{\Delta f}{f^2} \quad (35)$$

Escribiendo

$$\epsilon' = \epsilon / \epsilon_0$$

y

$$1/\pi \epsilon_0 = 120 \text{ c}$$

en la (35) queda

$$\frac{r}{Q} = \frac{240 \text{ c}}{(\epsilon' - 1) A} \frac{\Delta f}{f^2} \quad (36)$$

En la bibliografía (Gallagher, 1960; Sproull y Linder, 1946; Ginzton, 1957) se mencionan otros métodos. En realidad, el valor dado por la (36) consiste en la suma para todas las armónicas espaciales. Cuando se desea expresar

$$\frac{r}{Q}$$

para la armónica fundamental, es necesario multiplicar por un factor

$$(a_0^2 / \sum a_n^2)$$

calculable también mediante perturbaciones (Gallagher, 1960).

1.6 - Cavidades de acoplamiento.

Las cavidades de acoplamiento de guía de onda rectangular a guía cargada son discontinuidades del sistema y pueden ser estudiadas como tales. Existen varias formas de encarar el problema ya sea mediante circuitos equivalentes, matriz de dispersión, etc. (Montgomery et. al.; 1948; Ginzton, 1957; Belbéoch, 1961).

Se pueden definir dos parámetros de utilidad en el estudio y ajuste de las cavidades de acoplamiento o acopladores.

$$\beta = \text{coeficiente de acoplamiento}$$

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = \text{desviación relativa de las frecuencias de funcionamiento y de resonancia.}$$

Se considera que el acoplador está adaptado cuando $\beta = 1$ (acoplamiento crítico), y

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = 0$$

Esto significa que hay máxima transferencia de energía de la guía rectangular a la guía periódica. Emplearemos como método de análisis el de los coeficientes de reflexión (Gallagher, 1960; Belbéoch, 1961) que permite trabajar en forma gráfica sobre el diagrama de Smith (Montgomery, 1947; Montgomery et. al. 1948; Southworth, 1959).

En el caso en que la guía de salida está terminada con la impedancia característica y se varía la frecuencia de la señal en la guía de entrada, los puntos que representan el coeficiente de reflexión (y la impedancia) están situados sobre una circunferencia, tangente a la periferia del diagrama de Smith (ver figura 1.3) que se denomina circunferencia de ρ .

Se ha representado con ρ al coeficiente de reflexión, y con G a la relación de onda estacionaria de tensión (VSWR) "voltage standing wave ratio". Ambos están relacionados entre si y con la definición por las siguientes expresiones

$$G = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|} \quad (37)$$

$$|\rho| = \frac{G - 1}{G + 1} \quad (38)$$

$$G = \text{VSWR} = \frac{E_{\text{máx}}}{E_{\text{mín}}} = \sqrt{\frac{P_{\text{máx}}}{P_{\text{mín}}}} \quad (39)$$

Según que la circunferencia encierre o no al centro del diagrama, se dice que la cavidad está sobreacoplada o subacoplada. Si pasa por el centro, el acoplamiento es crítico. El valor de β está dado por el de la VSWR a la frecuencia de resonancia o por su inversa, según que sea

$$\beta > 1 \quad \text{ó} \quad \beta < 1 \quad \text{respectivamente.}$$

El punto que describe la circunferencia se desplaza

- a) en sentido horario si se aumenta la frecuencia con sintonía fija, y
- b) en sentido antihorario si, con frecuencia fija, se aumenta la frecuencia de resonancia de la cavidad.

Estas propiedades, que se demuestran en la bibliografía, (Montgomery et al., 1948; Ginzton, 1957) son útiles durante el procedimiento realizado para el ajuste de

$$\beta \quad \text{y} \quad \frac{\Delta \omega}{\omega_0} \quad \text{de cada acoplador.}$$

El punto de tangencia de las circunferencias, corresponde a frecuencias 0 y ∞ simultáneamente. Se puede obtener también mediante la desintonía de la cavidad con una sonda metálica y da la posición del plano de referencia midiendo la posición del mínimo de onda estacionaria en la guía de entrada.

1.7 - Método del cortocircuito móvil.

Este método está basado en el de "nodal shift" (desplazamiento nodal) (Deschamps, 1953; Flenberg, 1946).

Consideremos el acoplador con las guías de entrada y de salida. (Ver figura 1.4) En el plano de salida, los puntos que describen el coeficiente de reflexión están situados sobre una circunferencia centrada en el diagrama de Smith y de radio mayor cuanto menor es la atenuación del tramo de guía de salida. En el plano de entrada, dichos puntos aparecen (Ginzton, 1957; Belbéoch, 1961; Gallagher, 1960) sobre una circunferencia (a) que, en general, no está centrada en el diagrama (Ver figura 1.5)

Esta circunferencia puede centrarse sobre el eje real mediante la elección del plano de entrada. Si se elige el plano de referencia en el mínimo de onda estacionaria producida con el acoplador desintonizado la circunferencia estará centrada sobre ese eje (b).

Si se cambia el cortocircuito por una carga adaptada, se obtiene un punto S que denominamos "Centro de Smith". La posición de este punto puede calcularse o determinarse experimentalmente. Está sobre la línea de los centros $00'$ y corresponde a una

$$VSWR = \sqrt{\Gamma_{\text{máx}} \Gamma_{\text{mín}}}$$

(si la circunferencia no encierra al centro del diagrama) o

$$VSWR = \sqrt{\frac{\Gamma_{\text{máx}}}{\Gamma_{\text{mín}}}}$$

(si lo encierra).

Los puntos medidos deben hallarse sobre una circunferencia a menos que se haya cometido algún error experimental. Esto proporciona un método muy útil para controlar la medición. También se puede realizar la determinación desplazando una carga mal adaptada (Belbéoch, 1961) o midiendo, respectivamente, en dos cavidades sucesivas, con una carga bastante

bien adaptada ($\Gamma \approx 1.2$) (Gallagher, 1960). En este último caso, se obtiene el valor de $\underline{S}$ directamente sin cálculo.

El punto $\underline{S}$ está sobre la circunferencia de $\underline{Q}$ de la cavidad (Gallagher, 1960) (Ver figura 1.6).

La circunferencia de $\underline{Q}$ se determina mediante el punto $\underline{S}$ (calculado o medido), y sabiendo que es tangente en

$$\Gamma = -1$$

y su centro está sobre el eje del diagrama.

En el caso de la figura, de acuerdo con lo expresado antes, el acoplador está subacoplado porque la circunferencia de $\underline{Q}$ no encierra al punto $\underline{O}$, y resuena a una frecuencia mayor que la deseada.

1.8 - Adaptación y sintonización del acoplador.

En el caso de la cavidad de acoplamiento del acelerador lineal en construcción, contruida según el modelo de Stanford (Chodorow et. al., 1955), β y

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0}$$

dependen de las dimensiones de la cavidad y de los iris (A: iris rectangular de acoplamiento, y B: iris circular de entrada del haz de electrones) (Ver figura 1.7).

Si bien tanto β como

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0}$$

son independientes entre sí, el iris $\underline{A}$ influye principalmente sobre el coeficiente β y el iris $\underline{B}$ sobre

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0}$$

pero este último también modifica el defasaje de la primera cavidad. El ajuste se realiza mediante la modificación de las dimensiones de dichos iris. Se trata de obtener una circunferencia cuyo centro de Smith coincida con el centro del diagrama ($\Gamma = 1$). En el caso de un acelerador con inyección de microondas mediante un solo acoplador, no es necesario que el error de fase de la primera cavidad sea nulo.

1.9 - Uniformidad de la guía de onda cargada.

Cada tramo de guía cargada debe resonar en el modo $\pi / 2$ a igual frecuencia cualquiera sea el extremo que se cortocircuite o desintonice (Chodorow et al., 1955). Si hay diferencia entre ambas frecuencias se debe a errores de construcción. Si no hay diferencia, en cambio, no se puede decir nada porque los errores pueden o bien cancelarse o reforzarse. Por ello es que debió adaptarse el método del "nodal shift" que proporciona información acerca de la regularidad de toda la guía.

"Nodal shift" de estructuras periódicas.

El método empleado en guías uniformes consiste en mover un cortocircuito una distancia bien conocida y observar el corrimiento de la SWR. Esta se desplazará la misma distancia eléctrica, si no hay reflexiones intermedias entre el cortocircuito y la guía ranurada (Ginzton, 1957).

En estructuras periódicas es distinto (Gallagher, 1960; Eldredge et. al., 1962). A medida que el pistón de cortocircuito ("plunger") se mueve iguales desplazamientos, el punto que representa la impedancia en el diagrama de Smith no describe arcos iguales. Es decir, la onda estacionaria no se mueve con desplazamientos correspondientes. Se observa que, cuando el pistón reflectante está aproximadamente a mitad de camino dentro de una cavidad, la impedancia vista desde la guía de entrada, presenta un mínimo de variación. Estos lugares, donde el punto que recorre una circunferencia (centrada en el diagrama de Smith si el acoplador empleado está adaptado) pareciera "quedarse" mientras se mueve el cortocircuito, reciben el nombre de "dwell points" (puntos vivienda). Son los que se utilizan para estudiar la estructura. Los puntos que representan la impedancia describen media vuelta en el diagrama de Smith luego de haber recorrido una longitud periódica con el pistón (*). A medida que este se aleja del generador, el diámetro de las circunferencias se hace menor. En realidad basta con determinar los "dwell points" y una circunferencia para medir los errores de fase de las distintas cavidades de un tramo de guía. Si la circunferencia está centrada en el diagrama de Smith, el defasaje entre cavidades y el error de fase entre cavidades alternadas puede leerse

(*) Recuértese que en el diagrama de Smith la escala angular es doble (a una vuelta corresponden 180° eléctricos).

directamente en la escala de la periferia del diagrama figura 1.9)

Conviene trabajar con un acoplador bien adaptado porque de lo contrario, con la circunferencia no centrada, la determinación de los ángulos se complica (Gallagher, 1960; Chodorow et. al., 1955).

Los distintos tipos de gráficos que se obtienen en varios casos, según sean los errores de fase, la frecuencia de ensayo, la adaptación del acoplador, etc. (cada punto indica un "dwell points" y el número el disco correspondiente) se ilustran en la figura 1.8. Las cifras indican el número de orden del disco de cada tramo, contando a partir del extremo más cercano al generador. En realidad el número 1 corresponde al iris del acoplador. El cortocircuito se va alejando del generador y se obtienen alternadamente los "dwell points" indicados.

Se ilustra mediante un ejemplo (Ver figura 1.9) la determinación del defasaje entre cavidades sucesivas. Entre, por ejemplo, la 4 y la 5 de la figura 1.9, hay un defasaje igual a

$$\frac{\alpha}{2}$$

y el error de fase entre las tres cavidades sucesivas es

$$\frac{\theta}{2}$$

W En el diagrama de Smith pueden leerse directamente las unidades de los ángulos α y θ utilizando la escala de la periferia.

1.10 - Atenuación y Q de los tramos de guía de onda.

La VSWR de una línea en cortocircuito depende de las pérdidas según la expresión (Gallagher, 1960)

$$11 = \text{arc tgh } \frac{1}{G} \quad \text{nepers} \quad (40)$$

en que I atenuación por unidad de longitud

$$Q = \frac{\omega}{2 I v_g} \quad (41)$$

Se puede obtener así valores de Q y de I, para cada tramo de guía a partir del diagrama de nodal shift correspondiente.

Parte 2 - Resultados experimentales

2.1 - Medición de f_0 y Q_0 en cavidades resonantes.

Métodos.

Las expresiones que definen Q (3), (5), (6), (9) y (10) dan origen a varios métodos de medición.

En general, hay dos clases de métodos: lentos y rápidos (James, 1959). Los métodos lentos necesitan, principalmente, fuentes muy estables en frecuencia y potencia. Se puede medir así, con mucha precisión, el ancho de banda de una cavidad y su frecuencia de resonancia. (Ver figura 2.1)

El atenuador debe estar calibrado y permitir su incremento en 3 dB. De esta manera no es necesario que la ley del detector sea conocida. Del mismo generador de microondas (Klystron) se hace llegar la señal a un ondámetro de cavidad, con el que se determina las frecuencias de resonancia y de potencia mitad (- 3 dB) (Ginzton, 1957).

Entre los métodos rápidos o dinámicos se mencionan varios (Montgomery, 1947; Ginzton, 1947):

- a) Medición del ancho de banda de la curva de resonancia;
- b) Medición de la constante de tiempo de una cavidad excitada con pulsos;
- c) Determinación de los puntos de inflexión de la curva de resonancia (Beverly, 1951).

Estos métodos requieren menos estabilidad en el generador de microondas, pero implican el error de lectura en el osciloscopio.

2.2 - Medición de los tramos de guía de onda cargada -

Determinación de Q_0 y f_0

Se empleó el método de medición dinámica del ancho de la curva de resonancia (Sproull y Linder, 1946), pero empleando un osciloscopio de doble canal para observar las señales provenientes del ondámetro y de los tramos de guía.

En la figura 2.2 se muestra un esquema del montaje empleado.

La observación del modo del klystron se hacía para asegurar que se estaba trabajando en una zona bastante plana y simétrica del modo.

Con la polaridad invertida de uno de los canales del osciloscopio, se observaron las señales del ondámetro y del tramo de guía. Una vez enfrentados los picos mediante la sintonización del ondámetro se efectuaba la lectura de f en éste.

El ondámetro fué construido por los Dres. R. Platzgeck y M. Abele y se calibró por comparación con un ondámetro coaxil construido por el Ing. Bilotti. El error en frecuencia se estimó en 10^{-5} (Ver figura 2.3)

Cada tramo de guía era montado sobre una placa, como se indica en la figura 2.4.

El tubo con el tramo de guía tiene 23 cavidades. Es necesario que resuene en el modo

$$\frac{\pi}{2}$$

Ello es posible dejando destapado el extremo superior, con lo que la última cavidad queda desintonizada. Como resueñan la mitad de las cavidades, se realiza cada medición con el tubo en las dos posiciones posibles y se promedian los resultados.

Se midió el Q_0 de cada tramo en el modo

$$\frac{\pi}{2}$$

Se cuidó que el acoplamiento de las antenas con el tramo fuera muy débil. Entre el detector y la entrada correspondiente del osciloscopio fué necesario intercalar un preamplificador Tektronix. Para calibrar los puntos de 3 dB por debajo del máximo se empleó un atenuador coaxil calibrado, Weinschel. La fuente de alimentación empleada, Sperry y el Klystron 2K41.

El error sistemático más importante fué el introducido por las pérdidas producidas por las corrientes que circulan en la placa de base. Se puede obviar este problema, midiendo dos tramos de distinta longitud (Gallagher, 1960). Nuestro caso interesa principalmente comparar entre sí los distintos tramos de guía y estimamos que el error introducido por este efecto era similar en cada medición. Por lo tanto los valores de Q_0 obtenido deben considerarse límites inferiores.

El error de apreciación de cada medición de Q_0 se estima en 10^{-2} . El error de cada medición de frecuencia se estima en 10^{-2} . Los resultados obtenidos son:

Nº Tubo	Q_0	f_1 Mc/s	f_2 Mc/s	f_0 Mc/s
1	7900	2855.39	2855.46	2855.42
3	7650	2855.44	2855.51	2855.47
4	8300	2855.43	2855.48	2855.45
6	7750	2855.27	2855.43	2855.35
7	6250	2855.36	2855.48	2855.42
8	7900	2855.29	2855.43	2855.36

TABLA 2.1

El valor de f_0 corresponde a la frecuencia de resonancia en aire. Se debe aplicar una corrección que depende de la temperatura, presión atmosférica y humedad. La corrección vale (Eldredge, A.L., et. al., 1962)

$$\frac{\Delta f}{\Delta T} \approx \frac{-0.100 \text{ Mc}}{2^\circ \text{C}}$$

para 40% de humedad y temperatura T. La diferencia de frecuencia a 20° C es aproximadamente 1 Mc/s, que debe sumarse a los valores tabulados para pasar a la condición de vacío.

2.3 - Coefficiente de temperatura de los tramos de guía cargada.

Los tubos se mantuvieron, durante las mediciones, a la temperatura de $(20.0 \pm 0.3)^{\circ} \text{C}$.

Previamente se realizó una determinación de la frecuencia de resonancia del modo

$$\frac{\pi}{2}$$

en función de la temperatura, con un tubo. Se obtuvo el valor de

$$0.02 \frac{\text{Mc/s}}{^{\circ}\text{C}} \quad \text{entre } 20^{\circ} \text{C y } 21^{\circ} \text{C}$$

2.4 - Velocidad de grupo.

Se efectuó el cálculo empleando la expresión (27), pero a partir del dato para cada tubo porque el ondámetro no cubre toda la banda pasante.

$$\frac{V_g}{c} = 2 \frac{\pi p}{c} \left(\frac{\delta f}{2} \right)$$

Se obtuvieron los siguientes valores:

Tubo	$\frac{\delta f}{2}$ Mc/s	$\frac{V_g}{c}$
1	18.43	0.01013
3	18.40	0.01012
4	18.47	0.01012
6	18.39	0.01011
7	18.39	0.01011
8	18.39	0.01011

TABLA 2.2

Se empleó el mismo montaje experimental que el de la figura 2.2. Se considera que el error de apreciación es del orden del 2%. No obstante debe tenerse en cuenta que el error sistemático introducido por la suposición de diagrama senoidal debe ser del orden de algunos %.

2.5 - Determinación de la resistencia paralelo de la cavidad del "Prebuncher"

Se determinó, primeramente, el valor r/Q empleando el método de perturbación. Se introdujo en el eje una varilla de cuarzo y se midió el desplazamiento de frecuencia. El montaje experimental fue casi el mismo que el empleado en la medición de Q . La entrada se hizo por el conector existente en la cavidad. Para la detección fue necesario colocar la antena en el aire cerca de uno de los agujeros. La precisión de la medición fue baja porque la respuesta de la cavidad, de Q no muy alto, resultaba muy influenciada por la forma del modo. Además, se desconoce la constante dieléctrica exacta de la varilla perturbadora (cuarzo o "vycor") a la frecuencia de trabajo. En la bibliografía se dan métodos para calibrarla (Gallagher, 1950; Eldredge, Al. et. al., 1962). Se obtuvieron los siguientes resultados

$$\text{Varilla 1} \quad A = 0.817 \text{ mm}^2 \quad \Delta f = 1460 \text{ Kc/s} \quad \frac{r}{Q} = 53 \frac{\Omega}{\text{cm}}$$

$$\text{Varilla 2} \quad A = 0.312 \text{ mm}^2 \quad \Delta f = 510 \text{ Kc/s} \quad \frac{r}{Q} = 59 \frac{\Omega}{\text{cm}}$$

empleando la fórmula (36). El factor de forma F se consideró ≈ 1 dado que los valores de

$$\frac{r}{Q}$$

obtenidos no difieren mucho (dentro del 15% estimado como el error).

La determinación de Q_0 se realizó por el método del ancho de banda, pero fue bastante imprecisa. El bajo Q_0

de la cavidad y el modo estrecho e irregular que proporciona el klistron, hicieron necesario relevar la forma del modo antes y después de introducir el incremento de atenuación de 3 dB. Se obtuvo el siguiente resultado

$$Q \approx 700$$

Por lo tanto, resulta r , resistencia paralelo por unidad de longitud,

$$r = \left(\frac{r}{Q} \right) Q \approx 42 \text{ k } \Omega / \text{cm}$$

y la resistencia paralelo total r_c de la cavidad, dado que la longitud es de 0.6 cm, es

$$r_c \approx 70 \text{ k } \Omega$$

2.6 - Ajuste de la cavidad de acoplamiento de entrada.

Se midieron los dos acopladores contruidos, por el método explicado en 1.7. En la figura 2.5 se muestra un esquema del montaje empleado para la medición. En lo que se refiere a la técnica para la determinación de la VSWR, en la bibliografía se discuten ampliamente los métodos y las precauciones que deben tenerse (Ginzton, 1957; Montgomery, 1947; Wind-Rapaport, 1955).

Ambos acopladores, medidos por primera vez dieron para el centro de Smith ("match point") de sus respectivas circunferencias medidas con el cortocircuito movable, una G aprox. 2,2. El diagrama era similar al de la figura 1.6, indicando que debía bajarse la frecuencia propia de resonancia de la cavidad del acoplador y aumentarse el coeficiente de acoplamiento. Estas operaciones se realizaron alternativamente dada la interdependencia entre los parámetros

$$\beta \text{ y } \frac{\Delta \omega}{\omega_0}$$

La frecuencia se disminuyó colocando un pistón agujereado en el iris del haz y el iris de acoplamiento fué limado. Las operaciones se hicieron sucesivamente y mediante pequeñas modificaciones, tanto de la profundidad de penetración del pistón como de la superficie limada en el iris.

Se ajustaron dos cavidades que pudieron ser llevadas a

$$G = 1.06 \pm .02$$

y se seleccionó para su uso la de mejor construcción mecánica. (Ver figura 2.5).

El pistón fué construido de acuerdo con la técnica de Stanford (Gallagher, 1960). El "SWR Indicator", marca Helwett Packard, fué prestado por la Facultad de Ciencias Exactas de Buenos Aires, la "slotted line" (guía ranurada) y su sonda fueron construidas por los Dres. R. Platzek y M. Abele. El adaptador de cable coaxial a guía rectangular (de banda ancha) fué construido según (Ragan, 1948).

El desplazamiento del pistón se hizo mediante un sistema de polea e hilo y para obtener valores de SWR no difícilmente medibles, se recorrieron cavidades cercanas al extremo del tramo de guía alejado del generador. Finalmente se obtuvo el diagrama de la figura 2.6.

2.7 - Características de los tramos de guía cargada.

Una vez ajustado el acoplador de la mejor manera posible, se procedió a realizar el procedimiento del nodal shift con cada tramo de guía de onda. Se obtuvieron diagramas similares a alguno de los ilustrados en las figuras 1.8 a) a f). El sistema de medición fué el mismo que el de la figura 2.5 y el tubo se encerró en una caja de madera que lo aislaba del ambiente y a la cual se podía insuflar aire caliente para llevar la temperatura a $20^{\circ} \pm 0.2$.

Los diagramas obtenidos para los seis tubos se ilustran en la figura 2.7. Los errores de fase computados de acuerdo con lo explicado en 1.9 fueron, respectivamente: (el error se estima en $\pm 0.5^{\circ}$)

Tubo nº	error total de fase
1	- 0.5°
3	0.0°
4	- 0.5°
6	- 3.0°
7	no se computó
8	- 3.5°

Se intentó realizar mediciones del defasaje en la cavidad formada al acoplar dos tubos entre sí. La dificultad de mantener a temperatura constante todo el sistema hizo bastante complicada la medición. Se puede estimar que en las uniones de los tubos 4 y 1, y 6 y 7 el error de fase es inmedible sin mejorar el método. En las uniones 3 y 8, y 8 y 6 puede ser de algo así como 1° .

2.8 - Atenuación y Q de los tramos de guía.

Con la fórmula (42) se puede calcular la atenuación, pero también puede hacerse en los diagramas de Smith de cada tubo. Así resulta, midiendo con la escala correspondiente, los valores de Γ indicados en dB para cada tubo, y el correspondiente valor de Q calculado con la (43)

Tubo nº	Γ (dB)	Q
1	1.7	10500
3	1.7	10500
4	1.9	9500
6	1.7	10500
7	2.1	8500
8	2.0	9000

Si bien este método no se considera más preciso (10%) que el explicado en el parágrafo 1.10 no adolece del error sistemático de las pérdidas en la placa de base, y, por lo tanto debe dar valores mayores que aquél. La atenuación total es, por lo tanto, para los seis tramos, de 11 dB, o, lo que es lo mismo, 1,3 Neper. (1 dB = 0,115 Neper).

Bibliografia

- Belbéoch, R. (1961)
Problèmes posés para l'Adaptation du Coupler d'Entrée
d'une Structure en Guide Chargé par des Iris.
Rapport LAL 13, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire,
Orsay, France.
- Beverly, Nelson (1951)
Inflection Point Method of Measuring Q at Very High
Frecuencies.
Sperry Eng. Review, Mayo-Junie, 16-19
- Casimir, H.B.G. (1951)
On the Theory of Electromagnetic Waves in Resonant Cavities.
Philips Res. Rep., 6, 162-182
- Chodorow, M. et al. (1955)
Stanford High Energy Linear Electron Accelerator.
Review Sci. Instr., 26, 2, 134-204.
- Deschamps, Georges A. (1953)
Determination of Reflection Coefficients and Insertion
loss of a Wave Guide Junction,
J. Appl. Phys. 24, 8, 1045-1050
- Eldredge, A.L.; Loew, G.A.; Neal, R.B. (1962)
Design and Fabrication of the Accelerating Structure
for the Stanford Two-Mile Accelerator.
S L A C, Report n° 7.
- Feenberg, Eugène (1946).
The Relation between Nodal Positions and SWR in a
Composite Transmission System.
J. Appl. Phys., 17, 6, 530-532
- Gallagher, W.J. (1960).
Measurement Techniques for Periodic Structures.
Project M, Report M-205, Stanford, California.
- Ginzton, E.L. (1957).
Microwave Measurements.
Mc Graw Hill Co., New York.
- Hansen, W.W.; Post, R.F. (1948).
On the Measurement of Cavity Impedance.
J. Appl. Phys., 19, 11, 1059-1061

Jaynes, Edwin T. (1952).
The Concept and Measurement of Impedance in Periodically
Loaded Wave Guides.
J. Appl. Physics, 23, 10, 1077-1084

James, F.H. (1959)
A Method for the Measurement of Very High Q-Factors
of Electromagnetic Resonators.
Proc. I.E.E. 106 B, 29, 489-494

Maier, L.C. (jr.); Slater, J.C. (1952).
Field Strength Measurements in Resonant Cavities.
J. Appl. Phys., 23, 1, 68-77.

Montgomery, Carol G. (1947).
Techniques of Microwave Measurements.
Radiation Laboratory Series, Vol. 11.
Mc Graw Hill Co., New York.

Montgomery, C.G.; Dicke, R.H.; Purcell, E.M. (1948)
Principles of Microwave Circuits.
Radiation Laboratory Series, Vol. 8.
Mc Graw Hill Co., New York.

Moreno, Theodore (1948)
Microwave Transmission Design Data.
Dover Publications, New York.

Müller, J. (1939).
Z. Hochfrequenztech, Elektroak., 54, 157-161.

Ragan, George L. (1948)
Microwave Transmission Circuits.
Radiation Laboratory Series, Vol. 9.
Mc Graw Hill Co., New York.

Robson, P.N. (1958).
A Note on the Fourier Series Representation of the
Dispersion Curves for Circular Iris-Loaded Waveguides.
Proc. I.E.E. 105-B, 19, 69-72

Slater, John C. (1950).
Microwave Electronics.
D. Van Nostrand Co., New York.

Southworth, George C. (1959).
Using the Smith Diagram, I and II.
The Microwave Journal, January 25-31, and February, 24-30.

Sproull, R.L.; Linder, E.G. (1946).
Resonant Cavity Measurements.
Proc. I.R.E., 34, 5, 305-312.

Terman, F.E. - Pettit, J.M. (1952).
Electronic Measurements.
Mc Graw Hill Co., New York.

Wind, Moe - Rapaport, Harold (1955).
Handbook of Microwave Measurements.
Microwave Research Institute, New York.

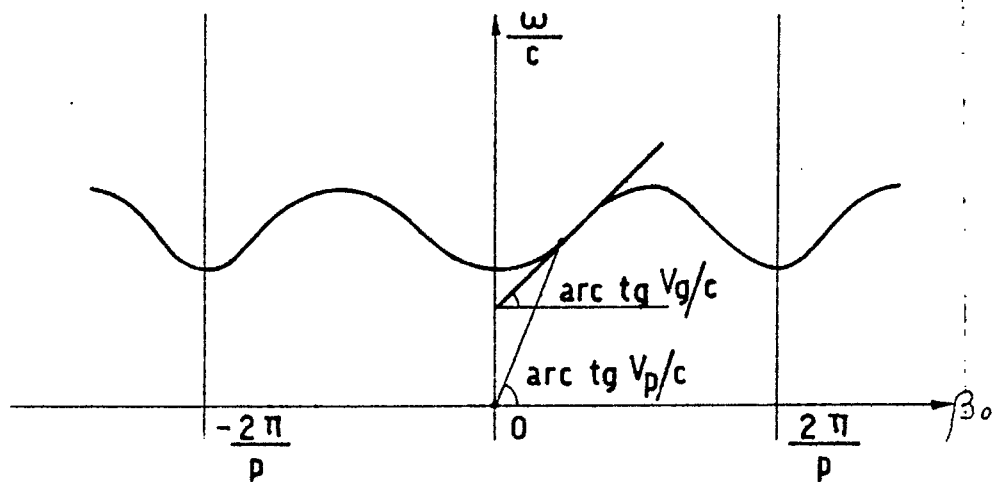


Fig. 1.1

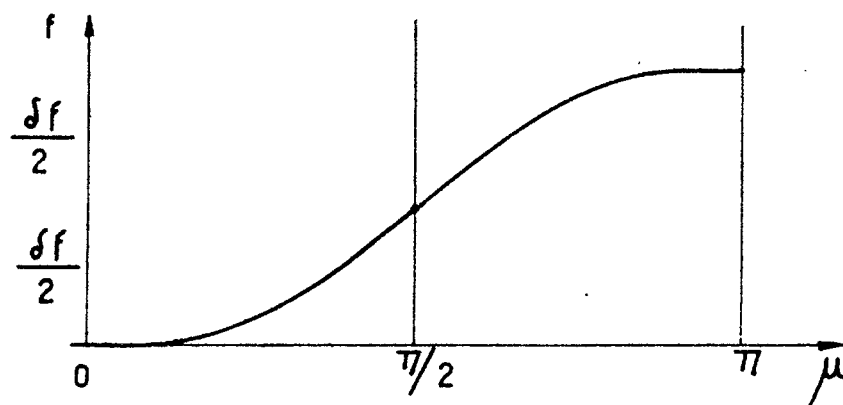


Fig. 1.2

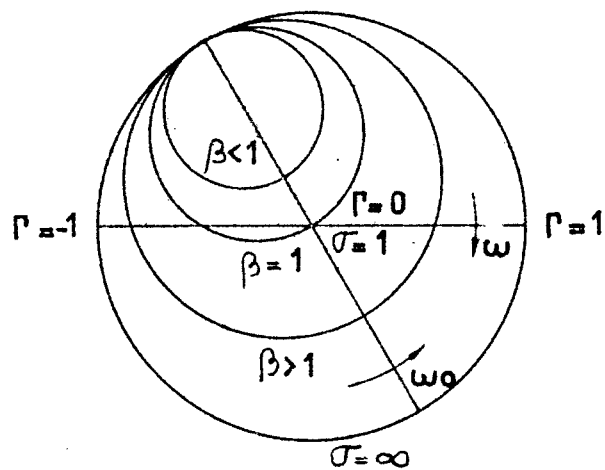


Fig. 1.3

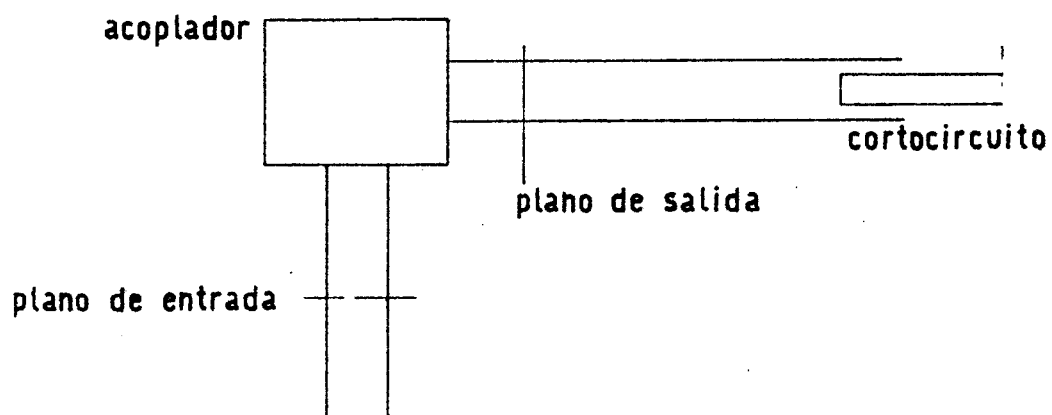


Fig. 1.4

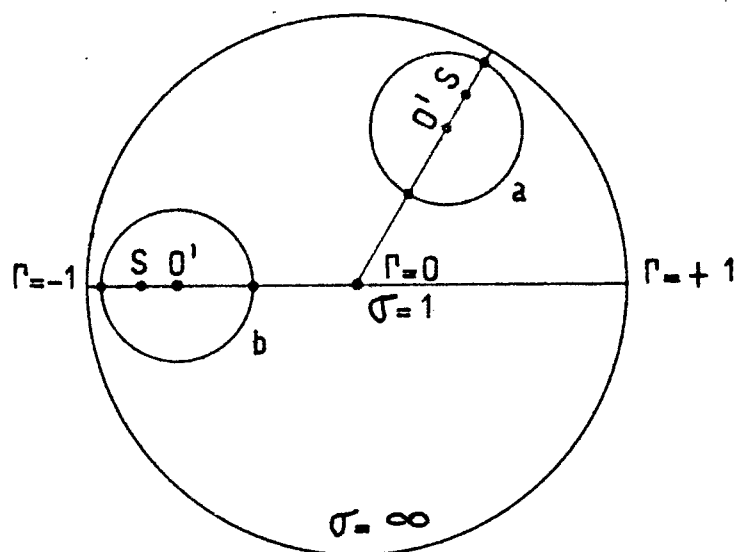
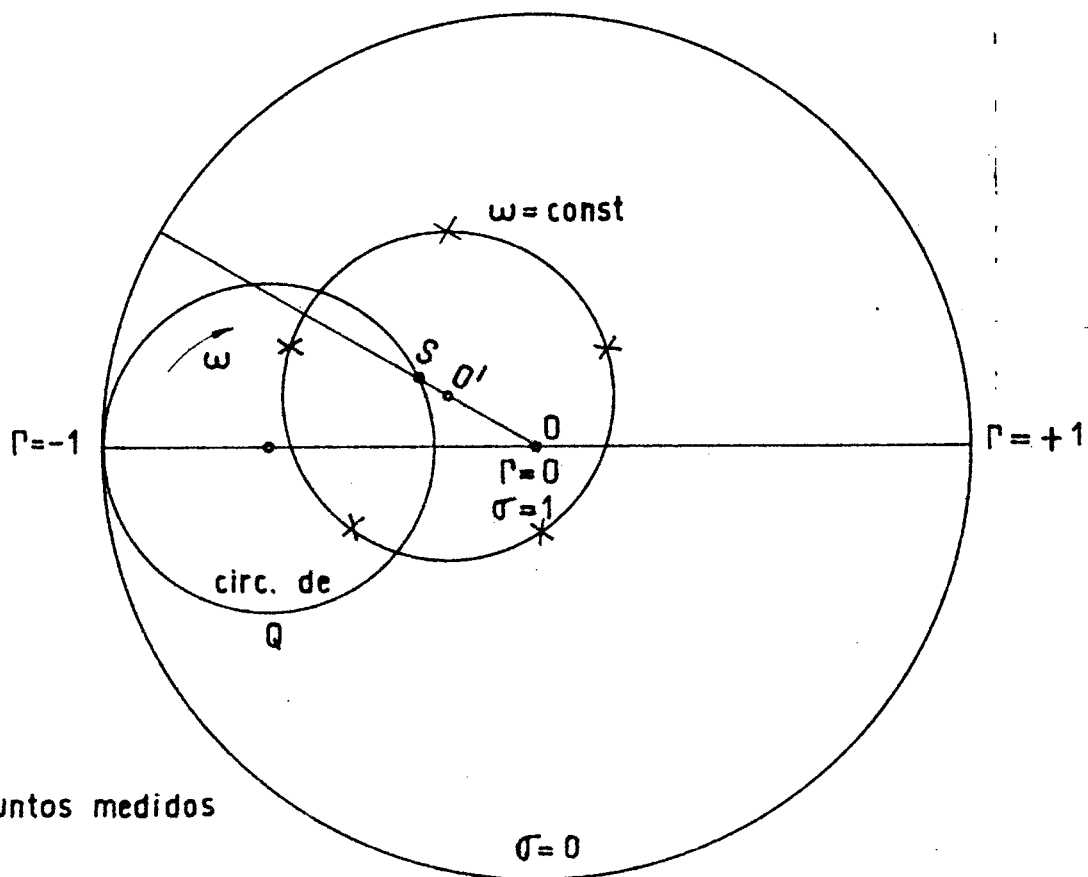


Fig. 1.5



X = puntos medidos

Fig. 1.6

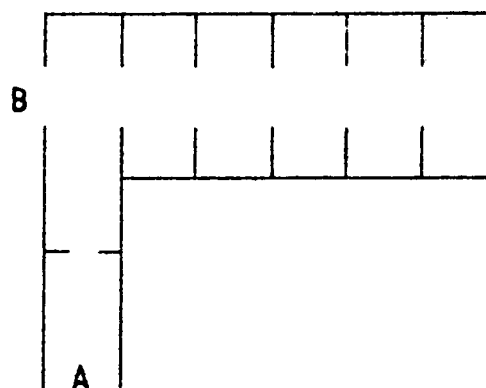
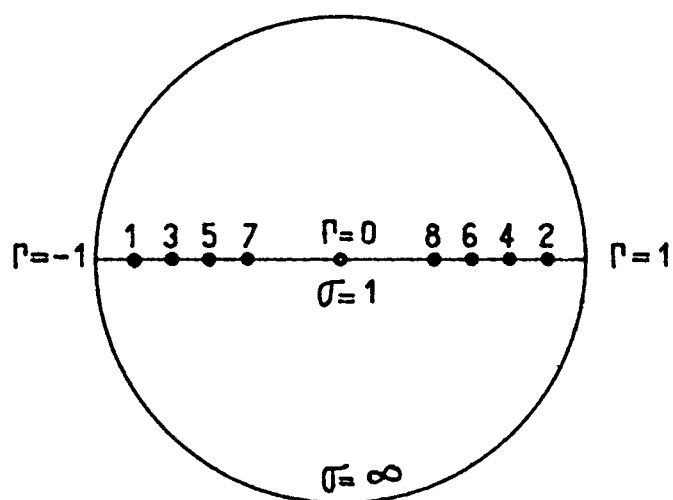
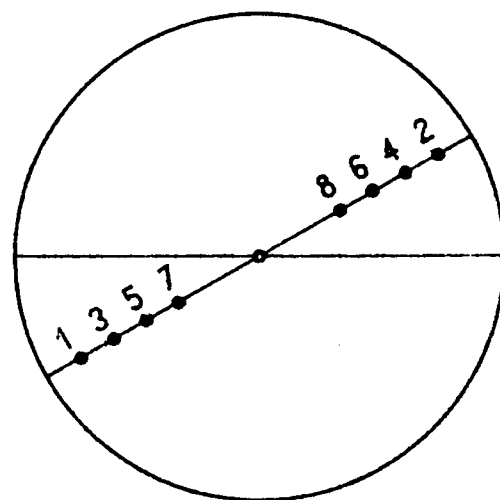


Fig. 1.7

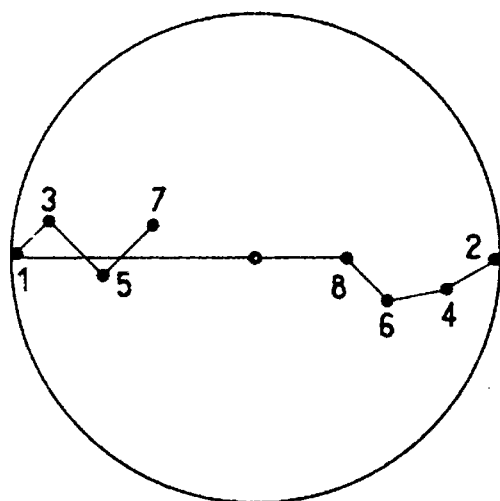


a) Frecuencia de ensayo correcta
Errores de fase nulos
Acoplador sin error de fase

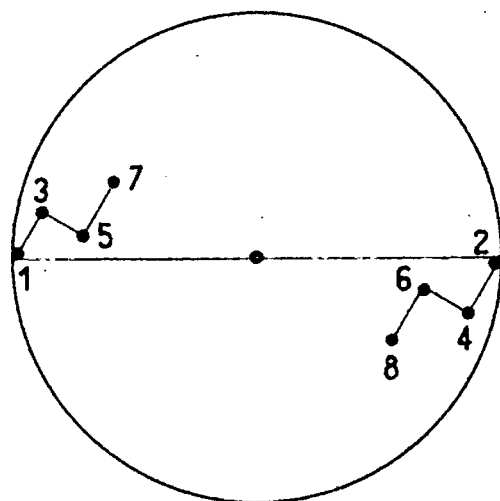


b) Frecuencia de ensayo correcta
Errores de fase nulos
Acoplador con error de fase

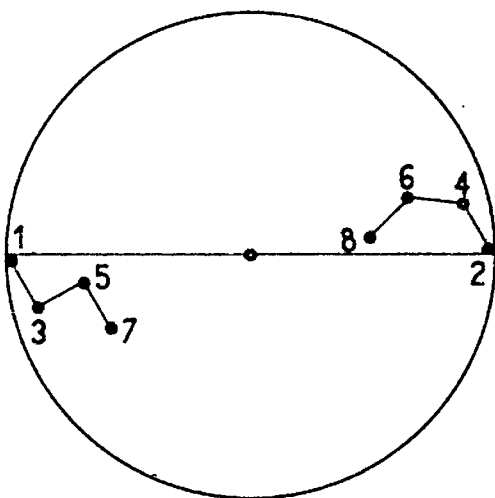
Fig. 1.8



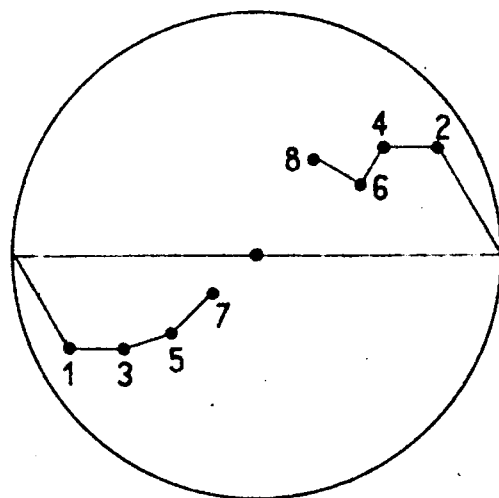
c) Frecuencia de ensayo correcta
Errores de fase no nulos
Acoplador adaptado



d) Frecuencia de ensayo alta
Errores de fase no nulos
Acoplador adaptado



e) Frecuencia de ensayo baja
Errores de fase
Acoplador adaptado



f) Frecuencia de ensayo baja
Errores de fase
Acoplador desadaptado

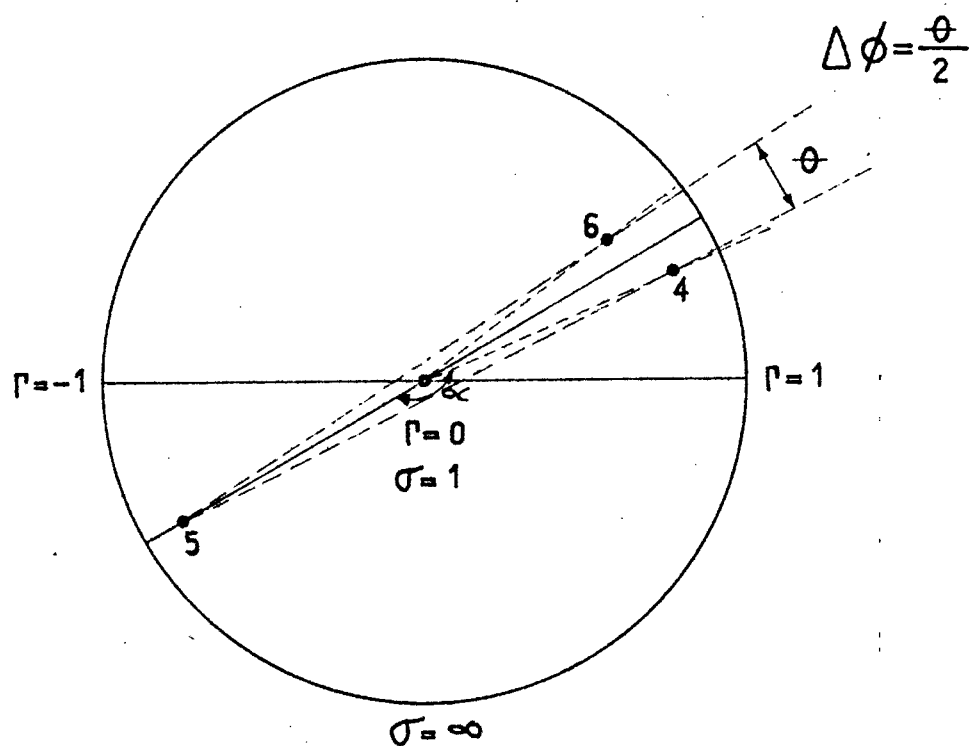


Fig. 1.9

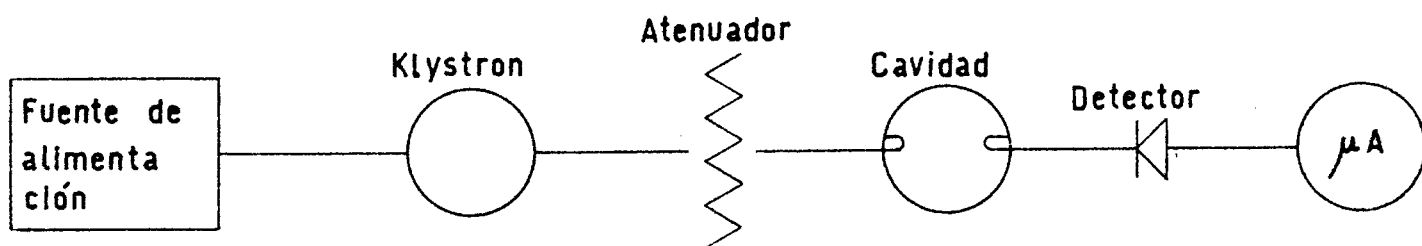


Fig. 2.1

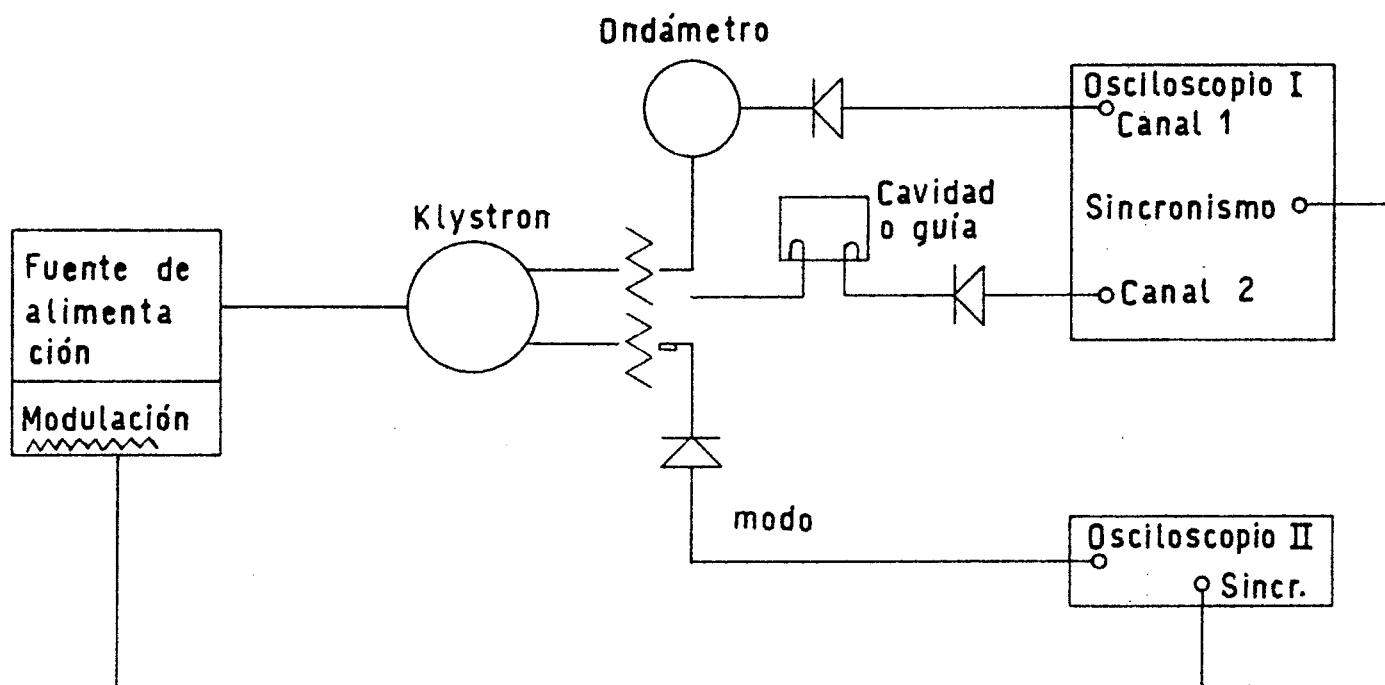


Fig. 2.2

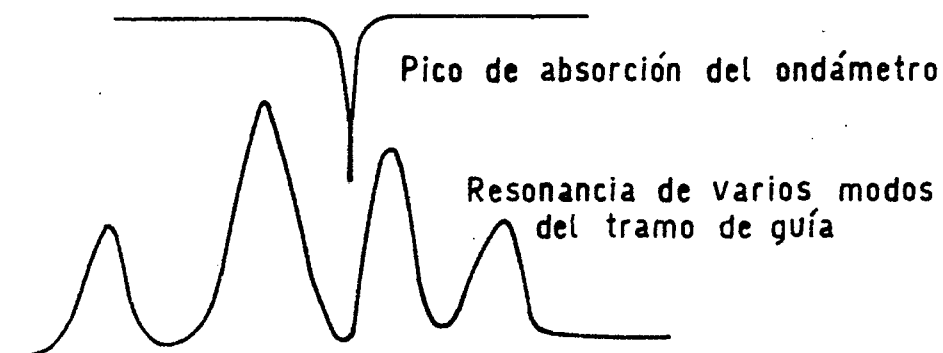


Fig. 2.3

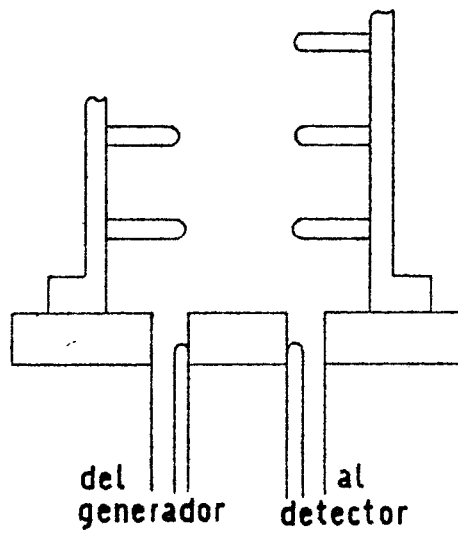


Fig. 2.4

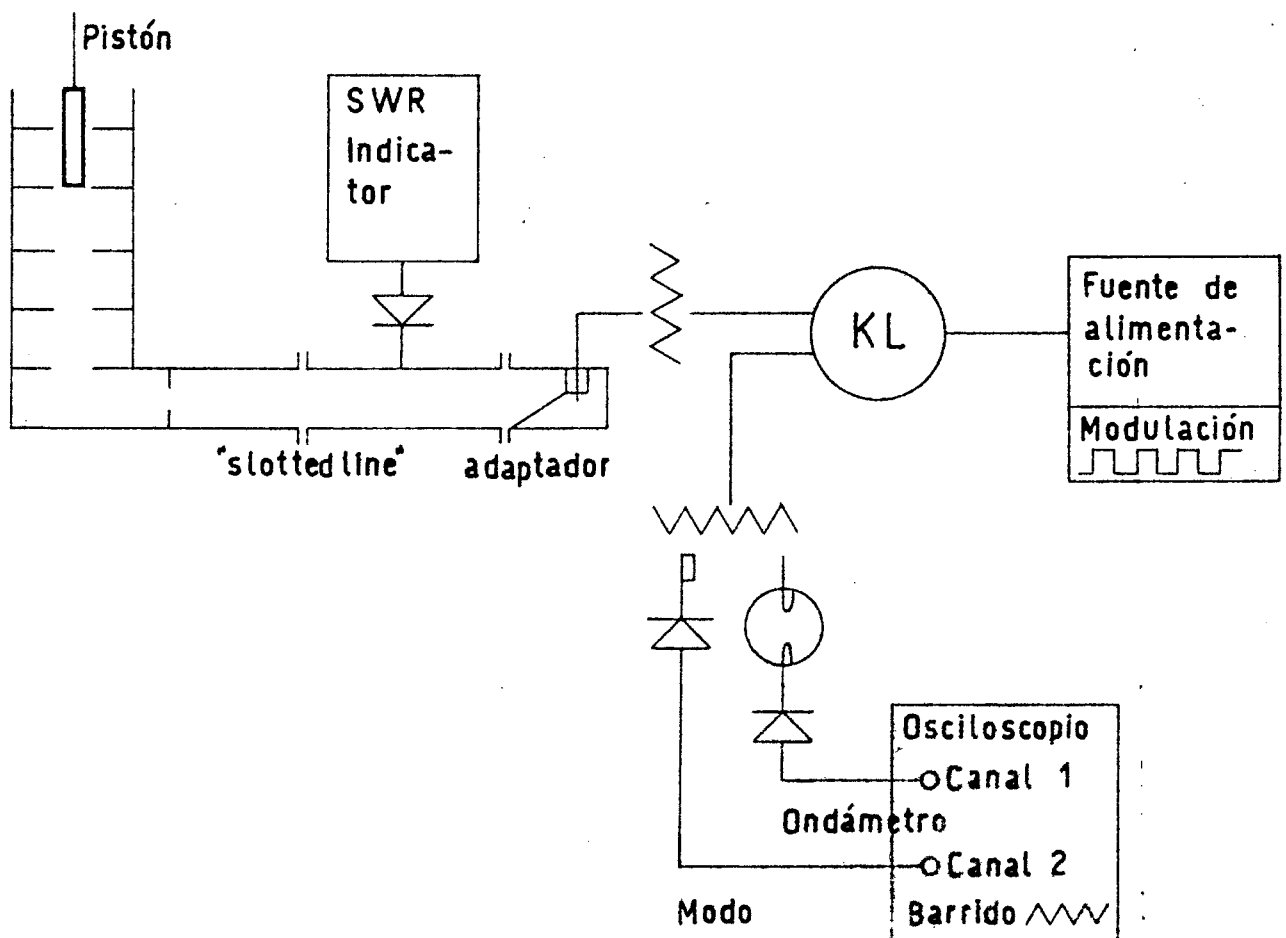


Fig. 2.5

IMPEDANCE OR ADMITTANCE COORDINATES

ACOPLADOR $B \sigma = 1.06 \pm 2$

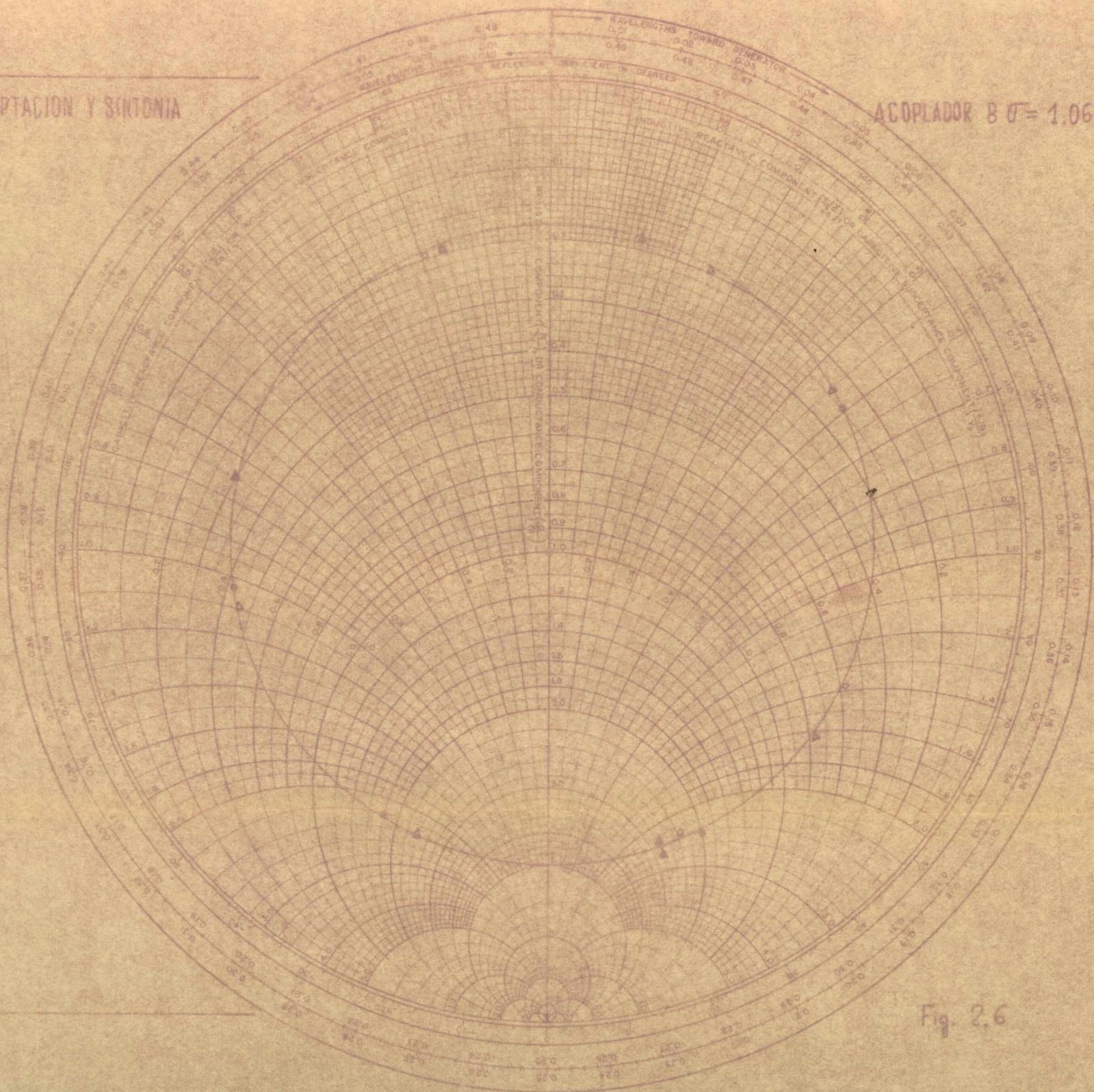
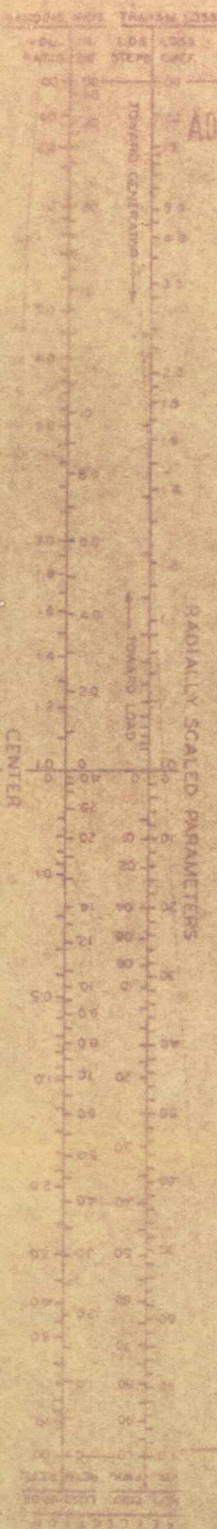


Fig. 2.6

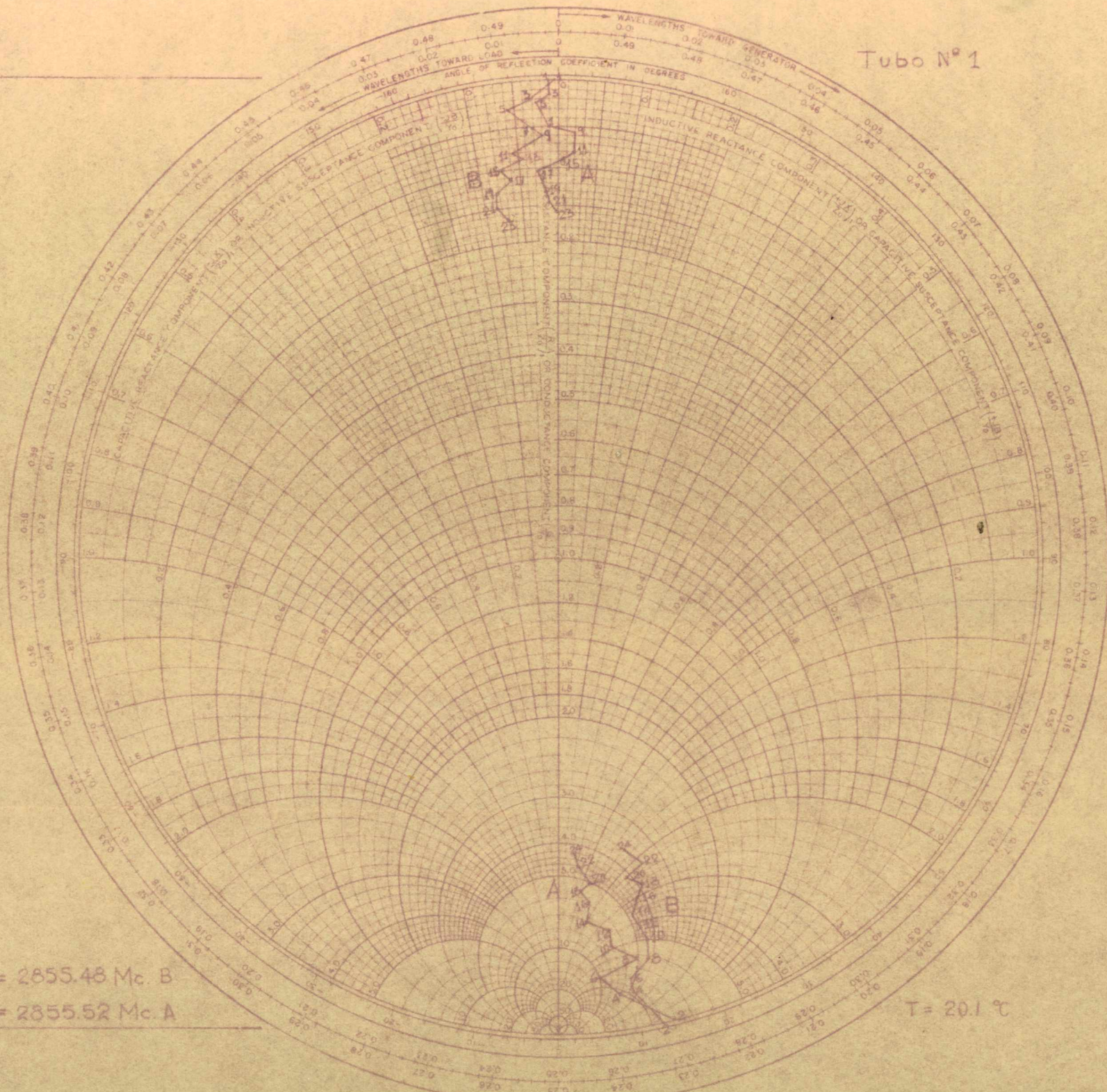
ADAPTACION Y SINTONIA

RADIALLY SCALED PARAMETERS



IMPEDANCE OR ADMITTANCE COORDINATES

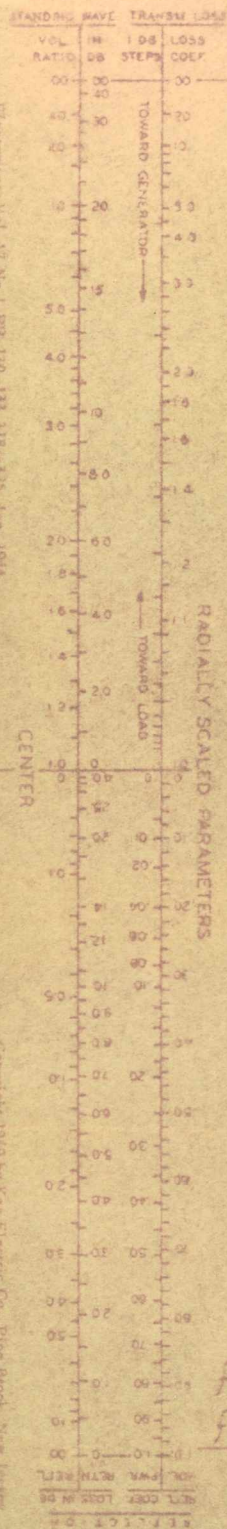
Tubo N° 1



$f = 2855.48 \text{ Mc. B}$

$f = 2855.52 \text{ Mc. A}$

$T = 20.1^\circ \text{C}$



IMPEDANCE OR ADMITTANCE COORDINATES

Tubo N° 3

$$f = 2855.48 \text{ Mc. A}$$
$$f = 2855.45 \text{ Mc B}$$

$T = 20.2^{\circ}\text{C}$ A

T 19.8 °C B

RADIALLY SCALED PARAMETERS

TOWARD GENERAL

FORWARD LOAD

WINDING DRIVE		TRANSMISSION	
VOLTS	115	108	1055
RATIOS	100	STEPS	2007

REFLECTION	
REFL COEF LOSS IN DB	PWR RETN REFL
100	100
10	90
1	80
0.1	70
0.01	60
0.001	50
0.0001	40
0.00001	30
0.000001	20
0.0000001	10
0.00000001	0

NAME

FILE

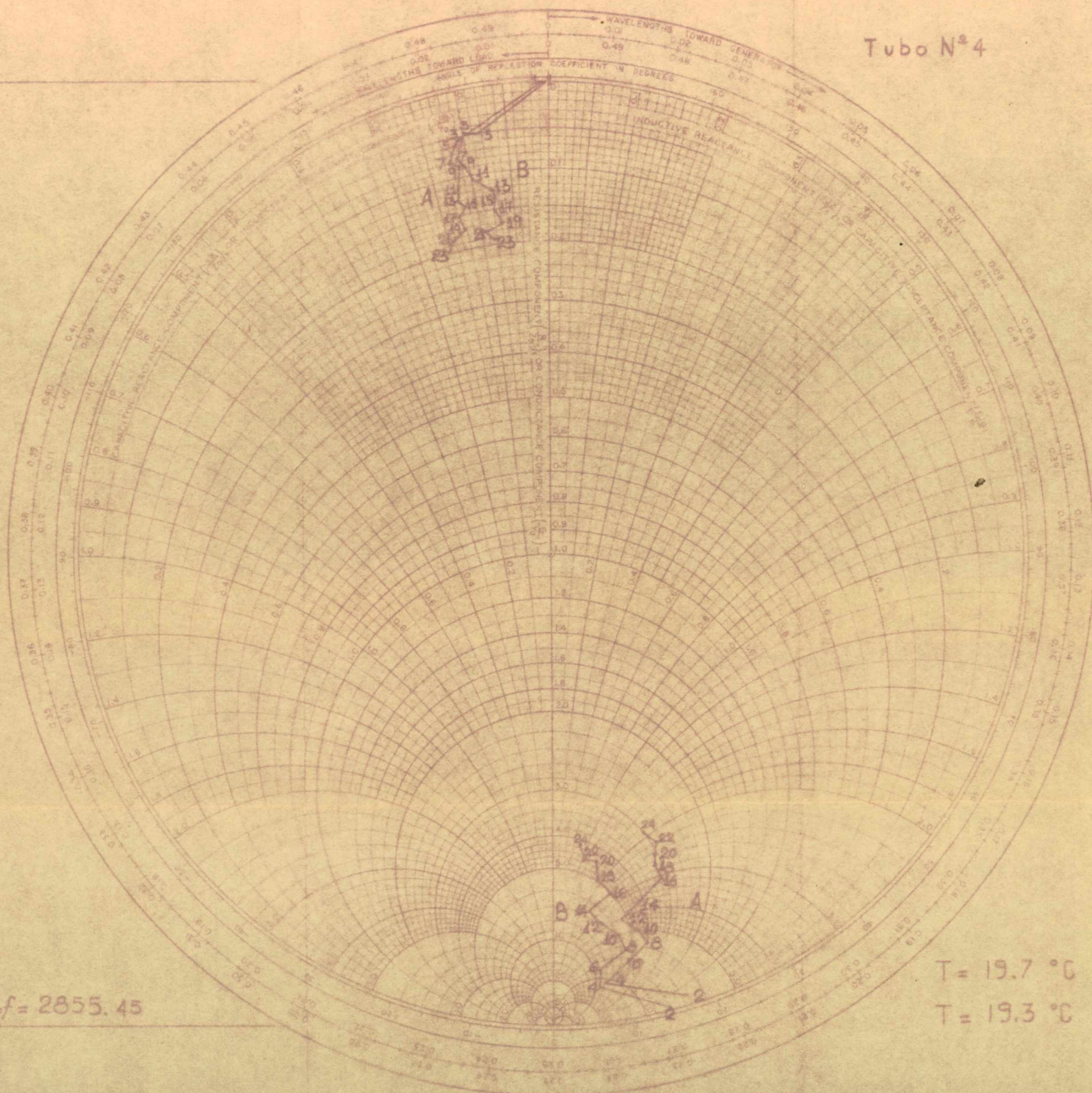
SMITH CHART FORM 2200-PR (2-48)

RAY ELECTRIC COMPANY, PINE BROOK, N.J. 0949 PRINTED IN U.S.A.

DATE

DWG. NO.

IMPEDANCE OR ADMITTANCE COORDINATES

Tubo N^o 4

T = 19.7 °C B

T = 19.3 °C A

NAME

TITLE

DATE

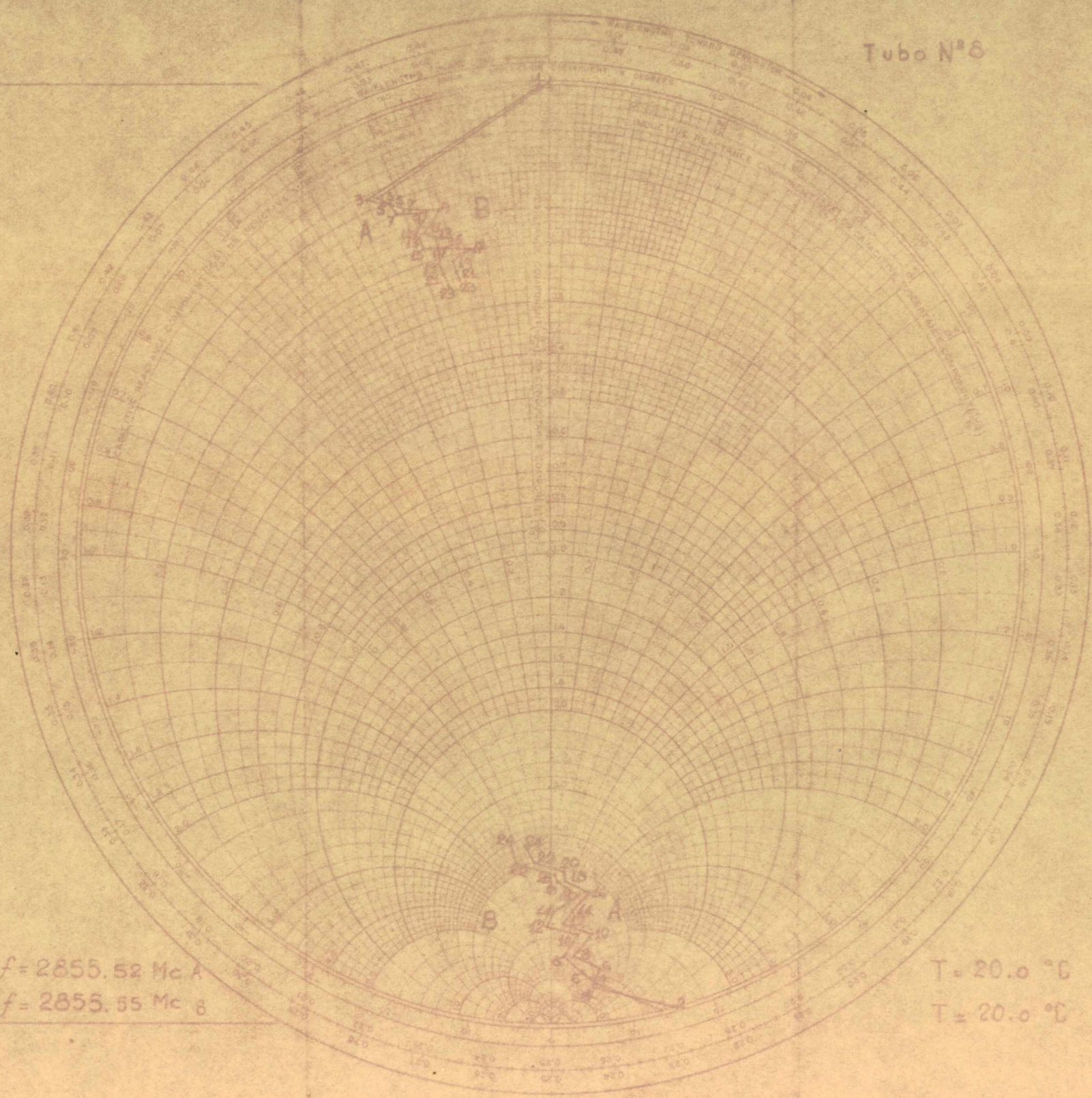
DATE

DATE CHART FORM 6-5359 (2-49)

RAY ELECTRIC COMPANY, FINE BROOK, N.J. 07440 PRINTED IN U.S.A.

IMPEDANCE OR ADMITTANCE COORDINATES

Tubo N°8

 $f = 2855.52\ Mc\ A$ $f = 2855.55\ Mc\ B$ $T = 20.0\ ^{\circ}C\ A$ $T = 20.0\ ^{\circ}C\ B$

RADIALLY SCALED PARAMETERS

