

bun 2020225

50376  
1975  
215

DIPLOME D'ETUDES APPROFONDIES

EN

SCIENCES PHYSIQUES

---

Mention ELECTRONIQUE

INFLUENCE DE LA CARACTÉRISTIQUE  $v(E)$  SUR LE FONCTIONNEMENT  
DES DIODES HAUT RENDEMENT  
A L'ARSÉNIURE DE GALLIUM.



par

**HIEP LE THANH**

Lille, le 7 juillet 1975

Maître ès Sciences et Techniques

## INTRODUCTION

De nombreuses études tant théoriques qu'expérimentales ont montré que des rendements élevés (supérieurs à 30 %) peuvent être obtenus avec des diodes ATT à l'Arséniure de Gallium, ayant un profil de dopage "High Low" ou "Low High Low".

Dans une publication récente, *PRIBETICH and al.* (1) ont montré que ceci est dû à l'effet de transfert d'électrons dans le GaAs, ou dans d'autres matériaux semiconducteurs analogues tels que l'InP, dont la caractéristique vitesse de dérive en fonction du champ électrique appliqué, présente une zone de résistance différentielle négative.

Les performances d'une diode en oscillation sont essentiellement la puissance émise  $P_E$ , le rendement  $\eta_E$  et la fréquence  $F$ . Elles dépendent d'une part de la constitution de la diode (matériau utilisé, structure de la diode, section) et d'autre part des caractéristiques de fonctionnement (courant de polarisation, amplitude du signal, etc.).

La détermination de la puissance et du rendement émis nécessite la connaissance des impédances présentées par la diode.

Aussi, nous allons tout d'abord caractériser la diode étudiée, puis indiquer la méthode utilisée pour la mesure d'impédances. Nous pourrons alors étudier l'évolution de la puissance, du rendement et de la résistance négative, en fonction du niveau hyperfréquence appliqué, et vérifier par la même occasion les résultats théoriques ci-dessus.

-----

# 1 - ETUDE THÉORIQUE

Dans cette première partie, nous faisons un rappel des résultats théoriques obtenus par *PRIBETICH* et de leur interprétation physique quant à l'obtention de rendement élevé.

Un programme complet tenant compte simultanément de tous les effets (la diffusion, la dépendance avec le champ de la vitesse des porteurs, la modulation de la zone désertée) a été utilisé afin d'étudier quantitativement le phénomène. Ce programme considère un modèle simple unidimensionnel à deux zones distinctes :

- \* Une zone d'émission ou zone d'avalanche d'épaisseur  $\delta$  faible, caractérisée par un champ électrique élevé, où les porteurs sont créés par le mécanisme d'avalanche.
- \* Une zone de transit d'épaisseur  $W - \delta$  où les porteurs créés sont injectés et se déplacent à vitesse  $v$  dépendant du champ électrique où le mécanisme d'avalanche est négligeable.

Trois cas, différents entre eux par la caractéristique  $v(E)$  ont été considérés (figure 1) :

- Cas (A) correspondant à l'Arséniure de Gallium :

$$v = \left( \mu E + v_s \left( \frac{E}{E_c} \right)^4 \right) / \left( 1 + \left( \frac{E}{E_c} \right)^4 \right)$$

où le champ critique  $E_c$  est de l'ordre de 4 kV/cm.

- Cas (B) correspondant à une caractéristique  $v(E)$  de même allure, mais où le champ de seuil est plus élevé (cas de l'InP).

- cas (C) correspondant au Silicium :  $v = \frac{\mu E}{1 + \frac{\mu E}{v_s}}$

La mobilité au champ faible et la vitesse de saturation sont les mêmes dans les trois cas ( $\mu = 4.10^3 \text{ cm}^2/\text{V.s.}$  ;  $v_s = 5.10^6 \text{ cm/s}$  à  $473^\circ \text{ K}$ ).

Le profil de dopage de la structure considérée est présenté sur la figure 2. Les différentes valeurs ainsi choisies permettent de limiter l'influence de l'effet Tunnel au niveau de la zone d'émission, et l'ionisation par choc dans la zone de transit.

La figure 3 donne, en fonction de la longueur  $W_2$  de la région faiblement dopée, les rendements obtenus pour les trois cas envisagés. Pour le cas (A), le rendement décroît très lentement avec  $W_2$  et reste supérieur à 30 %, même pour un  $W_2$  beaucoup plus grand que  $2,05 \mu\text{m}$ , valeur correspondant à une diode confinée. Pour le cas (B), il demeure presque constant, approchant les 50 %. Pour le cas (C) où la caractéristique  $v(E)$  ne présente pas de zone à résistance différentielle négative, il décroît très rapidement avec  $W_2$ .

L'influence de la forme de la caractéristique  $v(E)$  paraissant ainsi très marquée pour une diode non confinée, on a pris pour  $W_2$  une valeur de  $3,8 \mu\text{m}$  et on a alors calculé les variations du rendement et de la résistance négative en fonction de la tension hyperfréquence  $V_{\text{HF}}$  appliquée aux bornes de la diode (figures 4 et 5). Pour les cas (A) et (B), il existe une valeur critique de  $V_{\text{HF}}$  pour laquelle la résistance négative et le rendement augmentent brusquement. Pour le cas (C), l'effet ne se produit pas, et le meilleur rendement, obtenu pour une valeur de  $V_{\text{HF}}$  beaucoup plus petite, est par conséquent beaucoup plus faible.

Une explication qualitative du phénomène peut être obtenue en considérant la figure 6 où sont représentées les variations temporelles de la longueur  $X$  de la zone de transit, en régime dynamique, et de la position instantanée du groupe d'électrons sortant de la zone d'émission. On constate qu'un accroissement de l'amplitude du signal  $V_{\text{HF}}$ , augmente le taux de modulation de la zone désertée, et par suite diminue le temps de transit des électrons. Ceux-ci, une fois atteint l'extrémité de la zone désertée, auront alors une vitesse égale à  $\frac{dx}{dt}$ , plus grande que  $v_s$  et approchant éventuellement la vitesse de pic  $v_p$ . Cet effet augmente le courant total instantané, et donc la puissance hyperfréquence émise. Ceci ne se produit que pour les cas (A) et (B), et non pour le cas (C) où  $\frac{dx}{dt}$  ne peut jamais être supérieur à  $v_s$ , de sorte que le groupe d'électrons n'atteint pas l'autre extrémité de la zone désertée à  $\omega t < 2\pi$ . Ce phénomène est illustré par la figure 7 où pour une même tension sinusoïdale  $V(t)$ , le courant  $I(t)$  du cas (C) est plus petit que celui du cas (B).

D'autre part, cet effet d'exaltations de résistance négative et de rendement ne s'observe que pour des fréquences supérieures à celle pour laquelle l'angle de transit est plus grand que  $\pi$ . (fig. 8)

## II - CARACTÉRISATION EXPÉRIMENTALE DE LA DIODE

PRIBETICH (2) a montré comment il est possible de déterminer le profil de dopage ou la carte de champ d'une diode à partir de mesures de capacité à 1 MHz. Cette méthode qui demande un traitement sur ordinateur est lente et onéreuse.

Récemment, PLAYEZ (3) a conçu un calculateur analogique permettant de tracer directement et instantanément la carte de champ, par mesure de C(V) à l'analyseur de réseau.

Le principe de cette technique de mesure repose d'une part sur deux relations fondamentales exprimant le champ et l'épaisseur de la jonction, en fonction de la tension continue de polarisation, et d'autre part sur l'équation de MAC-KAY donnant la condition d'avalanche :

$$E(V) = \frac{1}{\epsilon S} \int_{V_a}^V C(V) dV$$

( $V_a$  : tension de polarisation inverse de la jonction, égale à la tension d'avalanche).

$$x(V) = \frac{\epsilon S}{C(V)}$$

$$\int_0^w \alpha(x) dx = 1$$

Ainsi, la réalisation simultanée de l'intégration E(V) et de la fonction x(V) permet d'obtenir la carte de champ directement sur table traçante. La condition d'avalanche satisfaite donne une valeur précise de la surface de la jonction.

La diode utilisée au cours de notre étude a été caractérisée par cette méthode et ses différents paramètres sont groupés dans le tableau suivant :

$N_H = 6,2 \cdot 10^{16} \text{ at/cm}^3$	$V_a \text{ (ambiante)} = 15,5 \text{ V}$
$N_L = 2,01 \cdot 10^{15} \text{ at/cm}^3$	$V_a \text{ (200°C)} = 29,25 \text{ V}$
$W_a \text{ (200°C)} = 3,37 \text{ } \mu\text{m}$	$E_{t_0} \text{ (200°C)} = 79 \text{ kV}$
$S = 17.000 \text{ } \mu\text{m}^2$	$W_0 \text{ (200°C)} = 0,51 \text{ } \mu\text{m}$

# 111 - ETUDE EXPERIMENTALE

La méthode de mesure d'impédances utilisée est celle de CASTELAIN (4) dite "méthode simplifiée".

## A. BANC DE MESURE

L'analyseur de réseau Hewlett Packard permet d'effectuer des mesures d'impédances tant en régime linéaire que non linéaire.

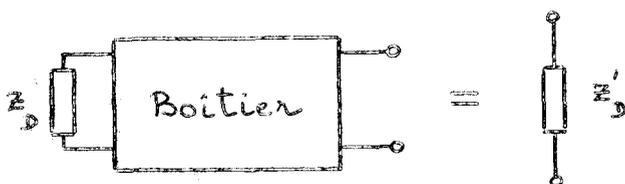
En régime linéaire, la configuration adoptée est celle prévue par le constructeur, le niveau de mesure étant de l'ordre de 30 µW.

En régime non linéaire, où la diode est soumise à un niveau hyperfréquence élevé, le banc de mesure est schématisé figure ~~22~~ p. 34

Le signal hyperfréquence de grande amplitude est fourni par un amplificateur à tube à ondes progressives. Un coupleur unidirectionnel permet de prélever et d'envoyer sur l'échantillonneur les informations relatives à l'amplitude et à la phase des ondes incidente et réfléchie par la diode.

## B. METHODE DE MESURE

Pratiquement, la pastille semiconductrice, dont l'impédance est  $Z_D = R_D + j X_D$ , est montée dans un boîtier. L'impédance, dite de la diode encapsulée, est alors  $Z'_D = R'_D - j X'_D$ .

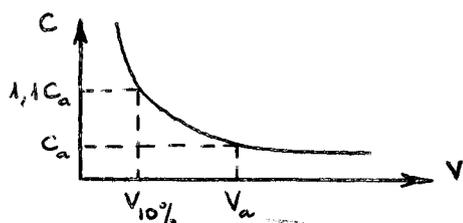


La méthode simplifiée considère que l'encapsulation est représentée par un quadripôle sans perte, ce qui n'est valable que si la résistance parasite série est localisée en grande partie dans le semiconducteur. On démontre alors que les variations relatives des résistances et des réactances en aval et en amont de l'encapsulation sont dans un rapport constant :

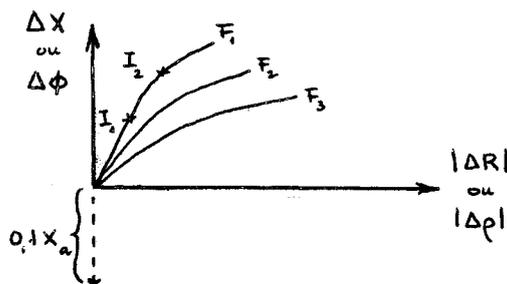
$$\frac{\Delta R_D}{\Delta R'_D} = \frac{\Delta X_D}{\Delta X'_D} = k$$

Ceci n'est rigoureusement vrai qu'autour du point  $R_D = 0$ , ou  $|\rho_D| = 1$  ( $\rho_D$  : coefficient de réflexion de la diode).

Cette condition est bien remplie au seuil de l'avalanche.



Combe C(V) à basse fréquence



Méthode simplifiée

On peut déterminer le rapport  $\frac{\Delta X_D}{\Delta X'_D}$  en faisant varier la résistance  $X_D$  de la diode d'une quantité connue, par exemple de  $-0,1 X_{av}$ , où  $X_{av}$  est la réactance à l'avalanche, et en mesurant le  $\Delta X'_D$  correspondant. La variation de la réactance de la diode est réalisée en faisant varier sa tension de polarisation avant l'avalanche ; une mesure préalable de la capacité de la diode en fonction de la tension, à basse fréquence, fournit la valeur  $V_{10\%}$  nécessaire.

En pratique, on mesure plutôt les variations du module et de la phase du coefficient de réflexion et on les enregistre sur table traçante.

On a de même :

$$\frac{\Delta \rho}{\Delta \rho'} = \frac{\Delta \phi}{\Delta \phi'} = k \quad \text{autour de } |\rho| = 1$$

La méthode simplifiée nous renseigne ainsi sur l'évolution du coefficient de réflexion de la diode non encapsulée à partir de  $I_0 = 0$ . D'où l'on déduit les variations de la résistance et de la réactance (par rapport à leur valeur à l'avalanche) en fonction de la fréquence et du courant.

Le dépouillement des mesures en régime non linéaire s'effectue en introduisant un paramètre supplémentaire : la tension hyperfréquence appliquée à la diode. Si  $P_E$  est la puissance émise par la diode et  $P_i$  la puissance incidente, on a :

$$P_E = (\rho^2 - 1) P_i$$

$$V_{HF \text{ crête}}^2 = 2P_E \frac{R_D^2 + X_D^2}{R_D} = 2 P_i (\rho^2 - 1) \frac{R_D^2 + X_D^2}{R_D}$$

Expérimentalement, la puissance incidente  $P_1$  au niveau de la diode, s'obtient à partir de la puissance mesurée à la sortie de l'amplificateur TOP et corrigée par un facteur  $k'$  qui tient compte des pertes dans le dispositif entre le TOP et la diode (pertes en ligne).

C. RESULTATS EXPERIMENTAUX ET INTERPRETATION

Les résultats de mesures effectuées sur la diode, placée dans diverses structures, et à des fréquences différentes, sont représentés sur les planches 9 à 19.

On remarque que, suivant la valeur du cône, la résistance négative présentée par la diode a une valeur différente. Les courbes de variation conservent cependant la même allure. Le décalage observé provient de ce que la puissance appliquée effectivement à la diode dépend du dispositif placé à son voisinage immédiat : c'est le problème de l'adaptation de l'ensemble cône - diode avec la ligne de transmission.

Ce décalage se répercute évidemment sur les valeurs calculées de la puissance et du rendement émis.

Si, pour une valeur donnée de la puissance délivrée par le générateur hyperfréquence, l'on parvenait à mesurer la puissance arrivant sur la diode, le cône étant en place (cette puissance est d'ailleurs différente de  $P \times k'$ , car le coefficient  $k'$  a été obtenu dans le cas où ni la diode, ni le cône n'étaient en place), le tracé de l'évolution de la résistance négative en fonction de cette puissance devrait donner la même courbe pour des cônes différents.

L'exaltation de la résistance négative est observée dans certains cas. Parfois (en structure  $50 \Omega$  par exemple) on n'en voit que le début ; ceci provient également du problème de l'adaptation d'impédance : la puissance maximum parvenant à la diode, et par suite la tension hyperfréquence maximum qui lui est appliquée, dépend de la structure dans laquelle est placée la diode ; cette puissance sera maximum maximum si l'ensemble cône-diode présente à la ligne de transmission une impédance d'entrée égale à son impédance caractéristique.

On observe bien le phénomène prévu par la théorie, mais si l'on examine le spectre de fréquences du signal sur la voie TEST (informations relatives à l'onde réfléchie), on remarque que chaque fois que la résistance négative se met à augmenter, il apparaît une raie correspondant à la fréquence  $\frac{F_0}{2}$  ( $F_0$  étant la fréquence de travail) ou des raies parasites autour de  $\frac{F_0}{2}$ .

Les différents résultats sont résumés dans le tableau ~~20~~ p. 33

Lorsque la diode est soumise à une importante tension hyperfréquence, on constate qu'à courant continu constant, sa tension de polarisation peut être notablement différente de celle enregistrée en régime statique. Cette variation de la tension de polarisation semble être corrélée avec l'exaltation de la résistance négative : en effet, leurs courbes de variation en fonction de la tension hyperfréquence appliquée (figures <sup>20 à 22</sup> ~~20 à 22~~) ont même allure, tout au moins dans la partie du diagramme où a lieu l'exaltation.

On remarque enfin que les exaltations de résistance et de rendement ne se produisent pas pour une même valeur de  $V_{HF}$  et que dans les cas où la résistance négative décroît de façon monotone, les rendements correspondants passent quand même par un pic.

Nous avons également tracé la variation de la puissance émise en fonction de  $V_{HF}$  pour diverses fréquences (figures 15 à 19)

Quant aux performances de la diode, le rendement maximum obtenu (dans la gamme de mesures effectuées) est de :

- 26% à 10,5 GHz, pour  $I_0 = 0,13$  A, en structure  $20 \Omega$  (où il n'y a pas d'exaltation de résistance négative). Puissance émise  $P_E = 1,2$  W.

- 29,5 % à 10,5 GHz pour  $I_0 = 0,13$  A, en structure  $30 \Omega$  (où l'effet a lieu). Puissance émise  $P_E = 1,4$  W.

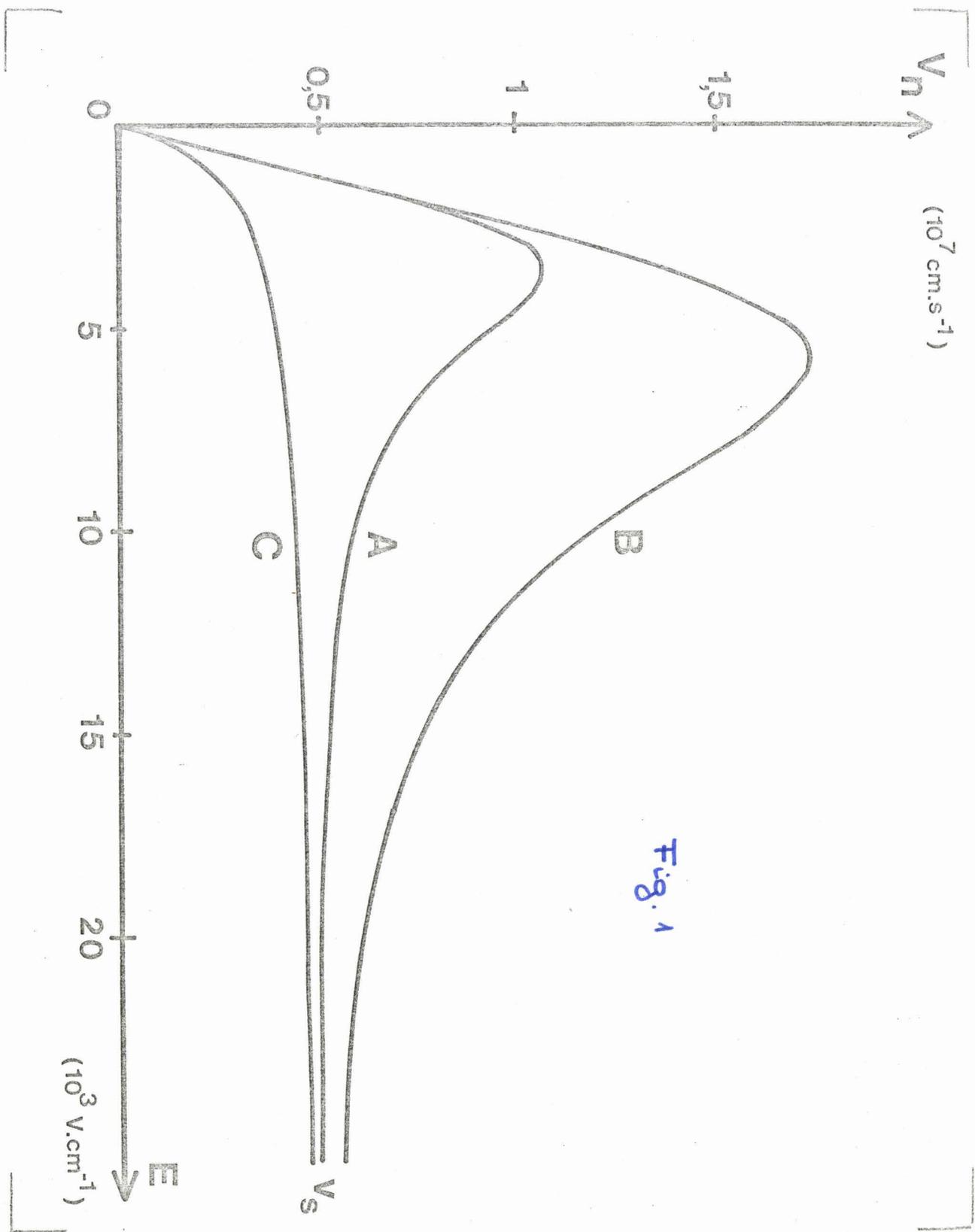
La puissance émise peut encore être améliorée par l'utilisation de courants de polarisation  $I_0$  plus élevés. La valeur maximale du courant est toutefois limitée par les possibilités de dissipation thermique de la diode.



BIBLIOGRAPHIE

- (1)        PRIBETICH, CONSTANT, FARRAYRE, LEFEBVRE  
          *"The effect of transferred electron velocity modulation in high efficiency GaAs Impatt diodes"*.
  
- (2)        PRIBETICH  
          *"Détermination théorique et expérimentale des paramètres caractéristiques des structures semiconductrices en régime d'avalanche"*.  
          Thèse de 3e cycle., nov. 1971.
  
- (3)        PLAYEZ  
          Mémoire C.N.A.M. sept. 1975
  
- (4)        CASTELAIN  
          *"Caractérisation hyperfréquence des diodes à avalanche. Applications à l'étude des porteurs chauds dans le GaAs"*.  
          Thèse de 3e cycle, juillet 1975.

•••••



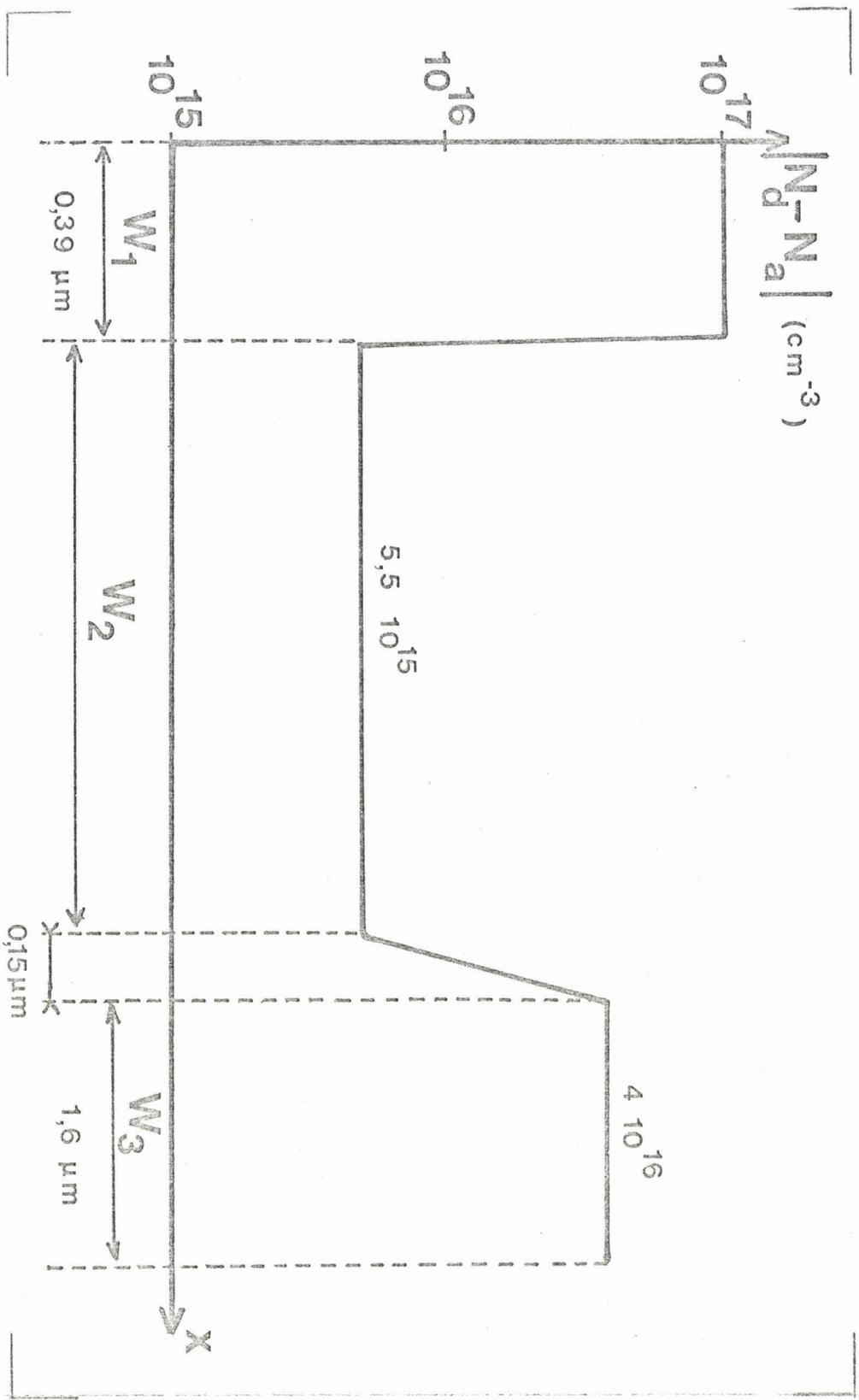


Fig. 2

Fig. 3

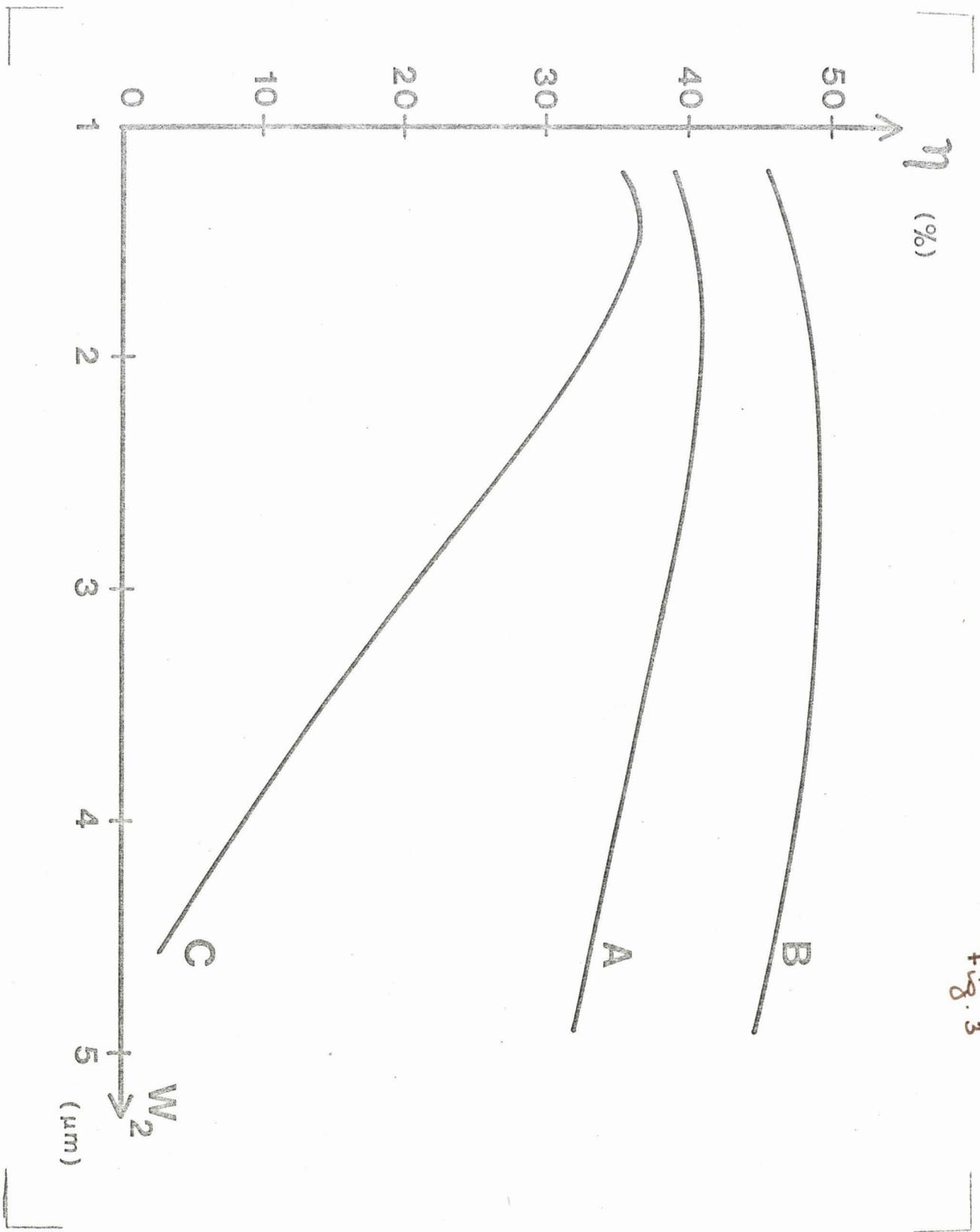


Fig. 4

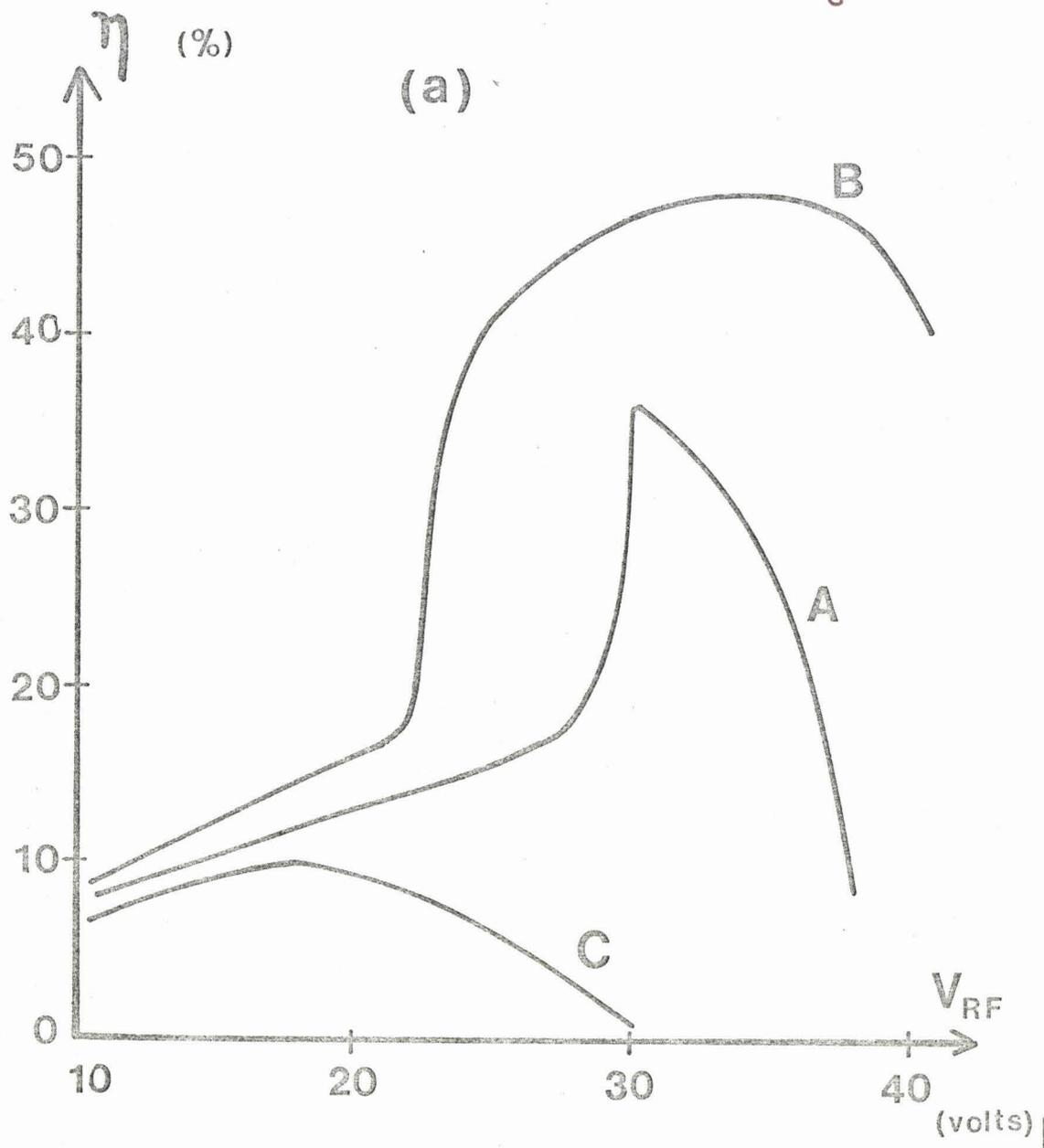
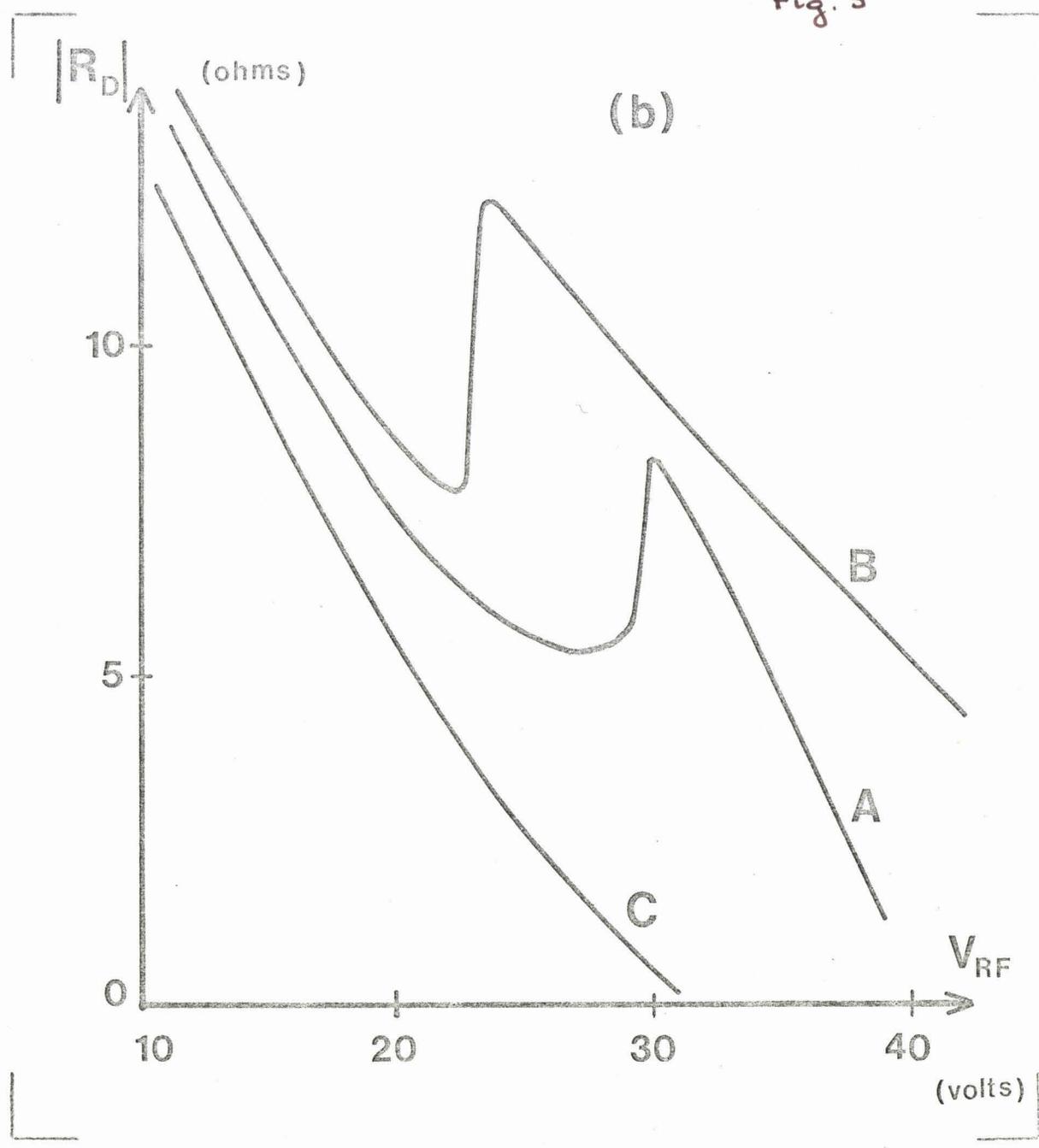


Fig. 5



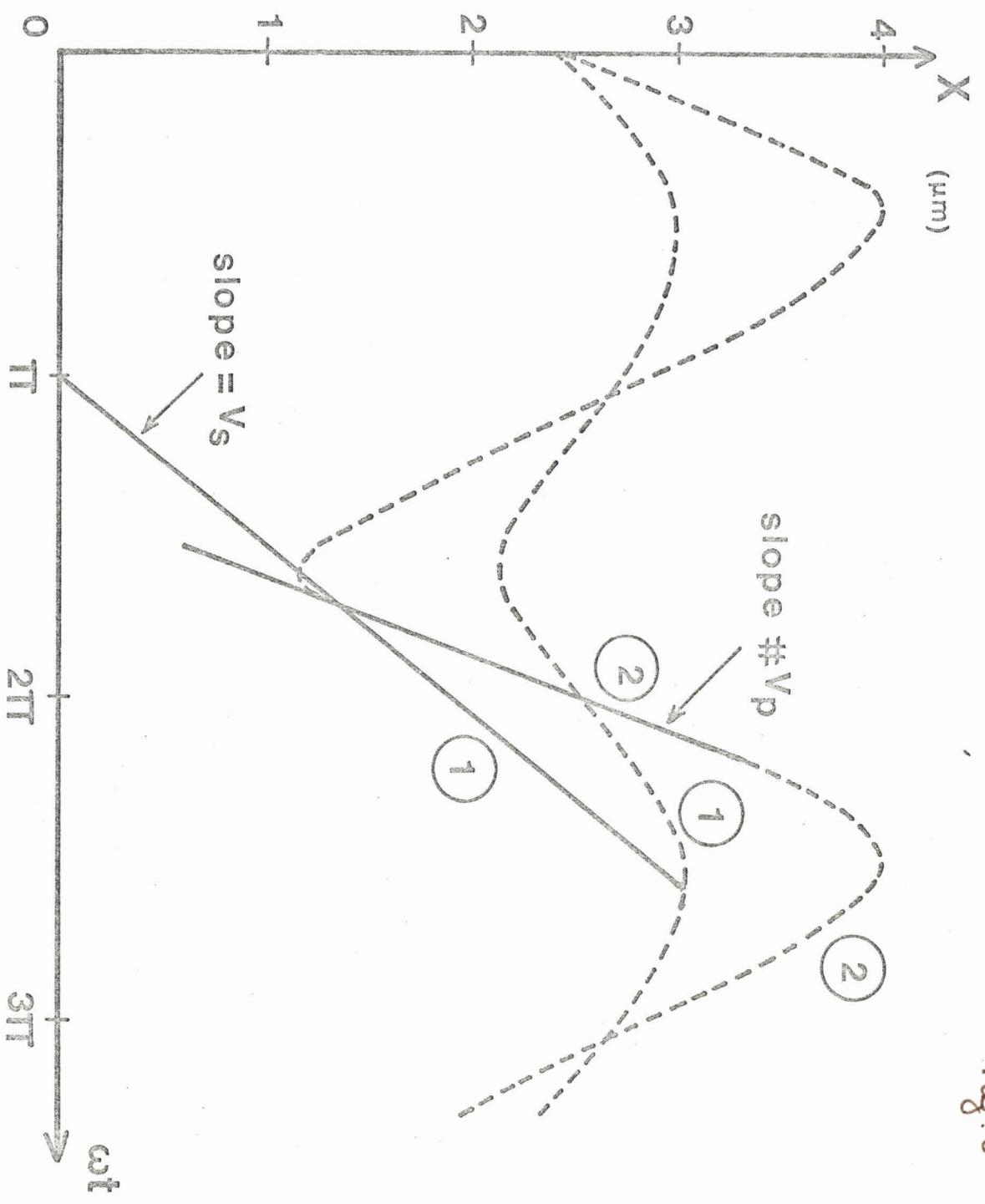


Fig. 6

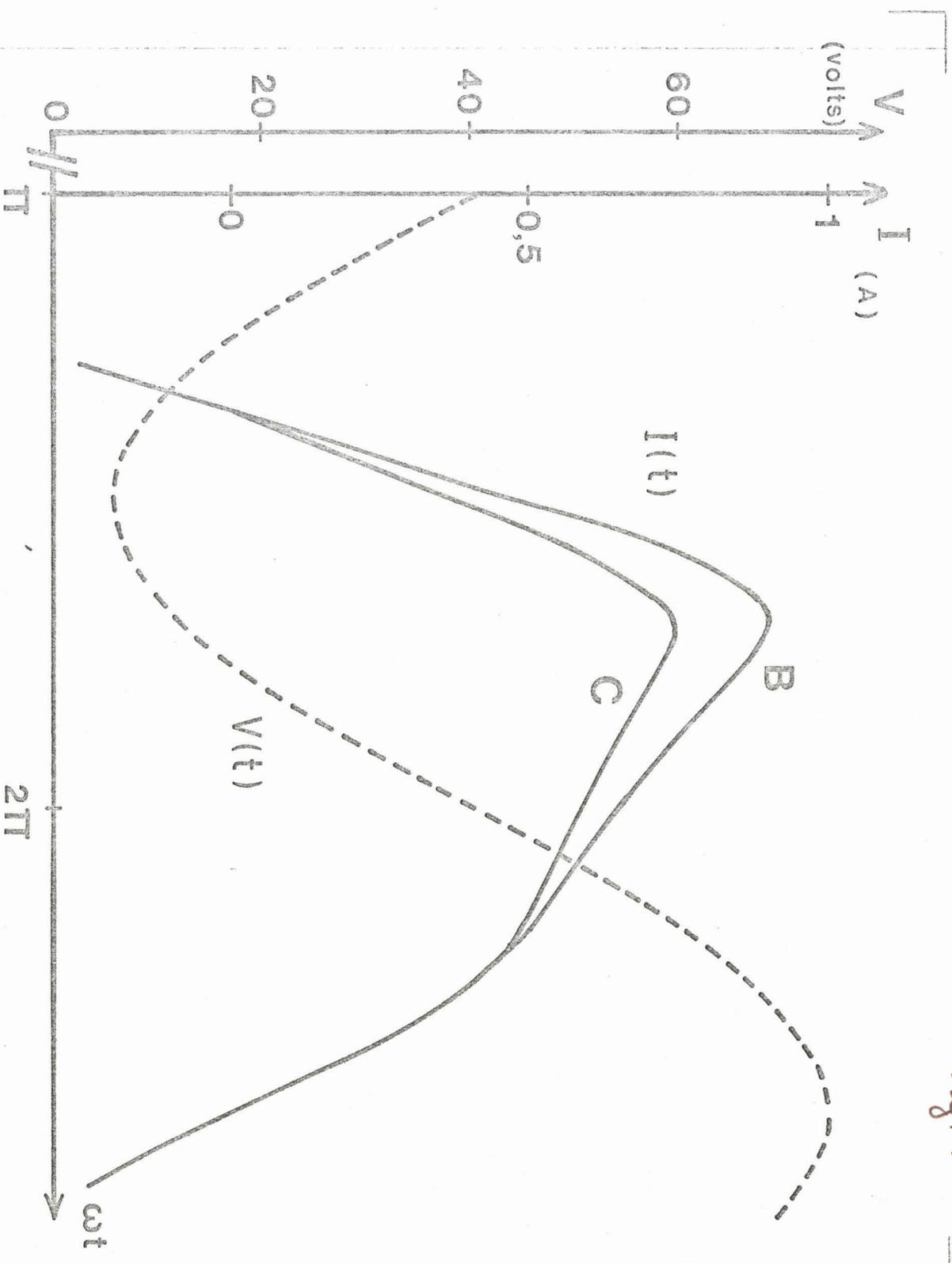


Fig. 7

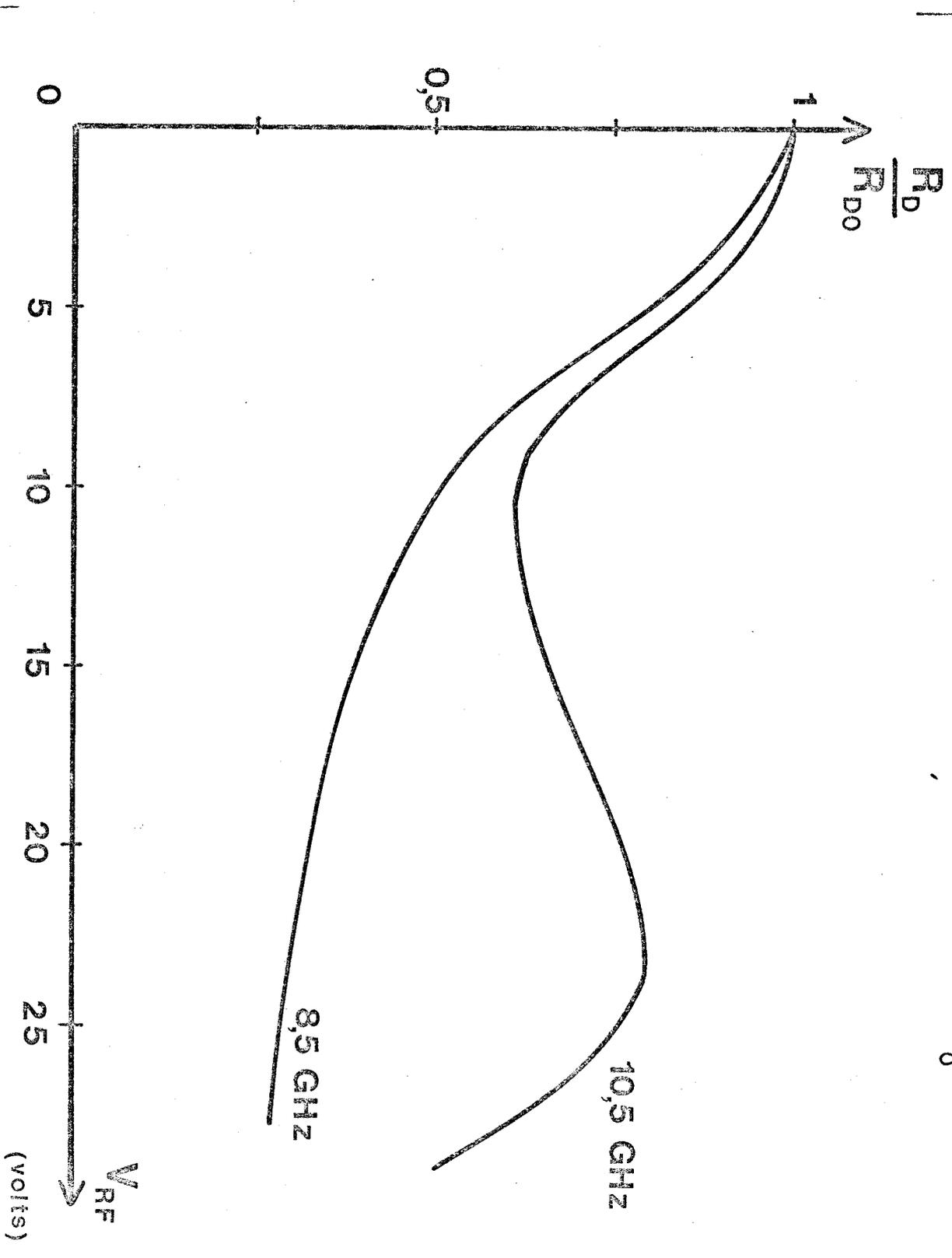


Fig. 8

Fig. 9

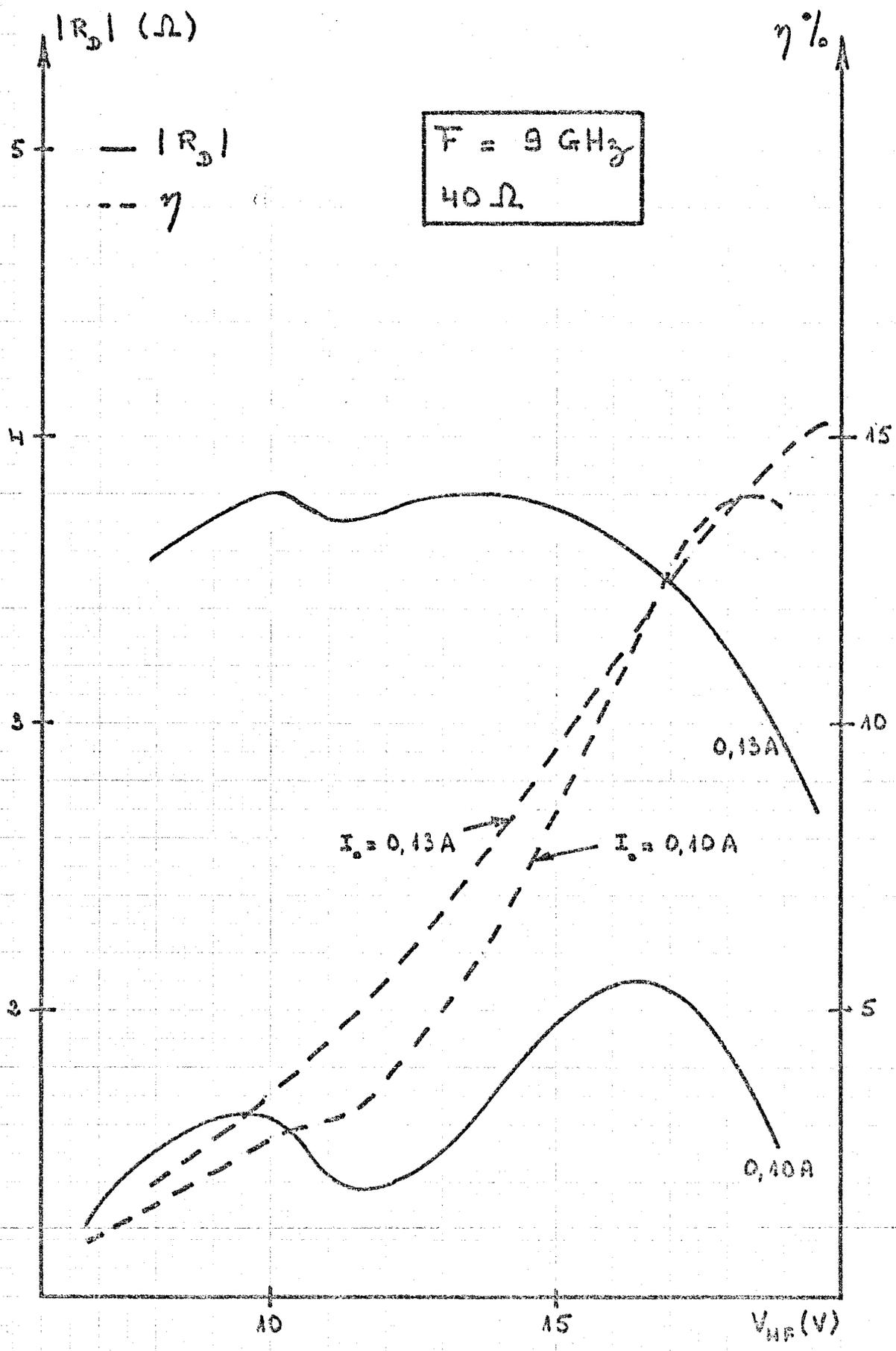


Fig. 10

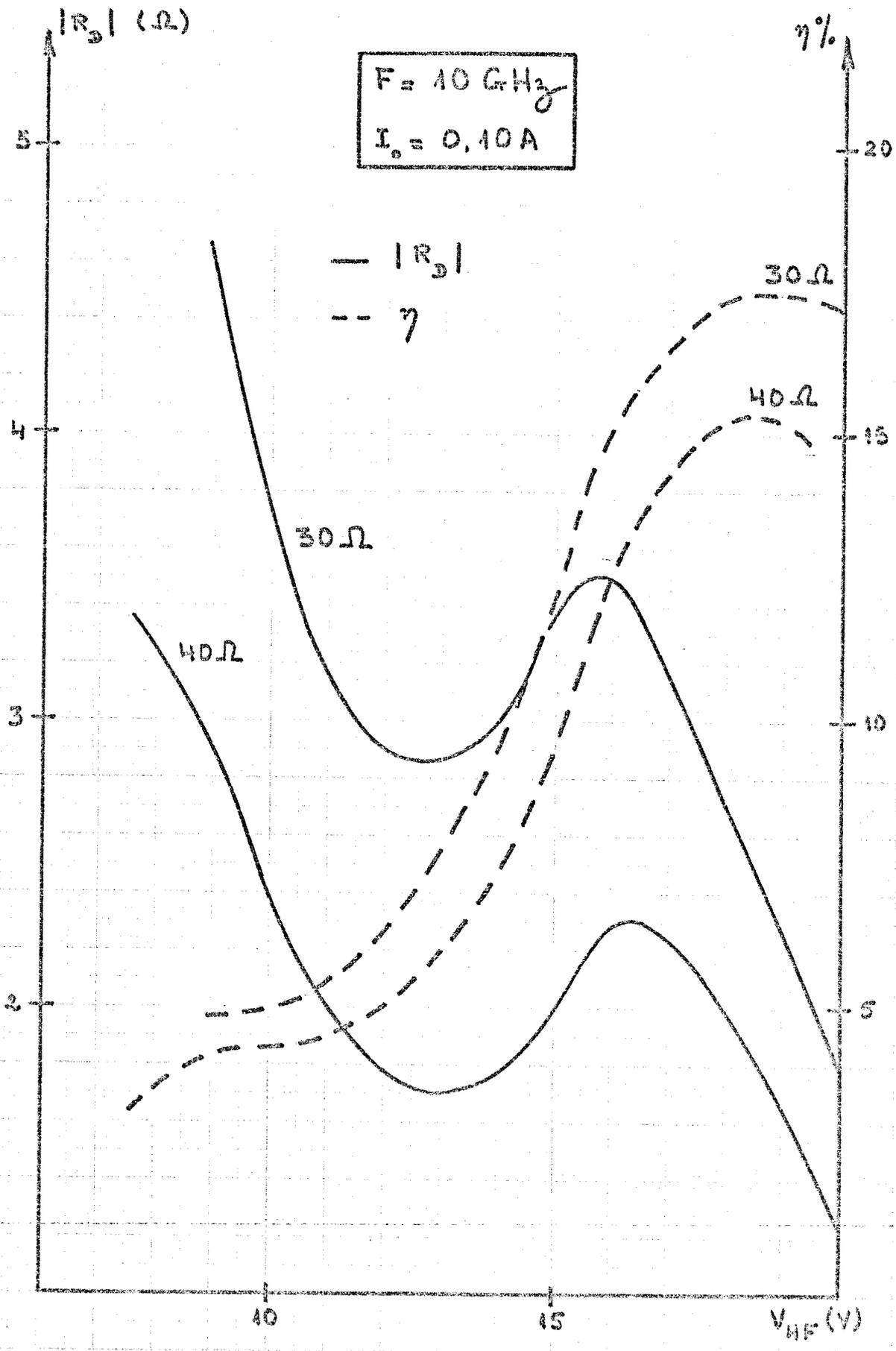


Fig. 11

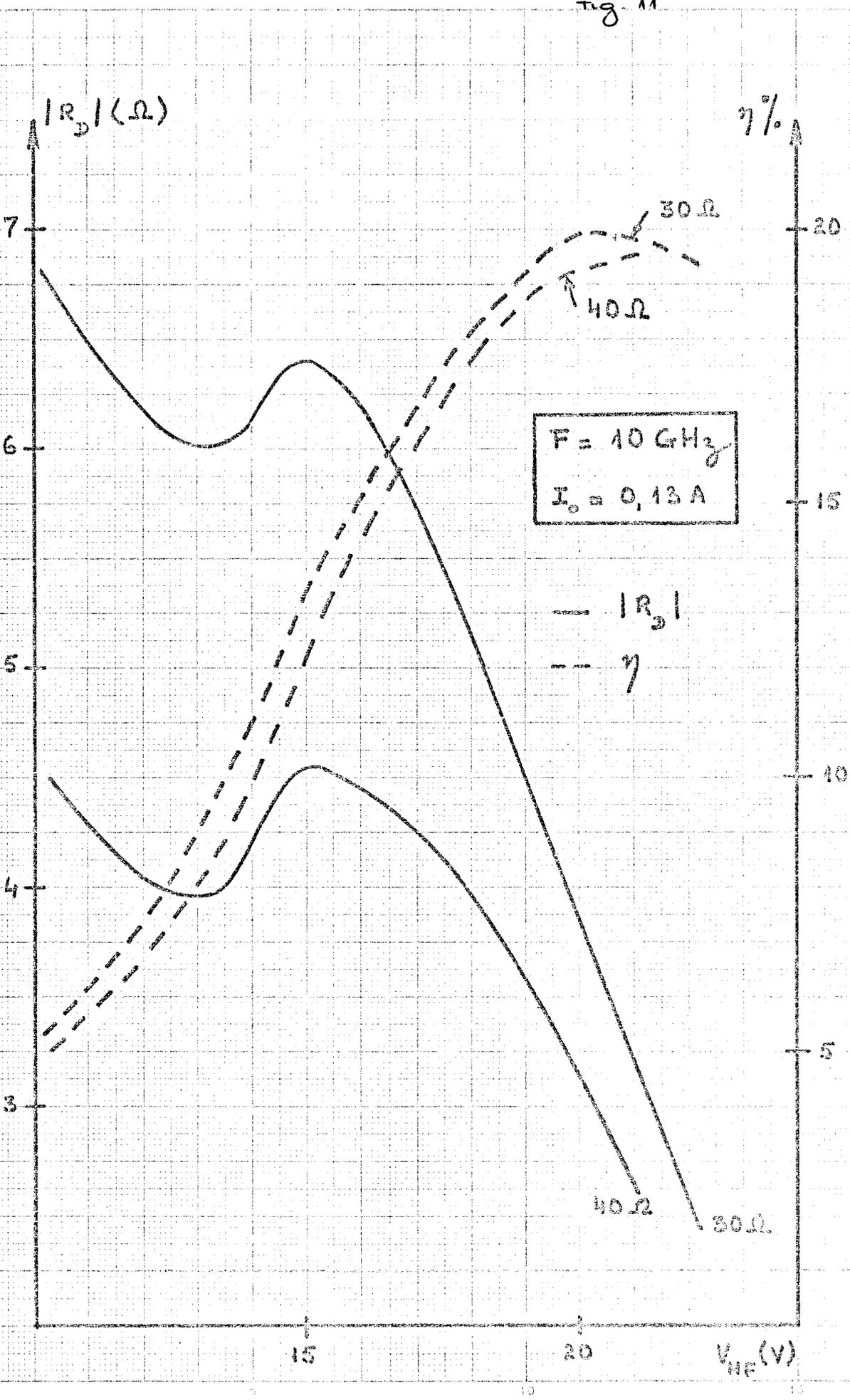


Fig 12

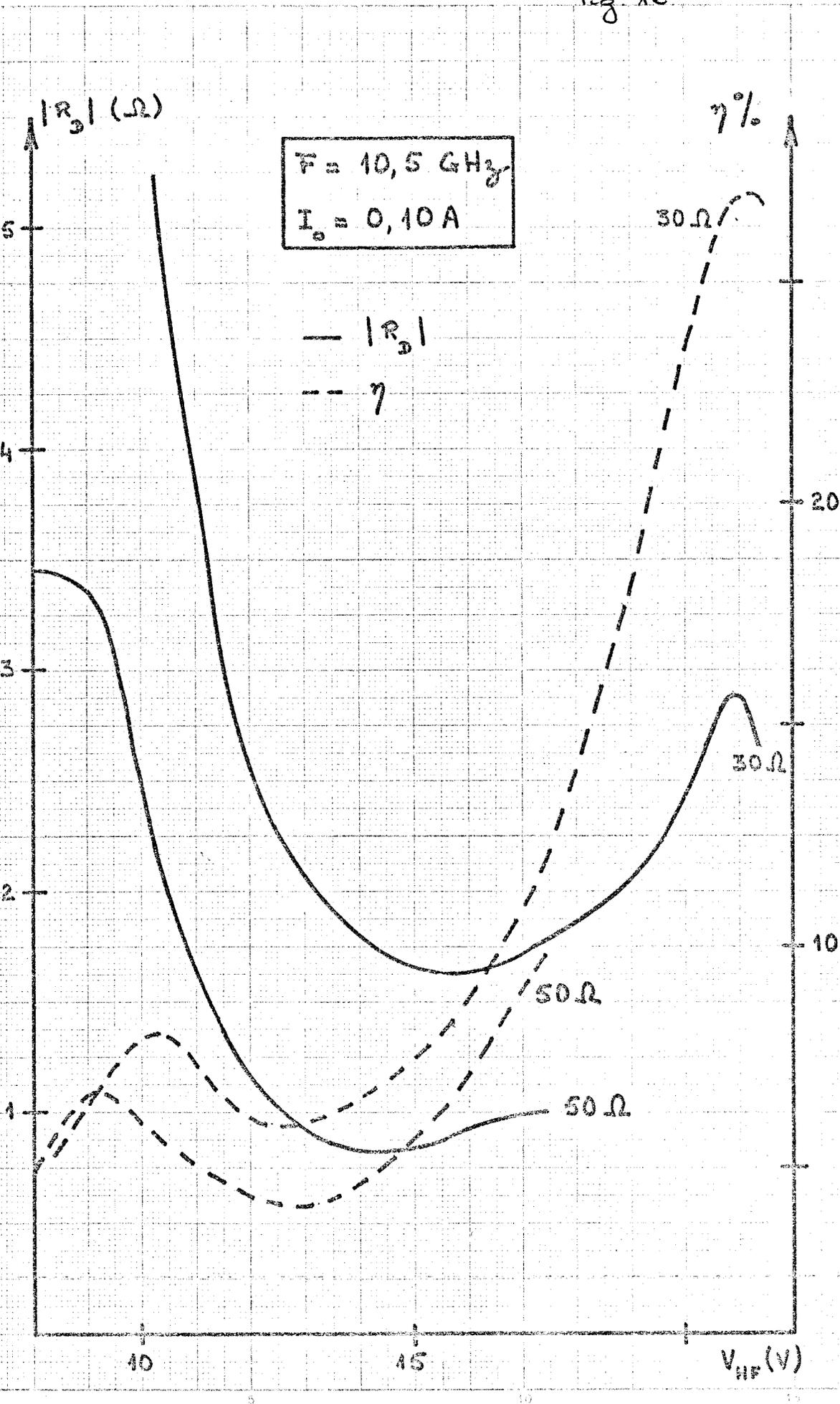


Fig. 13

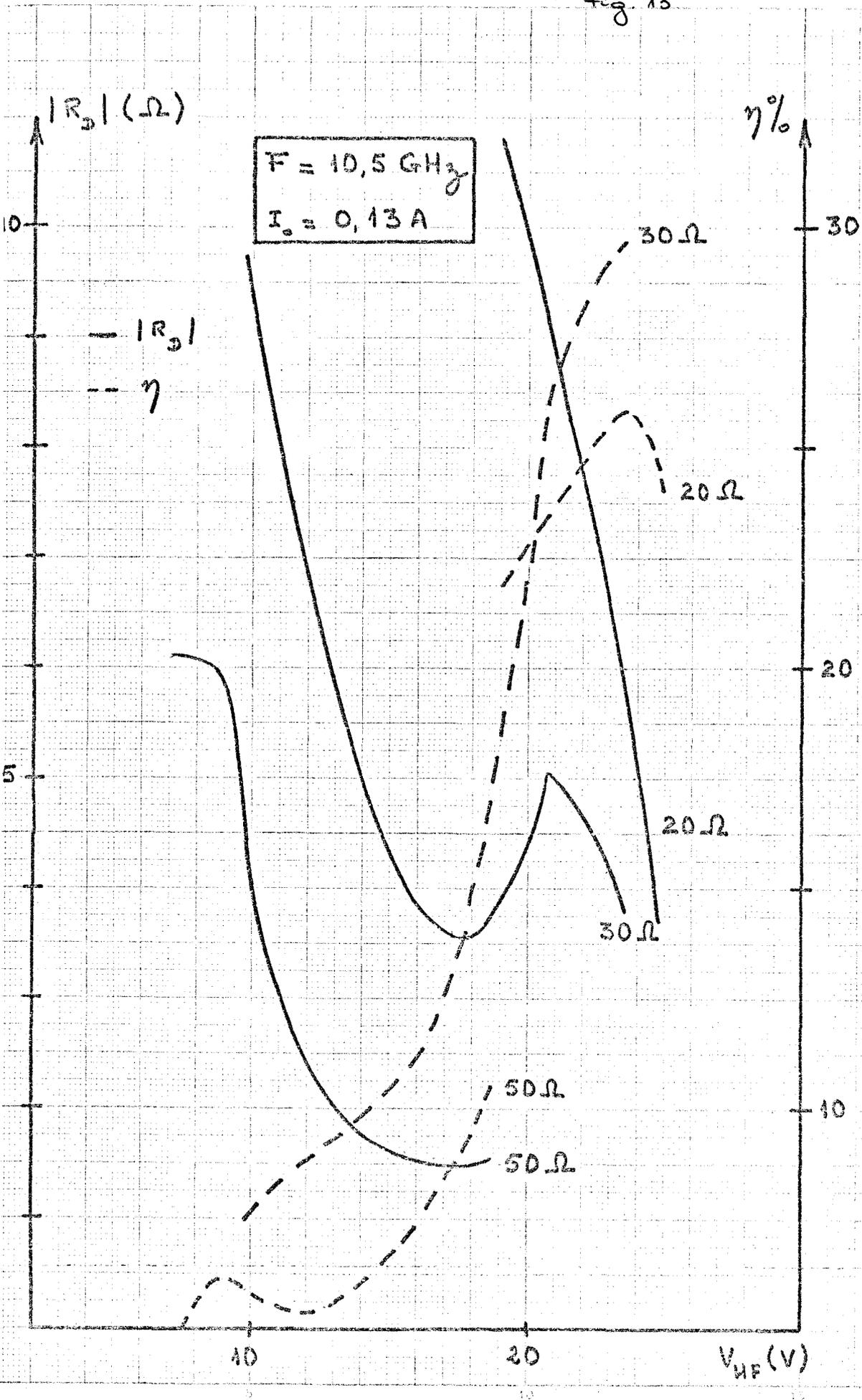


Fig. 14

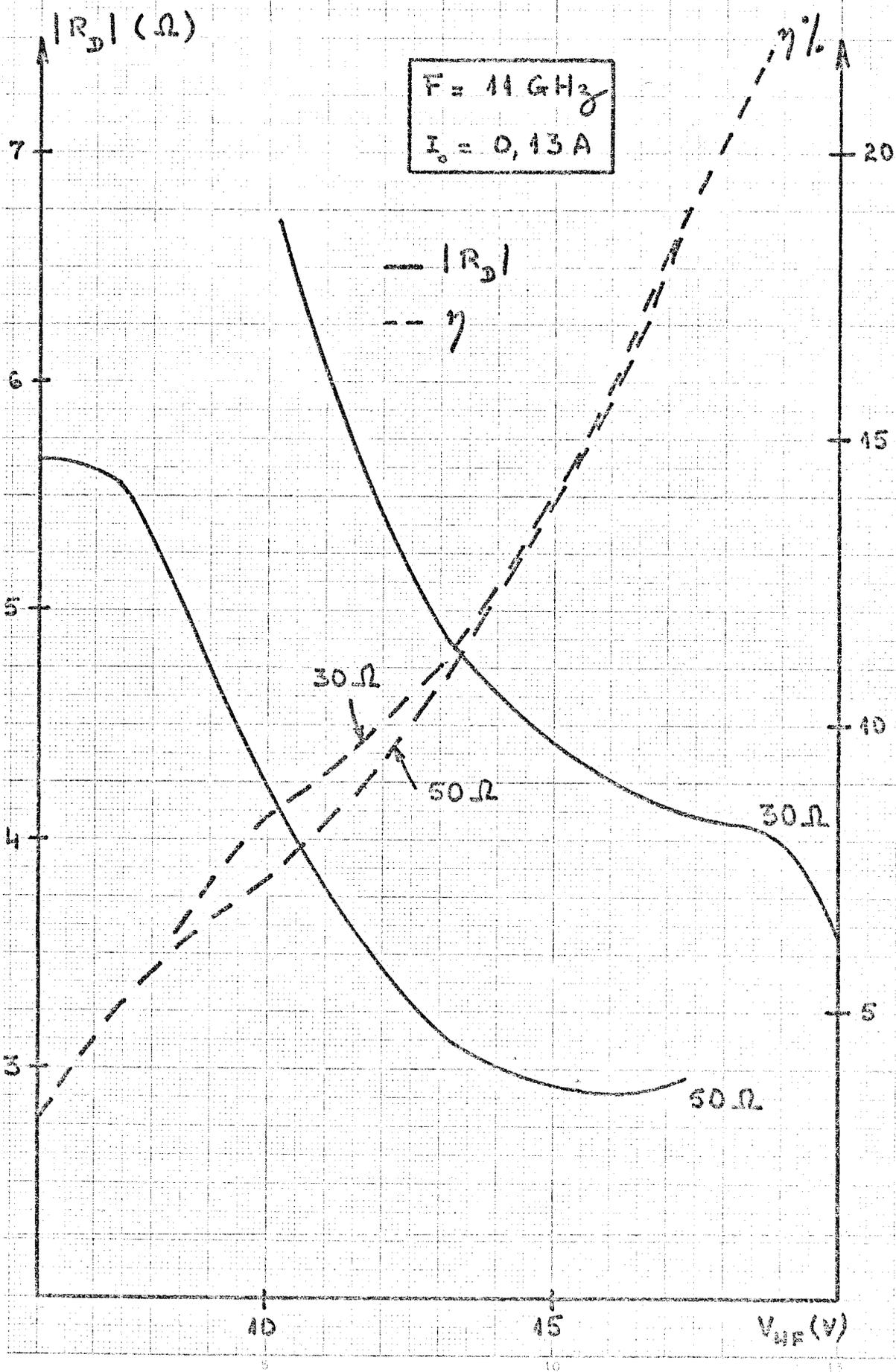


Fig. 15

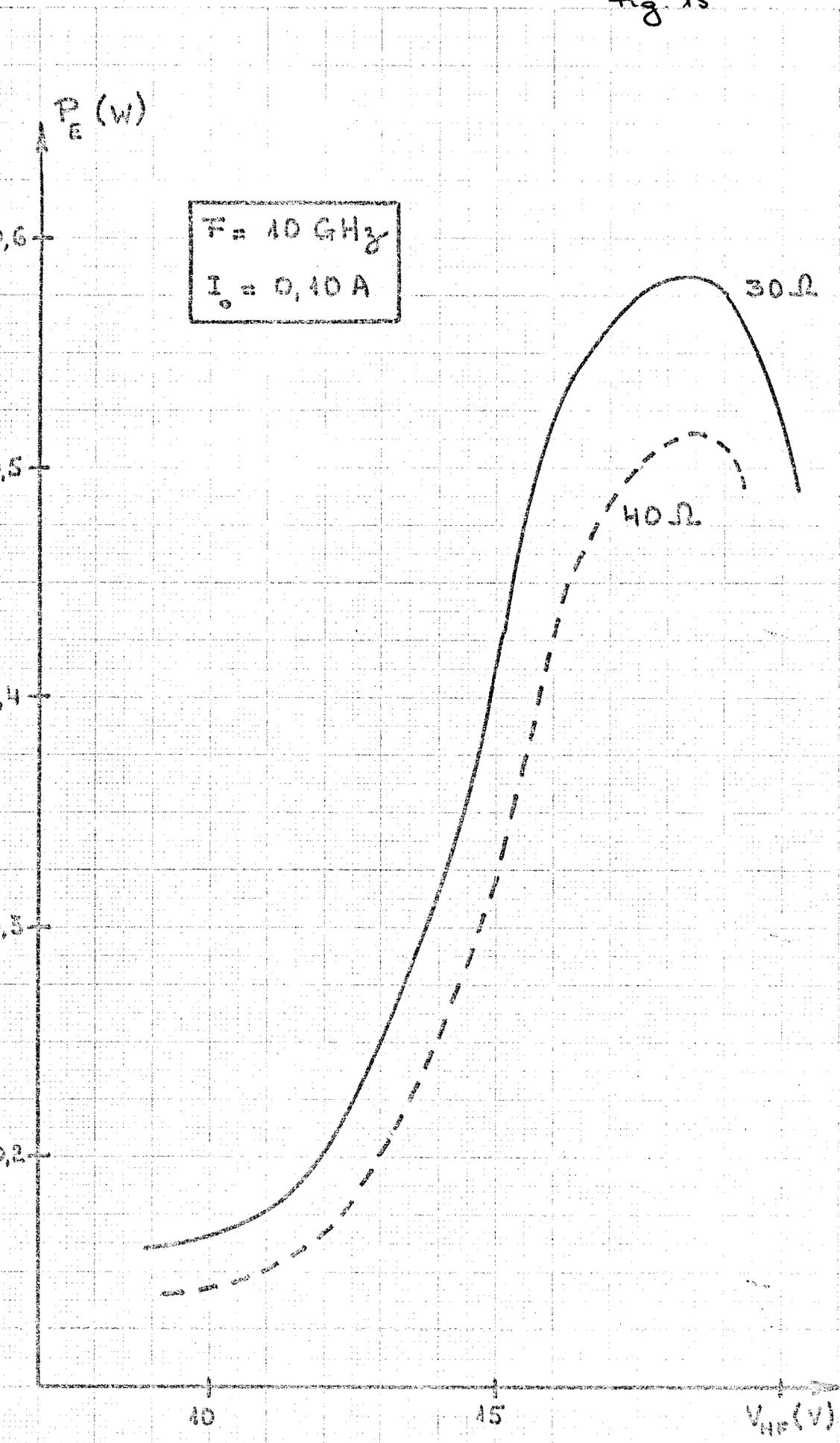


Fig. 16

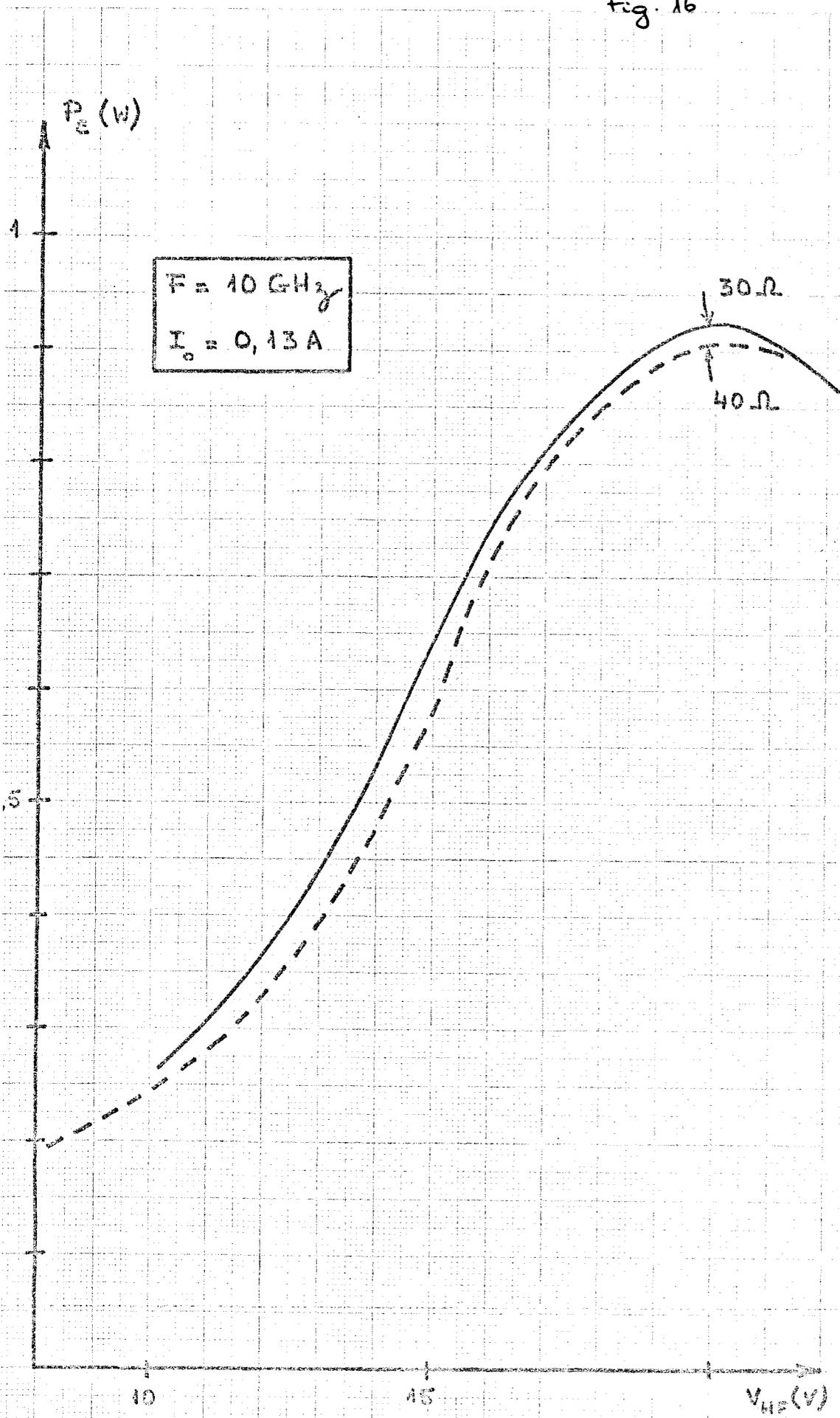


Fig. 17

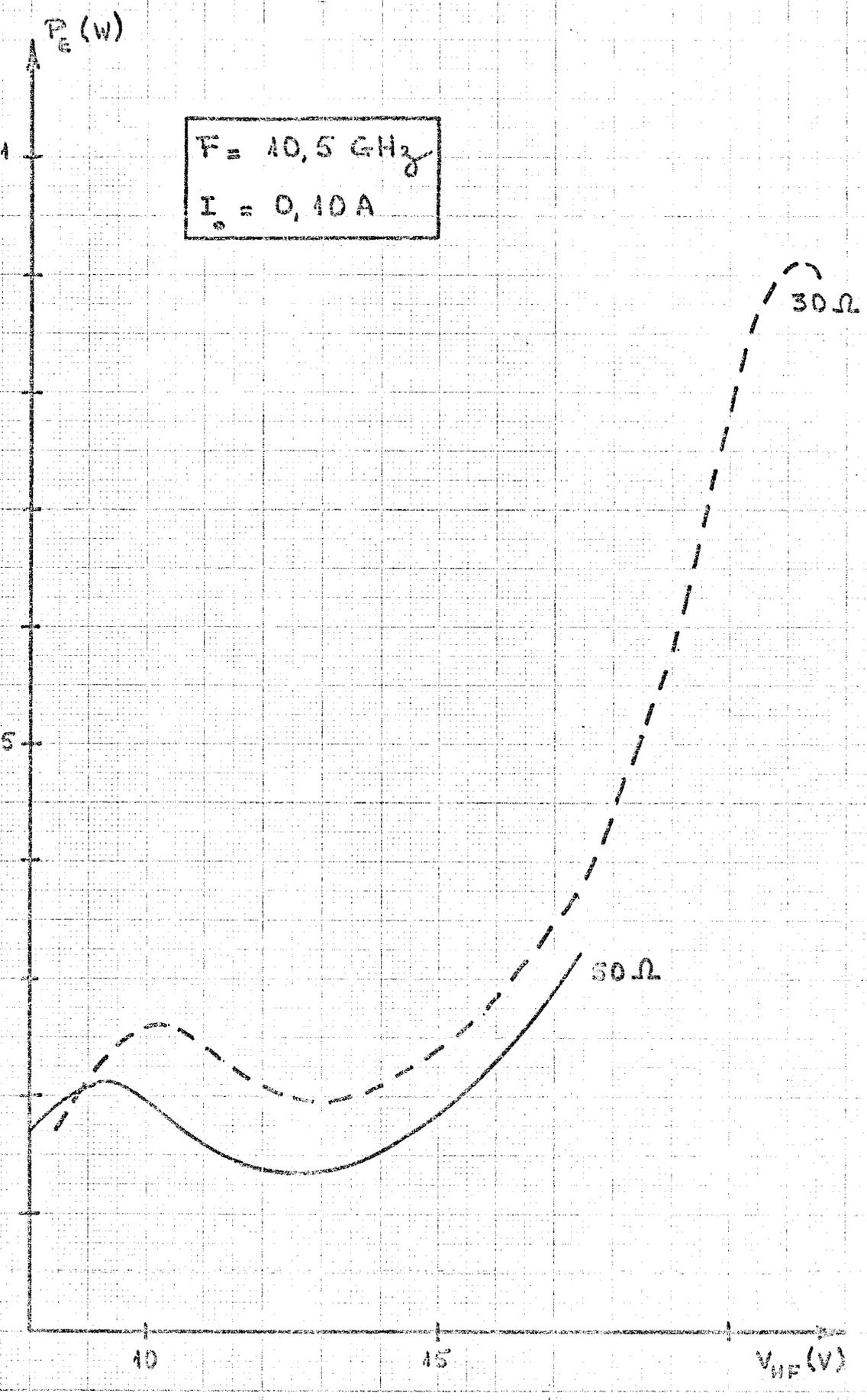


Fig. 18

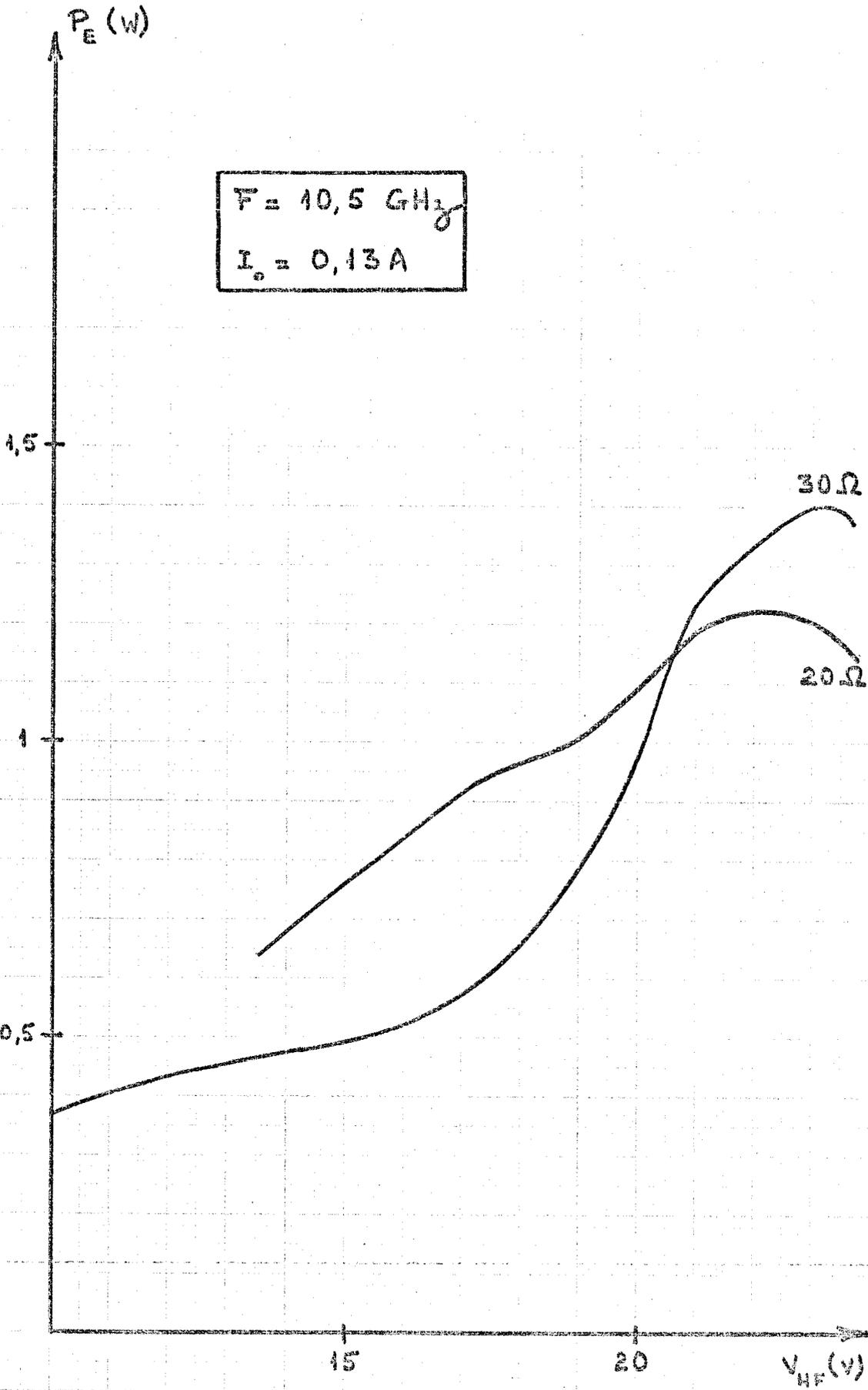


Fig. 19

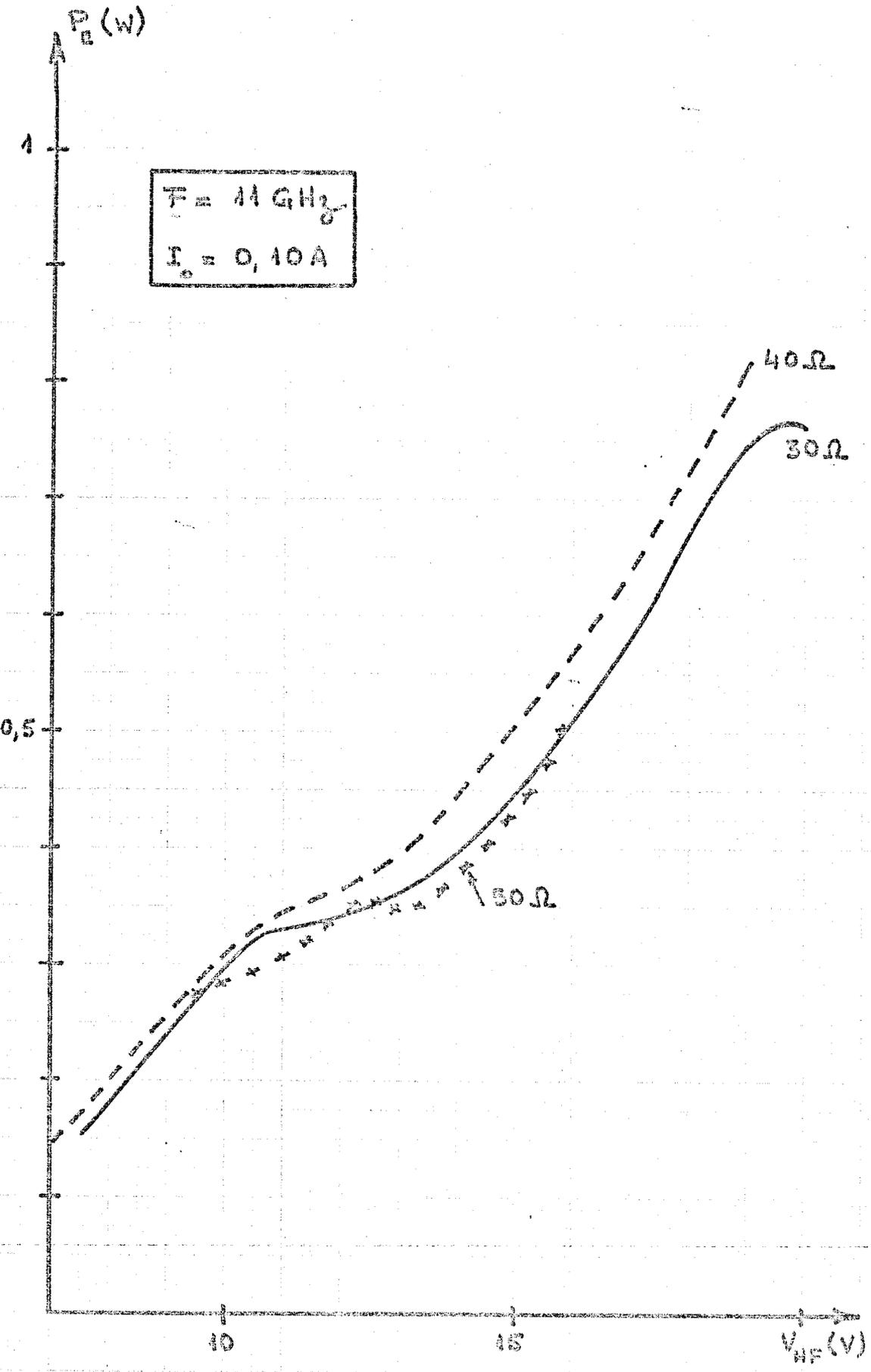


Fig. 20

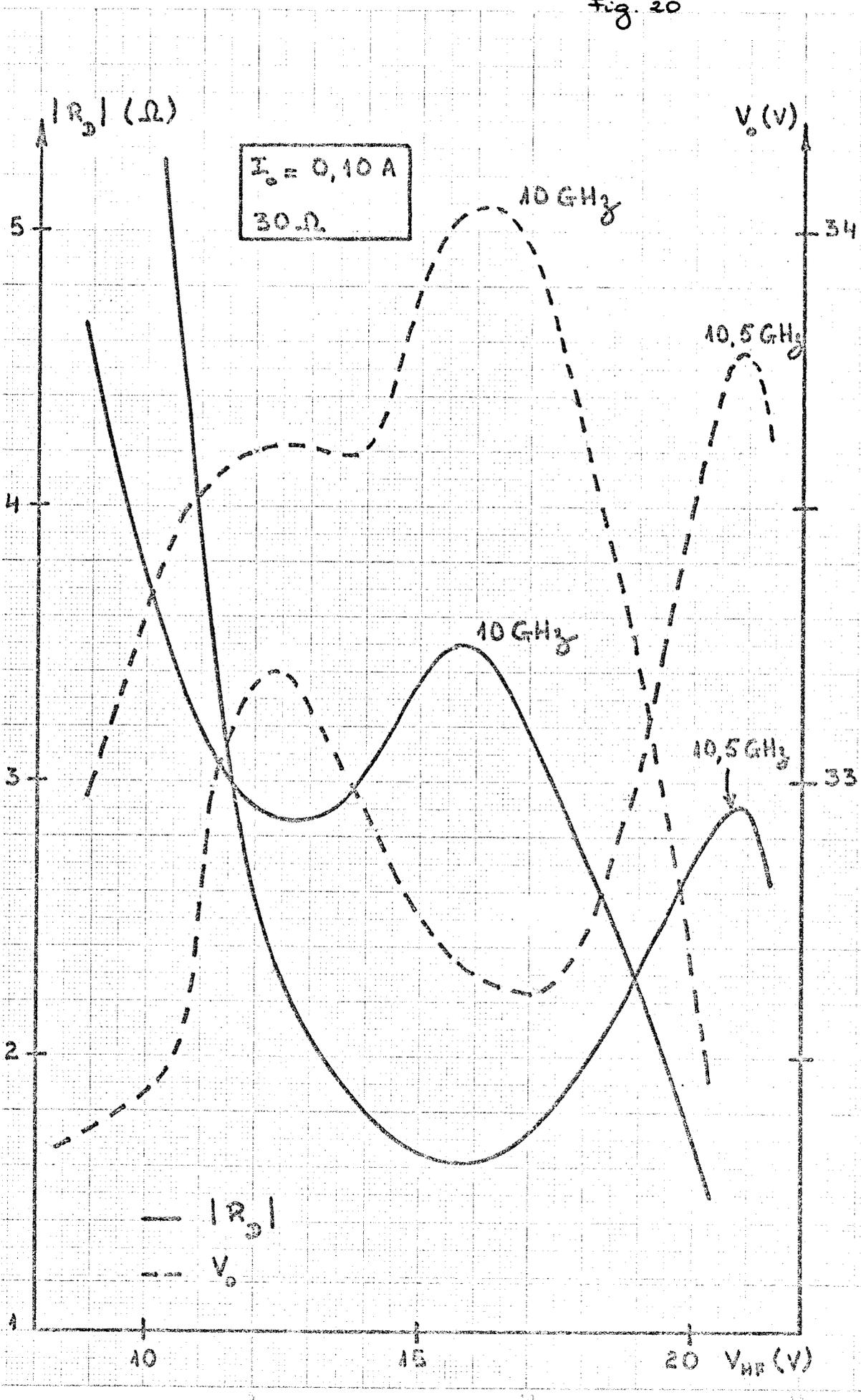


Fig 21

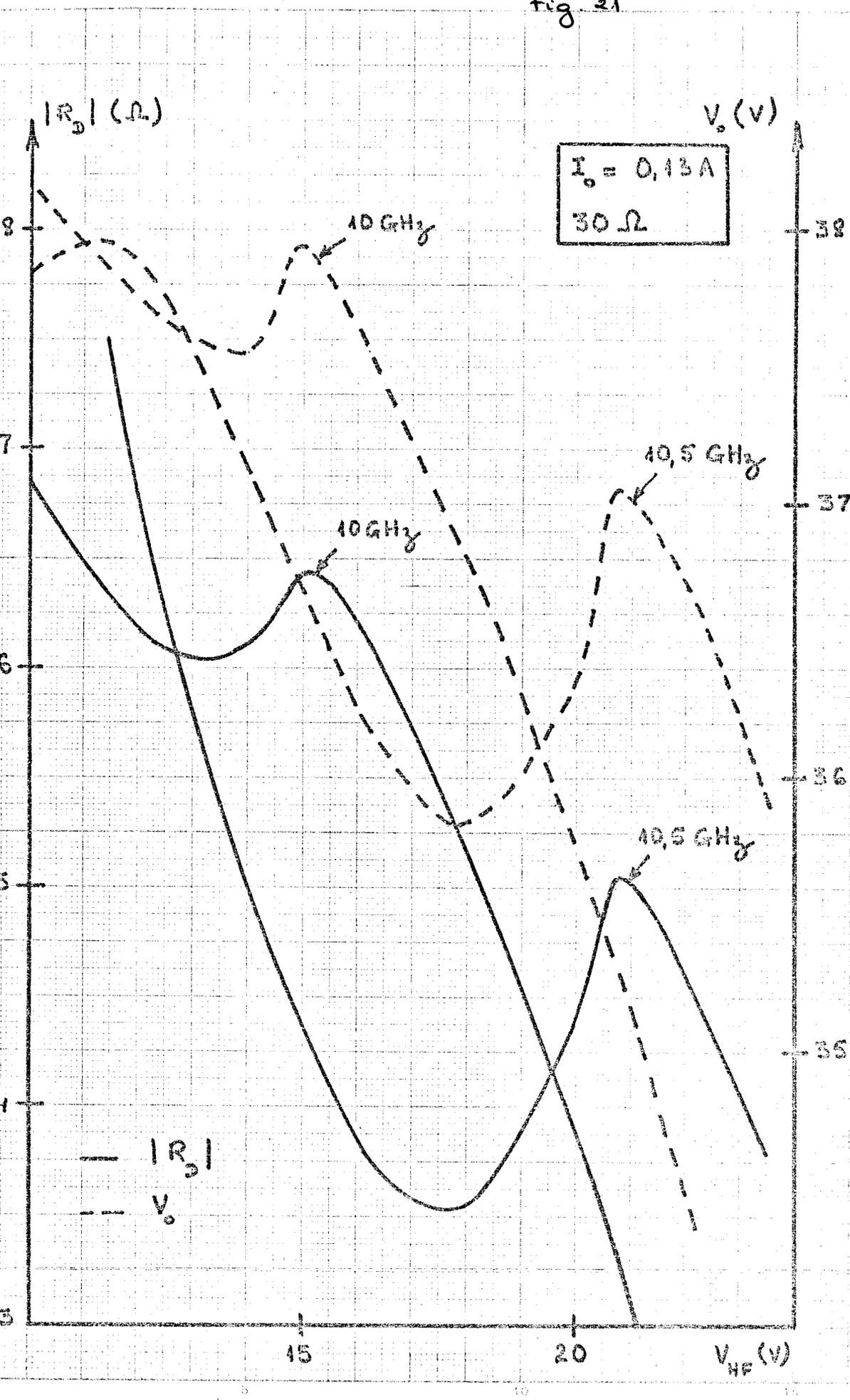


Fig. 22

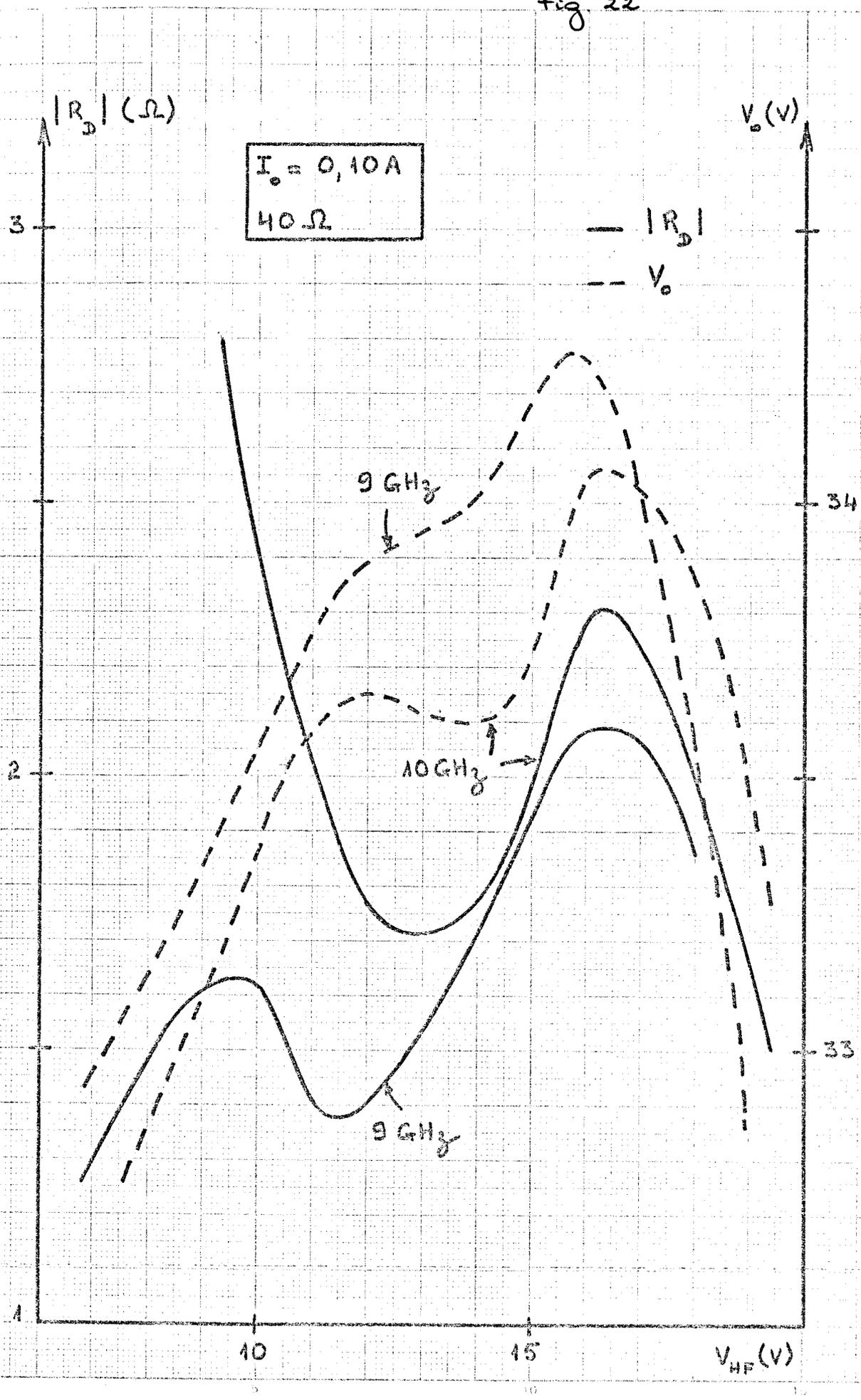
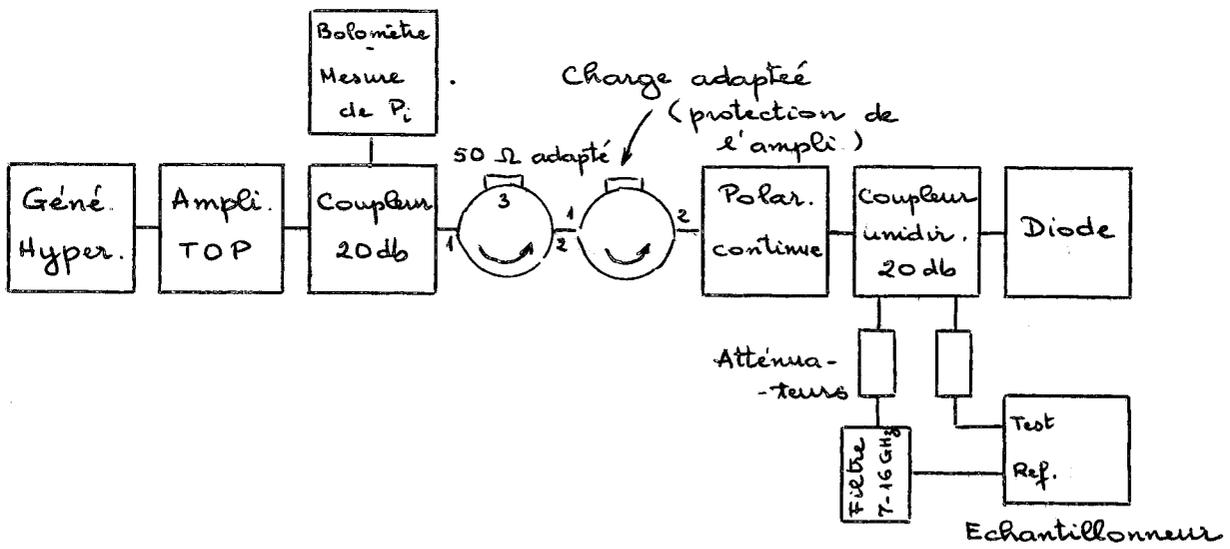


TABLEAU II

<u>9 GHz</u>	30 Ω	Léger effet pour $I_0 = 0,10$ et $0,11$ A et $0,5 W < P < 1 W$ , raies parasites.
	40 Ω	Pas d'effet pour $I_0 \geq 0,10$ et $0,13$ A. Une seule raie $F_0$ . léger effet pour $I_0 = 0,10$ et $0,13$ A. Raies parasites. Pas d'effet pour $I_0 \geq 140$ mA. Une seule raie $F_0$ .
<u>10 GHz</u>	20 Ω	léger effet à $0,10$ A jusque $0,8 W$ . Pas d'effet pour $I_0 \geq 0,13$ A. Une seule raie $F_0$
	{ 30 Ω 40 Ω	Raies parasites autour de $\frac{F_0}{2}$ pour $0,3W < P < 1,5W$ . une seule raie $F_0$ , au niveau élevé ( $P > 1,5 W$ ) lorsque $ R_D $ commence à rediminuer.
<u>10,5 GHz</u>	20 Ω	Pas d'effet. Une seule raie $F_0$
	{ 30 Ω 40 Ω	Apparition de la raie $\frac{F_0}{2}$ lorsque $ R_D $ commence à croître, puis disparition de cette raie lorsque $ R_D $ se met à rediminuer.
	50 Ω	Une seule raie $F_0$ . Mais tendance à l'apparition de raies parasites autour de $\frac{F_0}{2}$ , au niveau élevé ( $P > 3,5 W$ ) lorsque $ R_D $ commence à augmenter.
<u>11 GHz</u>	20 Ω	Pas d'effet. Une seule Raie $F_0$
	30 Ω	Léger effet à $0,10$ A Pas d'effet pour $I_0 \geq 0,13$ A. Une seule raie $F_0$ .
	40 Ω	léger effet à $0,10$ et $0,15$ A et apparition de raies parasites
	50 Ω	Tendance à l'apparition de raies parasites, au niveau élevé, au moment où $ R_D $ commence à croître.
<u>12 GHz</u>	{ 20 Ω 30 Ω 40 Ω	Pas d'effet. Une seule raie $F_0$ .



Banc de mesure

