

PREMIER MINISTRE
COMMISSARIAT A
L'ÉNERGIE ATOMIQUE

ÉTUDE DE BOBINAGES SUPRACONDUCTEURS EN Nb_3Sn

par

B. VIVET

- Rapport C.E.A n° 2239

1963

CENTRE D'ÉTUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY

CEA 2239 - VIVET B.

ETUDE DE BOBINAGES SUPRACONDUCTEURS EN Nb₃Sn (1962)

Sommaire. - Une étude des fils composites supraconducteurs de Nb₃Sn a été entreprise au C.E.N. Saclay, en collaboration avec la Société S.O.D.E.R.N.

Des fils de 0,5 mm de diamètre et d'une centaine de mètres de longueur ont été produits de façon expérimentale. Des diagrammes H_C-I_C ont pu être tracés, jusqu'en des champs de 80 kG, sur des échantillons de petite longueur.

Deux solénoïdes ont été étudiés produisant des champs de l'ordre de 20 kG.

Il semble que, contrairement aux alliages Nb-Zr ou Nb-Ti, les solénoïdes en Nb₃Sn aient un comportement prévisible d'après les tests sur des échantillons courts.

On montrera d'autre part qu'un bobinage à faible isolement peut produire un champ notablement plus élevé qu'un bobinage isolé.

Une production plus extensive permettra, dans les semaines à venir, la fabrication de solénoïdes de plus grosse dimension et produisant des champs plus élevés.

CEA 2239 - VIVET B.

STUDY OF SUPERCONDUCTING Nb₃Sn COILS (1962)

Summary. - A study of composite superconducting Nb₃Sn wires has been undertaken at the Saclay Nuclear Research Centre in collaboration the firm S.O.D.E.R.N.

Wires having a diameter of 0,5 mm and a length of about 100 metres were made experimentally. H_C-I_C diagrams were plotted up to fields of 80 KG on samples of short length.

Two solenoids producing fields of about 20 KG were studied.

It appears that Nb₃Sn solenoids, as opposed to those of Nb-Zr or of Nb-Ti, have a predictable behaviour according to the tests on short samples.

It will be shown also that a low-isolation coil can produce a considerably higher field than an insulated coil.

A more extensive production will make it possible in future weeks to make coils of larger dimensions producing stronger fields.

- Rapport C. E. A. - N° 2239

ETUDE DE BOBINAGES SUPRACONDUCTEURS EN Nb_3Sn

par

B. VIVET

1963

J'adresse ici mes remerciements les plus vifs à Mr Dujols de la Société S. O. D. E. R. N. pour toute l'attention qu'il a bien voulu accorder à ces problèmes, à la Société Philips (Eindhoven) qui a bien voulu nous communiquer les résultats de ses études micrographiques (1), à MM. Tsai et Desportes (L.P.C. H. E.) qui ont mis à ma disposition leur bobine de 80 000 G, à Mme Meny et Mr Champigny (Services de Technologie) qui ont effectué toutes les études micro- et métallographiques(2), à M. O. Testard pour sa collaboration à la partie cryogénique et son aide lors des manipulations et à M. R. Gérard-De-neuille qui effectua les montages des divers appareils.

ETUDE DE BOBINAGES SUPRACONDUCTEURS EN Nb₃Sn

Le composé intermétallique Nb₃Sn est connu comme étant le composé supraconducteur possédant la température de transition la plus élevée jusqu'à ce jour, 18,1 °K (3).

TECHNOLOGIE

La courbe d'aimantation a révélé le caractère de supraconducteur "dur" de ce composé, une fraction mesurable restant supraconductrice jusqu'en des champs de l'ordre de 70 kG (4).

Des mesures de résistivité ont, depuis, montré que des courants appréciables pourraient être transportés dans des fils de Nb₃Sn jusqu'en des champs de l'ordre de 200 kG sans réapparition de la résistance (5).

Kunzler a indiqué une méthode pour obtenir des fils à partir de ce composé cassant et non ductile, ouvrant ainsi la possibilité de l'utiliser pour la fabrication de solénoïdes supraconducteurs produisant des champs magnétiques élevés (6).

Cette méthode consiste à tréfiler le mélange de poudre 3 Nb + Sn (la composition peut éventuellement être légèrement différente) à l'intérieur d'un tube de Nb. Le fil ainsi obtenu est ensuite traité thermiquement afin de former le composé Nb₃Sn. Kunzler et d'autres (7) ont montré que le traitement optimum était un recuit de 16 heures à 970 °C. Nous reviendrons d'ailleurs sur ce point.

Une étude a été entreprise à Saclay en collaboration avec la Société S. O. D. E. R. N. en vue de réaliser un tel fil en grande longueur.

Les difficultés sont nombreuses :

- L'étirage s'effectue entièrement à froid et sans recuits intermédiaires afin de ne pas former l'alliage (un recuit type pour Nb serait 1 heure à 1 200-1 300 °C). Le niobium doit donc être particulièrement ductile : tube sans soudure, grande pureté, recuit initial soigné.

Des essais ont été effectués sur des tubes de diverses origines avec des succès très divers.

L'âme du fil étant extrêmement fragile après le traitement thermique, celui-ci ne peut guère être manipulé. Il est donc nécessaire de recuire le fil dans sa forme définitive.

Dans le cas d'un solénoïde, cela pose donc un problème d'isolement : il est nécessaire de trouver un isolant résistant au traitement thermique prolongé.

Diverses solutions sont possibles :

Isolement par quartz : une tresse de quartz est tissée autour du fil. L'inconvénient de cette méthode est d'être très encombrante, l'épaisseur de la tresse ne pouvant guère être inférieure à 0.1 mm (ce qui, pour un fil de 0.5 mm, diminue de moitié le coefficient de remplissage).

- Isolement par céramique : cette méthode a été utilisée avec succès par Autler (7).

- On peut se contenter d'un isolement relatif par un métal non supraconducteur. Le nickel a été proposé et utilisé par l'équipe de Kunsler (8). Nous l'avons essayé également, mais vu la faible résistivité de ce métal à basse température, cela conduit à des temps de montée du champ prohibitifs.

Le monel, que nous avons essayé depuis, est une solution plus agréable car il garde à basse température une résistivité élevée.

En pratique, au cours du tréfilage, le fil coaxial Nb/3Nb+Sn est gainé d'un tube de monel et le tréfilage est ainsi poursuivi.

On obtient après recuit un fil dont l'aspect en coupe est celui de la photo n° 1.

- Une solution correcte (au moins pour un grand nombre de problèmes) sera de diminuer la constante de temps des bobinages isolés au monel en leur ajoutant un isolement par couches à l'aide d'une tresse de quartz.

Les avantages d'un isolement relatif seront partiellement préservés tandis que la constante de temps restera tolérable. Ce point fera l'objet d'une discussion ultérieure.

On ne dispose que de deux paramètres : la forme de l'ébauche de niobium, le diamètre final.

Il est pratiquement acquis que le courant supraconducteur est transporté dans toute la masse de Nb₃Sn. En effet d'une part le caractère de supraconducteur dur indique l'existence d'une énergie d'interface normal-supraconducteur négative d'où l'existence de filaments et l'absence d'effet Meissner, d'autre part la diffusion étain-niobium étant extrêmement lente on a affaire à une âme non massive, à structure fibreuse. Celle-ci est donc bien davantage une juxtaposition de minces filaments qu'un matériau massif (le fait que la prolongation du traitement thermique au-delà de 16 heures abaisse les caractéristiques du fil est à mettre à l'actif de cette hypothèse). La pénétration du champ est donc quasiment totale.

La conséquence pratique est que le diamètre final importe peu (il n'en serait pas de même si le courant supraconducteur était superficiel). Il sera choisi simplement pour conduire à des valeurs raisonnables du courant utilisé. Un diamètre de 0,5 mm (hors tout) a été choisi pour satisfaire à cette condition : les courants utilisés sont limités à 100 A environ.

Quant à l'ébauche de niobium, on a évidemment intérêt à la choisir la plus mince possible. Nous avons essayé avec succès les tubes suivants:

mm 3 x 6	qui donne un coefficient de remplissage de 14 %	(compte tenu du monel)
6 x 10	" "	" 21 %
8 x 12	" "	" 25 %

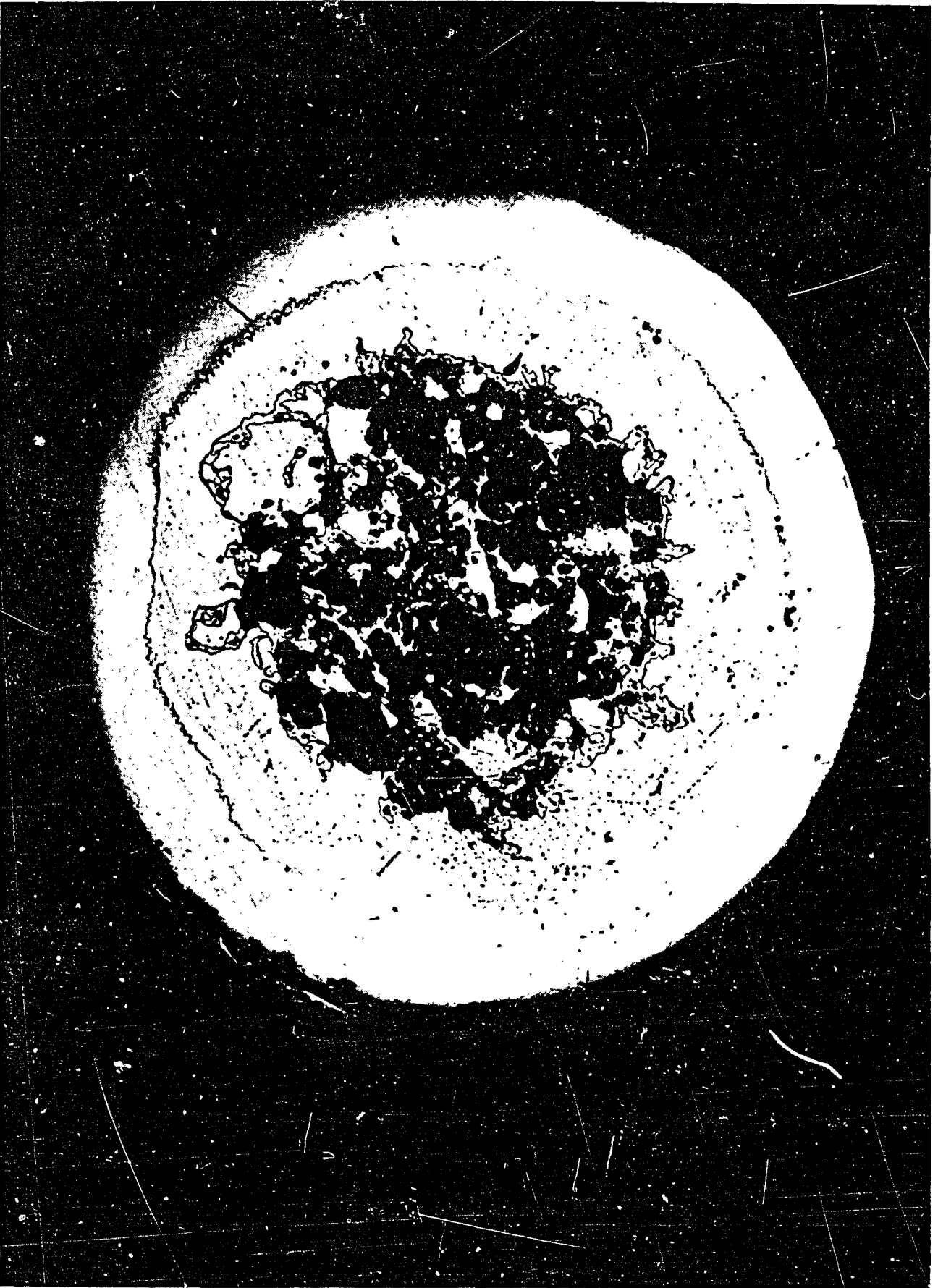


Photo. I

Un tube de 8 x 10 (36 %) a été essayé mais n'a pas fourni de longueurs de bonne qualité suffisantes.

Des études micro- et métallographiques ont été entreprises sur tous les échantillons produits. Outre la géométrie du fil, ces études ont révélé :

- L'existence d'une diffusion assez profonde entre le nickel ou monel et le niobium.
- Que le traitement thermique a un effet de recuit non négligeable sur le niobium.
- Que la profondeur de diffusion Sn-Nb est très faible (quelques microns).

Jusqu'à ce jour, les fils suivants ont été produits :

- Environ 100 m gainés de nickel obtenus à partir d'une ébauche de 3 x 6 mm. Un solénoïde a été construit avec 40 m de ce fil, mais vu la très longue constante de temps de ce solénoïde (de l'ordre de 24 heures) aucune étude détaillée n'a pu être entreprise. Un champ d'environ 10 kG a été produit.

Ce fil a d'autre part été essayé dans un champ extérieur jusqu'à 75 kG. Le courant critique était alors d'environ 12 A. Cette valeur, petite par rapport aux valeurs trouvées par d'autres, s'explique par le fait que la poudre de niobium utilisée n'était pas assez fine. Un remède y sera bientôt apporté.

- 280 m gainés monel obtenus à partir d'une ébauche de niobium de 6 x 10 mm. Un solénoïde a été construit avec 200 m environ de ce fil produisant un champ maximum de 20 000 G environ. Il sera désigné plus loin sous le nom de solénoïde I.

Environ 100 m gainés monel obtenus à partir d'une ébauche de niobium de 8 x 12 mm. Un solénoïde a été construit avec ce fil produisant un champ maximum d'environ 18 000 G (solénoïde II).

La figure n° 1 donne les dimensions des solénoïdes I et II.

Diverses longueurs de fil restent disponibles pour des essais complémentaires.

Une production plus importante est actuellement en cours.

METHODES EXPERIMENTALES

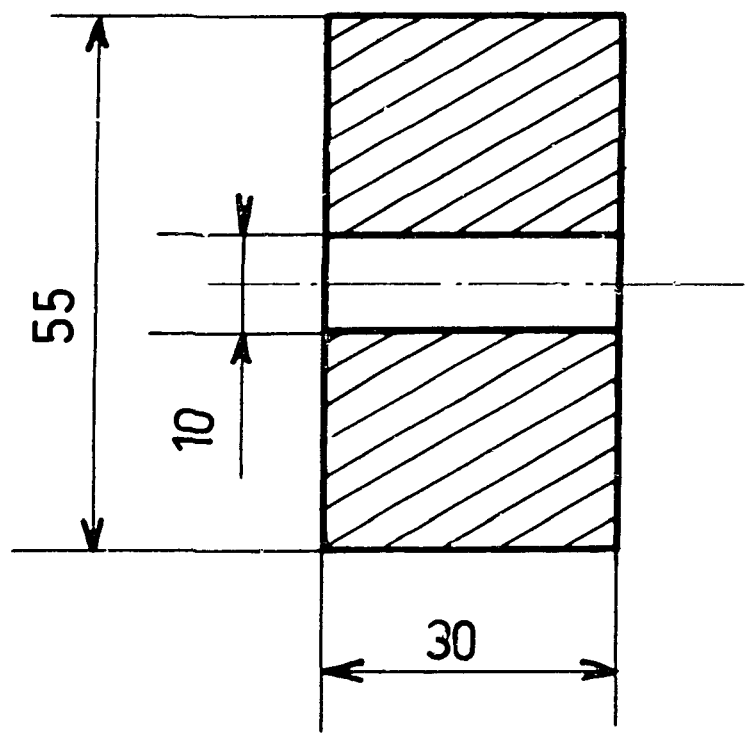
Des essais sur des échantillons courts ont été effectués par la méthode classique.

L'échantillon est traité thermiquement dans un tube d'alumine afin qu'il soit bien rectiligne. Puis il est soudé à l'alliage étain-plomb sur les amenées de courant et les prises de tension.

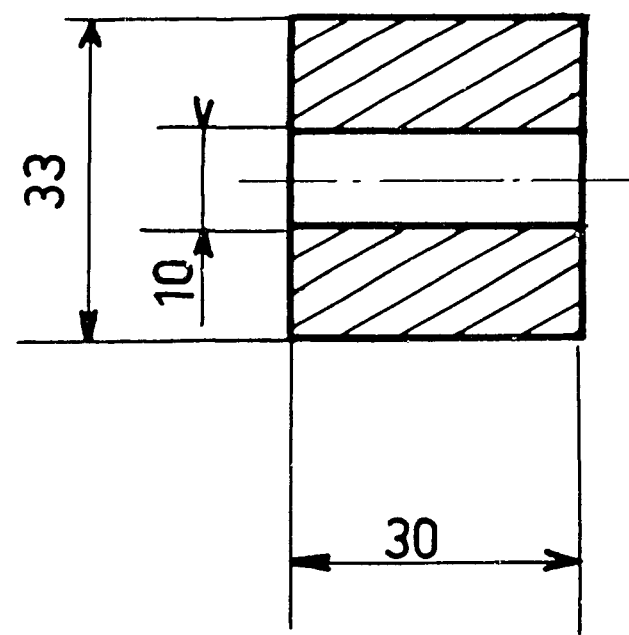
Le dispositif (photo n° 2) peut être engagé dans l'axe du solénoïde de 80 kG du L. P. C. H. E. de sorte que le champ soit parallèle aux amenées de courant.

L'apparition de la tension est détectée par un galvanomètre sensible. Aucun "training effect" (9) n'a été observé.

La longueur testée étant de l'ordre de 10 mm, on ne décelera pas de résistivité inférieure à $10^{-12} \Omega \cdot \text{cm}$ pour 10 ampères si l'on détecte $3 \cdot 10^{-8} \text{ V}$.



SOLÉNOÏDE - I
2300 spires



SOLÉNOÏDE - II
1400 spires

- Fig. 1 -

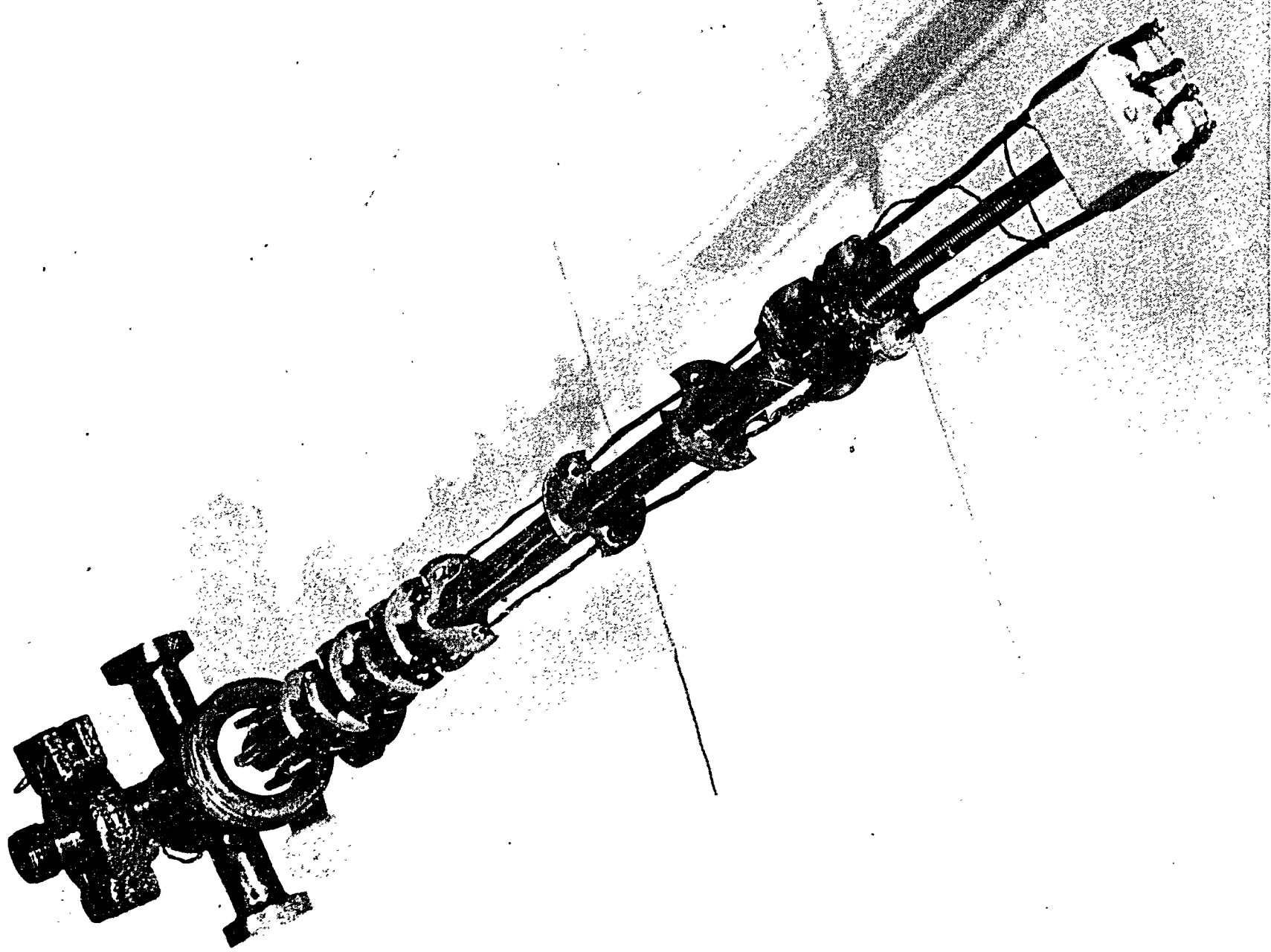


Photo.2

Un échantillon beaucoup plus long peut être utilisé si l'on teste un petit solénoïde à une seule couche.

Une alternative à cette méthode consiste à shunter le supraconducteur par une résistance qui sera aussi petite que l'on veut et à détecter le champ créé par le supraconducteur. Au prix d'une augmentation de la constante de temps du circuit supraconducteur, il est possible d'obtenir ainsi une sensibilité aussi grande que l'on veut (on rejoint là les méthodes de détection d'une résistivité de l'état supraconducteur). Un essai effectué sur un solénoïde de 2 cm de long comportant 40 spires de 10 mm de diamètre shunté par $10^{-4} \Omega$ s'est montré fructueux en champ extérieur nul. Le champ maximum créé a été de 1500 G environ pour un courant de 68 A.

Sur une petite longueur la résistance parallèle peut être diminuée par dépôt électrolytique de cuivre par exemple. Une constante de temps de l'ordre de la minute semble tolérable. Le calcul montre que si la résistance parallèle est de $10^{-7} \Omega$ et si on détecte à 1 % le champ calculé, on détecte alors pour ce même solénoïde $3 \cdot 10^{-15} \Omega \cdot \text{cm}$ avec une constante de temps de l'ordre de 100 s.

Un autre avantage de cette méthode est de préserver l'échantillon lors de la disparition de l'état supraconducteur.

Cette expérience sera répétée dans un proche avenir en champ extérieur mais il y a alors nécessité de mesurer le champ avec une grande précision. Un générateur de Hall maintenu à la température ambiante sera utilisé à cet effet.

Lorsque le courant devient surcritique, des oscillations de relaxation apparaissent sur le champ créé par le solénoïde et sur la tension aux bornes du solénoïde (Figure 2).

Les résultats détaillés de cette expérience seront publiés d'autre part. Nous nous contenterons de la phénoménologie pour l'interprétation de certains résultats.

Les solénoïdes fabriqués jusqu'ici ont été bobinés sur des mandrins en acier inox dont ils sont séparés par une mince toile de quartz. Après traitement thermique sous vide, le mandrin en acier est démonté. Le solénoïde, par suite de la diffusion monel-monel, forme un bloc qui peut être manipulé sans précautions spéciales (photo n° 3).

Il est serti entre deux tubes de cuivre auxquels il est soudé à l'alliage étain-plomb (photo n° 4). Les deux tubes de cuivre constituent les amenées de courant. Des joues de protection en téflon sont ensuite ajoutées au montage.

L'ensemble de l'appareillage est représenté sur la photo n° 5. L'espace expérimental a 8 mm de diamètre. Les amenées de courant sont en laiton de 5 mm de diamètre. On y a rapporté des ailettes en cuivre pour assurer un bon échange thermique avec les vapeurs d'hélium. La consommation en hélium liquide est d'environ 0,3 ℓ/h (300 mW) pour un courant de 80 A.

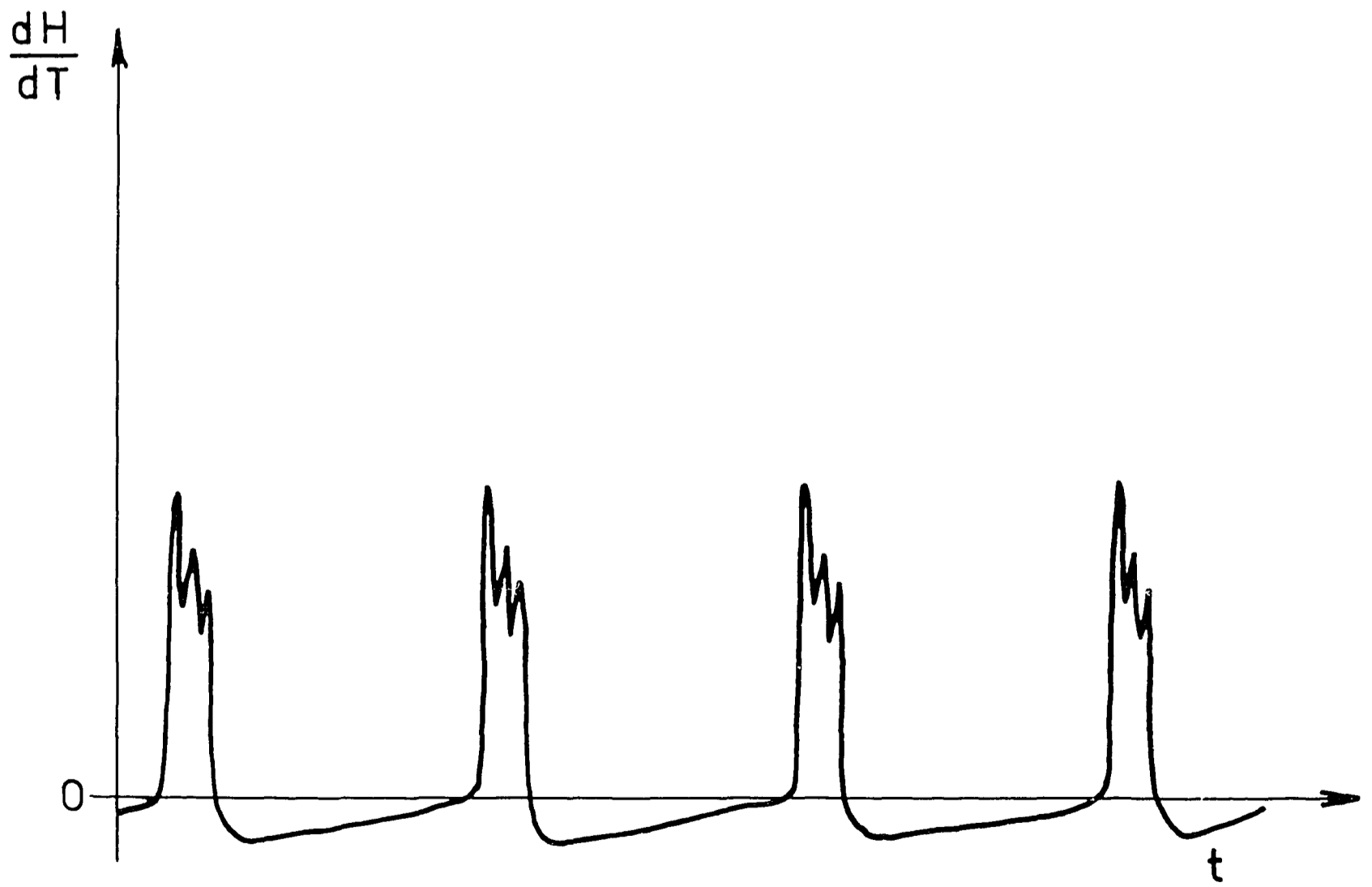
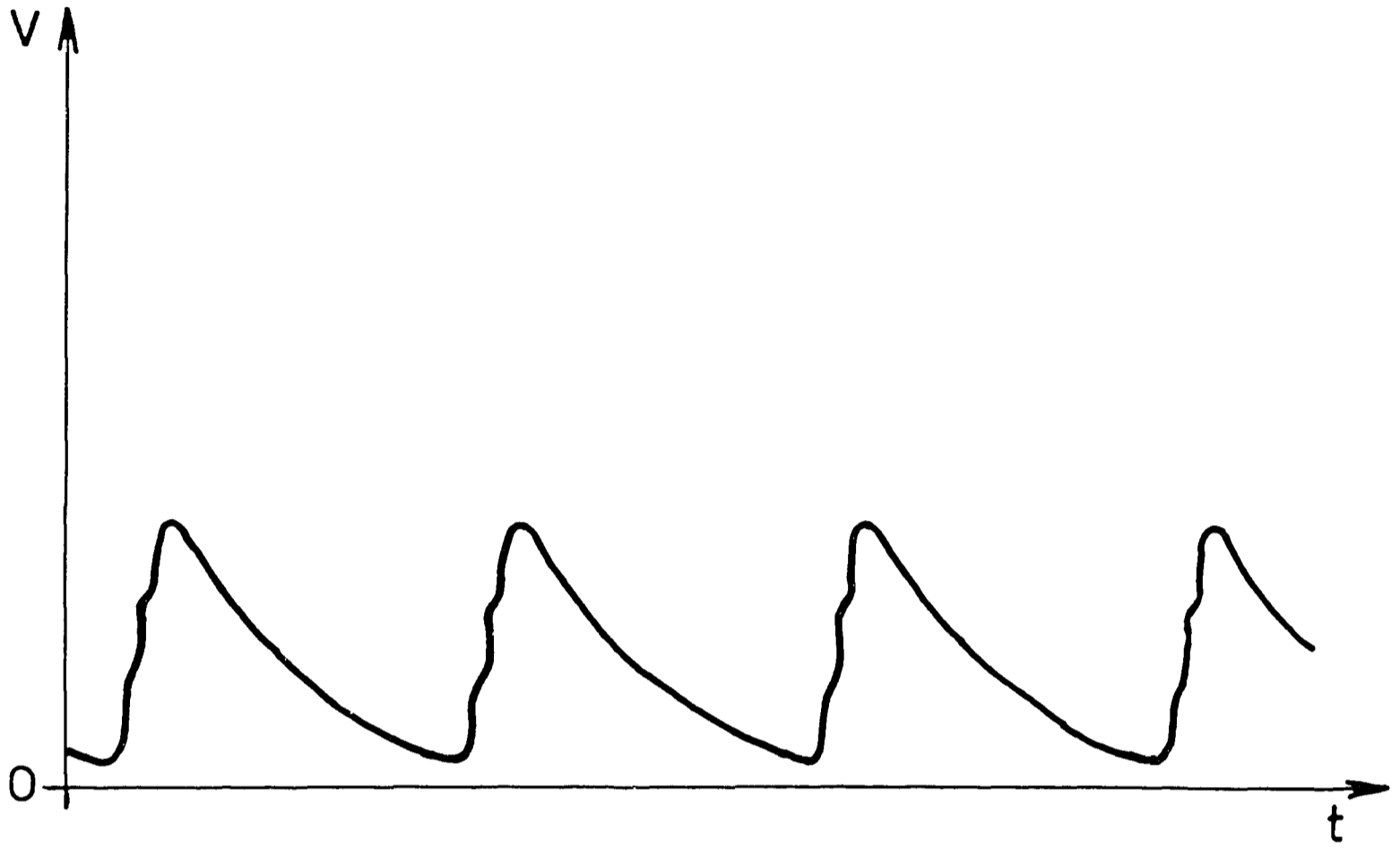
Le courant extérieur est mesuré à l'aide d'un ampèremètre convenablement shunté et est fourni par des batteries d'accumulateurs. 4 à 6 volts sont nécessaires.

La tension entre l'intérieur et l'extérieur du solénoïde est repérée à l'aide d'un galvanomètre.

Le champ est mesuré à l'aide d'un fluxmètre : une bobine étalonnée reliée à un fluxmètre est arrachée hors du solénoïde. La précision atteint 25 G environ.

Les essais sont menés de la façon suivante : un courant constant alimente le solénoïde et la montée du champ est observée en fonction du temps. Lorsque le champ a raisonnablement atteint sa limite, le courant est modifié (Figure 3).

Des valeurs limites du champ pour chaque valeur du courant, on déduit une courbe H-I que nous interpréterons.



- Fig. 2 -

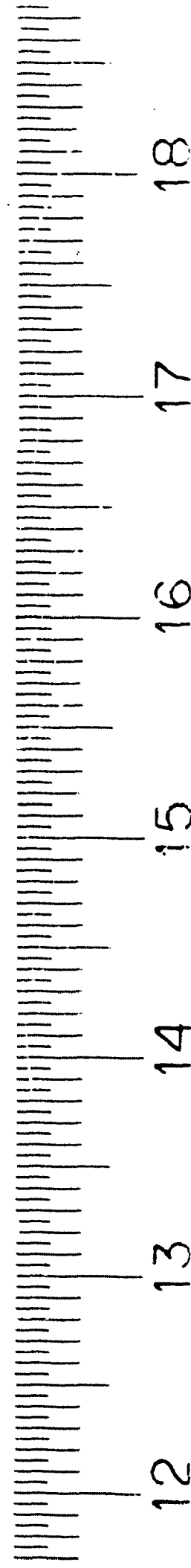
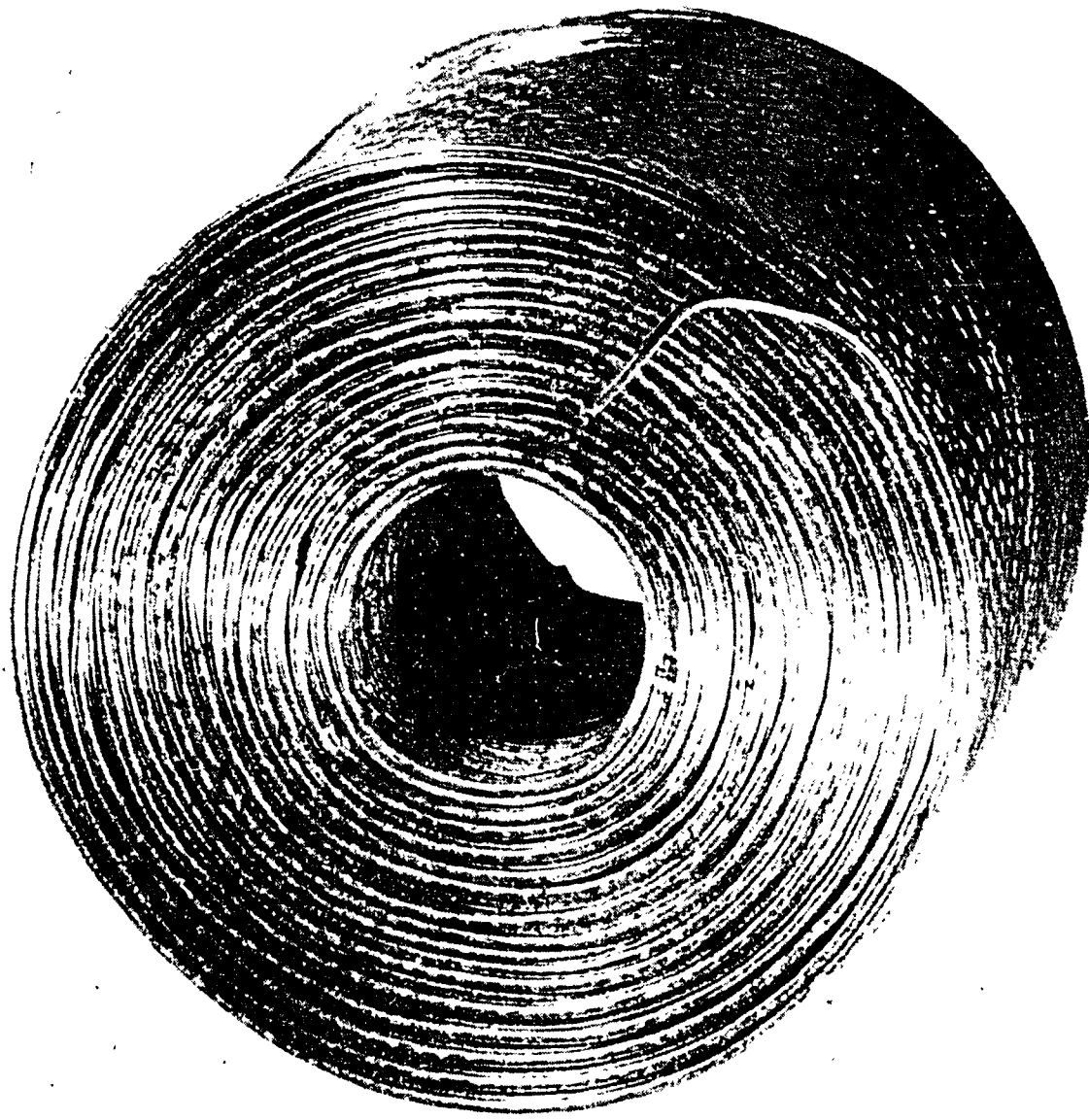


Photo.3

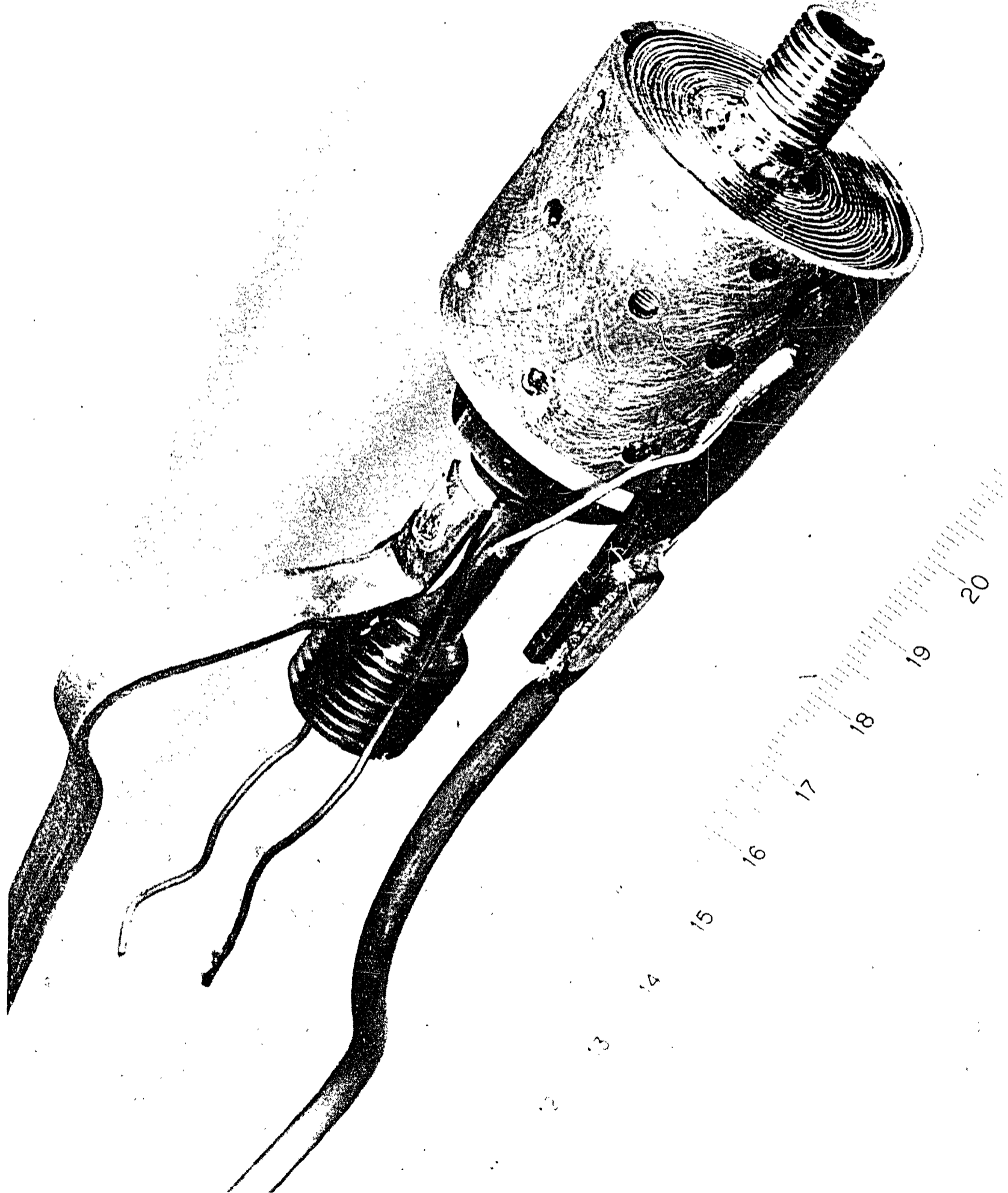


Photo. 4

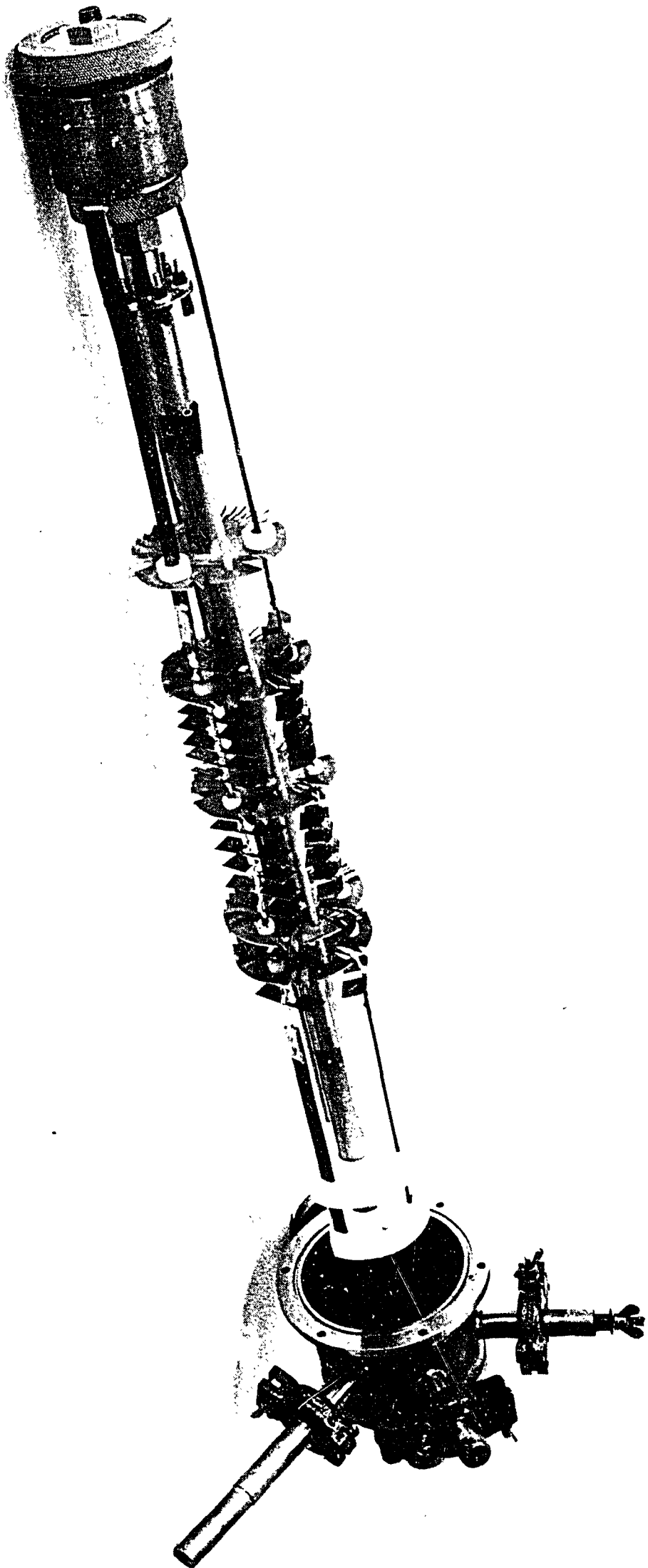


Photo. 5

L'expérience est éventuellement recommencée à température plus basse en évaporant l'hélium sous pression réduite.

Dans tous les cas, il semble que le comportement des solénoïdes soit parfaitement reproductible comme le suggérait l'absence de "training effect" sur des échantillons courts, en contraste avec ce que nous avons observé sur le niobium, les alliages $Mo_{0,5}Re_{0,5}$ et $Nb_{0,75}Zr_{0,25}$

Nous exposerons les résultats expérimentaux en même temps que leur interprétation dans deux paragraphes :

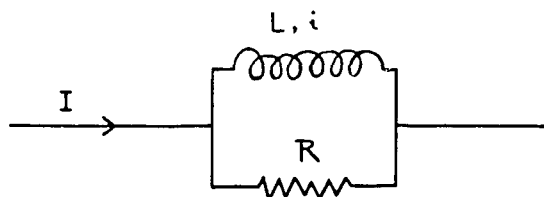
- temps d'établissement du champ (en bas champ)
- diagrammes $H(I)$.

TEMPS D'ETABLISSEMENT DU CHAMP

Si on prend le modèle simple d'un solénoïde shunté par une résistance, la loi de montée du champ est

$$H = ki \quad i = I(1 - e^{-t/\tau})$$

$$\tau = L/R$$



Dans le cas du solénoïde I, $L \approx 0,1H$, $R \approx 10^{-6}\Omega$. Ceci conduirait à une constante de temps $\tau \approx 10^5$ s, ce qu'on ne trouve pas effectivement. D'autre part, la tentative de représenter la loi de variation du champ par une exponentielle échoue.

La situation est en fait plus compliquée. Nous l'aborderons au moyen de deux modèles plus simples.

1) Cas d'un solénoïde long à une seule couche, noyé dans un bloc métallique et alimenté entre ses extrémités (Figure 4)

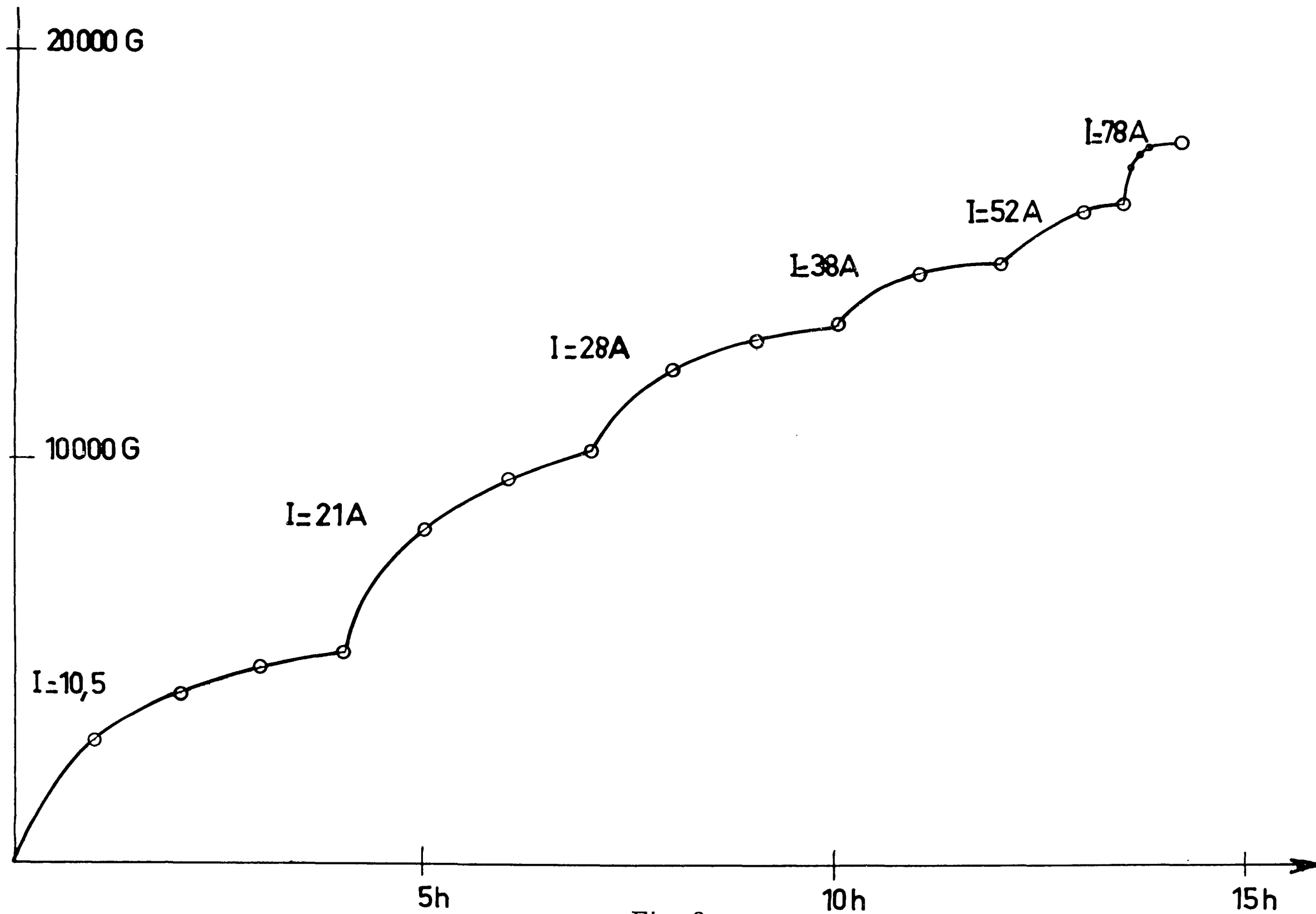
A l'instant initial les équipotentielles sont des plans perpendiculaires à l'axe de l'hélice ; chaque spire est donc soumise à la même tension $\frac{RI}{m}$ et le courant monte dans chacune à la même vitesse.

Conjointement les équipotentielles se déforment (de sorte que pour $t = \infty$ le supraconducteur soit équipotentiel) mais la symétrie du problème est préservée de sorte que la loi de montée du courant est :

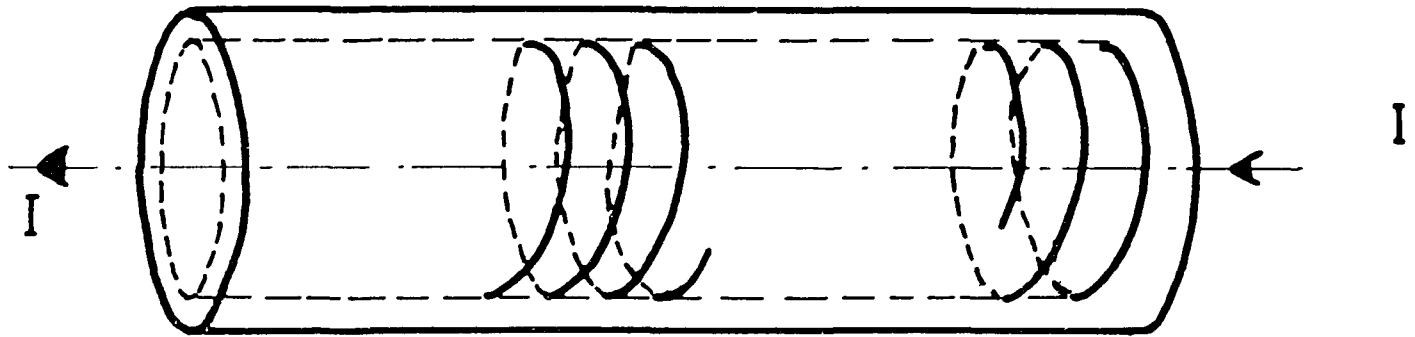
$$(L+M) \frac{di}{dt} = \frac{R(I-i)}{m}$$

si on néglige le couplage avec la masse métallique. Il vient donc :

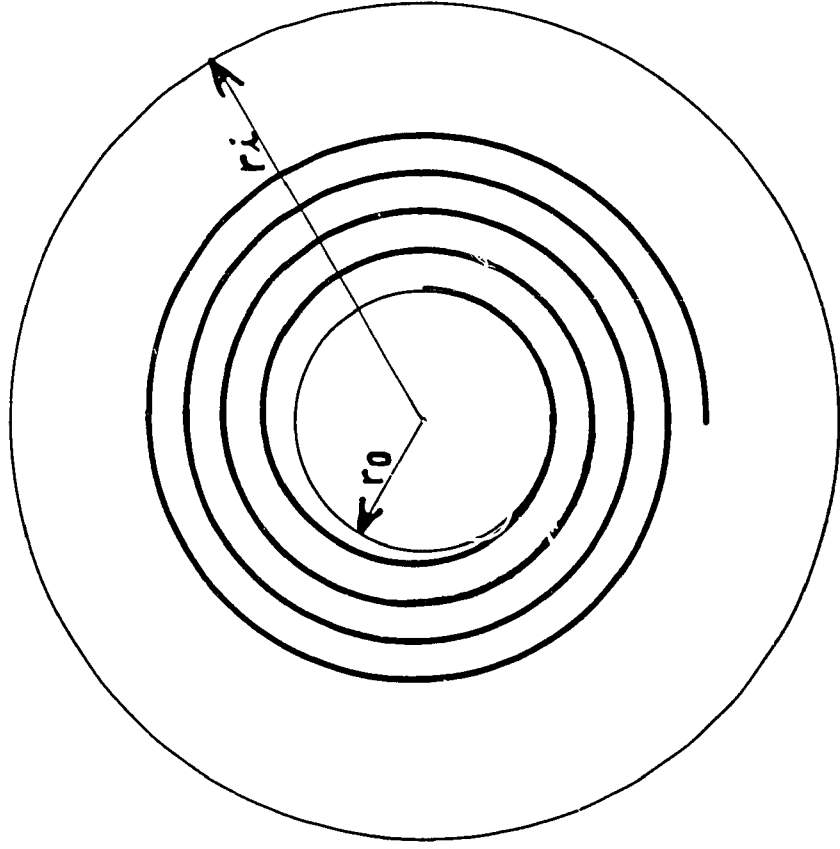
$$i = I (1 - e^{-t/\tau}) \quad \tau = (L+M) m$$



- Fig. 3 -



- Fig. 4 -



- Fig. 5 -

L est la self d'une spire individuelle
M la mutuelle de cette spire avec le reste du bobinage
R la résistance parallèle
m le nombre de spires

Un calcul détaillé montre que :

$$\dot{i} = \mu_0 \frac{S}{l m} (R m)$$

où S est la surface d'une spire et l la longueur du bobinage.

Tout se passe donc comme si on avait un solénoïde isolé, shunté par la résistance R, la raison étant que, comme dans le cas d'un solénoïde isolé, toutes les sections sont à chaque instant parcourues par le même courant.

2) Cas d'une spirale d'Archimède (Figure 5).

Le gradient de potentiel à l'instant initial n'est plus uniforme, mais est proportionnel à $\frac{1}{r}$. Le courant ne monte donc pas également vite dans toutes les sections. On a, pour la spire de rayon moyen r :

$$[L(r)+M(r)] \frac{di(r)}{dt} = [I-i(r)] \frac{R}{m r} \frac{r_1 - r_0}{\text{Log} \frac{r_1}{r_0}}$$

On a donc $i(r) = I [1 - e^{-t \tau(r)}]$

$$\tau(r) = \frac{L(r)+M(r)}{R m} \cdot \frac{r}{r_1 - r_0} \cdot \text{Log} \frac{r_1}{r_0}$$

où m est le nombre de spires.

R est la résistance mesurée entre les rayons r_0 et r_1 .

Par suite,

$$B_{\text{centre}} = \sum \mu_0 \frac{i(r)}{2\pi r} = \frac{\mu_0 I}{2\pi} \sum \frac{1 - e^{-t \tau(r)}}{r}$$

Cette expression ne se réduit à une exponentielle que si $r_1 - r_0 \ll r_0$.

Le comportement à l'instant initial est

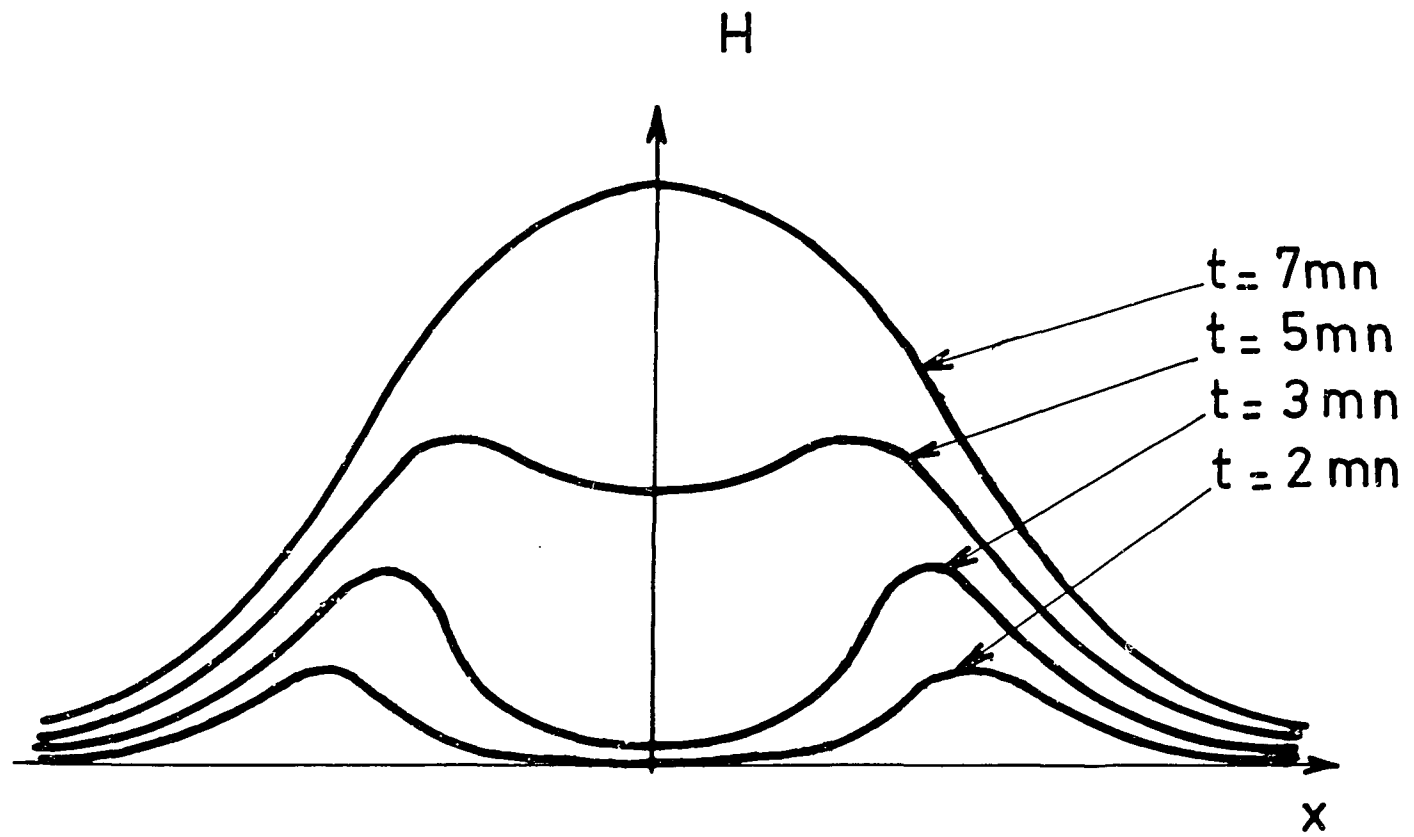
$$B \approx \frac{\mu_0 I}{2\pi} \sum \frac{t}{r \tau(r)}$$

Il est ainsi clair que, si r_1 / r_0 est fort, le champ montera beaucoup plus vite que dans un bobinage isolé, la raison physique étant que les spires centrales qui sont moins couplées au reste du bobinage et sont soumises à des tensions plus fortes que les autres sont aussi celles qui produisent le champ le plus élevé.

3) Nous pouvons désormais aborder le cas plus complexe d'un solénoïde réel alimenté entre les deux cylindres qui le limitent.

À l'instant initial, les équipotentielles sont des cylindres ayant pour axe l'axe du solénoïde. Les seules spires qui se trouvent soumises à une différence de potentiel sont donc celles des extrémités de chaque couche, qui sont dans une situation analogue à 2). Le courant s'y établit donc suivant une loi en $1 - e^{-t \tau(r)}$.

C'est seulement la montée de ce courant dans les spires extrêmes qui crée une tension aux bornes



- Fig. 6 -

de chaque couche. Le courant s'établit donc dans chaque couche selon une loi en

$$1 - e^{-t/\tau(r)} \quad [1 - e^{-t/\tau'(r)}]$$

Les comportements initiaux de ces deux contributions au champ sont, pour la première en $\frac{t}{\tau(r)}$, pour la deuxième en $\frac{t^2}{\tau(r)\tau'(r)}$.

Il est ainsi clair que le champ s'établit plus vite aux extrémités du solénoïde, ce qu'on observe expérimentalement. La figure 6 représente l'évolution de la configuration du champ sur l'axe du solénoïde en fonction du temps. Les courbes ne sont que qualitatives car nous ne disposons pas d'un moyen de lecture du champ assez rapide. L'intérêt de courbes quantitatives serait d'ailleurs assez mince.

D'autre part, on observe une modification constante de la constante de temps de la montée du champ, celle-ci passant pour le solénoïde II d'une valeur initiale de 64 mn à une valeur de l'ordre de 200 mn après 10 heures.

Ces longues constantes de temps laissent une assez forte incertitude sur la valeur exacte de la limite du champ, cette incertitude restant nettement supérieure à 1 % après 10 heures d'attente.

De tels solénoïdes (même d'aussi petite taille) s'avèrent donc peu pratiques d'utilisation. Aussi, laissant de côté ces considérations, indiquerons-nous la méthode qui sera suivie pour diminuer cette constante de temps, tout en préservant la possibilité d'avoir des courants normaux dans certaines sections, c'est-à-dire sans un isolement total.

Un isolement par couches sera adopté. Si on néglige les petites perturbations dues aux extrémités, toutes les spires seront à l'instant soumises à la même tension. On se trouve donc dans une situation assez voisine de 1).

Si on néglige les variations de la mutuelle d'une spire avec l'ensemble du bobinage, on aura :

$$\tau \approx \frac{M \cdot m}{R}$$

En gros, M et R sont proportionnels au nombre de spires,

M est proportionnel au rayon moyen r des spires,

R est inversement proportionnel à leur longueur, c'est-à-dire à leur rayon moyen; d'où :

$$\tau \propto m \cdot r^2$$

alors que, pour un bobinage isolé :

$$\tau' \propto m^2 r$$

La différence provient du fait qu'on a supposé que, dans un cas, la limitation provenait de la résistance parallèle alors que, dans le second, la limitation provient de la résistance de charge.

On pourra donc avoir pour m assez grand $\tau < \tau'$, ce qui ne voudra pas dire que la montée du champ dans le bobinage non isolé sera plus rapide, mais qu'alors la limitation proviendra de la résistance de charge.

Ainsi finalement, dans un cas comme dans l'autre, la seule limitation (pour des selfs assez élevées) proviendra de la puissance disponible dans la source.

Si, toutefois, le bénéfice du non isolement (qui sera souligné au paragraphe suivant) veut être préservé, il faudra veiller à ce que les spires soient bien jointives. Eventuellement l'isolant (à savoir une toile de quartz) sera doublé d'une mince feuille métallique destinée à diminuer la résistance parallèle.

Lorsque les conditions critiques sont dépassées, l'aspect de la courbe de montée du champ est différent. Il sera discuté brièvement au paragraphe suivant.

CARACTERISTIQUES H (I)

Comme nous l'avons déjà signalé, la précision dans ce domaine est chose bien difficile, eu égard aux temps d'établissement du champ.

Les courbes observées ont l'aspect de la figure 7. Aux petits courants correspondent des valeurs du champ conformes au calcul. De plus la répartition du champ sur l'axe coïncide également avec celle calculée (Figure 8).

(La différence est imputable au fait que le contact des amenées du courant s'est fait sur plusieurs couches et qu'ainsi les deux ou trois premières couches ne sont probablement que partiellement efficaces).

Aux erreurs de mesure près, tout le courant devient donc supraconducteur et le diamagnétisme du supraconducteur n'intervient pas sur la répartition du champ sur l'axe.

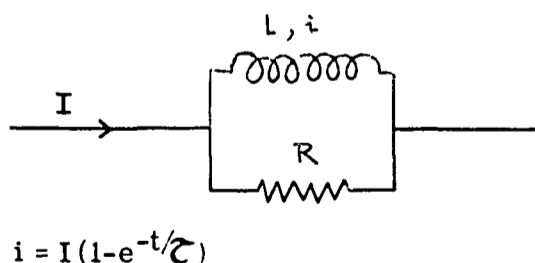
A partir d'une certaine valeur de l'intensité, le comportement devient différent et le champ finit par tendre vers une limite. Des essais de montée du courant jusqu'à 140 A n'ont pu mettre en évidence le moindre affaiblissement du champ.

Il est nécessaire d'admettre qu'à partir de cette valeur tout le courant n'est plus supraconducteur, les conditions critiques ayant été dépassées sur les couches internes du solénoïde.

La valeur $I_c \approx 30$ à 35 A dans le cas du solénoïde II pour $H_e \approx 12\ 000$ G semble cohérente avec des essais sur des échantillons courts.

Une partie du courant reste donc normale, créant des différences de potentiel au sein de la bobine.

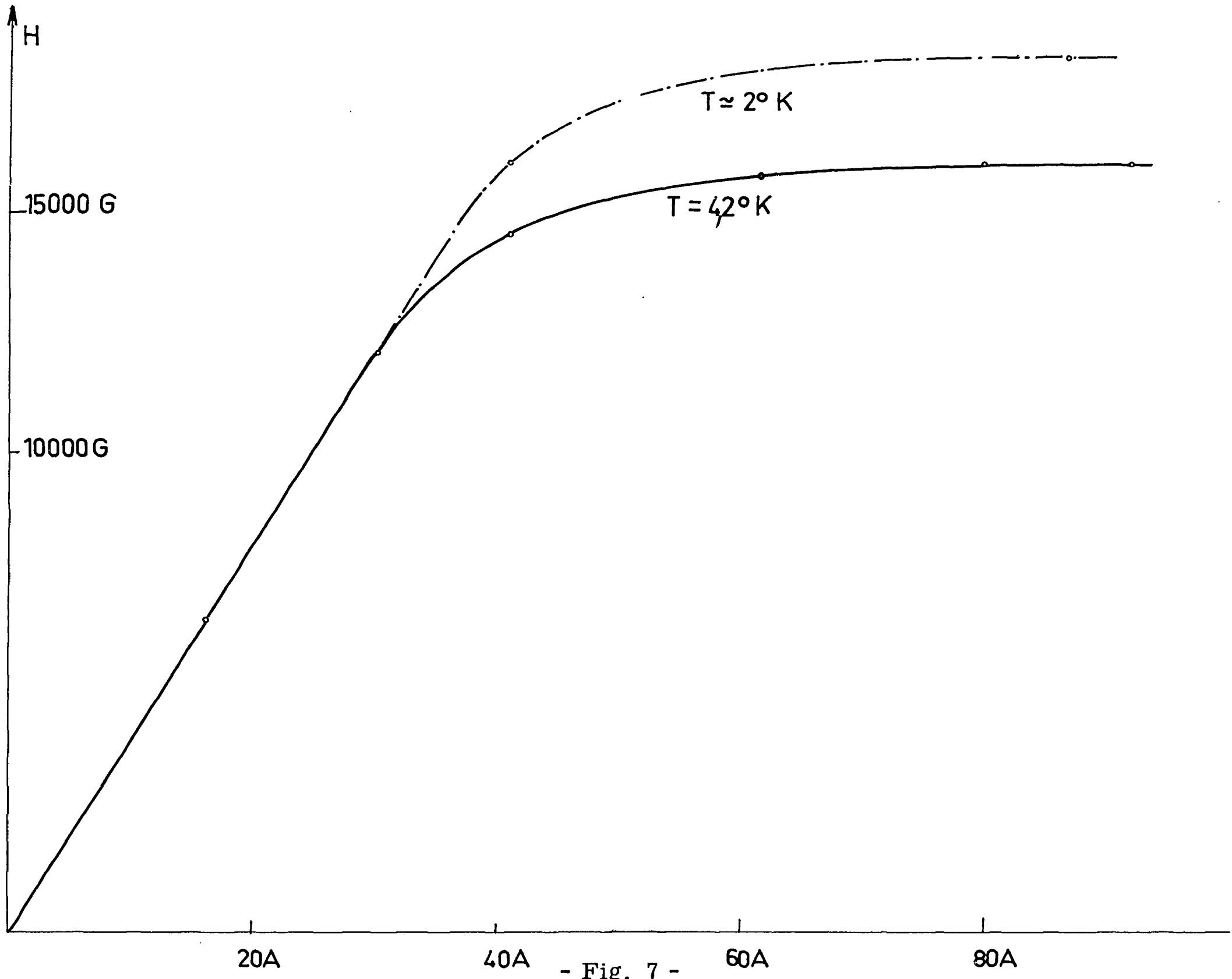
Reprenons le schéma d'un supraconducteur en parallèle avec une résistance.



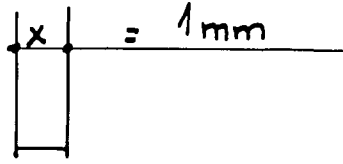
Le courant monte dans le supraconducteur jusqu'à ce que le courant critique soit atteint. Le supraconducteur redevient normal et le courant i décroît donc très rapidement.

On peut alors envisager deux comportements :

a) ou bien, le courant étant devenu sous-critique l'état supraconducteur réapparaît et le courant remonte à la valeur critique, puis recommence (Figure 9). On obtient ainsi des oscillations de relaxation dont l'amplitude est liée au temps de transition normal-supraconducteur. Ce temps est très court devant, par exemple, une constante de temps d'origine purement classique pour la décroissance du courant, et encore plus devant la constante de temps liée à un "supercooling" important ou à un phénomène purement thermique.

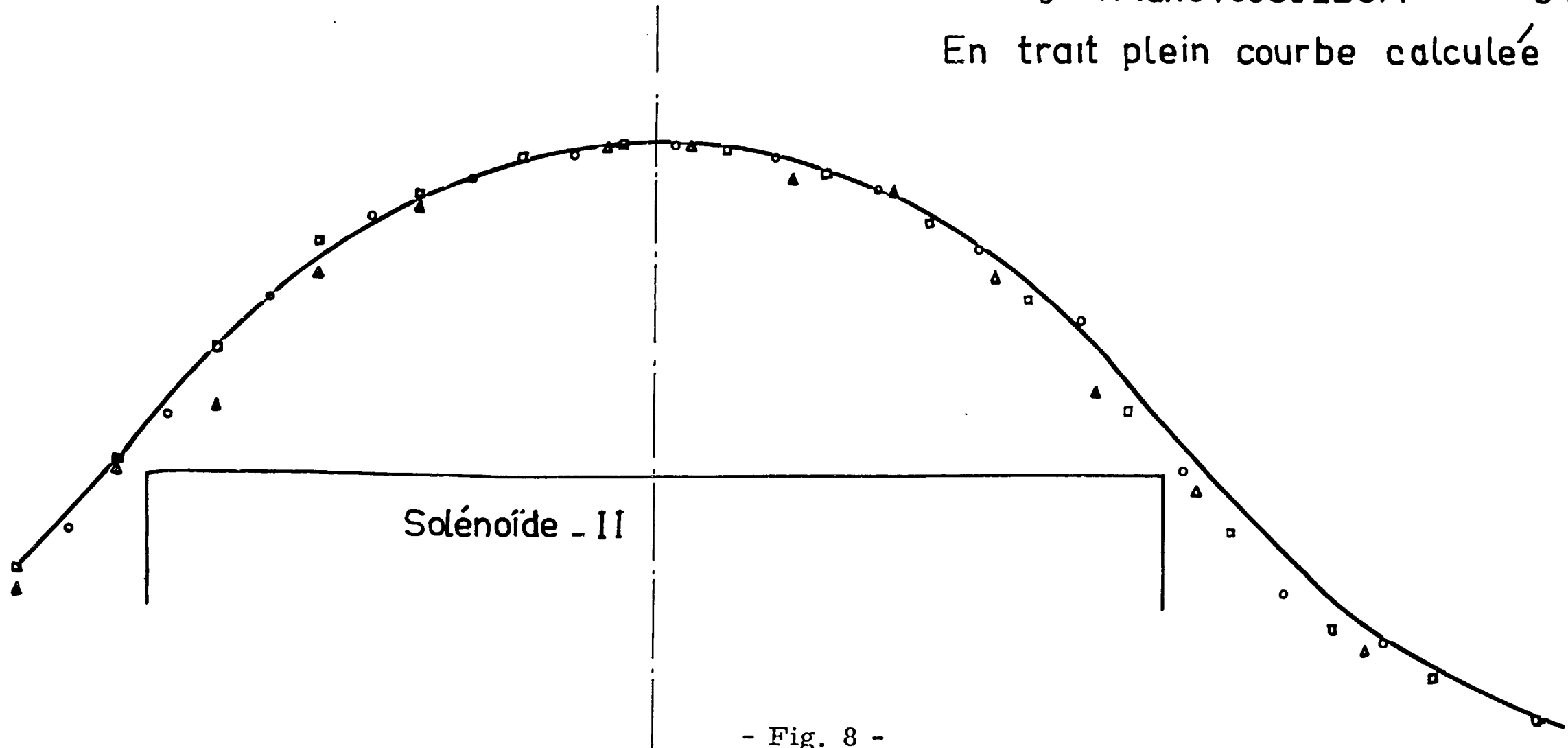


- Fig. 7 -



- △ Hmax 4100G I = 12,5A après 5 h 40
- Hmax 4500G I = 12,5A après 7 h 40
- ◻ Hmax 8700G I = 25A 3 h 30

En trait plein courbe calculée



- Fig. 8 -

Ces oscillations, comme nous l'avons déjà signalé, ont été effectivement observées sur de petits solénoïdes en Nb₃Sn pour des courants dépassant jusqu'à 25 % le courant critique. Le fait qu'elles cessent au-dessus semble dû au fait qu'il y avait caléfaction dans l'hélium.

Leur amplitude était de l'ordre de 10 % du courant critique et semblait dépendre peu du courant total, celui-ci n'influençant guère que la fréquence des oscillations.

Ce phénomène est actuellement l'objet d'une étude plus détaillée qui sera publiée d'autre part.

b) ou bien, deuxième possibilité, le courant se stabilise à une certaine valeur beaucoup plus petite que le courant critique.

Ce blocage dans un état intermédiaire résistant est généralement observé avec le niobium fortement écroui ou les autres alliages usuels.

Bien que ces oscillations de relaxation n'aient pu être observées sur les solénoïdes I ou II (vraisemblablement à cause du fort couplage qui existe entre une spire et son entourage), nous les garderons pour expliquer la courbe H (I).

En un point quelconque le courant supraconducteur aura la forme

$$i - I_0 = (I - I_0) (1 - e^{-t/\tau})$$

pendant un temps T tel que

$$I_c - I_0 = (I - I_0) (1 - e^{-T/\tau})$$

Le courant moyen lu par un appareil linéaire (tel que le fluxmètre dans notre expérience) est donc

$$\langle i \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T [I_0 + (I - I_0) (1 - e^{-t/\tau})] dt$$

d'où

$$\frac{\langle i \rangle}{I_c} = \frac{I_0}{I_c} + \frac{I - I_0}{I_c} \left[1 - \frac{\tau}{T} (1 - e^{-T/\tau}) \right]$$

Il est clair que

$$\frac{1}{2} < \frac{\langle i \rangle}{I_c} < 1$$

les cas limites étant

$$\frac{\langle i \rangle}{I_c} \rightarrow \frac{1}{2} \quad \text{si } I_0 = 0 \quad \frac{T}{\tau} \rightarrow 0 \quad \text{autrement dit si } I \gg I_c,$$

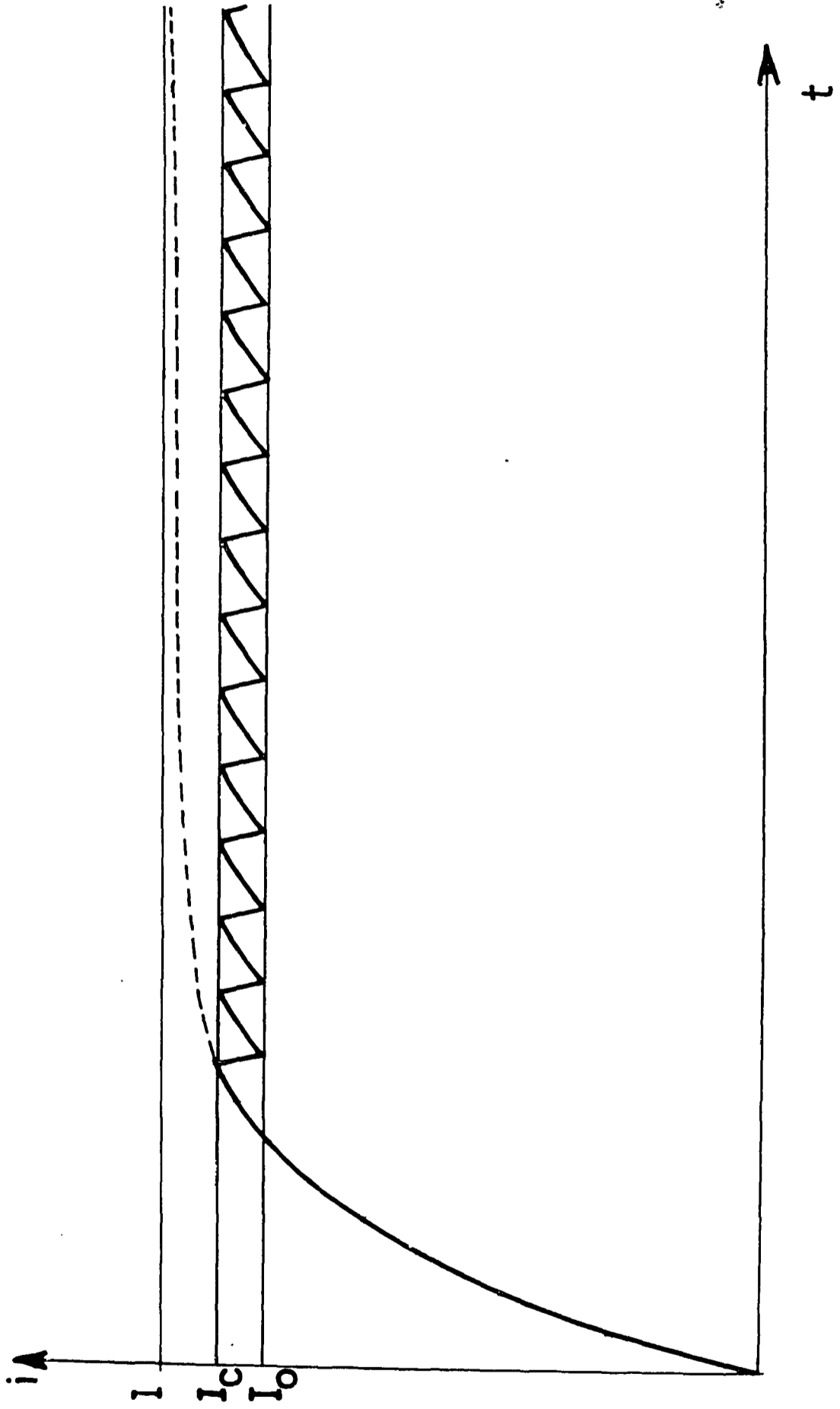
$$\frac{\langle i \rangle}{I_c} \rightarrow 1 \quad \text{si } \frac{T}{\tau} \gg 1 \quad \text{autrement dit si } I \gg I_c$$

La décroissance de ce rapport étant rapide lorsque $I \gg I_c$, le cas intéressant effectivement est :

$$I_0 \neq 0$$

$$T \ll \tau \quad \text{ou} \quad \langle i \rangle \approx \frac{I_c + I_0}{2}$$

L'amplitude des oscillations étant de l'ordre de 10% $\frac{\langle i \rangle}{I_c} \approx 95\%$. Cette valeur dépendant vraisemblablement beaucoup du bobinage, nous l'avons prise égale à 1 pour nos calculs.



- Fig. 9 -

Assumant ainsi que si le courant critique est dépassé, le courant moyen est égal au courant critique, il serait possible de calculer $H(I)$ pour un solénoïde à l'aide d'un diagramme $H_c(I_c)$ établi pour un échantillon court.

Le calcul se faisant nécessairement par itération (il faut trouver une répartition du champ self-consistante) et étant évidemment très lourd, il ne nous a pas semblé utile de le mener pour en confronter les résultats avec la courbe effectivement observée.

Nous nous sommes contentés de faire le calcul pour un solénoïde indéfini, ressemblant le plus possible au solénoïde réel, c'est-à-dire produisant le même champ et ayant un nombre de couches voisin de celui du solénoïde réel.

On calcule alors le champ créé par chaque couche, le champ extérieur étant le champ créé par les couches extérieures à la couche considérée.

La figure 10 représente les résultats de ce calcul pour le solénoïde II. On a, à titre de comparaison, effectué le même calcul pour $\frac{\langle i \rangle}{I_c} = \frac{1}{2}$ qui est le cas le plus défavorable, dans notre hypothèse d'oscillations de relaxation (on a pourtant choisi un diagramme $H_c - I_c$ sensiblement plus favorable dans ce cas).

L'accord entre ce calcul et les résultats expérimentaux est sans doute trop bon et nous n'en gardons que son aspect qualitatif, à savoir que le courant moyen s'ajuste à une valeur très proche du courant critique, compte tenu du champ extérieur local.

Une autre confirmation qualitative vient du fait que, lorsque le courant est augmenté, la configuration du champ sur l'axe se modifie progressivement (Figure 11). L'explication est vraisemblablement la suivante. Lorsque le courant devient surcritique au centre, le champ fourni par une région ayant la forme de la région hachurée de la figure 12 a tendance à diminuer alors que le champ créé par les bords augmente toujours. Il en résulte une homogénéisation du champ sur l'axe.

Une variation du diamagnétisme, qui certes irait dans le même sens, ne nous semble pas pouvoir fournir une explication, étant donné qu'en champ faible (où le diamagnétisme pourrait se manifester) la répartition du champ sur l'axe coïncide avec le calcul.

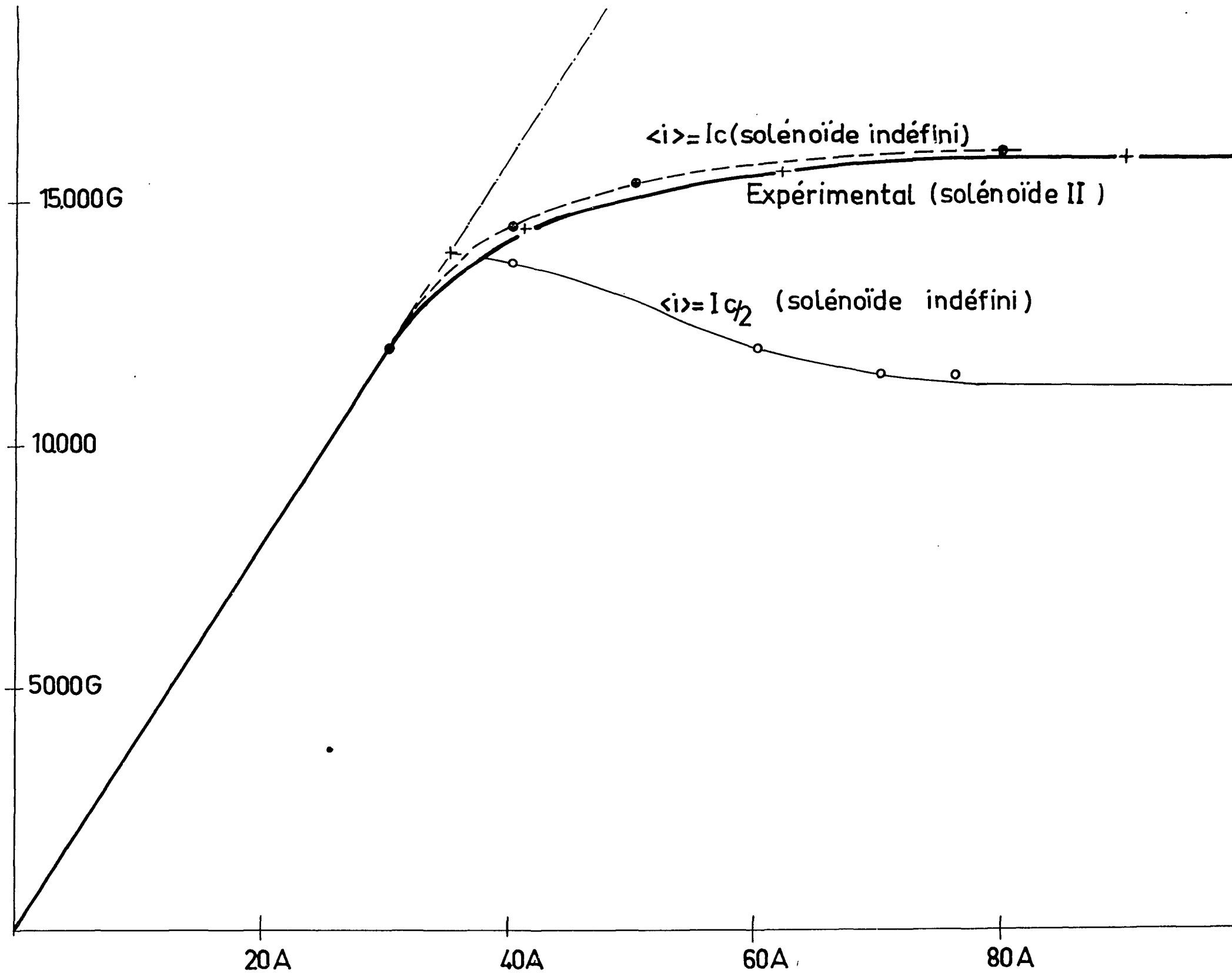
En ce qui concerne la cinétique de l'établissement du champ, la constante de temps devient évidemment beaucoup plus courte car la montée du courant observée en champ faible est maintenant coupée par l'apparition des conditions critiques.

Ceci permet incidemment d'établir le champ maximum assez rapidement en forçant dès le départ un courant très fort (Figure 13).

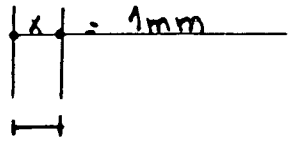
CONCLUSION

Il a été montré que l'on pourrait profiter du non isolement des bobinages en Nb_3Sn pour obtenir des champs nettement plus élevés que pour un bobinage isolé. Cette amélioration s'est faite jusqu'ici au prix d'une forte constante de temps pour l'établissement du champ.

Cependant un isolement par couches permettra de diminuer celle-ci de façon très sensible. Il faudra toutefois veiller à ce que la résistance parallèle ne soit pas trop forte afin que les courants qui restent normaux n'occasionnent pas une trop forte consommation d'hélium liquide.

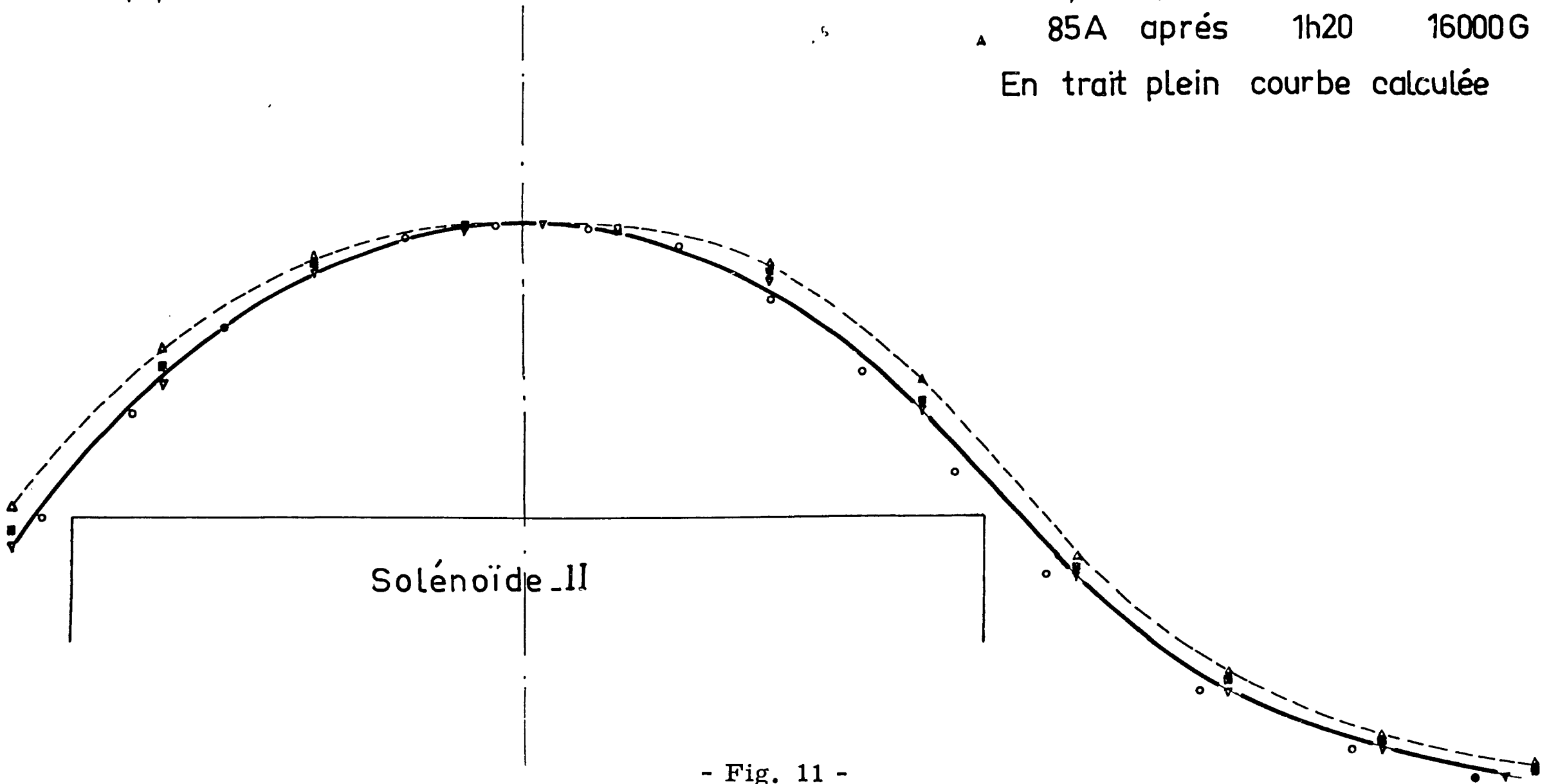


- Fig. 10 -

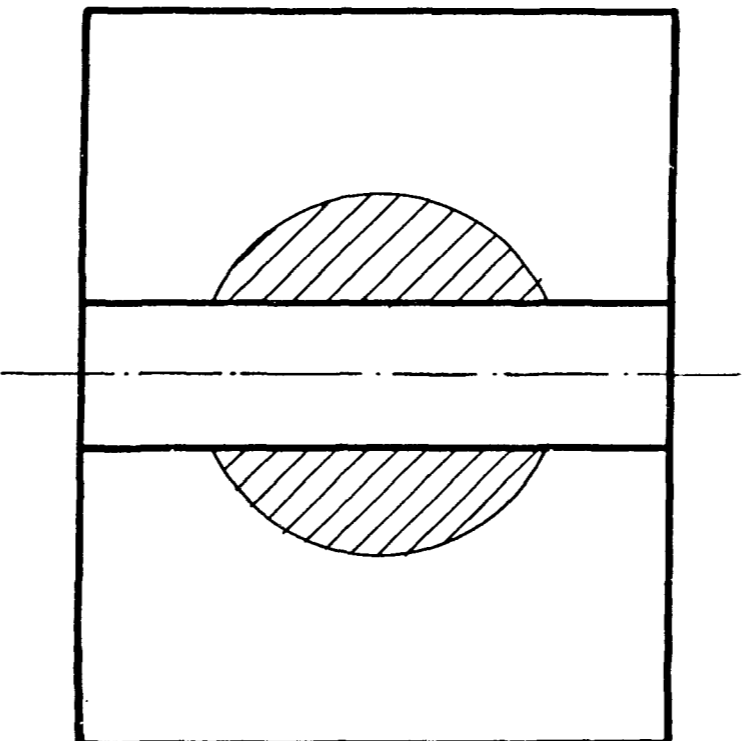


- 41,5A après 3 h 30
- 41,5A après 5 h 30 13500G
- ◻ 61,5A après 2h 15500G
- △ 85A après 1h20 16000G

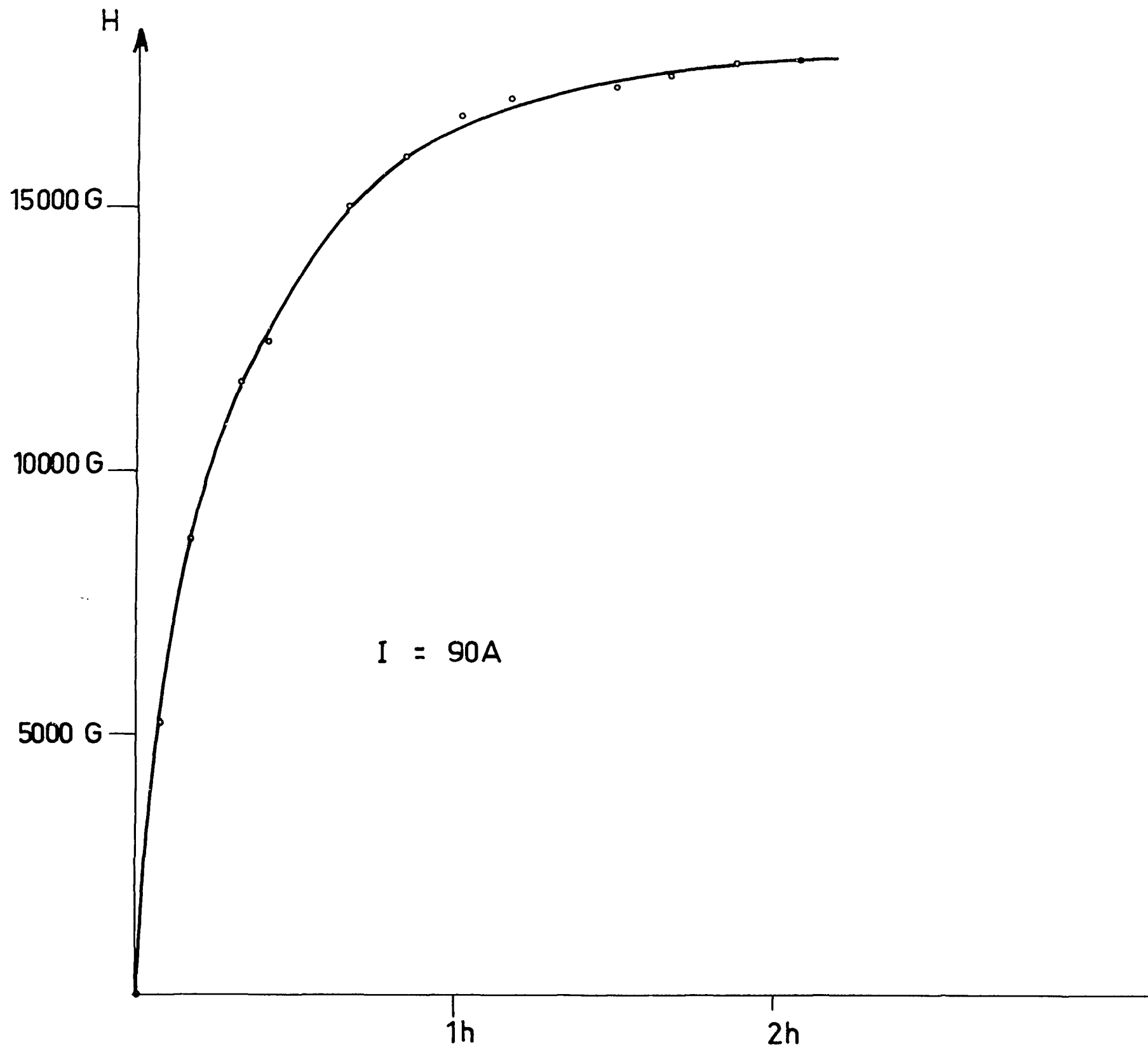
En trait plein courbe calculée



- Fig. 11 -



- Fig. 12 -



- Fig. 13 -

BIBLIOGRAPHIE

- (1) D. J. VAN OOIJEN, Philips Research Laboratories (communication privée).
- (2) M. CHAMPIGNY, P. V. d'essai DM. T RMA n° 62-1, Services de Technologie S. R. M. A. , 15 Juin 1962.
- (3) B. T. MATTHIAS, T. H. GETALLE, Phys. Rev. , 1954, 95, 1435.
- (4) R. M. BOZORTH et al, Phys. Rev. Letters, 1960, 5, 148.
- (5) N. R. L. Report Avril 1962.
- (6) J. E. KUNZLER et al, Phys. Rev. Letters, 1961, 6, 89.
- (7) S. H. AUTLER, High Magnetic Fields Conference MIT, Nov. 1961. p. 324
- (8) K. M. OLSEN et al, Journal of Metals, 1961, 13, 724
- (9) LE BLANC, IBM Journal of Res. and Dev. , 1962, 6, 122.

Manuscrit reçu le 2 Janvier 1963.