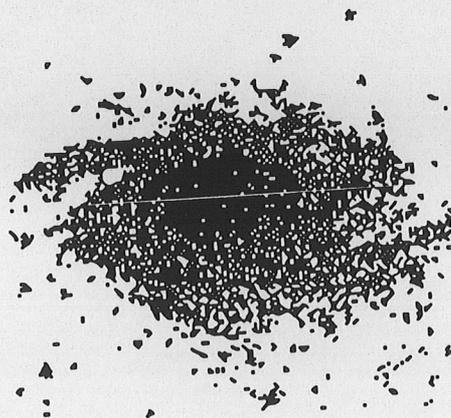


# Détecteurs supraconducteurs

G. Waysand



DRTBT 1992 - 06 .

Détecteurs supraconducteurs

G. Wysand



DRBT 1995 - 06

# **SUPRACONDUCTIVITE ET DETECTION DE PARTICULES**

**G.Waysand  
Groupe de Physique des Solides (URA17)  
Tour 23, Universités Paris 7 et Paris 6  
75251 Paris Cedex 05**

La supraconductivité offre de nombreuses possibilités pour réaliser des détecteurs de particules. L'utilisation des basses températures, la faible valeur du gap en énergie entre l'état fondamental supraconducteur et le premier état excité, l'utilisation de métaux où la recombinaison des défauts est athermique sont des caractéristiques a priori intéressantes pour la réalisation de détecteurs à grande sensibilité.

Cependant, peu de ces possibilités ont été explorées. De plus, parmi celles qui l'ont été, la course à la performance a trop souvent pris le pas sur la compréhension des fondements des dispositifs mis en œuvre. Or, les caractéristiques et les effets physiques qui rendent les supraconducteurs attractifs pour la détection résultent du fait que l'interaction particule-supraconducteur est bien plus riche qu'avec les autres détecteurs solides, notamment les semi-conducteurs. Ceci conduit à toute une variété de modes de mise en œuvre.

Dans les semiconducteurs la largeur de la bande interdite est de l'ordre de l'électron-volt ; c'est bien au-delà de l'énergie correspondant à la température de Debye, caractéristique des fréquences de vibration du réseau qui est de l'ordre de quelques dizaines de milli-électronvolts. Il en résulte que dans un semiconducteur les électrons ne peuvent atteindre des états excités par interaction avec des phonons. Au contraire dans les supraconducteurs le gap n'est que de l'ordre du milli-électronvolt (et dans certains d'entre eux non encore utilisés pour la détection encore plus petit) les interactions électrons-phonons jouent donc un rôle essentiel. Sous une forme bien spécifique, elles sont d'ailleurs directement responsables de la supraconductivité.

C'est pourquoi, dans ce qui suit, on trouvera d'abord une brève présentation de la supraconductivité limitée aux aspects essentiels pour la détection. Dans la deuxième partie l'interaction particule-supraconducteur est décrite en détail. Sans entrer dans les calculs on réalise alors (troisième partie) que plusieurs types de lecture sont possibles avec un supraconducteur. Le choix de dispositif revient donc en fait à choisir quelle quantité physique on observe bien que l'interaction obéisse toujours au même scénario. La contribution de J.P.Maneval dans cette même école étant centrée sur les détecteurs à effet tunnel dans les parties 4 et 5 je me limite seulement aux détecteurs à lecture résistive ou inductive, notamment les détecteurs à supraconductivité ayant un comportement métastable soit pour des raisons intrinsèques soit pour des raisons géométriques. Des résultats très récents, certains non encore publiés, sont à cette occasion présentés pour indiquer la nature des questions qui nous préoccupent en ce moment. Ces dernières parties ne font l'objet que d'une présentation orale, le plus simple étant de lire nos articles dont le nombre, volontairement limité, n'est pas considérable.

## **1- Ce qu'il faut au moins savoir de la supraconductivité en vue de son usage pour la détection :**

La première idée qui vient à l'esprit pour détecter des particules avec un supraconducteur est évidemment la plus triviale : observer le changement de résistivité transitoire engendré par le passage à l'état normal de la partie d'un ruban mince supraconducteur chauffée par le dépôt d'énergie provoqué par l'impact de la particule incidente. Il serait cependant totalement erroné d'en déduire qu'il suffit de considérer l'état supraconducteur comme un conducteur parfait. Même pour réaliser le dispositif qui vient d'être envisagé, il est nécessaire d'en savoir un peu plus que ce qu'on savait de la supraconductivité au début des années 30.

L'état supraconducteur est un état macroscopique quantique qui, bien qu'il présente une résistance électrique rigoureusement nulle, n'en a pas moins, tout aussi rigoureusement, presque rien à voir avec un conducteur parfait.

Placé dans un champ magnétique suffisamment faible un supraconducteur se comporte, à la différence du conducteur idéal, comme un

diamagnétique parfait : le champ magnétique à l'intérieur de son volume est rigoureusement nul. Ce diamagnétisme parfait est assuré quelle que soit "l'histoire" de l'échantillon, c'est-à-dire indépendamment de l'ordre dans lequel le champ magnétique et l'état supraconducteur sont établis. Le passage à l'état supraconducteur, bien que n'étant accompagné d'aucune transformation chimique ou structurale, est une transition de phase. Le diamagnétisme résulte, comme l'a proposé London, de l'existence d'un courant supraconducteur, donc permanent, qui circule dans une pellicule superficielle de profondeur  $\lambda(T)$ . Ce courant est proportionnel au potentiel vecteur  $A$ . Il crée, dans le volume, un champ magnétique égal mais de sens opposé au champ appliqué. Cette situation est analogue, échelle mise à part, à celle que London avait examiné avec Heitler, du noyau benzénique de  $C_6H_6$ . Les noyaux Carbone sont au sommet d'une boucle hexagonale. Dans l'ensemble des liaisons C-C placé dans un champ magnétique circulent des électrons délocalisés qui forment une boucle de courant permanent. Ce courant permanent crée un effet diamagnétique, bien connu des spectroscopistes sous le nom de correction d'Heitler-London. Dès la fin des années trente, Shoenberg, en mesurant la résistance hyperfréquence de dispersions de nanopoudres de grains supraconducteurs pouvait fournir un ordre de grandeur correct pour la profondeur de pénétration du champ magnétique dans un supraconducteur et montrer qu'elle diverge quand on approche de la température critique.

La proportionnalité du courant supraconducteur au potentiel vecteur est en fait établie par une relation non-locale. Comme Pippard le montra il faut prendre la moyenne du potentiel vecteur sur tout un voisinage du point considéré. Le rayon de ce voisinage est la deuxième longueur caractéristique d'un supraconducteur : la longueur de cohérence  $\xi(T)$ .

La longueur de cohérence  $\xi$  peut-être plus grande ou plus petite que  $2^{1/2} \lambda$ , définissant ainsi des supraconducteurs de type I ou type II selon l'ordre de leur transition en champ magnétique : brutale donc du premier ordre pour les types I, continue pour les types II.

Ginzburg et Landau ont établi que pour les types I l'énergie d'interface entre une zone normale et une zone supraconductrice est positive et ne s'annule qu'à  $T_c$  la température d'apparition de la supraconductivité. Il en résulte que pour les types I le diamagnétisme parfait subsiste jusqu'au champ critique thermodynamique  $H_c(T)$ . Pour les types II l'énergie d'interface est au contraire négative, la transition de phase en champ est du second ordre, elle est décrite par les équations de Ginzburg-Landau qui sont un développement

de l'énergie libre en fonction d'une quantité, à l'époque complètement abstraite, le paramètre d'ordre qui a toutes les propriétés d'une fonction d'onde ( module et phase) sauf qu'il représente l'état supraconducteur en un point et son voisinage (il vaut zéro à l'état normal, un dans l'état supraconducteur).

Pour les types I la transition étant du premier ordre elle peut présenter des états métastables d'avance et de retard à la condensation (surchauffe et sur-refroidissement). Pour un type II le champ magnétique commence à pénétrer à un champ  $H_{C1}$  sous forme de quanta de flux : les vortex, chacun valant

$$\Phi_0 = hc/2\pi e = 2 \cdot 10^{-7} \text{ gauss/cm}^2.$$

Les vortex constituent, dans le cas général, un réseau cristallin hexagonal. Le supraconducteur devient normal à un champ

$$H_{C2} = \Phi_0 / 2\pi \xi^2,$$

c'est-à-dire quand les cœurs des vortex ne sont plus séparés que par une longueur de cohérence.

La fusion locale d'un réseau de vortex à été, voici longtemps, proposée par S. Doniach pour réaliser un détecteur de particules. Qu'il s'agisse de la rupture d'état métastable ou de la fusion d'un réseau de vortex sous l'impact d'une particule, il y a variation brutale de flux qui est détectable par mesure de la variation du flux magnétique dans une boucle d'induction entourant l'échantillon.

La signification précise de la longueur de cohérence est fournie par la théorie microscopique de Bardeen Cooper et Schrieffer. Une très faible interaction attractive entre deux électrons se déplaçant en sens inverse modifie leur état quantique. Ils forment une nouvelle entité dont l'énergie est légèrement inférieure à deux fois l'énergie de chaque électron non-couplé, cette différence constitue le gap  $\Delta$  du supraconducteur, il est égal à  $3,52T_C$  la température d'apparition de la supraconductivité.

$$\Delta = 3,52T_C$$

La distance sur laquelle s'étale cette paire de Cooper dans l'espace est, pour les supraconducteurs conventionnels, au minimum de l'ordre de plusieurs milliers de fois la distance inter-atomique. L'attraction entre deux électrons est le résultat d'une interaction fugace ( $10^{-12}$  seconde) avec les phonons. Il n'y a aucune contradiction entre l'approche phénoménologique à la GL et la théorie microscopique de BCS : le carré du module du paramètre d'ordre représente la densité de paires de Cooper.

Les paires, comme les électrons isolés, peuvent passer, par effet tunnel, au travers d'une mince barrière isolante. D'où les effets de quantification macroscopique prédits par Josephson. Ces effets sont liés à la phase du paramètre d'ordre:

-effet Josephson continu : un courant continu franchit la jonction en l'absence de champ électrique ou magnétique.

-effet Josephson alternatif : une tension continue appliquée de part et d'autre d'une jonction provoque des oscillations de courant radio-fréquence au travers de la jonction à la fréquence  $\omega$ . Cet effet est utilisé pour la détermination du rapport  $h/2\pi e$  et la définition de l'étalon-volt international. Inversement une radio-fréquence appliquée avec la tension continue peut provoquer le passage d'un courant continu au travers de la jonction. A  $1\mu\text{V}$  correspond 483,6Mhz. Un photon d'énergie  $\omega = 4\pi e/h$  est émis ou absorbé lorsqu'une paire de Cooper franchit la barrière. Cet effet est à la base des détecteurs infra-rouge à effet Josephson et de mélangeurs de fréquences qui ne seront pas discutés ici.

-interférence macroscopique quantique : un champ magnétique continu appliqué à un circuit supraconducteur contenant deux jonctions provoque des effets d'interférence du maximum du courant supraconducteur en fonction de l'intensité du champ magnétique. Cet effet est utilisé pour réaliser des magnétomètres ultrasensibles : les SQUIDS (pour Superconducting Quantum Interferometric Device).

Quel que soit l'aspect de la supraconductivité auquel on s'intéresse pour détecter des particules on a besoin, en plus des rudiments exposés ci-dessus, comprendre un tant soit peu ce qui se passe quand une particule arrive sur un supraconducteur.

## **2-Interaction particule-supraconducteur :**

Cette question est évidemment la question centrale du problème qui nous intéresse ici. Je vais donc dans ce qui suit reprendre dans tous ses détails la chaîne complète des événements qui suivent l'arrivée d'une particule ionisante de haute énergie.

## 2-1 La cascade des événements :

Cette cascade d'événements est, a priori, très compliquée, commençons donc par en examiner les grandes lignes en ayant à l'esprit que les constantes de temps de relaxation des électrons sont bien plus courtes que celles des phonons de masse bien plus fortes. Une particule injectée à haute énergie va donc commencer par interagir avec les électrons normaux et, occasionnellement, brisera une paire de Cooper. En d'autres termes le découplage avec les phonons est total, ce n'est que lorsque les énergies des quasi-particules ainsi excitées sont de l'ordre de  $(\hbar\Omega_D E_F / 2\pi)^{1/2}$  que les phonons commencent à interagir avec les électrons, la rupture des paires de Cooper par les phonons et les recombinaisons de paires ne devenant effective qu'en dessous de l'énergie de Debye  $\hbar\Omega_D / 2\pi$ .

En réalité les choses sont un peu plus compliquées comme l'ont montré M.Kurakado et H.Mazaki (NIM **185**,141 (1981)). L'ensemble des échanges possibles entre quasi-particules et phonons est représenté sur la figure 1. L'échelle des énergies pour les quasi-particules (colonne de gauche de la figure) est divisée en CINQ régions tandis que celle des phonons (colonne de droite) l'est en deux pour des raisons expliquées ci-après. Les interactions possibles sont numérotées ainsi :

- la diffusion inélastique des électrons sur les phonons avec émission de phonon correspond aux canaux 2,3,5,6,8,9,12,13,15,16,21 ;
- les interactions directes électron-électron avec rupture de paire de Cooper aux canaux 1,4,7, et 14 ( ils sont regroupés sur la troisième flèche verticale à partir de la gauche du tableau) ;
- les ruptures de paire par les phonons correspondent aux canaux 11,17,19 ;
- la recombinaison des quasi-particules aux canaux 10 et 18.
- les canaux 20 et 22 sont la diffusion des phonons par les quasiparticules e
- enfin PES dénote l'échappement des phonons du supraconducteur (vers le substrat ou le bain d'hélium le cas échéant);

## 2-2 Les cinq gammes d'énergie des quasiparticules :

### 2-2-1 Gamme des hautes énergies $E > \sim eV$ :

Les quasiparticules créées par le rayonnement incident ont pour la plupart des énergies supérieures à quelques électron-volts.

### 2-2-2 Gamme haute des énergies intermédiaires $\hbar\omega/2\pi < E < \sim eV$ :

C'est la région est celle qui a été décrite dans un article bien connu sur la durée de vie des phonons et des quasiparticules de Chang et Scalapino (Phys. Rev. **B15**, 2651 (1977)).

L'interaction dominante des quasi particules d'énergie supérieure à

$$\hbar\omega/2\pi \sim (\hbar\Omega_D E_F / 2\pi)^{1/2}$$

(ce qui est de l'ordre de quelques centaines de milli eV) est la rupture des paires de Cooper avec émission de phonons. Ici  $\hbar\omega$  est une énergie caractéristique qui sépare les quasi-particules dont la durée de vie est limitée par les interactions avec d'autres quasiparticules, de celles d'énergie plus faible dont la durée de vie est limitée par les interactions avec les phonons. Il en résulte que les quasiparticules de cette région haute des énergies intermédiaires sont produites par la rupture de paires de Cooper (canal 1) et que leur production par le canal 2 est négligeable.

### 2-2-3 Gamme moyenne des énergies intermédiaires

$$(\hbar\Omega_D / 2\pi) - \Delta < E < \hbar\omega / 2\pi :$$

Les quasiparticules de cette gamme d'énergie sont essentiellement produites par les interactions avec d'autres quasi-particules (canal 4) tandis que le canal 5 qui correspond à la diffusion inélastique sur des phonons (donc avec réémission d'autres phonons) n'est pas efficace dans ce domaine d'énergies. La limite inférieure de cette région est de l'ordre de 10 meV, c'est l'énergie au-dessus de laquelle la recombinaison de quasi-particules avec émission de phonons ne peut pas encore intervenir. Il ne peut pas y avoir de création de quasi-particules par rupture de paires par des phonons avec des énergies plus grandes que ce seuil puisque l'énergie maximum des phonons est  $\hbar\Omega_D / 2\pi$ .

### 2-2-4 Gamme basse des énergies intermédiaires $\sim 2\Delta < E < (\hbar\Omega_D / 2\pi) - \Delta$ :

Les quasiparticules de cette gamme d'énergies ont plusieurs origines:

- des interactions e-e correspondant aux canaux 1,4,7,
- des interactions e-phonons (canal 8)

- mais pour l'essentiel elles sont fournies par des ruptures de paires de Cooper par des phonons, correspondant aux canaux 11 et 19. C'est pourquoi le seuil inférieur de cette région est de l'ordre de  $2\Delta$ .

Ce seuil inférieur de l'ordre de  $2\Delta$  n'est pas numériquement bien défini mais il est imposé par trois facteurs:

- 1) pour des énergies supérieures à ce seuil de  $2\Delta$  les quasiparticules émettent essentiellement des phonons par interaction e-phonon mais la probabilité de recombinaison est faible;
- 2) à cause même de la structure de la paire de Cooper, l'énergie des phonons émis par des quasiparticules d'énergie inférieure à  $3\Delta$  ne peut excéder  $2\Delta$ . Par conséquent, ces phonons sont incapables de créer des quasiparticules par interaction avec les paires de Cooper.
- 3) enfin seules les quasiparticules d'énergie supérieure à  $3\Delta$  peuvent créer d'autres quasiparticules par interaction e-e directe. En dessous de  $3\Delta$  elles ne le peuvent plus.

#### 2-2-5 La gamme des basses énergies $\Delta < E < \sim 2\Delta$ :

C'est la région de plus basse énergie possible pour les quasiparticules. Parmi tous les canaux qui y convergent les plus importants sont :

- les interactions électrons-phonons (13 et 15)
- les ruptures de paires par les phonons (17 et 19)

Ces quasiparticules se recombinent pour former des paires par le canal 18. Comme on est arrivé pour les quasiparticules au plus bas de la cascade qui leur est permise, c'est là qu'elles sont en plus grand nombre et c'est pourquoi ce sont ces quasiparticules qui influent le plus sur l'énergie moyenne des quasiparticules créées depuis l'arrivée de la particule incidente.

### **2-3 Les deux gammes d'énergie des phonons**

#### 2-3-1 Les photons de haute énergie $2\Delta < \Omega < h\Omega_D/2\pi$ :

Des huit canaux permis pour la création de phonons par interactions e-phonons, deux les canaux 8 et 9 sont importants, comme l'ont montré Chang et Scalapino. Mais comme l'énergie possible des quasiparticules est confinée à la gamme  $[(h\Omega_D/2\pi) - \Delta] < E < [(2h\Omega_D/2\pi) - \Delta]$  le canal 8 est négligeable devant le canal 9. L'autre mode de création de phonons est la recombinaison en paires suivant les canaux 10 et 18, ils définissent la limite inférieure de

cette gamme soit  $2\Delta$  qui correspond à l'énergie minimum que doivent avoir des phonons pour briser une paire de Cooper ce qui augmente alors le nombre des quasiparticules.

### 2-3-2 Les phonons de basse énergie $\Omega < 2\Delta$

En dessous de deux fois le gap les phonons ne peuvent plus rompre de paires, le cas échéant ils se thermalisent suivant les canaux 21 et 22.

## **2-4 Bilan global de l'irradiation**

Au total l'énergie transférée par un rayonnement incident au supraconducteur est essentiellement utilisée pour créer des phonons de haute énergie suivant les canaux 1 et 4 puis suivant le canal 9. Les phonons de la gamme  $2\Delta < \Omega < (h\Omega_D/2\pi)$  sont utilisés pour la production de quasiparticules juste au-dessus du gap et pour la production de phonons d'énergies inférieures à ce gap.

A très basse température le temps que mettent les phonons et les quasiparticules d'énergie  $E > 2\Delta$  pour décroître jusqu'à des énergies inférieures au gap est beaucoup plus court que le temps de recombinaison des quasiparticules. ....Si cela n'avait pas été le cas il serait impossible d'utiliser les supraconducteurs pour la détection des particules<sup>1</sup>.

Les canaux les plus importants pour les calculs sont indiqués figure 2. Les taux de rupture des paires de Cooper par des phonons d'énergie  $\Omega$  ainsi que le taux d'émission des phonons par des quasiparticules d'énergie donnée sont calculables à partir de la théorie de BCS (S.B. Kaplan, C.C. Chi, D.N. Langerberg, J.J. Chang et D.J. Scalapino Phys.Rev. **B14**, 4854 (1976). Les expressions obtenues font intervenir la densité d'état au niveau de Fermi pour des électrons de spin donné sans inclure les effets de

<sup>1</sup>Remarque de détail : Il existe des situations particulières où le temps de recombinaison est bien plus court que tous les autres. Ainsi, quand la supraconductivité est induite par un contact intime dans un métal normal, on crée dans le métal normal une zone où le gap supraconducteur est plus faible. Si le métal normal est en fait une lame mince on peut penser que des paires provenant du supraconducteur vont être brisées en entrant dans le métal normal puisque le gap y est plus faible. Etant devenue d'énergie inférieure au gap du supraconducteur les quasi-particules ainsi créées restent piégées dans la lame mince et n'ont d'autre possibilité que d'y briser une paire à gap réduit. On a ainsi un piège à quasiparticules. Cependant il se peut très bien que dans le métal normal le temps de recombinaison des paires soit bien plus court que le temps de décroissance en énergie : on ne piège alors rien du tout.

renormalisation dus aux interactions électron-phonons, la force de l'interaction électron-phonon, le gap supraconducteur et la densité ionique, ainsi que la fonction de distribution des quasiparticules ne fonction de leur énergie. A des températures très basses devant  $T_c$  cette fonction de distribution peut-être prise égale à zéro. Toutes les autres quantités sont alors fournies expérimentalement (notamment par spectroscopie de phonons par effet tunnel). Tous calculs faits Kurakado et Mazaki arrivent à la conclusion que la valeur moyenne de l'énergie des quasiparticules est bien plus faible que  $4\Delta$ , ....et évidemment supérieure à  $\Delta$ . Dans le cas de l'étain  $4\Delta=2,3\text{meV}$ , c'est trois ordre de grandeurs plus petit que l'énergie moyenne des pertes dans un semiconducteur (2,8eV pour le Germanium).

Il reste une question : que mesure-t-on en fait?

### 3-Les trois différents principes de lecture:

La cascade des événements précédents est susceptible d'être appréhendée expérimentalement de différentes manières. Si nous laissons de côté les applications précises qui apportent des contraintes qui favorisent un type de dispositif plutôt qu'un autre, il est important d'avoir présent à l'esprit qu'avec un supraconducteur on ne regarde pas toujours le même aspect du phénomène quand il arrête une particule. Phénoménologiquement le retour du système électronique à l'équilibre thermique présente trois aspects

- 1- la présence transitoire d'un excès de particules juste au-dessus du gap supraconducteur
- 2- cet excès ne peut se dissiper qu'en brisant encore plus de paires et, si cela n'a pas encore eu lieu par la création d'un ou plusieurs noyaux de nucléation de l'état normal. Le volume de chaque noyau doit être supérieur à un volume minimum  $v_{\min}$  pour qu'il puisse y avoir apparition de la phase normale. En tout état de cause ce volume ne peut-être inférieur à  $\xi^3$ , cette question est examinée plus avant. Pour créer le noyau  $v_{\min}$  il suffit d'élever sa température de  $T(H)$  à  $T(H)+\Delta T$ . A l'interface entre le noyau normal et la phase supraconductrice on a  $H=H_c(T)$  ou  $I=I_c(T)$  selon que le supraconducteur est placé en champ magnétique ou qu'il est traversé par un courant.
- 3- S'il y a encore un excédent d'énergie le noyau va devenir un centre de diffusion en conservant les conditions à la séparation des deux phases.

### 3-1 Détection des quasi-particules

La détection des particules est réalisée par les dispositifs à effet tunnel. Une jonction supraconductrice polarisée à une tension inférieure à  $\Delta/e$  ne laisse passer aucun courant. A une tension supérieure elle a une caractéristique résistive linéaire. La présence d'un excès de quasiparticules se traduit par une impulsion de tension qui correspond à la description du supraconducteur hors d'équilibre au voisinage de la barrière isolante. Elle est de ce fait bien plus importante que ce que prédit un bilan d'équilibre thermique c'est-à-dire le rapport  $C_e/C_e+C_{ph}$  qui suppose que toute l'énergie déposée se traduit par une élévation de température pour les électrons et les phonons. Un autre exposé de cette école montre tout l'intérêt des jonctions supraconductrices pour la détection.

### 3-2 Détection d'une zone normale

L'existence d'une zone normale suppose celle préalable d'un centre de nucléation de l'état normal. En aucun cas le centre ne peut physiquement être inférieur à  $\xi^3$ , toutefois cette condition n'est pas toujours suffisante car l'ordre de la transition de phase dépend de la dimension du supraconducteur et de son orientation par rapport au champ magnétique ou au courant appliqué.

Il faut bien distinguer entre :

-la classification des supraconducteurs en type I ou II qui est une caractéristique intrinsèque des matériaux (elle repose sur l'hypothèse qu'on applique un champ magnétique à un demi espace supraconducteur infini limité par un plan).

-le comportement effectif d'un échantillon de taille fini.

par exemple un supraconducteur de type I dont l'épaisseur est inférieure à  $1,8 \xi$  présente une transition résistive du second ordre. C'est à quoi satisfont les minces couches supraconductrices déposées sur des monocristaux semiconducteurs utilisées pour la détection de phonons.

autre exemple contraire : Les types II ont des transitions continues cependant une couche de type II placée dans un champ magnétique appliqué perpendiculairement à sa surface est, si le champ est suffisamment faible complètement diamagnétique, elle présentera donc un effet de métastabilité géométrique.

Si la transition du dispositif est du second ordre l'extension de la zone normale est donc seulement fonction de la quantité d'énergie déposée dans le film qui a effectivement été thermalisée.

Si la transition est du premier ordre c'est que le dispositif a été mis dans un état métastable. La détection d'une zone normale est alors plus sensible par lecture inductive car on peut détecter la variation de flux dès son début, c'est-à-dire quand elle est la plus rapide. Pour avoir une indication par mesure résistive on est obligé d'attendre que toute une section du supraconducteur est devenue normale. C'est parfois impossible à réaliser si l'échantillon est relativement massif.

Il y a deux situations où la métastabilité est réalisée :

- la métastabilité intrinsèque : l'échantillon est de type I, il doit se présenter sous formes de microsphères de taille supérieure à  $5^{1/2} \lambda$  placées dans un champ magnétique. Le centre de nucléation de taille  $\xi^3$  est créé dès que ce volume a franchi la barrière d'énergie métastable. La transition étant irréversible, toute la microbille dans le cas général passe à l'état normal.
- la métastabilité géométrique qui a été récemment mise en évidence de façon non-ambigüe dans notre groupe par V.Jeudy. Elle correspond à une barrière d'énergie due aux effets démagnétisants qui existent quand on plonge une plaque supraconductrice dans un champ perpendiculaire. La nucléation n'a lieu que pour une taille minimum de paquet de flux définie par la valeur du champ, celle de la longueur de cohérence et les dimensions de l'échantillon. L'extension de la zone normale est alors vraisemblablement proportionnelle à l'énergie thermalisée mais cela n'a pas encore été établi expérimentalement.

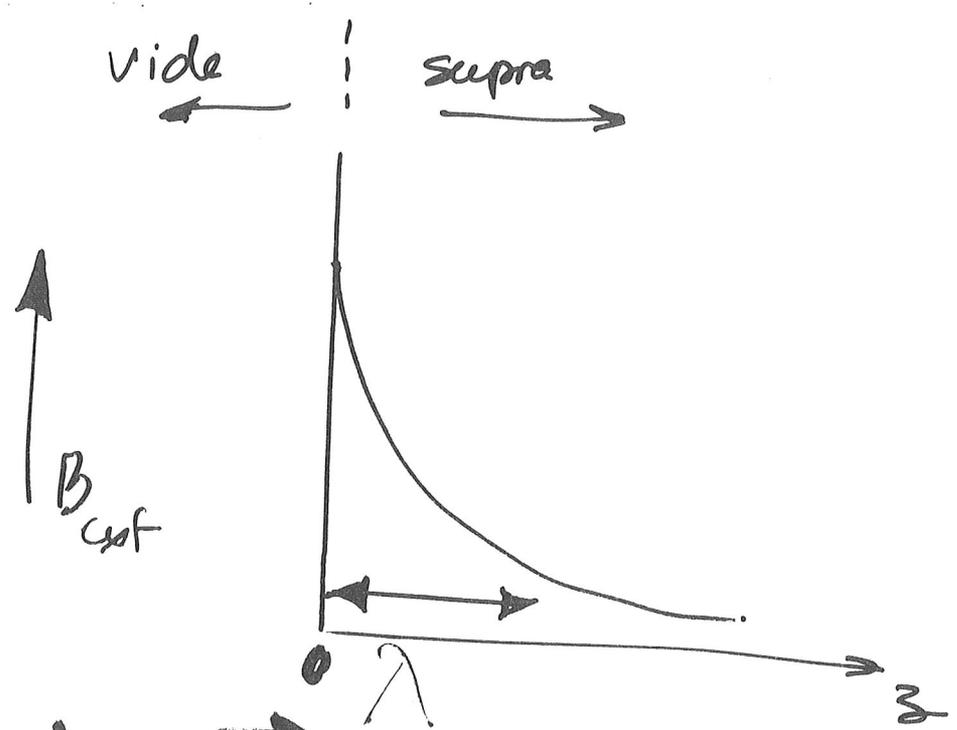
## **4-supraconducteurs métastables intrinsèques (petits grains)**

**4-1 Généralités, reproductibilité du désordre, description  
mésoscopique.**

**4-2 Deux modes de mise en œuvre :  
irradiation intermittente  
irradiation continue : calibration.**

**4-3 Applications**

## **5-supraconducteurs à métastabilité géométrique (rubans massifs)**

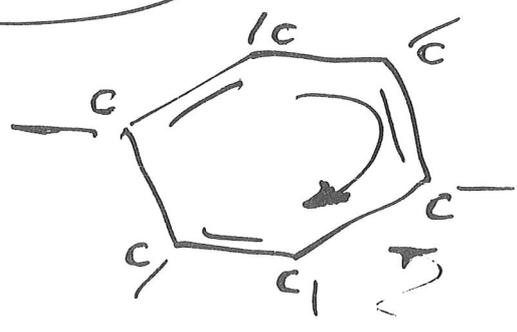


LONDON :  $\mathbf{j} \propto \mathbf{A} \Rightarrow B(z) = B_{\text{ext}} e^{-z/\lambda}$

$z \gg \lambda \Rightarrow \underline{\underline{B=0}}$

DIAMAGNÉTISME PARFAIT  
 $\lambda$  PREMIERE LONGUEUR  
 CARACTÉRISTIQUE D'UN  
 SUPRACONDUCTEUR.

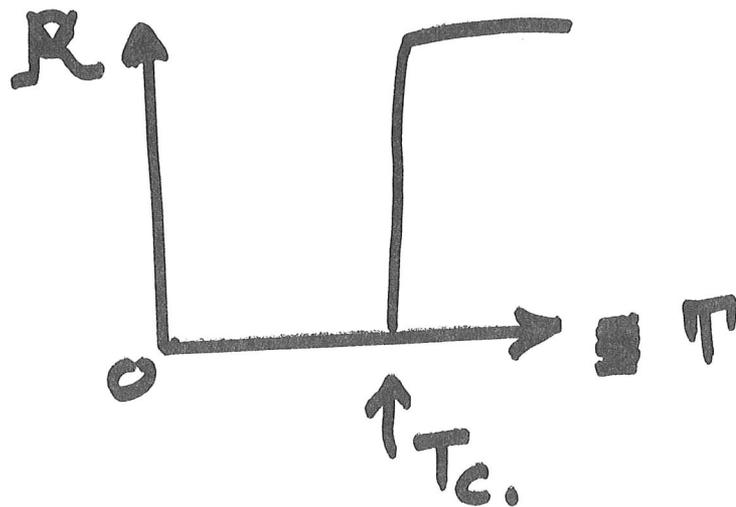
peut  
 rappel  
 historique  
C6H6



LA SUPRA EST UN ÉTAT  
 QUANTIQUE MACROSCOPIQUE

CONDUCTION  
 A HELIUM LIQUIDE  
 EN SPÉCIA.

UN SUPRACONDUCTEUR  
N'EST PAS UN  
CONDUCTEUR PARFAIT!



Maxwell:  $j = \sigma E$  si  $\sigma = \infty$   $E = 0$

d'où  $\nabla \wedge E = -\frac{\partial B}{\partial t} = 0$

$B = \text{constante}$

mais pour un supra (Meissner)

$B = 0 = \text{diamagnétisme parfait}$

Sept 92 Lalonde les Hautes

# SUPRA CONDUCTIVITE

et

# DETECTION de PARTICULES

①

NOTIONS DE BASE  
de SUPRA.

②

INTERACTION PARTICULE-  
SUPRA CONDUCTEUR

③

SUPRA CONDUCTIVITE'  
METASTABLE:

→ INTRINSEQUE

( petits grains )

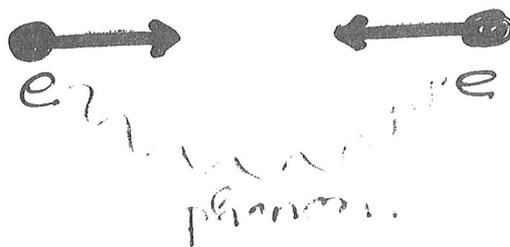
→ GEOMETRIQUE

Appl: RX, neutrino solaire, spectro  $\beta$ ...

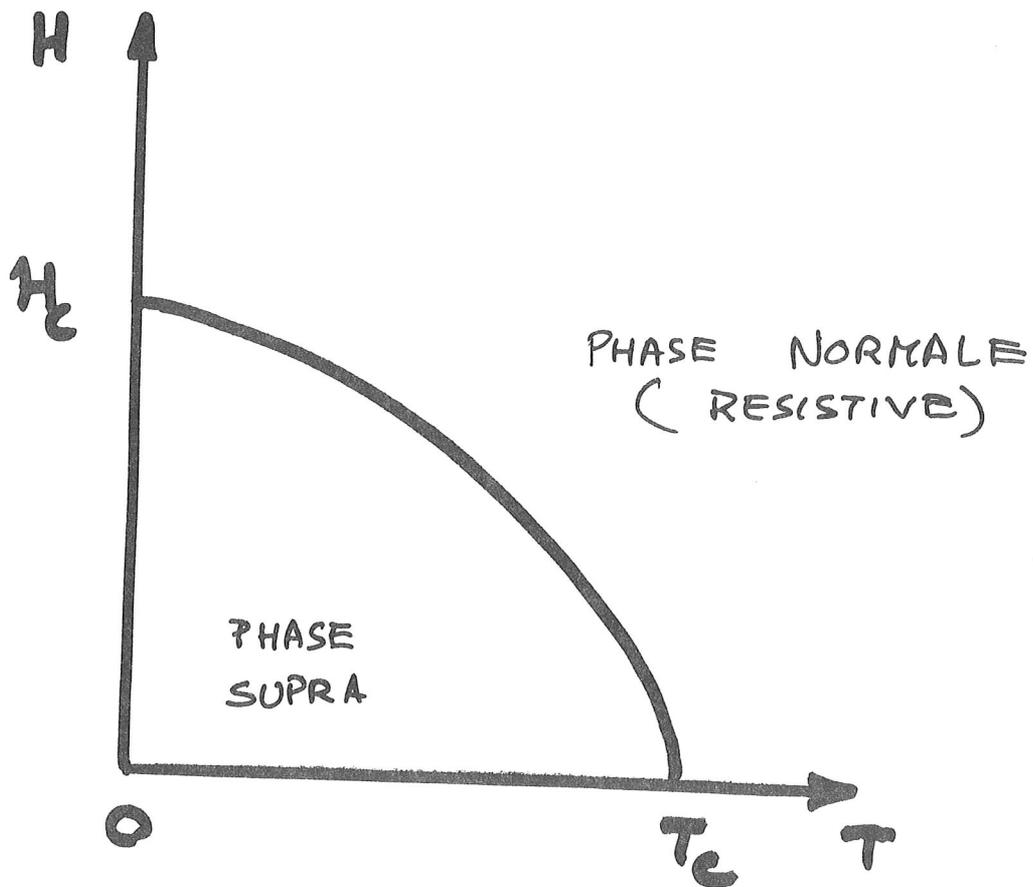
DEUXIEME LONGUEUR  
CARACTERISTIQUE DES  
SUPRACONDUCTEURS:

≡ LA LONGUEUR DE COHERENCE

- NON-LOCALISE = PIPARD
- EFFET ISOTOPIQUE ⇒ RÔLE DES PHONONS
- CONDENSATION EN PAIRES: COOPER
- THÉORIE MICROSCOPIQUE COMPLÈTE:  
BARDEEN, COOPER & SCHRIEFFER



→ LA SUPRACONDUCTIVITÉ EST EFFECTIVEMENT  
UNE PHASE PLUS ORDONNÉE QUE L'ÉTAT  
NORMAL, MAIS LA CONDENSATION A LIEU  
DANS L'ESPACE DES MOMENTS MAIS PAS  
DANS L'ESPACE RÉEL.



$$\text{gap } \Delta = 3.52 T_c$$

$$H(T) = H_0 \left( 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right)$$

$$\tilde{\omega} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2}}$$

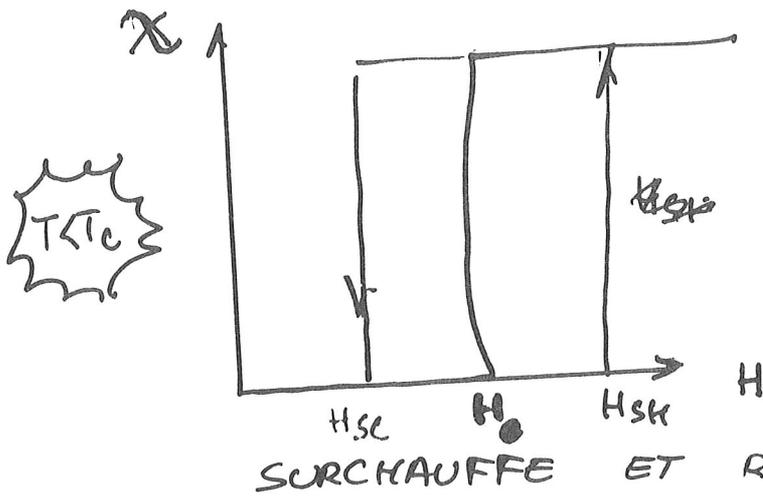
$$\lambda \approx \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2}}$$

$$\kappa = \frac{\lambda}{\tilde{\omega}}$$

$$\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ TYPE I}$$

$$\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}} \text{ TYPE II}$$

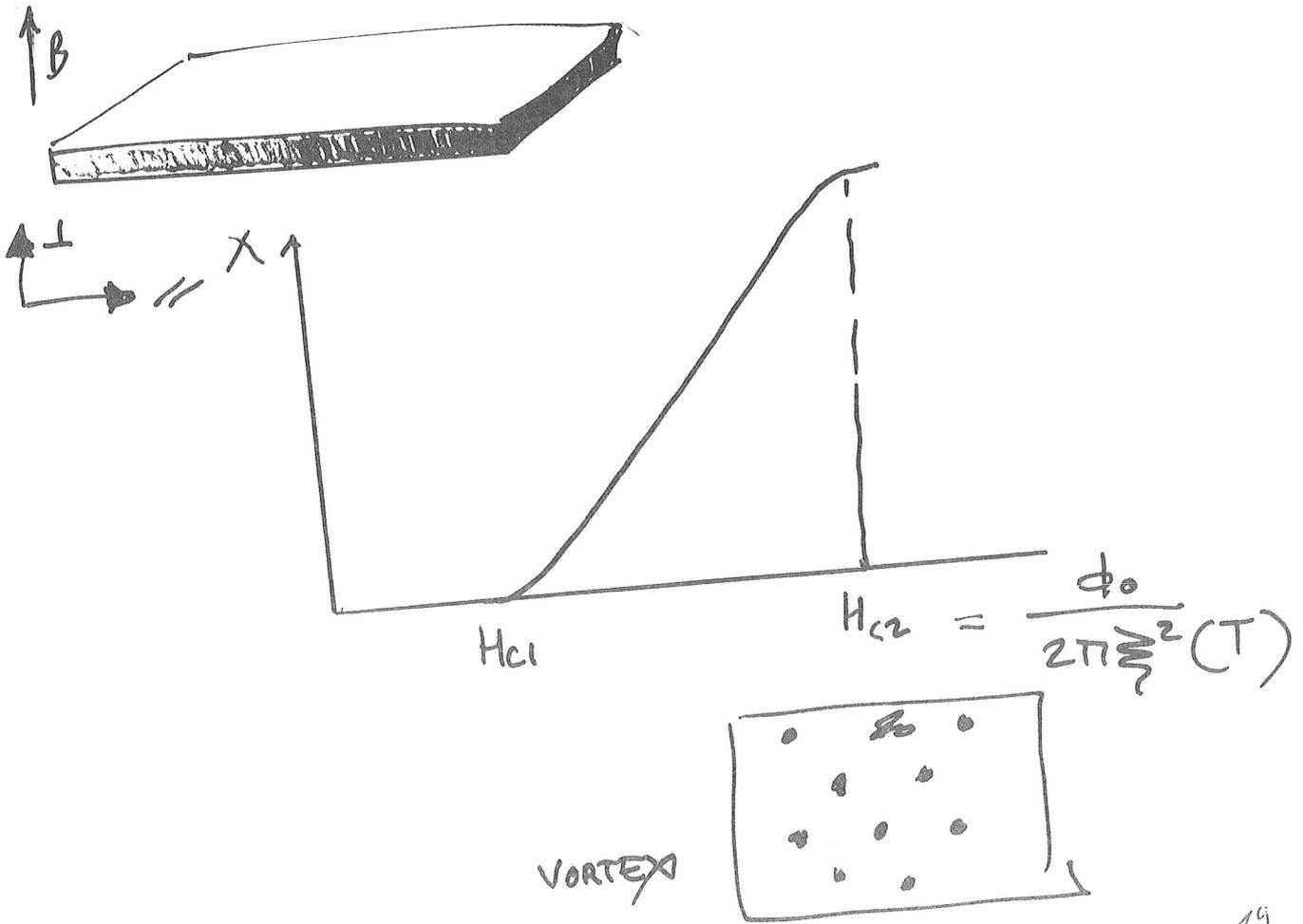
TYPE I  $\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$



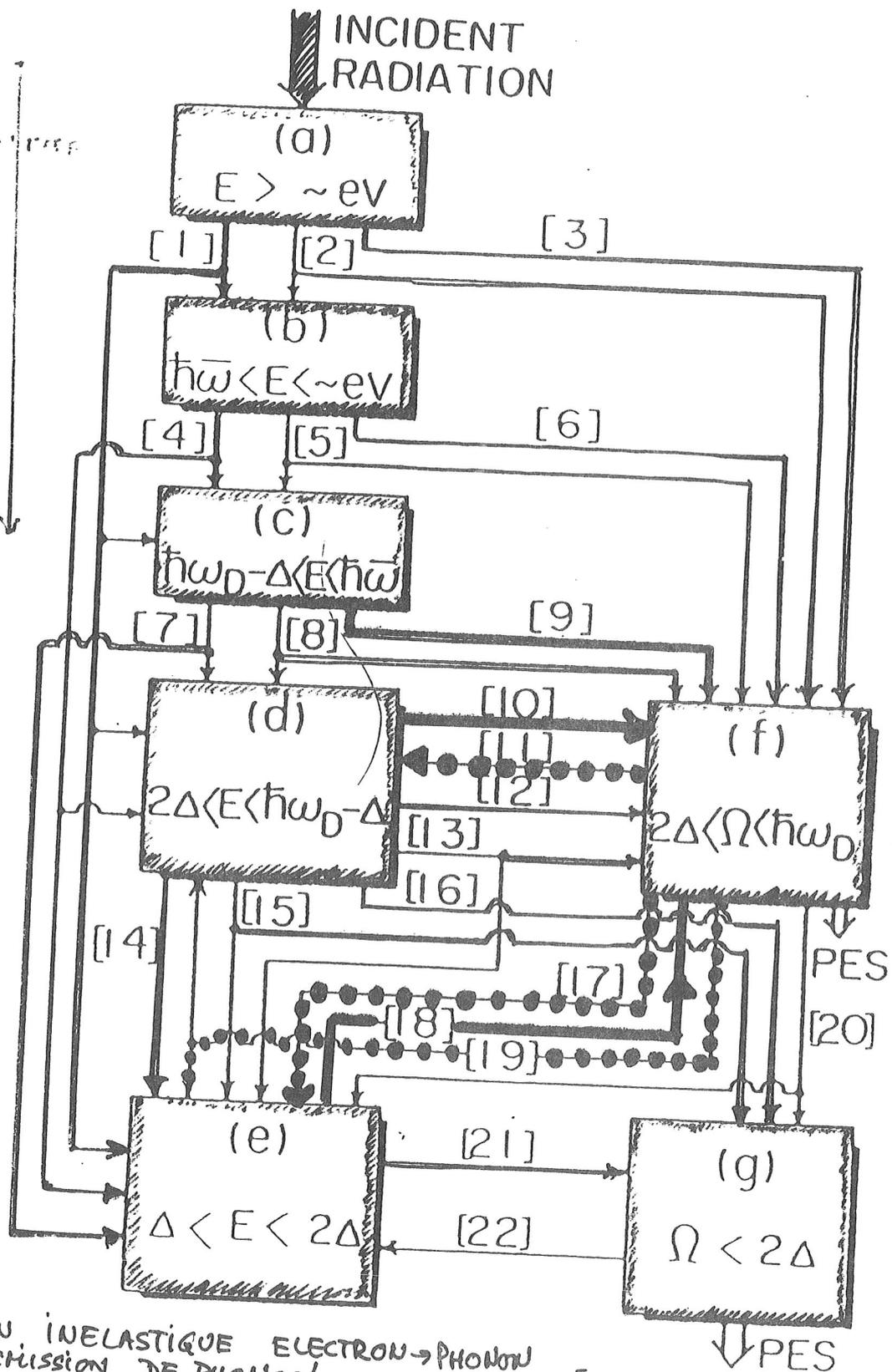
TRANSITION DE PHASE DU 1<sup>er</sup> ORDRE: POSSIBILITE D'ETATS METASTABLES INTRINSEQUES

TYPE II  $\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$

$T < T_c$



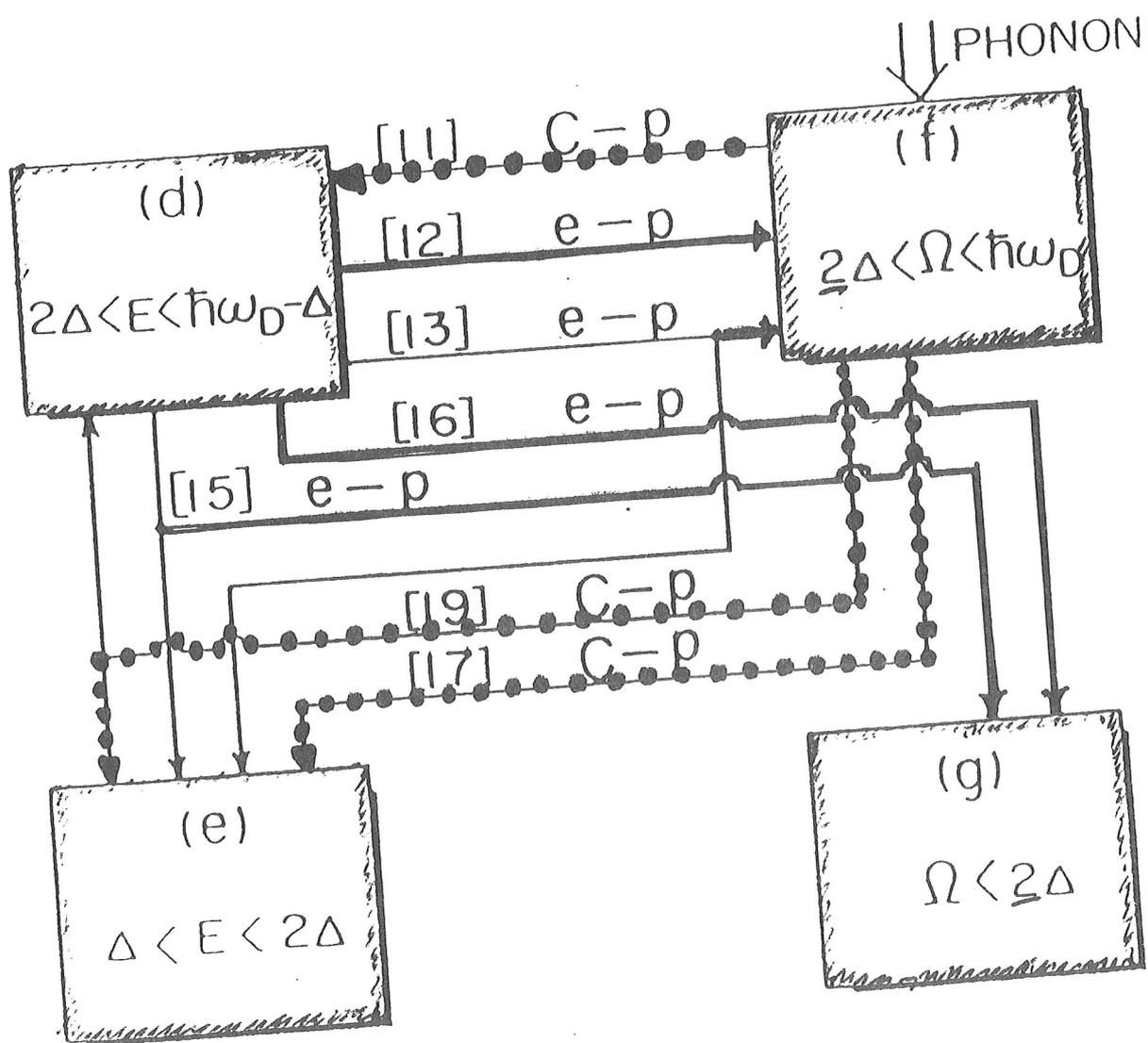
ÉMISSION  
DE PHONONS



$\nu$  = DIFFUSION INELASTIQUE ELECTRON  $\rightarrow$  PHONON  
 = AVEC ÉMISSION DE PHONON.  
 $\nu$  = RUPTURE DE PAIRES PAR ELECTRON.  
 $\nu$  = RECOMBINAISON ELECTRONS EXC. (QUASIPARTICULES)  
 $\nu$  = RUPTURE DE PAIRES PAR PHONONS  
 $\nu$  = DIFF. PHONON PAR QUASIPART.

ÉCHAPPEMENT DES PHONONS (SUBSTRAT) PHONONS.

FIN DE LA CASCADE EN ÉNERGIE  
 DE LA FIGURE PRÉCÉDENTE:  
 RÔLE DES PHONONS



C = paire de Cooper ;  $\Delta$  = gap supra-normal.  
 p = phonons ;  $\omega_D$  fréquence de Debye ;  
 e = quasiparticule (électron)



# PARTICLE - SUPERCONDUCTOR INTERACTION

0  
↑  
T/M  
↓

## INCIDENT RADIATION

Initial energy

$n \text{ keV}$

$(\hbar\omega_D E_F)^{1/2}$

$\approx 300 \text{ meV}$

$\hbar\omega_D$

$\approx 10 \text{ meV}$

$2\Delta$

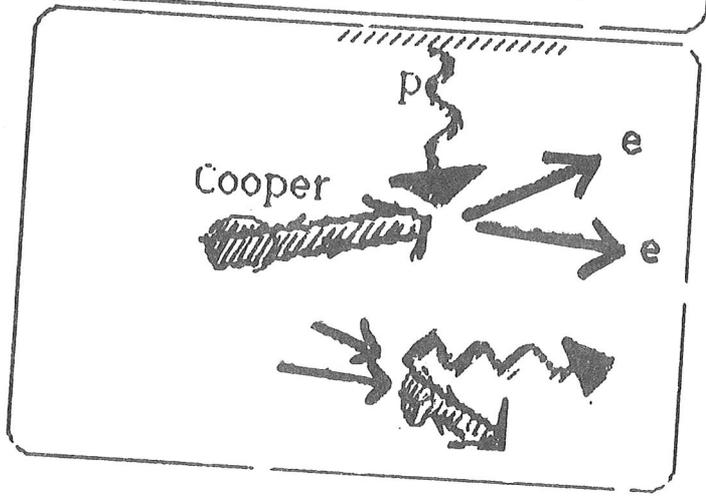
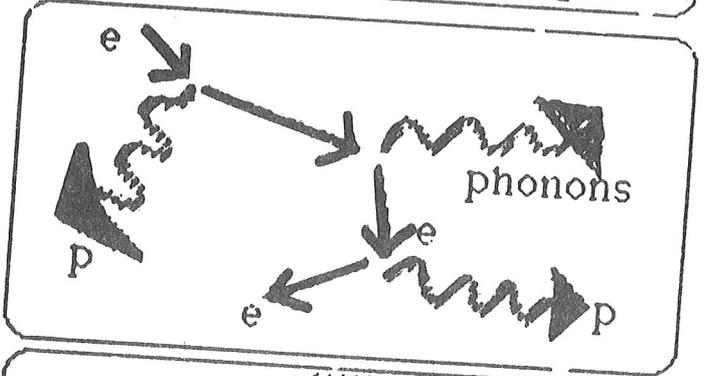
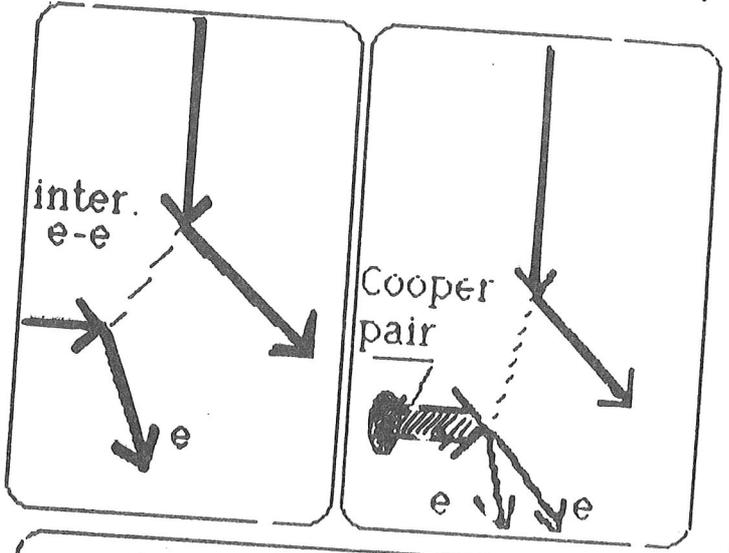
$\approx 1 \text{ meV}$

$\Delta$

$3,5 k_B T_c$

$E_F$

$k_B T_c$

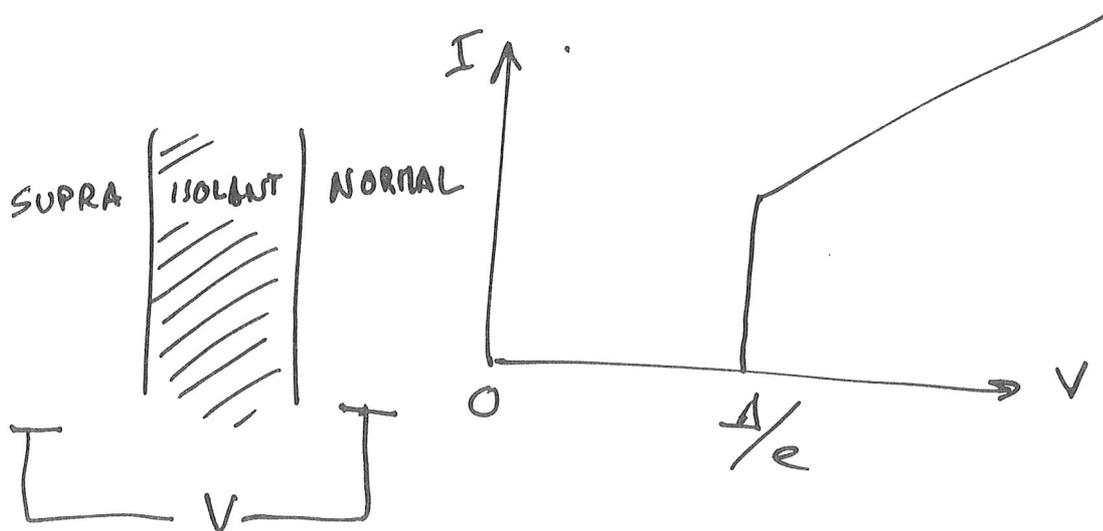


c'est le niveau de base de cette échelle d'énergie  $\approx 1 \text{ eV}$ .

OUI BIEN SÛR  
 MAIS QUOI DE  
 CONCRÈT APRÈS CELA ?

## TYPES & PRINCIPES DE DETECTION:

### ● QUASIPARTICULES → JONCTION TUNNEL



### ● ZONE NORMALE (ruban très mince $< 2\lambda$ ) $E_{therm} \propto \text{volume zone}$

### ● NUCLEATION: ⚡

→ SURCHAUFFE INTRINSEQUE  $v_{min} \sim \sum^3$   
 petits grains type I

→ SURCHAUFFE GÉOMÉTRIQUE  
 ruban épais  $(d \gg \lambda)$  type I (ou II)

$v_{min} = f(H)$  hyp:  $E_{therm} \propto (\text{volume zone} - v_{min})$

# DÉTECTEURS

## SUPRACONDUCTEURS METASTABLES

Collaborations 92.

### Paris

- D. LIMAGNE
- V. JEUDY
- G. JUNG (Varsovie + BeerSheva)
- O. HERES
- V. PAGESY

Cd F: P. ESPIGAT  
R. BRUERE. DAWSON

L2M: D. MAILLY  
F. R. LADAM

+ BOLO BISTRO (Ultimatech)

### Lisbonne

- TOM GIRARD
- M. GODINHO
- G. BONFAIT
- R. Paula INFANTES ENRIQUES

### Zaragoza :

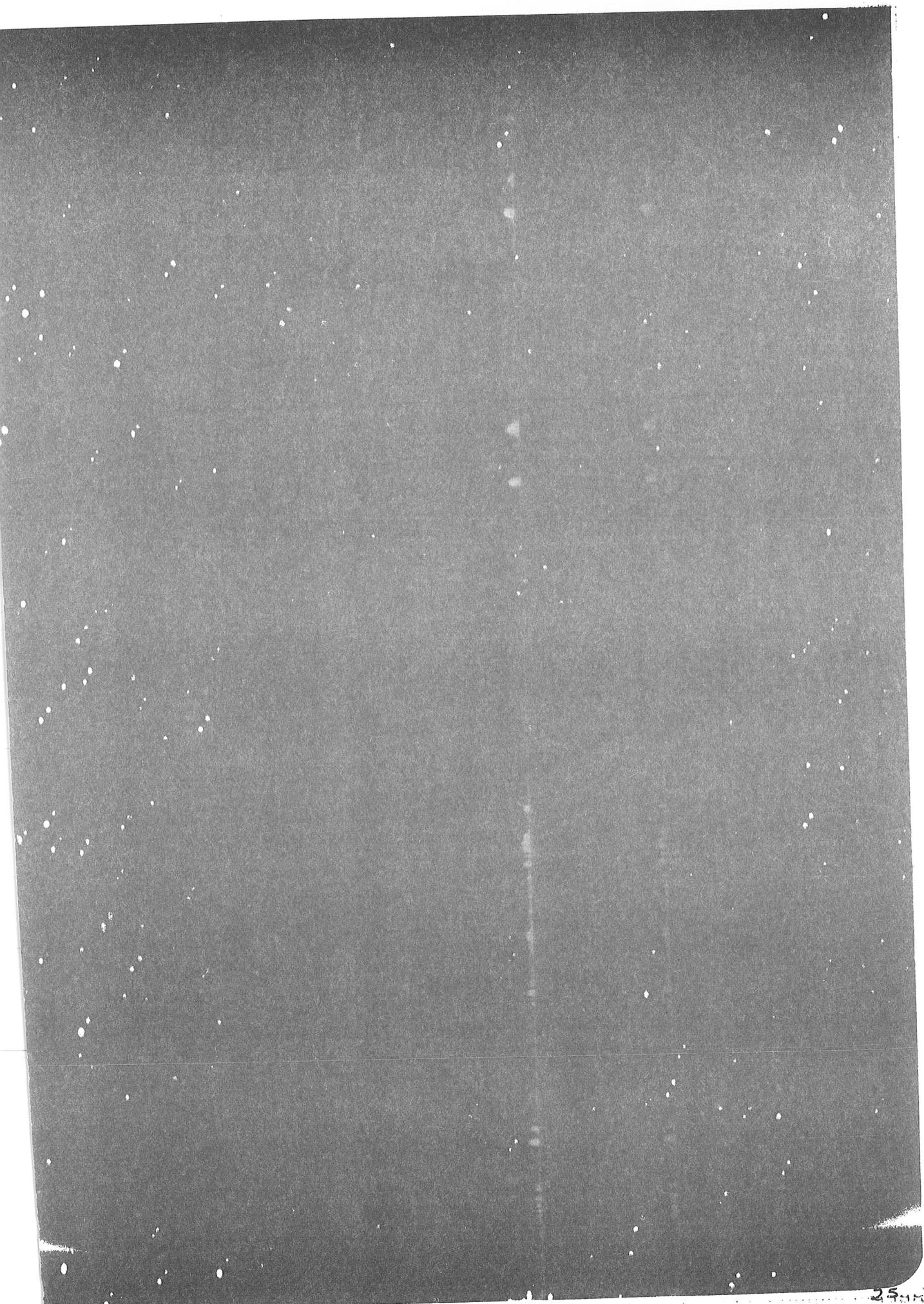
A et J. MORALES  
J. BARTOLOME  
A. LARREA,

### Taiwan

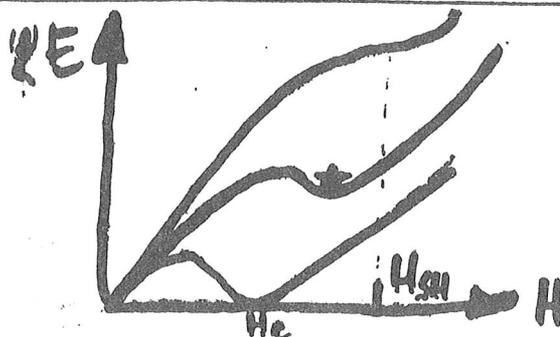
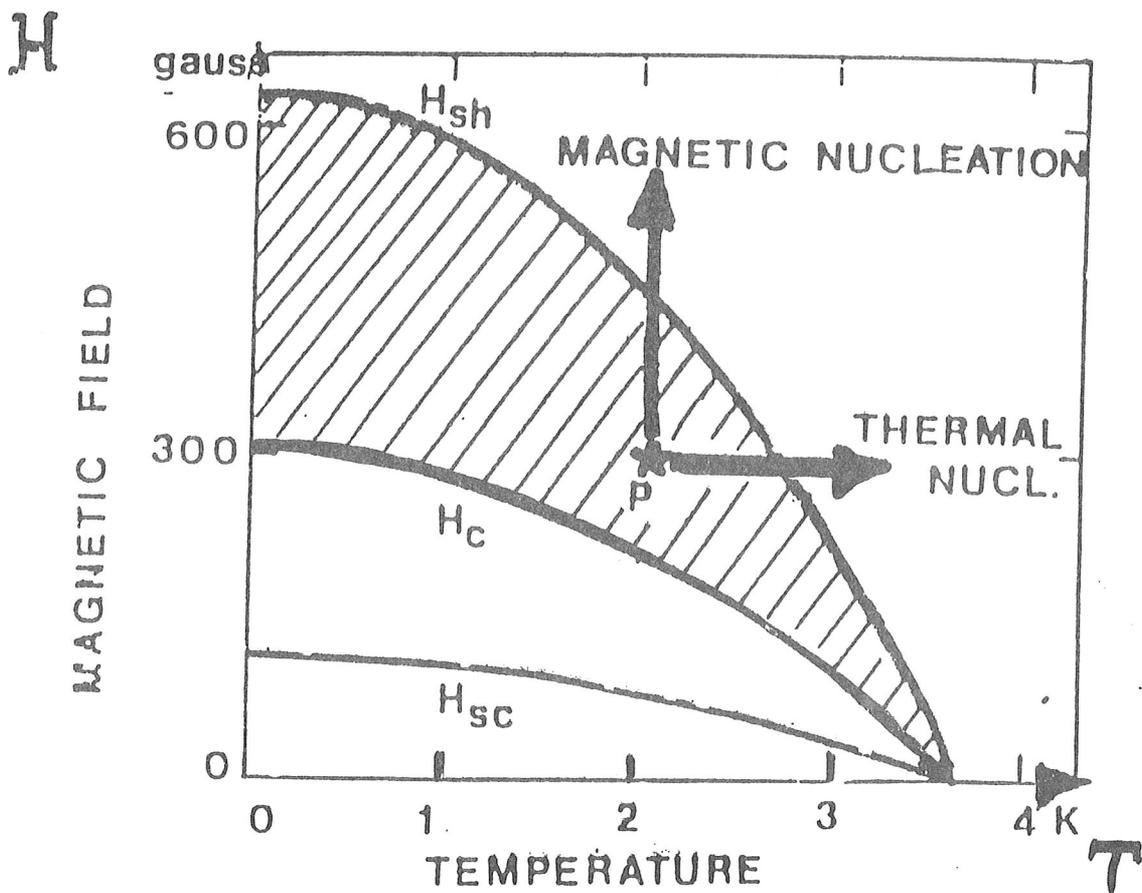
L.L.L. YUAN  
- K. H. WU.  
+ Erevan (Trans. Rad.)

### South Carol.

J. COLLAR

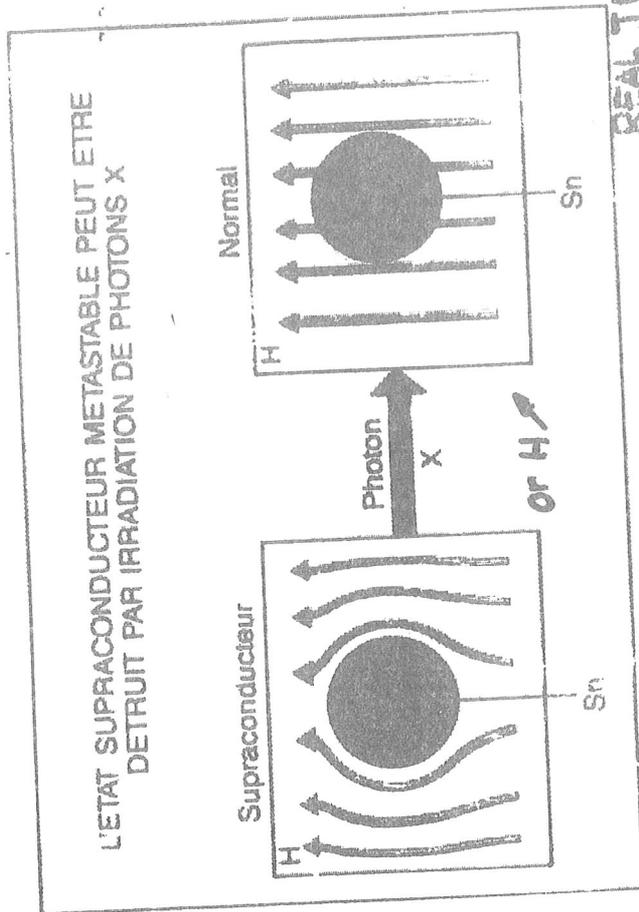
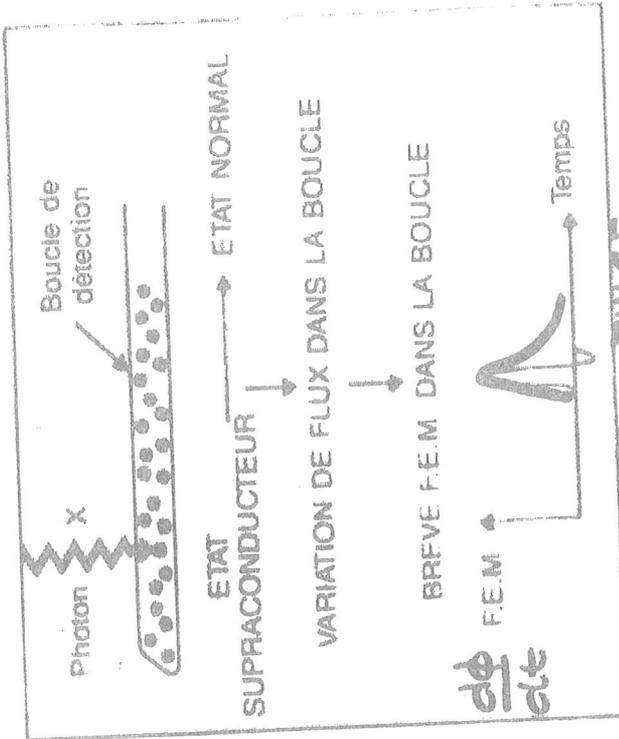


Phase diagram of a type I superconductor (Sn, In, Al, Cd, Ga, Hg, ...)



# CAPTEUR DE RAYONS X A GRAINS SUPRACONDUCTEURS

PRINCIPE (suite)



REAL TIME : SHORT PULSE

OR SUCCEPTIBILITY VARIATION  
( $\Delta\chi$ ) :  $LC\omega^2 = 1$   
or solids -

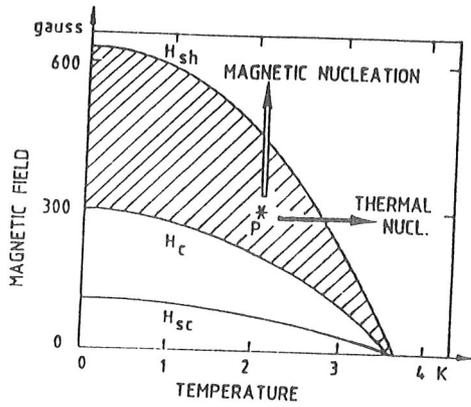
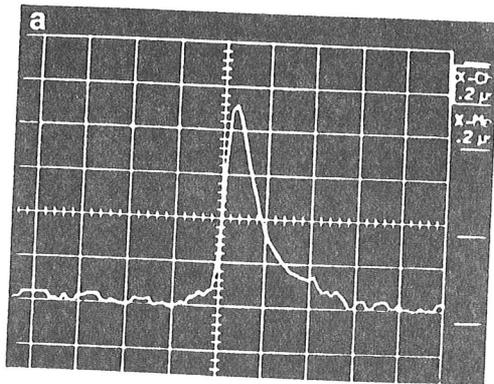


Fig. 1. Tin phase diagram ( $H,T$ ) for the transition of the superconducting to the normal state. P is the representative point of a metastable grain.

$T = 1.5K$

$t_{in}$   
 $\phi = 40 \mu m$



$t_{in}$   
 $\phi = 60 \mu m$

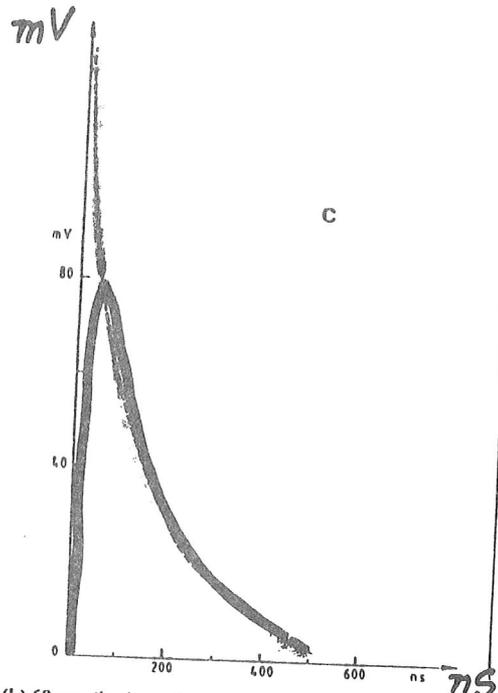
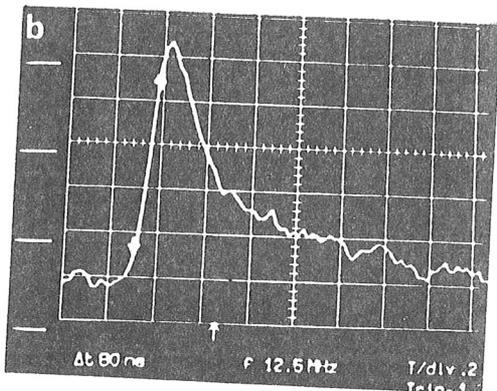


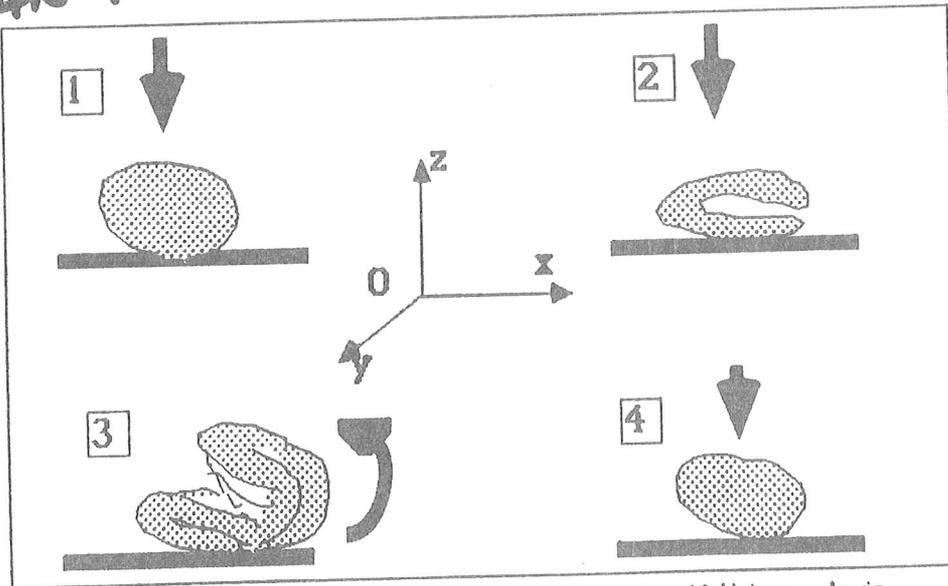
Fig. 2. Two real source signals are shown for grain sizes (a)  $40 \mu m$  and (b)  $60 \mu m$  (horizontal scale 200 ns, vertical scale 20 mV). (c) The calculated source signal (dashed line) as well as its convolution with our electronics (full line) for a  $40 \mu m$  grain size is also shown.

# A REPRODUCIBLE DISORDER :

want to have reproducible samples. We want their behaviour in magnetic and thermal nucleation to be reproducible when the filling factor in granules is the same. If no precautions are taken for the mixing of the powder of granules with wax the samples are not equivalent, even if they have the same filling factor. The recipe is to make use at this point of a topological theorem. This theorem is : Two points in a continuously deformable volume can be separated by a given distance if the volume is submitted N times to the following cycle:

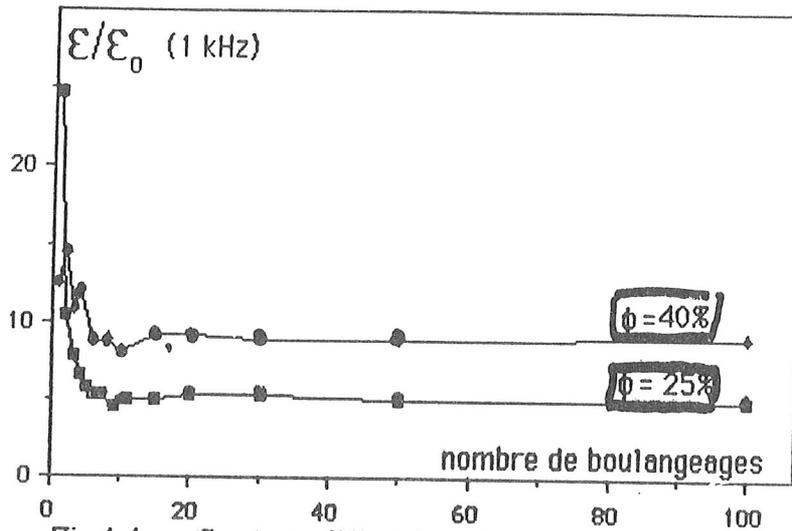
- step 1: flatten the volume to get a pancake
- step 2: fold this pancake around its diameter parallel to the Y axis.
- step 3: refold the result of step 2 around a perpendicular direction passing by the center
- step 4: do step 1.

VERIFICATION  
EXP. DU  
TH. DU  
BOULANGER.



*cycle of operations for the baker's theorem: if this cycle is repeated a large number of times one gets a true random dispersion of the granules in paraffin wax.*

This result is empirically applied for centuries, at least in latin kitchens. It is used for the preparation of the "pâte feuilletée" in France and, if I am right, for the pizza in Italy. This is why this theorem is called the baker's theorem. The result for our composite of granules can be seen in the next view. Tin granules have been dispersed in paraffin wax kept at 42 C following the baker's recipe. The granules are effectively randomly



nb of baking cycles

Fig 4-4 : Constante diélectrique du composite en fonction du nombre de pliages (boulangeages) nécessaire à sa fabrication. Quel que soit le coefficient de remplissage, ces valeurs convergent après une dizaine de pliages.

L'incertitude sur les mesures effectuées après un grand nombre de boulangeages (plus de cent) proviennent de deux sources :

- Deux échantillons de même coefficient de remplissage donnent des résultats dispersés sur une plage relativement large de valeurs. Cela conduit à une incertitude statistique.

- Les mesures sont faites à fréquence  $f$  non nulle et doivent être extrapolées  $f=0$ . A faible fréquence, on ne perçoit (fig 4-5.a) aucune dépendance régulière de  $\epsilon$  avec  $f$ . Aussi les différentes valeurs de  $\epsilon$  obtenues à diverses fréquences doivent-elles être comptées dans l'incertitude de la mesure à  $f=0$ .

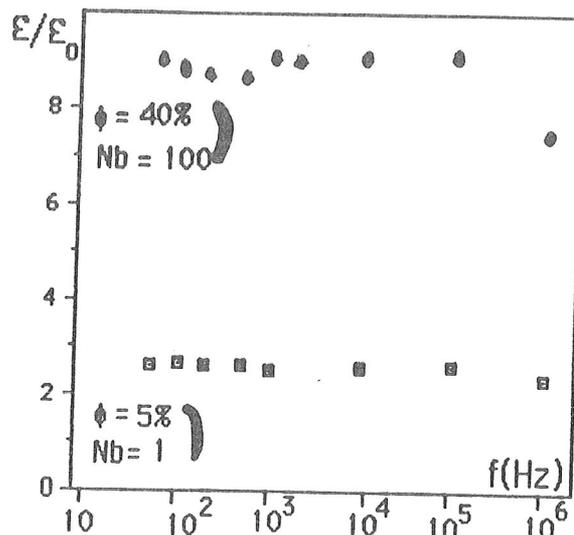
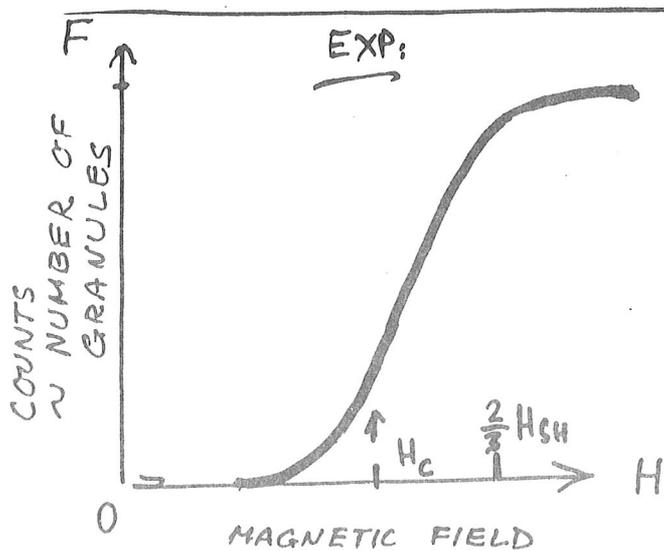


Fig 4-5.a : Constante diélectrique du composite paraffine, billes d'étain, en fonction de la fréquence. Deux échantillons sont indiqués. Le premier est à 40% de coefficient de remplissage et a été préparé avec 100 pliages. Le deuxième est à 5% et un seul boulangeage.

indépendance de  $\epsilon$  de  $f$

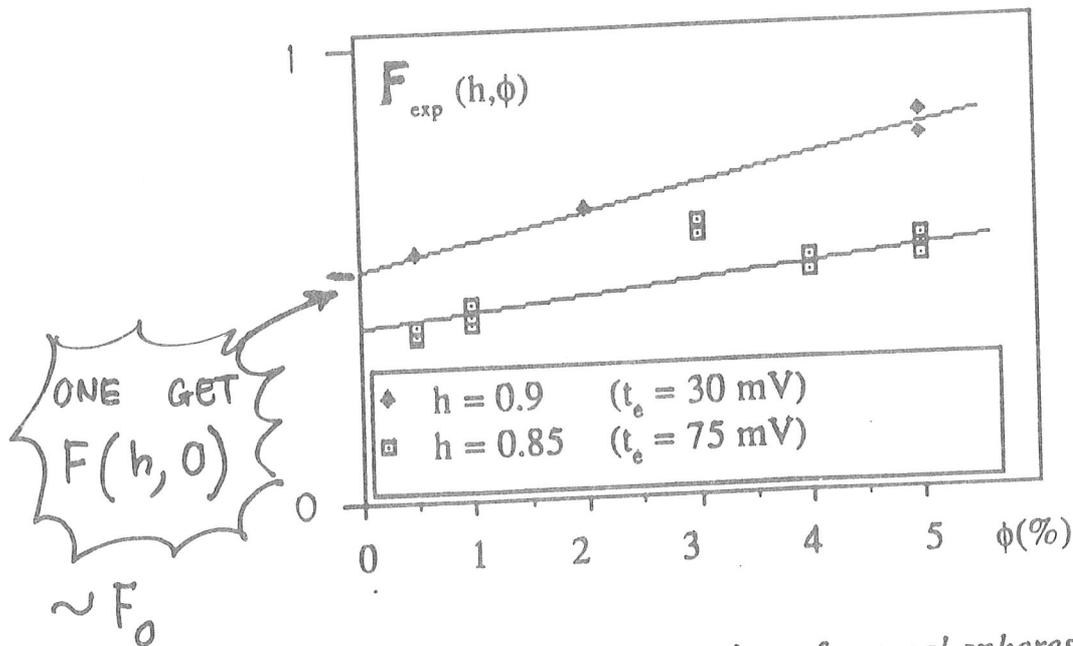


MAZUR & GEIGENMÜLLER'S THEORY:

\* CAN BE CHECKED

$$F(h, \phi) = F(h, 0) + \phi F_1$$

$\uparrow$  NUMBER OF COUNTS AT H IN A SAMPLE WITH  $\phi =$  FILLING FACTOR  
 $\sim F_0$

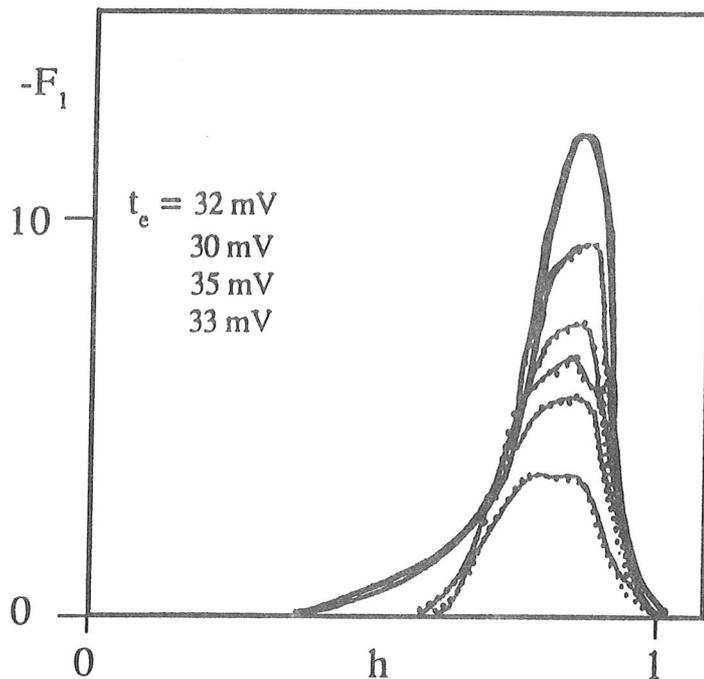


OF THE THEORY. Fig. 7 : Fractional number of normal spheres  $F_{exp}(h, \phi)$  as function of the filling factor  $\phi$  (for two values of the electronic threshold  $t_e$  and of the applied field  $H_{app} = 2/3 \cdot h \cdot H_{SH}$ ).

C.B.I

RESULTS: GOOD AGREEMENT.

— THEORY  
— EXPERIMENT

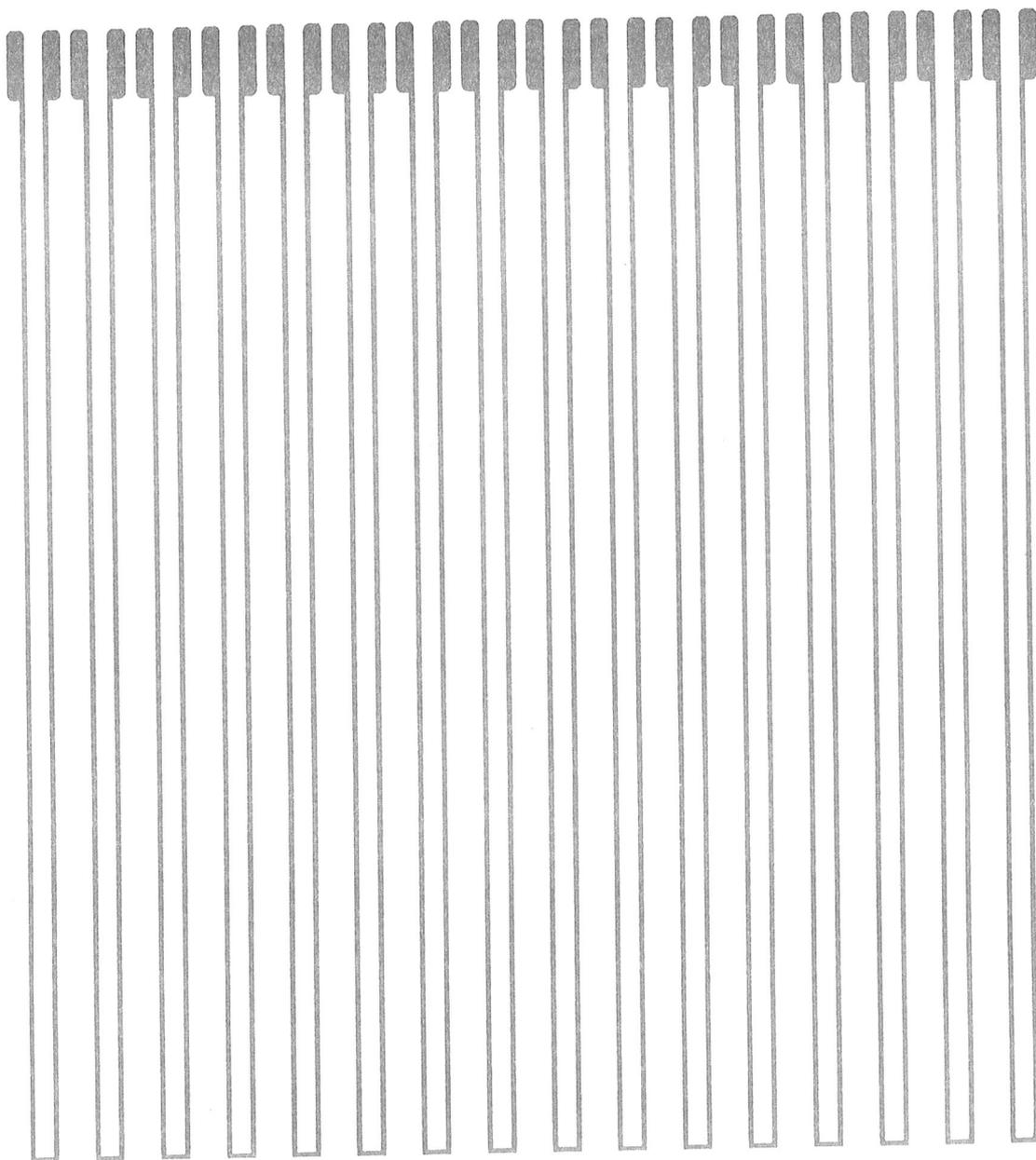


∴ Experimental determinations of the function  $F_1(h)$  for different values of electronic threshold  $t_e$  (dotted lines) compared to its theoretical evaluation (full line).

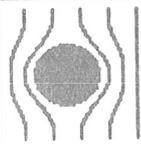
→ MESOSCOPY OF MACROSCOPIC DISORDER

→ GRANULE: TEST OF QUALITY

↳ ZERO-GRAVITY PREPARATION  
(with B. TURRELL - Vancouver)



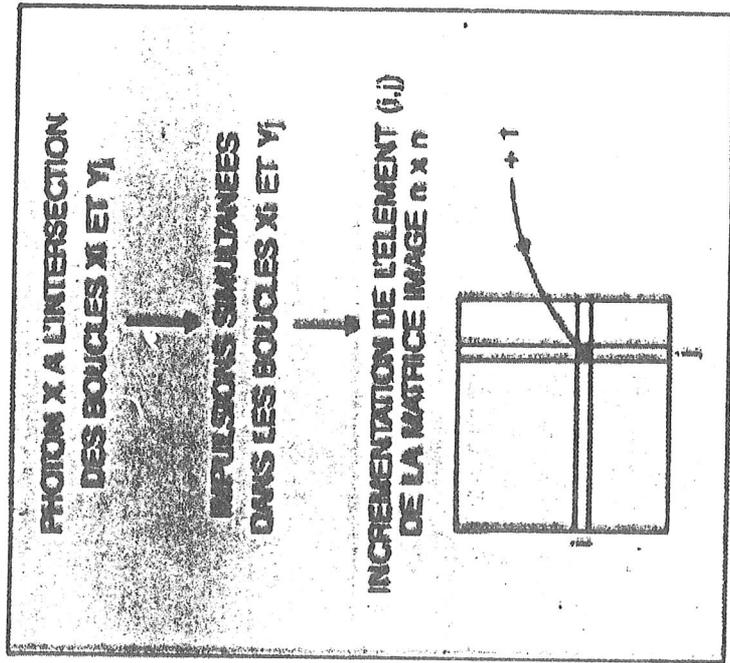
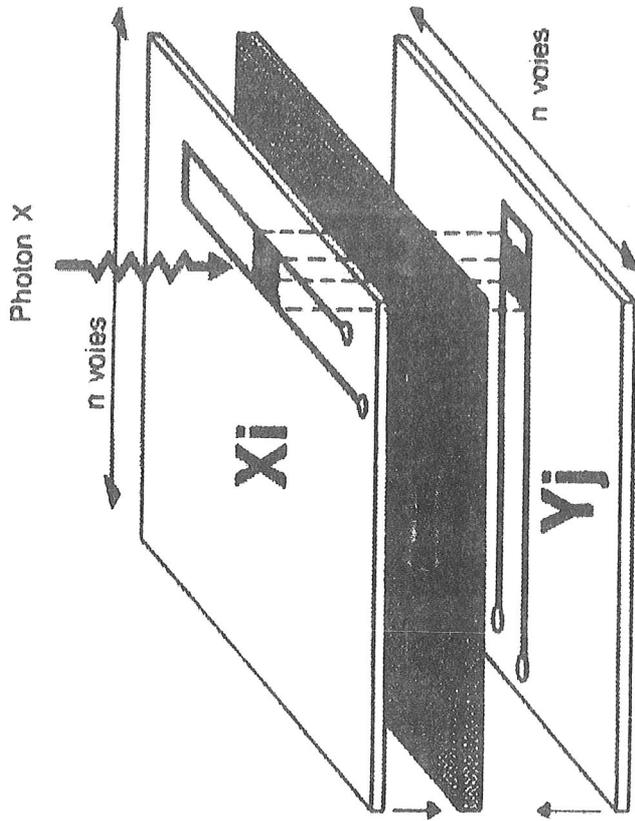
5 2 5  $\mu$     0 4 / 9 1

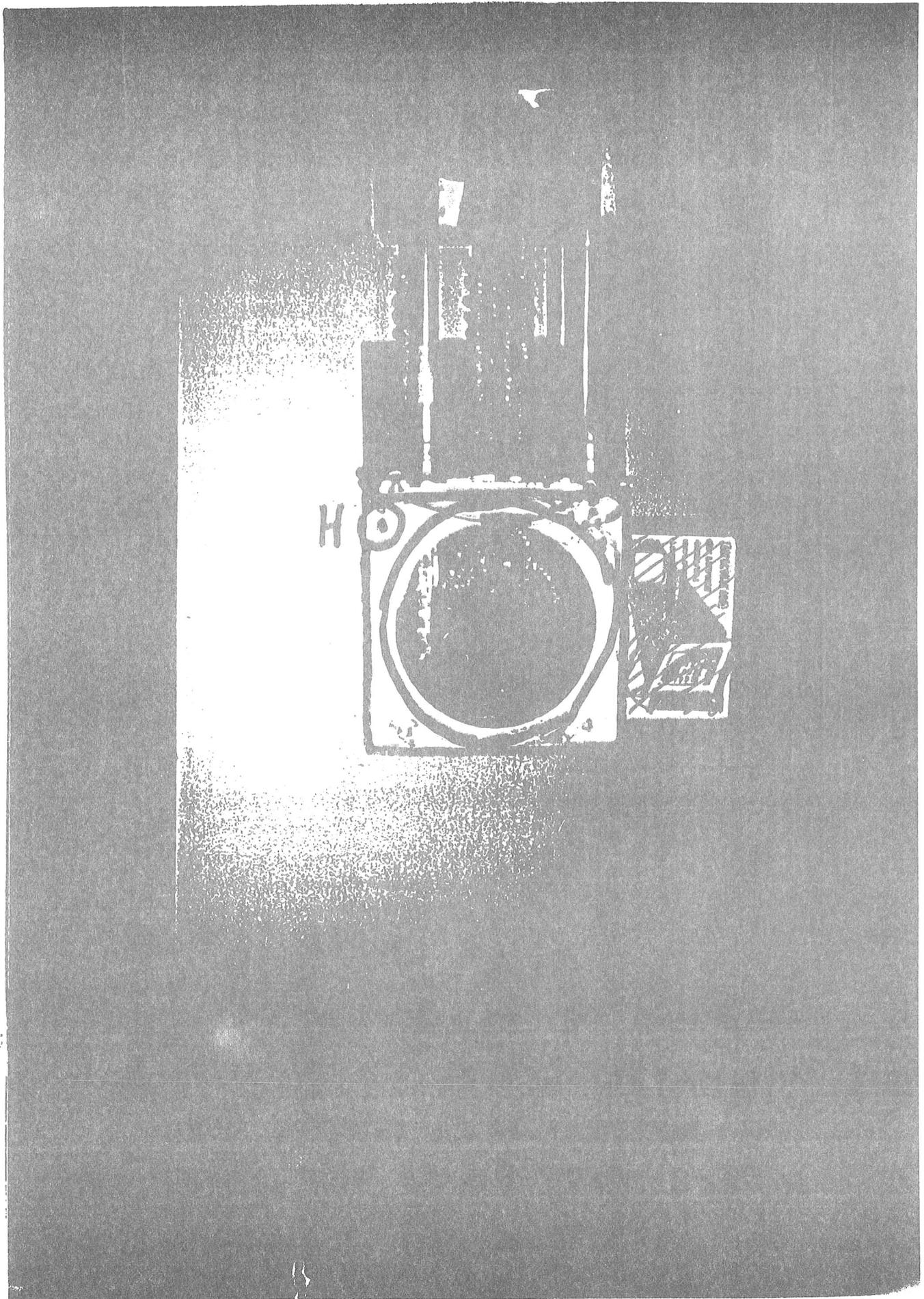
	<b>Groupe de Physique des Solides</b> <small>associé aux universités PARIS 7 - PARIS 6 et au CNRS</small>	
	<b>Equipe supraconducteurs métastables</b>	
<b>Boucles 16 X16</b> Largeur Interne : 525 $\mu$	disquette <b>Limagne 4</b>	<b>22/04/91</b>

# CAPTEUR DE RAYONS X A GRAINS SUPRACONDUCTEURS

PRINCIPE (suite)

DETECTEUR CARRE



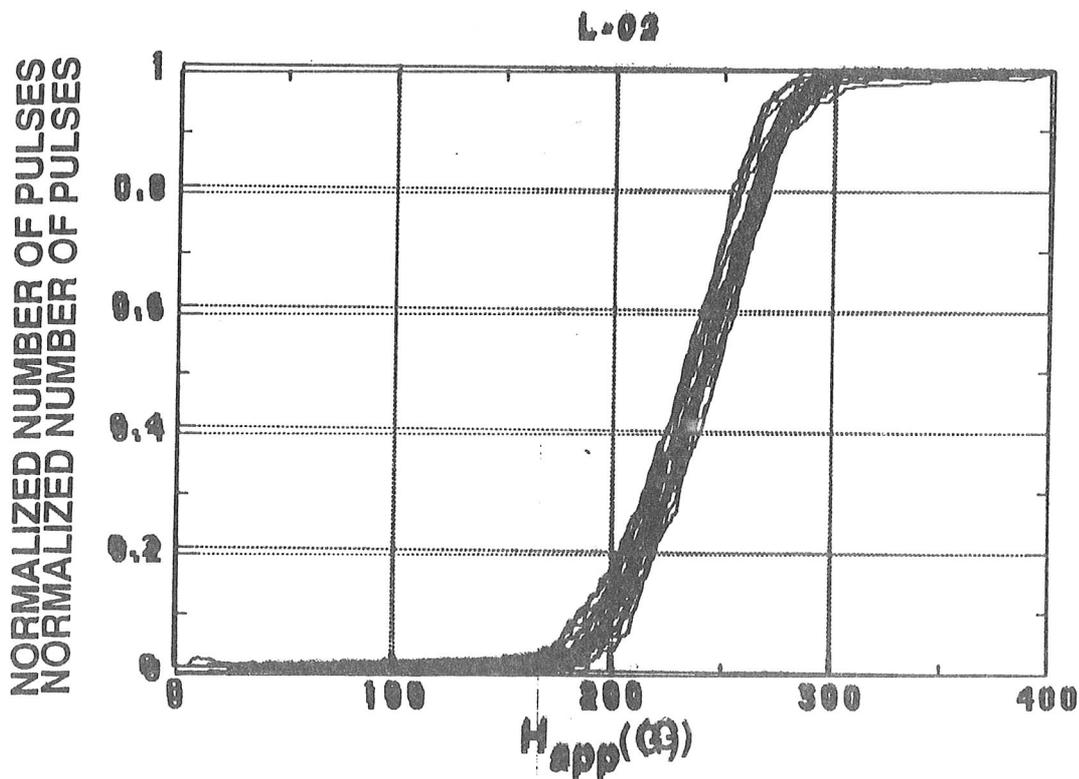


16x16 pixels

16 consecutive pixels

T 2.17 K

Sn  $15 < \phi < 33 \mu\text{m}$ ;  $f = 20\%$



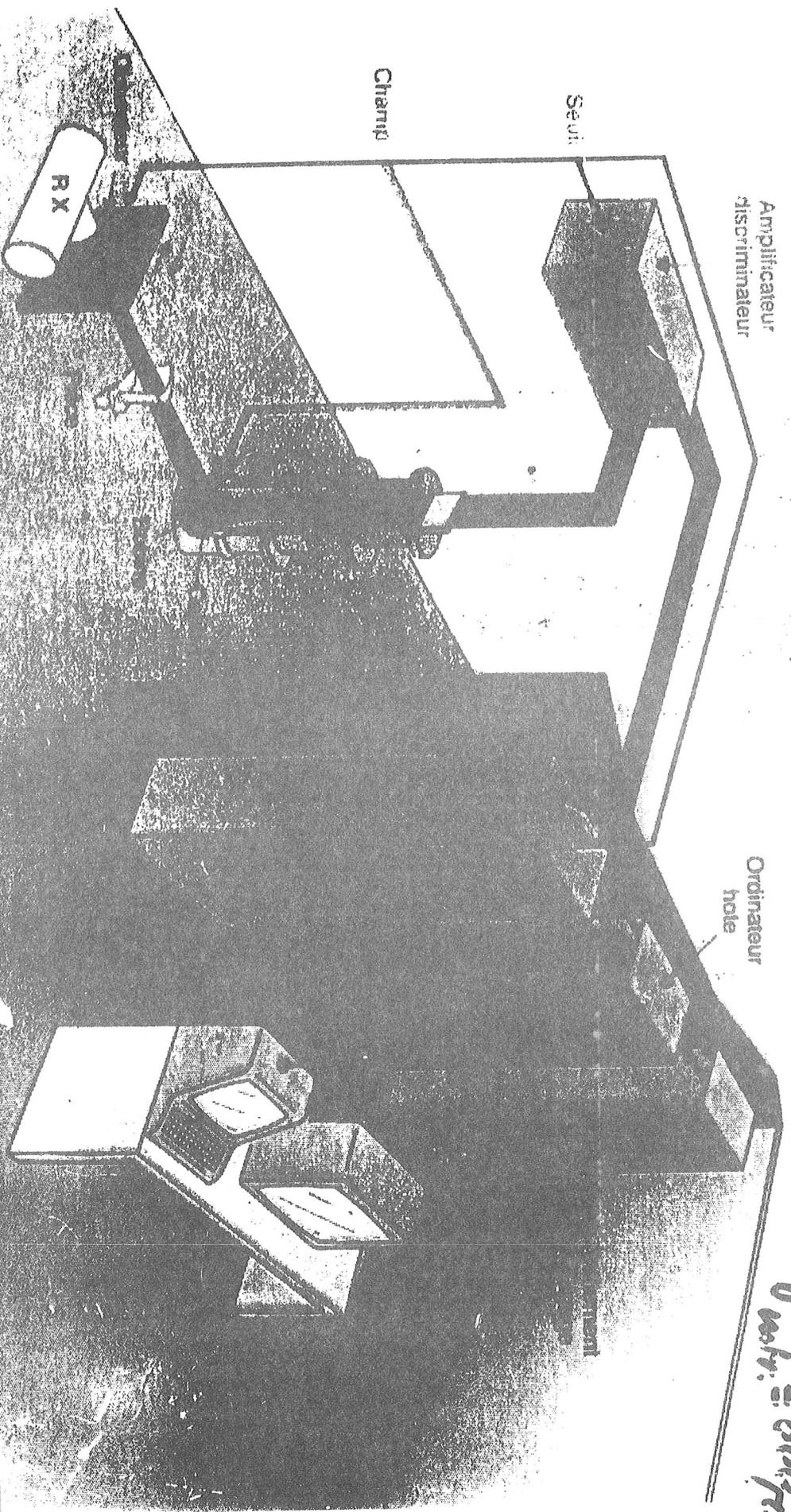
+ 16 others!

HOMOGENEITY IS PROVEN AT A  
SUB-MILLIMETRIC SCALE:

- THE SUPERHEATED CURVE IS  
A TRUE FEATURE OF THE SUSPENSION
- $\gamma_0$  DETECTION BY IN GRANULES
- HIGHER ENERGY RES. POSSIBLE
- IMAGING.

# CAPTEUR DE RAYONS X A GRAINS SUPRACONDUCTEURS

## SCHEMA DU SYSTEME



*61x 81 mm<sup>2</sup>*  
*256 wires*  
*(128 x 128 pixels)*  
*V<sub>work</sub> = 600V*

PATHEON  
 BOUAK - COTE D'IVOIRE

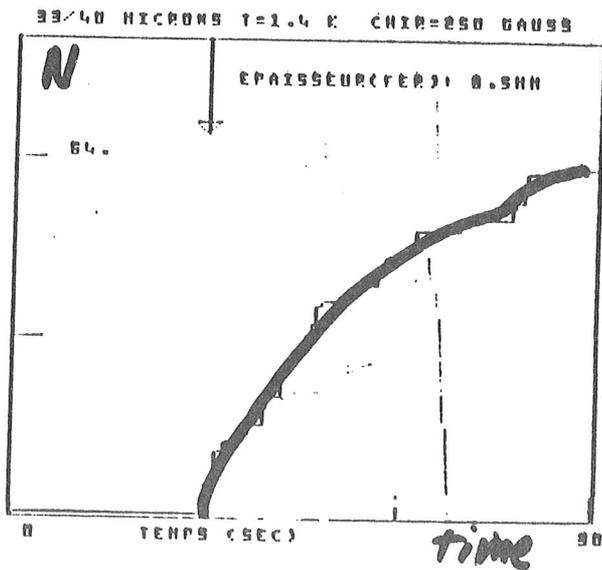
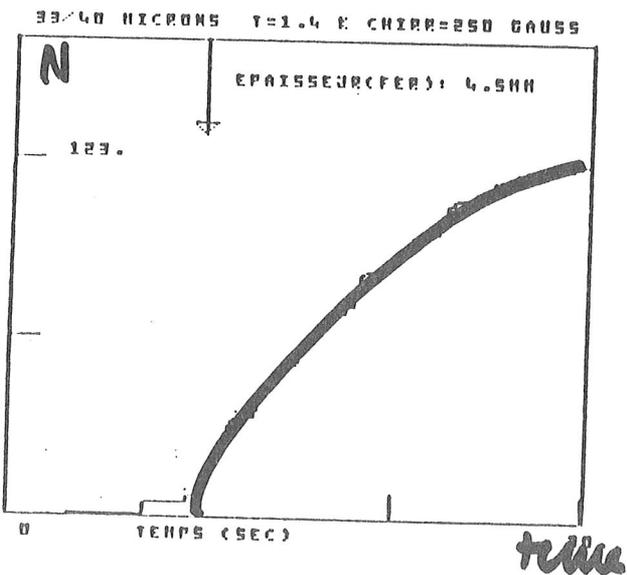
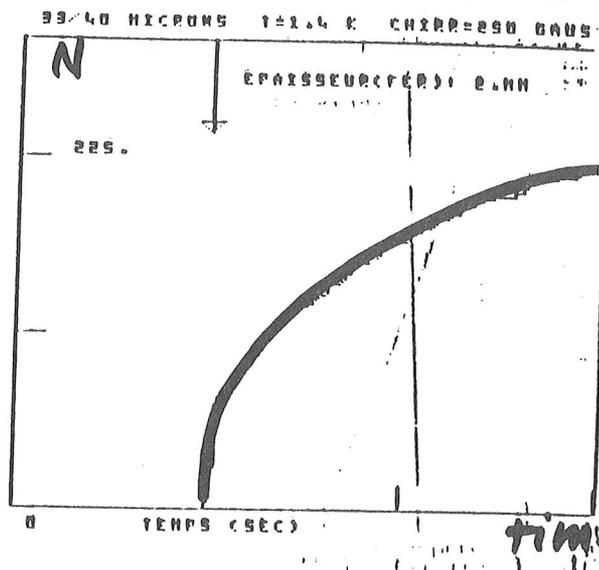
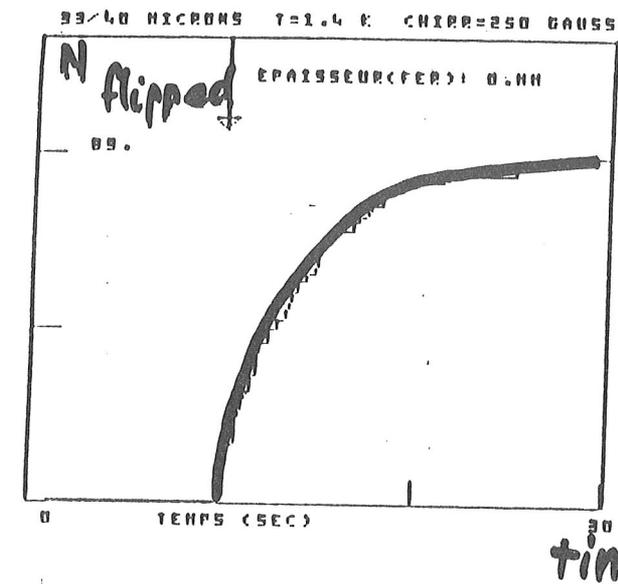


Fig 5-16 Variation des courbes d'irradiation en fonction de l'épaisseur des plaques de fer intercalées entre tube et le cristal.

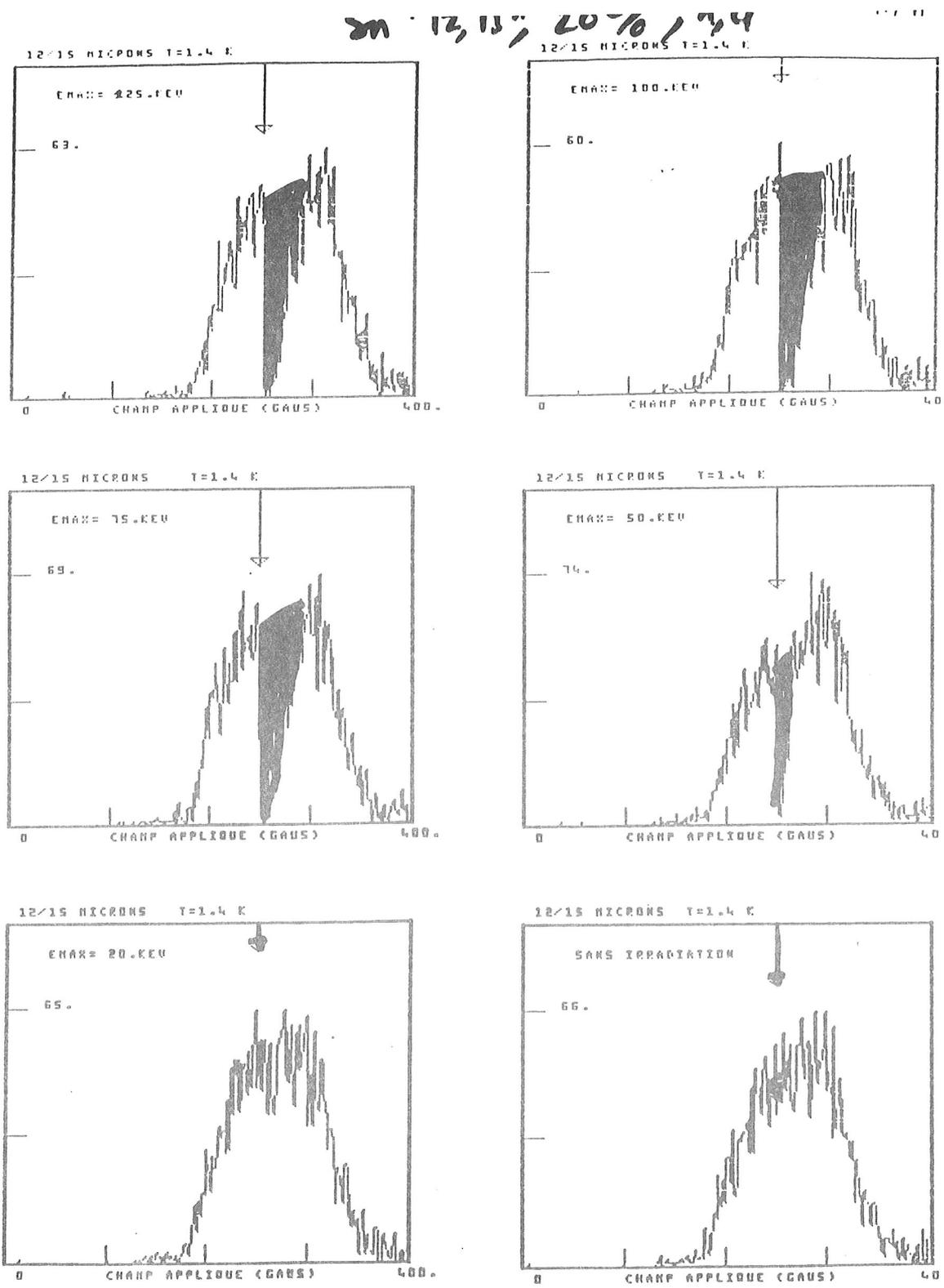


Fig 5-10 a : surchauffe avec irradiation a differentes energies Emax

Fig 5-10: Courbes de surchauffe à différentes valeurs de l'énergie maximum Emax des photons émis par le tube.

- a- collection 12/15 microns.
- b- collection 17/25 microns.
- c- collection 33/40 microns.

# Sn 17.25, 20%, 1.4K

1170

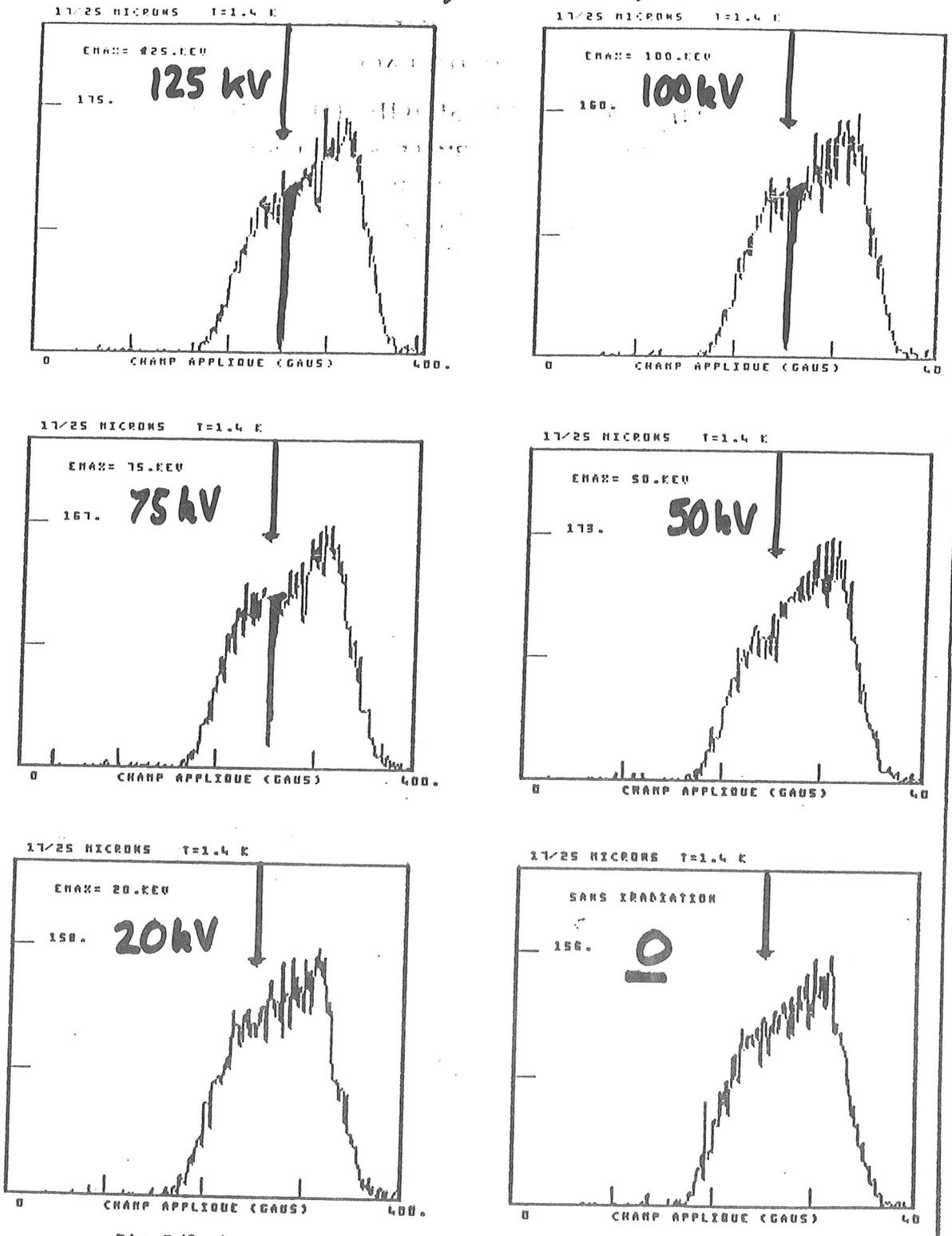
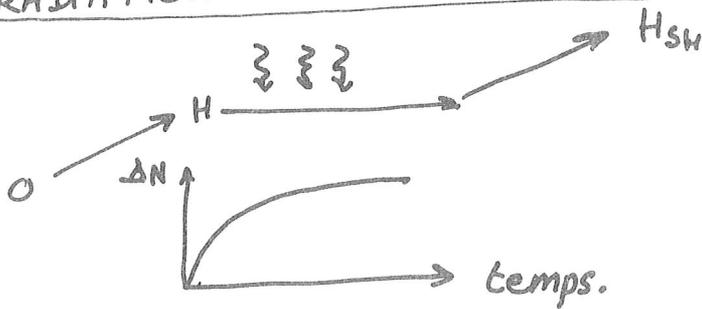


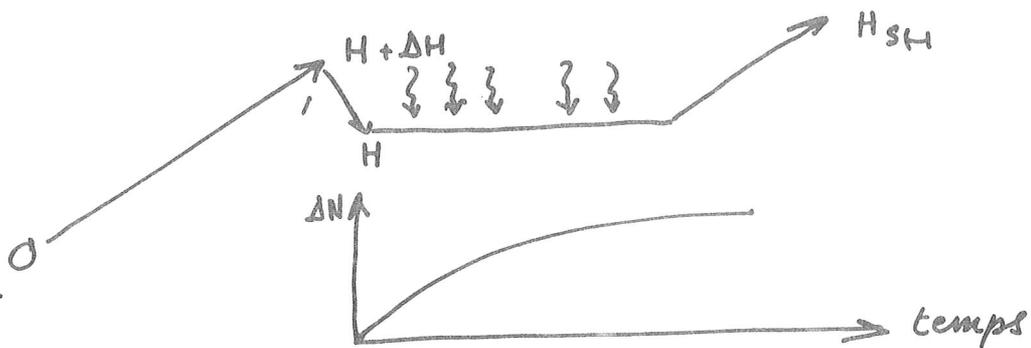
Fig 5-10 B

LES DEUX MODES D'UTILISATION.

1 - IRRADIATION INTERMITTENTE

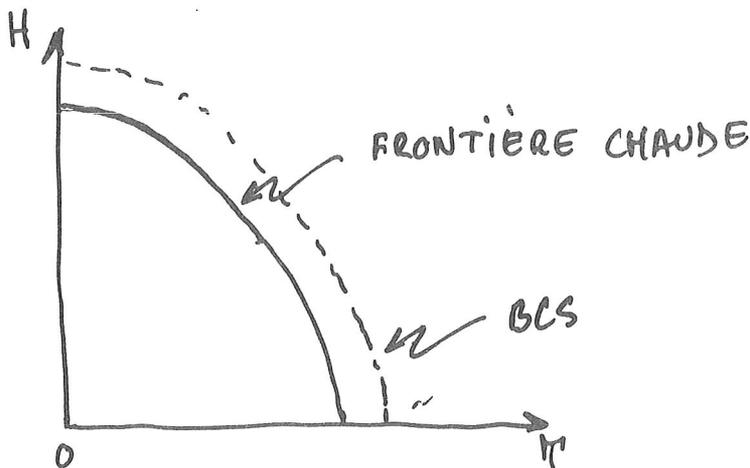


1 bis: CREATION D'UNE BARRIÈRE D'ENERGIE (SEUIL



QUAND APRES IRRADIATION ON ELEVE  $H$ , LES PREMIERS GRAINS QUI BASCULENT CORRESPONDENT AUX ENERGIES LES PLUS BASSES.

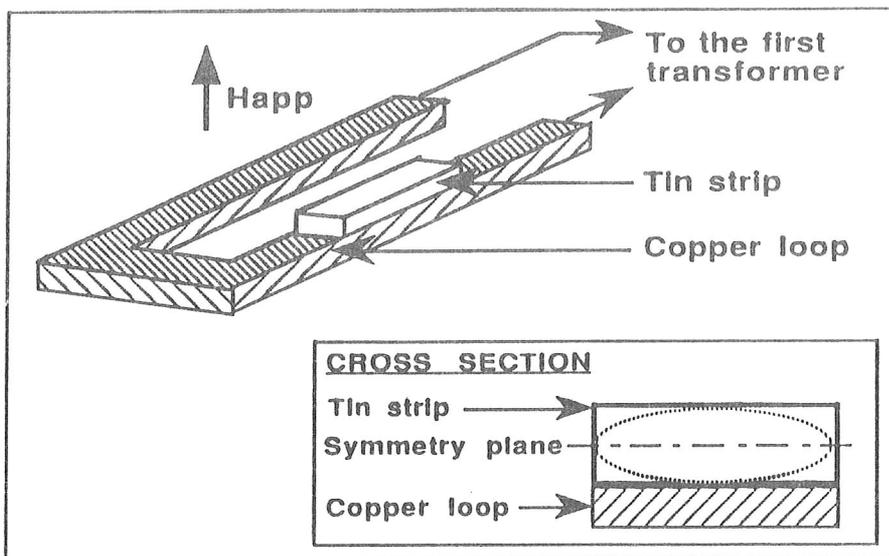
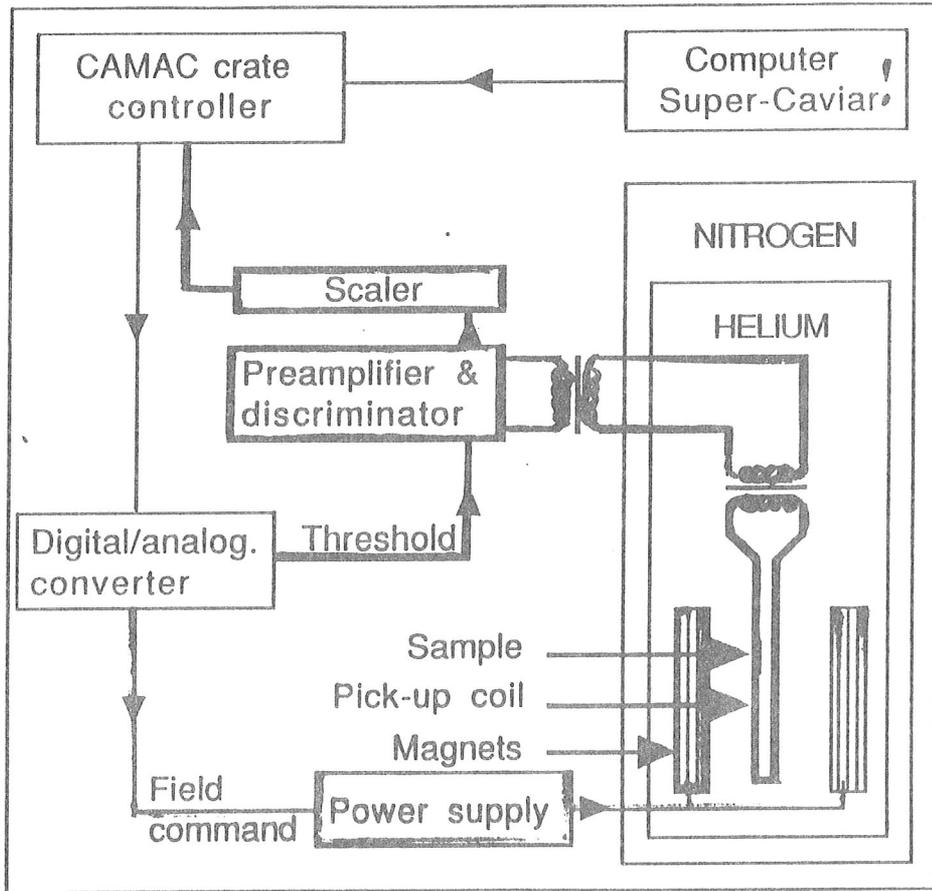
2 - IRRADIATION PERMANENTE



LES PREMIERS GRAINS QUI BASCULENT SONT JUSTE SOUS LA "FRONTIERE CHAUDE" ILS CORRESPONDENT AUX PERTES LES PLUS GRANDES

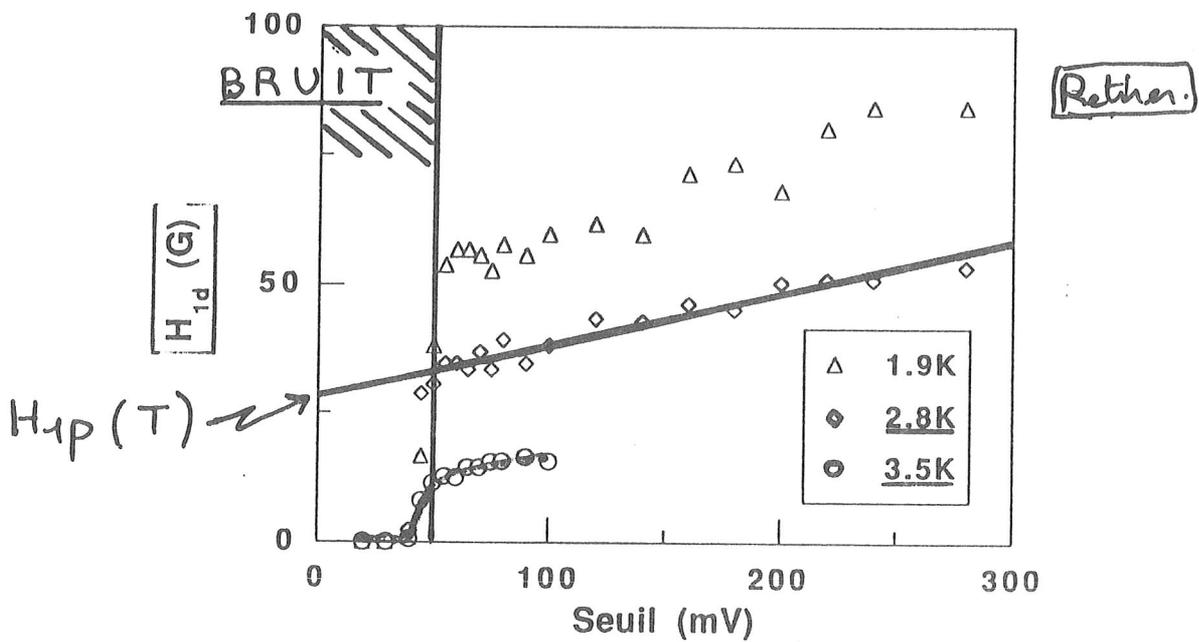
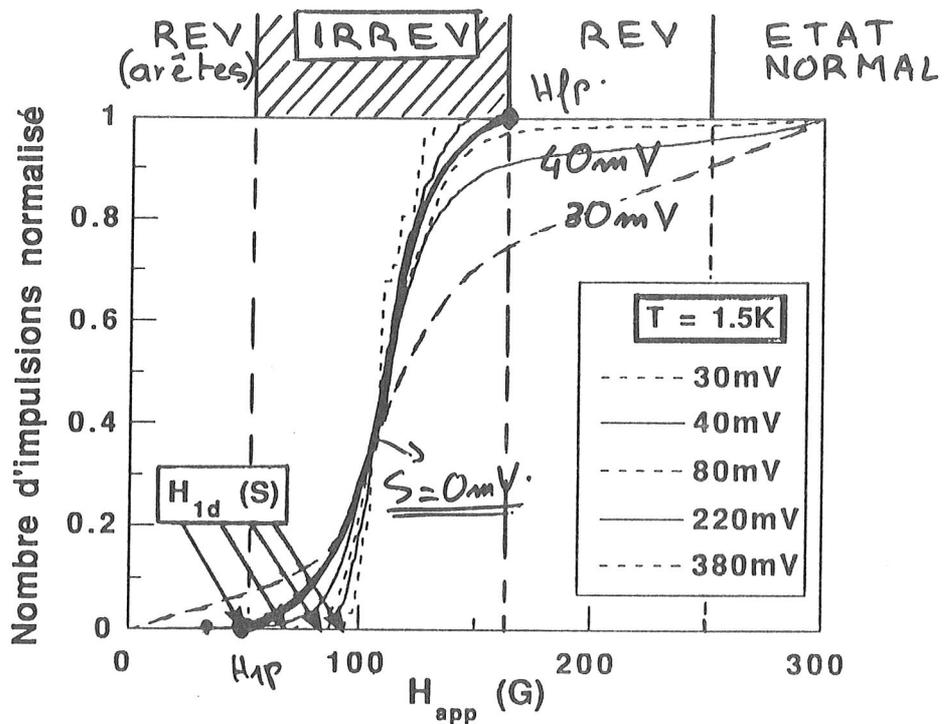


# EXPERIMENTAL SET-UP



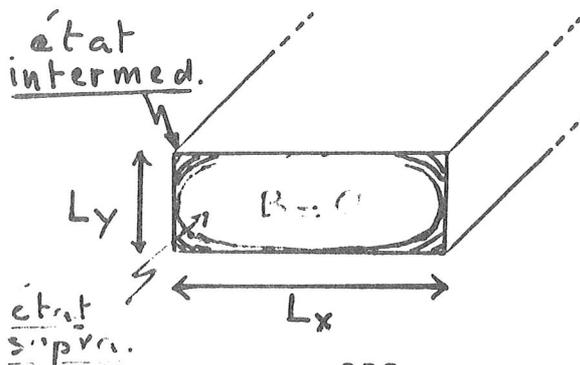
$L_x = 580 \mu\text{m}$   
 $L_y = 30 \mu\text{m}$   
 $L_z = 2 \text{ cm}$

# DEBUT DE LA PENETRATION



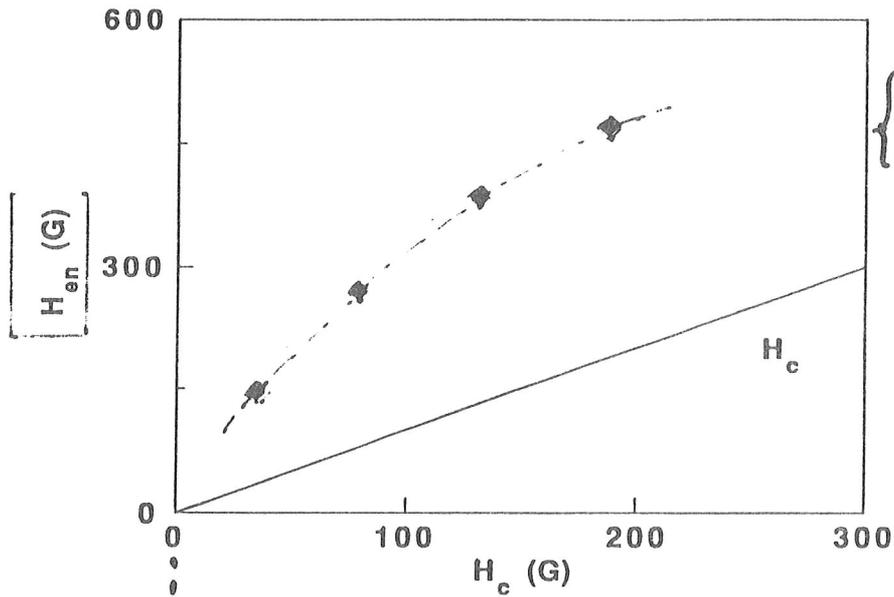
$H_{1p}(T) \neq 0G$

# CHAMP MAGNETIQUE A L'EQUATEUR CORRESPONDANT AU PREMIER DOMAINE NORMAL



$$D_{geom} = \frac{L_x}{L_x + L_y}$$

$$B=0 \Rightarrow H_{en} = \frac{H_{IF}}{1 - D_{geom}}$$

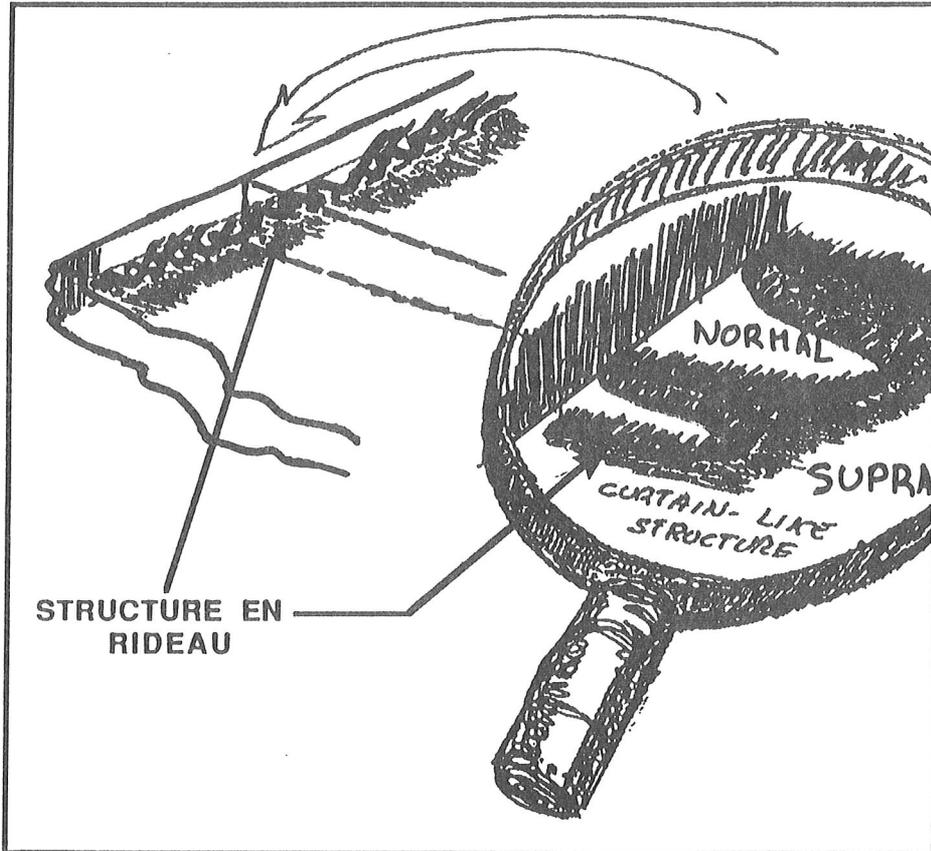


$L_x = 585 \mu m$   
 $L_y = 35 \mu m$



encadrer:

- 1)  $H_{en} > H_c \Leftrightarrow$  Une barrière d'énergie a été franchie.
- 2)  $H_{en}$  ne varie pas linéairement avec le champ critique thermo.  $H_c$



LA TRANSITION VERS L'ETAT NORMAL  
SE DERoule EN DEUX ETAPES:

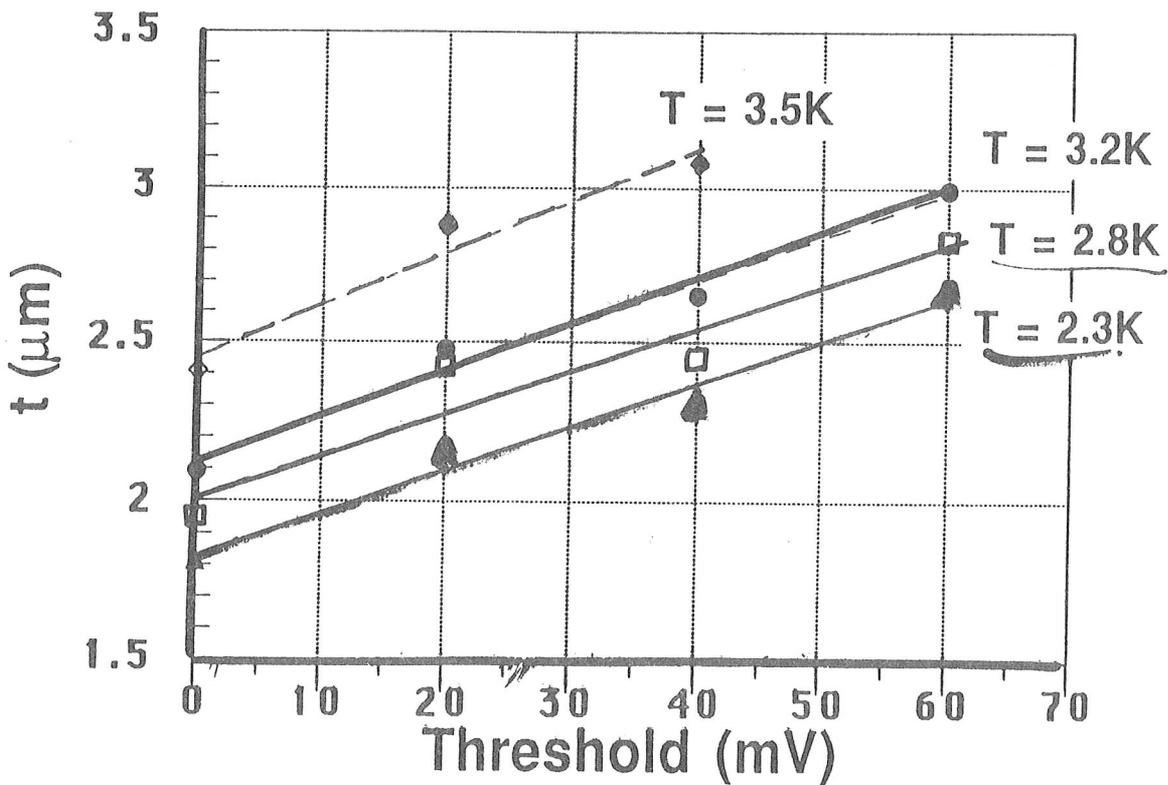
- 1) REVERSIBLE - installation de l'état  
intermédiaire sur  
les arêtes  
(pas de signal)
- 2) IRREVERSIBLE - pénétration de  
domaines normaux  
(détecté)

$H_{yp}(T)$  est champ appliqué pour lequel le  
premier domaine normal pénètre irréversiblement

THE MEANING OF  $t$ :

$$t = \left( \frac{H_{en} - H_c}{H_c} \right)^2 \frac{\pi^2 L_y^2}{4 L_x}$$

relative height barrier in energy / unit volume      geometrical factor.



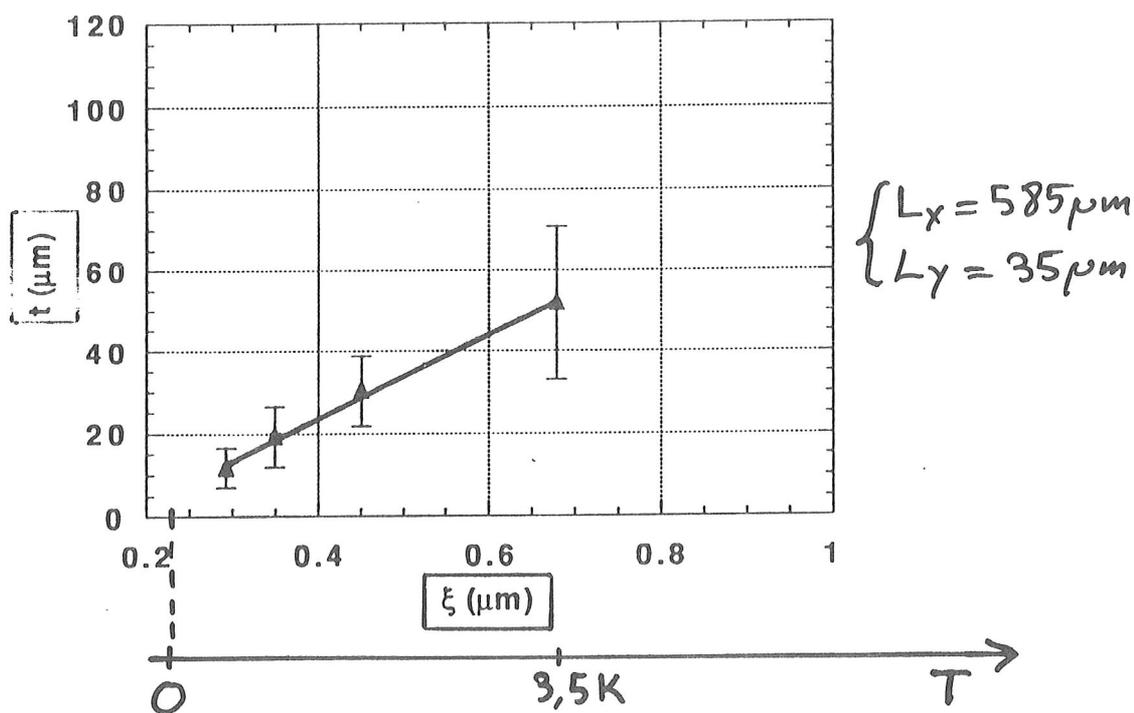
● THE FIRST DETECTED PULSE FOR A GIVEN THRESHOLD IS PROPORTIONAL TO THIS THRESHOLD

● AT ZERO THRESHOLD  $t \neq 0$   
THERE IS AN INTRINSIC MINIMUM TUBE TO OVERCOME THIS ENERGY BARRIER.

# DEPENDANCE EN TEMPERATURE DE LA LARGEUR "t"

longueur de cohérence :  $\xi = \frac{\xi_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2}}$

$\xi_0 = 0,23 \mu\text{m}$

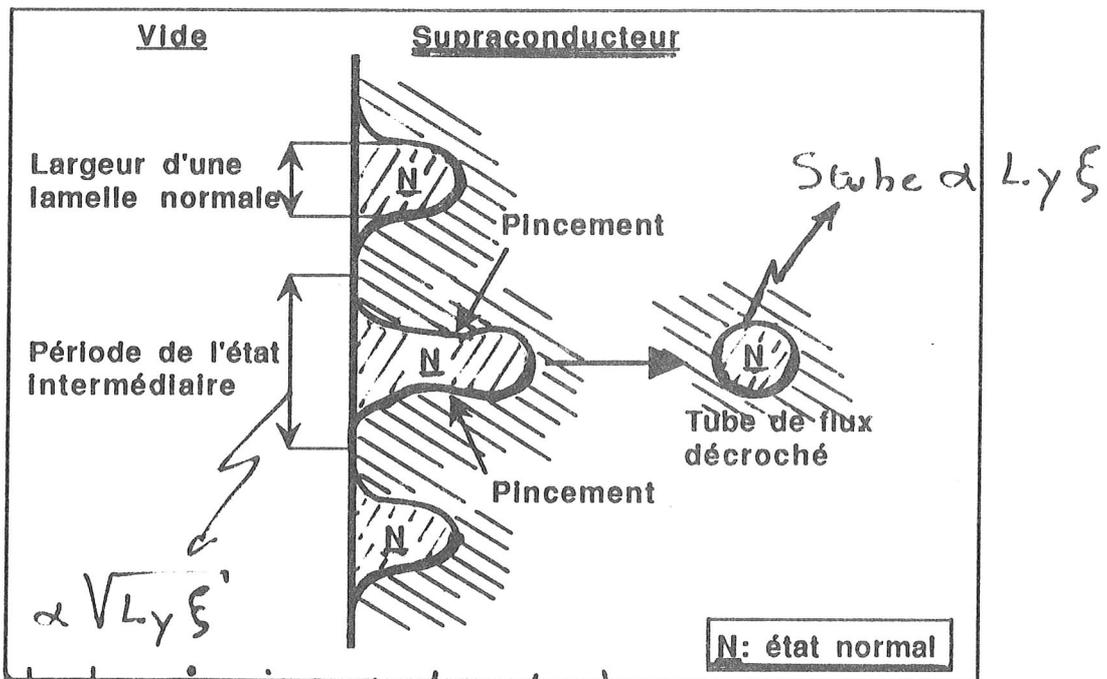


- $t$  est une fonction linéaire de  $\xi$
- $t(T) \simeq 50 \xi(T)$

Problème : ce n'est pas une lamelle  
mais un tube qui pénètre!

model de J.R. Clem et al.:

## EXTENSION AU CAS A 3 Dimensions



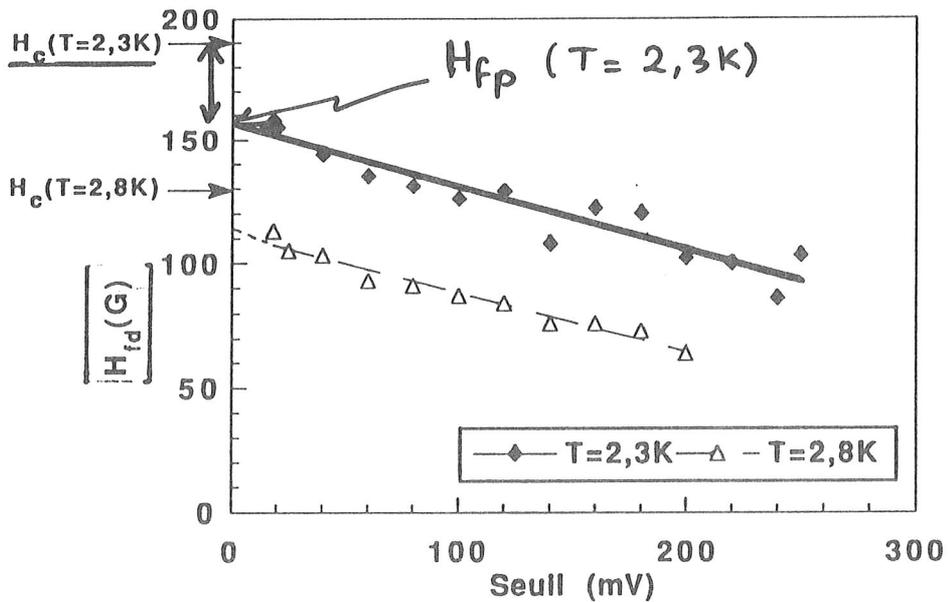
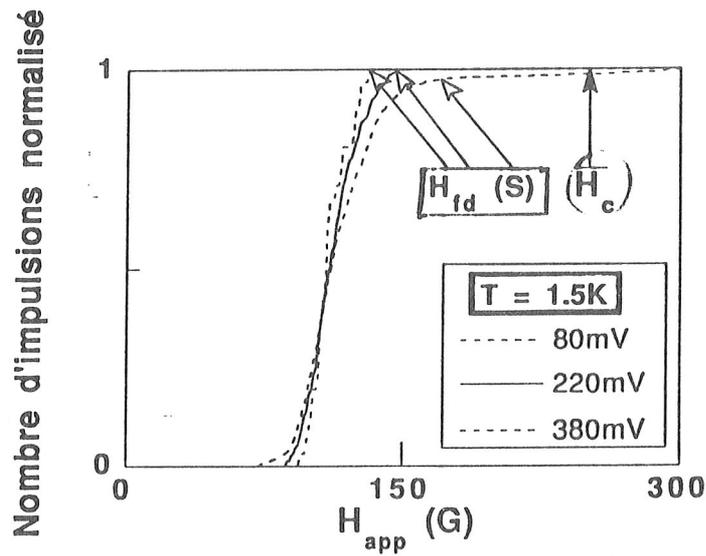
(Modèle laminaire de Landau)

$\left. \begin{array}{l} \text{pincement} \Rightarrow \text{Stube} \propto Ly\xi \\ \text{nous mesurons } t \propto \xi \end{array} \right\} \Rightarrow t \text{ remplacé par Stube}$

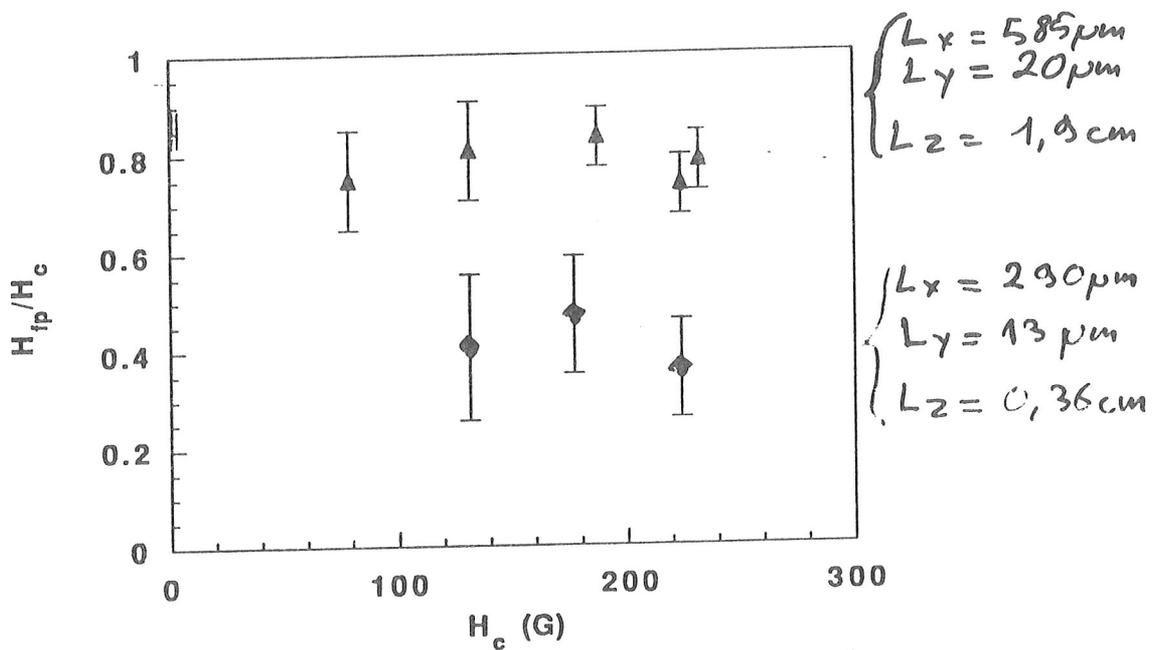
$$t = \left( \frac{H_{en} - H_c}{H_c} \right)^2 \frac{\pi L_x^2}{4Ly} \rightarrow \text{Stube} = \left( \frac{H_{en} - H_c}{H_c} \right)^2 L^2$$

En fait, nous mesurons  $\text{Stube} \propto \xi$

# FIN DE LA PENETRATION irreversible



$H_{fp} < H_c \Rightarrow$  la fin de la pénétration irréversible précède la fin de la transition



-  $H_{fp}/H_c$  indépendant de  $T \Rightarrow$   
déterminé par la géométrie

• lors du balayage, entre  $H_{fp}$  et  $H_c$  tout  
l'échantillon n'a pas transité : il existe  
une surface non détectée.

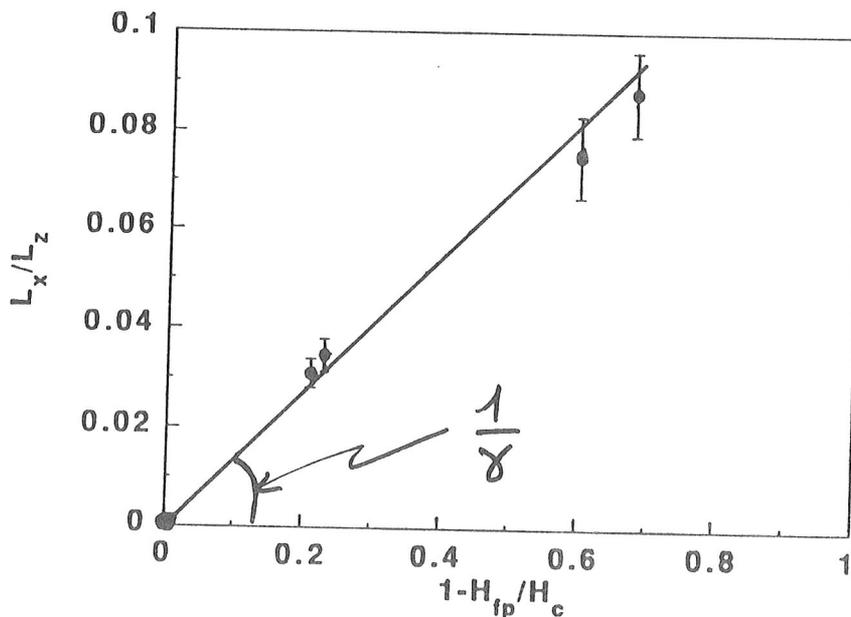
## SURFACE DONT LA TRANSITION N'EST PAS DETECTÉE

- Surface à l'état normal =  $\frac{H_{fp}}{H_c} L_x L_z$

- Surface supraconductrice =  $S_{\text{non detect}} = (1-h) L_x L_z$  (1)

hypothèse :  $S_{\text{non detect}} = \gamma L_x^2$  (2)

(1) et (2)  $\Rightarrow \frac{L_x}{L_z} = \frac{1}{\gamma} \left( 1 - \frac{H_{fp}}{H_c} \right)$



-  $\gamma = 7,3 \Rightarrow$  le champ  $H_{fp}$  est déterminé par le rapport  $L_x/L_z$  et par  $H_c$

-  $S_{\text{non detect}}$  est proportionnelle au carré de la largeur du barreau.

R. P. Huebener et R.T. Kampwirth phys stat sol 13, 255 (1968)

Indium

$L_x = 160 \mu\text{m}$   
 $L_y = 5,5 \mu\text{m}$   
 $L_z = 4500 \mu\text{m}$

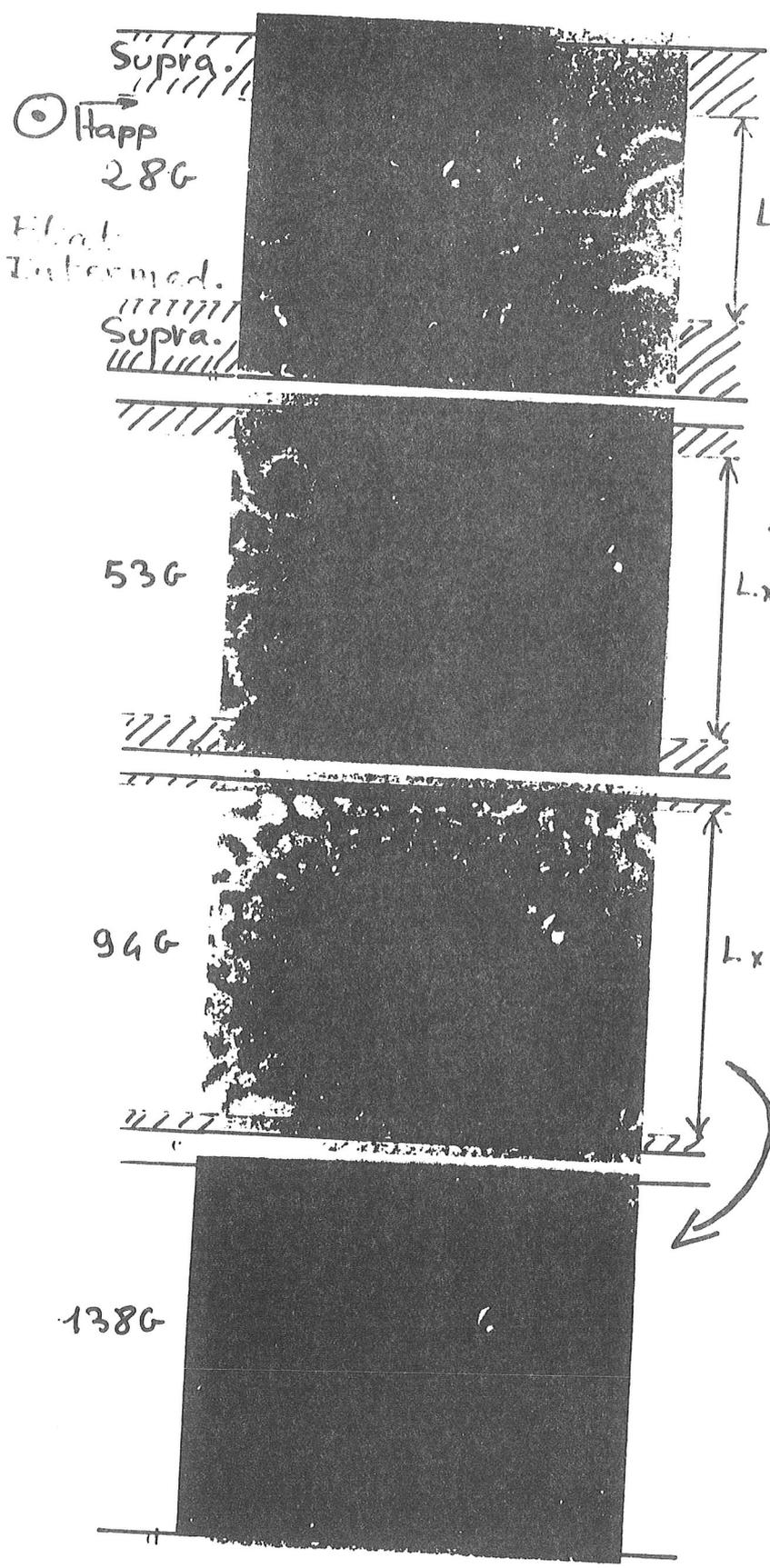
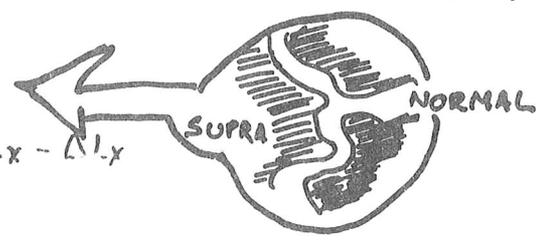


IMAGE MAGNETO-OPTIQUE:



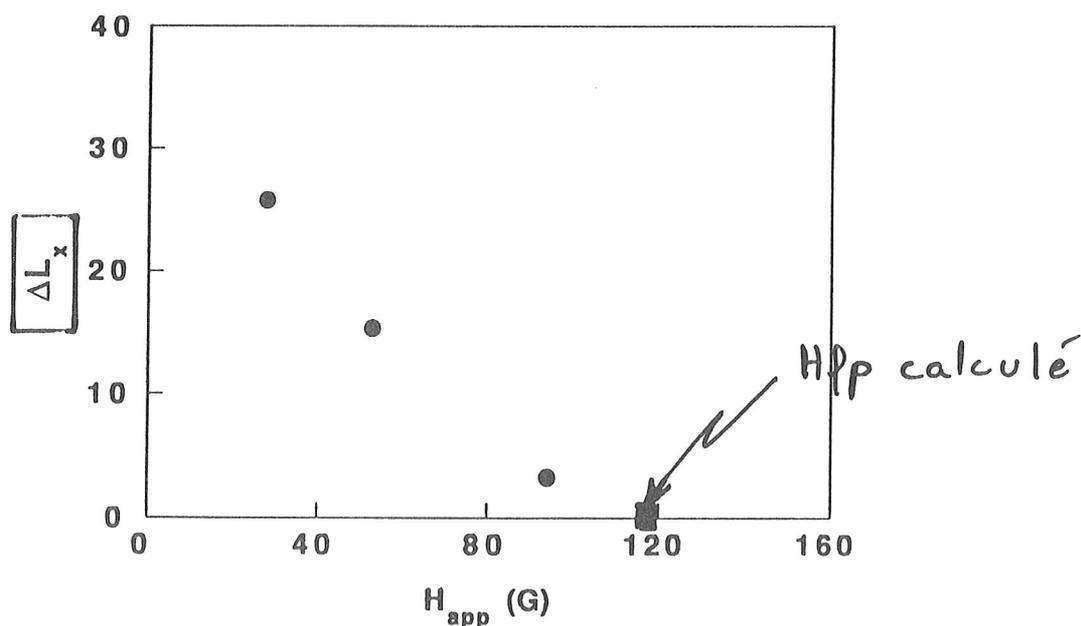
Disparition des bandes supracond.

$H_c = 160\text{G}$

# LARGEUR DE LA BANDE SUPRA. EN CHAMP MAGNETIQUE CROISSANT

$$H_{fp} = H_c \left( 1 - 7,3 \frac{L_x}{L_z} \right) \text{ calculé avec } \begin{cases} L_x, L_z, H_c & \text{Huebener} \\ \gamma = 7,3 \end{cases}$$

largeur de la bande supra:



- $H_{fp}$  coïncide avec l'extrapolation de la courbe à  $\Delta L_x = 0$
- Fin de la pénétration irréversible  $\Leftrightarrow$  ?  
disparition des bandes supraconductrices