

RÉALISATION D'UN APPAREIL POUR DES MESURES D'ORIENTATION NUCLÉAIRE A BASSE TEMPÉRATURE. APPLICATION A L'ALLIAGE NÉODYME-COBALT

Sommaire :

Nous décrivons des expériences au cours desquelles nous avons étudié l'anisotropie de rayonnements γ émis par des noyaux orientés. Nous avons utilisé les grands champs hyperfins agissant sur les noyaux dans les métaux ferromagnétiques pour produire l'alignement à basse température.

Par irradiation nous avons obtenu quelques noyaux de cobalt 60 dans nos échantillons qui furent ensuite refroidis à 0,01 °K. Le degré d'anisotropie du rayonnement γ de 1,33 MeV fut mesuré en fonction de la température de l'échantillon en utilisant l'anisotropie du rayonnement γ de noyaux de cobalt 60 dans un monocristal de cobalt métallique utilisé comme thermomètre.

Le cobalt 60 a été aligné dans un alliage de cobalt-nickel (40% Ni). Le champ hyperfin au niveau du cobalt a été mesuré par rapport au champ effectif dans le cobalt métallique:

$$H_{\text{eff Co Ni}} / H_{\text{eff Co métallique}} = 0,71 \pm 0,12$$

Ces résultats sont en bonne concordance avec les mesures de chaleur spécifique effectuées par Arp, Edmonds et Petersen.

Le cobalt 60 a été polarisé dans un alliage de neodyme et de cobalt (NdCo_2). Le champ au niveau du cobalt dans NdCo_2 a été mesuré par rapport au champ dans le cobalt métallique ($H = 193\,000 \pm 20\,000$ oe) et en tenant compte de la non-saturation, nous avons obtenu:

$$165\,000 \text{ oe.} < H_{\text{eff NdCo}_2} < 220\,000 \text{ oe.}$$

1966

68 pages.

Commissariat à l'Energie Atomique — France.

CONSTRUCTION OF AN APPARATUS FOR NUCLEAR ORIENTATION MEASUREMENTS AT LOW TEMPERATURES. APPLICATION TO NEODYMIUM-COBALT ALLOY

Summary :

We describe experiences along which has been studied the anisotropy of γ radiations emitted by oriented nuclei. We have used the great hyperfine fields acting on nuclei in ferromagnetic metals so as to produce alignment at low temperature.

By irradiation we obtained a few cobalt 60 nuclei in our samples which were then cooled down to 0,01 °K. The anisotropic rate of the 1,33 MeV γ radiation was measured in function of the sample temperature, using as thermometer the anisotropy of γ radiation emitted by cobalt 60 nuclei in a cobalt single crystal.

Cobalt 60 was lined up in a cobalt nickel alloy (40% Ni). The hyperfine field at the cobalt was measured compared to the effective field in metallic cobalt:

$$H_{\text{eff Co Ni}} / H_{\text{eff Co metal}} = 0,71 \pm 0,12$$

These results are in good agreement with specific heat measurements of Arp, Edmonds and Petersen.

Cobalt 60 has been polarised in a neodymium-cobalt alloy (NdCo_2). The field at the cobalt in NdCo_2 has been measured compared to the field in metallic cobalt and taking the non-saturation into account we found

$$165\,000 \text{ oersteds} < H_{\text{eff NdCo}_2} < 220\,000 \text{ oersteds}$$

1966

68 pages.

Commissariat à l'Energie Atomique — France.

PREMIER MINISTRE

CEA - R 2987

MINISTÈRE DE L'ÉDUCATION NATIONALE

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES ET TECHNIQUES NUCLÉAIRES

**RÉALISATION D'UN APPAREIL
POUR DES MESURES D'ORIENTATION
NUCLÉAIRE A BASSE TEMPÉRATURE
APPLICATION A L'ALLIAGE NÉODYME-COBALT**

par

Eric MAYER

Rapport CEA - R 2987

**CENTRE D'ÉTUDES
NUCLÉAIRES DE GRENOBLE**

Les rapports du COMMISSARIAT A L'ÉNERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIII^e.

The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 16, rue Lord Byron, PARIS VIII^e.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR INGÉNIEUR

PAR

Eric MAYER

Ingénieur I.E.G., licencié es Sciences

PREMIÈRE THÈSE

**Réalisation d'un appareil pour des mesures d'orientation
nucléaire à basse température
Application à l'alliage néodyme-cobalt**

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 22 octobre 1965 devant la Commission d'examen

MM. le Doyen L. WEIL

B. DREYFUS

F. BERTAUT

J. KEYSTON

Président

} Examinateurs

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à M. le Professeur L. WEIL pour l'appui bienveillant qu'il m'a accordé tout au long de ce travail.

J'adresse mes vifs remerciements à M. le Professeur DREYFUS pour ses conseils et l'aide qu'il n'a cessé de me prodiguer.

Je suis heureux de remercier M. le Professeur LACAZE de l'intérêt qu'il a porté à cette étude.

Je suis très sensible à l'honneur qu'a bien voulu m'accorder M. BERTAUT, directeur de Recherche au Centre National de la Recherche Scientifique, en acceptant de faire partie du Jury.

Je témoigne de ma profonde gratitude à M. KEYSTON dont la compétence, l'inlassable sollicitude et l'amitié m'ont toujours été du plus grand secours.

Qu'il me soit enfin permis d'associer dans une même pensée amicale tous mes camarades du Laboratoire, chercheurs et techniciens qui ont contribué de près ou de loin à la réussite de ce travail.

Ce travail a été accompli avec l'aide du Commissariat à l'Energie Atomique, au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures du Centre National de la Recherche Scientifique, dirigé par M. le Doyen L. WEIL.

LISTE DES PROFESSEURS

Doyens honoraires

M. FORTAT P.

M. MORET L.

Doyen

M. WEIL Louis

Professeurs titulaires

MM. NEEL L.	Magnétisme et Physique du Solide
HEILMANN R.	Chimie Organique
KRAVCHENKO J.	Mécanique Rationnelle
CHABAUTY	Calcul différentiel et intégral
PARDE	Potamologie
BENOIT	Radioélectricité
CHÈNE	Chimie Papetière
BESSON	Electrochimie
WEIL	Thermodynamique
FELICI	Electrostatique
KUNTZMANN	Mathématiques appliquées
BARBIER R.	Géologie appliquée
SANTON	Mécanique des fluides
OZENDA	Botanique
FALLOT	Physique Industrielle
GALVANI	Mathématiques
MOUSSA	Chimie Nucléaire
TRAYNARD	Chimie
SOUTIF	Physique
CRAYA	Hydrodynamique
REULOS	Théorie des Champs
AYANT	Physique Approfondie
GALLISSOT	Mathématiques Appliquées
M ^{lle} LUTZ	Mathématiques
MM. BLAMBERT	Mathématiques
BOUCHEZ	Physique Nucléaire
LLIBOUTRY	Géophysique
MICHEL	Géologie et Minéralogie
BONNIER	Electrochimie
DESSAUX	Physiologie Animale
PILLET	Electrotechnique
DEBELMAS	Géologie
GERBER	Mathématiques
PAUTHENET	Electrotechnique
VAUQUOIS	Mathématiques Appliquées
BUYLE-BODIN	Electronique
KOSZUL	Mathématiques
SILBER	Mécanique des Fluides
DREYFUS	Thermodynamique
VAILLANT	Zoologie
MOUSSINOT	Electronique
BARBIER J.-C.	Physique
KLEIN	Mathématiques
ARNAUD	Chimie
SENGEL	Zoologie
BARJON	Physique Nucléaire
BARNOUD	Bio-synthèse de la Cellulose

Professeurs sans chaire

M ^{me} KOFLER	Botanique
M. GRAUD	Géologie

MM. GIDON	Géologie et Minéralogie
PERRET	Servomécanismes
M ^{me} BARBIER	Electrochimie
M ^{me} SOUTIF	Physique
MM. COHEN	Electrotechnique
BRISSENEAU	Physique
DEPASSEL	Mécanique
GASTINEL	Mathématiques Appliquées
LACAZE	Thermodynamique
GLENAT	Chimie
DUCROS	Minéralogie et Cristallographie
ANGLES D'AURIAC	Mécanique des Fluides
DEGRANGE	Zoologie
BARRA	Mathématiques Appliquées
COUMES	Electronique
GAGNAIRE	Chimie Papetière
PERRIAUX	Géologie
RASSAT	Chimie Systématique
ROBERT	Chimie Papetière
PEBAY-PEROULA	Physique

Professeurs associés

MM. WAGNER	Botanique
NAPP-ZINN	Botanique

Maîtres de conférences

MM. BIAREZ	Mécanique Physique
DODU	Mécanique des Fluides
HACQUES	Calcul Numérique
LANCIA	Physique Automatique
M ^{me} KAHANE	Physique
MM. POLOUJADOFF	Electrotechnique
DEPOMMIER	Physique Nucléaire
DEPORTES	Chimie
M ^{me} BOUCHE	Mathématiques
MM. DOLIQUE	Electronique
SARROT-REYNAULD	Géologie
CAUQUIS	Chimie Générale
BONNET	Physique Expérimentale
M ^{me} BONNIER	Chimie
MM. KAHANE	Physique Générale
COLOBERT	Physiologie Animale
PAYAN	Mathématiques
BRIERE	Physique Expérimentale
VALENTIN	Physique Générale
LAJEROWICZ	Physique Générale
DEBRE	Métallurgie
BONNETAIN	Chimie Minérale

Maître de Conférences associé

M. RADELLI	Géologie
------------	----------

INTRODUCTION

Le rayonnement émis par un noyau radioactif de spin I n'est pas isotrope : la probabilité d'émission dans une direction donnée dépend de l'angle de cette direction avec le spin I du noyau. Donc, si nous arrivons à rendre anisotrope la répartition des spins d'un ensemble de noyaux radioactifs, la distribution angulaire du rayonnement émis par cette source ne sera plus isotrope.

Dire que la répartition des spins I par rapport à un axe de quantification est anisotrope signifie que les $2I + 1$ sous-niveaux d'énergie nucléaire sont inégalement occupés.

L'application d'un champ magnétique ou d'un champ électrique inhomogène au moment multipolaire des noyaux de spin I rend les $2I + 1$ sous-niveaux distincts en énergie E_m . Pour un ensemble de noyaux en équilibre thermique, les populations a_m de ces sous-niveaux sont définies par une fonction de Boltzmann :

$$a_m = A \exp. - E_m / KT$$

Lorsque la température est telle que :

$$\beta = E(m + 1) - E(m) / KT$$

est petit, les populations a_m sont pratiquement identiques, par contre lorsque β est de l'ordre de l'unité, les populations sont inégales et on dit que l'ensemble de noyaux présente un certain degré d'orientation.

Pour obtenir :

$$\beta = E(m + 1) - E(m) / KT \ll 1$$

il faut que :

$$\frac{\mu H_{eff}}{KT} \ll 1$$

en effet l'énergie des différents sous-niveaux est donnée par :

$$E_m = m \mu H_{eff} / KT$$

où μ est le moment magnétique du noyau de spin I et H_{eff} est le champ agissant sur le noyau.

Si nous considérons un noyau de spin $I = 1$ ayant un moment magnétique de 3 magnetons nucléaires, pour obtenir $\frac{\mu H_{eff}}{KT} \ll 1$ il est nécessaire d'avoir $\frac{H}{T} \ll 10^7$ oe/°K c'est-à-dire un champ magnétique de l'ordre de 10^5 oe et une température de l'ordre de 0,01 °K.

Donc si nous réalisons $\frac{H}{T} \ll 10^7$ oe/°K pour un ensemble de noyaux radioactifs, le système des spins nucléaires sera « orienté » et le rayonnement émis par la source sera anisotrope.

On distingue alors deux types d'orientation nucléaire :

— La polarisation $\uparrow\uparrow$ qui correspond à une concentration des populations dans les sous-niveaux $m < 0$ au détriment de $m > 0$ ou inversement, de sorte qu'il existe un spin résultant sur l'axe de quantification. Le degré de polarisation se mesure à l'aide du coefficient f_1 :

$$f_1 = I_z / I$$

— *L'alignement* $\uparrow\downarrow$ qui correspond à un état d'ordre dans lequel des orientations parallèles et antiparallèles sont également probables, dans ce cas :

$$f_1 = 0 \quad \text{car} \quad a_m = a_{-m}$$

La connaissance de la distribution angulaire du rayonnement γ émis par un système de noyaux orientés permet de déterminer certaines caractéristiques des noyaux émetteurs : le spin, la parité des niveaux, le champ effectif agissant sur le noyau.

Le travail présenté ici porte sur la polarisation de noyaux de Cobalt 60 dissous dans un alliage de NdCO_3 .

CHAPITRE PREMIER

MÉTHODES D'ORIENTATION NUCLÉAIRE

A) MÉTHODES STATIONNAIRES.

Nous avons vu qu'il est nécessaire que les populations des sous-niveaux d'énergie nucléaire soient différentes pour que certaines orientations de spins soient favorisées par rapport à d'autres.

Donc toute méthode permettant de lever la dégénérescence des sous-niveaux magnétiques, combinée à l'application de températures assez basses fournit une orientation nucléaire.

Pour décrire ces méthodes, il est avantageux d'utiliser l'Hamiltonien de spin d'Abragam et Pryce [1]. Sous l'action du champ cristallin interne et du champ magnétique extérieur, les niveaux normalement dégénérés d'un ion, deviennent distincts. Abragam et Pryce ont montré que les niveaux d'énergie d'un tel ion dans un cristal paramagnétique possédant un axe de symétrie Oz et soumis à un champ cristallin électrique et à un champ magnétique extérieur peuvent être représentés par un hamiltonien de la forme :

$$\mathcal{H} = \mu_{BN} [\mathfrak{J}_{||} H_z S_z + \mathfrak{J}_{\perp} (H_x S_x + H_y S_y)] \quad (1)$$

$$+ D \left[S_z^2 - \frac{1}{3} S(S+1) \right] \quad (2)$$

$$+ A S_z I_z + B (S_x I_x + S_y I_y) \quad (3)$$

$$+ Q \left[I_z^2 - \frac{1}{3} (I+1) I \right] \quad (4)$$

$$+ \left(-\frac{\mu}{I} \right) H I \quad (5)$$

S et I sont le spin électronique et nucléaire

$\mathfrak{J}_{||}$ et $\mathfrak{J}_{\perp}$ les composantes $_{||}$ et $_{\perp}$ à Oz du tenseur gyromagnétique électronique g.

1) Interprétation des différents termes de l'Hamiltonien.

$$(1) \quad \mu_{BN} [\mathfrak{J}_{||} H_z S_z + \mathfrak{J}_{\perp} (H_x S_x + H_y S_y)]$$

représente la séparation des niveaux électroniques dans un champ extérieur. Le tenseur g rend compte de l'anisotropie de la susceptibilité paramagnétique.

$$(2) \quad D \left[S_z^2 - \frac{1}{3} S(S+1) \right]$$

représente la séparation des niveaux d'énergie électronique dans le champ cristallin électrique.

$$(3) \quad A S_z I_z + B (S_x I_x + S_y I_y)$$

représente le couplage hyperfin. Interaction du moment magnétique nucléaire et de la couche incomplète d'électrons qui est à l'origine des propriétés magnétiques. Ce terme est le plus important soit que $S = \frac{1}{2}$ et $A \gg B$ ou $B \gg A$, soit que $S > \frac{1}{2}$ $I > \frac{1}{2}$ et A et $B \neq 0$.

$$(4) \quad Q \left[I_z^2 - \frac{1}{3} I (I + 1) \right]$$

représente le couplage du moment quadropolaire électrique nucléaire avec le champ électrique cristallin.

$$Q = 3 e \frac{\delta^2 V}{\delta z^2} \cdot \frac{1}{4 I (2 I - 1)} \quad \text{Moment quadropolaire électrique nucléaire.}$$

V est le potentiel du champ électrique au niveau du noyau.

$$(5) \quad - \frac{\mu}{I} H I$$

représente le couplage direct avec le champ magnétique extérieur H et le moment dipolaire magnétique nucléaire μ .

II) Méthode de Gorter et Kurti-Simon [2] [3].

Orientation par interaction directe d'un champ extérieur.

Cette méthode est caractérisée par le dernier terme de l'Hamiltonien et donne une polarisation. Comme nous avons vu qu'il est nécessaire d'avoir des valeurs de $\frac{H}{T}$ de l'ordre de 10^7 oe/°K, c'est-à-dire un champ de 10^5 oe, sur un échantillon de 0,01 °K, elle est très difficilement réalisable. Cf. Dabbs, Roberts, Bernstein [4].

En principe, cette méthode est applicable à tous les noyaux ayant un moment magnétique μ , mais les longs temps de relaxation nucléaire la limitent aux métaux et alliages.

III) Méthode de Gorter et Rose [5] [6].

Polarisation par interaction de structure hyperfine.

Cette méthode utilise l'orientation des spins électroniques qui, par couplage hyperfin, conduit à l'orientation des spins nucléaires. Ceci est possible car dans les ions paramagnétiques les électrons des couches non saturées produisent un champ interne au niveau du noyau.

La polarisation des spins électroniques est obtenue par un faible champ extérieur ($\approx 10^3$ oe.) — en effet, le moment magnétique de l'ion est environ 10^3 fois plus grand que μ . Ce sont les termes 1 et 3 de l'Hamiltonien qui sont prépondérants.

IV) Méthode de Pound [3].

La dégénérescence associée à l'orientation d'un noyau est levée par l'interaction du moment quadropolaire avec le champ électrique cristallin. Généralement les gradients doivent être d'au moins 10^{15} e.s.u. pour provoquer une séparation en énergie. Ils ne peuvent être dus qu'à une distribution asymétrique des électrons de l'entourage immédiat du noyau. Ceci a lieu dans quelques cas de liaisons homopolaires par exemple UO_2 dans $(UO_2)_2$ $Rb(NO_3)_3$.

Le terme prépondérant est le quatrième et comme il dépend de m^2 , la méthode correspond à un alignement des spins.

V) Méthode de Bleaney [7].

Alignement par interaction de structure hyperfine.

Les champs cristallins électriques provoquent souvent une forte anisotropie du mouvement orbital des électrons non appariés dans un ion paramagnétique. En effet, le mouvement orbital

peut avoir lieu d'une manière préférentielle dans un plan perpendiculaire à l'un des axes cristallins et ce phénomène peut être tellement prononcé que le moment angulaire L est fortement lié à la direction du champ cristallin même à haute température.

Exemple : $\text{Ce}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12}, 24 \text{ H}_2\text{O}$ ou $\text{Nd}(\text{C}_2\text{H}_3\text{SO}_4)_3, 9 \text{ H}_2\text{O}$

A basse température il va y avoir un couplage entre le moment orbital L et le moment nucléaire et on va obtenir un alignement des spins nucléaires sur la direction du champ cristallin.

Comme l'interaction entre le champ cristallin et le moment angulaire orbital L donne un alignement du moment L sur l'axe cristallin, cette méthode donne un alignement des spins nucléaires sur cet axe.

Les termes (2) et (3) de l'hamiltonien sont prépondérants pour cette méthode, qui est applicable aux monocristaux de composés paramagnétiques et aussi aux métaux de terres rares.

VI) Méthode de Daunt-Gorter [10] [11].

Alignement par couplage hyperfin magnétique dans les substances antiferromagnétiques.

Dans un certain nombre de substances paramagnétiques il existe une interaction d'échange négative entre les proches voisins, qui conduit à un ordre antiferromagnétique au-dessous d'une certaine température T_N . Dans cet état antiferromagnétique, le réseau des ions magnétiques peut être divisé en 2 sous-réseaux, de telle manière que pour $T = 0$ ils soient chacun complètement aimanté mais dans 2 directions opposées.

De cela il résulte que pour $T < T_N$, il existe un certain alignement des moments électroniques qui peut conduire à un alignement nucléaire grâce au couplage hyperfin magnétique.

Cette méthode est à rattacher à la méthode de Bleaney car elle correspond à la prépondérance des termes (2) et (3) de l'hamiltonien.

VII) Orientation par couplage hyperfin magnétique dans les substances ferromagnétiques [12], [13], [31].

Il n'est pas possible d'observer directement la décomposition hyperfine dans un métal, mais surtout dans le cas des métaux du groupe $3d$, on peut s'attendre à une décomposition hyperfine. En effet, les électrons $3d$ peuvent être considérés comme suffisamment localisés de sorte que l'on se trouve dans une situation un peu analogue au cas des substances paramagnétiques.

Dans un domaine, tous les moments électroniques sont parallèles à la direction de facile aimantation. Donc à suffisamment basse température ($\leq 0,01 \text{ }^\circ\text{K}$), dans le cas d'un monocristal on peut s'attendre à un alignement des spins nucléaires sur l'axe de monocristal. Dans le cas de polycristaux, lorsqu'on applique un champ extérieur suffisant pour atteindre la saturation, on doit s'attendre à une polarisation des spins.

Cette méthode doit également être rattachée à la méthode de Bleaney, car ce sont les termes (2) et (3) qui interviennent.

B) MÉTHODES DYNAMIQUES

La saturation de la résonance électronique dans certaines conditions, fait bénéficier les noyaux du facteur de Boltzmann des électrons.

Cette méthode fut préconisée par Overhauser [42] pour les métaux, mais Korringa [44] et Abragam [43] ont montré qu'elle peut aussi être appliquée aux substances paramagnétiques.

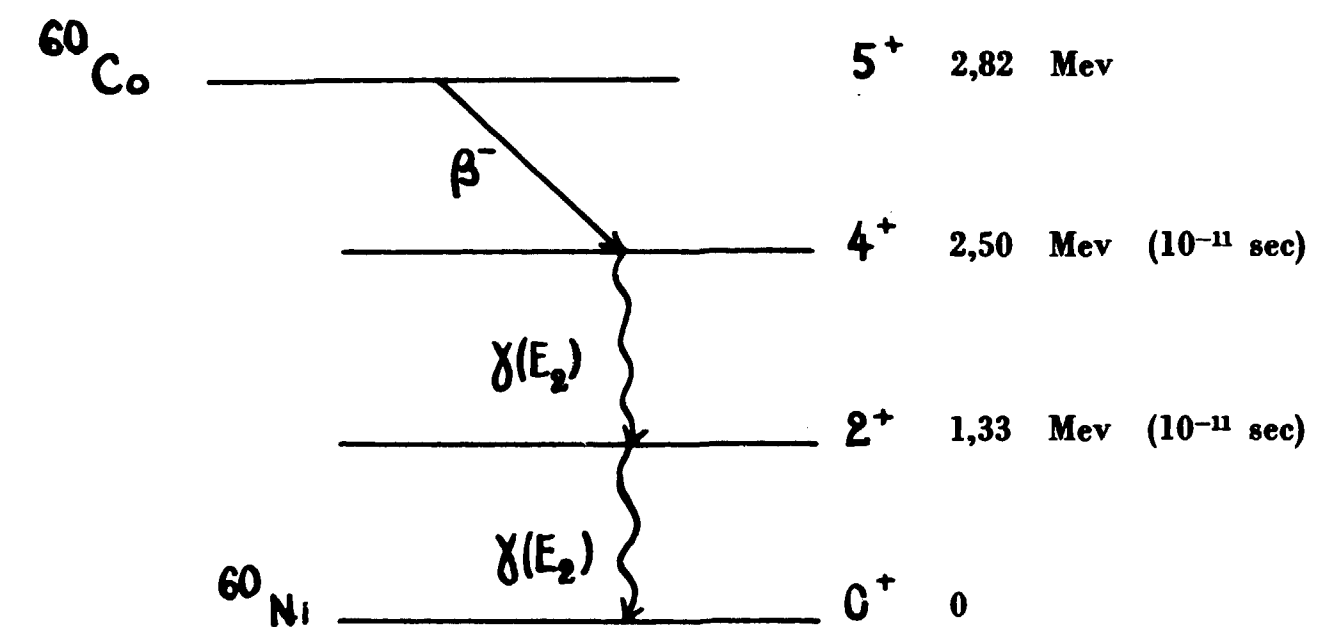
C) MÉTHODES TRANSITOIRES

Ces méthodes utilisent les grands temps de relaxation nucléaire à basses températures. Ces méthodes furent proposées par Feher [45] et Abragam [46].

CHAPITRE II

DISTRIBUTION ANGULAIRE DU RAYONNEMENT ÉMIS PAR DES NOYAUX ORIENTÉS DE COBALT 60

Le schéma de désintégration du Cobalt 60 :



est caractérisé par deux transitions quadrupolaires électriques pures en cascade précédées par une transition β^- (Gamow Teller permise).

Pour des raisons expérimentales que nous exposerons, nous sommes amenés à utiliser la distribution angulaire du rayonnement γ de 1,33 Mev correspondant à la transition $2^+ \rightarrow 0^+$.

Nous allons donc étudier successivement, la distribution angulaire d'un rayonnement quadrupolaire électrique, et l'influence de la corrélation angulaire des 2 γ successifs et de la désorientation due à l'émission du rayonnement β^- .

A) DISTRIBUTION ANGULAIRE D'UN RAYONNEMENT QUADRUPOLAIRE.

1) Distribution angulaire de champs multipolaires.

En électromagnétisme classique la recherche de la distribution angulaire en fonction de l'angle pour différents rayonnements multipolaires, se ramène à la recherche de l'amplitude du vecteur de Poynting en fonction de l'angle.

Pour un champ électromagnétique ayant un potentiel vecteur $A e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$, l'amplitude du vecteur de Poynting à une distance suffisante de la source est donnée par :

$$n.S = \frac{CK^2}{8\pi} [A.A^* - (n.A)(n.A^*)] \quad (1)$$

où n est le vecteur unitaire dans la direction de S . Pour les multipôles électriques et magnétiques, les fonctions d'ondes propres sphériques, solutions des équations de Maxwell $A_e(L, M)$ et $A_m(L, M)$ sont données par D. S. Ling Jr. et D. L. Falkoff dans le tableau I, réf. [22].

En remplaçant celles-ci dans l'équation (1) on obtient :

$$n.S_L^M = \frac{C}{2\pi r^2} \cdot \frac{1}{L(L+1)} \left[2M^2 \left| Y_L^M \right|^2 + (L-M)(L+M+1) \left| Y_L^{M+1} \right|^2 + (L+M)(L-M+1) \left| Y_L^{M-1} \right|^2 \right] \quad (2)$$

où Y_L^M sont les fonctions harmoniques sphériques.

On définit alors la distribution angulaire associée à un multipôle (L, M) par la fonction :

$$F_L^M(\theta) = \frac{8\pi^2 r^2}{C} n.S_L^M \quad (3)$$

et on constate [23] que $F_L^M(\theta)$ est un polynôme de degré L en $\cos^2\theta$ satisfaisant à :

$$(4) \quad \left\{ \begin{array}{ll} F_L^M(\theta) = F_L^M(-\theta) & \text{indépendant de } M \\ \int F_L^M d\Omega = 8\pi & \\ \sum_{M=-L}^L F_L^M(\theta) & \text{est indépendante de } \theta \\ F_L^M(\theta) = 0 & \text{pour } M = \pm 1 \end{array} \right.$$

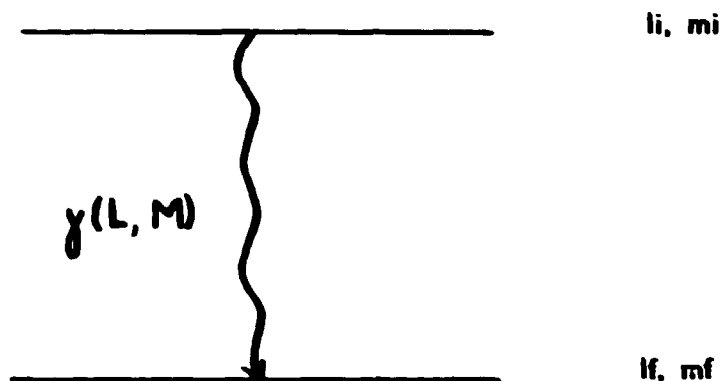
En utilisant l'équation (3) on obtient dans le cas d'une radiation quadripolaire électrique ou magnétique :

$$L = 2$$

$$(5) \quad \left\{ \begin{array}{l} F_2^0(\theta) = \frac{5}{2} (6 \cos^2 \theta - 6 \cos \theta) \\ F_2^{\pm 1}(\theta) = \frac{5}{2} (1 - 3 \cos^2 \theta + 4 \cos^4 \theta) \\ F_2^{\pm 2}(\theta) = \frac{5}{2} (1 - \cos^4 \theta) \end{array} \right.$$

II) Distribution angulaire du rayonnement γ émis par des noyaux orientés [14] [15] [16] [17] [18] [19] [20].

Nous considérons une transition γ qui fait passer le noyau de l'état excité défini par (I_i, m_i) à l'état final (I_f, m_f) :



et nous supposons que l'orientation des noyaux est telle qu'il existe un axe de révolution η . L'orientation est déterminée par les populations a_m où les nombres a_m sont les probabilités des états définis par I, m :

$$\sum_m a_m = 1 \quad (6)$$

Soit $U_{I_i}^{m_i}(\theta)$ la distribution angulaire de la radiation γ émise par un noyau orienté dans l'état (I_i, m_i) .

Soit $W(\theta)$ la distribution angulaire de la radiation γ observée pour l'ensemble des noyaux. θ est l'angle entre la direction d'émission de la radiation et l'axe de quantification.

Nous pouvons donc écrire :

$$W(\theta) = \sum_{m_i} a_{m_i} U_{I_i}^{m_i}(\theta) \quad (7)$$

Si maintenant on caractérise la distribution angulaire de la radiation $\gamma(L, M)$ en fonction de $F_L^M(\theta)$ [18] on obtient :

$$U_{I_i}^{m_i}(\theta) = \sum_m C(I_f, L, I_i, m, f, M, m_i) F_L^M(\theta) \quad (8)$$

où les $C(I_f, L, I_i, m, f, M, m_i)$ sont les coefficients de Clebsch-Gordon pour l'addition de 2 moments cinétiques.

Par conséquent, en considérant les équations (7) (8) (2) on constate que l'on peut calculer $W(\theta)$ en fonction des populations a_{m_i} .

D'autre part comme :

$$\begin{aligned} \sum_m a_m &= 1 \\ \sum_m \left| C(I_f, L, I_i, m, f, M, m_i) \right|^2 &= 1 \\ \int F_L^M(\theta) d\Omega &= 8\pi \end{aligned}$$

La fonction $W(\theta)$ est normalisée à 8π :

$$\int W(\theta) d\Omega = 8\pi \quad (9)$$

III) Calcul de la distribution angulaire avec l'aide des paramètres d'orientation f_K [14] [15] [16] [17].

En utilisant les équations (7) et (8) nous pouvons donc écrire que la distribution angulaire est donnée par :

$$W(\theta) = \sum_m a_m D_I^m(\theta) \quad (10)$$

où $D_I^m(\theta)$ est la distribution angulaire de la radiation émise par les noyaux dans l'état (I, m) .

Pour calculer l'expression (10), il est utile d'introduire les paramètres d'orientation f_K , qui sont des fonctions linéaires de a_m [14] [15] :

$$(11) \quad \begin{cases} f_1 = I^{-1} \left[\sum_m m a_m \right] \\ f_2 = I^{-2} \left[\sum_m m^2 a_m - \frac{1}{3} I(I+1) \right] \\ f_3 = I^{-3} \left[\sum_m m^3 a_m - \frac{1}{5} (3I^2 + 3I - 1) \sum_m m a_m \right] \\ f_4 = I^{-4} \left[\sum_m m^4 a_m - \frac{1}{7} (6I^2 + 6I - 5) \sum_m m^2 a_m + \frac{3}{35} I(I+1)(I+2)(I-1) \right] \end{cases}$$

f_1 peut aussi s'écrire $\frac{I_z}{I}$ et est appelé polarisation nucléaire : c'est le quotient de l'aimantation due aux moments magnétiques nucléaires par l'aimantation à saturation.

Pour une orientation au hasard des noyaux $f_2 = 0$ c'est-à-dire $I_z^2 = \frac{1}{3} I(I+1)$.

Lorsqu'on a un alignement suivant l'axe de révolution du système $f_2 > 0$.

Lorsqu'on a un alignement dans un plan perpendiculaire à cet axe $f_2 < 0$.

Si le système est entièrement orienté, c'est-à-dire tous les niveaux correspondants à $m \neq I$ sont vides :

$$(12) \quad \begin{cases} f_1 = 1 \\ f_2 = (2I - 1)/3I \\ f_3 = (I - 1)(2I - 1)/5I^2 \\ f_4 = 2(I - 1)(2I - 1)(2I - 3)/35I^3 \end{cases}$$

Pour calculer les f_K il est utile d'approximer la distribution de Boltzmann des populations a_m par un polynôme :

$$a_m = C' \exp(\beta m) \quad \text{avec} \quad \beta = \frac{\mu H}{KTI} \quad (13)$$

Si $\beta I \ll 1$ on peut écrire en se limitant au quatrième ordre :

$$\begin{aligned} a_m &= C \left[1 + \beta m + \frac{\beta^2}{2!} m^2 + \frac{\beta^3}{3!} m^3 + \frac{\beta^4}{4!} m^4 \right] \\ a_m &= C \left[1 + A_1 m + A_2 m^2 + A_3 m^3 + A_4 m^4 \right] \end{aligned} \quad (14)$$

En utilisant les expressions définies par les équations (11) et l'équation (14) nous pouvons calculer les différents f_K en fonction de A_1 , A_2 , A_3 et A_4 :

$$(15) \quad \left\{ \begin{aligned} f_1 &= n \left[\frac{1}{3} (I+1) A_1 + \frac{1}{15} (I+1) (3I^2 + 3I - 1) A_3 \right] \\ f_2 &= n \left[\frac{1}{45I} (2I-1) (I+1) (2I+3) A_2 + \frac{1}{315I} (2I+3) (6I^2 + 6I - 5) \right. \\ &\quad \left. (2I-1) (I+1) A_4 \right] \\ f_3 &= n \left[\frac{1}{175I^2} (I-1) (2I-1) (I+1) (2I+3) (I+2) A_3 \right] \\ f_4 &= n \left[\frac{4}{1052I^3} (2I-3) (I-1) (2I-1) (I+1) (2I+3) (I+2) (2I+5) A_4 \right] \\ \frac{1}{n} &= \frac{1}{C \cdot (2I+1)} = I + \frac{1}{3} I (I+1) A_2 + \frac{1}{15} I (I+1) (3I^2 + 3I - 1) A_4 \end{aligned} \right.$$

Après introduction des paramètres d'orientation, la distribution angulaire $W(\theta)$ peut être exprimée par la formule :

$$W(\theta) = 1 + \sum_{K \text{ pair}} b_K f_K P_K [\cos(\theta)] \quad (19)$$

où :

- $P_K(\cos \theta)$ est un polynome de Legendre d'ordre K .
- b_K est un paramètre qui dépend :
 - du spin I du niveau initial
 - du changement de spin $\Delta I = I_i - I_f$,
 - du caractère multipolaire L de la transition :

$$|\Delta I| \leq L \quad \text{donc} \quad K \leq 2L$$

Par conséquent, il ne faut considérer qu'un terme dans le cas d'une transition dipolaire et deux termes dans le cas d'une transition quadrupolaire.

Des résultats précédents, on peut déduire que les termes de l'expression (16) donnant $W(\theta)$ sont obtenus en faisant le produit de :

- f_K déterminé par le degré d'orientation du noyau initial seul,
- et de $b_K \cdot P_K(\cos \theta)$ déterminé seulement par le schéma de désintégration.

Comme nous nous intéressons principalement à la distribution angulaire d'un rayonnement quadrupolaire qui s'accompagne d'une décroissance de spin nucléaire de 2 unités, on obtient [24] :

$$(17) \quad \left\{ \begin{aligned} \frac{1}{2} W(\theta) &= 1 - \frac{15}{7} N_2 f_2 P_2(\cos \theta) - 5 N_4 f_4 P_4(\cos \theta) \\ \text{avec} \quad N_2 &= \frac{I_1}{2I_1 - 1} \quad N_4 = \frac{I_1^2}{(I_1 - 1)(2I_1 - 1)(2I_1 - 3)} \end{aligned} \right.$$

La distribution angulaire $W(\theta)$ est la même pour une transition quadrupolaire électrique ou magnétique [14].

B) CORRÉLATION ANGULAIRE DES TRANSITIONS γ SUCCESSIVES

Influence sur la distribution $W(\theta)$ [26] [17] [16] [20].

Si l'on considère deux ou plusieurs transitions γ successives, on peut observer une corrélation directionnelle des rayonnements γ même dans les noyaux non orientés. La fonction de corrélation angulaire $W'(\varphi)$, où φ est l'angle entre les γ , est de la forme :

$$W'(\varphi) d\Omega = \sum_{i=0}^{i=L} A_{2i} P_{2i}(\cos \varphi) d\Omega \quad (18)$$

où A_{2i} sont des coefficients qui dépendent des changements de spin ΔI_1 et ΔI_2 , et $P_{2i}(\cos \varphi)$ des polynômes de Legendre d'ordre pair.

Pour les noyaux orientés, cette corrélation change et l'on obtient des fonctions de 3 dimensions (γ axe de quantification, et les 2 directions d'émission K_1 et K_2).

Cependant, dans le cas de transitions quadrupolaires pures comme celles que l'on a dans la désintégration du Cobalt 60 il n'est pas nécessaire de calculer N_K et f_K pour chaque transition γ . Cox, Tolhoek [17] et Steenberg [18] ont montré que le produit $N_K f_K$ reste constant dans ce cas.

Ce résultat signifie que le degré d'orientation nucléaire reste inchangé après une transition quadrupolaire, donc les distributions angulaires des rayonnements γ successifs émis au cours de la désintégration du Cobalt 60 sont identiques.

C) DÉSORIENTATION DUE A L'ÉMISSION D'UN RAYONNEMENT β

Une transition β amène le noyau initial de spin I_0 jusqu'à un état excité I_1 du noyau final. La transition γ , qui suit, a lieu dans un temps beaucoup plus petit que le temps nécessaire pour obtenir une distribution de Boltzmann de l'état excité I_1 . Donc les paramètres $f_K(I_1)$ sont obtenus à partir de $f_K(I_0)$ et dépendent aussi de l'influence de la transition $I_0 \rightarrow I_1$ sur l'orientation [26].

Cette désorientation dépend des interactions β amenant la désintégration β qui peut aussi bien être une émission β^+ ou β^- qu'une capture K.

Nous ne considérerons que les transitions β permises obéissant aux règles de sélection de Fermi ou de Gamow Teller.

Pour une transition β obéissant aux règles de sélection de Fermi, $I = 0$ et $I_2 = 0$, en conséquence le spin nucléaire reste inchangé en grandeur et direction :

$$f_K(I_0) = f_K(I_1)$$

et il n'y a pas de désorientation.

Pour une transition β obéissant aux règles de sélection de Gamow-Teller :

$$\Delta I = 0, \pm 1 \quad \text{et} \quad m = 0, \pm 1$$

il y a une désorientation si $\Delta I = 0$ et $\Delta m = 0, \pm 1$ et COX [28] a montré que l'on a alors :

$$f_K(I_1) = \left[1 - \frac{K(K+1)}{2 I_0(I_0+1)} \right] f_K(I_0) \quad (19)$$

Par contre il n'y a pas de désorientation si $\Delta I = -1$, car alors le spin nucléaire change de grandeur mais non de direction et nous avons :

$$N_K(I_0) f_K(I_0) = N_K(I_1) f_K(I_1) \quad (20)$$

C'est-à-dire dans le cas des noyaux de Cobalt 60, la distribution angulaire $W(\theta)$ s'écrit :

$$\frac{1}{2} W(\theta) = 1 - \frac{15}{7} f_2(5) P_2(\cos \theta) N_2(5) - 5 N_4(5) f_4(5) P_4(\cos \theta) \quad (21)$$

N_2 et N_4 gardant les mêmes définitions que pour l'équation (17).

D) ANISOTROPIE DU RAYONNEMENT γ ÉMIS PAR DES NOYAUX ORIENTÉS.

Dans l'étude précédente, nous avons montré que la distribution angulaire d'un rayonnement γ émis par des noyaux orientés, n'est pas isotrope.

Expérimentalement il est plus facile de considérer la grandeur physique ϵ représentant l'anisotropie maximum mesurée dans deux directions perpendiculaires :

$$\epsilon = \frac{W\left(\frac{\pi}{2}\right) - W(0)}{W\left(\frac{\pi}{2}\right)} \quad (22)$$

Cependant des schémas de désintégration différents peuvent fournir la même valeur de ϵ sans que les distributions $W(\theta)$ soient les mêmes.

Si la transition γ est pure on a :

$$\begin{aligned} \epsilon &< 0 \text{ pour une transition dipolaire;} \\ \epsilon &> 0 \text{ pour une transition quadrupolaire.} \end{aligned}$$

Application au cas du Cobalt 60

Nous avons trouvé précédemment :

$$\frac{1}{2} W(0) = 1 - \frac{15}{7} N_2(5) f_2(5) P_2(\cos \theta) - 5 N_4(5) f_4(5) P_4(\cos \theta) \quad (21)$$

avec :

$$N_2 = \frac{I_0}{2 I_0 - 1} \quad N_4 = \frac{I_0^2}{(I_0 - 1)(2 I_0 - 1)(2 I_0 - 3)}$$

donc :

$$\frac{1}{2} W(0) = 1 - \frac{25}{21} f_2(5) P_2(\cos \theta) - \frac{625}{252} f_4(5) P_4(\cos \theta) \quad (22)$$

et l'anisotropie (ϵ) est donnée par :

$$\begin{aligned} \epsilon &= W\left(\frac{\pi}{2}\right) - W(0) / W\left(\frac{\pi}{2}\right) \\ &= \frac{25/14 f_2(5) - (625/252) 10^{-2} f_4(5)}{1 + 25/42 f_2(5) - 625/252 \cdot 0,375 \cdot f_4(5)} \\ &= \frac{5,571 A_2 + 148,571 A_4}{1 + 11,857 A_2 + 218,857 A_4} \end{aligned}$$

Pour calculer $\beta = \frac{\mu H}{K T I}$ nous avons pris $\mu(\text{Co}^{60}) = 3,800 \pm 0,007$ magnetons nucléaires.

Cette valeur a été obtenue par Dobrowolsky [29] par une méthode de résonance nucléaire. Nous trouvons alors :

$$\beta = 2,787 \cdot 10^{-8} \frac{H}{T}$$

où : H est exprimé en oersteds,
 T est exprimé en degré K.

Pour des températures de l'ordre de $T = 0,1$ °K, $\beta \approx 3 \cdot 10^{-2}$ et on peut écrire alors :

$$\epsilon \approx 5,571 A_2 \quad \text{ou} \quad \sqrt{\epsilon} \approx 4,65 \cdot 10^{-7} H$$

Donc la pente de la tangente à l'origine à la courbe $\sqrt{\epsilon} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ est proportionnelle au champ H au niveau des noyaux.

Comme nous nous intéressons au champ effectif au niveau de noyaux orientés de Cobalt 60 dans le Cobalt métallique et dans différents alliages de Cobalt, nous avons calculé :

$$W(\theta) = f_1\left(\frac{H}{T}\right) \text{ pour } \theta = 0 \text{ et } \theta = \frac{\pi}{2} \text{ et } \sqrt{\epsilon} = f_2\left(\frac{H}{T}\right) \text{ (fig. 1 et 2).}$$

Nous avons pris comme valeur du champ effectif dans le Cobalt métallique :

$$H = 193 \pm 20 \text{ Koe}$$

valeur obtenue par Grace [30] à Oxford.

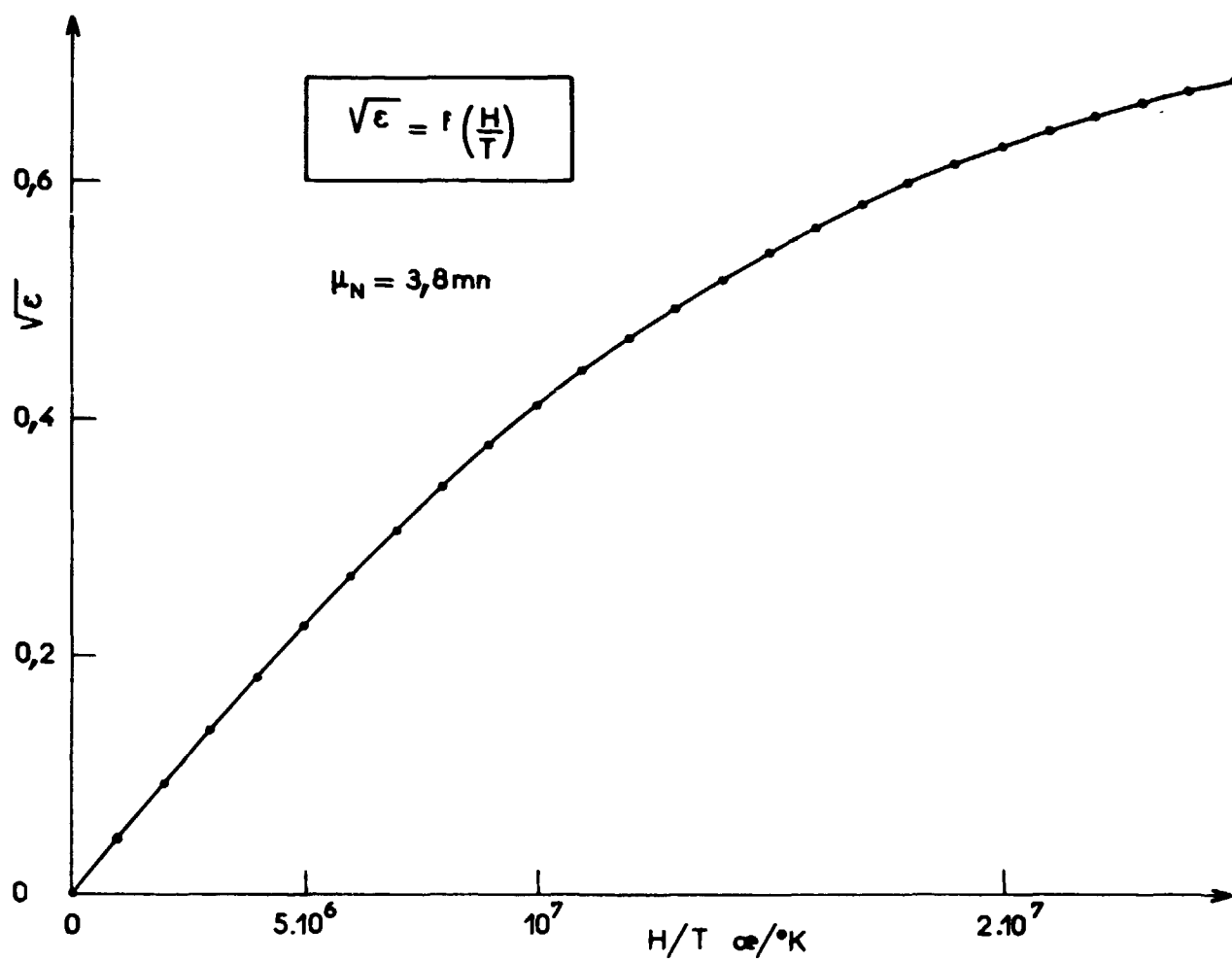


Fig. 1

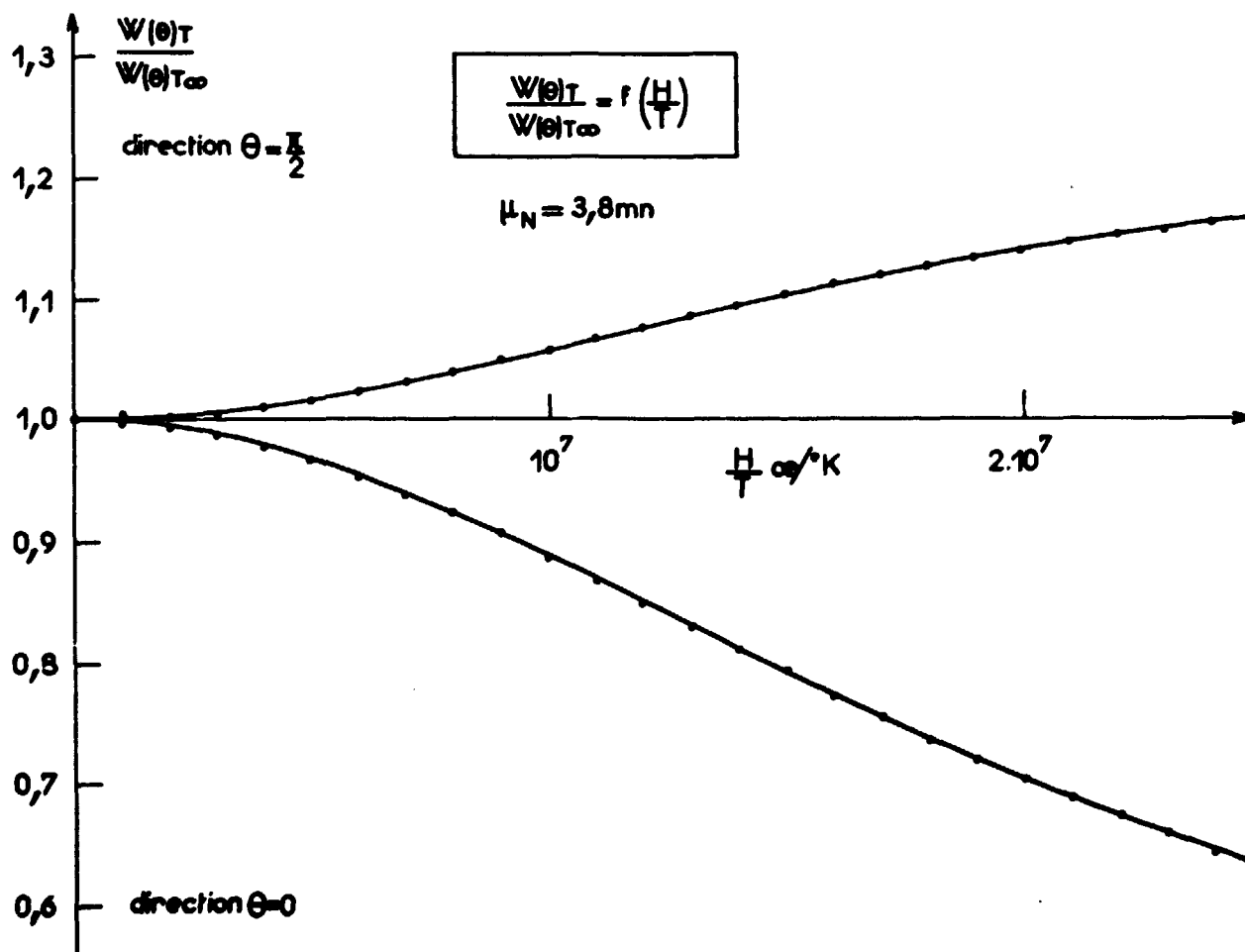


Fig. 2

CHAPITRE III

CHAMP INTERNE

Le champ magnétique total agissant sur le noyau est la somme du champ extérieur appliqué moins les corrections de champ démagnétisant et du champ effectif dû aux interactions existant entre le noyau et son cortège électronique.

I) *Le champ local H_1 qui résulte de l'application d'un champ extérieur H_{ext} sur l'échantillon s'écrit :*

$$H_1 = H_{\text{ext}} - D M + \frac{4}{3} \pi M \quad (1)$$

où M est l'aimantation à saturation, — DM le champ démagnétisant et $\frac{4}{3} \pi M$ le champ de Lorentz.

Le champ local H_1 , qui est de l'ordre de quelques milliers d'oersteds, est négligeable devant le champ effectif que nous allons analyser maintenant.

II) *Le champ effectif.*

Pour un électron et un noyau, l'énergie d'interaction magnétique est donnée par (cf. Abragam [50]) :

$$V_m = (2 \mu \beta_N I) \left[\frac{\beta}{r^3} (\bar{L}) - \frac{\beta}{r^3} \left(\frac{\bar{S} + 3\bar{r}(\bar{r} \cdot \bar{S})}{r^2} \right) + \frac{8\pi}{3} \beta (\delta(\bar{r}) \cdot \bar{S}) \right] \quad (2)$$

où β et β_N sont le magneton de Bohr et le magneton nucléaire.

μ et I le moment et le spin nucléaire.

$\bar{L}$ et $\bar{S}$ le moment orbital de l'électron et le moment angulaire du spin.

r le vecteur position de l'électron par rapport au noyau.

Les différents termes de l'expression (2) représentent :

- L'interaction magnétique entre le noyau et le moment orbital de l'électron.
- L'interaction magnétique dipolaire entre les spins électronique et nucléaire.
- L'interaction de contact de Fermi quand l'électron est au niveau du noyau.

Chacun des termes calculés sur l'orbite de l'électron contribuera au champ effectif et dans le cas d'un atome il faut faire la somme de chaque type de contribution pour tous les électrons.

Considérons maintenant le cas particulier d'un noyau dans un métal ferromagnétique.

a) *Le moment orbital non bloqué de l'atome crée un champ H_L :*

$$H_L = -2 \mu_B \langle r^{-3} \rangle (g - 2) \langle \bar{S} \rangle \quad (3)$$

Les valeurs moyennes sont calculées pour les couches incomplètes.

Dans le cas des métaux de transition, les moments orbitaux sont généralement bloqués par les grands champs cristallins de sorte que $g \approx 2$. Par exemple, dans le fer pur $g - 2 = 0,1$, ce qui donne $H_L \approx 70$ Koe [32].

Par contre dans le cas des métaux de terres rares le moment orbital de la couche f est essentiellement non bloqué et H_L peut être de l'ordre de 1 à 10 Moe.

b) L'interaction dipolaire est nulle dans le cas d'une symétrie cubique et il a été montré, expérimentalement, que cette interaction est faible même dans un cristal hexagonal très anisotrope comme le Cobalt.

Dans un cristal ayant un axe de symétrie, comme le Cobalt, le champ dû à l'interaction dipolaire est :

$$H_D = -2 \mu_B \langle \bar{S} \rangle \langle r^{-3} \rangle \langle 3 \cos^2 \theta - 1 \rangle \quad (4)$$

où θ est l'angle entre la direction du spin et l'axe de symétrie. Perlow a évalué H_D à quelques milliers d'œrstedes [32].

c) L'interaction due au terme de contact de Fermi crée un champ qui est proportionnel à la densité de spin au noyau :

$$H_S = - (16 \pi / 3) \mu_B \langle \sum_i S_i \delta(\vec{r}_i) \rangle \quad (5)$$

Le champ effectif dû aux électrons s est encore imparfaitement connu. Marshall [31], [32] et Watson et Freeman [33] ont émis l'hypothèse que c'est probablement la polarisation des couches profondes $1s$ et $2s$, qui ont très forte densité de spin au noyau, qui donne la contribution la plus importante au champ effectif H_S . Cependant, dans les métaux ferromagnétiques, il faut tenir compte aussi de la contribution des électrons de conduction $4s$. Ces électrons sont polarisés à $\sim$ fois par l'interaction d'échange avec les électrons $3d$ et par les effets compliqués dus au mélange avec la bande $3d$.

CHAPITRE IV

APPAREILLAGE EXPÉRIMENTAL

A) CHOIX ET PRINCIPE DE LA MÉTHODE DE MESURE.

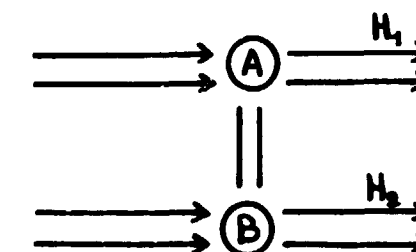
Nous avons des échantillons métalliques ferromagnétiques à étudier et ces échantillons sont polycristallins et de faible volume.

Nous savons, d'autre part, qu'une orientation des noyaux n'est détectable que lorsque l'on arrive à réaliser des valeurs de $\frac{H}{T}$ de l'ordre de 10^7 oe/oK.

En utilisant le couplage hyperfin magnétique on arrive à appliquer sur les noyaux, des champs de l'ordre de 10^5 oe, en conséquence, il nous reste à obtenir des températures de l'ordre de 10^{-2} °K dans un faible champ H_2 , destiné à orienter les domaines ferromagnétiques.

Nous utilisons la méthode suivante.

Le système A est refroidi à une très basse température par désaimantation adiabatique (champ H_1). Il est en contact thermique avec le système B. Le système B contient les noyaux que l'on veut orienter mais, contrairement au système A, il n'est pas paramagnétique. Après l'établissement de l'équilibre thermique les noyaux de B sont orientés par le champ H_2 .



A et B doivent être suffisamment éloignés pour que le champ H_2 ne réchauffe pas le sel A et un des problèmes les plus importants est l'établissement rapide de l'équilibre thermique entre A et B à des températures de l'ordre de $0,01$ °K.

Le problème de la détection de cette orientation se pose aussi. Nous avons choisi de détecter l'anisotropie du rayonnement γ émis par la source ; ceci nous permet en effet de disposer nos sondes extérieurement au cryostat et simplifie d'autant l'appareillage.

Cette méthode présente cependant un certain nombre d'inconvénients :

— Il est nécessaire que le champ H_2 sur l'échantillon soit homogène et que l'aimantation M de l'échantillon dans ce champ H_2 soit proche de l'aimantation à saturation.

— Le matériau utilisé pour produire le champ H_2 provoque la diffusion des rayons γ . Ceci est particulièrement net si l'on veut utiliser un électroaimant et c'est ce qui nous a poussé à utiliser une bobine d'Helmholtz dans l'Hélium, bien que le champ maximum ne soit que de 2500 oe.

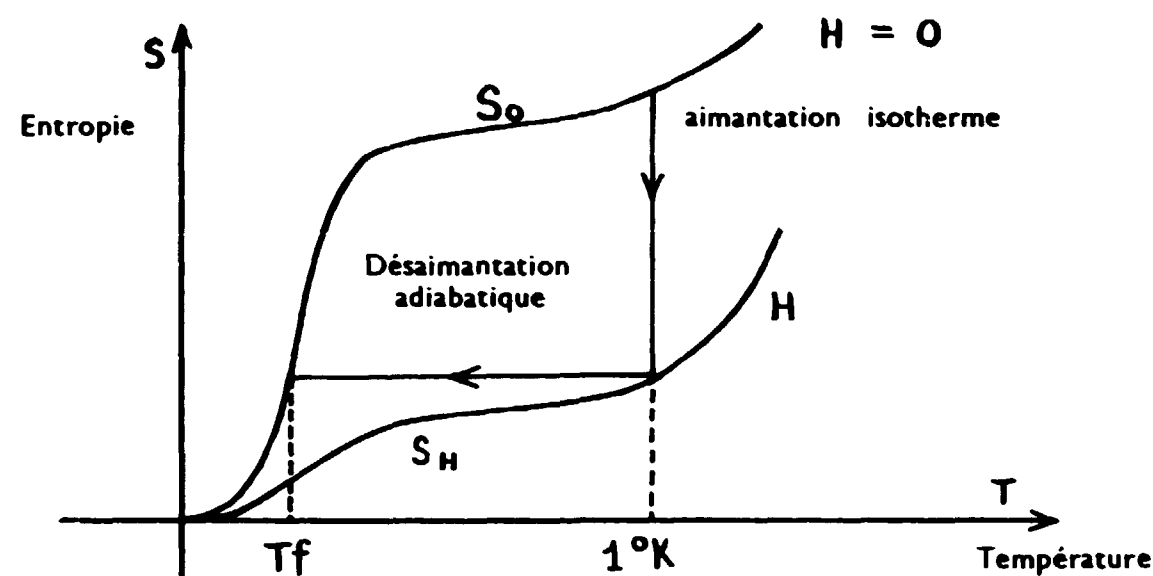
— Le champ magnétique peut diminuer le taux de comptage des photomultiplicateurs.

B) APPAREILLAGE DE BASSES TEMPÉRATURES.

1) Refroidissement par désaimantation adiabatique.

La plus basse température accessible avec l'hélium liquide est de l'ordre de 1 °K, pour pouvoir atteindre des températures très inférieures, il faut utiliser un autre procédé.

Giauque [35] et Debye [36] ont pensé aux sels paramagnétiques qui, aux températures de l'hélium liquide, ont leurs spins électroniques complètement désordonnés, mais qui peuvent être amenés à un état d'ordre élevé par application d'un champ magnétique de quelques milliers d'oersteds. Le principe de ce refroidissement est illustré par le diagramme entropique.



L'entropie en champ nul décroît vers 0 lorsque l'énergie d'interaction entre les spins électroniques devient de l'ordre de KT .

La courbe S_0 représente l'entropie en l'absence de tout champ magnétique extérieur ; lorsqu'on applique un champ magnétique élevé à $1^\circ K$, il se produit une orientation des spins et une diminution d'entropie $S_0 - S_H$ par augmentation du degré d'ordre.

L'aimantation des spins libère une certaine quantité de chaleur qui doit être évacuée, d'où la nécessité d'un bon contact thermique avec le bain.

Si on coupe ce contact thermique, en supprimant le champ magnétique, le sel se refroidira à entropie constante. La température finale T_f ainsi obtenue correspond au point du diagramme (S, T) pour lequel l'entropie a la même valeur, en l'absence du champ que celle de S_H à $1^\circ K$.

Comme sel de refroidissement, nous avons utilisé l'alun de chrome potassium $(CrK(SO_4)_3 \cdot 12 H_2O)$ dont la température de Curie est de $0,011^\circ K$ et qui a une forte chaleur spécifique entre $0,01^\circ K$ et $0,1^\circ K$ [38], [37].

II) Mesure de la température.

Les températures sont repérées par la mesure de l'anisotropie du rayonnement γ émis par un monocristal de Cobalt ($4 \times 4 \times 5$ mm) contenant quelques noyaux de Cobalt 60 ($10 \mu C$) et en contact thermique avec l'échantillon. Le monocristal nous a été fourni par M. le Professeur Brissonneau du laboratoire de Magnétisme du C.N.R.S.

Le champ effectif, au niveau du noyau dans le Cobalt métallique, a été déterminé par mesure d'anisotropie par Grace à Oxford [30] qui donne :

$$H_{eff} = 193 \pm 20 \text{ Koe.} \quad (1959)$$

Ce résultat est en bonne concordance avec les résultats obtenus par des mesures de chaleur spécifique :

- Herr, Erickson [39], (1957) $H = 180\,000$ oe.
 - Arp, Edmonds, Petersen [40], (1959) $H = 219\,000 \pm 4\,000$ oe.
- et avec les résultats plus anciens obtenus par des mesures d'anisotropie γ de Cobalt 60.
- Grace, Johnson, Scurlock, Taylor [12], (1955) $H = 217\,000$ oe.

D'autre part, le moment nucléaire μ_N du Cobalt 60 a été mesuré par Dobrowolsky [29] par une méthode de résonance nucléaire :

$$\mu(Co^{60}) = 3,800 \pm 0,007 \text{ magnetons nucléaires}$$

Ceci nous permet de calculer la distribution angulaire $W(\theta)$ et l'anisotropie ϵ du rayonnement γ émis par des noyaux de Cobalt 60 dans du Cobalt métallique, en fonction de la température T (fig. 3). La mesure de l'anisotropie nous donnera la température absolue.

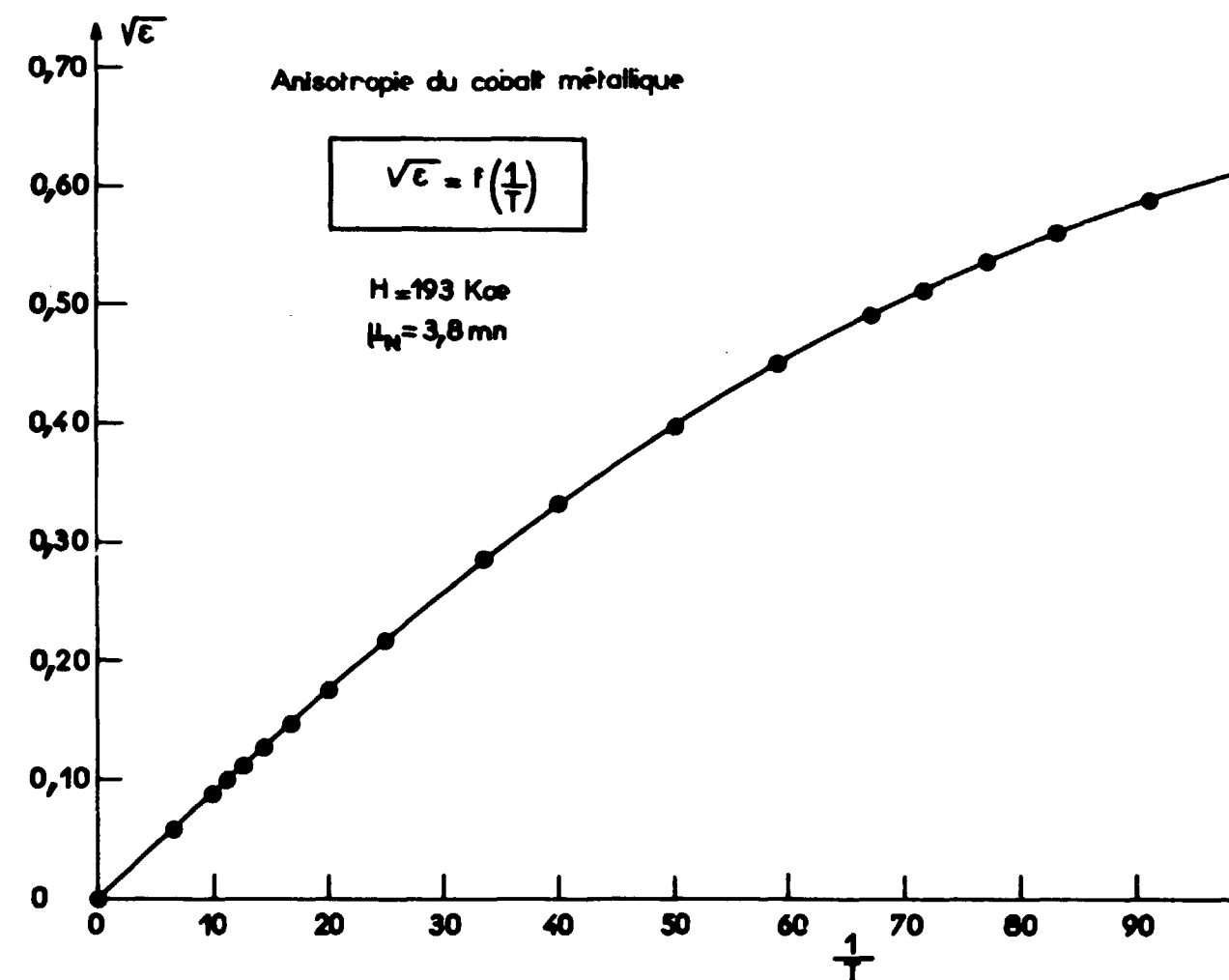


Fig. 3

Cette méthode présente les avantages suivants :

- Elle donne directement la température ;
- Elle ne nécessite aucun champ extérieur. En effet dans le Cobalt, les domaines sont alignés parallèlement et antiparallèlement à l'axe sensaire. Donc, dans un monocristal, nous obtiendrons un alignement macroscopique des spins nucléaires dès que la température sera suffisamment basse.

III) Schéma du montage.

1) Calorimètre (fig. 4).

L'élément essentiel est le « calorimètre » dans lequel se trouve le bloc de mesure (photo 1) qui comporte le sel paramagnétique, l'échantillon et le thermomètre. Ce « calorimètre » est plongé dans un vase contenant 5 l d'hélium liquide, lui-même dans un vase contenant de l'azote liquide.

a) *Contact thermique et sel de refroidissement.* — Le contact thermique entre l'échantillon et le thermomètre est assuré par une tige de cuivre recuit de 3 mm de diamètre et de 40 mm de long aux extrémités de laquelle sont soudées au métal de Wood, l'échantillon et le thermomètre.

Le contact thermique entre le sel et l'échantillon est assurée par une tige de cuivre de 3 mm de diamètre et de 100 mm de long, d'un côté soudée au métal de Wood à l'échantillon, de l'autre soudée à l'argent à 5 000 fils de cuivre nu de $\varnothing = 15/100$ mm sur lesquels on a fait cristalliser 150 g d'alun de chrome de potassium ($\frac{1}{2}$ mole).

Little a calculé [27] que le transfert de chaleur entre le sel et le cuivre était régi par une relation de la forme :

$$\frac{dQ}{dt} = K A (T_1^4 - T_2^4) \quad (1)$$

où A est la surface de contact sel-cuivre,
 T_1 la température d'un côté de cette surface,
 T_2 la température de l'autre côté
 et $K = 4,7 \cdot 10^4 \text{ ergs/sec } (^{\circ}\text{K})^4 \text{ cm}^2$

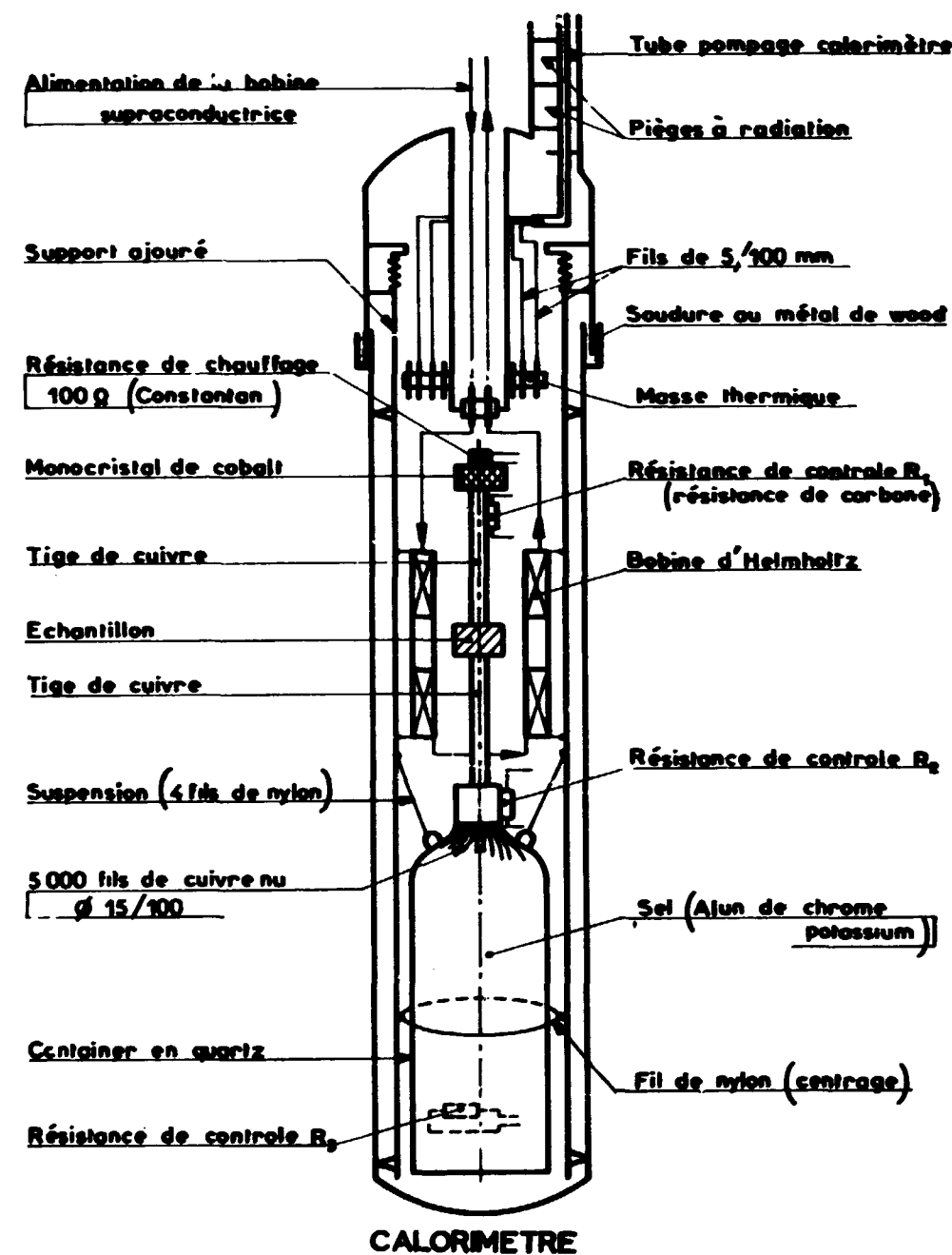


Fig. 4

Expérimentalement, on n'a jamais obtenu une loi du type (1), mais plutôt :

$$\frac{dQ}{dt} = K' A (T_1^2 - T_2^2) \quad (2)$$

où K' est un coefficient qui dépend du contact entre le cuivre et le sel. C'est pour augmenter cette valeur de K' qui peut varier de 100 à 10 000 et plus, que nous avons fait cristalliser notre sel directement sur les fils de cuivre.

D'autre part, en considérant la loi (2), on constate que l'on a intérêt à augmenter la surface d'échange A qui, dans notre cas, vaut $2\,350\text{ cm}^2$.

Little a calculé ainsi le libre parcours moyen L des phonons d'énergie ($h\nu = KT$) pour le transfert effectif de l'énergie aux électrons de conduction :

$$L = 410^{-3} \left(\frac{1}{T} \right) \text{ cm} \quad (3)$$

Le transfert d'énergie phonons-électrons de conduction est donné théoriquement par :

$$\frac{dQ}{dt} = 1.0 \cdot 10^{-10} (T_1^5 - T_2^5) \quad (4)$$

Donc il n'y a aucun intérêt à avoir des fils trop fins pour augmenter la surface d'échange, si le diamètre de ces fils devient comparable au libre parcours moyen des phonons.

Pour obtenir la cristallisation nous avons utilisé une solution sursaturée d'alun de chrome potassium maintenue à 31°C dans laquelle trempe la tresse de fils dont l'autre extrémité est maintenue à la température de la neige carbonique.

Il faut environ 36 heures pour faire cristalliser $\frac{1}{2}$ mole sur 5 000 fils de $15/100\text{ mm}$ de diamètre. Le sel terminé est placé dans un container en quartz et doit être maintenu à une température de -10°C pour éviter la déshydratation.

b) *Montage du bloc de mesure.* — L'ensemble thermomètre-échantillon-sel dans son container en quartz forme un bloc rigide qui est suspendu par 4 fils de nylon de $20/100\text{ mm}$ à un support en laiton ajouré, vissé au chapeau du « calorimètre » (photo 2). Le centrage est assuré par un fil de nylon.

Fixé sur le support en laiton, une bobine d'Helmholtz réalisée en fil de niobium de $7/100\text{ mm}$ de diamètre, supraconducteur au-dessous de $9,2^\circ\text{K}$, produit au niveau de l'échantillon placé en son centre un champ horizontal de $2\,000\text{ oe/A}$ constant sur 8 mm à 5% .

Des résistances de contrôle R_1 , R_2 et R_3 , résistances de carbone « Speer » placées sur le bloc de mesure permettent de connaître la température en cours de désaimantation. Durant l'expérience, la résistance R_1 nous permet de savoir à quel moment de l'échantillon est en équilibre thermique avec le sel.

Le contact thermique entre le sel et le bain d'hélium liquide est assuré jusqu'à 1°K par du gaz d'échange que l'on peut repomper rapidement avant de désaimanter.

2) Ensemble expérimental (fig. 5, photo 3).

Le circuit de pompage comporte une pompe à diffusion à vapeur d'huile (100 l/s à 10^{-4} torr), placée à la sortie du tube de pompage du calorimètre et débitant sur une réserve de vide.

On obtient une pression de 1 à 210^{-6} torr à la sortie du calorimètre en 20 à 30 minutes. Nous avons constaté que dans ces conditions le contact thermique bain d'hélium — bloc de mesure est rompu.

La température du bain d'hélium est abaissée au moyen d'une pompe à gros débit ($150\text{ m}^3/\text{heure}$) jusqu'à $T = 1,2^\circ\text{K}$.

Une bobine sans fer, à faible résistance et haute intensité ($2\,000\text{ A}$ maximum), refroidie par eau, produit un champ magnétique vertical de $40\,000\text{ oe}$ constant à 1% près sur 8 cm . À l'aide de vérins hydrauliques, la bobine est placée de telle sorte que le sel paramagnétique se trouve situé en son centre.

La régulation de la génératrice à courant continu alimentant la bobine ne permettant pas une décroissance lente du champ magnétique en fin de désaimantation, on réalise une désaimantation par extraction. On descend lentement la bobine en maintenant le champ constant. Cette méthode permet d'éviter l'échauffement de l'ensemble par les courants de Foucault dans les tiges de cuivre.

Au cours de l'expérience la plus favorable notre échantillon a été refroidi jusqu'à la température de $0,022^\circ\text{K}$, l'équilibre thermique étant atteint au bout d'un temps $t = 20$ minutes. Dans une autre expérience en laissant l'échantillon se réchauffer de lui-même, nous avons constaté que la température avait varié de $0,04^\circ\text{K}$ à $0,08^\circ\text{K}$ en 10 heures, ce qui correspond à un apport de chaleur d'environ 15 ergs/sec .

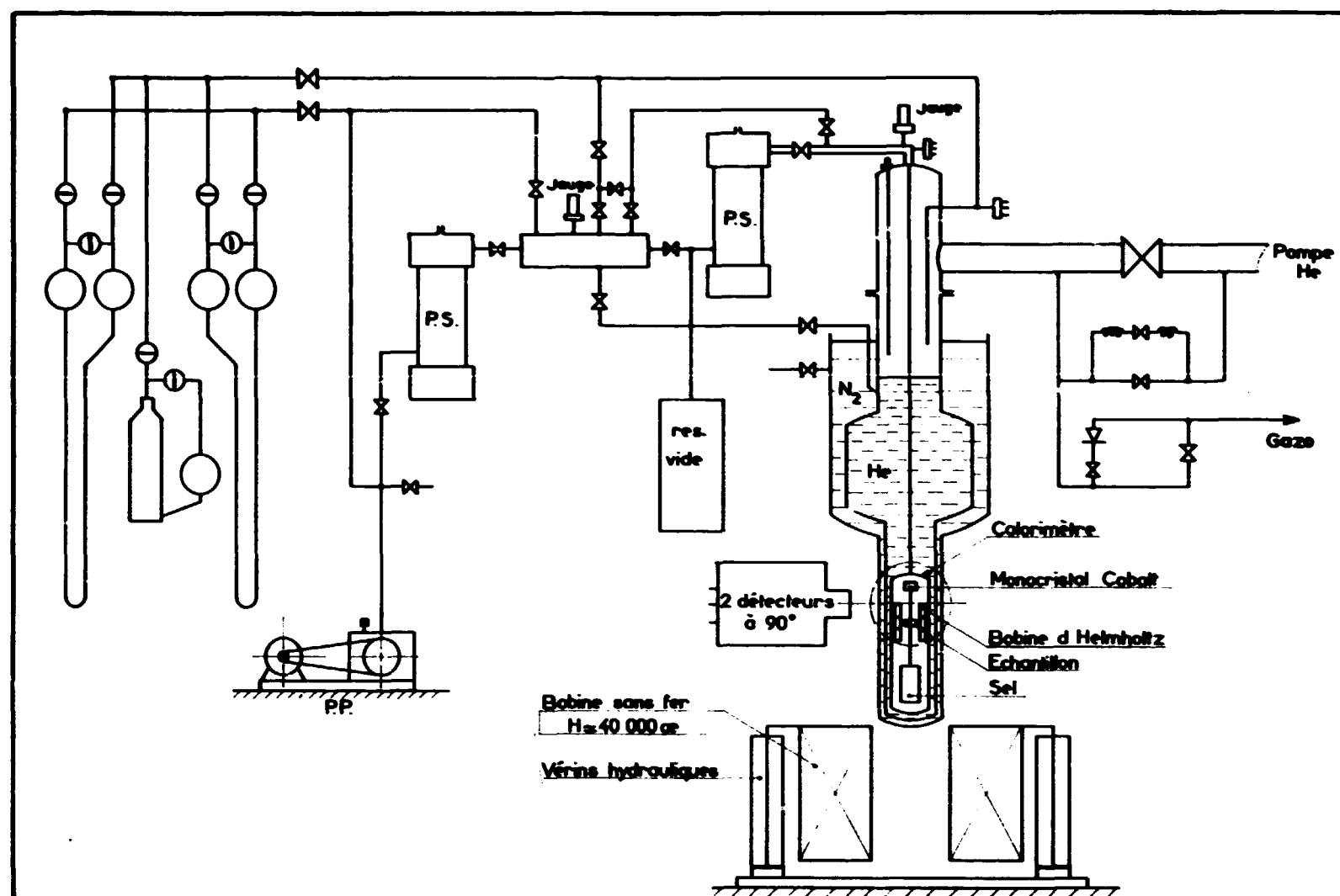


Fig. 5

C) APPAREILLAGE ÉLECTRONIQUE DE MESURE.

La mesure de l'anisotropie du rayonnement γ émis par l'échantillon, nécessitant la détection de l'intensité $W(\theta)$ dans deux directions à 90° , il est nécessaire d'avoir deux circuits indépendants, commandés par la même horloge. Comme d'autre part le problème de la stabilité est très important, nous avons décidé d'utiliser un sélecteur transistorisé à 400 canaux associé à un châssis d'aiguillage à 2 voies.

L'appareillage nous a été prêté par le service électronique du Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble.

I) Schéma du montage (fig. 6).

Le bloc diagramme nous montre le montage avec 2 détecteurs γ . L'aiguilleur à 2 voies met en mémoire dans le sélecteur les impulsions provenant simultanément de ces 2 voies.

Le sélecteur permet d'afficher un temps de stockage et un temps d'enregistrement sur un numérateur piloté par un quartz. Cette horloge permet de travailler :

- Soit en temps réel écoulé ;
- Soit en temps actif — dans ce cas, tous les temps morts des circuits se retranchent automatiquement du temps réel écoulé. Ceci nous est utile pour connaître le rapport des activités de 2 échantillons.



BLOC DIAGRAMME

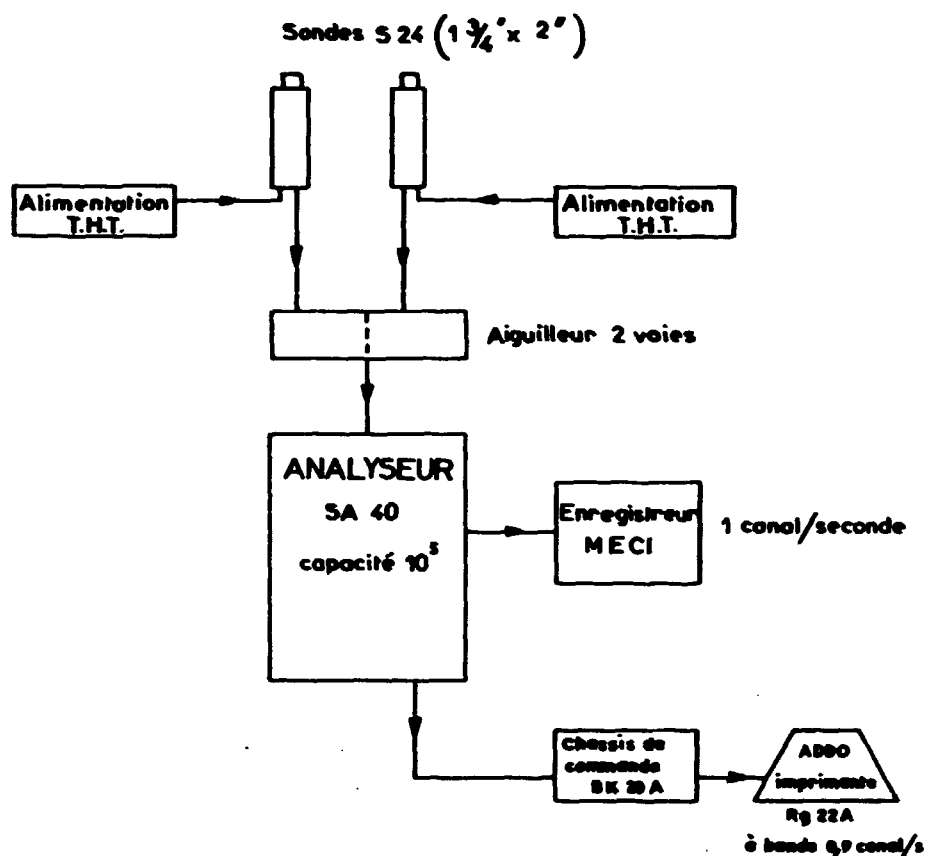


Fig. 6

II) Appareillage.

1) Sélecteur multicanaux.

Le schéma de principe (fig. 7) montre le fonctionnement dans le cas d'un détecteur unique.

Un convertisseur analogique digital transforme l'amplitude du signal à analyser en un train d'impulsions périodiques dont le nombre N est proportionnel à cette amplitude et représente l'adresse du canal où ce signal doit être compté. Une échelle d'adresse sélectionne le canal de rang N dans une mémoire à tores de ferrite et y inscrit une unité. Dans chacun des canaux de la mémoire on peut accumuler jusqu'à 10^5 coups. Le contenu de la mémoire est visible sur un oscilloscope incorporé et peut être transcrit par un appareil d'enregistrement extérieur.

2) Compteurs de rayonnement γ .

Chaque compteur est constitué d'un cristal scintillateur INa , d'un photomultiplicateur (P M), d'un blindage magnétique et d'une cathode suiveuse :

a) *Les cristaux scintillateurs* I Na (activé au thallium), de dimensions $1 \frac{3}{4}'' \times 2''$, ont un pouvoir de résolution 8% — ($\text{Cs } 127$) et sont en contact optique avec les photomultiplicateurs type E M 1 6097 F.

b) *Blindage*. — Les photomultiplicateurs sont blindés par du mu-métal qui dépasse la photocathode d'une longueur au moins égale au rayon. D'autre part, l'ensemble de la sonde est monté à l'intérieur d'un cylindre en fer doux. En effet, il est primordial que le champ au niveau de la photocathode soit très faible.

Expérimentalement il a été constaté qu'un champ de quelques oersteds au niveau de la sonde n'a aucune influence sur le spectre γ . Le pouvoir de résolution n'est pas modifié.

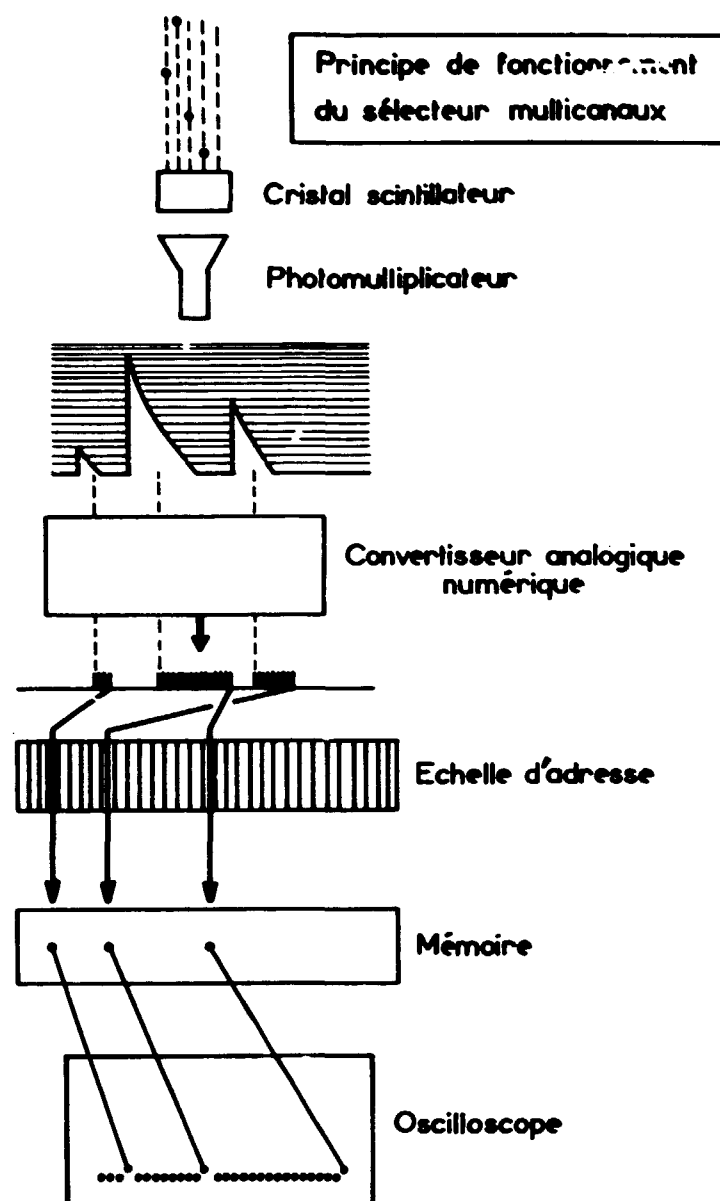


Fig. 7

3) Alimentation très haute tension des photomultiplicateurs.

Elle est assurée par 2 alimentations MESCO et CRC stabilisées qui délivrent une H.T. continue dans la gamme 300 à 2 500 V avec un débit de l'ordre de 3 mA.

Ces alimentations sont réglées de façon que les variations de la tension de sortie soient inférieures à 0,1% :

- En fonction des variations du réseau ($\pm 10\%$ autour de la valeur nominale) ;
- En fonction des variations de température ambiante ($\pm 5^\circ\text{C}$).

III) Stabilité de l'appareillage.

Ce sont les difficultés que nous avons rencontrées en essayant de stabiliser en température les T.H.T. et les P.M. qui nous ont amenés à utiliser un sélecteur multicanaux.

Nous ne pouvons pas prédéterminer d'une manière rigoureuse, une bande d'énergie autour d'un photopic, du fait des fluctuations de la température sur des périodes allant jusqu'à 36 heures.

Nous employons la méthode qui consiste à planimétrer chaque spectre à chaque enregistrement. Nous effectuons le total du nombre de coups pris dans les 20 canaux les plus remplis et centrés autour du photopic (fig. 8).

Les dérives dues aux variations de température, se traduisant par un déplacement du spectre de 1 ou 2 canaux dans l'ensemble des 400 canaux, en planimétrant à chaque fois la même bande d'énergie autour du photopic, nous obtenons une très grande stabilité — environ 0,2%.

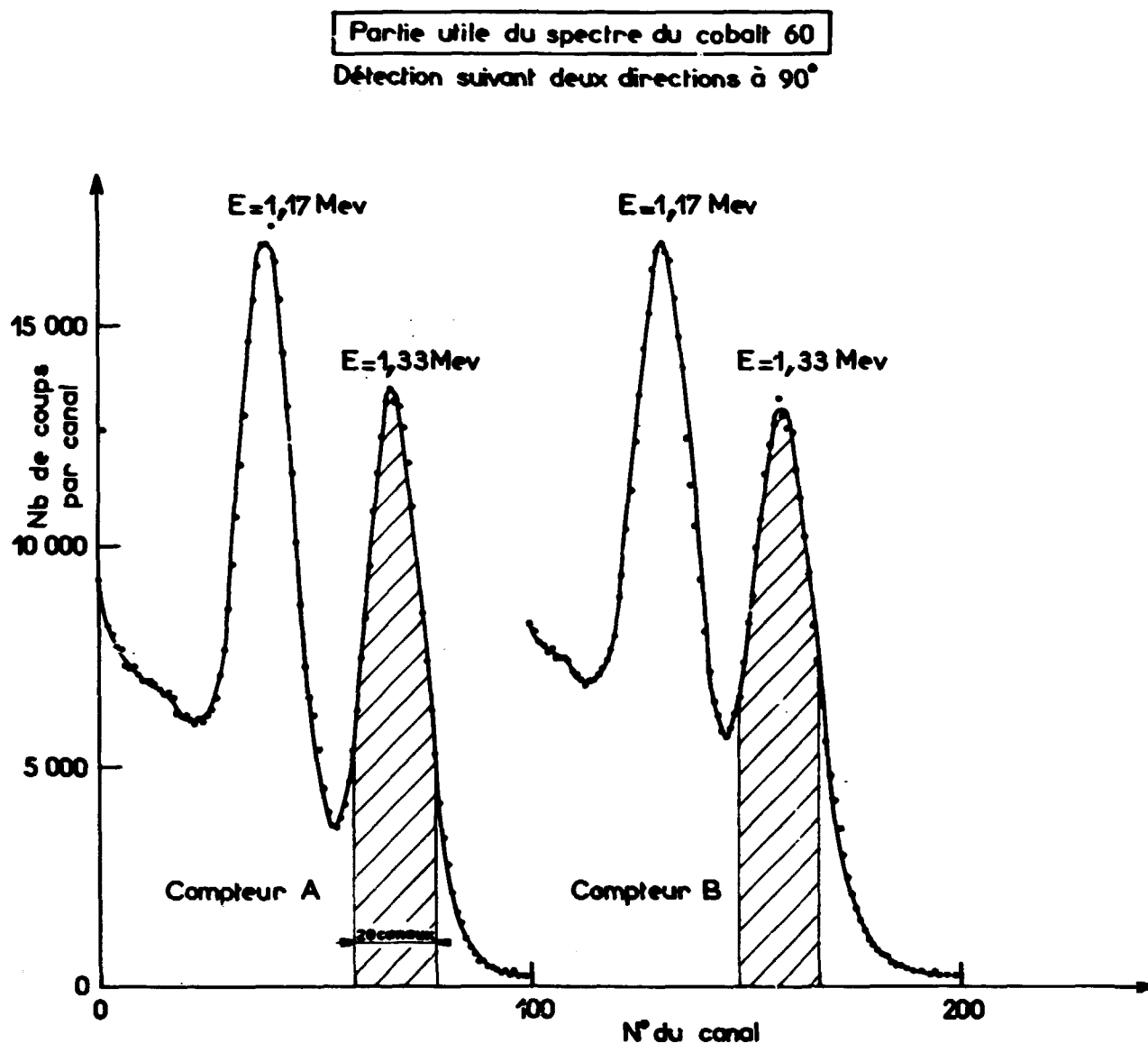


Fig. 8

IV) Corrections d'angle solide.

Comme chaque compteur définit un angle solide, l'intensité mesurée représente $\int W(\theta) d\Omega$. Les facteurs de correction pour différents cristaux, différentes énergies de γ et des distances allant de 5 à 10 cm ont été calculés par Yates [47]. De ces résultats, nous avons déduit que le facteur correctif était de l'ordre de 0,1% pour un cristal de $1\frac{3}{4}'' \times 2''$, une distance échantillon-cristal égale à 13 cm et des rayons γ d'énergie 1,33 Mev.

V) Phénomène Compton — Influence sur nos mesures.

Nous donnons dans la figure 9, le spectre du Cobalt 60, tel que nous l'avons mesuré avec le sélecteur multicanaux.

Nous constatons que nous avons une résolution $R = \frac{10,5}{133} = 0,08$ sur le photopic de 1,33 Mev et un rapport pic-vallée égal à 3,5. Ceci nous montre déjà que l'appareillage permet une analyse extrêmement précise du spectre du Cobalt 60.

Nous avons représenté aussi sur la figure les « gaussiennes » correspondant à chacun des photopics de 1,17 Mev et de 1,33 Mev et aussi le front du pic compton dû au γ de 1,33 Mev :

$$E_{\gamma c} = E_{\gamma} \frac{2 E_{\gamma}/m_0 c^2}{2 E_{\gamma}/m_0 c^2 + 1}$$

Ce qui nous donne $E_{\gamma c} = 1,12$ Mev. Les différences qui existent entre les 2 photopics correspondant aux 2 γ successifs viennent de la différence d'efficacité du cristal en fonction de l'énergie.

L'analyse du spectre (fig. 9), nous permet donc de constater que lorsque nous planimétons la bande d'énergie ΔE autour du photopic de 1,33 Mev, nous ne commettons aucune erreur discernable due au fond continu Compton.

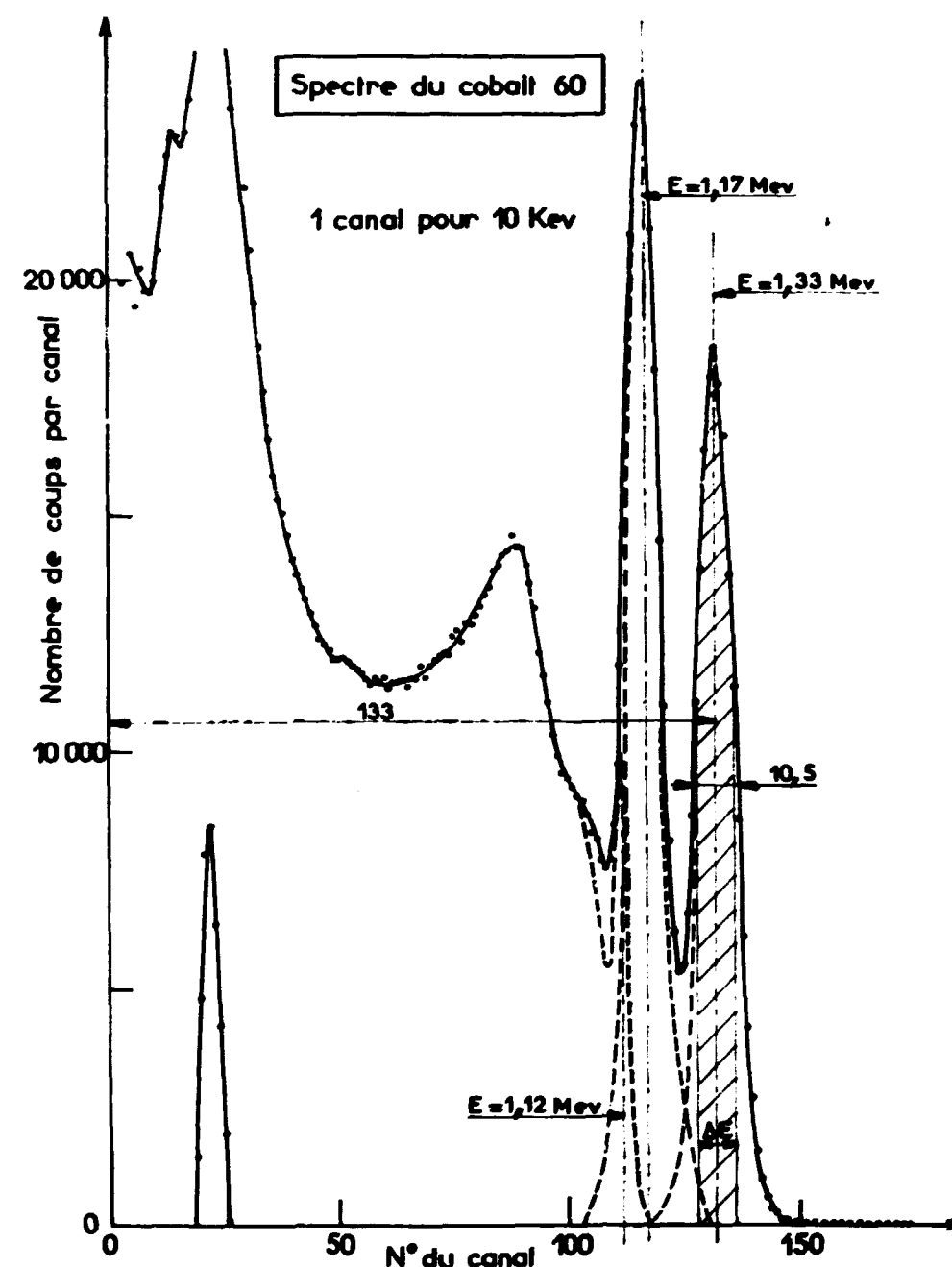


Fig. 9

D) APPAREILLAGE DE CONTROLE.

Etant donné notre méthode de mesure de la température, il est nécessaire de pouvoir connaître la température en cours de désaimantation et, à la fin de celle-ci, pour ne pas faire des manipulations inutiles.

Pour cela nous avons monté sur notre bloc de mesure, 3 résistances de carbone que nous avons étalonnées à l'aide de notre thermomètre au cours d'une manipulation préliminaire. Nous donnons la courbe $\text{Log } R_1 = f\left(\frac{1}{T}\right)$ utilisée pour les manipulations sur l'alliage Nd Co₅ (fig. 12).

De cette manière, et bien que ces résistances subissent des variations de quelques % en champ magnétique [41], nous pouvons suivre les variations de température du bloc de mesure et les gradient, de température entre les différents éléments.

Cette méthode nous a permis de constater l'importance des échauffements dus aux courants de Foucault qui proviennent des variations de champ dans la bobine sans fer ou dans la bobine d'Helmholtz.

Ponts de mesures de résistance (fig. 10 et 11).

Le pont de mesure I (fig. 10) a été réalisé de telle sorte que la puissance envoyée dans la résistance à mesurer soit inférieure à 10^{-11} w pour la plus faible valeur de R (1 000 Ω). La tension aux bornes de R est constante.

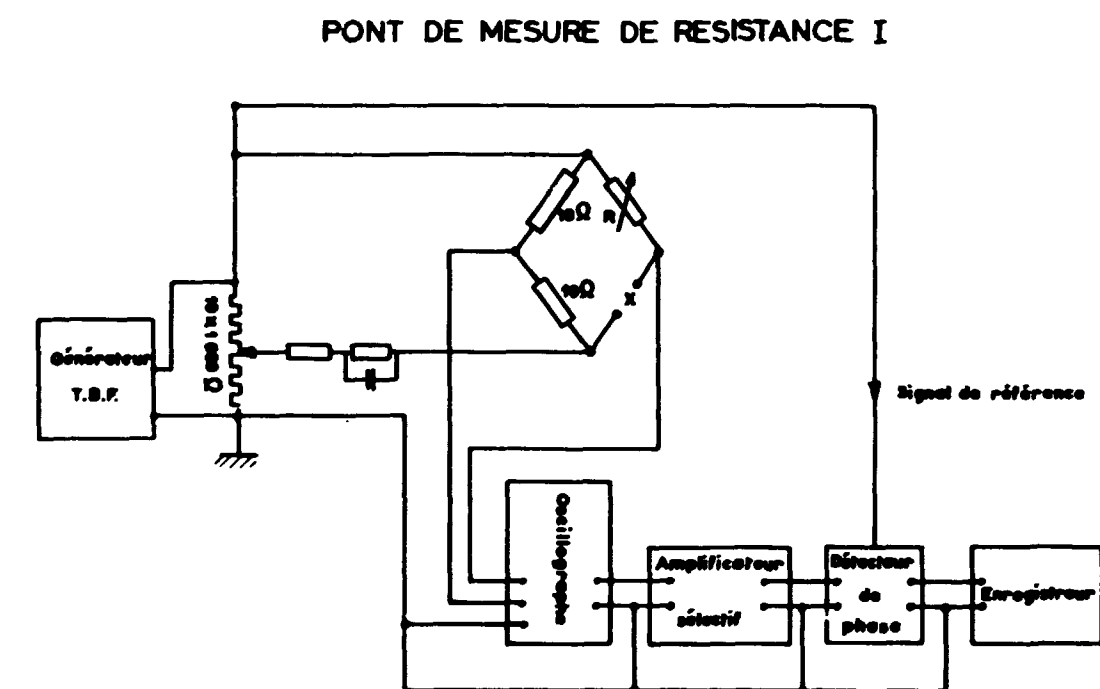


Fig. 10

C'est un pont de Wheatstone, mais comme on ne peut mettre qu'une seule branche du pont à la masse, il peut arriver que les perturbations dues au 50 Hz induisent dans l'autre branche des parasites qui suffisent à réchauffer la résistance de carbone.

Nous sommes amenés alors à utiliser le pont de mesure II (fig. 11) dont la sensibilité est un peu moins grande. Ce pont a l'avantage sur le précédent de permettre un enregistrement continu des valeurs de la résistance en fonction du temps.

En effet, la tension aux bornes de la résistance à mesurer est :

$$V = RI = \frac{R}{20 \text{ M}\Omega + R} \cdot V_0 = \frac{V_0 R_0}{R_t}$$

Si on maintient V constant il vient $R = \frac{K}{R_0}$ et K est déterminé en passant le commutateur sur la position R référence que nous avons prise égale à $100 \text{ K } \Omega$.

PONT DE MESURE DE RESISTANCE II

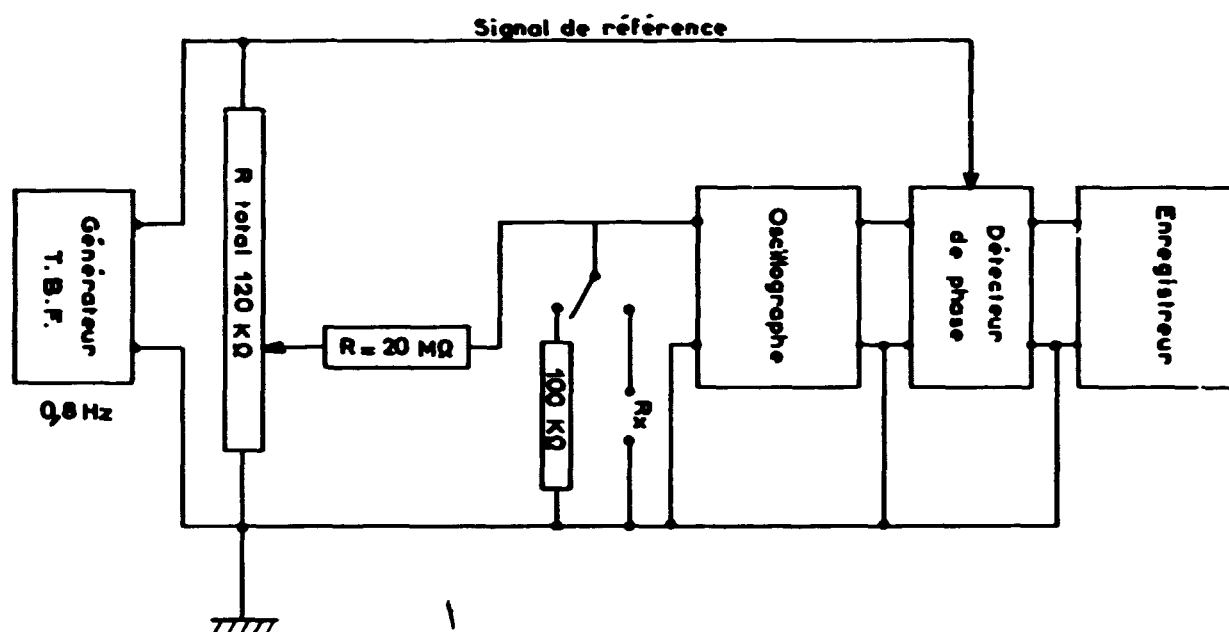


Fig. 11

E) ÉCHAUFFEMENTS DUS A LA RADIO-ACTIVITÉ DES ÉCHANTILLONS.

I) Échauffement dû au rayonnement $\beta = 0,312 \text{ Mev}$.

L'activité des échantillons est généralement de l'ordre de $10 \mu \text{ C}$. Nous allons calculer l'échauffement maximum en supposant que tous les rayons β émis sont absorbés dans l'échantillon.

1 curie = $3,7 \cdot 10^{10}$ désintégrations/sec dont l'énergie maximum dégagée est :

$$W = 3,7 \cdot 10^5 \times 312 \cdot 10^3 \times 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg/sec.}$$

$$= 18,5 \cdot 10^{-2} \text{ erg/sec.}$$

Comme le bloc de mesure comporte deux échantillons radioactifs (le thermomètre et l'échantillon), l'énergie maximum dégagée est :

$$W \leq 0,4 \text{ erg/sec}$$

II) Échauffement dû au rayonnement γ .

L'intensité absorbée I par une source ayant la forme d'un disque est donnée par $\frac{I}{I_0} = 1 - \exp \frac{-8}{3\pi} \mu R$ où μ est le coefficient d'atténuation et R le rayon.

Pour nos échantillons $\mu \approx 0,32 \text{ cm}^{-1}$ et $R = 0,25 \text{ cm}$, donc $\frac{I}{I_0} = 1 - \exp \frac{-8}{3\pi} \times 0,32 \times 0,25 \approx 0,08$.

Donc 8% des rayons γ émis par la source sont absorbés et l'énergie dégagée dans les 2 échantillons par les rayons γ de 1,17 et 1,33 Mev est :

$$W = 3,7 \cdot 10^5 \times 2 \cdot 500 \cdot 10^3 \times 1,6 \cdot 10^{-12} \times 8 \cdot 10^{-2} \times 2 \text{ erg/sec.}$$

$$W \leq 0,25 \text{ erg/sec}$$

F) RÉALISATION D'UNE EXPÉRIENCE.

1) Montage.

Une fois le sel réalisé, le monocristal de Cobalt et l'échantillon sont soudés au métal de Wood sur le bloc de mesure. On monte ensuite l'ensemble de telle manière que le champ de la bobine d'Helmholtz soit parallèle à l'axe du monocristal.

2) Refroidissement.

Après installation des 2 vases, on procède au refroidissement en prenant soin de ne pas pomper sur le sel à haute température pour qu'il ne se déshydrate pas. On repompe l'air contenu dans le calorimètre à $T = 77^\circ\text{K}$ et on introduit du gaz d'échange hélium ($p \simeq 100$ torrs).

On procède ensuite au siphonage de l'hélium liquide, puis au refroidissement du bain jusqu'à $T = 1,2^\circ\text{K}$.

3) Désaimantation.

A cette température on réalise l'aimantation isotherme du sel dans un champ de 34 000 oe. ($I = 1\,700$ A et $V = 240$ volts).

On repompe le gaz d'échange jusqu'au moment où l'on constate que les vibrations tendent à réchauffer le sel. On désaimante alors en diminuant le champ jusqu'à $H = 5\,000$ oe puis, par extraction, en baissant la bobine. Le refroidissement peut être suivi grâce aux variations de la résistance de contrôle R_1 .

La désaimantation terminée, on met en place au niveau de l'échantillon et du thermomètre un plateau qui supporte les 2 sondes disposées à 90° . Les sondes sont disposées parallèlement et perpendiculairement au champ de la bobine, et le thermomètre et l'échantillon voient celles-ci sous le même angle solide.

4) Comptages.

On peut commencer les mesures des intensités $W(0)$ et $W\left(\frac{\pi}{2}\right)$. Nous considérons que ces mesures sont effectuées à température constante. La chaleur spécifique du sel est suffisamment élevée pour que le dégagement d'énergie dans les échantillons ne provoque aucun échauffement notable pendant le temps de comptage ($t = 10$ mn).

Nous avons vérifié cette stabilité grâce à la résistance de contrôle R_1 . En considérant la courbe $\text{Log } R = f\left(\frac{1}{T}\right)$ (fig. 12), et sachant que l'erreur relative $\frac{\Delta R}{R}$ sur notre pont de mesure est inférieure à 0,5%, lorsque nous constatons une variation de résistance de $10\text{ K } \Omega$, nous pouvons dire que la variation de température pendant les dix minutes de comptage est inférieure ou égale à : $\Delta T \leq \frac{1}{1\,000}^\circ\text{K}$.

Pour élever la température, nous envoyons une quantité d'énergie ($\simeq 10\,000$ ergs) dans la résistance de chauffage. Le temps de mise en température du bloc de mesure est environ de 30 secondes.

Lorsque la température est de $0,1^\circ\text{K}$, nous réchauffons l'ensemble du bloc de mesure jusqu'à $T = 1,2^\circ\text{K}$, température à laquelle nous effectuons une série de comptages que nous appellerons « Comptages à chaud » $W(\theta)_{T\infty}$.

En effet, quelle que soit la précision de la mise en place des compteurs, il est impossible de réaliser $W(0) = W\left(\frac{\pi}{2}\right)$ à haute température, car nos mesures sont effectuées pour T croissant.

Nous utilisons les grandeurs réduites :

$$W(0)_T / W(0)_{T\infty} \quad \text{et} \quad W\left(\frac{\pi}{2}\right)_T / W\left(\frac{\pi}{2}\right)_{T\infty}$$

Nous effectuons d'autre part à $1,2^\circ\text{K}$ une série de comptages avec et sans champ magnétique pour vérifier que celui-ci n'a aucune influence sur les sondes.

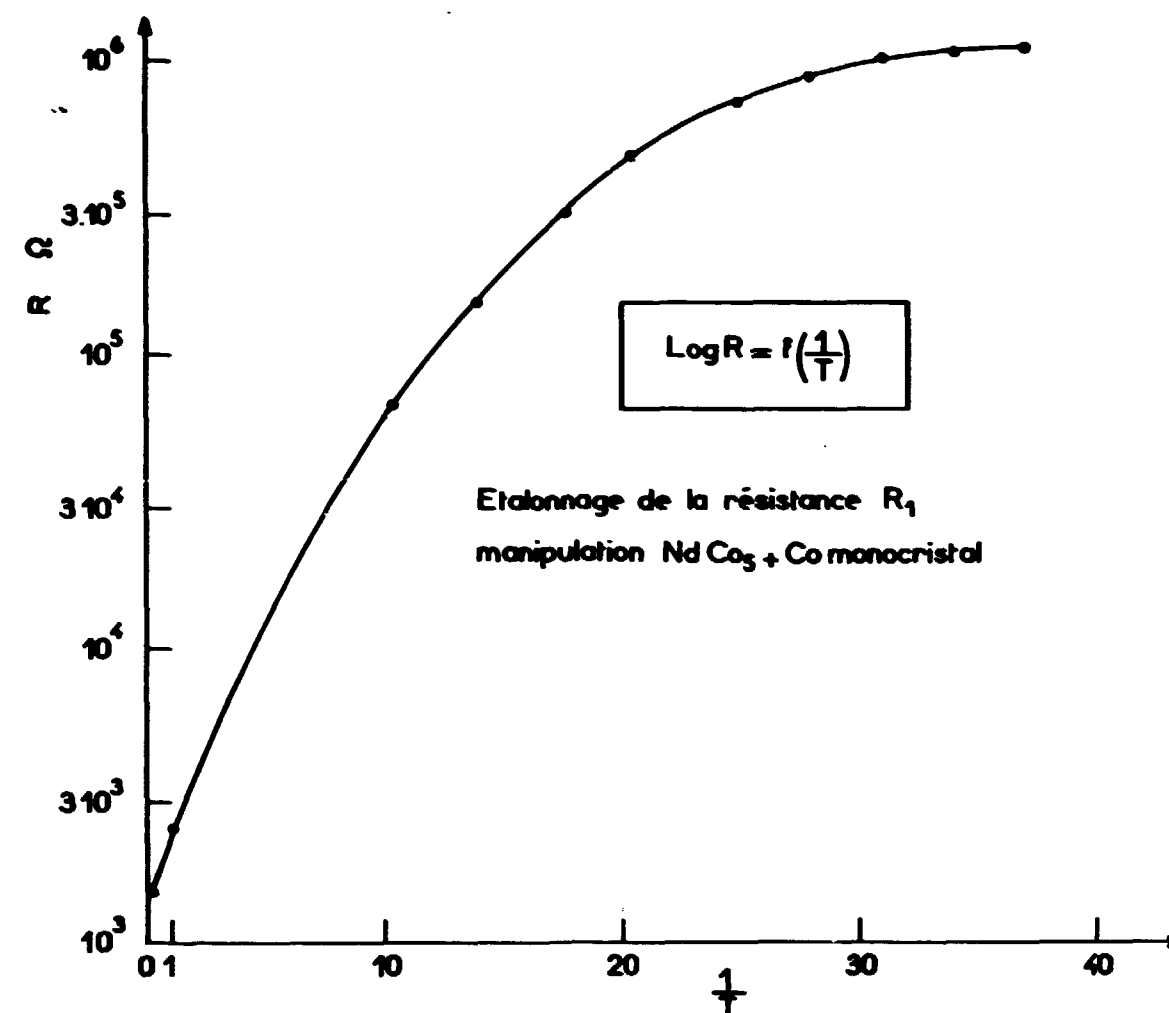


Fig. 12

La durée d'un comptage est de 10 minutes, le temps d'enregistrement est de 1 minute. Nous effectuons environ une trentaine de comptages par désaimantation, ce qui nous donne 6 ou 7 points de la courbe $\sqrt{\epsilon} = f\left(\frac{1}{T}\right)$.

Nous avons réalisé jusqu'à 4 désaimantations par manipulation, ce qui représente un temps total d'expérience de 36 à 40 heures et nécessite deux siphonages d'hélium liquide (environ 12 litres).

CHAPITRE V

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

A) POLARISATION NUCLÉAIRE DU COBALT 60 DANS UN ALLIAGE DE COBALT-NICKEL.

1) *Echantillon.*

Nous avons réalisé cette expérience pour vérifier le bon fonctionnement de notre appareil.

Arp, Edmonds et Petersen [40] ont obtenu le champ effectif au niveau des noyaux de cobalt dans un alliage cobalt-nickel (60,0 Co — 40,0 Ni), par mesure de chaleur spécifique. Ils trouvent :

$$H_{eff2} = 161 \pm 3 \text{ Koe}$$

et le rapport du champ effectif dans cet alliage au champ effectif dans le cobalt métallique obtenu par la même méthode est :

$$H_{eff1} = 219 \pm 4 \text{ Koe}$$

$$\frac{H_2}{H_1} = \frac{161}{219} = 0,735$$

Notre étude a porté sur un alliage de Cobalt-Nickel, réalisé dans le laboratoire au four à fusion de zone. L'analyse chimique quantitative réalisée au Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble a donné :

39,2% Nickel ;

traces de Si, Fe, Cu, Al ;

faibles traces de Na et Ag.

Notre échantillon se présente sous la forme d'un disque de 5 mm de diamètre et 0,2 mm d'épaisseur.

Il a été irradié dans un flux de $4,4 \cdot 10^{12}$ nth/cm²/sec pendant 2 h 15 mn dans la pile Melusine du C.E.N.G. Nous avons laissé décroître l'activité du nickel 65 ($T = 2,6$ h) jusqu'à ce qu'elle soit négligeable devant celle du Cobalt 60 ($T = 5,3$ ans), environ 10μ C. L'échantillon a été recuit pendant 12 heures à 900 °C pour réparer les défauts créés par irradiation.

Des mesures comparatives faites avec le sélecteur multicanaux fonctionnant en temps actif nous ont permis d'établir le rapport de l'activité du monocristal et de l'échantillon de Co Ni.

$$\frac{A_{Co}}{A_{CoNi}} = 1,018$$

Ce résultat a été obtenu par une série de mesures à température ambiante, effectuées avec la même sonde et en planimétrant uniquement sur le photopic de 1,33 Mev.

Par ailleurs nous avons étudié le comportement magnétique de notre échantillon à $T = 4,2$ °K. Nous avons constaté que l'alliage Co Ni a une très faible aimantation rémanente (fig. 13).

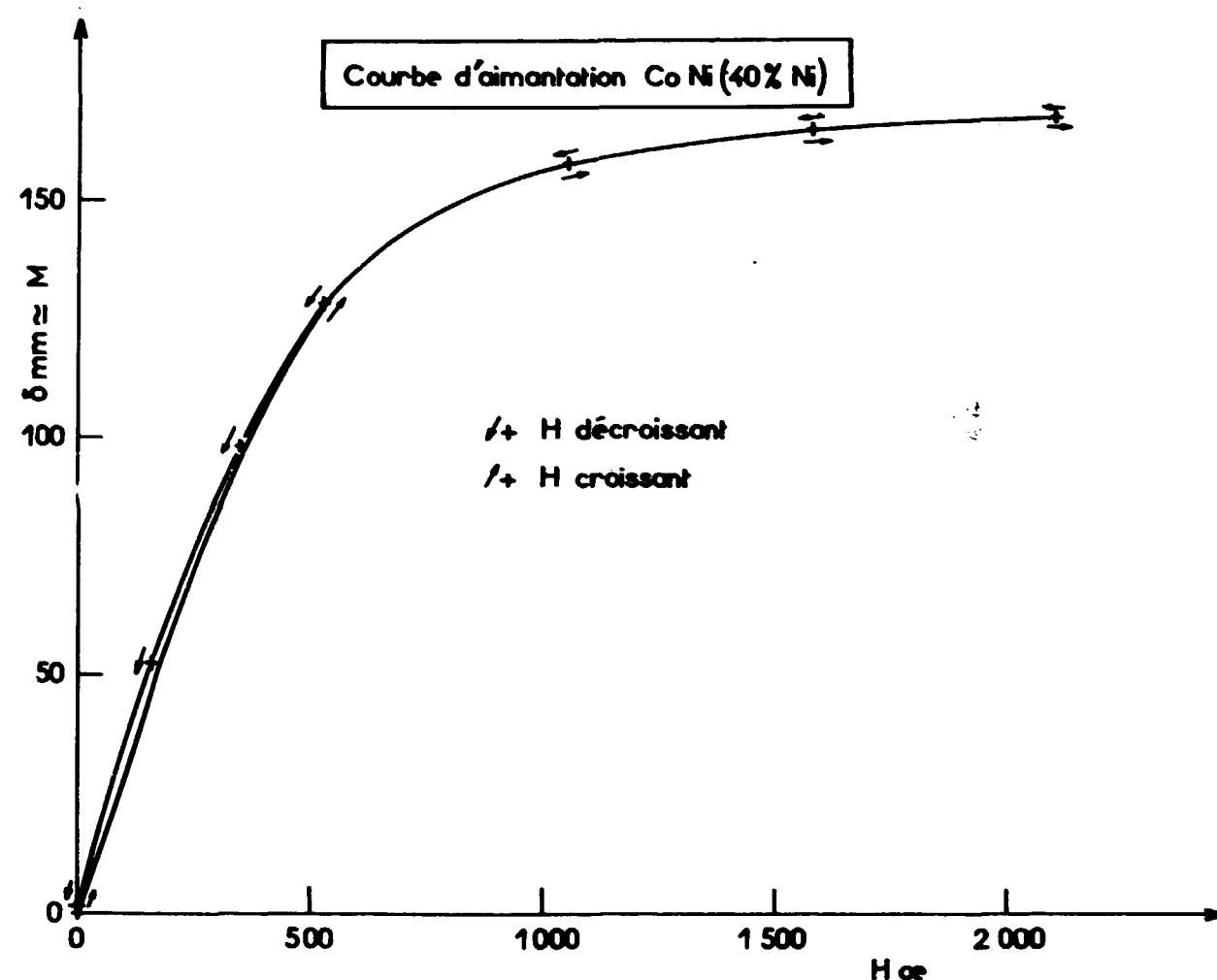


Fig. 13

Les résultats que nous donnons dans la suite de cet exposé ont été obtenus au cours de 3 expériences différentes. A chaque fois l'échantillon a été ramené à la température $T = 300$ °K.

II) Mesures.

Sans champ magnétique nous mesurons une distribution $W(\theta)_T$ qui nous donne une anisotropie ϵ_0 qui est due uniquement à l'alignement de noyaux de Cobalt dans le monocristal de Cobalt.

Avec un champ magnétique $H = 2400$ oe au niveau de l'échantillon, nous mesurons une anisotropie ϵ_H qui résulte de l'alignement dans le monocristal et de la polarisation dans l'alliage Co Ni.

En tenant compte des rapports des activités des 2 sources, on arrive à déterminer les anisotropies exactes dues au Cobalt métallique (ϵ_1) et à l'alliage Co Ni (ϵ_2).

Etant donné les très faibles variations de température, comme nous mesurons alternativement ϵ_H et ϵ_0 , nous prenons comme valeur de ϵ_0 correspondante à ϵ_H , la valeur moyenne :

$$\bar{\epsilon}_{0n} = \frac{\epsilon_{0n-1} + \epsilon_{0n+1}}{2}$$

III) Résultats.

En tenant compte du rapport des activités de Cobalt 60 entre le thermomètre et l'échantillon :

$$\frac{A_{Co}}{A_{CoNi}} = 1,018$$

nous avons trouvé :

$$\epsilon_0 = 0,504 \epsilon_1 \quad (1)$$

$$\epsilon_H = 0,504 \epsilon_1 + 0,496 \epsilon_2 \quad (2)$$

c'est-à-dire :

$$\frac{\epsilon_H}{\epsilon_0} \neq 1 + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}$$

D'autre part, pour des températures de l'ordre de $0,1$ °K $\epsilon \neq \left(\frac{\mu H}{KTI}\right)^2$ donc, en première approximation :

$$\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \neq \left(\frac{H_2}{H_1}\right)^2 \quad (3)$$

ou

$$\frac{\epsilon_H}{\epsilon_0} \neq 1 + \left(\frac{H_2}{H_1}\right)^2 \quad (4)$$

Dans la figure 14, nous avons porté nos mesures ϵ_H en fonction de ϵ_0 et nous avons trouvé :

$$\frac{\epsilon_H}{\epsilon_0} = 1,5, \text{ ce qui nous donne } \left(\frac{H_2}{H_1}\right)^2 = 1,5 - 1 = 0,5$$

ou

$$\frac{H_2}{H_1} = 0,71$$

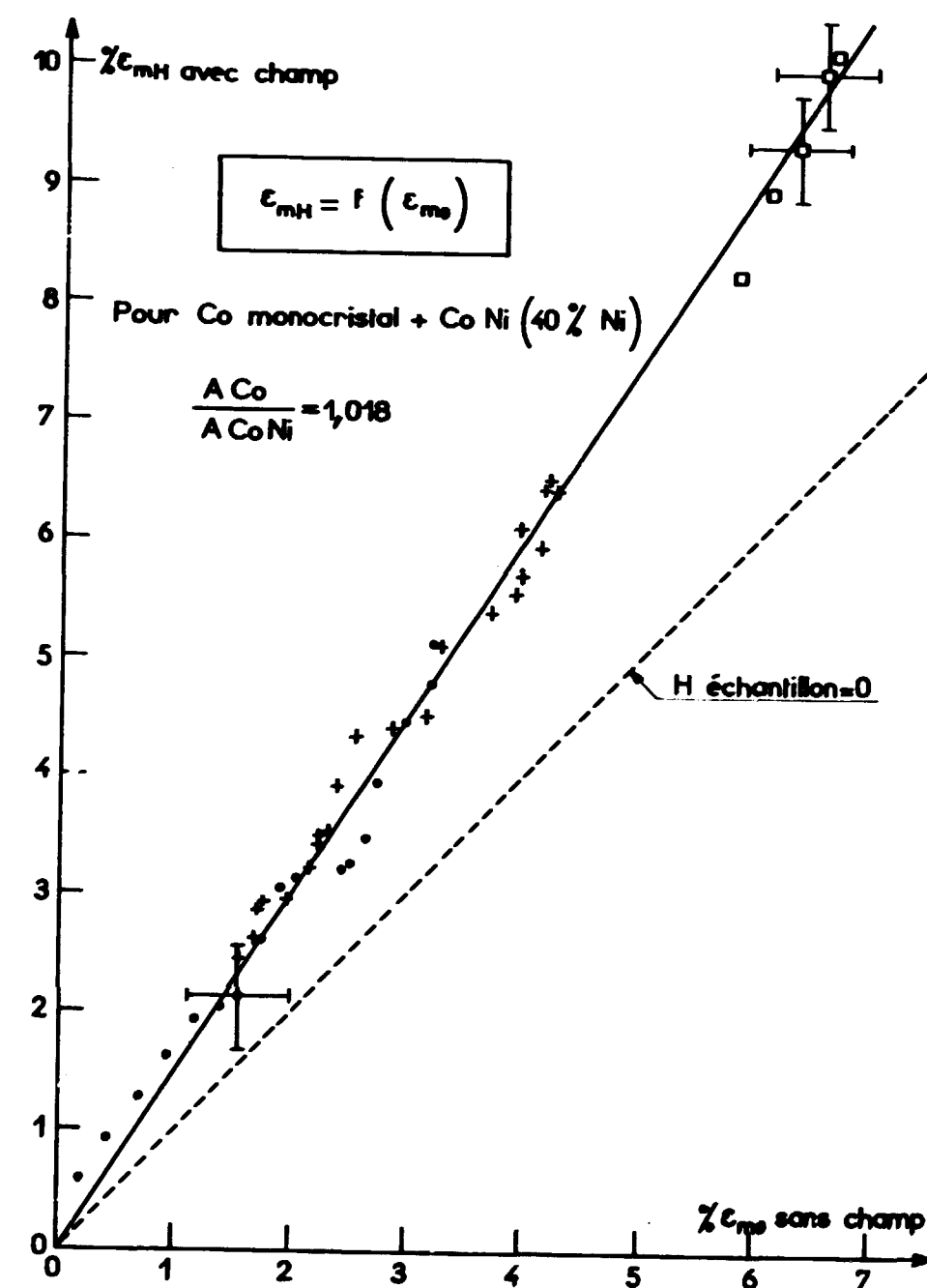


Fig. 14

Ce résultat est en bonne concordance avec le résultat que nous avons obtenu à partir des mesures de chaleur spécifique [40] :

$$\frac{H_2}{H_1} = 0,735$$

En utilisant la valeur du champ effectif dans le Cobalt métallique donnée par Grace [30], $H = 193\ 000$ oe, nous obtenons pour l'alliage CoNi (40% Ni) :

$$H_{eff} = 137\ 000\text{ oe}$$

Nous avons vérifié que l'erreur commise en faisant l'approximation :

$$\epsilon \neq cste \left(\frac{\mu H}{KT I} \right)^2$$

est négligeable devant les erreurs de mesure que nous calculerons plus loin.

En effet, à partir des valeurs $H_{eff} = 193$ Koe. pour le Cobalt métallique et $H_{eff} = 137$ Koe. pour l'alliage CoNi, nous avons calculé ϵ_H et ϵ_0 et le rapport ϵ_H/ϵ_0 , en utilisant les équations (1) et (2). Nous avons obtenu les résultats suivants :

$\frac{1}{T}$	10	20	30	40	50
$\frac{\epsilon_H}{\epsilon_0}$	1,46	1,48	1,49	1,51	1,53

Ce qui nous donne :

$$\Delta (\epsilon_H/\epsilon_0) / (\epsilon_H/\epsilon_0) \leq 0,025$$

Nous avons aussi vérifié le résultat $H = 137\ 000$ oe, en déterminant l'anisotropie de l'échantillon de CoNi en fonction de la température T (fig. 15).

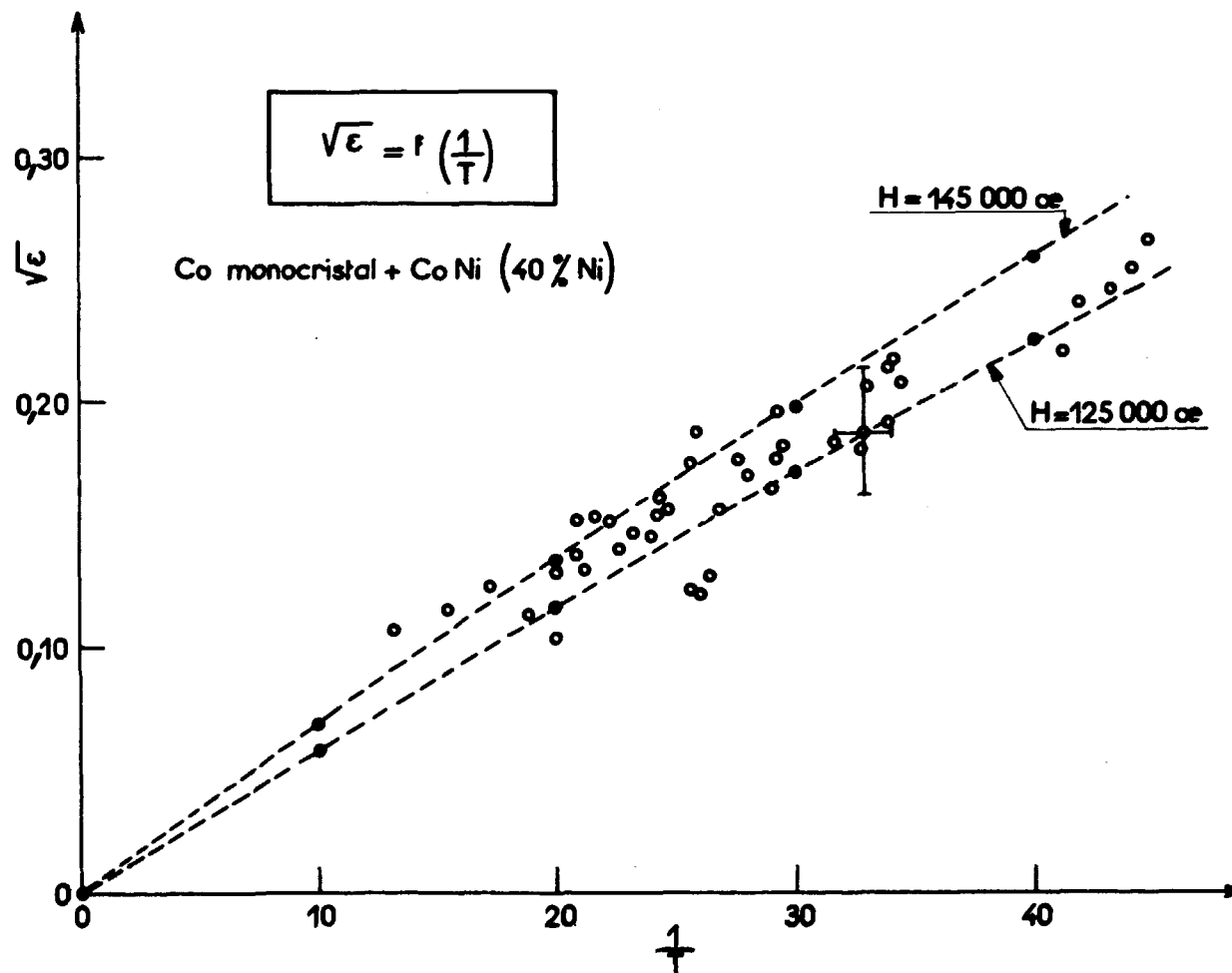


Fig. 15

Les mesures sans champ nous donnent $\epsilon_1 = \frac{\epsilon_0}{0,504}$ anisotropie du cobalt métallique — ce qui nous permet de déterminer la température T.

Les mesures avec champ nous donnent $\epsilon_H = 0,504 \epsilon_1 + 0,496 \epsilon_2$ donc $\epsilon_2 = \frac{1}{0,496} (\epsilon_H - \epsilon_0)$ anisotropie de l'échantillon.

De cette manière nous avons trouvé les valeurs qui sont représentées sur la figure 15. Les courbes en pointillé représentent les fonctions $\sqrt{\epsilon} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ que l'on aurait si le champ interne valait :

$$H = 125 \text{ Koe. et } H = 145 \text{ Koe.}$$

Nous voyons donc d'après cette figure que la valeur probable du champ interne dans notre échantillon est comprise entre 125 Koe et 145 Koe, ce qui concorde bien avec le résultat précédent :

$$H = 137 \text{ Koe}$$

D'autre part, nous donnons les courbes $W(\theta)_T / W(\theta)_{T\infty} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ pour $\theta = 0$ et $\theta = \frac{\pi}{2}$ mesurées avec et sans champ, pour montrer la dispersion des points par rapport aux courbes théoriques calculées à partir de $H_2 = 137 \text{ Koe}$ et $H_1 = 193 \text{ Koe}$ (fig. 16).

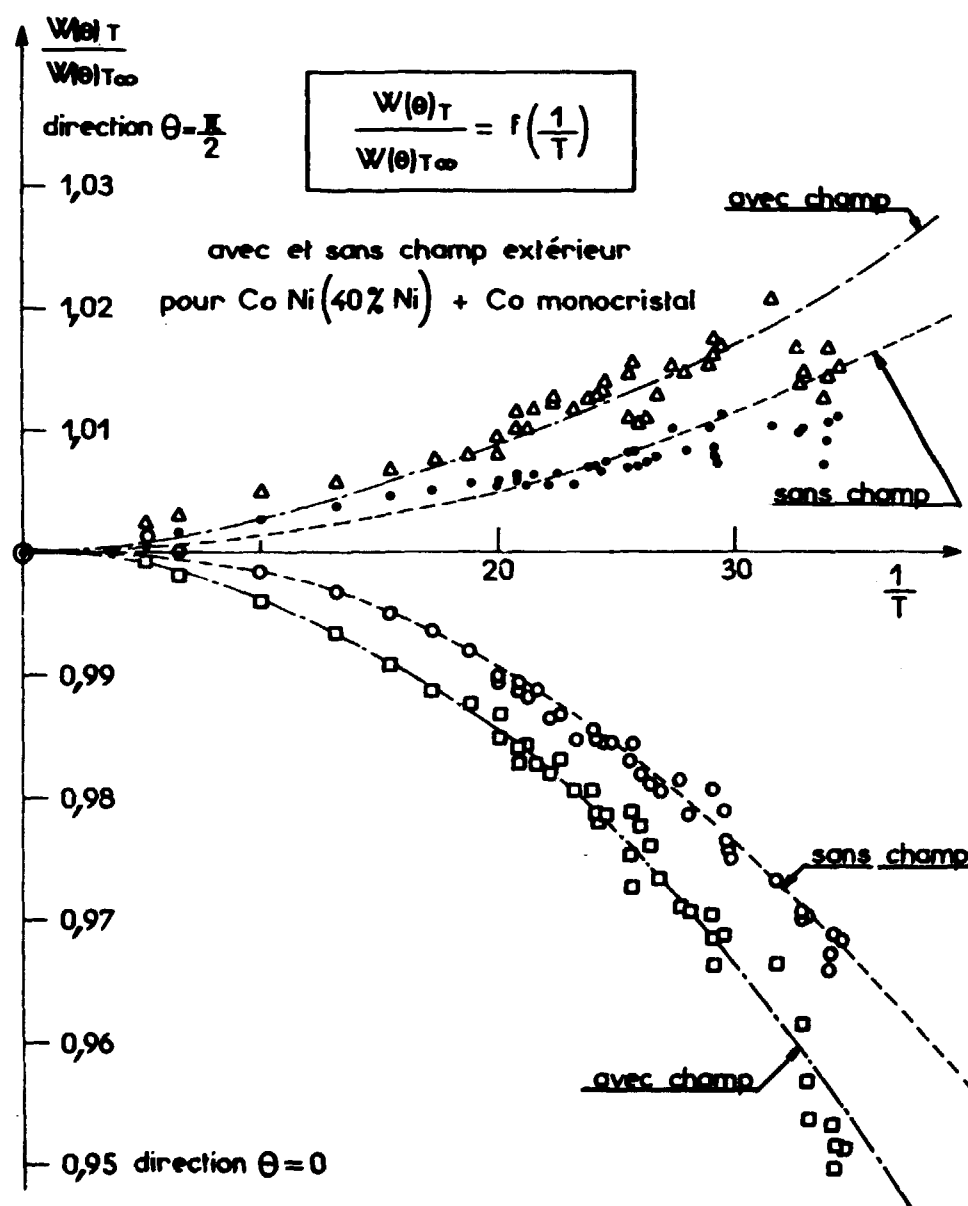


Fig. 16

B) CALCULS D'ERREURS.

La probabilité d'obtenir un événement particulier suit une loi de « distribution » des probabilités. Nous utiliserons la loi normale définie par :

$$dP_x = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp -\frac{(x-m)^2}{2\sigma^2} \quad (1)$$

où :

m = vraie valeur de la grandeur mesurée ;

x = valeur effectivement mesurée ;

σ = écart type ;

dP_x = probabilité de trouver x compris entre x et $x + dx$.

L'équation (1) donne :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} dP_x = \int_{-\infty}^{+\infty} y \, dx = A = 1$$

A = Aire comprise entre la courbe et l'axe des x . Lorsque la probabilité d'un événement est faible et constante, si l'on prend pour écart type $\sigma = \pm \sqrt{m}$, la probabilité de trouver x comprise entre :

$$m - \sigma \quad \text{et} \quad m + \sigma$$

est donnée par :

$$A - 2 \int_{m-\sqrt{m}}^{m+\sqrt{m}} dP_x = 0,683$$

c'est-à-dire 68,3% des valeurs que nous allons mesurer seront comprises entre $m - \sqrt{m}$ et $m + \sqrt{m}$

Nous appellerons dans la suite de nos calculs $\sqrt{m}$ l'« erreur statistique » sur la valeur m . Lorsqu'on a un nombre fini de mesures, il est impossible d'avoir la valeur exacte m et on utilise la valeur moyenne :

$$m \approx \bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i$$

1) Spectre d'émission. Cas du Cobalt.

Le spectre d'émission du Cobalt est parfaitement défini et comporte l'émission d'un rayonnement β et de 2 rayonnements γ en cascade. L'énergie des transitions γ étant définies, le spectre détecté comporte du fait de la relation d'incertitude d'Heisenberg, 2 courbes de distribution normale. L'aplatissement plus ou moins important résulte de l'appareillage et, dans une certaine mesure, des dimensions de l'échantillon.

Si nous considérons une bande d'énergie centrée sur un photopic et déterminée par les 20 canaux les plus remplis, l'erreur statistique sur la valeur $W(\theta)$, obtenue en planimétrant cette bande, sera $\sqrt{W(\theta)}$ et pour n comptages l'erreur sur $W(\theta)$ sera $\sqrt{W(\theta)}/\sqrt{n} = \Delta W(\theta)$.

2) Erreur sur l'anisotropie ϵ .

Pour calculer les champs internes nous utilisons les valeurs ϵ_0 et ϵ_H définies par :

$$\epsilon = \left[\frac{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_T}{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_{T\infty}} - \frac{W(0)_T}{W(0)_{T\infty}} \right] / \frac{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_T}{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_{T\infty}}$$

Posons :

$$\frac{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_T}{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_{T\infty}} = A \quad \frac{W(0)_T}{W(0)_{T\infty}} = B$$

$$\epsilon = \frac{A - B}{A}$$

Par conséquent :

$$\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} = \frac{\Delta(A - B)}{A - B} - \frac{\Delta A}{A}$$

comme $A - B \leq A$ nous pouvons négliger le deuxième terme et nous obtenons :

$$\frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \leq \frac{\Delta A + \Delta B}{A - B}$$

or :

$$\left| \frac{\Delta A}{A} \right| \leq \frac{\Delta \left[W\left(\frac{\pi}{2}\right)_T \right]}{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_T} + \frac{\Delta \left[W\left(\frac{\pi}{2}\right)_{T\infty} \right]}{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_{T\infty}}$$

et nous savons que pour n comptages :

$$\Delta \left[W\left(\frac{\pi}{2}\right) \right] = \sqrt{W\left(\frac{\pi}{2}\right)} / \sqrt{n}$$

donc :

$$\left| \frac{\Delta A}{A} \right| \leq \frac{2 \sqrt{W\left(\frac{\pi}{2}\right)}}{W\left(\frac{\pi}{2}\right) \cdot \sqrt{n}} = \frac{2}{\sqrt{W\left(\frac{\pi}{2}\right)} \cdot \sqrt{n}}$$

de même :

$$\left| \frac{\Delta B}{B} \right| \leq \frac{2}{\sqrt{W(0)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{n}}$$

Comme $W(0)_T$, $W(0)_{T\infty}$, $W\left(\frac{\pi}{2}\right)_T$, $W\left(\frac{\pi}{2}\right)_{T\infty}$ diffèrent très peu les uns des autres nous pouvons

écrire :

$$\left| \frac{\Delta \epsilon}{\epsilon} \right| \leq \frac{1}{(A - B)} \cdot (A + B) \cdot \frac{2}{\sqrt{W(\theta)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{n}}$$

donc :

$$\left| \Delta \epsilon \right| \leq \left(\frac{A - B}{A} \right) \left(\frac{A + B}{A - B} \right) \cdot \frac{2}{\sqrt{W(\theta)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{n}}$$

$$\left| \Delta \epsilon \right| \leq \frac{4}{\sqrt{W(\theta)}} \cdot \frac{1}{\sqrt{n}}$$

Dans le cas particulier précédent, nous avons en moyenne $\overline{W(\theta)} = 2,5 \cdot 10^5$ coups et nous avons fait 4 comptages, ce qui nous donne :

$$|\Delta \varepsilon| \leq \frac{4}{10^5 \cdot \sqrt{25}} \cdot \frac{1}{\sqrt{4}} = 4 \cdot 10^{-3}$$

$$|\Delta \varepsilon| \leq 0,004$$

Comme ε_0 et ε_H sont pratiquement du même ordre de grandeur, nos valeurs ε_0 et ε_H sont connues avec un :

$$\Delta \varepsilon = \pm 0,4 \cdot 10^{-2}$$

valeur représentée par les barres d'erreur de la figure 14.

3) Erreur sur la valeur du rapport $x = \frac{H_2}{H_1}$.

$$\text{Nous avons vu que : } \frac{\varepsilon_H}{\varepsilon_0} \neq 1 + \left(\frac{H_2}{H_1} \right)^2$$

donc :

$$x = \frac{H_2}{H_1} = \left[\frac{\varepsilon_H}{\varepsilon_0} - 1 \right]^{1/2}$$

et :

$$dx = \frac{1}{2} \frac{d\varepsilon_H}{\varepsilon_0} \left(\frac{\varepsilon_H}{\varepsilon_0} - 1 \right)^{-1/2} - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_H}{\varepsilon_0^2} d\varepsilon_0 \left(\frac{\varepsilon_H}{\varepsilon_0} - 1 \right)^{-1/2}$$

$$|\Delta x| \leq \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon_H}{\varepsilon_0} - 1 \right)^{-1/2} \left[\left| \frac{\Delta \varepsilon_H}{\varepsilon_0} \right| + \frac{\varepsilon_H}{\varepsilon_0} \left| \frac{\Delta \varepsilon_0}{\varepsilon_0} \right| \right]$$

expérimentalement nous avons trouvé : $\frac{\varepsilon_H}{\varepsilon_0} = 1,5$.

donc :

$$|\Delta x| \leq 1,78 \left| \frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon_0} \right|$$

Comme ε_0 est de l'ordre de quelques % (la valeur maximum de ε_0 est $\varepsilon_0 \neq 6 \cdot 10^{-2}$) et que $\Delta \varepsilon = \pm 0,4 \cdot 10^{-2}$.

$$|\Delta x| \leq 1,78 \cdot \frac{0,4 \cdot 10^{-2}}{6 \cdot 10^{-2}} \neq 0,12$$

C'est-à-dire :

$$\frac{H_2}{H_1} = 0,71 \pm 0,12$$

En admettant comme valeur du champ interne dans le Cobalt métallique :

$$H_1 = 193\,000 \text{ oe}$$

Le champ dans notre échantillon est donné par :

$$H_2 = 137\,000 \pm 23\,000 \text{ oe}$$

Nous voyons donc qu'il est inutile de tenir compte de la non linéarité de ε en fonction de H^2 , même pour des températures de l'ordre de $0,02^\circ\text{K}$.

C) POLARISATION NUCLEAIRE DU COBALT 60 DANS UN ALLIAGE NEODYME-COBALT (NdCo_5).

I) Echantillon.

Notre échantillon fait partie de la série d'échantillons du type $A_x \text{Co}_y$ (à terre rare), que nous pensons étudier dans notre montage.

En effet, l'étude de l'influence des interactions magnétiques sur le moment de Cobalt, obtenues en changeant soit la terre rare, soit le pourcentage de Cobalt, nécessite :

- L'étude de la structure de ces alliages par diffraction neutronique et aux rayons X ;
- L'étude du moment du Cobalt.

Cette analyse peut être utilement complétée par la mesure du champ interne au niveau des noyaux de cobalt. Comme il est impossible de faire cette mesure par effet Mössbauer, la méthode d'orientation nucléaire reste la seule possible. Les mesures de chaleur spécifique à basses températures, nécessitent des échantillons plus grands.

Pour chaque terre rare, les différentes concentrations de Cobalt correspondent aux alliages :

$$\text{ACo}, \text{ACo}_2, \text{ACo}_3, \text{A}_2\text{Co}_7, \text{ACo}_5, \text{A}_2\text{Co}_{17}, \text{Co}$$

NdCo_5 est un alliage de structure isomorphe de Cu_5Ca (cf. Wallace et Cherry [51]). L'alliage a une structure hexagonale avec six atomes dans la maille élémentaire.

Les mesures magnétiques montrent un couplage ferromagnétique des moments et un couplage antiferromagnétique de spins. En effet, il y a une interaction négative entre le spin du Cobalt et le spin du Néodyme, mais comme la contribution orbitale au moment est très grande pour le néodyme ($J = L - S$), les moments μ_{Nd} et μ_{Co} sont de même sens.

L'échantillon de NdCo_5 nous a été gracieusement fourni par MM. Lemaire et Schweitzer du Laboratoire de diffraction neutronique du C.E.N.G. Il a été réalisé par la méthode dite de « levitation » avant d'être trempé brutalement dans un creuset en cuivre refroidi par eau. L'analyse aux rayons X permet d'assurer la présence de la phase NdCo_5 à 2% près.

Notre échantillon a été irradié dans un flux de $4,410^{12}$ nths/cm²/s pendant 200 secondes dans la pile Melusine. Ceci nous a permis d'obtenir une activité du Cobalt 60 d'environ 5 μC . Avant utilisation nous avons laissé décroître les activités de $\text{Nd } 147$ ($T = 11$ jours), $\text{Nd } 149$ ($T = 1,8$ heures), $\text{Nd } 151$ ($T = 12$ minutes).

Des mesures effectuées au sélecteur multicanaux, fonctionnant en temps actif, nous ont permis d'établir le rapport de l'activité du monocristal de Cobalt et de l'échantillon de NdCo_5 :

$$A_{\text{Co}}/A_{\text{NdCo}_5} = 1,912$$

Par ailleurs, l'étude du comportement magnétique de NdCo_5 à $4,2^\circ\text{K}$ a été réalisée au laboratoire de magnétisme du C.N.R.S. (fig. 17).

II) Mesures.

Nos mesures devant être effectuées avec et sans champ magnétique appliqué à l'échantillon, nous avons été amenés à modifier notre méthode pour tenir compte des propriétés magnétiques de notre échantillon.

Nous ne pouvons pas appliquer un champ le temps d'un comptage et le couper ensuite pour le comptage suivant. En effet, même avec $H = 0$, notre échantillon conservant son aimantation rémanente, le rayonnement émis aura une distribution angulaire anisotrope.

Nous avons donc réalisé 2 expériences différentes l'une sans champ, l'autre avec un champ magnétique $H = 2\,400$ oe sur l'échantillon. Pour avoir une correspondance entre les résultats des 2 expériences, nous avons utilisé la résistance de contrôle R_1 .

Dans la première expérience nous déterminons une anisotropie $\varepsilon_0 = f_0(R_1)$ et dans la deuxième expérience avec $H = 2\,400$ oe, $\varepsilon_H = f_H(R_1)$. Comme nous n'avons pas réchauffé notre bloc de mesure au-dessus de $T = 1,2^\circ\text{K}$, notre loi $\text{Log } R_1 = f\left(\frac{1}{T}\right)$ n'a pas changé. C'est-à-dire, dans les 2 expériences, à la même température T correspond la même valeur R_T de R_1 . Il nous est donc possible d'établir une correspondance entre ε_0 et ε_H .

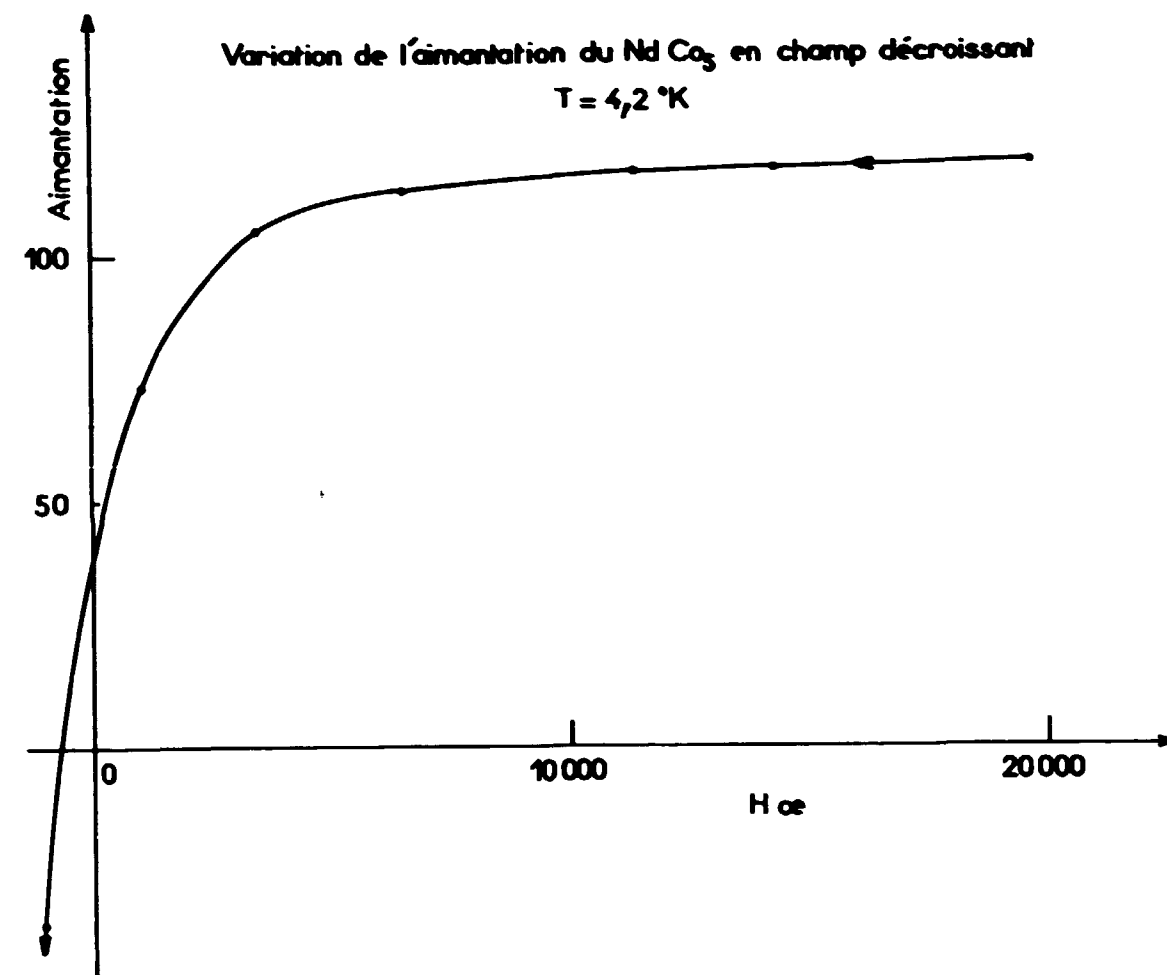
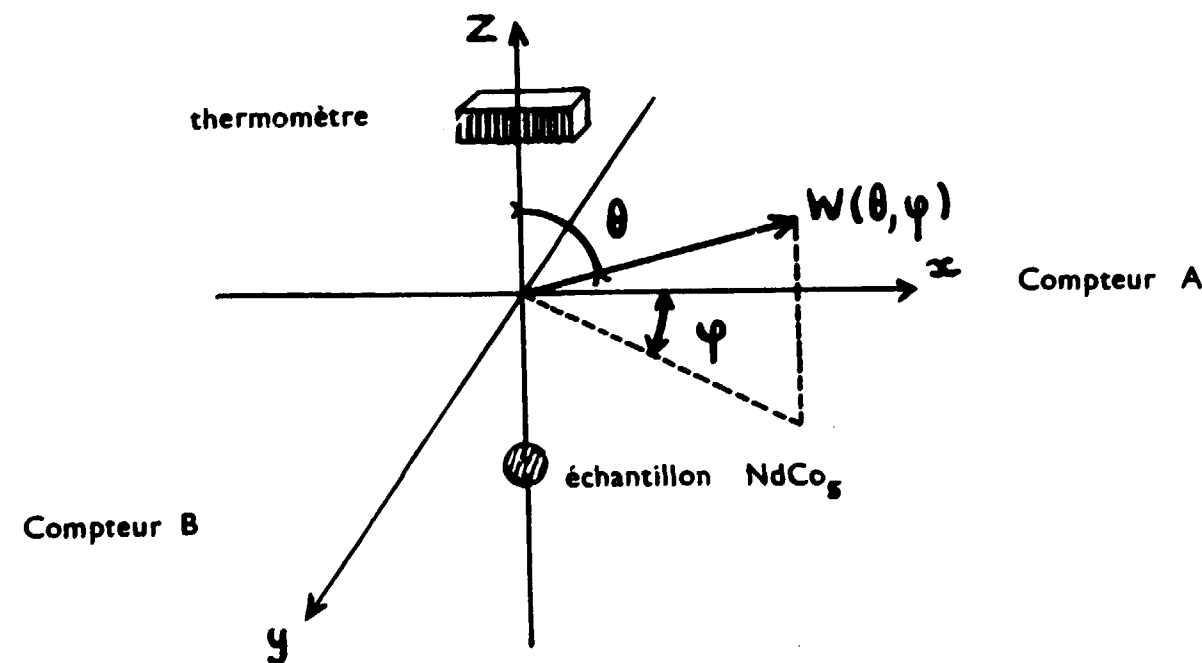


Fig. 17

Pour l'interprétation de nos résultats, considérons notre ensemble — échantillon-thermomètre — dans l'espace défini par 3 directions Ox , Oy , Oz .



La direction Oz étant la direction définie par l'ensemble (échantillon-thermomètre). Dans notre expérience, c'est la direction verticale.
 Le plan xOy est le plan médian.

Les 2 sondes de détection γ sont disposées suivant Ox et Oy , et à une distance suffisamment grande des échantillons pour qu'aucune correction angulaire ne soit nécessaire.

Appelons :

- $N_1(\varphi)$, le nombre de coups dus au Cobalt métallique ;
- $N_2(\varphi)$, le nombre de coups dus à l'échantillon NdCo_5 ;
- $W(\varphi)$, l'intensité effectivement mesurée par les compteurs A et B dans le plan médian.

A la température de $1,2^\circ\text{K}$ nous avons :

$$W(\varphi) = N_1(\varphi) + N_2(\varphi) \text{ pour } \varphi = 0 \text{ et } 90^\circ$$

Etant donné que notre échantillon est soumis d'abord à un champ vertical, puis au champ horizontal de la bobine d'Helmholtz ($H = 2400 \text{ oe}$) suivant Ox , appelons :

- σ_r , l'aimantation rémanente à la fin de la désaimantation adiabatique (dirigée suivant Oz) ;
- σ_A , l'aimantation suivant Ox de notre échantillon dans le champ $H = 2400 \text{ oe}$;
- σ_{sat} , l'aimantation à saturation de notre échantillon ;
- σ_z , l'aimantation résiduelle suivant Oz dans les conditions précédentes.

— Détermination de ε_0 .

A la fin de la désaimantation, dans le monocristal de Cobalt, l'alignement des spins se fait suivant l'axe cristallin que nous avons choisi parallèle à Ox . L'échantillon, par contre, est partiellement polarisé suivant l'axe vertical Oz :

$$f_1 \sigma_r = \frac{\bar{I}_z}{I} = \frac{\sigma_r}{\sigma_{\text{sat}}}$$

Dans ces conditions les compteurs détectent :

— Compteur A :

$$W(\varphi = 0)_T = N_1(0) - \Delta N_1(0) + N_2(0) + \Delta N_2 \sigma_r(0)$$

$$\frac{W(0)_T}{W(0)_{T\infty}} = 1 - \frac{\Delta N_1(0)}{W(0)_{T\infty}} + \frac{\Delta N_2 \sigma_r(0)}{W(0)_{T\infty}}$$

Nous appelons $\Delta N_2 \sigma_r(\varphi)$, la variation de l'intensité du rayonnement γ émis par l'échantillon du fait de sa polarisation partielle : $f_1 = \frac{\bar{I}_z}{I} = \frac{\sigma_r}{\sigma_{\text{sat}}}$

— Compteur B :

$$W\left(\frac{\pi}{2}\right)_T = N_1\left(\frac{\pi}{2}\right) + \Delta N_1\left(\frac{\pi}{2}\right) + N_2\left(\frac{\pi}{2}\right) + \Delta N_2 \sigma_r\left(\frac{\pi}{2}\right)$$

$$\frac{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_T}{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_{T\infty}} = 1 + \frac{\Delta N_1\left(\frac{\pi}{2}\right)}{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_{T\infty}} + \frac{\Delta N_2 \sigma_r\left(\frac{\pi}{2}\right)}{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_{T\infty}}$$

donc :

$$\varepsilon_0 = \left[\frac{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_T}{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_{T\infty}} - \frac{W(0)_T}{W(0)_{T\infty}} \right] \cdot \left[\frac{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_T}{W\left(\frac{\pi}{2}\right)_{T\infty}} \right]^{-1}$$

$$= \frac{\left(\frac{\Delta N_1 \left(\frac{\pi}{2} \right)}{W \left(\frac{\pi}{2} \right)_{T\infty}} + \frac{\Delta N_1 (o)}{W (o)_{T\infty}} \right) + \left(\frac{\Delta N_2 \sigma_r \left(\frac{\pi}{2} \right)}{W \left(\frac{\pi}{2} \right)_{T\infty}} - \frac{\Delta N_2 \sigma_r (o)}{W (o)_{T\infty}} \right)}{1 + \Delta N_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) / W \left(\frac{\pi}{2} \right)_{T\infty} + \Delta N_2 \left(\frac{\pi}{2} \right)_{\sigma_r} / W \left(\frac{\pi}{2} \right)_{T\infty}}$$

$$\neq \frac{\Delta N_1 \left(\frac{\pi}{2} \right)}{W \left(\frac{\pi}{2} \right)_{T\infty}} + \frac{\Delta N_1 (o)}{W (o)_{T\infty}} + \left(\frac{\Delta N_2 \sigma_r \left(\frac{\pi}{2} \right)}{W \left(\frac{\pi}{2} \right)_{T\infty}} - \frac{\Delta N_2 \sigma_r (o)}{W (o)_{T\infty}} \right)$$

Nous considérons le dénominateur $D \neq 1$, car l'erreur que nous commettons est du deuxième ordre.

Comme la polarisation de l'échantillon a lieu suivant Oz, les 2 compteurs A et B dans le plan médian détectent la même variation :

$$\Delta N_2 (\varphi) \sigma_r / W (\varphi)_{T\infty}$$

donc :

$$\varepsilon_o \neq \Delta N_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) / W \left(\frac{\pi}{2} \right)_{T\infty} + \Delta N_1 (o) / W (o)_{T\infty}$$

D'autre part, nous savons que :

$$W (\varphi)_{T\infty} = N_1 (\varphi)_{T\infty} + N_2 (\varphi)_{T\infty}$$

et que :

$$\left(\frac{N_1}{N_2} \right)_{T\infty} = 1,912$$

donc, nous pouvons écrire :

$$\varepsilon = \frac{1,912}{2,912} \left(\frac{\Delta N_1 \left(\frac{\pi}{2} \right)}{N_1 \left(\frac{\pi}{2} \right)_{T\infty}} + \frac{\Delta N_1 (o)}{N_1 (o)_{T\infty}} \right) = \frac{1,912}{2,912} \cdot \varepsilon_1$$

c'est-à-dire :

$$\varepsilon_o = 0,656 \varepsilon_1$$

— Détermination de ε_H :

La désaimantation terminée, on aimante l'échantillon suivant Ox, dans un champ $H = 2400$ oe.

L'échantillon a alors une aimantation σ_A suivant Ox, et nous supposons qu'il reste une aimantation $\sigma_g < \sigma_r$ suivant Oz, le champ $H = 2400$ oe étant insuffisant pour saturer l'échantillon.

Dans ces conditions, nous pouvons considérer que dans notre échantillon, un certain pourcentage des noyaux sont polarisés suivant Ox :

$$f_1 \sigma_A = \frac{\overline{I_x}}{I} = \frac{\sigma_A}{\sigma_{sat}}$$

Un autre pourcentage est polarisé suivant Oz :

$$f_1 \sigma_Z = \frac{\overline{I_z}}{I} = \frac{\sigma_Z}{\sigma_{sat}}$$

enfin les noyaux non polarisés donnent un rayonnement isotrope.

Le compteur A détecte :

$$W (o)_T = N_1 (o) - \Delta N_1 (o) + N_2 (o) - \Delta N_2 \sigma_A (o) + \Delta N_2 \sigma_Z (o)$$

$$\frac{W (o)_T}{W (o)_{T\infty}} = 1 - \frac{\Delta N_1 (o)}{W (o)_{T\infty}} - \frac{\Delta N_2 \sigma_A (o)}{W (o)_{T\infty}} + \frac{\Delta N_2 \sigma_Z (o)}{W (o)_{T\infty}}$$

Le compteur B détecte :

$$W \left(\frac{\pi}{2} \right)_T = N_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) + \Delta N_1 \left(\frac{\pi}{2} \right) + N_2 \left(\frac{\pi}{2} \right) + \Delta N_2 \sigma_A \left(\frac{\pi}{2} \right) + \Delta N_2 \sigma_Z \left(\frac{\pi}{2} \right)$$

$$\frac{W \left(\frac{\pi}{2} \right)_T}{W \left(\frac{\pi}{2} \right)_{T\infty}} = 1 + \frac{\Delta N_1 \left(\frac{\pi}{2} \right)}{W \left(\frac{\pi}{2} \right)_{T\infty}} + \frac{\Delta N_2 \sigma_A \left(\frac{\pi}{2} \right)}{W \left(\frac{\pi}{2} \right)_{T\infty}} + \frac{\Delta N_2 \sigma_Z \left(\frac{\pi}{2} \right)}{W \left(\frac{\pi}{2} \right)_{T\infty}}$$

Nous considérons en effet que la variation de l'intensité du rayonnement γ émis par l'échantillon est la somme $\left(\varphi = \frac{\pi}{2} \right)$ ou la différence $(\varphi = 0)$ des variations d'intensité résultant des polarisations dans les 2 directions OX et OZ. De toute manière, nous avons :

$$\Delta N_2 \left(\frac{\pi}{2} \right)_{\sigma_{sat}} \geq \Delta N_2 \left(\frac{\pi}{2} \right)_{\sigma_A} + \Delta N_2 \left(\frac{\pi}{2} \right)_{\sigma_Z}$$

Pour le calcul de ε il nous faut tenir compte du fait que la polarisation suivant Oz donne la même variation :

$$\frac{\Delta N_2 (\varphi) \sigma_Z}{W (\varphi)_{T\infty}}$$

pour les 2 compteurs A et B.

Donc :

$$\varepsilon_H \neq \left[\frac{\Delta N_1 \left(\frac{\pi}{2} \right)}{W \left(\frac{\pi}{2} \right)_{T\infty}} + \frac{\Delta N_1 (o)}{W (o)_{T\infty}} \right] + \left[\frac{\Delta N_2 \sigma_A \left(\frac{\pi}{2} \right)}{W \left(\frac{\pi}{2} \right)_{T\infty}} + \frac{\Delta N_2 \sigma_A (o)}{W (o)_{T\infty}} \right] + \left[\frac{\Delta N_2 \sigma_Z \left(\frac{\pi}{2} \right)}{W \left(\frac{\pi}{2} \right)_{T\infty}} - \frac{\Delta N_2 \sigma_Z (o)}{W (o)_{T\infty}} \right]$$

$$\varepsilon_H \neq 0,656 \varepsilon_1 + 0,344 \varepsilon_2 \sigma_A$$

où $\varepsilon \sigma_A$ représente l'anisotropie de l'échantillon dans un champ $H = 2400$ oe, la polarisation de l'échantillon étant donnée par :

$$f_1 \sigma_A = \frac{\overline{I_x}}{I} = \frac{\sigma_A}{\sigma_{sat}}$$

Nous pouvons donc déterminer $\varepsilon_2 \sigma_A$ et aussi la température.

En effet :

$$\varepsilon_0 = 0,656 \varepsilon_1$$

$$\varepsilon_H = 0,656 \varepsilon_1 + 0,344 \varepsilon_2 \sigma_A$$

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 / 0,656 = f_1\left(\frac{1}{T}\right) \text{ (loi connue fig. 1)}$$

$$\varepsilon_2 \sigma_A = (\varepsilon_H - \varepsilon_0) / 0,344 = f_2\left(\frac{1}{T}\right) \text{ (fig. 19)}$$

Les résultats précédents nous permettent d'établir la valeur minimum $H_{\text{mi ni}}$ du champ interne dans notre échantillon. En effet, en portant ε_H en fonction de ε_0 (fig. 18), nous pouvons écrire :

$$\begin{aligned} \varepsilon_H / \varepsilon_0 &= 1 + \left(\frac{0,344}{0,655} \right) \varepsilon_2 \sigma_A / \varepsilon_1 \\ &= 1 + 0,523 \cdot \varepsilon_2 \sigma_A / \varepsilon_1 \\ &= 1,385 \end{aligned}$$

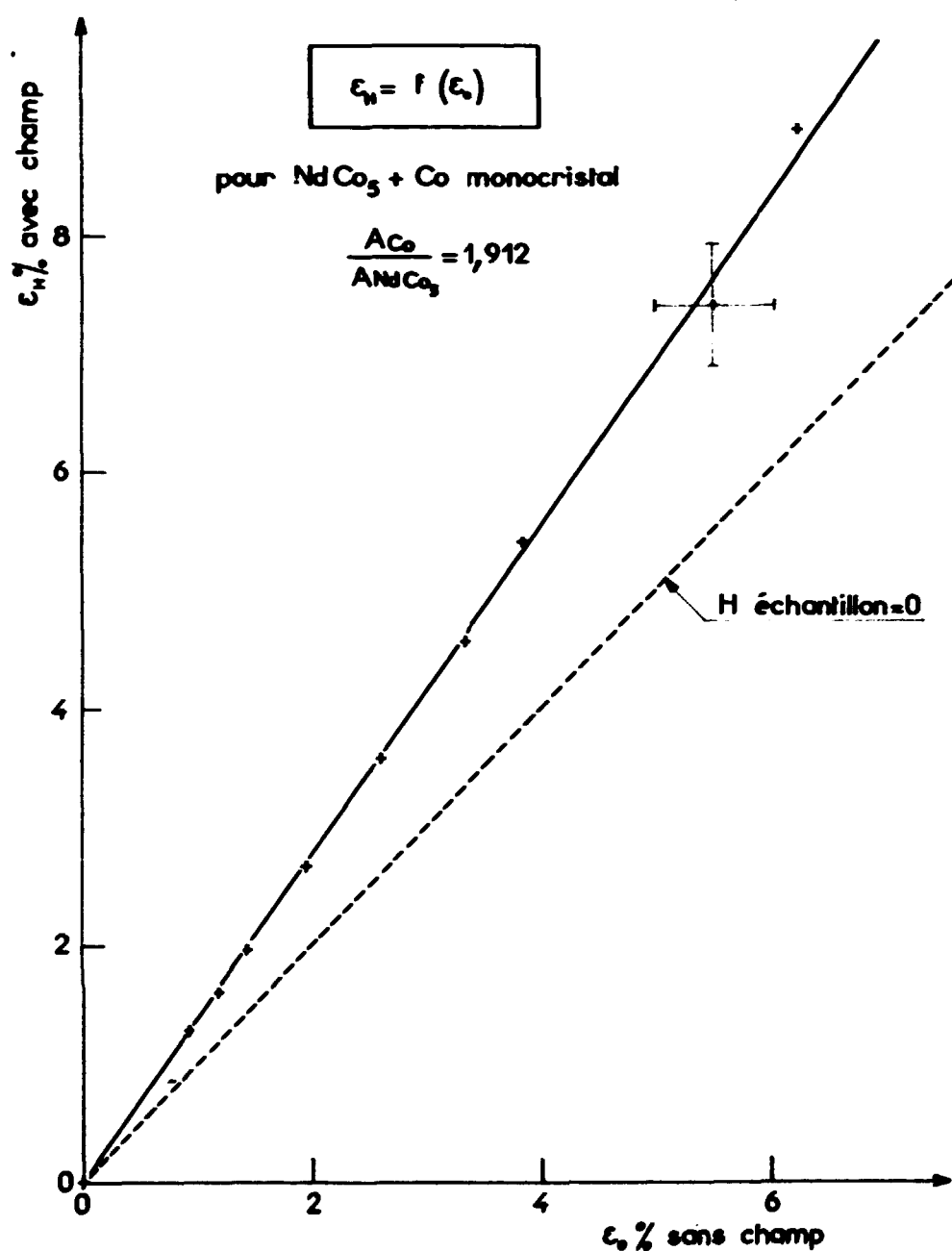


Fig. 18

et comme :

$$\frac{\epsilon_2 \sigma_A}{\epsilon_1} \neq \left[\frac{H_2 \text{ mini}}{H_1} \right]^2$$

il vient :

$$\left[\frac{H_2 \text{ mini}}{H_1} \right]^2 = \frac{0,385}{0,523} = 0,735$$

c'est-à-dire :

$$H_2 \text{ minimum} \neq 0,86 H_1,$$

et en prenant $H_1 = 193 \text{ Koe}$, nous trouvons :

$$H_2 \text{ minimum} \neq 165 \text{ Koe}$$

Nous avons vérifié ce résultat en déterminant $\sqrt{\epsilon_2 \sigma_A}$ en fonction de l'inverse de la température (fig. 19). Nous constatons alors que les valeurs de $\sqrt{\epsilon_2 \sigma_A}$ se trouvent entre 2 courbes $\sqrt{\epsilon} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ dont l'une a été calculée avec $H = 155 \text{ Koe}$, l'autre avec $H = 165 \text{ Koe}$.

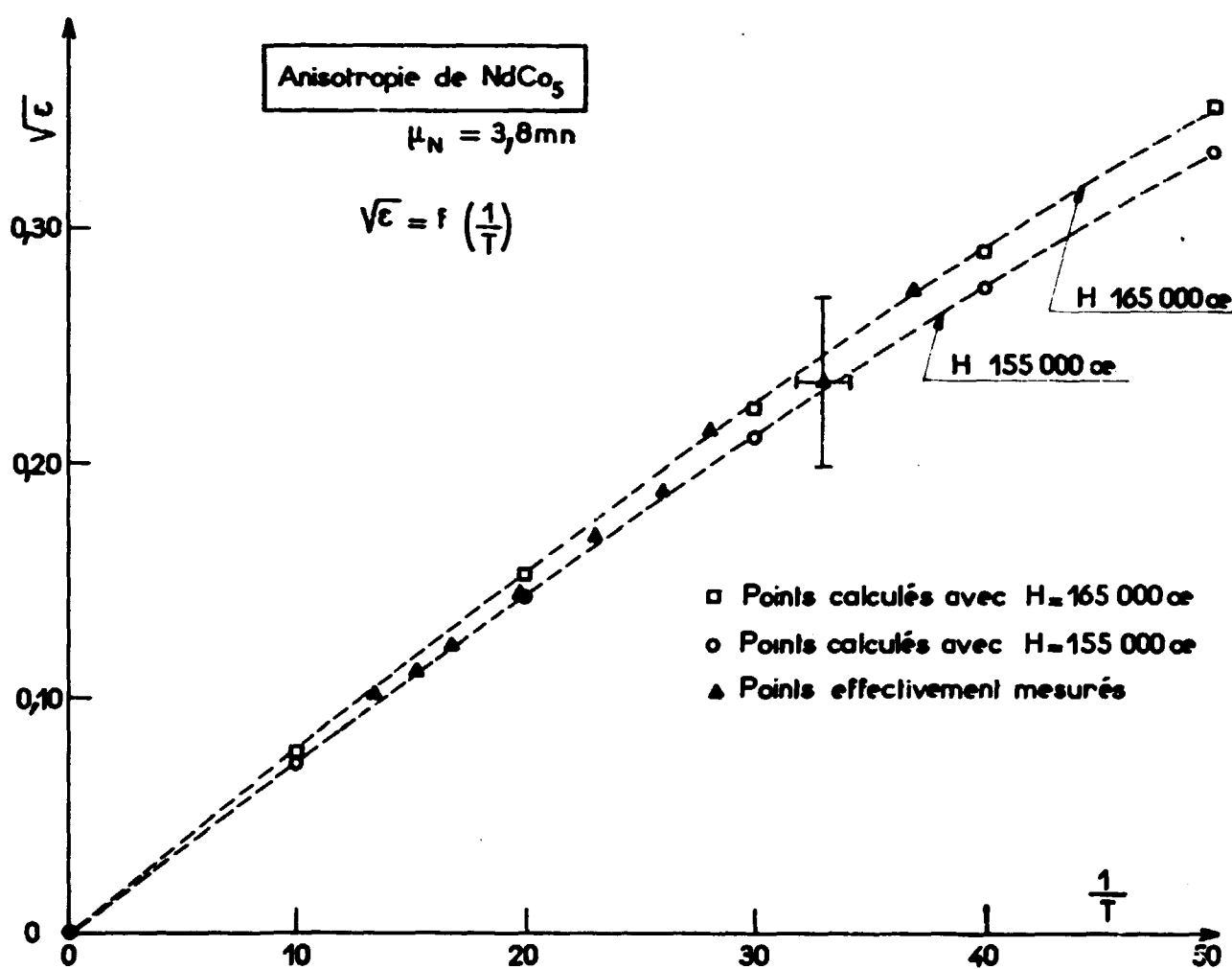


Fig. 19

III) Précision des mesures :

1) Nous avons déjà calculé $\Delta \epsilon$ dans le cas du Cobalt-Nickel :

$$|\Delta \epsilon| \leq \frac{4}{\sqrt{n} \sqrt{W(\varphi)}} \text{ où } \overline{W(\varphi)} = \frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n W(\varphi) \right)$$

comme ici $W(\varphi) \neq 2,5 \cdot 10^4 \text{ coups}$

et

$$n = 4$$

$$|\Delta \epsilon| \leq 0,4 \cdot 10^{-2}$$

2) En effectuant le calcul de $\Delta \left(\frac{H_2 \text{ minimum}}{H_1} \right)$ on trouve $\left| \Delta \left(\frac{H_2 \text{ minimum}}{H_1} \right) \right| \leq 0,13$

en prenant $H_1 = 193 \text{ Koe}$

$$H_2 \text{ minimum} = 165\,000 \pm 25\,000 \text{ oe}$$

3) Nous allons calculer l'erreur commise pour un point de la courbe $\sqrt{\epsilon} = f\left(\frac{1}{T}\right)$

$$\left| \Delta T \right| \leq \frac{T}{2} \left| \frac{\Delta \epsilon_1}{\epsilon_1} \right|$$

pour $T = 0,03 \text{ } ^\circ\text{K}$ $\Delta T = 0,1 \cdot 10^{-2} \text{ } ^\circ\text{K}$, et

$$32,3 \leq \frac{1}{T} \leq 34,3$$

$$|\Delta \sqrt{\epsilon}| \leq 0,035$$

$$0,20 \leq \sqrt{\epsilon_2 \sigma_A} \leq 0,27$$

La figure 20 nous permet de vérifier les hypothèses que nous avons faites quant aux différentes aimantations de l'échantillon.

Les courbes 1 et 4 représentent $\frac{W_{(\varphi)T}}{W_{(\varphi)T_\infty}} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ effectivement mesurés avec et sans champ.

Les courbes 2 et 3 représentent $\frac{W_{(\varphi)T}}{W_{(\varphi)T_\infty}} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ calculés à partir des valeurs :

$$H_1 = 193 \text{ Koe}$$

$$H_2 = 165 \text{ Koe}$$

Sans champ nous vérifions bien que nous avons :

$$\text{Courbe (4)} \quad \left| \begin{array}{l} W\left(\frac{\pi}{2}\right) = \left[N_1\left(\frac{\pi}{2}\right) + \Delta N_1\left(\frac{\pi}{2}\right) + N_2\left(\frac{\pi}{2}\right) \right] + \Delta N_2 \sigma_z\left(\frac{\pi}{2}\right) \\ W(o) = \left[N_1(o) - \Delta N_1(o) + N_2(o) \right] + \Delta N_2 \sigma_z(o) \end{array} \right|$$

au lieu :

$$\text{Courbe (3)} \quad \left| \begin{array}{l} W\left(\frac{\pi}{2}\right) = N_1\left(\frac{\pi}{2}\right) + \Delta N_1\left(\frac{\pi}{2}\right) + N_2\left(\frac{\pi}{2}\right) \\ W(o) = N_1(o) - \Delta N_1(o) + N_2(o) \end{array} \right|$$

De même avec champ nous trouvons :

$$W\left(\frac{\pi}{2}\right) \text{ mesuré} = W\left(\frac{\pi}{2}\right) \text{ calculé} + \Delta N_2 \sigma_z\left(\frac{\pi}{2}\right)$$

$$W(o) \text{ mesuré} = W(o) \text{ calculé} + \Delta N_2 \sigma_z(o)$$

$W\left(\frac{\pi}{2}\right)$ mesuré et $W(0)$ mesuré correspondent aux courbes (1)

$W\left(\frac{\pi}{2}\right)$ calculé et $W(0)$ calculé correspondent aux courbes (2).

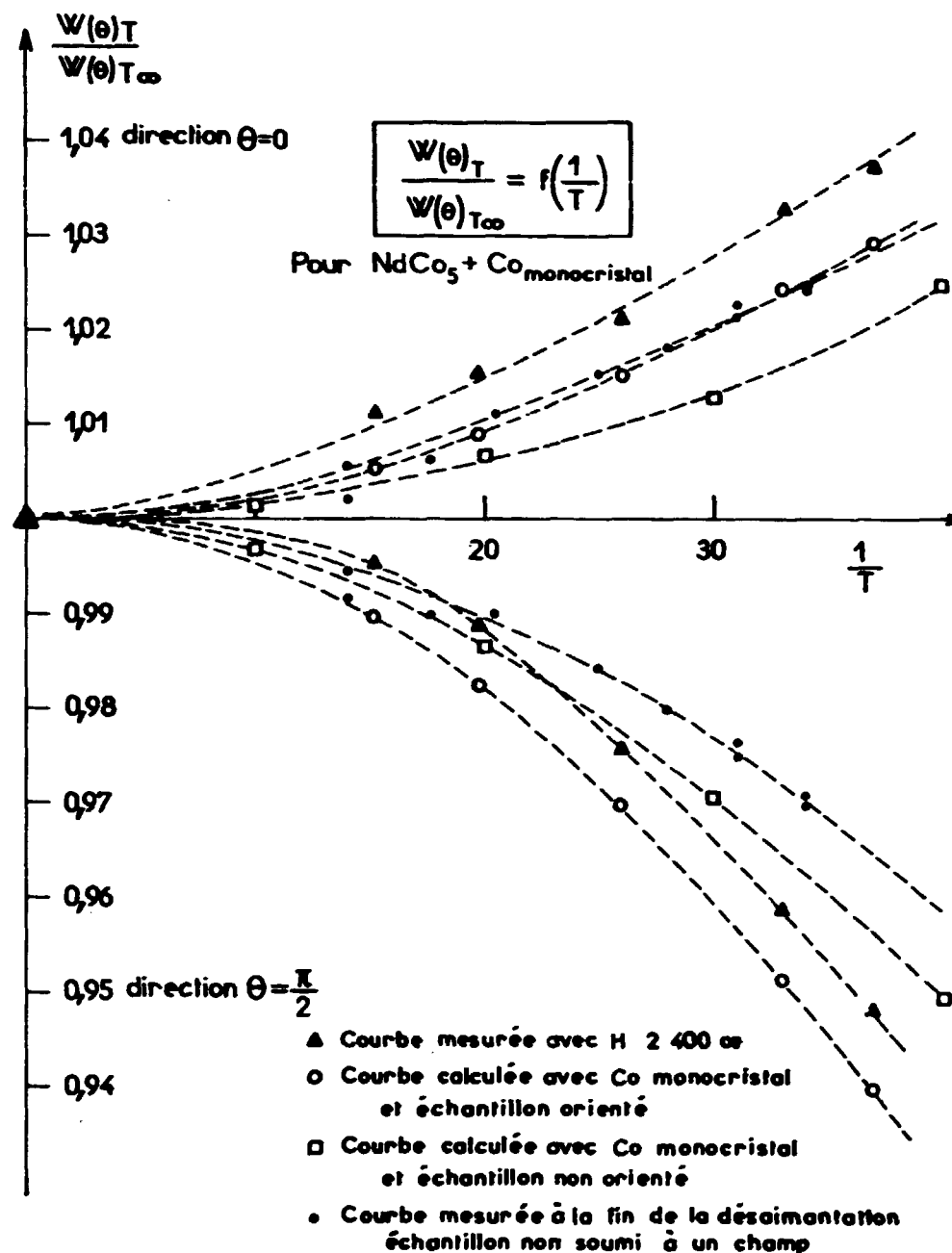


Fig. 20

D) EFFET DE LA NON-SATURATION SUR LES MESURES DE ϵ .

Rappelons que la distribution angulaire du rayonnement détecté, est donnée par une expression [14].

$$W(\theta) = 1 + \sum_{K \text{ pair}} b_K f_K P_K(\cos \theta)$$

Considérons un monocrystal de métal ferromagnétique, la direction du moment dans un champ $H < H_{\text{saturat.}}$ fait un angle $\epsilon < \theta$ avec la direction du champ. θ est l'angle de la direction de facile

aimantation avec la direction du champ. Dans un polycristal, toutes les valeurs de θ sont possibles et l'aimantation dans la direction du champ est donnée par :

$$\sigma_H = \int_{\epsilon} \sigma_S \cos^2 \epsilon \text{ Prob}(\epsilon) d\epsilon$$

près de la saturation tous les ϵ sont petits, donc :

$$\cos \epsilon \approx 1 - \frac{\epsilon^2}{2}$$

$$\sigma_H = \sigma_S \left[1 - \int_{\epsilon} \frac{\epsilon^2}{2} \text{ Prob}(\epsilon) d\epsilon \right]$$

L'anisotropie du rayonnement, émis par une source partiellement orientée, est réduite, car les axes des domaines ne sont pas tous dans la direction de l'axe de quantification, c'est-à-dire dans la direction du champ.

Pour faire la correction il est nécessaire de déterminer les nouvelles valeurs de $P_K(\cos \theta)$ pour $\theta = 0$ et $\frac{\pi}{2}$.

Si nous appelons $P'_2(\cos \theta)$, la nouvelle valeur qu'il faut considérer, il vient :

$$P'_2(\cos 0) = \int_{\epsilon} P_2(\cos \epsilon) \text{ Prob}(\epsilon) d\epsilon$$

or

$$P_2(\cos \epsilon) = \frac{1}{2} (3 \cos^2 \epsilon - 1) \approx 1 - \frac{3}{2} \epsilon^2$$

donc

$$P'_2(\cos 0) = 1 - \int_{\epsilon} \frac{3}{2} \epsilon^2 \text{ Prob}(\epsilon) d\epsilon$$

c'est-à-dire :

$$\frac{P_2(\cos 0) - P'_2(\cos 0)}{P_2(\cos 0)} = 3 \frac{\sigma_S - \sigma_H}{\sigma_S}$$

et

$$\frac{P_4(\cos 0) - P'_4(\cos 0)}{P_4(\cos 0)} = 10 \frac{\sigma_S - \sigma_H}{\sigma_S}$$

on démontre les mêmes formules pour $\theta = \frac{\pi}{2}$.

La courbe d'aimantation (fig. 17) donne $\sigma_H \approx 100$ unités pour $\sigma_S = 120$ unités arbitraires, donc :

$$\frac{P_2(\cos 0) - P'_2(\cos 0)}{P_2(\cos 0)} = \frac{3.20}{120} = \frac{1}{2}$$

$$P'_2(\cos 0) = \frac{1}{2} \quad P_2(\cos 0) = \frac{1}{2}$$

$$P'_4(\cos 0) = -\frac{4}{6} \quad P_4(\cos 0) = -\frac{2}{3}$$

$$P'_2\left(\cos \frac{\pi}{2}\right) = \frac{1}{2} \quad P_2\left(\cos \frac{\pi}{2}\right) = -\frac{1}{4}$$

$$P'_4\left(\cos \frac{\pi}{2}\right) = -\frac{4}{6} \quad P_4\left(\cos \frac{\pi}{2}\right) = -\frac{1}{4}$$

donc la nouvelle distribution sera donnée par :

$$\frac{1}{2} W(\theta) = 1 - \frac{25}{21} f_2(5) \frac{P_2(\cos \theta)}{2} + \frac{625}{252} f_4(5) \frac{2}{3} P_4(\cos \theta)$$

ou :

$$\frac{1}{2} W(0) = 1 - \frac{25}{42} f_2(5) + \frac{2}{3} \frac{625}{252} f_4(5)$$

$$\frac{1}{2} W\left(\frac{\pi}{2}\right) = 1 + \frac{25}{84} f_2(5) + \frac{1}{4} \frac{625}{252} f_4(5)$$

ceci nous donne :

$$\begin{aligned} \epsilon &= \left(W\left(\frac{\pi}{2}\right) - W(0) \right) / W\left(\frac{\pi}{2}\right) \\ &= \frac{\left(\frac{75}{84} \right) \cdot f_2(5) - \left(\frac{5}{12} \right) \cdot \left(\frac{625}{252} \right) \cdot f_4(5)}{1 + \left(\frac{25}{84} \right) \cdot f_2(5) + \left(\frac{625}{1008} \right) \cdot f_4(5)} \\ &= \frac{2,785 A_2 + 63,435 A_4}{1 + 10,928 A_2 + 204,928 A_4} \end{aligned}$$

Pour des températures de l'ordre de $T = 0,1$ °K

$$\epsilon \approx 2,785 A_2$$

ou :

$$\sqrt{\epsilon} \approx 3,28 \cdot 10^{-7} H$$

En considérant la figure 19 et si nous supposons que la courbe $\sqrt{\epsilon} = f\left(\frac{1}{T}\right)$ que nous avons tracée résulte de la distribution calculée ci-dessus, nous obtenons :

pour :

$$\frac{1}{T} = 10 \quad \sqrt{\epsilon} \approx 0,072$$

c'est-à-dire :

$$H \approx \frac{0,072}{3,28} 10^7 \text{ oe}$$

$$H \approx 220\,000 \text{ oe}$$

Ce résultat représente certainement la valeur maximum du champ ; en effet, les mesures d'aimantation réalisées au laboratoire de magnétisme ont montré que l'aimantation rémanente croît lorsque la température décroît. Ceci laisse donc supposer qu'à des températures de l'ordre de 0,01 °K, la saturation est plus rapidement atteinte, donc :

$$(\sigma_S - \sigma_H) \text{ à } 0,01 \text{ °K} \leq (\sigma_S - \sigma_H) \text{ à } 4,2 \text{ °K}$$

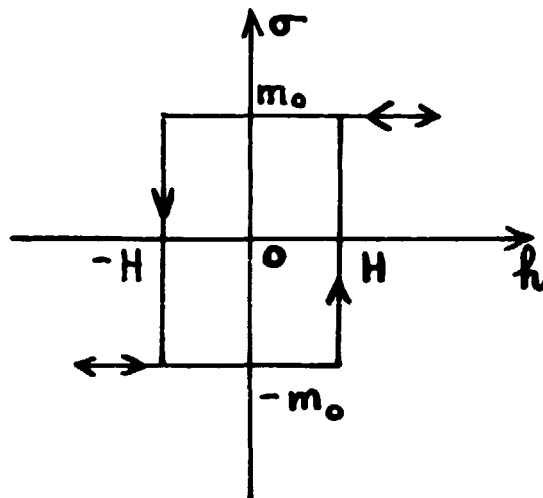
Nous pensons donc que le champ interne au niveau du Cobalt dans notre échantillon Nd Co₈ est donné par :

$$165\,000 \text{ oe} < H_{\text{eff}} < 220\,000 \text{ oe}$$

E) ÉTUDE DE L'AIMANTATION DE L'ÉCHANTILLON Nd Co₈.

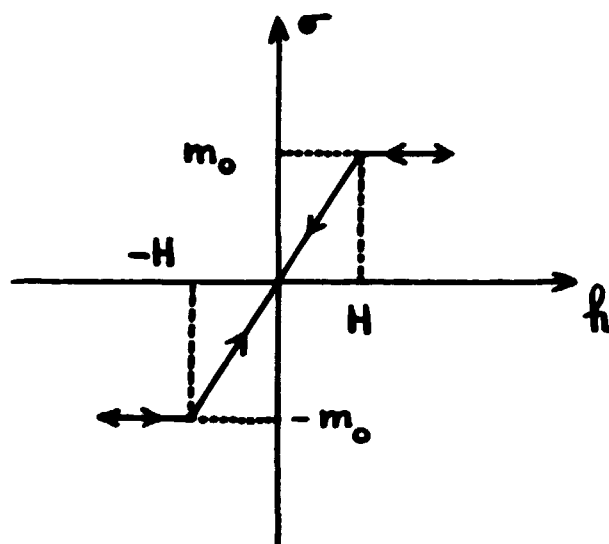
Néel a montré que si l'on applique sur un grain g ferromagnétique un champ h d'intensité variable, mais de direction constante, la composante m du moment magnétique du grain, suivant la direction du champ appliqué, varie d'une manière qui dépend de la direction du champ par rapport à l'axe du grain.

Si le champ est parallèle à l'axe



H champ d'anisotropie qui provoque le retournement du moment.

Si le champ est perpendiculaire à l'axe.



Notre échantillon à 4,2 °K a une forte aimantation rémanente et un champ coercitif assez important, ce qui permet de traiter approximativement ce ferromagnétique par un modèle de grains fins dans les champs faibles — les constantes d'anisotropie dans Nd Co, sont du même ordre de grandeur que dans le Cobalt métallique.

Considérons notre échantillon dans l'espace défini par 3 axes Ox , Oy , Oz .

Avant toute aimantation, la projection des moments sur chacune des 3 directions est nulle, mais nous pourrions considérer les grains comme répartis en 3 groupes différents :

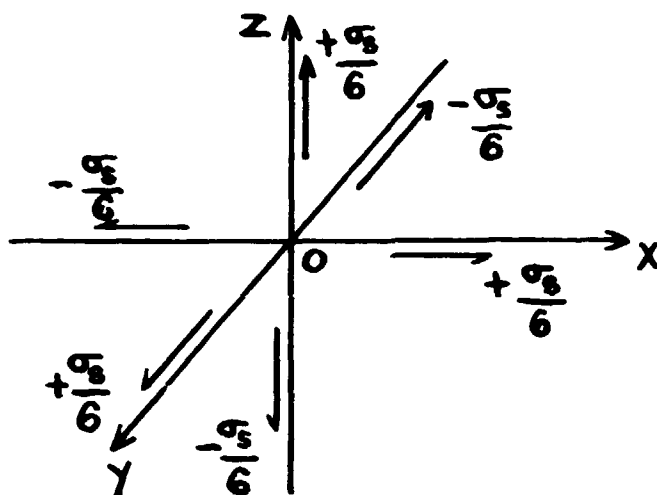
1/3 des grains ont leur axe // à Ox .

1/3 des grains ont leur axe // à Oy .

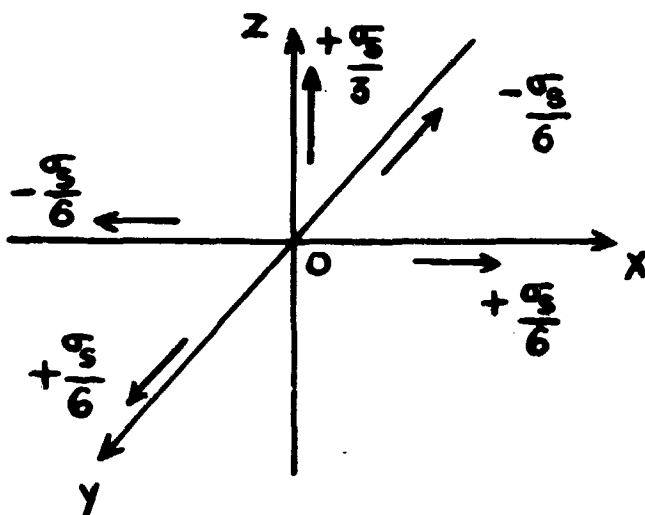
1/3 des grains ont leur axe // à Oz .

Si maintenant nous appliquons un champ H saturation, suivant Oz , l'échantillon va avoir une aimantation σ_s . Lorsqu'on va couper le champ, il va rester sur Oz une aimantation $\frac{\sigma_s}{3}$ correspondant aux grains d'axe parallèle à Oz . Les grains perpendiculaires à l'axe Oz ne peuvent pas contribuer à l'aimantation rémanente.

— Répartition initiale des projections des moments :



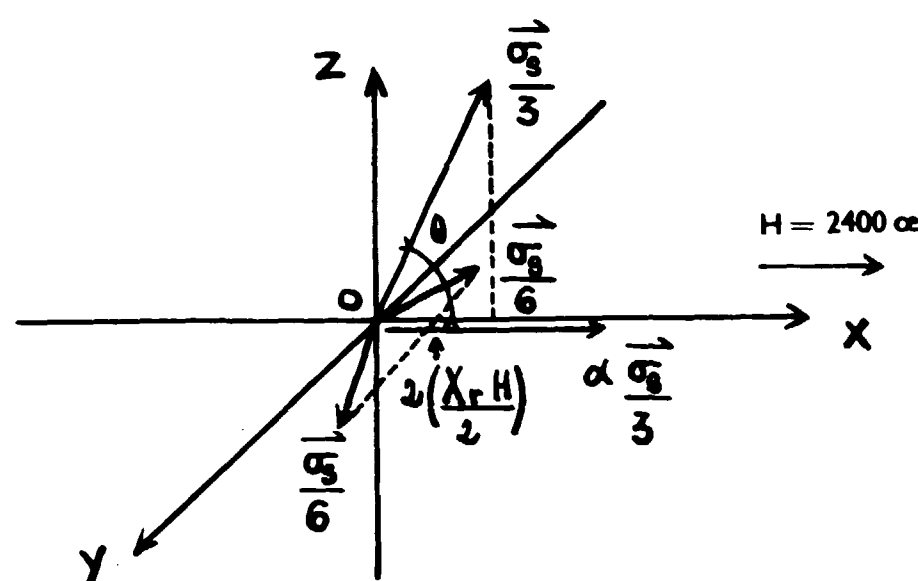
— Répartition après application et coupure du champ H_s vertical :



Si nous appliquons suivant Ox , un champ H de 2 400 oe, l'examen de la courbe d'aimantation montre qu'une large proportion de l'aimantation à saturation est atteinte.

Les grains d'axe // à Ox vont donner une aimantation $\alpha \frac{\sigma_s}{3}$ ($\alpha < 1$ mais très voisin de 1). La quantité $(1 - \alpha) \frac{\sigma_s}{3}$ représentant les grains dont le champ d'anisotropie est supérieur à H et qui n'ont pas pu s'orienter dans le sens du champ.

Les grains parallèles à Oy et Oz vont donner une contribution réversible $\chi_r \cdot H$ à cette aimantation où χ_r est la susceptibilité réversible. Nous pouvons supposer qu'elle est la même dans toutes les directions. Les grains // à Ox ne donnent aucune aimantation réversible mais une aimantation irréversible. La contribution des grains // à Oy et Oz quelle que soit la position des moments dans la direction Oy et Oz , vaut $\frac{\chi_r H}{2}$.



Donc, dans le champ H nous avons :

$$\text{sur } Ox \quad M_x = \frac{\sigma_s^3}{3} \alpha + \chi_r H$$

$$\text{sur } Oy \quad M_y = 0$$

$$\text{sur } Oz \quad M_z = \text{proj de } \frac{\sigma_s}{3} = \frac{\sigma_s}{3} \sin \theta$$

$$\text{avec } \cos \theta = \frac{\chi_r H}{2} \cdot \frac{3}{\sigma_s}$$

En considérant la courbe d'aimantation on obtient une aimantation M_z de l'ordre de $\frac{\sigma_s}{4}$.

Les hypothèses que nous avons faites lorsque nous avons calculé ϵ_H et ϵ_0 semblent donc justifiées, quand bien même le modèle que nous avons utilisé ci-dessus n'est qu'une grossière approximation de la réalité.

F) CONCLUSION.

Dans une première partie nous avons pu établir le champ interne au niveau des noyaux de Cobalt dans un alliage Cobalt-Nickel (60 — 40).

La précision de nos mesures, au moins égale à celle des mesures effectuées jusqu'à présent, nous a permis de constater le bon fonctionnement de notre appareil.

Dans une deuxième partie, nous avons observé les limites inférieure et supérieure du champ interne au niveau des noyaux de Cobalt dans un alliage Néodyme-Cobalt. Dans ce cas nos mesures sont moins précises :

$$165\,000 \text{ oe} < H < 220\,000 \text{ oe}$$

nous avons été gênés pour l'aimantation rémanente de nos échantillons.

Nous pensons que pour la suite des expériences, il serait utile de prévoir, en remplacement de la bobine d'Helmholtz à axe horizontal, une bobine supraconductrice à axe vertical, donnant un champ de même sens que le champ de désaimantation. D'autre part, il serait utile de mesurer l'état de saturation de nos échantillons si la réalisation d'une bobine donnant un champ assez élevé au niveau de l'échantillon se révélait impossible.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] ABRAGAM A. et PRYCE M. H. L. — Proc. Roy. Soc. *A205*, 135 (1951).
- [2] GORTER C. J. — Phys. Z. *35*, 923 (1934).
- [3] KURTI N. et SIMON F. E. — Proc. Roy. Soc. *A149*, 152 (1935).
- [4] DABBS J. W. T., ROBERTS L. D. et BERNSTEIN S. — Phys. Rev. *98*, 1512 (1955).
- [5] GORTER C. J. — Physica *14*, 504 (1948).
- [6] ROSE M. E. — Phys. Rev. *75*, 213 (1949).
- [7] BLEANEY B. — Phil. Mag. *42*, 441 (1951).
- [8] POUND R. V. — Phys. Rev. *76*, 1410 (1949).
- [9] DABBS J. W. T., ROBERTS L. D., PARKER G. W. et WALTER F. J. — Proc. Of Intern. Conf. on Nuclear Structure-Kingston.
- [10] DAUNT J. G. — Proc. Int. Conf. Low Temp. Physics Oxford (1951).
- [11] GORTER C. J. — Proc. Int. Conf. Low Temp. Physics Oxford (1951).
- [12] GRACE M. A., JOHNSON C. E., KURTI N., SCURLOCK R. G. et TAYLOR R. T. — Conf. de physique Basses Temp. Paris (1955).
- [13] KHUTSISHVILI G. R. — J E T P (URSS) *29*, 894 (1955).
- [14] TOLHOEK H. A. et COX J. A. M. — Physica *19*, 101 (1953).
- [15] TOLHOEK H. A. — Physica *18*, 1257 (1952).
- [16] GROOT (DE), S. R. — Physica *18*, 1201 (1952).
- [17] TOLHOEK H. A. et COX J. A. M. — Physica *18*, 357 (1952).
- [18] STEENBERG N. R. — Phys. Rev. *84*, 1501 (1951).
- [19] SPIERS J. A. — Nature *161*, 808 (1948).
- [20] SATCHLER J. R. — Phys. Rev. *94*, 1304 (1954).
- [21] BLIN-STOYLE R. J. et GRACE M. A. — Handbuch der Physik. Vol. 42 (1958).
- [22] LING D. S. et FALKOFF D. I. — Phys. Rev. *76*, 1639 (1949).
- [23] FALKOFF D. L. et UHLENBECK G. E. — Phys. Rev. *79*, 323 (1950).
- [24] POPPENA. — These, Grönigen (1954).
- [25] HEER E., TOLHOEK H. A. et DE HARTOCH D. — Physica *18*, 1215 (1952).
- [26] DE GROOT S. R. — Jour. Phys. et le Radium *16*, 615 (1955).
- [27] LITTLE W. A. — Can. J. Phys. *37*, 334 (1959).
- [28] COX J. A. M. — Physica *19*, 673 (1953).
- [29] DOBROWOLSKY W., JONES R. W. et JEFFRIES C. D. — Phys. Rev. *101*, 1001 (1956).
- [30] GRACE M. A., JOHNSON C. E., KURTI N., SCURLOCK R. G. et TAYLOR R. T. — Phil. Mag *4*, 948 (1959).
- [31] MARSHALL W. — Phys. Rev. *111*, 1280 (1958).
- [32] MARSHALL W. et JOHNSON C. E. — Jour. Phys. et le radium *23*, 733 (1962).
- [33] WATSON R. E. et FREEMAN A. J. — Phys. Rev. Letters *6*, 277 (1961).
- [34] ELLIOTT R. J. — Rev. of Mod. Physics, 385, Janv. (1964).

- [35] DEBYE P. — *Ann. Physik* 81, 1154 (1926).
- [36] GIAUGUE W. F. — *J. Am. Chem. Soc.* 49, 1864 (1927).
- [37] DANIELS J. M. et KURTI N. — *Proc. Roy. soc. (London)* A221, 243 (1954).
- [38] BEUN J. A., MIEDENA A. R. et STEENLAND M. J. — *Physica* 25, 1 (1957).
- [39] HEER C. V. et ERICKSON R. A. — *Phys. Rev.* 108, 896 (1957).
- [40] ARP V., DE EDMONDS et PETERSEN R. — *Phys. rev. Letters* 3, 212 (1959).
- [41] BLACK W. C., ROACH W. R. et WHEATLEY J. C. — *Rev. of Scient. Inst.* 35, 587 (1964).
- [42] OVERHAUSER A. W. — *Phys. Rev.* 92, 411 (1953).
- [43] ABRAGAM A. — *Phys. Rev.* 98, 1729 (1955).
- [44] KORRINGA J. — *Phys. rev.* 94, 1388 (1954).
- [45] FEHER G. G. — *Phys. rev.* 103, 500 (1956).
- [46] ABRAGAM A. — *C.R. Paris* 242, 1720 (1956).
- [47] YATES. — *Perturbed angular correlations* North Holland Publi. (1964).
- [48] KOI Y. et TSUJINWRA A. — *J. Phys. Soc. Japan* 16, 1040 (1961).
- [49] JOHNSON C. E. — *Bull. Am. phys. Soc.* 8, 351 (1963).
- [50] ABRAGAM A. — *The principes of Nuclear Magnetism*, London (1961).
- [51] WALLACE W. E. et CHERRY L. V. — *Rare earth Research*.

TABLE DES MATIÈRES

	Pages
RÉSUMÉ	1
INTRODUCTION	5
CHAPITRE PREMIER. — MÉTHODES D'ORIENTATION NUCLÉAIRE	7
A) Méthodes stationnaires	7
B) Méthodes dynamiques	9
C) Méthodes transitoires	9
CHAPITRE II. — DISTRIBUTION ANGULAIRE DU RAYONNEMENT ÉMIS PAR DES NOYAUX ORIENTÉS DE COBALT 60	11
A) Distribution angulaire d'un rayonnement quadrupolaire.....	1
B) Corrélation angulaire	15
C) Désorientation due au rayonnement β	16
D) Anisotropie	16
CHAPITRE III. — CHAMP INTERNE	19
CHAPITRE IV. — APPAREILLAGE EXPÉRIMENTAL	21
A) Choix et principe de la méthode de mesure	21
B) Appareillage de basses températures	21
C) Appareillage électronique de mesure	26
D) Appareillage de contrôle	31
E) Échauffements des échantillons	32
F) Réalisation d'une expérience	33
CHAPITRE V. — RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	35
A) Polarisation nucléaire du Cobalt 60 dans un alliage CoNi (40% Ni)	35
B) Calcul d'erreurs	40
C) Polarisation nucléaire du Cobalt 60 dans un alliage néodyme-Cobalt (NdCo ₈).....	43
D) Effet de la non-saturation sur les mesures de l'anisotropie.....	51
E) Etude de l'aimantation de l'échantillon NdCo ₈	53
F) Conclusion	56

VU
Grenoble, le 12 octobre 1965
Le Président de la thèse :

VU
Grenoble, le 12 octobre 1965
Le Doyen de la Faculté des Sciences :

VU, et permis d'imprimer,
Le Recteur de l'Académie de Grenoble :

FIN