

Troisième Cycle  
d'Enseignement Supérieur

---

T H E S E

de Troisième Cycle

présentée

A L A F A C U L T E D E S S C I E N C E S  
D E L ' U N I V E R S I T E D E G R E N O B L E

pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN THERMODYNAMIQUE

par

Elie BOUCAI

---

Etude des propriétés magnétiques à très basses températures  
d'alliages Au-Co

---

Soutenue le 24 Septembre 1969 devant la Commission d'Examen

MM.	B. DREYFUS.....	Président
	A. LACAZE	
	R. TOURNIER	Examineurs
	J. SOULETIE	

L I S T E        D E S        P R O F E S S E U R S

DOYEN HONORAIRE : M. MORET

DOYEN : M. BONNIER

PROFESSEURS TITULAIRES :

MM. NEEL Louis	Chaire de Physique Expérimentale
HEILMANN René	Chaire de Chimie
KRAVTCHENKO Julien	Chaire de Mécanique Rationnelle
CHABAUTY Claude	Chaire de Calcul Différentiel et Intégral
BENOIT Jean	Chaire de Radioélectricité
CHENE Marcel	Chaire de Chimie Papetière
FELICI Noël	Chaire d'Electrostatique
KUNTZMANN Jean	Chaire de Mathématiques Appliquées
BARBIER Reynold	Chaire de Géologie Appliquée
SANTON Lucien	Chaire de Mécanique des Fluides
OZENDA Paul	Chaire de Botanique
FALLOT Maurice	Chaire de Physique Industrielle
KOSZUL Jean-Louis	Chaire de Mathématiques
GALVANI D.	Mathématiques
MOUSSA André	Chaire de Chimie Nucléaire
TRAYNARD Philippe	Chaire de Chimie Générale
SOUTIF Michel	Chaire de Physique Générale
CRAYA Antoine	Chaire d'Hydrodynamique
REULOS R.	Théorie des Champs
BESSON Jean	Chaire de Chimie
AYANT Yves	Physique Approfondie
GALLISSOT	Mathématiques
Melle LUTZ Elisabeth	Mathématiques
BLAMBERT Maurice	Chaire de Mathématiques
BOUCHEZ Robert	Physique Nucléaire
LLIBOUTRY Louis	Géophysique
MICHEL Robert	Chaire de Minéralogie et Pétrographie
BONNIER Etienne	Chaire d'Electrochimie et d'Electrométal- lurgie
DESSAUX Georges	Chaire de Physiologie Animale
PILLET E.	Chaire de Physique Industrielle et Electrotechnique
YOCCOZ Jean	Chaire de Physique Nucléaire Théorique
DEBELMAS Jacques	Chaire de Géologie Générale
GERBER R.	Mathématiques
PAUTHENET R.	Electrotechnique
VAUQUOIS B.	Chaire de calcul électronique

## PROFESSEURS TITULAIRES (Suite)

MM.	BARJON R.	Physique Nucléaire
	BARBIER Jean-Claude	Chaire de Physique
	SILBER R.	Mécanique des Fluides
	BUYLE-BODIN Maurice	Chaire d'Electronique
	DREYFUS B.	Thermodynamique
	KLEIN J.	Mathématiques
	VAILLANT F.	Zoologie et Hydrobiologie
	ARNAUD Paul	Chaire de Chimie
	SENGEL P. C	Chaire de Zoologie
	BARNOUD F.	Chaire de Biosynthèse de la Cellulose
	BRISSENEAU P.	Physique
	GAGNAIRE	Chaire de Chimie Physique
Mme	KOFLER L.	Botanique
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	PEBAY-PEROULA J.C.	Physique
	RASSAT A.	Chaire de Chimie Systématique
	DUCROS P.	Chaire de Cristallographie Physique
	DOU Jacques	Chaire de Mécanique Appliquée I.U.T.
	ANGLES D'AURIAC P.	Mécanique des Fluides
	LACAZE A.	Thermodynamique

## PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	GIDON P.	Géologie et Minéralogie
	GIRAUD P.	Géologie
	PERRET R.	Servomécanisme
Mme	BARBIER M.J.	Electrochimie
Mme	SOUTIF J.	Physique
	COHEN J.	Electrotechnique
	DEPASSEL R.	Mécanique des Fluides
	GASTINEL A.	Mathématiques Appliquées
	GLENAT R.	Chimie
	BARRA J.	Mathématiques Appliquées
	COUMES A.	Electronique
	PERRIAUX J.	Géologie et Minéralogie
	ROBERT A.	Chimie Papetière
	BIAREZ J.P.	Mécanique Physique
	BONNET G.	Electronique
	CAUQUIS G.	Chimie Générale
	BONNETAIN L.	Chimie Minérale
	DEPOMMIER P.	Etude Nucléaire et Génie Atomique
	HACQUES Gérard	Calcul Numérique
	POLOUJADOFF M.	Electrotechnique

## PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	NAPP-ZINN	Botanique
	RODRIGUES Alexandre	Mathématiques Pures
	STANDING Kenneth	Physique Nucléaire

## MAITRES DE CONFERENCES

MM.	LANCIA Roland	Physique Atomique
Mme	KAHANE J.	Physique
	DEPORTES C.	Chimie
Mme	BOUCHE L.	Mathématiques
	SARROT-REYNAUD	Géologie Propédeutique
Mme	BONNIER M.J.	Chimie
	KAHANE A.	Physique Générale
	DOLIQUE J.M.	Electronique
	BRIERE G.	Physique M.P.C.
	DESRE G.	Chimie S.P.C.N.
	LAJZEROWICZ J.	Physique M.P.C.
	VALENTIN P.	Physique M.P.C.
	BERTRANDIAS J.P.	Mathématiques Appliquées T.M.P.
	LAURENT P.	Mathématiques Appliquées T.M.P.
	CAUBET J.P.	Mathématiques Pures
	PAYAN J.J.	Mathématiques
Mme	BERTRANDIAS F.	Mathématiques Pures M.P.C.
	LONGEQUEUE J.P.	Physique
	NIVAT M.	Mathématiques Appliquées
	SOHM J.C.	Electrochimie
	ZADWORNY F.	Electronique
	DURAND F.	Chimie Physique
	CARLER G.	Biologie Végétale
	AUBERT G.	Physique M.P.C.
	DELPUECH J.J.	Chimie Organique
	PFISTER J.C.	Physique C.P.E.M.
	CHIBON P.	Biologie Animale
	IDELMAN S.	Physiologie Animale
	BOUVARD Maurice	Hydrologie
	RICHARD Lucien	Botanique
	PELMONT Jean	Physiologie Animale
	BLOGH D.	Electrotechnique I.P.
	BOUSSARD J. Claude	Mathématiques Appliquées I.P.
	MOREAU René	Hydraulique I.P.
	BRUGEL L.	Energétique I.U.T.
	SIBILLE R.	Construction Mécanique I.U.T.
	ARMAND Yves	Chimie I.U.T.
	BOLLIET Louis	Informatique I.U.T.
	KUHN Gérard	Energétique I.U.T.
	GERMAIN Jean-Pierre	Construction Mécanique I.U.T.
	CONTE René	Thermodynamique
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	PIERY Yvette	Biologie Animale

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM. SAWCZUK A.  
CHEEKE J.  
YAMADA O.  
NATR Lubomir  
NAYLOR Arch  
SILBER Léo  
NAZAKI Akihiro  
RUTLEDGE Joseph  
DONOHO Paul  
EGGER Kurt

Mécanique des Fluides  
Thermodynamique  
Physique du Solide  
B.M.P.V.  
Physique Industrielle  
Radioélectricité  
Mathématiques Appliquées  
Mathématiques Appliquées  
Physique Générale  
B.M.P.V.

Je tiens à exprimer ma profonde reconnaissance à Messieurs les Professeurs B. DREYFUS et A. LACAZE, Directeurs du Centre de Recherches sur les Très Basses Températures, pour la compréhension qu'ils m'ont accordée pendant mon séjour au Laboratoire.

Je remercie Messieurs TOURNIER et SOULETIE pour la direction et l'orientation de mon travail, et surtout pour ma formation.

Je remercie également Monsieur PILON pour avoir consacré son temps à la mise au point de "four", ainsi que pour son aide ; mes remerciements également à tous les techniciens du Laboratoire.

Je m'excuse auprès de COSTA, PERRIER, THOLENCE, pour les avoir constamment dérangés, et les remercie pour leur aide précieuse.

Je remercie enfin les secrétaires du Laboratoire pour avoir tapé ma thèse si rapidement, ainsi que tous ceux (et ils sont nombreux) qui m'ont aidé à terminer mon travail.

Je dédie ce travail à mes parents, frères et soeurs

## I N T R O D U C T I O N

### 1 - ETAT LIE VIRTUEL :

*on décrit des impuretés*  
Quand on forme un alliage binaire ~~métal~~ de transition dans une ~~matrice métallique~~ *deux un métal* noble, il arrive souvent que l'impureté porte un moment magnétique, alors que pour d'autres alliages, l'impureté n'est pas magnétique.

FRIEDEL a donné une explication de ce phénomène dans le concept de l'état lié virtuel [1] :

Les fonctions d'onde de l'état lié virtuel gardent leur caractère localisé, bien que les électrons de cet état participent à la bande de conduction. L'effet des électrons de la bande de conduction, est, au premier ordre, d'élargir par résonance le niveau d introduit par l'impureté de transition ~~de l'état lié~~ *dans la bande de conduction.*

La largeur en énergie  $2\Delta$  (de l'ordre de quelques eV) de l'état lié virtuel dépend de la position du niveau d de l'impureté par rapport à la bande de conduction et  $\Delta = \frac{1}{\pi \rho_n(E_d)}$

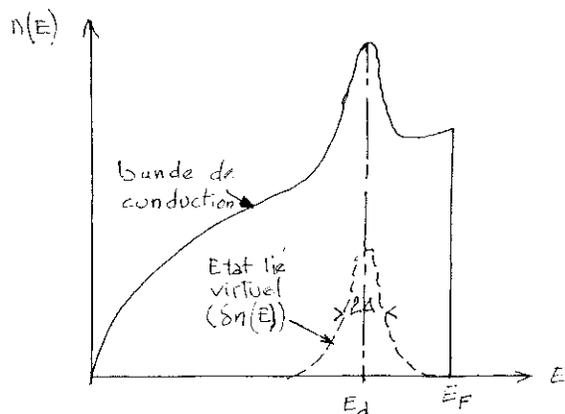


Figure 1 : Effet de l'état lié virtuel sur la densité d'états en fonction de l'énergie [2]

Et lorsque  $U$ , l'énergie d'échange intra-atomique  $d$ , est supérieure à une énergie de l'ordre de  $2\Delta$ , le niveau lié virtuel se dédouble pour les deux directions de spins  $\uparrow$  et  $\downarrow$ , et un moment magnétique apparaît alors sur l'impureté. Le critère de découplage du niveau lié virtuel est analogue au critère de Stoner pour les métaux purs, et la condition de découplage est donnée par la formule :

$$U \cdot \delta n(E_F) > 1$$

- où  $U$  est l'énergie d'échange <sup>effective</sup> intra-atomique  $d$  (de l'ordre de 1 eV [2] )

- et  $\delta n(E_F)$  la densité d'états <sup>d'un état  $d$</sup>  du ~~niveau lié virtuel~~ au <sup>ou</sup> niveau de Fermi. <sup>pour une direction de spin</sup>

$$\delta n(E_F) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta}{\Delta^2 + (E_F - E_d)^2}$$

	$E_F \nearrow$	5,5	5,5	7,2	7,5	8,5	13,0	eV
		Au	Ag	Cu	Mg	Zn	Al	
Sc								-
Ti			-					-
V			+					-
Cr		+	+	+	+	+		-
Mn		+	+	+	+	+		-
Fe		+	+		+	-		-
Co		+		?				-
Ni		-	-	-	-	-		-

T A B L E A U I

Le tableau I [3] montre les alliages pour lesquels le niveau lié virtuel est découplé, et l'impureté "magnétique" au sens de FRIEDEL (+), ou dans lesquels elle "n'est pas magnétique" (-).

Quand le niveau lié virtuel est découplé, cela se traduit sur les propriétés physiques par :

- Le fait que la susceptibilité magnétique à hautes températures suit une loi de Curie-Weiss  $\chi = C/T + \theta$ , avec des constantes de Curie proportionnelles à la concentration.

- Des phénomènes d'ordre à basses températures, donnant une susceptibilité magnétique par atome d'alliage indépendante de la concentration en impuretés, et des températures d'ordre proportionnelles à la concentration.

- La chaleur spécifique à basses températures devient indépendante de la concentration, et présente un maximum pour des températures proportionnelles à la concentration.

L'alliage Cuivre-Manganèse est un alliage type de ces comportements.

Par contre, pour les impuretés dans une matrice d'aluminium par exemple (qui a une très forte valence, et dont l'énergie de Fermi est de 13.0 eV), le niveau lié virtuel est beaucoup plus élargi, et le critère de découplage n'est alors plus vérifié. L'impureté est alors "non magnétique", et son comportement serait le suivant (dans le cadre de la théorie de l'ELV) :

- Un terme linéaire ( $\gamma$ ) de la chaleur spécifique et une susceptibilité de Pauli ( $\chi_p$ ) proportionnels à la concentration (car proportionnels à la densité d'états au niveau de Fermi).

Les résultats expérimentaux trouvés sont en accord qualitatif avec cette théorie ( $\delta\gamma$  et  $\delta\chi_p$  proportionnels à la concentration), mais cette théorie ne permet pas d'expliquer quantitativement les valeurs élevées de  $\delta\gamma$  et  $\delta\chi_p$  trouvées expérimentalement.

## 2 - EFFET KONDO :

Le cas des alliages des métaux de transition dans les matrices normales a été également abordé par KONDO, qui, au départ, voulait expliquer le minimum de la résistivité pour certains alliages en fonction de la température.

KONDO suppose au départ que l'impureté porte toujours un moment magnétique, de spin  $S$ . Ce spin  $S$  interagit avec les électrons de conduction par une interaction de contact, représentée par l'Hamiltonien.

$$H_{ech} = - J S s$$

Des développements récents de cette théorie permettent l'interprétation suivante [4] :

Au-dessus d'une certaine température caractéristique  $T_k$ , on voit bien le moment magnétique de l'impureté. Au-dessous de  $T_k$ , les électrons de conduction s'arrangent pour compenser progressivement le spin  $S$  de l'impureté.

Dans cette hypothèse, il devrait exister une Température de Kondo pour toute impureté, et les impuretés qui sont "magnétiques" au sens de FRIEDEL auraient des Températures de Kondo très faibles. On pourrait se poser alors la question de savoir si les impuretés "non magnétiques" ne seraient pas des impuretés avec des Températures de Kondo très élevées ?

L'Hamiltonien Kondo a donc permis d'interpréter le minimum de la résistivité observé pour certains alliages, ainsi que les pics de pouvoir thermoélectrique en fonction de la température. Pour ce qui est de la susceptibilité, aux températures supérieures à  $T_K$ , on trouve des lois de Curie-Weiss, de la forme  $C/T + T_K$ , avec des constantes de Curie par atome d'alliage proportionnelles à la concentration ; la susceptibilité à zéro degré K également proportionnelle à la concentration, est égale, d'après Kondo, à :

$$\chi_1(0^\circ K) = \frac{\mu_e^2}{3KT_K} \quad \text{par impureté, avec } \mu_B^2 = g^2 S(S+1)\mu_B^2 \quad [3]$$

### 3 - FLUCTUATIONS DE SPIN LOCALISEES

La notion de fluctuations de spin localisées a été introduite par LEDERER et MILLS [5] pour les impuretés de transition dans les métaux de transition ; ce traitement explique de manière satisfaisante les propriétés dynamiques des alliages <sup>(magnétiques)</sup> pour lesquels la condition de découplage est très près d'être satisfaite :

$U_n(E_F) \ll 1$  *existence de fluctuations de fluctuations de spin dans Pd-Ni a été mise en évidence*

Un traitement analogue a été étendu pour les impuretés de transition dans les matrices normales. *et des expériences ont été effectuées* (23)

*par des expériences de mesure de la chaleur spécifique de la susceptibilité et de la résistivité de ces alliages.* (23)

*Dans*

RIVIER et ZUCKERMANN [6], [7], donnent à cette théorie l'extension suivante ; la durée de vie  $\tau_{SF}$  des fluctuations de spin est d'autant plus grande qu'on est près de vérifier le critère d'apparition du magnétisme.

- A basses températures ( $kT \ll \hbar/\tau_{SF}$ ), les fluctuations de spin sont rapides, et déterminent les propriétés physiques en fonction de la température, à savoir une susceptibilité indépendante de la température, et proportionnelle à la concentration (de même que le terme linéaire de la chaleur spécifique), et renforcée d'échange ; pour une impureté, l'on a (à  $0^\circ K$ ) :

$$\Delta\chi = \frac{2\mu_B^2 (2l+1) S_n(E_F)}{1 - US_n(E_F)} \quad [18]$$

$$\Delta\gamma = \frac{\pi^2 k_B^2 S_n(E_F)}{1 - US_n(E_F)}$$

L'ordre de grandeur de ces quantités est ainsi expliqué par le renforcement d'échange, le terme  $1 - U \delta_n(E_F) \neq 0$ .

- Aux hautes températures, ( $kT \gg \hbar/\tau_{SF}$ ), les fluctuations de spin sont assez lentes par rapport aux fluctuations thermiques, et l'impureté se comporte alors comme une impureté "magnétique".

La température caractéristique  $T_{SF}$  ( $k T_{SF} = h/\tau_{SF}$ ) nous est donnée par la formule

$$T_{SF} = \frac{2 \nu_B^2 (2l+1)}{\pi k_B \frac{\Delta X}{C}} \quad [10]$$

#### 4 - L'INFLUENCE DE L'ENVIRONNEMENT :

Le problème de l'effet de l'environnement sur une impureté est apparu dans quelques cas. CAROLI a calculé l'énergie d'interaction pour les impuretés éloignées, mais l'interaction d - d peut également jouer un rôle important. L'effet de ces interactions est de changer l'énergie du niveau lié virtuel, occasionnant donc un changement de la densité d'état au niveau de Fermi, et à partir d'un certain moment, le critère de découplage sera vérifié, localement, pour un certains nombres d'impuretés.

Dans une étude d'alliages de 1 % de fer dans une matrice  $Nb_{1-c} Mo_c$ , JACCARINO et WALKER [8] pensent que seuls les atomes de Fe ayant un certain nombre minimum de Mo premiers voisins (7) portent un moment magnétique, et tous les autres atomes de Fe ne sont pas "magnétiques".

#### 5 - LES ALLIAGES Au-Co :

En ce qui concerne les alliages de Cobalt dans l'or, le calcul de FRIEDEL montre que les impuretés de Cobalt sont juste à la limite du magnétisme, et que  $U\delta_n(E_F) \neq 1$ .

Plusieurs expériences ont été faites sur ces alliages, qui menaient à 2 conclusions :

a) le Cobalt n'est pas magnétique :

- l'aimantation en grand champ et à faible concentration est faible devant celle des Au-Fe ou Cu-Mn aux mêmes concentrations.
- il n'existe pas de minimum de la résistivité pour des alliages jusqu'à 0,2 % [9]
- Des mesures d'effet Mossbauer et d'orientation nucléaire montrent que le Cobalt ne porte pas de moment aux faibles concentrations. [20]
- Des mesures de susceptibilité aux faibles concentrations donnent des susceptibilités proportionnelles à la concentration [10] .

b) Expériences concluant à l'existence d'un moment sur le Co :

- L'apparition progressive d'un minimum de la résistivité au fur et à mesure que l'on augmente la concentration [9] . Cependant VAN DEN BERG ne trouvait pas de relation entre la profondeur du minimum et la concentration.
- Des mesures de susceptibilité sur l'Au-Co liquide [11] pour des concentrations > 10 %, et donnant des lois de Curie-Weiss, correspondant à un moment effectif de  $4 \mu_B$ .

-- Des mesures magnétiques faites par LE GUILLERM [12] montraient également un comportement magnétique du Cobalt dans l'or (ses concentrations en Co étaient de 2, 3 et 4 %).

Nos mesures sur des alliages allant de 0,75 à 4 % montrent l'existence d'une partie "magnétique", et d'une partie "non magnétique". Nous essayerons d'interpréter nos résultats en faisant l'hypothèse suivante :

- les impuretés de Cobalt isolées et les paires ne sont pas magnétiques ;
- les groupes de 3 atomes ou plus de Cobalt portent un moment magnétique.

## A - RESULTATS EXPERIMENTAUX

### 1 - FABRICATION DES ALLIAGES

Nos alliages sont fabriqués à partir de l'or Johnson Matthey (99,999 %) (dont les analyses sonnent 2 ppm de Fe et 2 ppm de Pd), et de cobalt Johnson Matthey 99,99 %.

Ces alliages ont été fondus sous atmosphère d'hydrogène à 1150°C, pendant 4 heures, et recuits pendant 24 heures à 950°C sous atmosphère d'hydrogène également, puis trempés à l'hydrogène (trempes plus efficace que la trempes à l'eau) afin de limiter la tendance à la ségrégation, bien que cela ne semble pas se produire pour le cobalt dans l'or (dans les Cu Co, le traitement thermique des échantillons donnait des variations dans les propriétés magnétiques de ces alliages [13]).

D'autre part, nos échantillons ont été constamment gardés dans l'azote liquide.

Les concentrations nominales sont les suivantes :

0,5 ; 0,75 ; 1 ; 1,5 ; 2 ; 3 ; 4 % atomiques

Les concentrations exactes sont :

0,4995 0,7473 0,9965 1,499 2,001 2,997 3,995 % at

### 2 - ALLURE DES COURBES D'AIMANTATION

Nous avons mesuré les alliages de 0,75 % à 4 % pour des températures allant de 0,05°K à 4 °K, avec un champ magnétique de 0 à 25 kOe ; toutes ces mesures ont été faites sur l'appareil de Tournier [13]. Nous avons également mesuré le 0,5 % entre 1,2° et 4,2°, mais la sensibilité de l'appareil ne permettait pas d'avoir une précision suffisante. Enfin,

d'autres mesures ont été effectuées au-dessus de 4°2 K par Pilon sur l'appareil de Carreaga [14] adapté du four pour les mesures d'aimantation à des températures au-dessus de celles des fluides cryogéniques (cf. appendice II).

Nous observons des courbes d'aimantation que l'on peut séparer en deux parties :

a) Une partie magnétique

En champ faible, l'aimantation croit rapidement en fonction du champ, et vers 10 KOe, une partie de l'aimantation semble se saturer. La susceptibilité initiale  $(\partial M / \partial H)_{H=0}$  varie beaucoup en fonction de la température, et augmente quand on abaisse la température.

b) Une partie non magnétique

En champ plus élevé (entre 10 et 25 KOe) l'aimantation varie linéairement en fonction du champ, avec une pente peu dépendante de la température.

Cependant, pour les 4 et 3 %, nous ne pouvons plus dire la même chose, car il semble que vers 25 KOe les courbes d'aimantation continuent à courber légèrement.

Les figures (A2a) à (A2f) montrent pour quelques températures les courbes d'aimantation de quelques alliages en fonction du champ (ces courbes d'aimantation ne sont pas corrigées du diamagnétisme de la matrice).

### 3 - SUSCEPTIBILITES INITIALES ET FINALES

Des lois de l'aimantation en fonction du champ nous pouvons tirer les susceptibilités initiales et finales.

Si nous traçons la susceptibilité finale en fonction de la température, nous voyons qu'elle varie peu.

Nous l'appellerons susceptibilité non magnétique .

La susceptibilité initiale en champ nul est donc l'addition de deux termes :

$$\chi_i = \chi_m + \chi_d^{\circ}$$

où  $\chi_m$  est la susceptibilité de la partie magnétique, dont on s'attend à ce qu'elle varie en  $\frac{C}{T+\theta}$

et  $\chi_d^{\circ}$  la susceptibilité non magnétique en champ nul que l'on supposera peu dépendante de la température.

Pour isoler ces deux termes de la susceptibilité, nous reportons toutes les valeurs des susceptibilités dans des diagrammes  $\chi_i T$  en fonction de  $T$ ,

$$\chi_i T = \frac{CT}{T+\theta} + \chi_d^{\circ} T$$

A condition d'être à des températures supérieures à  $\sim 10 \theta$ , la loi  $\chi_i T \approx C + \chi_d^{\circ} T$ . Pour les concentrations jusqu'à 2 %, il est justifié de considérer que l'on est dans cette condition au-dessus de 1°K, alors que pour les 3 et 4 %, il faudrait monter plus haut en température pour que l'on soit dans cette condition.

Les figures (A-3-a) à (A-3-g) montrent les lois  $\chi_i T$  en fonction de  $T$  : la pente des droites obtenues est égale à  $\chi_d^{\circ}$ , et la valeur extrapolée de  $\chi_i T$  pour  $T = 0$ , est la valeur de la constante de Curie de la partie magnétique.

Tableau 2

C (%)	0,5	0,75	1	1,5	2	3	4
$\chi_d^{\circ}$ (cm <sup>3</sup> /g)	0.207	0.520 <sup>±</sup> 0.06	0.746 <sup>±</sup> 0.03	1.32 <sup>±</sup> 0.07	2.15 <sup>±</sup> 0.15	4.6 <sup>±</sup> 0.2	
$C$ (cm <sup>3</sup> °K/g)	0.38 <sup>±</sup> 0.1	0.7 <sup>±</sup> 0.1	1.1 <sup>±</sup> 0.1	3.75 <sup>±</sup> 0.2	9.1 <sup>±</sup> 0.7	30.2 <sup>±</sup> 1	

Nous avons ainsi séparé les 2 parties de la susceptibilité.

#### 4 - AIMANTATION A SATURATION

En extrapolant la partie haut champ de l'aimantation vers le champ nul, on est capable de déterminer l'aimantation à saturation de la partie magnétique en fonction de la température, que l'on peut extrapoler à 0°K. On trouve alors les valeurs suivantes pour l'aimantation à saturation à zéro degré :

C	0,5	0,75	1	1,5	2	3	4
10 M <sub>s</sub> <sup>0</sup> (uem/g)		0.048		0.155	0.355	0.93	17

(les valeurs pour le 4 % ne sont pas très sûres).

#### 5 - ORDRE ANTIFERROMAGNETIQUE

Pour les alliages 4, 3, 2 et 1,5 %, il y a, à partir d'une température  $T_B$ , apparition d'une aimantation rémanente. Le Guillerm montrait que cette rémanente se saturait vers 10 KOe. Les courbes de l'aimantation rémanente isotherme sont données en figure (A-5-a). L'extrapolation linéaire de la courbe de l'aimantation rémanente à basses températures vers  $M_r = 0$  nous donne les valeurs des températures de blocage  $T_B$ . Enfin, si l'on porte les valeurs de  $M_r/C^3$  en fonction de  $T/C^3$ , ces valeurs se mettent sur une courbe très peu dépendante de la concentration.

Parallèlement à l'apparition de la rémanente la susceptibilité initiale montre un maximum pour des températures  $T_N$  qui sont de

C	1,5	2	3	4
$T_N$	$\sim 0,05^\circ$	0,4	1	1,6

Pour le 1.5 %, la température  $T_N$  serait de l'ordre de  $0,05^\circ\text{K}$ , ce qui fait que nous ne voyons pas le maximum de  $\chi_i$ .

B - INTERPRETATION

Nous pensons donner l'interprétation suivante de nos résultats :

- Les impuretés isolées et les groupes de 2 ne sont pas magnétiques,
- Les atomes de Cobalt dans des groupes de 3 atomes ou plus portent un moment magnétique.

1 - ETUDE DE LA PARTIE MAGNETIQUE

Nous avons calculé, pour les concentrations qui nous intéressent les nombres  $N_1, N_2, N_3$  (nombre d'atomes de Cobalt isolés, en paire ou en triplet), et  $G_4 = C - N_1 - N_2 - N_3$  (nous supposons que tous les atomes dans des groupes de plus de 3 appartiennent à des groupes de 4) (cf. appendice 1).

La figure [B-1-a] montre la courbe de l'aimantation à saturation, en fonction de la concentration (sur papier log.log), ainsi que les valeurs de  $N_3 + G_4$  (nombre d'atomes de Cobalt dans des groupes de 3 ou plus) ; Ces courbes se correspondent à peu près si l'on attribue au Cobalt un moment  $\mu_a = 1.4 \pm 0.3 \mu_B$ . Le calcul pour les concentrations de  $M_s^0$  donnerait les valeurs suivantes des moments :

C	0,75	1	1,5	2	3	4
$M_s^0$ (uem/g)	0.005		0.018	0.0395	0.092	0.17
$\mu(N_B/\text{at Co magnétique})$	$2.8 \pm 0.8$		$1.41 \pm 0.2$	$1.42 \pm 0.2$	$1.08 \pm 0.2$	0.94

Pour le 4% et 3%, l'extrapolation de la partie en haut champ pour déterminer  $M_s$  n'est pas très légitime, car nous ne sommes pas en champ assez élevé pour le faire, et les courbes

d'aimantation courbent encore à 25 Koe.

Cependant, il faut noter que si nous calculons le moment efficace par atome de Cobalt, en considérant que les groupes de 2 sont également magnétiques, nous trouvons une valeur de  $0.31 \mu_B$  par atome de Cobalt (le moment du Cobalt massif est de  $1.71 \mu_B$ ).

Pour la susceptibilité magnétique, nous nous attendons à avoir une constante de Curie de la forme

$$C = \frac{N \mu_B^2}{3k} = \frac{N g^2 S(S+1)}{3k} \quad \text{où } S \text{ est le spin de l'impurité,}$$

D'où dans notre hypothèse des groupes de 3 magnétiques :

$$C = \left( \frac{N_3}{3} \times 9 \mu_B^2 + \frac{N_4}{4} \times 16 \mu_B^2 \right) / 3k$$

$$= (3N_3 + 4N_4 \mu_B^2) / 3k$$

Nous avons tracé les courbes  $3N_3 + 4N_4$  et les constantes de Curie en fonction de la concentration ; les courbes se correspondent si l'on prend comme moment efficace un moment de  $2 \mu_B$ . Un calcul plus exact, avec

$$C = \frac{g^2 N S(S+1)}{3k}$$

$$= 4 \frac{\frac{N_3}{3} 3S(3S+1) + \frac{N_4}{4} \times 4S(4S+1)}{3k}$$

nous donne les valeurs suivantes pour 2 S :

C	0.5	0.75	1	1.5	2	3	4
2S	2.00	2.14	1.73	1.75	1.84	1.9	

Nous pouvons en tirer un moment moyen  $2S = 1.9 \pm 0.3 \mu_B$  ;

Les valeurs de l'aimantation à saturation et des

constantes de Curie pour la partie magnétique des Alliages de 0,75% jusqu'à 3% nous donnent un moment magnétique du Cobalt de l'ordre de  $1,6 \pm 0,3 \mu_p$  comparable à celui qu'il aurait dans le Cobalt massif.

## 2 - ETUDE DE LA PARTIE NON MAGNETIQUE

Nous reportons le tableau de la susceptibilité non magnétique en fonction de la concentration :

C	0,5	0,75	1	1,5	2	3	4
$10^6 \chi_d$	0.207	0.520	0.746	1.32	2.14	4.06	

Les théories de fluctuations localisées de spin et Kondo nous permettent de prévoir, pour des impuretés "non magnétiques", des susceptibilités, vers le zéro °K, proportionnelles à la concentration, et renforcées d'échanges. Il nous faudrait prévoir donc deux susceptibilités non magnétiques :

- $\chi_{di}$  susceptibilité par impureté isolée
- $\chi_{dp}$  susceptibilité par impureté dans une paire de Co

où  $\chi_{dp} = \alpha \chi_{di}$ ,  $\alpha$  étant le rapport des valeurs des renforcements d'échanges des impuretés en paire sur les impuretés isolées.

Nous essayerons de déterminer  $\alpha$  en prenant 2 alliages, les 1 et 1,5% ; on trouve pour ces alliages :

$$\chi_d = N_1 \chi_{di} + N_2 \chi_{dp}$$

$$1\% : 10^{-6} \times 0,746 = 0,886 \cdot 10^{-2} \chi_{di} + 0,1 \cdot 10^{-2} \chi_{dp}$$

$$1,5\% : 1,32 \cdot 10^{-6} = 0,125 \cdot 10^{-1} \chi_{di} + 0,208 \cdot 10^{-2} \chi_{dp}$$

$$\text{D'où } \frac{\chi_{dp}}{\chi_{di}} = \frac{4,033 \cdot 10^{-4}}{0,385 \cdot 10^{-4}} \text{ (uem/g cobalt en paire)} = 10,5$$

(uem/g cobalt isolé)

Nous prendrons en fait  $\alpha = 12$ , qui semble plus correspondre à la plupart des concentrations (ainsi qu'aux plus faibles, mesurée par Melle Lecoanet).

Nous traçons donc  $N_1 + 12 N_2$ , et en comparant avec  $\chi_d^o$ , nous pouvons tirer  $\chi_{di}$

C	0,5	0,75	1	1,5	2	3	4
$10^4 \chi_{di} \frac{\text{uem}}{\text{gco}}$	0.258	0.372	0.357	0.36	0.38	0.4	
$\chi_{dp} = 12 \chi_{di}$	3.11	4.46	4.27	4.32	4.56	4.8	

Soit des valeurs moyennes de

$$\chi_{di} = 0.37 \cdot 10^{-4} \pm 0.05 \text{ uem/g cobalt isolés}$$

$$\chi_{dp} = 4.5 \cdot 10^{-4} \pm 0.6 \text{ uem/g cobalt en paire}$$

D'autre part, nous avons également vérifié cette variation en concentration pour les termes linéaires de la chaleur spécifique [16]

C(%)	0.57	0.98	1.8	2	2.6	3.5
$\delta\chi_{\text{total}}$	0.405	0.868	1.96	2.46	2.98	5.5
$\delta\chi_{\text{impureté isolée}}$	4.13	4.25	4.06	4.41	3.72	4.7
$\delta\chi_p$	paire 49.6	51.0	48.7	52.9	44.6	56.4

Soit un  $\delta\chi_i$  moyen de  $\delta\chi_i = 4.21$   
et  $\delta\chi_p = 50.5$

Nous pouvons tirer de ces résultats les valeurs des renforcements de la susceptibilité pour les paires et pour les atomes isolés

$$R \chi_i = \frac{\frac{1}{c} \Delta \chi_i}{\chi_{\text{Pauli}}} = \frac{\chi_{di}}{\chi_p} = \frac{0.37 \cdot 10^{-4}}{2.4 \cdot 10^{-7}} = 154 \pm 25$$

(La valeur  $\chi_p$  est tirée de la référence [17])

Le renforcement pour les paires serait donc

12 fois plus grand, soit  $R_{\chi_p} = 1850 \pm 300$

Quand au renforcement de la chaleur spécifique, il est de :

$$R_{\chi_i} = \frac{4.21}{0.69} [21] = 61 \quad \left( = \frac{1}{C} \frac{\Delta \chi}{\chi_{matrice}} \right)$$

$$R_{\chi_p} = 732$$

Les rapports  $\xi = \frac{\frac{1}{C} \frac{\Delta \chi}{\chi}}{\frac{1}{C} \frac{\Delta \chi}{\chi}}$ , prévus par la théorie des fluctuations localisées de spins comme supérieurs à 0,3, sera pour nous [18] :

$$\xi = 0.40 \pm 0.05$$

Si nous calculons les fluctuations de spin des impuretés isolées et des paires, nous trouvons les valeurs :

$$T_{SF_i} = \frac{2\mu_B^2 (21+1) c}{\pi k_B \chi_{di} M} \frac{d^3}{M} = 187^\circ K$$

$$T_{SF_p} = 15,6^\circ K ;$$

l'on s'attendrait donc que pour des températures  $> 15,6^\circ K$ , les paires commencent à devenir "magnétiques".

Du point de vue de Kondo, nous aboutissons à des températures de Kondo pour les paires et pour les impuretés isolées de :

$$T_{kp_i} = \frac{N \mu_e^2}{3k \chi_{p_i}} \quad (0^\circ K)$$

Nous aboutissons alors aux températures de Kondo suivantes :

$$T_{ki} = 163^\circ K$$

$$T_{kp} = 13,6^\circ K$$

Si nous comparons les valeurs de  $T_{SF}$  et  $T_K$ ,

nous voyons qu'elles sont très proches ; Rivier et Zückerman [7] avaient prévu que  $T_{SF}$  et  $T_k$  devaient être étroitement liées dans certains cas (un résultat similaire a été trouvé pour les Au V [18] ).

## C O N C L U S I O N

L'hypothèse que nous avons faite pour expliquer nos résultats sur les Au-Co avait été envisagée à plusieurs reprises :

- Tournier avait déjà suggéré la possibilité pour que les groupes de 3 Co dans les Cu Co portent un moment [13].
- Une telle hypothèse avait également été avancée pour expliquer le terme en  $1/T$  de la susceptibilité des Cu Ni [19].

D'autre part, les résultats de la chaleur spécifique hyperfine (Costa) semblent également indiquer une variation de la constante hyperfine proportionnelle au nombre d'atomes de Cobalt appartenant à des groupes de 3 ou plus, avec une valeur de champ hyperfin légèrement inférieure à celle dans le Cobalt massif ( $\sim 15\%$ ) [22].

Les résultats pour les concentrations de 0,75% à 2% semblent concorder de manière assez satisfaisante avec cette hypothèse ; quant au 3% et 4%, nous ne pouvons en tirer les mêmes conclusions, car il semble que dans ces alliages, les atomes de Cobalt ont tendance à la ségrégation (augmentation de la susceptibilité magnétique au cours du temps, et mesures vers  $15^\circ$  donnant toujours une aimantation à saturation).

Au-dessus de la température d'ordre

- le comportement magnétique peut s'expliquer par le fait que les groupes de 3 at ou + de Cobalt ont leur niveau lié virtuel découplé du fait des interactions.

- le comportement antiferromagnétique basse température peut s'expliquer par les interactions entre les groupes de Cobalt magnétiques.
- la susceptibilité non magnétique indépendante de la température peut s'expliquer aussi bien dans le cadre de la théorie Kondo que du point de vue des fluctuations de spin localisées.

Notons enfin qu'il est intéressant de faire des mesures à plus hautes températures sur ces alliages, en vue de confirmer nos résultats, et de voir si effectivement vers des températures de plus de 20°K, les groupes de 2 ont un comportement "magnétique".

Il serait utile également de recuire les alliages à 4% et 3%, et de les mesurer tout de suite après.

A P P E N D I C E I

C (%)	N <sub>1</sub>	N <sub>2</sub>	N <sub>3</sub>	G <sub>4</sub>	N <sub>3</sub> + G <sub>4</sub>	3N <sub>3</sub> +4G <sub>4</sub>	N <sub>1</sub> + 12N <sub>2</sub>
0,50	0,471\$-2	0,274\$-3	0,167\$-4	0,113\$-5	0,178\$-4	0,546\$-4	0,800\$-2
0,75	0,680\$-2	0,600\$-3	0,540\$-4	0,750\$-5	0,615\$-4	0,184\$-3	0,140\$-1
1,00	0,886\$-2	0,100\$-2	0,118\$-3	0,167\$-4	0,135\$-3	0,421\$-3	0,209\$-1
1,50	0,125\$-1	0,208\$-2	0,384\$-3	0,620\$-4	0,446\$-3	0,140\$-2	0,375\$-1
2,00	0,157\$-1	0,334\$-2	0,741\$-3	0,228\$-3	0,969\$-3	0,313\$-2	0,558\$-1
0,00	0,208\$-1	0,624\$-2	0,196\$-2	0,983\$-3	0,294\$-2	0,981\$-2	0,957\$-1
0,00	0,245\$-1	0,922\$-2	0,362\$-2	0,266\$-2	0,628\$-2	0,214\$-1	0,135\$0

Pour un cristal cubique face centré (comme l'Au-Co) :

$$N_1 = c(1 - c)^{12}$$

$$N_2 = 12 c^2 (1 - c)^{18}$$

$$N_3 = c^3 (24(1 - c)^{23} + 126(1 - c)^{24})$$

$$G_4 = c - N_1 - N_2 - N_3 \quad [15]$$

- N<sub>1</sub> : Nombre d'atomes de Cobalt par atome d'alliage n'ayant aucun Cobalt proche voisin.
- N<sub>2</sub> : Nombre d'atomes de Cobalt par atome d'alliage ayant un seul Cobalt proche voisin.
- N<sub>3</sub> : Nombre d'atomes de Cobalt par atome d'alliage dont au moins un atome a 2 et seulement 2 autres Cobalt proches voisins.
- G<sub>4</sub> : Les atomes de Cobalt qui ne sont ni dans N<sub>1</sub>, N<sub>2</sub> ou N<sub>3</sub>.

APPENDICE IICALDRIMETRE POUR LES MESURES D'AIMANTATION A BASSES TEMPERATURES

Une limitation dans l'utilisation des fluides cryogéniques à Basse Température est qu'ils ne couvrent que des plages limitées de températures ( $1^{\circ}$ - $4^{\circ}$  ;  $14$ - $20^{\circ}$  et  $64$ - $77^{\circ}$  K pour l'He, l'H<sub>2</sub> et l'N<sub>2</sub> liquides) ; les alliages d'Au-Co, nécessitent une étude continue en Température ; nous avons donc construit un calorimètre pour les mesures d'aimantation entre  $1^{\circ}$  et  $300^{\circ}$ K. Ce calorimètre a été conçu en vue de faire des mesures sur des séries d'échantillons, et ce, sans avoir à réchauffer les montages pour changer l'échantillon.

La fig. 1 montre une vue d'ensemble du calorimètre dans le montage de mesure.

Ce calorimètre comprend 2 enceintes :

- une enceinte extérieure, formée d'un tube en Inox ( $\varnothing 22$ ) raccordé à sa partie inférieure, d'un tube en laiton de  $\varnothing 19$  (afin de pouvoir rentrer à l'intérieur de la bobine de détection de  $\varnothing 20$ ). Cette enceinte plonge dans un liquide cryogénique et permet soit d'amener l'enceinte intérieure à la température du bain (contact thermique par gaz d'échange), soit au contraire de l'en isoler thermiquement (par pompage secondaire).

Une enceinte intérieure (où se trouve l'échantillon), et qui se trouve à la température de la mesure.

L'enceinte intérieure est formée d'un tube en inox de  $\varnothing 10$ - $11$ , raccordé à son bout inférieur à un tube en cuivre de  $\varnothing 10$ - $12$ , et de longueur 300 mm ; C'est cette partie inférieure du calorimètre que nous appelons "four". Le centre du four se

trouve au centre des bobines de détection et de champ magnétique.

A la partie supérieure du tube se trouve une vanne à bille, un presse-étoupe, et entre les deux, une prise de pompage.

L'échantillon se trouve serré à l'intérieur d'une tige en plexiglass de  $\varnothing$  7-9,5, qui rentre dans l'enceinte intérieure ; les mesures magnétiques sont faites par extraction de l'échantillon par l'intermédiaire de cette tige de plexiglass.

#### PRINCIPE DE LA MESURE :

Après avoir rentré l'échantillon dans l'enceinte intérieure (en ayant pris la précaution de pomper auparavant tout l'air contenu dans la tige en plexiglass) on l'amène à la température du bain en mettant du gaz d'échange (1 mm Hg) dans les 2 enceintes.

On pompe alors le gaz d'échange dans l'enceinte extérieure ( $10^{-5} \cdot 10^{-6}$  mm Hg). Ayant ainsi isolé l'enceinte intérieure du bain, on peut chauffer le "four" par effet Joule dans un fil de Pt de  $\varnothing$ 7/100, 600  $\Omega$  à l'ambiante, enroulé en double hélice autour du tube de cuivre ; on régule la température du four avec

- une résistance carbone Allen Bradley 68  $\Omega$  à 300°K ; on peut utiliser cette résistance entre 4° et 20° où sa sensibilité est maximale.

- une diode Arséniate de gallium, donnant une tension de l'ordre du Volt entre 0 et 300°K, avec une sensibilité de 0.7 V/°K à 4° et 1 mV/°K vers 20°K -

Nous avons vérifié que les variations de la tension de la diode avec le champ magnétique de la bobine de champ (28°K) était noyée dans le bruit de fond de la mesure

( $\frac{1}{10}$  mV) pour le champ maximum qu'elle voit, de même la variation vers 4°K de la résistance Allen Bradley est inférieure à 1%. Nous pouvons donc dire que la mesure de la température est comme une erreur maximale de 1% .

L'échantillon se trouve en contact thermique avec le "four" par gaz d'échange, à une pression de  $10^{-2}$  mm Hg environ (pompage primaire continu sur l'enceinte intérieure). Cependant l'apport de chaleur vers le four par le haut est supérieur à l'apport de frigories ; nous ne pouvons donc réguler qu'en arrêtant le pompage secondaire sur l'enceinte extérieure, afin que l'apport de frigories soit supérieur à l'apport de calories,, car c'est en régime dynamique que la régulation est meilleure ; on observe alors des températures au niveau de l'échantillon inférieures aux températures de régulation du four (environ 20%), mais pas de variations de température le long du four ; nous avons également besoin de dégager une puissance entre 150 et 400 mV (entre 6° et 15°) pour pouvoir maintenir la température du four ; il faudrait donc prévoir 2 fuites thermiques calibrées sur les 2 bouts du four, afin de pouvoir réguler aisément sans grande consommation de liquide cryogénique.

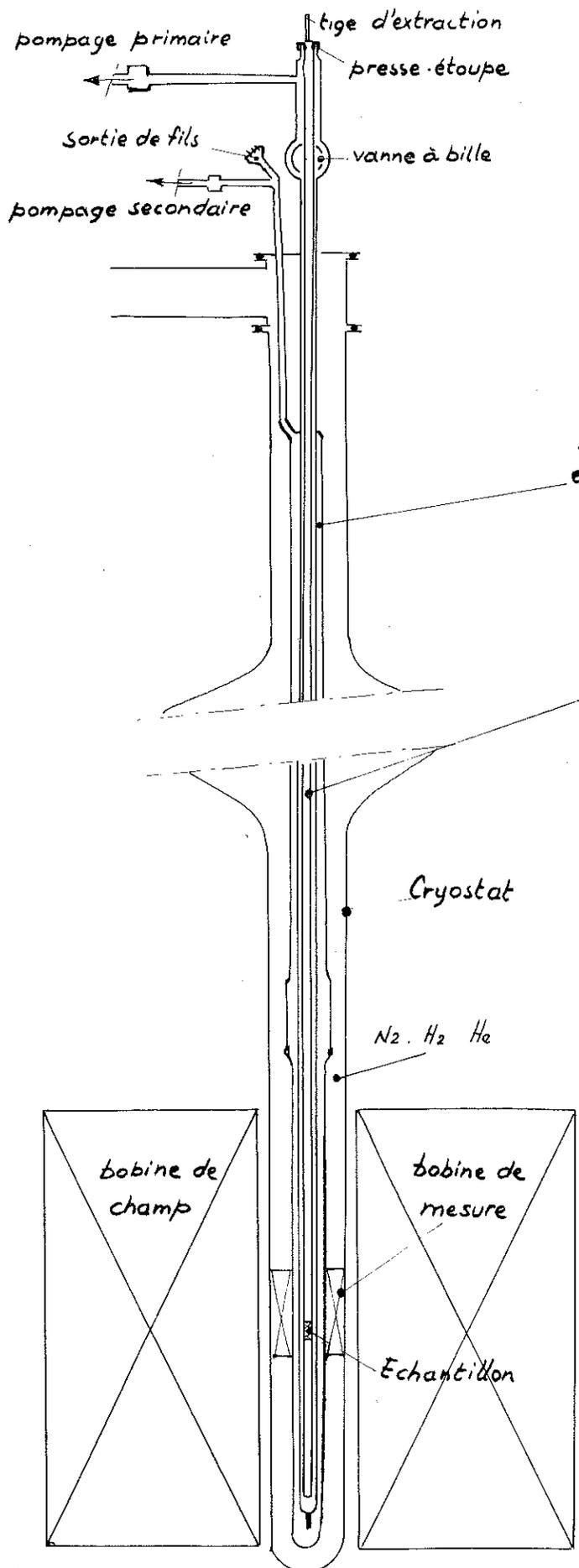


fig 1 Ensemble

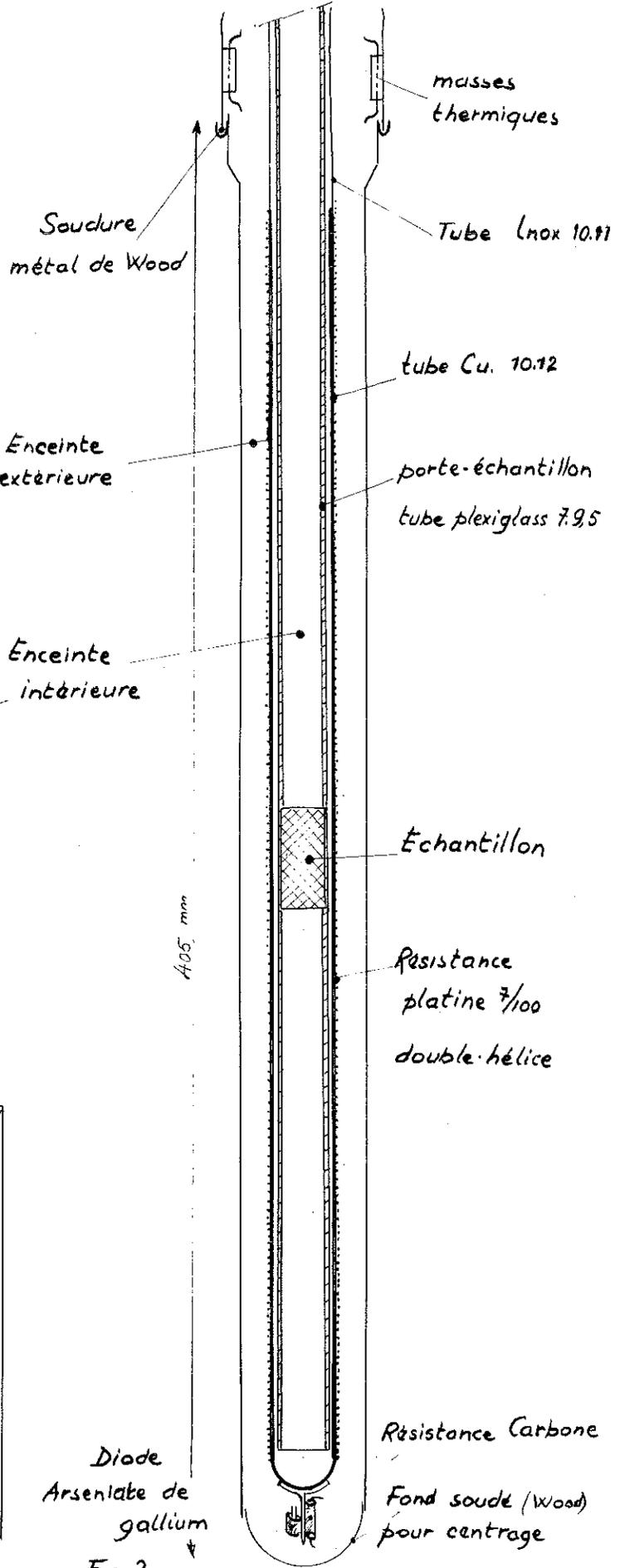
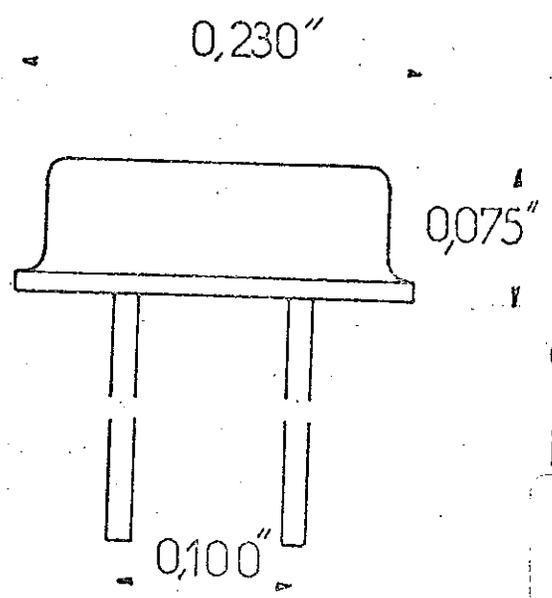
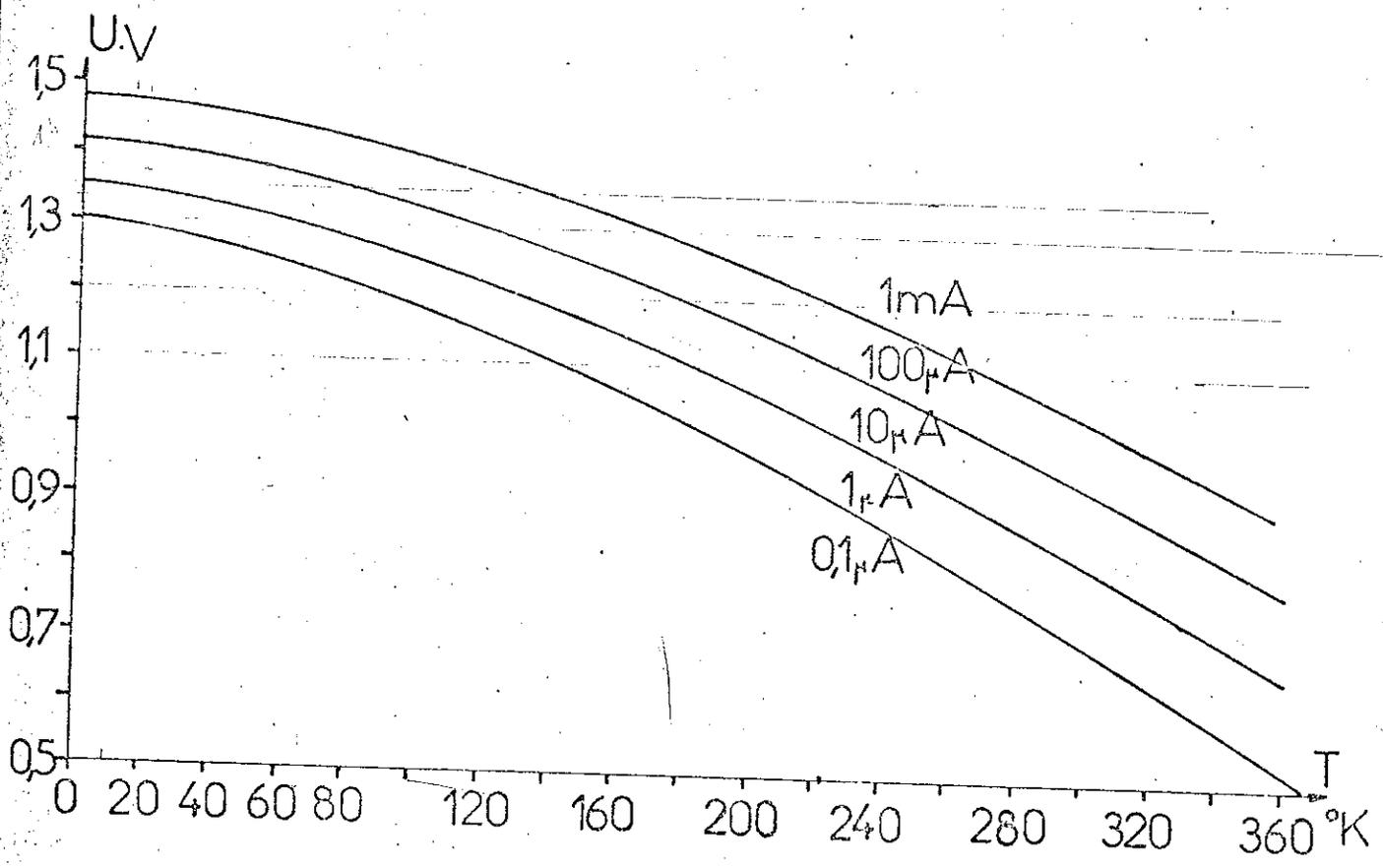
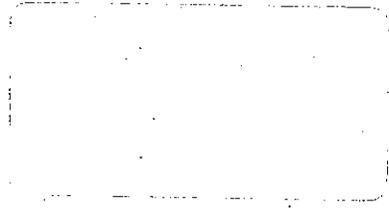


Fig. 2 Four



Caractéristiques de la Diode

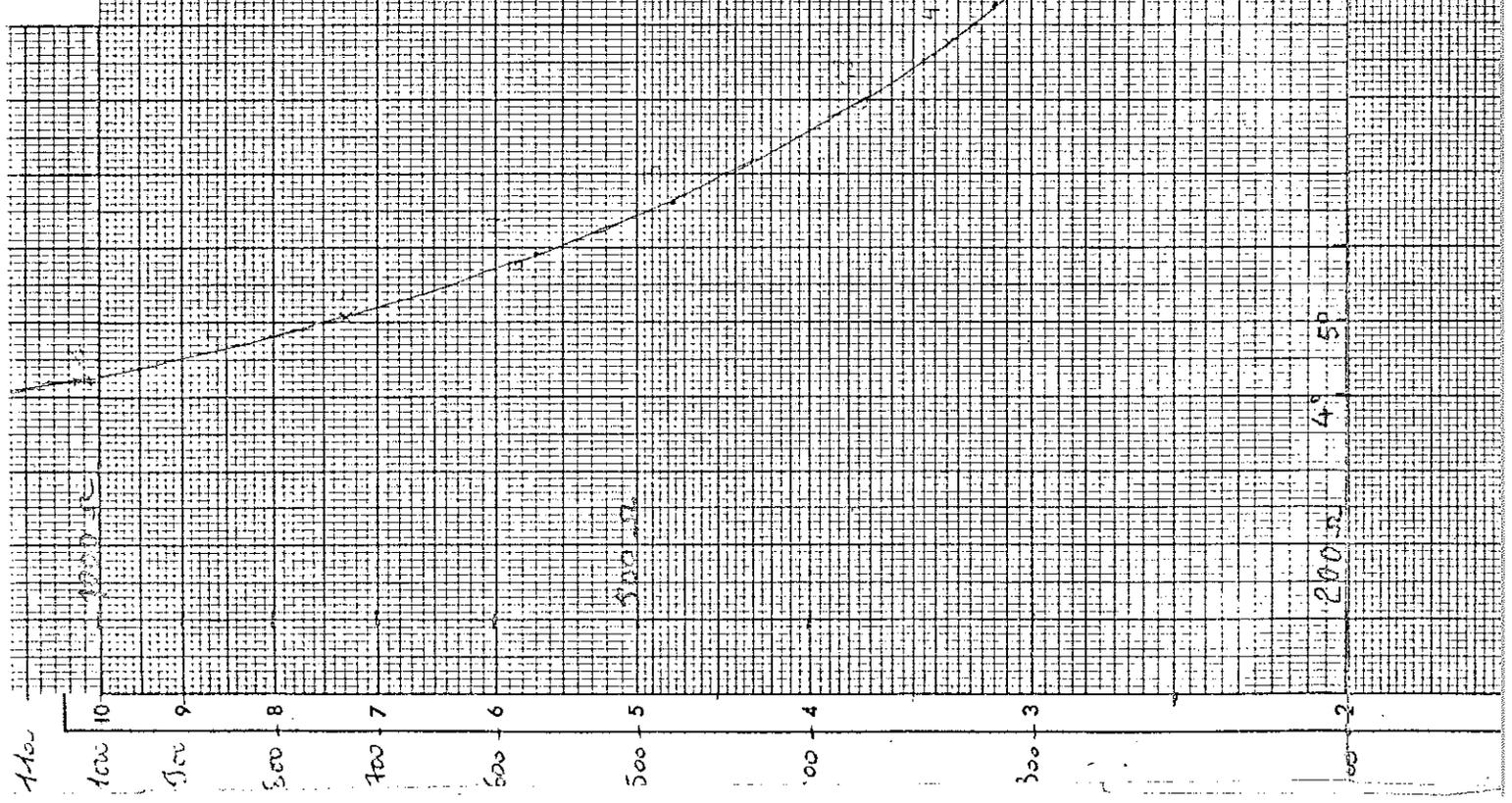


4-26

Estadística Carbono nº 2-

Estadística Carbono 1968- (C)

23





## ALLIAGES DE TERRES RARES

Nous avons également mesuré, à la demande de Monsieur SILHOUETTE, de la Faculté des Sciences d'Orsay, toujours entre 0,05 et 4,2°K et de 0 à 25 koe, 2 séries d'alliages de terres rares : YCe et YPr à 0,1, 0,3 et 1 % nominales pondérales (c'est-à-dire 0,05, 0,15 et 0,5 % at. nominal).

Nos mesures ne sont malheureusement pas exploitables, et ceci est dû au fait que les alliages des terres rares sont d'une métallurgie difficile.

Les analyses faites sur 2 de ces alliages montrent qu'ils n'ont pas les concentrations requises (4 ppm de Pr pour l'YPr 0,1 % et 100 ppm de Ce pour l'YCe 0,1 %) et que ces alliages contenaient également un nombre important d'autres impuretés.

M(uem/g)

Y-Pr % (T: 0.05°K)  
△ 0.1  
• 0.3  
□ 01

0.1

H(Koe)

20

10

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

□ • △

M(uem/g)

$\Delta$  0.1  
○ 0.3  
□ 1

(T: 0.05°K)

-0.1

○  
△  
□

33

H(Koe)

20

10

8  
8

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

○

□

△

M(uem/g Y-Pr 1%)

T =  $\Delta$  0.05  
 $\circ$  1.12  
 $\square$  4.26

H(K $\sigma$ )

0.1

10

20

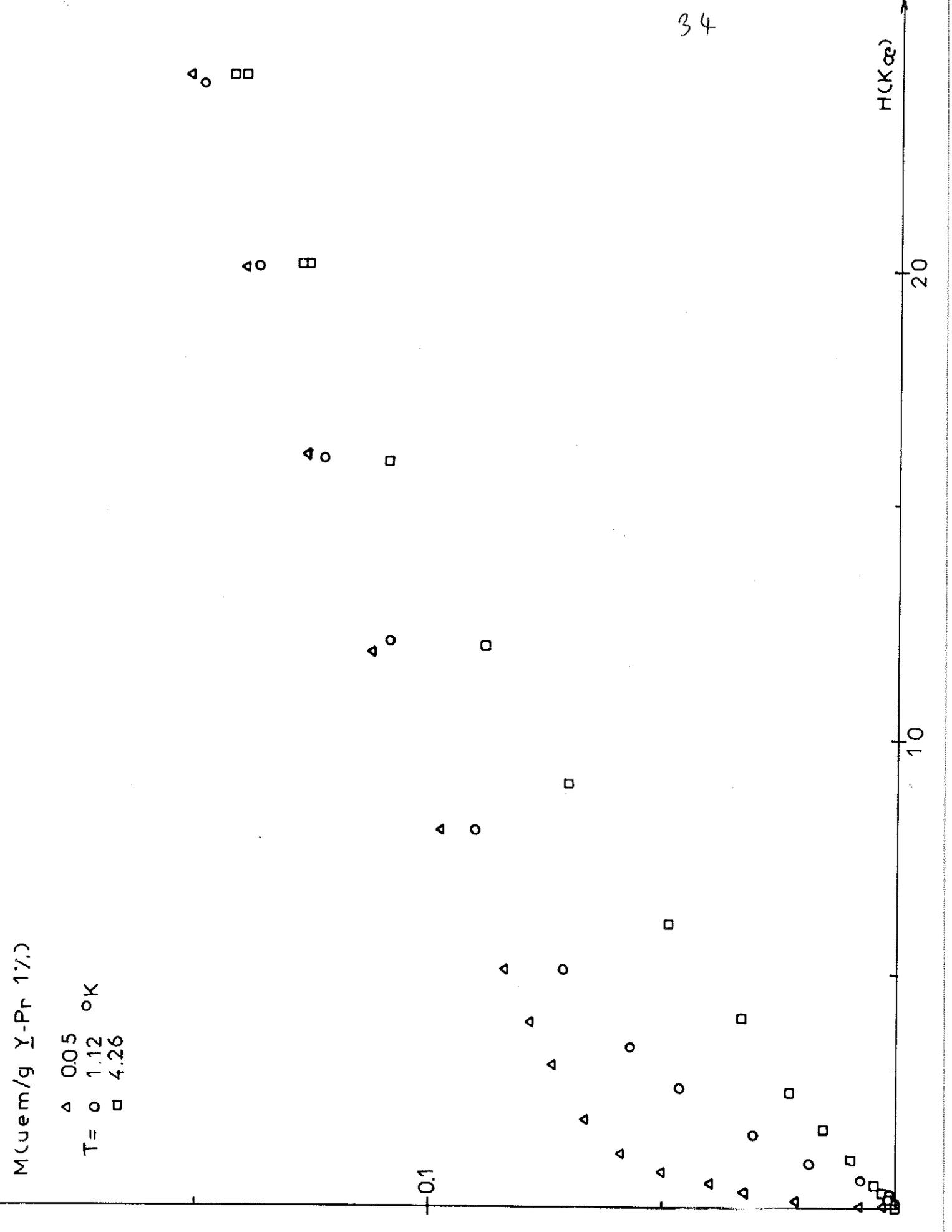
$\Delta$   $\circ$   $\square$

$\Delta$   $\circ$   $\square$

$\Delta$   $\circ$   $\square$

$\Delta$   $\circ$   $\square$

$\Delta$   $\circ$



$M(\mu\text{em/g } \bar{Y}\text{-Ce } 0.1\%)$

0.05

H (oe)

35

2000

1000

0

+

+

+

+

+

+

+

+

+

.

.

.

.

.

o

o

o

o

o

o

o

o

□

□

□

□

△

△

△

△

△

△

x

x

x

x

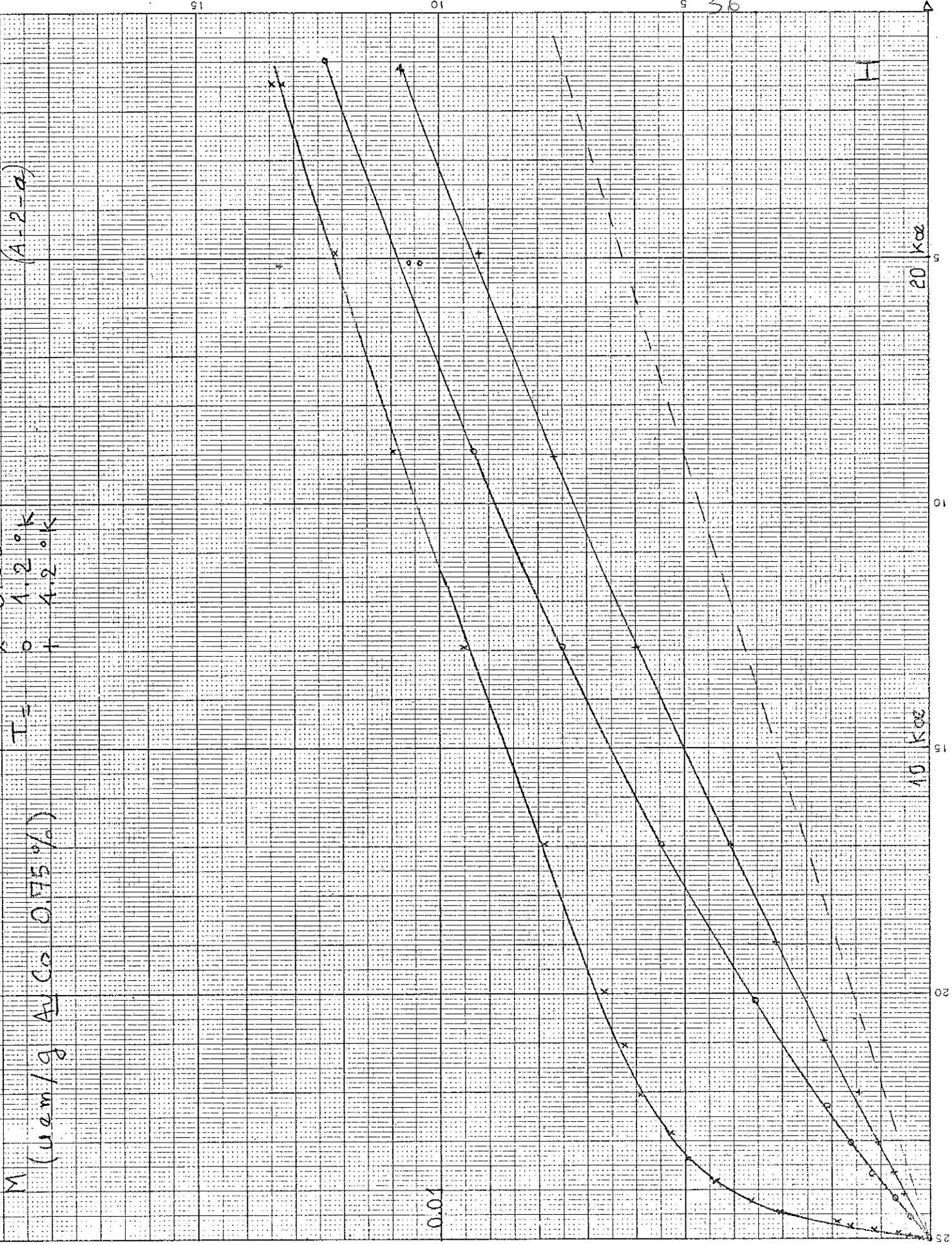
x

x

x

x

x



20 koe

15 koe

20

25

(A-2-b)

$T =$   
 $+ 0.05$   
 $0 \quad 1.2 \quad 0. K$   
 $X \quad 4.2$

$M$   
 $(\text{в см} / \text{г Al}_2\text{O}_3 \cdot 1.5\% / \text{л})$

0.05

20 Koz

10 Koz

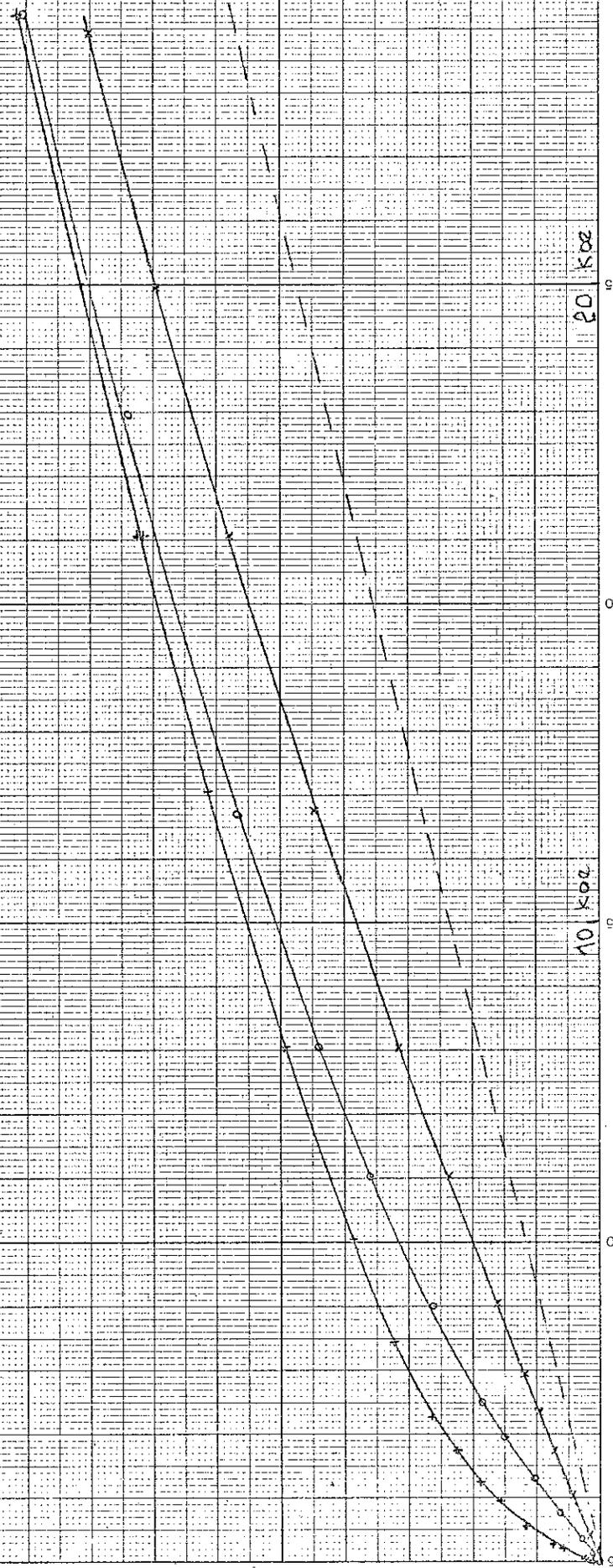
0

10

15

20

25



(A 2-c)

x 0.05  
y 1.2  
z 4.2

M (uom/g Au Co 2%)

T-

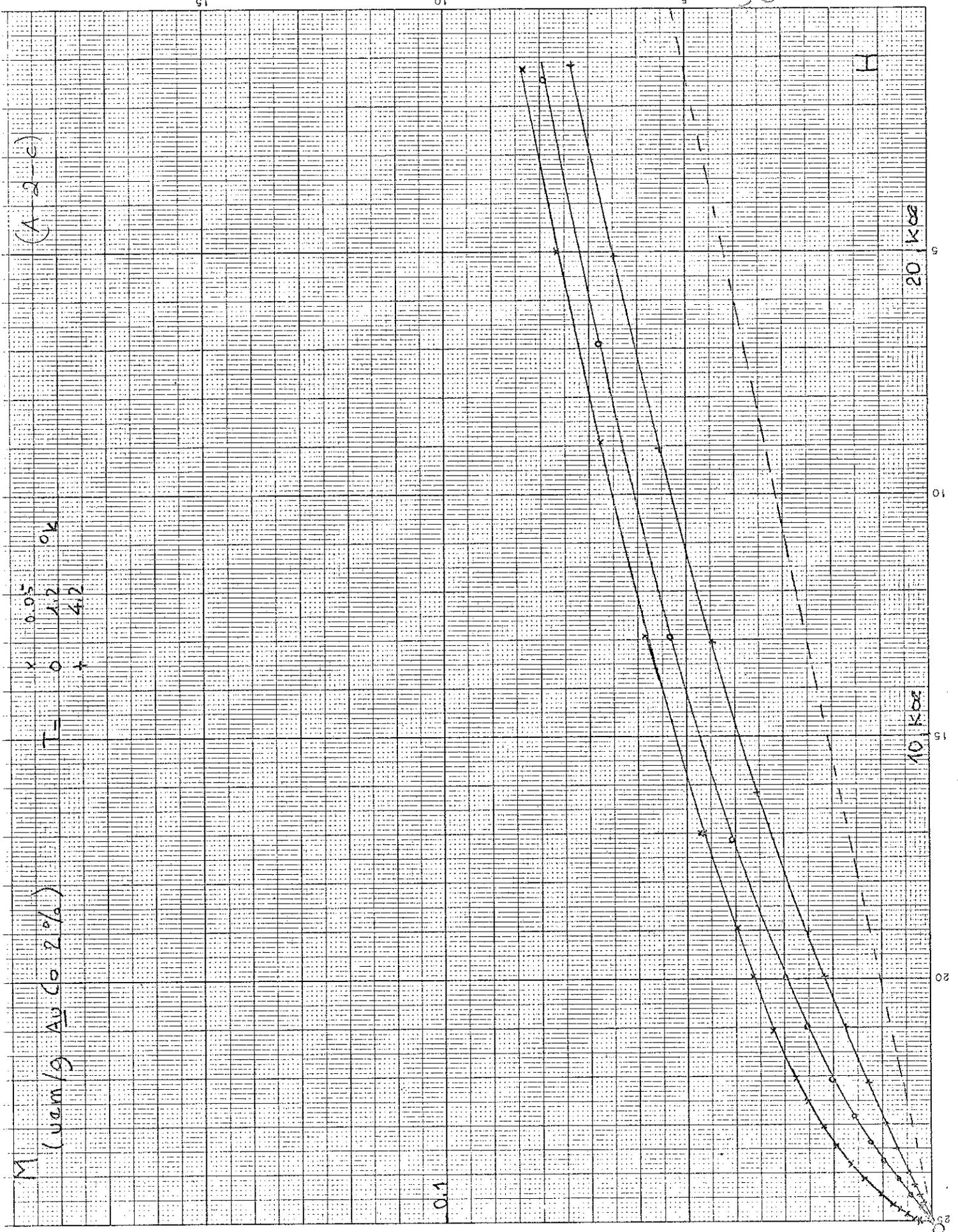
0.1

H

20 Koe

10 Koe

0



15

01

5

6

01

15

20

(A-2-d)

0.05 °K  
1.2  
4.2

T = 0 X

M (um/g Av Co. 3%)

M

0.1

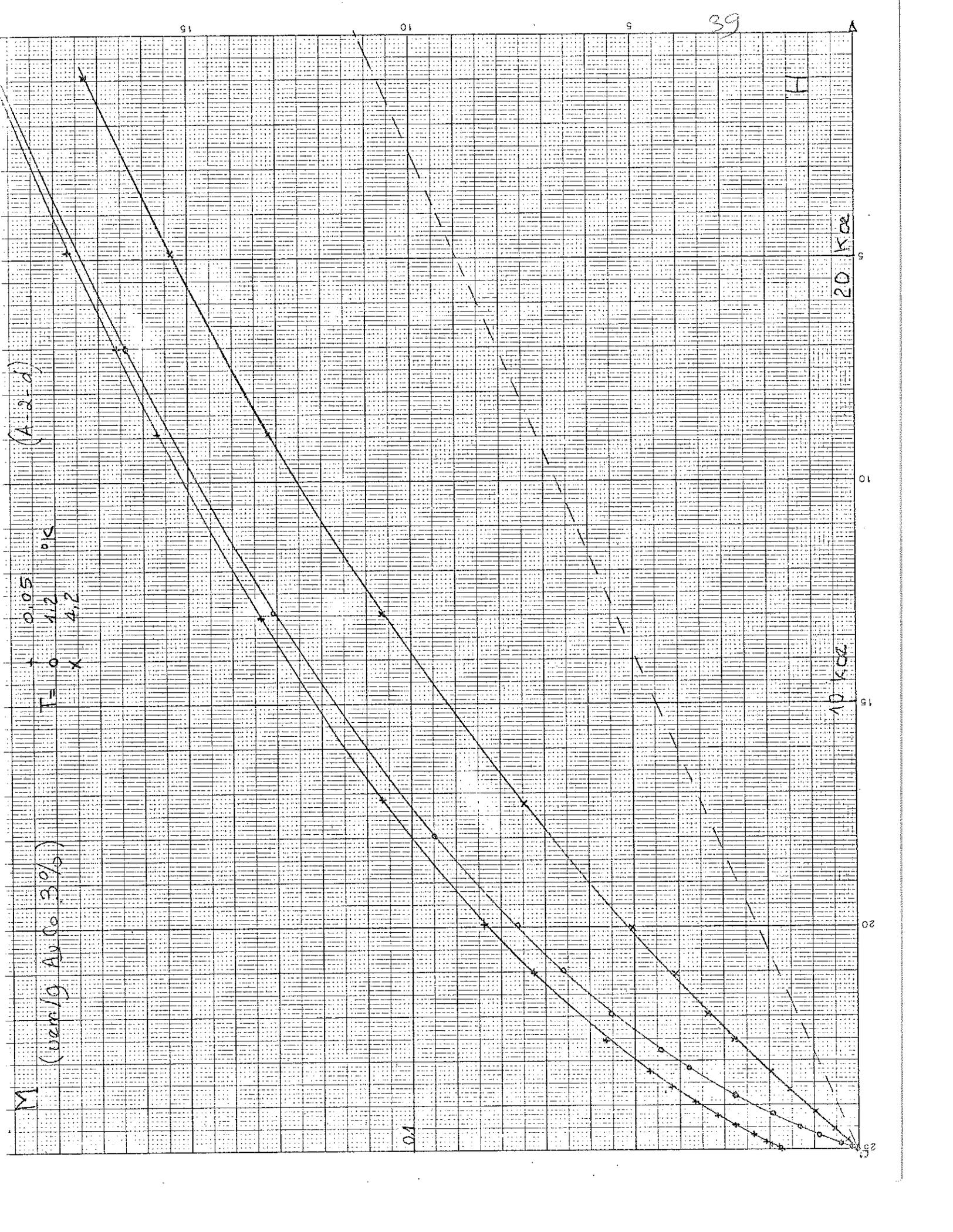
20 K<sub>02</sub>

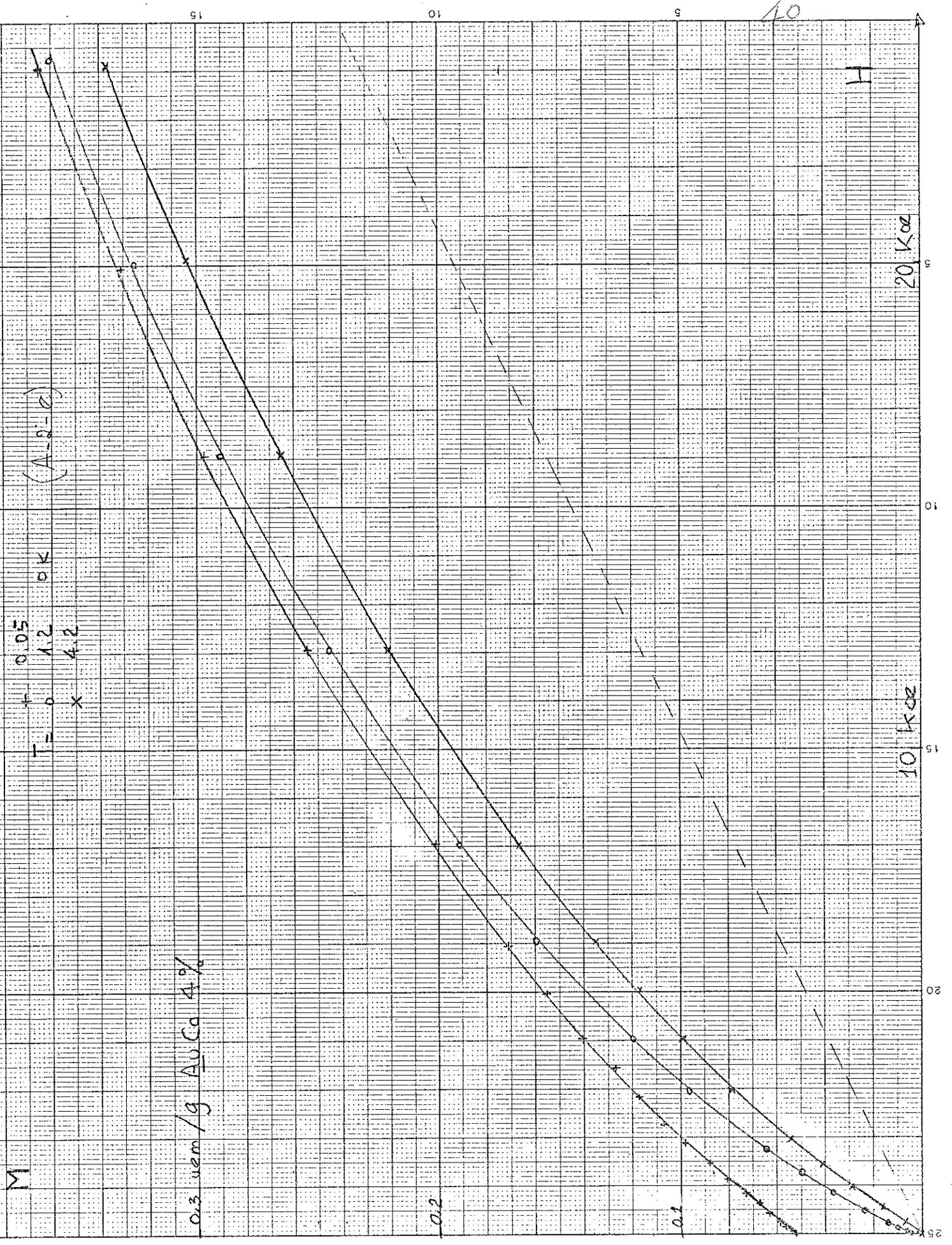
10 K<sub>02</sub>

20

10

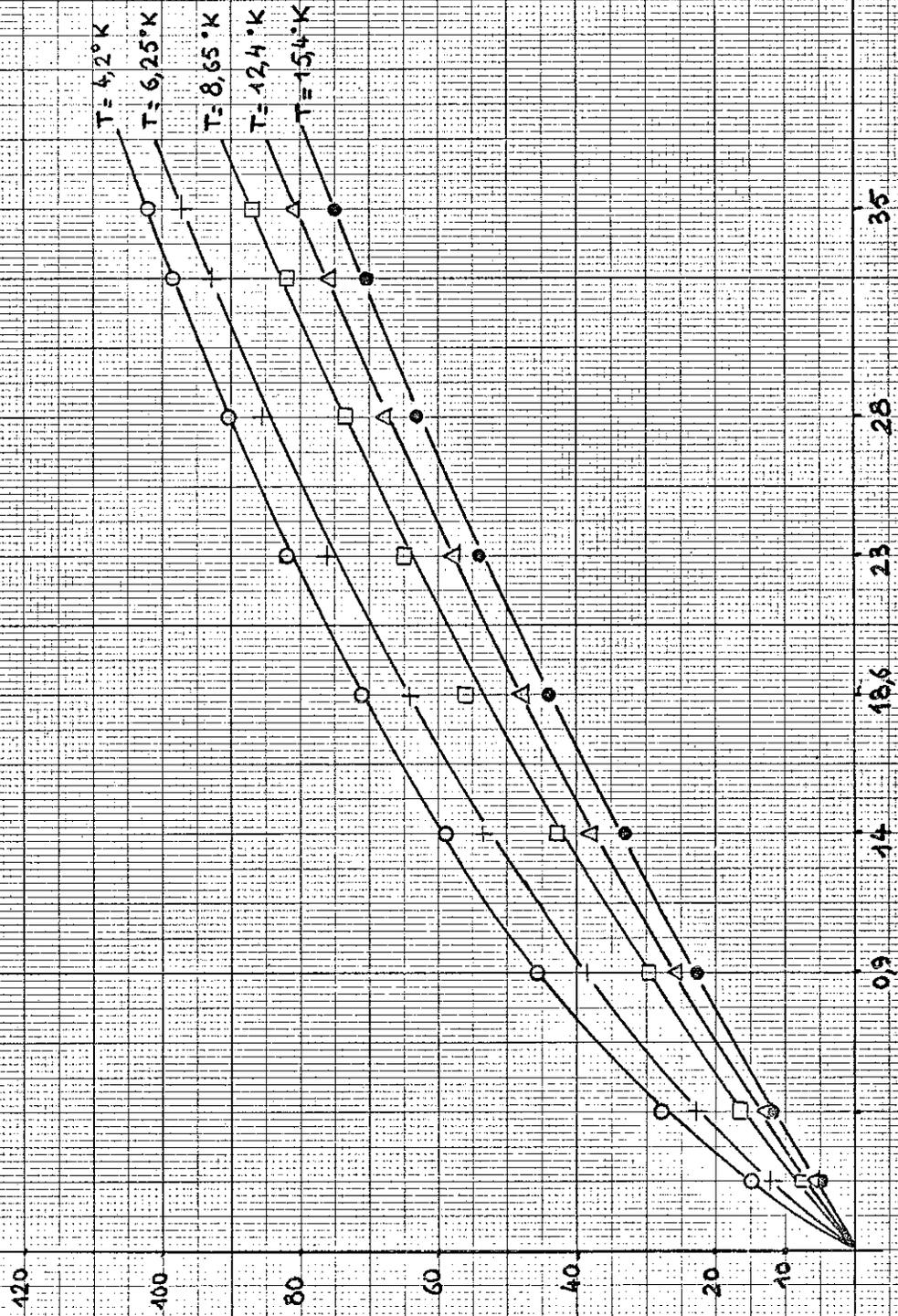
5



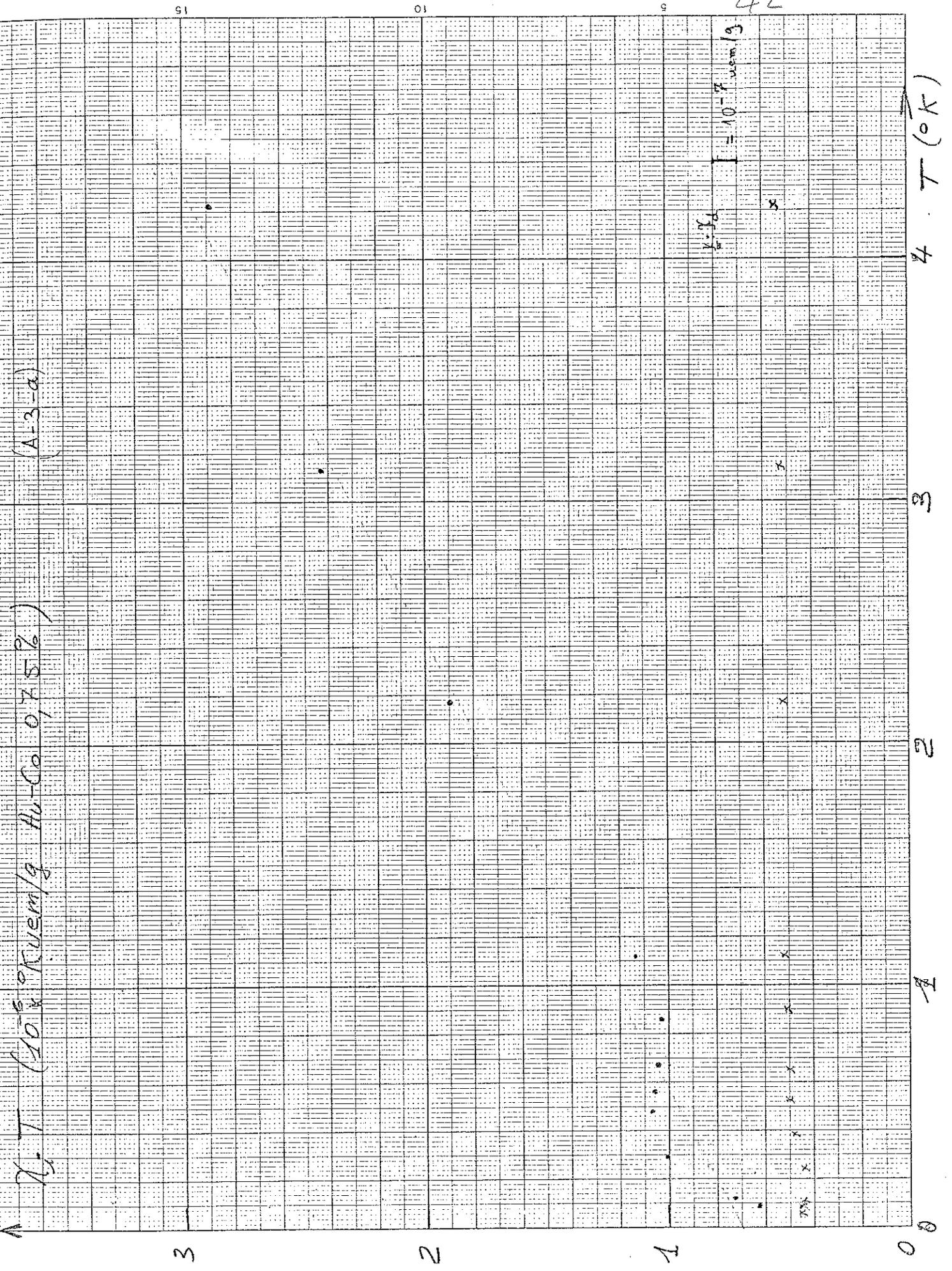


# Au-Co 4%

Aimantation  
Unités arbitraires

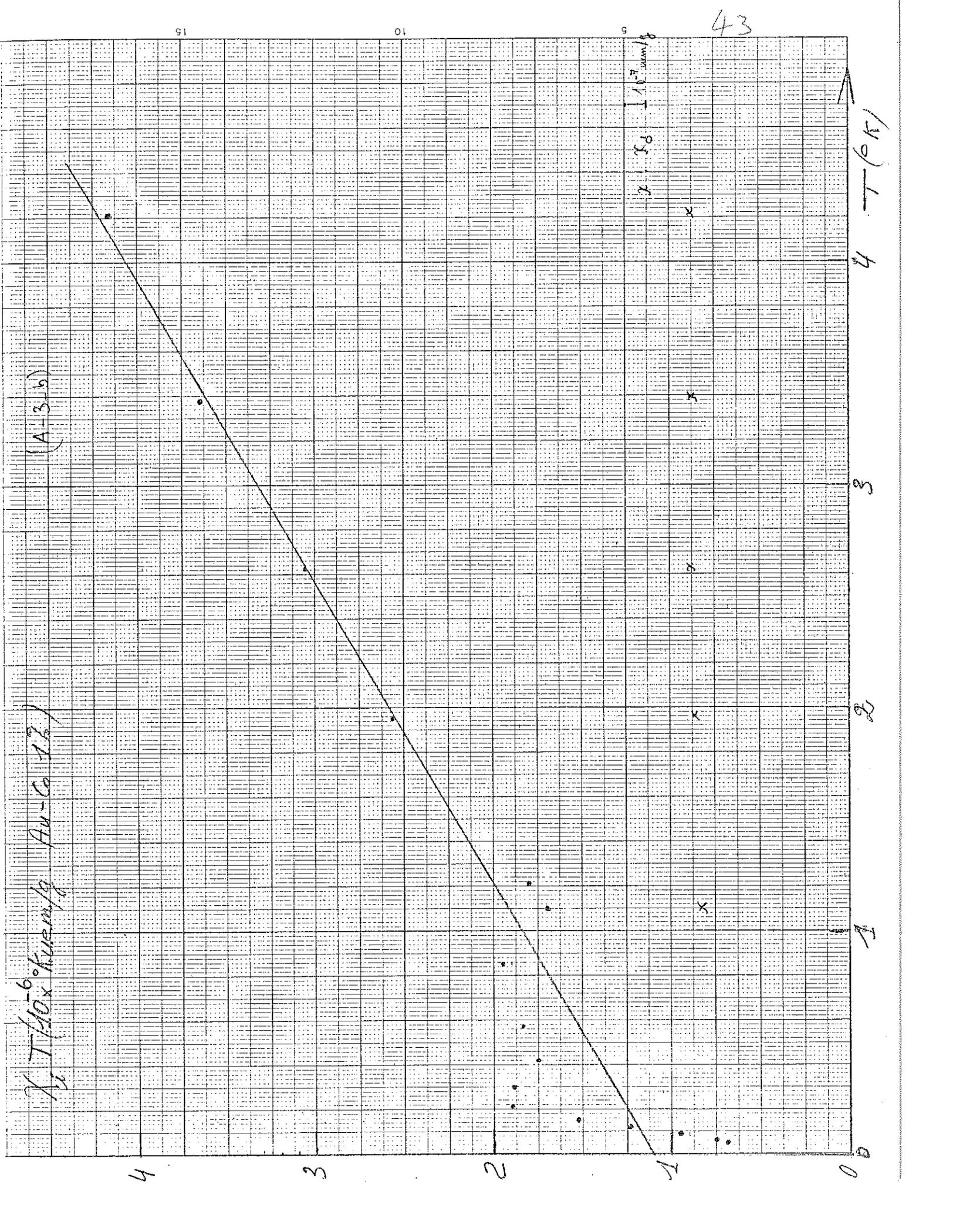


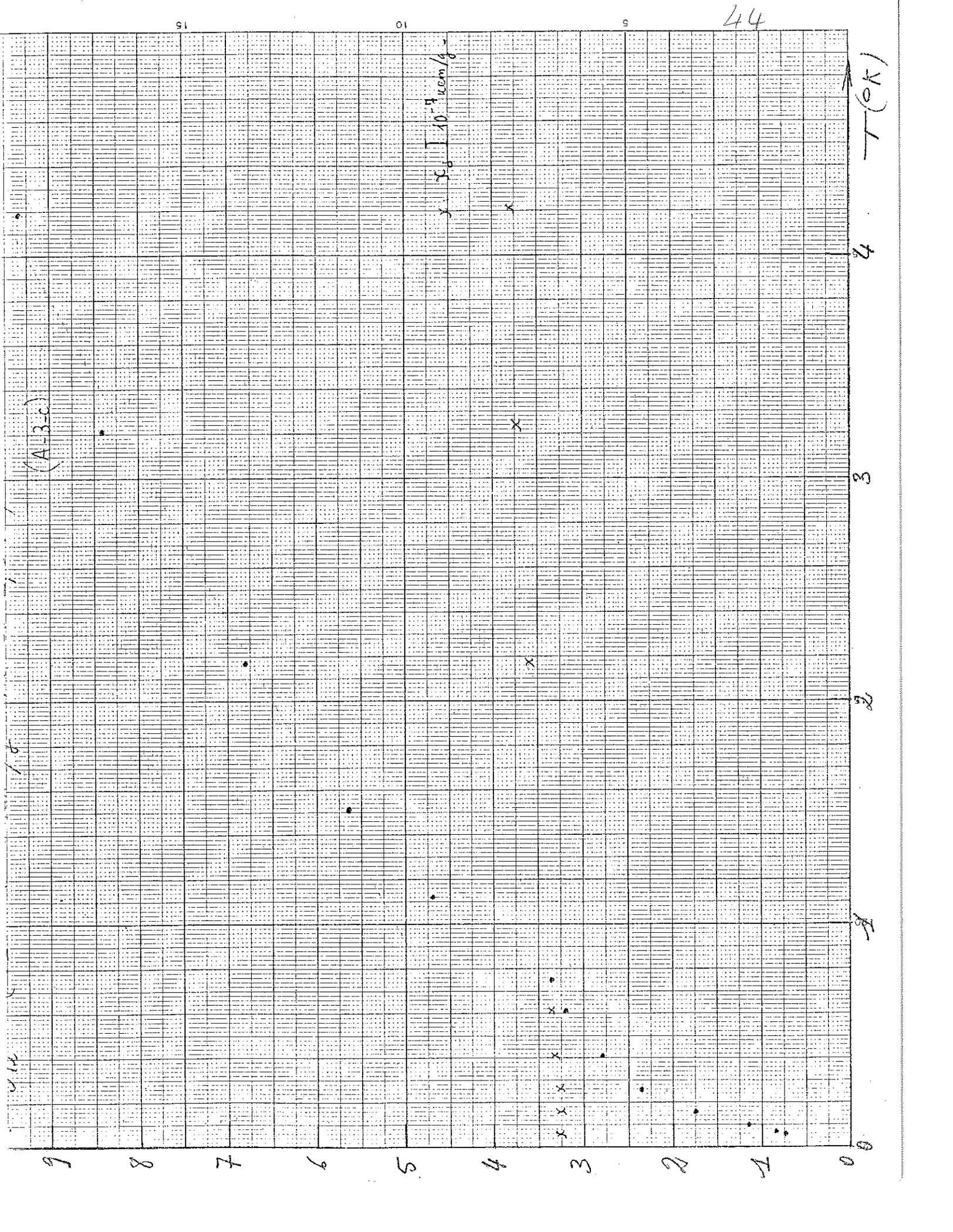
$\chi^2 T$  ( $10^{-6}$  Ruem/g Au-Co 0.75%) (A-3-a)

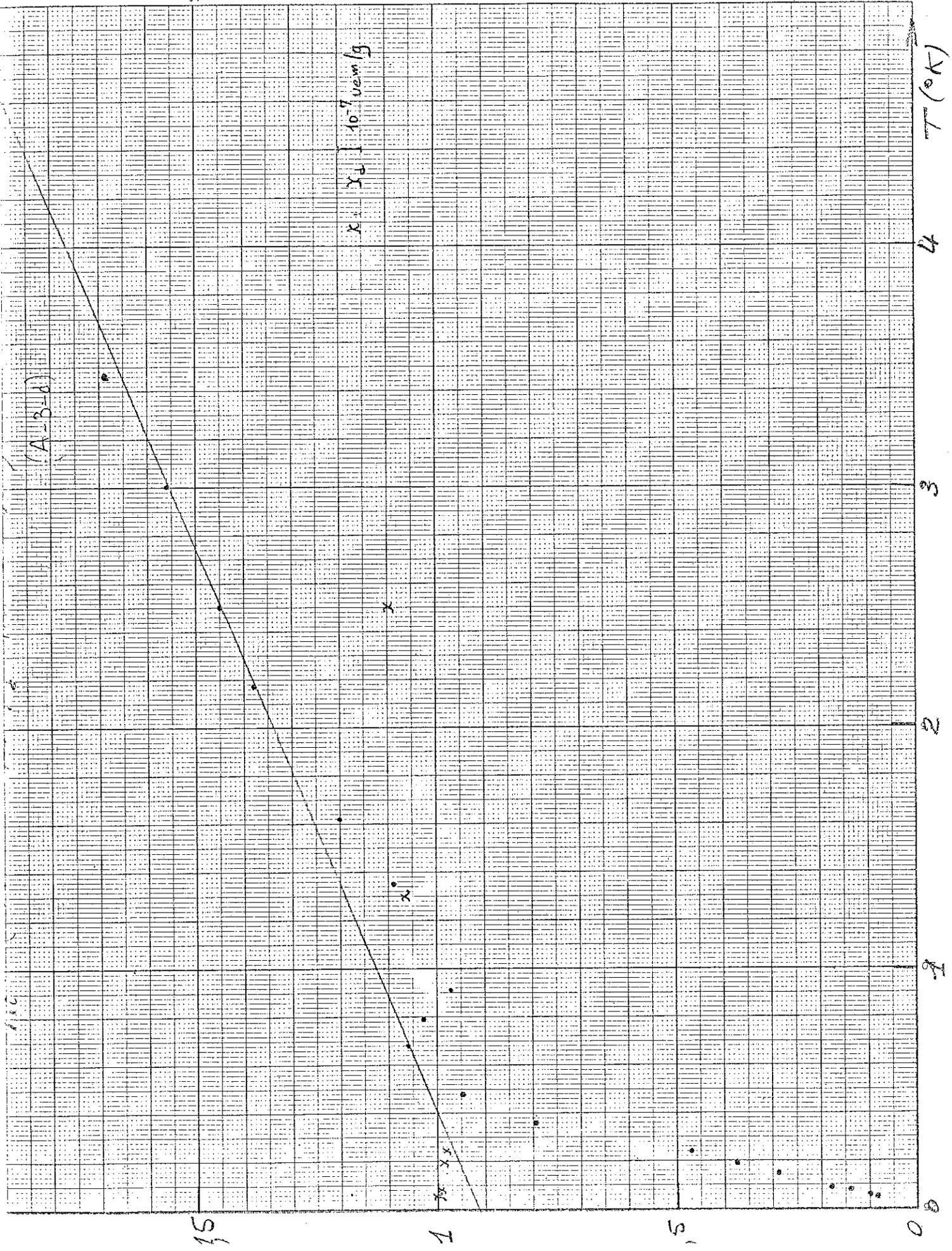


$N_2 T / 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{K} \text{ cm}^3 / \text{g}$  Au-Co 133

(A-3-b)







(A-B-d)

$x = 10^{-7} \text{ new/g}$

$T$

4

3

2

1

0

15

1

5

(A-3-E)

4 T (OK)

4

3

2

1

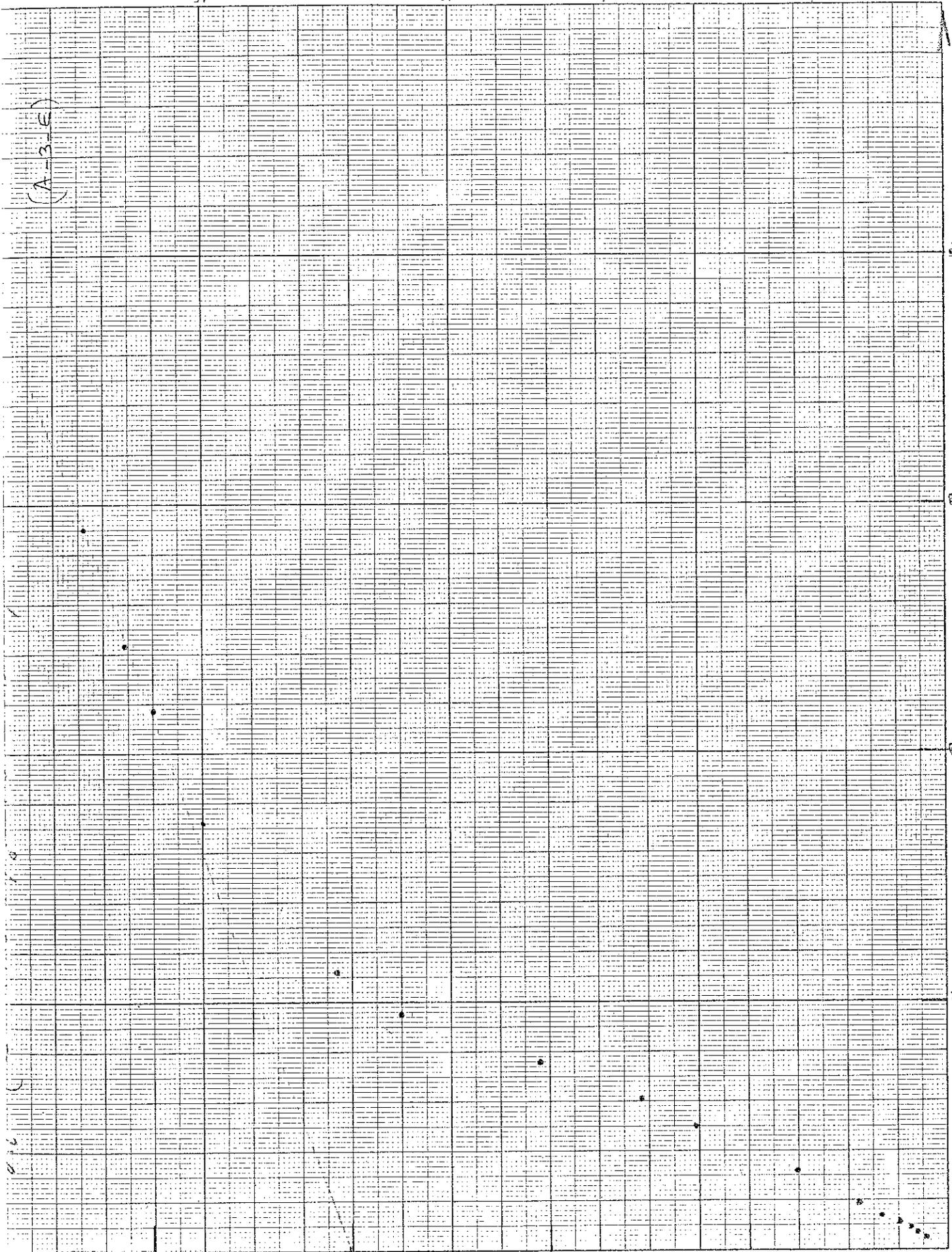
0

4

3

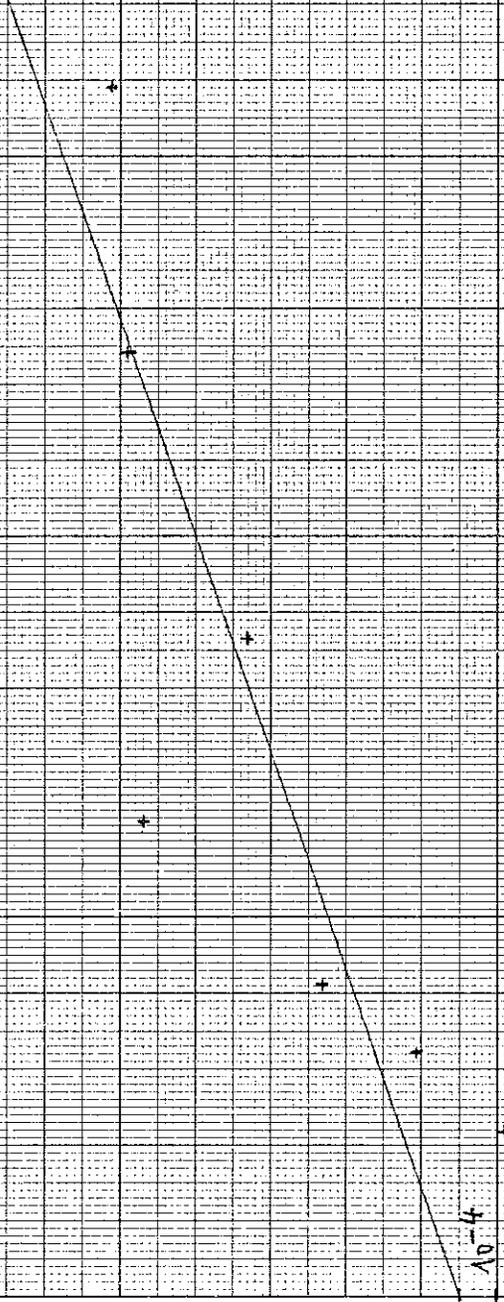
2

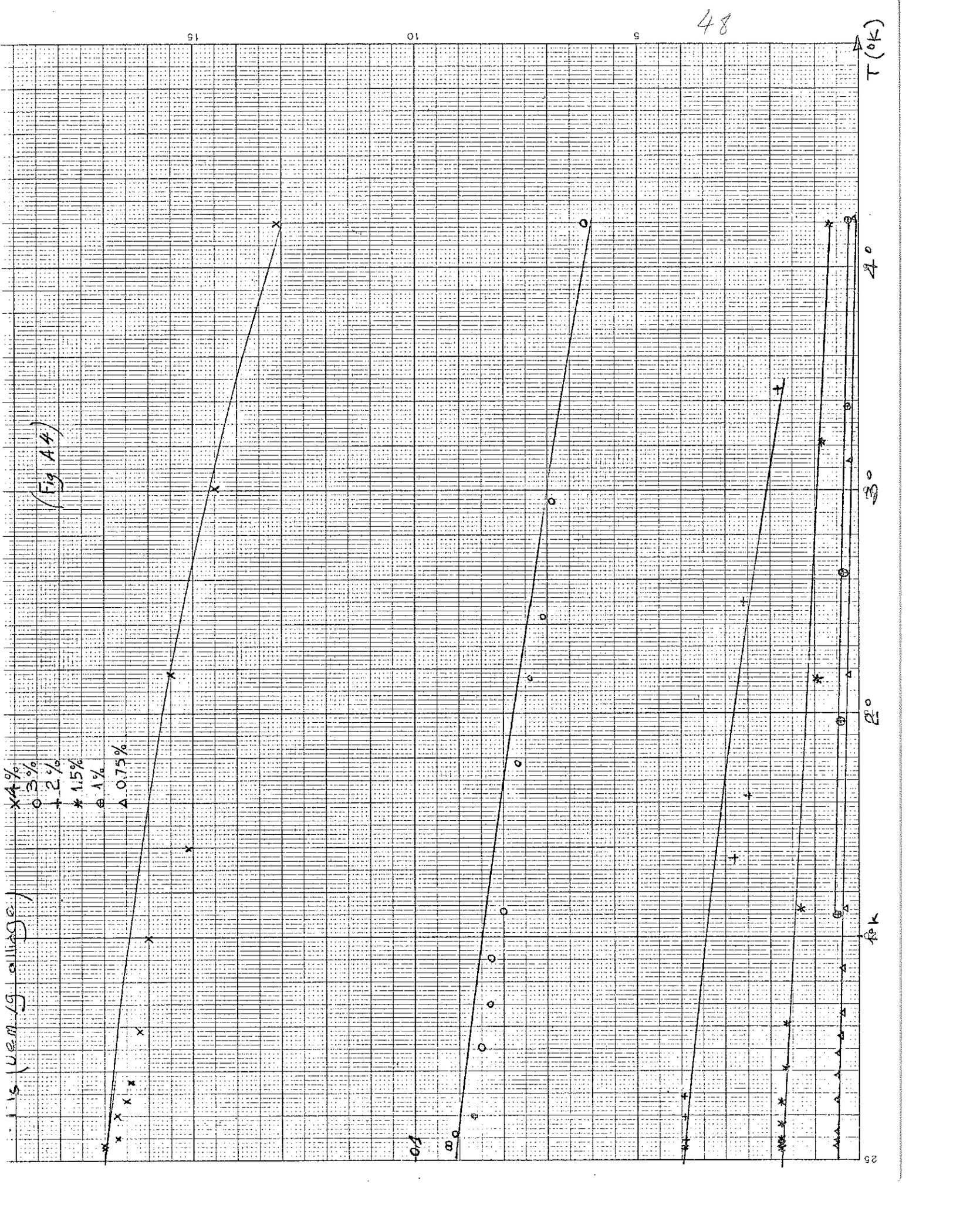
1



Li-T (AuCo 4%)

Byungho



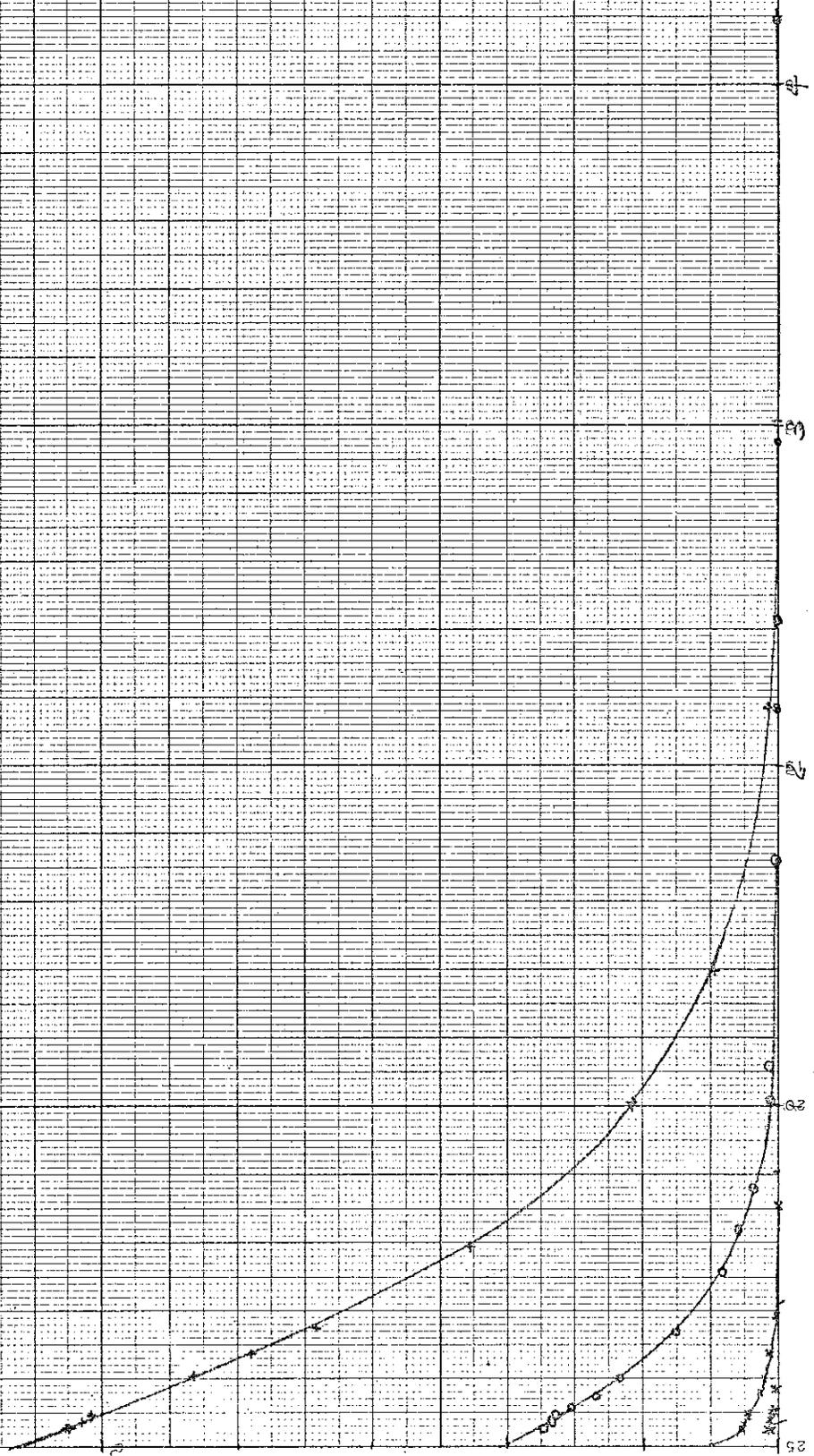


(A 5.4)

Alimentation Rémanente

+	Av 6	4%
o		3%
x		2%
*		1.5%

Mr



019  
12915

(A 5 b)

AuCo 4%  
 AuCo 3%  
 AuCo 2%  
 AuCo 1.5%

+  
 ⊙  
 x  
 \*

7  
25

C3

1000

500

0

1405

3

1

1

1

1

1

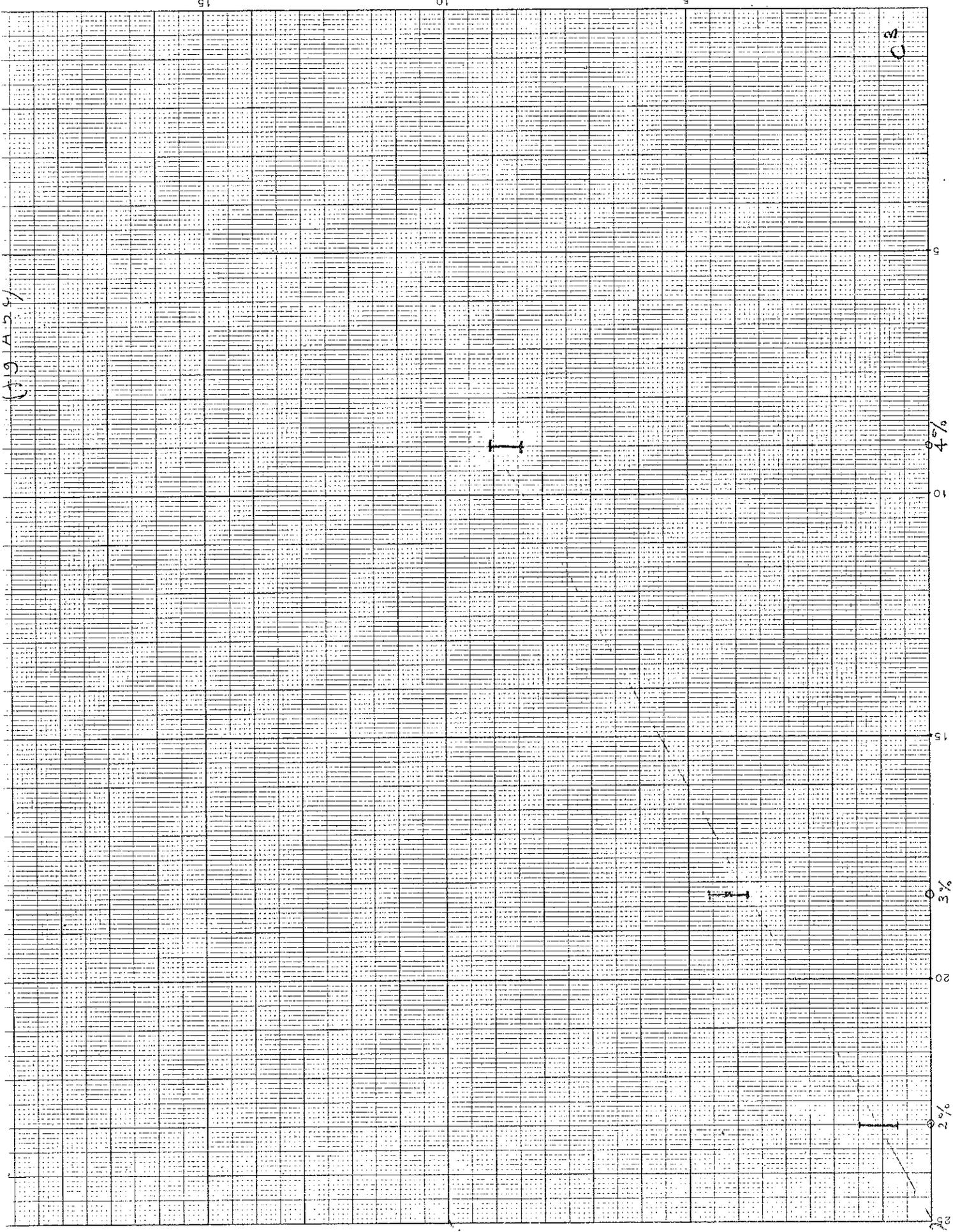
1

1

1

0.3

(19 A 28)



4%

01

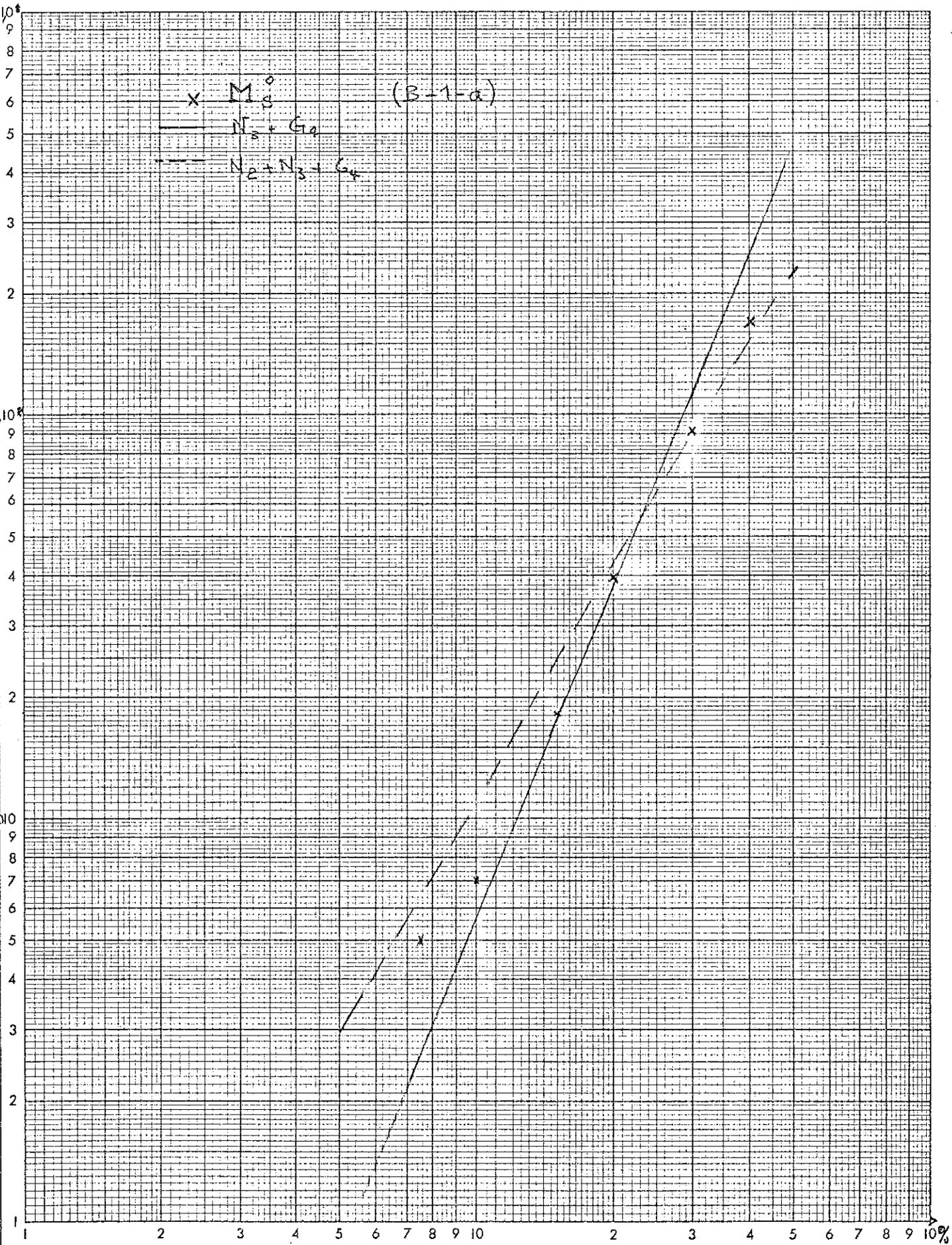
15

3%

20

2%

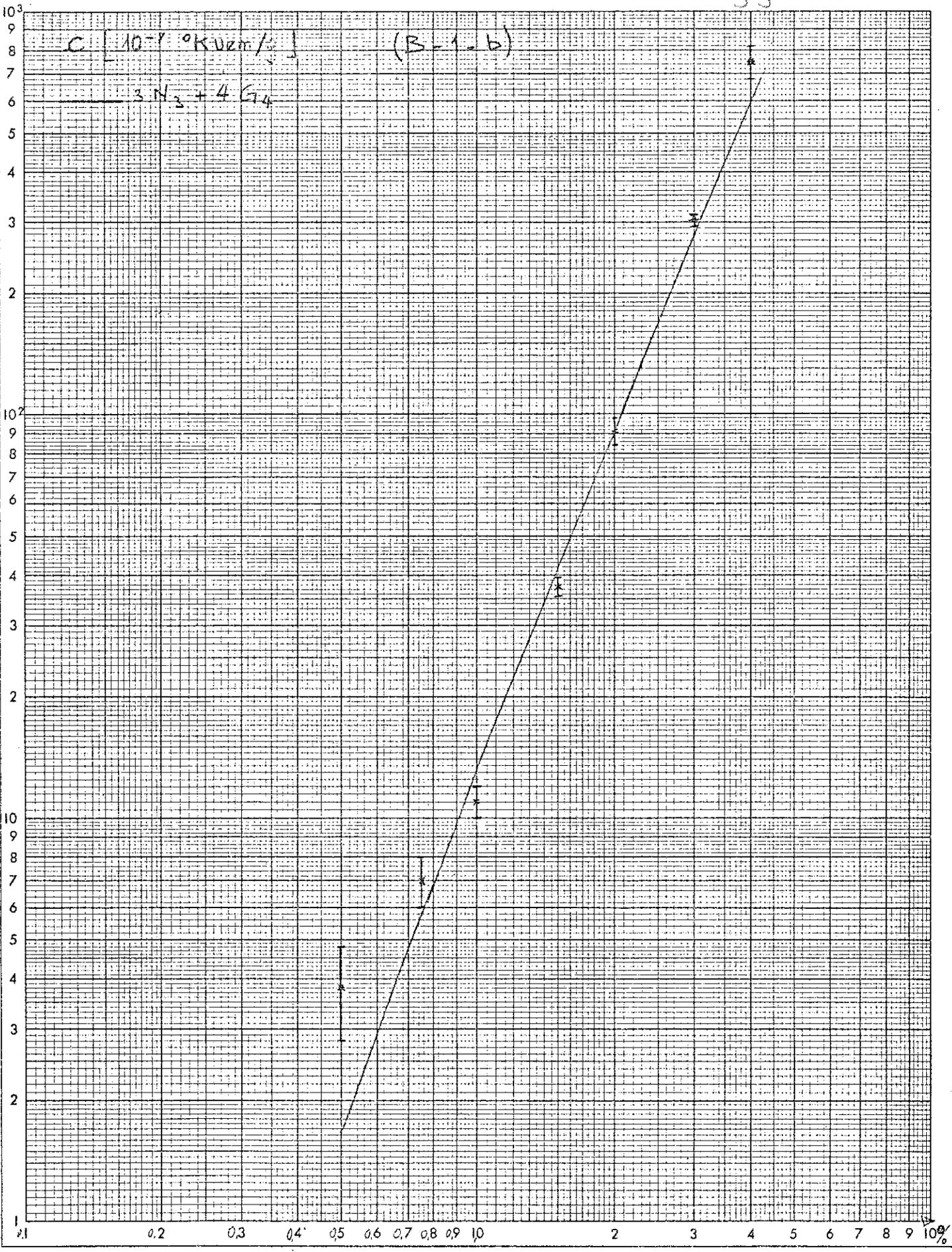
25



C [  $10^{-7}$  °K $\cdot$ cm $^{1/2}$  ]

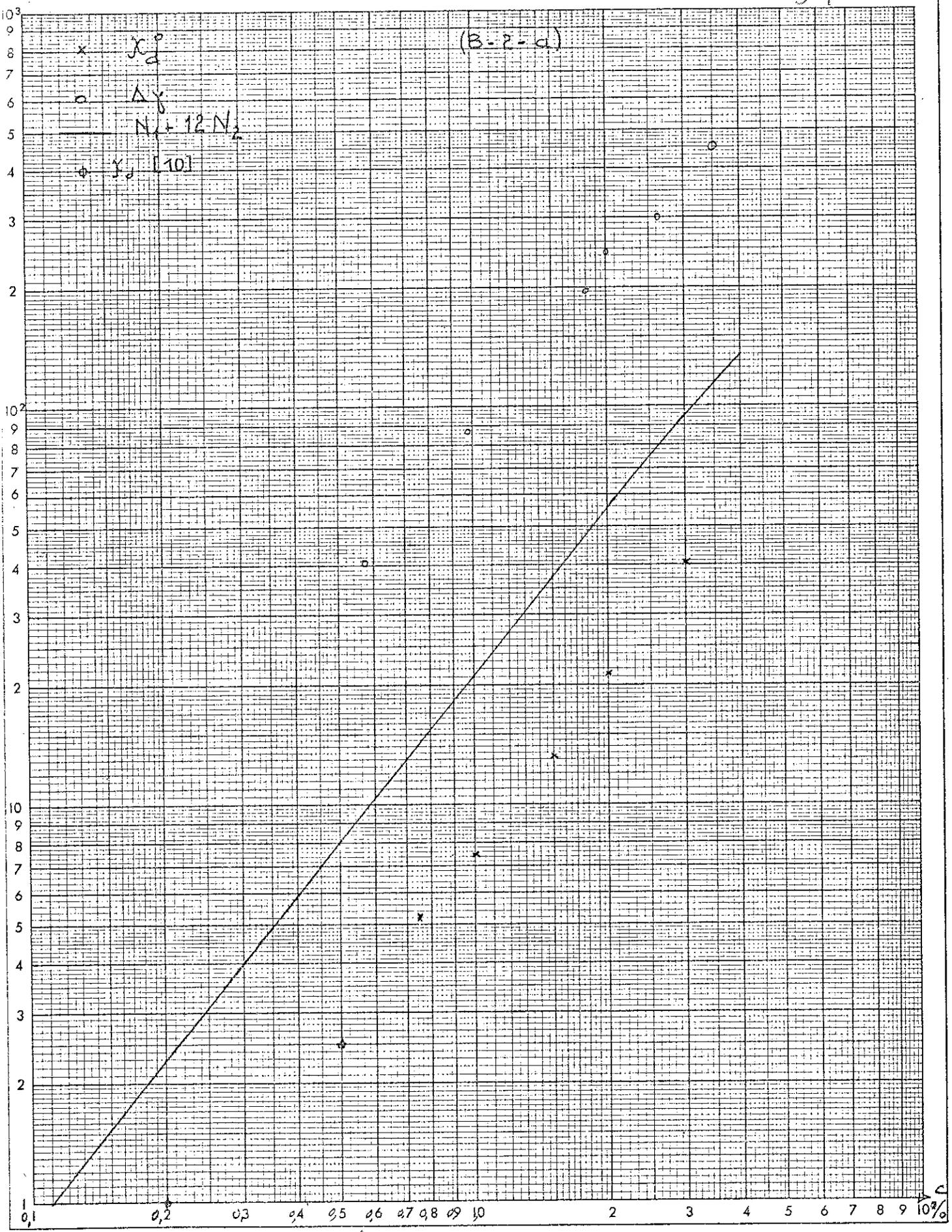
(B-1-b)

$3N_3 + 4G_4$



(B-2-a)

x  $\chi_d^p$   
o  $\Delta y$   
N<sub>1</sub> + 12 N<sub>2</sub>  
o  $\gamma_d [10]$



BIBLIOGRAPHIE

- 1 - J. FRIEDEL Nuovo Cimento (suppl. 2) 7, 287 (1958)
- 2 - E. DANIEL et J. FRIEDEL, LT 9, 933 (1964)
- 3 - M.D. DAYBELL and W.A. STEYERT, Rev. of Mod. Phys. 40, 380 (1968)
- 4 - J.R. SCHRIEFFE, J. Appl. Phys., 38, 1143 (1967)
- 5 - P. LEDERER and D.L. MILLS, Solid State Communication, 5,  
131 (1967)
- 6 - H. LAUNOIS, thèse Orsay (1969)
- 7 - N. RIVIER and M. ZUCKERMAN, Phys. Rev. Letters, 21, 904 (1968)
- 8 - V. JACCARINO and L.R. WALKER, Phys. Rev. Letters, 15, 258 (1966)
- 9 - G.J. VAN DEN BERG et al, LT 10, A 68, vol. 4, 272 (1966)
- 10 - B. LECOANRET , à paraître
- 11 - L. WEIL, thèse, Strasbourg (1941)
- 12 - J. Le GUILLERM, thèse, Grenoble (1962)  
J. Le GUILLERM, R. TOURNIER and L. WEIL, LT 8, 236 (1962)
- 13 - R. TOURNIER, thèse, Grenoble (1965)
- 14 - C. CARREAGA, thèse, Grenoble (1967)
- 15 - P.G. de GENNES, P. LAFORE, et J.P. MILLOT, J. Phys. Chem.  
Solids, 11, 105 (1959)
- 16 - T.L. CRANE, Phys. Review, 125 (16) 1902, 1962
- 17 - Solid Status Physics, vol. 2 (1956) p. 114
- 18 - B. CAROLI, P. LEDERER, D. ST JAMES, à soumettre à Phys.  
Rev. Letters
- 19 - A. BLANDIN, J. FRIEDEL, Journal de Phys. et de Radium  
20, 160 (1950)
- 20 - B. WINDOW, Phys. Letters, 25 A, 144 (1967)
- 21 - D.L. MARTIN, Phys. Rev. 170, 850 (1968)

INTRODUCTION : GENERALITES	pages
1 - L'état lié virtuel.....	1
2 - L'effet Kondo.....	4
3 - Les fluctuations de spin localisées.....	5
4 - Influence de l'environnement.....	7
5 - Les alliages <u>Au-Co</u> .....	7
 A - RESULTATS EXPERIMENTAUX	
1 - Fabrication des alliages.....	10
2 - Allure des courbes d'aimantation.....	10
3 - Susceptibilités initiales et finales.....	11
4 - Aimantation à saturation.....	13
5 - Ordre antiferromagnétique.....	13
 B - INTERPRETATION	
1 - Partie magnétique.....	15
2 - Partie non magnétique.....	17
 CONCLUSION.....	21
 APPENDICE I.....	23
 APPENDICE II.....	24

VU

Grenoble, le

Le Président de la thèse

VU

Grenoble, le

Le Doyen de la Faculté des Sciences

VU, et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie  
de Grenoble