

CEA-R 2421 - HENOC Jean, MAURICE Françoise, KIRIANENKO Alexis

MICROANALYSEUR A SONDE ELECTRONIQUE : ETUDE DE LA CORRECTION DE FLUORESCENCE DUE AU SPECTRE CONTINU.

Sommaire. - Dans le but de permettre l'évaluation de la correction de fluorescence due au spectre continu, on a, d'une part, déterminé expérimentalement sur une série d'éléments purs la proportion d'émission due à cette fluorescence dans l'émission caractéristique totale émise par ces échantillons et, d'autre part, calculé pour les mêmes éléments purs l'intensité de fluorescence excitée par le spectre continu au moyen d'une formule établie précédemment par l'un de nous. La partie compliquée de cette formule a été tabulée à l'aide d'une calculatrice I. B. M.

Quelques exemples de calcul de fluorescence illustrent l'utilisation des valeurs obtenues.

1964

61 P.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

CEA-R 2421 - HENOC Jean, MAURICE Françoise, KIRIANENKO Alexis

ELECTRON PROBE MICROANALYSER : STUDY OF THE FLUORESCENCE EXCITED BY CONTINUOUS RADIATION.

Summary. - In order to permit the estimation of the correction due to fluorescence excited by continuous radiation, we have, on the one hand, determined experimentally on a set of pure elements the ratio of the fluorescent emission to the total characteristic radiation leaving the specimen and, on the other hand, calculated on the same elements the intensity of fluorescence excited by continuous radiation by means of a formula already established by one of us. The complicated part of this formula has been previously calculated on an I. B. M. computer.

A few examples of fluorescence calculations are given to illustrate the use of the values obtained.

1964

61 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

**MICROANALYSEUR A SONDE ELECTRONIQUE :
ETUDE DE LA CORRECTION DE FLUORESCENCE
DUE AU SPECTRE CONTINU**

par

Jean HENOC, Françoise MAURICE
Alexis KIRIANENKO

Rapport C E A - R 2421

1964

CENTRE D'ETUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY

- Rapport C.E.A. n° 2421 -

Département de Métallurgie
Service de Recherches de Métallurgie Physique et Chimique
Section de Recherches de Métallurgie Physique

MICROANALYSEUR A SONDE ELECTRONIQUE :
ETUDE DE LA CORRECTION DE FLUORESCENCE
DUE AU SPECTRE CONTINU

par

Jean HENOC

C.N.E.T. Issy-les-Moulineaux

Françoise MAURICE, Alexis KIRIANENKO

C.E.A. - C.E.N. Saclay

- Avril 1964 -

TABLE DES MATIERES

- I. - INTRODUCTION.
- II. - CALCUL DU RAYONNEMENT SECONDAIRE DE FLUORESCENCE DU AU SPECTRE CONTINU.
- III. - METHODE A L'ALUMINIUM
- IV. - CALCUL DU RAYONNEMENT SECONDAIRE DE FLUORESCENCE POUR LES ELEMENTS PURS.
- V. - RESULTATS EXPERIMENTAUX DE LA METHODE A L'ALUMINIUM.
- VI. - IMPORTANCE DE LA CORRECTION DE FLUORESCENCE.
- VII. - EXEMPLES DE CALCULS DE CORRECTION.

BIBLIOGRAPHIE.

Annexe 1 : Programme FORTRAN pour le calcul de la fonction Φ

Annexe 2 : Evaluation du coefficient d'absorption massique moyen $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda}^A$ pour le spectre continu.

Annexe 3 : Exemple de correction de la méthode à l'aluminium.

MICROANALYSEUR A SONDE ELECTRONIQUE : ETUDE DE LA CORRECTION DE FLUORESCENCE DUE AU SPECTRE CONTINU

I. - INTRODUCTION

La microanalyse par rayons X est basée sur la relation linéaire qui existe entre les rapports des intensités X émises et les concentrations massiques [1]. Cette relation n'est valable que pour les rayonnements primaires directement excités par les électrons.

Or l'intensité du rayonnement X, émergent d'une anticathode simple $I_m^{(A)}$ (ou complexe I_m^A) dans une raie caractéristique d'un élément A qu'elle contient, est toujours la somme de l'intensité $I_p^{(A)}$ (ou I_p^A) du rayonnement directement excité par les électrons et de l'intensité $I_f^{(A)}$ (ou I_f^A) du rayonnement secondaire de fluorescence excité par le spectre continu.

L'intensité du spectre continu émis est en première approximation proportionnelle au nombre atomique. Si les nombres atomiques des éléments présents dans un échantillon sont voisins, on peut encore admettre qu'il y a proportionnalité entre l'émission de fluorescence et la concentration ; aucune correction n'est alors nécessaire. Si, au contraire, les nombres atomiques des constituants sont très différents, il y aura lieu d'évaluer la fluorescence de spectre continu pour corriger les intensités mesurées.

Dans un travail antérieur [8] portant sur l'analyse des systèmes binaires à base d'uranium, nous avons été amenés à effectuer ce calcul.

La correction à calculer est :

$$\Delta C_f = C_p - C_m$$

où C_p est la concentration en élément A déduite des rayonnements primaires à la sortie de l'anticathode :

$$C_p = \frac{I_p^A}{I_p^{(A)}}$$

et C_m est la concentration en élément A déduite des rayonnements mesurés à la sortie de l'anticathode :

$$C_m = \frac{I_m^A}{I_m^{(A)}}$$

L'intensité du rayonnement secondaire de fluorescence $I_f^{(A)}$ (ou I_f^A) dû au spectre continu

et par électron incident peut être calculée à l'aide d'une formule établie antérieurement par l'un de nous [6]. La partie compliquée de cette formule a été tabulée au moyen d'une machine IBM, ce qui permet son emploi de façon courante [4]. On peut ainsi obtenir le rapport

$$\frac{I_f^A}{I_f(A)} = k_1$$

D'autre part, dans le rayonnement caractéristique émis par une anticathode, l'importance relative de la partie excitée par le spectre continu peut être déterminée expérimentalement en utilisant la "méthode à l'aluminium" [2].

On obtient ainsi le rapport

$$\frac{I_f(A)}{I_m(A)} = k_2$$

Il nous reste à exprimer la correction ΔC_f en fonction des deux rapports k_1 et k_2 .

$$C_p = \frac{I_p^A}{I_p(A)} = \frac{I_m^A - I_f^A}{I_m(A) - I_f(A)}$$

ou encore

$$C_p = \frac{\frac{I_m^A}{I_m(A)} - \frac{I_f^A}{I_f(A)} \times \frac{I_f(A)}{I_m(A)}}{1 - \frac{I_f(A)}{I_m(A)}}$$

soit

$$C_p = \frac{C_m - k_1 k_2}{1 - k_2}$$

d'où

$$\Delta C_f = C_p - C_m = \frac{k_2 (C_m - k_1)}{1 - k_2}$$

II. - CALCUL DU RAYONNEMENT SECONDAIRE DE FLUORESCENCE I_f^A DU AU SPECTRE CONTINU

Rappelons que la formule que nous employons est obtenue en prenant pour base l'expression de CASTAING pour la fluorescence excitée par la raie caractéristique et en l'intégrant pour tout un domaine de longueurs d'onde du spectre continu. On suppose que le rayonnement primaire est émis en surface (figure 1).

La formule obtenue (figure 2) peut être décrite comme suit :

$$I_f^A = \sum_{(ij)}^n C_{(ij)} \left[\phi(\lambda_0, \lambda_j, \nu) - \phi(\lambda_0, \lambda_i, \nu) \right]$$

L'intervalle (ij) est le domaine du spectre continu compris entre les longueurs d'onde λ_i et λ_j ($\lambda_j > \lambda_i$).

Les n différents domaines (ij) qui doivent être considérés sont définis par la longueur d'onde minimale λ_0 correspondant à la tension accélératrice des électrons et les longueurs d'onde λ des différentes discontinuités d'absorption de l'élément analysé A, ainsi que celles, éventuellement, de l'élément d'addition B.

Il est donc nécessaire, en premier lieu, de classer entre la longueur d'onde minimale λ_0 et la longueur d'onde du niveau à exciter λ_K ou $\lambda_{L_{III}}$ les autres discontinuités possibles des éléments A et B afin de déterminer les intervalles (ij) de calculs, chacun de ces intervalles ne devant comporter aucun saut d'absorption.

1° - Terme C (ij).

$$C_{(ij)} = \frac{\Omega}{4\pi} \omega_x(A) \eta_A \frac{1}{2} 2,26 \times 10^{-5} \bar{Z} \left(\frac{r_a - 1}{r_b} \right)_{A(ij)} \frac{\alpha_{A(ij)} C_A \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\lambda_0}^A}{\alpha_{A(ij)} C_A \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\lambda_0}^A + \alpha_{B(ij)} C_B \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\lambda_0}^B}$$

Ω angle solide d'entrée dans le spectrographe.

$\omega_x(A)$ rendement de fluorescence de l'élément A dans la sous-couche considérée.

(en raie K_α : $\omega_{K_\alpha}(A)$, en raie L_α : $\omega_{L_\alpha}(A)$)

η_A poids relatif de la raie dans la sous-série envisagée

(raie K_{α_I} , raie L_{α_I})

c'est-à-dire le rapport du nombre de photons émis dans la raie de A analysée au nombre total de photons qui résulte de l'ionisation de A dans la sous-série correspondante.

\bar{Z} nombre atomique moyen

C_A, C_B concentrations massiques de l'alliage AB en élément A et B

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda_0}^A, \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda_0}^B$$

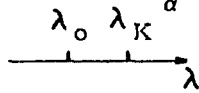
coefficients d'absorption massique de la longueur d'onde minimale λ_0 dans l'élément A et dans l'élément B.

r rapport des coefficients d'absorption (> 1) de part et d'autre d'une discontinuité.

$$\left(\frac{r_a - 1}{r_b}\right)_{A(ij)}$$

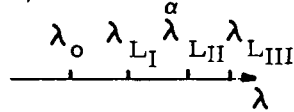
fraction du rayonnement continu de l'intervalle (ij), absorbée dans l'élément A et produisant des ionisations dans la sous-couche considérée (K ou L_{III})

a) en raie K_α



$$\left(\frac{r_a - 1}{r_b}\right)_{A(\lambda_0, \lambda_K)} = \left(\frac{r_K - 1}{r_K}\right)_A$$

b) en raie L_α



$$\left(\frac{r_a - 1}{r_b}\right)_{A(\lambda_0, \lambda_{L_I})} = \left(\frac{r_{L_{III}} - 1}{r_{L_I} \cdot r_{L_{II}} \cdot r_{L_{III}}}\right)_A$$

$$\left(\frac{r_a - 1}{r_b}\right)_{A(\lambda_{L_I}, \lambda_{L_{II}})} = \left(\frac{r_{L_{III}} - 1}{r_{L_{II}} \cdot r_{L_{III}}}\right)_A$$

$$\left(\frac{r_a - 1}{r_b}\right)_{A(\lambda_{L_{II}}, \lambda_{L_{III}})} = \left(\frac{r_{L_{III}} - 1}{r_{L_{III}}}\right)_A$$

$\alpha_{(ij)}$ coefficient qui corrige la loi de variation du coefficient d'absorption massique $\frac{\mu}{\rho}$, utilisé pour l'intégration de l'intensité I_f^A en fonction de la longueur d'onde λ . $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_\lambda^A = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda_0}^A \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^3$ dans l'intervalle situé avant une première discontinuité.

Après une discontinuité, les coefficients $\frac{\mu}{\rho}$ sont réduits dans le rapport $\frac{1}{r} = \alpha$ et la loi s'écrit alors $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_\lambda^A = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda_0}^A \left(\frac{\lambda}{\lambda_0}\right)^3 \alpha$.

Si l'on franchit une deuxième discontinuité, les coefficients $\frac{\mu}{\rho}$ sont de plus réduits dans le rapport $\frac{1}{r}$ correspondant à cette discontinuité et ainsi de suite.

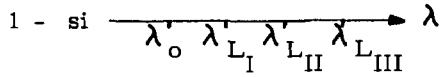
Voici les valeurs des coefficients $\alpha_{(ij)}$ pour les raies K_α et L_α et les différents intervalles :

a) raie K_α :



$$\alpha(\lambda_0, \lambda_K) = 1$$

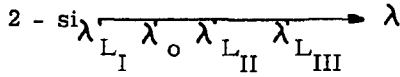
b) raie L_α



$$\alpha(\lambda_o, \lambda_{L_I}) = 1$$

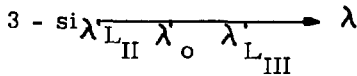
$$\alpha(\lambda_{L_I}, \lambda_{L_{II}}) = \frac{1}{r_{L_I}}$$

$$\alpha(\lambda_{L_{II}}, \lambda_{L_{III}}) = \frac{1}{r_{L_I}} \cdot \frac{1}{r_{L_{II}}}$$



$$\alpha(\lambda_o, \lambda_{L_{II}}) = 1$$

$$\alpha(\lambda_{L_{II}}, \lambda_{L_{III}}) = \frac{1}{r_{L_{II}}}$$



$$\alpha(\lambda_o, \lambda_{L_{III}}) = 1$$

$\alpha_A (ij)$ indique que le terme correctif $\alpha_{(ij)}$ porte sur l'élément analysé A.

$\alpha_B (ij)$ indique que le terme correctif $\alpha_{(ij)}$ porte sur l'élément d'addition B.

2° - Fonction ϕ .

La formule qui exprime la fonction ϕ est plutôt longue et compliquée (figure 2). Son calcul a été réalisé au moyen d'une machine IBM 7094 en fonction de trois facteurs différents.

- λ_o - la longueur d'onde minimale du spectre continu correspondant à la tension accélératrice appliquée. 9 valeurs ont été prises pour les tensions comprises entre 5 et 45 kV tous les 5 kV.

- λ - la longueur d'onde d'une discontinuité d'absorption. On a pris les valeurs de λ_K pour les éléments dont le nombre atomique est inférieur ou égal à 42, et les valeurs $\lambda_{L_I}, \lambda_{L_{II}}, \lambda_{L_{III}}$ pour les éléments dont le nombre atomique est supérieur à 42 (cf. tableau I).

- ν - facteur qui introduit l'absorption de la raie caractéristique de l'élément A sous un angle d'émergence θ et l'absorption de la radiation λ_o .

$$\nu = \frac{\left[C_A \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_A^A + C_B \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_A^B \right] \operatorname{cosec} \theta}{\alpha_{A(ij)} C_A \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \lambda_o + \alpha_{B(ij)} C_B \left(\frac{\mu}{\rho} \right) \lambda_o}$$

$\left(\frac{\mu}{\rho} \right)_A^A, \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_A^B$ coefficients d'absorption massique de la longueur d'onde d'émission, considérée de l'élément A dans les éléments A et B.

Le calcul a été effectué pour des valeurs de ν variant de 0,5 à 100, de 0,5 en 0,5.

III. - LA "METHODE A L'ALUMINIUM"

A - Rappel du principe. [2]

On se propose d'étudier l'importance du rayonnement secondaire excité par le spectre continu dans le rayonnement total émergent d'anticathodes simples ; pour cela, on isole, au moyen d'un artifice, le rayonnement secondaire et on le compare au rayonnement émergent de l'anticathode simple A que l'on veut étudier.

Considérons (figure 3) une cible constituée d'un bloc de l'élément A soigneusement poli et recouvert d'une couche d'aluminium d'épaisseur $\rho_{Al} e_o$ suffisante pour que l'énergie d'un électron qui la traverse se trouve réduite depuis E_o , énergie incidente jusqu'à E_K , énergie de l'électron K de l'élément A. Après avoir traversé la couche d'aluminium, l'électron n'a plus une énergie suffisante pour ioniser les atomes de A dans leur couche K ; le spectre continu émis dans la couche d'aluminium est partiellement absorbé dans cette couche puis l'est complètement dans le bloc A ; il donne ainsi naissance au rayonnement secondaire qui, en émergeant, se trouve à son tour partiellement absorbé par A et la couche d'aluminium.

B - Corrections.

Expérimentalement, nous obtenons un rapport $k'_2 = \frac{I'_f(A)}{I_m(A)}$

où $I'_f(A)$ désigne l'intensité du rayonnement secondaire issu de l'anticathode stratifiée et $I_m(A)$ le rayonnement total issu de l'anticathode simple A.

Le rapport que nous cherchons à déterminer est $k_2 = \frac{I_f(A)}{I_m(A)}$

où $I_f(A)$ désigne l'intensité du rayonnement secondaire issu de l'anticathode simple A.

Nous avons donc : $k_2 = k'_2 \frac{I_f(A)}{I'_f(A)}$

Les corrections ont pour but d'évaluer le rapport $\frac{I_f(A)}{I'_f(A)}$

Comme l'a montré CASTAING [2], pour l'anticathode stratifiée, on constate que :

1° - le spectre continu est émis par l'aluminium. On peut admettre qu'il a la même distribution spectrale que celui qui serait émis par l'élément A mais, quelle que soit la longueur d'onde λ , l'intensité de chaque bande spectrale $d\lambda$ centrée sur la longueur d'onde λ est modifiée dans le rapport $\frac{13}{Z}$.

2° - la couche superficielle $\rho_{Al} e_o$ d'aluminium n'émet pas de rayonnement secondaire caractéristique de A, ce qui revient à supprimer l'émission secondaire d'une couche

$\rho_A [x + k(e_o - \epsilon)]$ d'élément A.

En effet :

- d'une part, la quantité $\rho_A x$ est la profondeur moyenne d'émission du spectre continu, quantité que l'on peut admettre constante, quel que soit l'élément, pour une valeur donnée de la tension accélératrice des électrons, autrement dit :

$$\rho_A x = \rho_{Al} \epsilon = \text{Cte.}$$

- d'autre part, l'épaisseur de l'élément A, équivalente, du point de vue de l'absorption du spectre continu, à l'épaisseur d'aluminium $\rho_{Al} (e_0 - \epsilon)$ est :

$$k \rho_A (e_0 - \epsilon)$$

k désigne le rapport des coefficients d'absorption linéaire dans l'aluminium et dans l'élément A. Ce rapport peut être considéré comme constant quelle que soit la longueur d'onde pour la partie du spectre continu capable d'exciter par fluorescence le rayonnement caractéristique de l'élément A

$$k = \frac{(\mu)_{\lambda}^{Al}}{(\mu)_{\lambda}^A}$$

L'importance de l'émission secondaire de la couche superficielle $\rho_A [x + k (e_0 - \epsilon)]$ peut être évaluée à l'aide de la courbe de transmission du spectre continu donné par CASTAING (figure 4) à condition de choisir une profondeur moyenne d'émission $\rho_A x$ et un coefficient d'absorption massique moyen $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda}^A$ (cf. annexe 2).

3° - le reste de l'anticathode stratifiée, soit la partie constituée par l'élément A, est équivalente en émission secondaire à la partie de l'anticathode simple située au delà de la profondeur $\rho_A [x + k (e_0 - \epsilon)]$.

Cependant, pour le rayonnement caractéristique secondaire, l'absorption avant la sortie de l'anticathode n'est pas la même dans les deux cas, ainsi l'absorption a lieu :

dans $\rho_{Al} e_0$ pour l'anticathode stratifiée,

dans $\rho_A [x + k (e_0 - \epsilon)]$ pour l'anticathode simple.

Comparons maintenant $I_f^{(A)}$ et $I'_f^{(A)}$ afin d'obtenir le rapport $\frac{I_f^{(A)}}{I'_f^{(A)}}$ cherché. Il nous

suffit de connaître ces deux quantités à un même facteur près. Si nous connaissons le coefficient d'absorption massique moyen, la courbe de transmission f du spectre continu (figure 4) nous permet d'évaluer d'une part la fraction du spectre continu $(1 - f_1)$ absorbée dans la couche $\rho_A x$ (rayonnement continu dirigé vers l'extérieur de l'échantillon) et, d'autre part, celle qui est absorbée dans la couche $\rho_A k (e_0 - \epsilon)$ soit $(1 - f_2)$ ainsi que celle qui est absorbée au delà la profondeur $\rho_A [x + k (e_0 - \epsilon)]$ soit f_2 (rayonnement continu dirigé vers l'intérieur de l'échantillon).

Dans une première estimation des corrections [6] on a, d'une part, négligé la fluorescence due au rayonnement continu dirigé vers l'extérieur de l'échantillon et, d'autre part, tenu

compte de la fraction de l'intensité du spectre continu perdue par absorption dans la couche $\rho_A k (e_o - \epsilon)$ en corrigeant l'intensité mesurée par la rapport $\frac{1}{f_2}$. Pour corriger de l'absorption du rayonnement émis dans l'anticathode elle-même, on suppose que toute l'intensité est émise au delà de la profondeur $\rho [x + k (e_o - \epsilon)]$.

Ainsi, on trouve :

$$k_2 = \frac{Z}{13} \cdot \frac{1}{f_2} \cdot \frac{e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A [x + k (e_o - \epsilon)] \text{ cosec } \theta}}{e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^{A1} \rho_{A1} e_o \text{ cosec } \theta}} \times k'_2$$

(k_2 1ère estimation)

Pour estimer l'importance éventuelle de l'intensité émise par la couche superficielle, compte tenu de l'absorption, dans l'anticathode elle-même, du rayonnement secondaire caractéristique émis, nous pouvons définir les quantités suivantes qui sont proportionnelles à

$$I_f^{(A)} \quad \text{et} \quad I'_f{}^{(A)}$$

	$I_f^{(A)}$	$I'_f{}^{(A)}$
Couche $\rho_A x$ profondeur d'émission moyenne choisie : épaisseur moitié	$(1-f_1)e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A \frac{x}{2} \text{ cosec } \theta}$	
Couche $\rho_A k (e_o - \epsilon)$ même profondeur d'émission moyenne que précédemment	$(1-f_2)e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A \left[x+k \frac{e_o - \epsilon}{2}\right] \text{ cosec } \theta}$	
Reste de l'anticathode : profondeur d'émission moyenne : $\rho_A \eta$	$f_2 e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A [x+k(e_o - \epsilon) +] \text{ cosec } \theta}$	$\frac{13}{Z} f_2 e \left[\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^{A1} \rho_{A1} e_o + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A \eta \right] \text{ cosec } \theta$

$$\frac{I_f^{(A)}}{I_f'^{(A)}} = \frac{(1-f_1) e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A \frac{x}{2} \operatorname{cosec} \theta} + (1-f_2) e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A \left[x+k \left(\frac{e_0-\epsilon}{2}\right)\right] \operatorname{cosec} \theta} + f_2 e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A [x+k(e_0-\epsilon)+\eta] \operatorname{cosec} \theta}}{\frac{13}{Z} f_2 e^{-\left[\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^{Al} \rho_{Al} e_0 + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A \eta\right] \operatorname{cosec} \theta}}$$

On remarque que les deux premiers termes du numérateur sont en général faibles par rapport au troisième lorsque l'on prend une couche superficielle d'aluminium. L'exponentielle du dénominateur représente l'absorption de l'émission secondaire dans l'échantillon stratifié. Or, d'après CASTAING, il faut s'attendre à une intensité réduite de moitié environ par suite de l'absorption dans l'anticathode. Nous pouvons donc prendre 0,5 pour valeur approchée de cette exponentielle pour les deux premiers termes du numérateur, ce qui permet de simplifier toute l'expression et d'éliminer du troisième terme la profondeur $\rho_A \eta$ inconnue. Nous aurons donc ainsi :

$$k_2 = \frac{Z}{13} \left[\frac{2}{f_2} (1-f_1) e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A \frac{x}{2} \operatorname{cosec} \theta} + \frac{2}{f_2} (1-f_2) e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A \left[x+k \left(\frac{e_0-\epsilon}{2}\right)\right] \operatorname{cosec} \theta} + \frac{e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A [x+k(e_0-\epsilon)] \operatorname{cosec} \theta}}{e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^{Al} \rho_{Al} e_0 \operatorname{cosec} \theta}} \right] k_2'$$

(k_2 2ème estimation)

Tous les éléments de ce terme correctif pouvant être déterminés, il ne reste plus qu'à le calculer. Il se présente comme le produit de la somme des trois termes relatifs aux trois couches considérées par le rapport des nombres atomiques $\frac{Z}{13}$.

Le tableau II montre l'importance relative des différents termes correctifs pour une tension accélératrice de 30 kV. Nous voyons en particulier que la couche superficielle de $0,5 \text{ mg/cm}^2$ n'est pas négligeable.

L'annexe 3 donne un exemple de correction de la méthode à l'aluminium.

$$\frac{I_f^{(A)}}{I_f'^{(A)}} = \frac{(1-f_1) e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A \frac{x}{2} \operatorname{cosec} \theta} + (1-f_2) e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A \left[x+k \left(\frac{e_0-\epsilon}{2}\right)\right] \operatorname{cosec} \theta} + f_2 e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A [x+k(e_0-\epsilon)+\eta] \operatorname{cosec} \theta}}{\frac{13}{Z} f_2 e^{-\left[\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^{Al} \rho_{Al} e_0 + \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A \eta\right] \operatorname{cosec} \theta}}$$

$$k_2 = \frac{Z}{13} \left[\frac{2}{f_2} (1-f_1) e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A \frac{x}{2} \operatorname{cosec} \theta} + \frac{2}{f_2} (1-f_2) e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A \left[x+k \left(\frac{e_0-\epsilon}{2}\right)\right] \operatorname{cosec} \theta} + \frac{e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A [x+k(e_0-\epsilon)] \operatorname{cosec} \theta}}{e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^{Al} \rho_{Al} e_0 \operatorname{cosec} \theta}} \right] k_2'$$

IV - CALCUL DU RAYONNEMENT SECONDAIRE DE FLUORESCENCE POUR LES ELEMENTS PURS

Dans le but de faciliter les calculs de correction de fluorescence, nous avons calculé à l'aide de la formule citée précédemment (figure 2) les valeurs de l'intensité de fluorescence $I_f^{(A)}$ pour les éléments purs. Cependant, étant donné que lorsqu'on fait le rapport

$$\frac{I_f^A}{I_f^{(A)}}, \text{ le facteur } \frac{\Omega}{4\pi} \omega_x(A) \eta_A \text{ disparaît, les valeurs de } I_f^{(A)} \text{ sont données}$$

en unités arbitraires n_f où ce facteur ne figure pas

Autrement dit

$$n_f^{(A)} = \frac{I_f^{(A)}}{\frac{\Omega}{4\pi} \omega_x(A) \eta_A}$$

La valeur ainsi obtenue représente le nombre d'ionisations secondaires conduisant au rayonnement secondaire de A sous un angle d'émergence choisi θ .

Les résultats sont donnés dans la figure 5 pour la raie K et dans la figure 6 pour la raie L.

Toutefois, il ne faut pas perdre de vue que, comme nous l'avons vu au chapitre II, la formule utilisée a été obtenue en supposant que le rayonnement primaire est émis en surface (figure 1), ce qui conduit à négliger l'importance possible de l'excitation de fluorescence d'une couche superficielle par le rayonnement de spectre continu dirigé vers l'extérieur de l'anticathode.

V. - RESULTATS EXPERIMENTAUX DE LA METHODE A L'ALUMINIUM

Les figures 7 et 8 donnent l'importance relative de l'émission secondaire $I_f^{(A)}$ exprimée comme une fraction de la radiation totale émise $I_p^{(A)} + I_f^{(A)}$. Les expériences ont été effectuées à 30 et à 20 kV.

Nos résultats expérimentaux ont été obtenus avec un appareil "CAMECA". De plus, nous avons effectué deux mesures, portant sur le fer et le zirconium, avec un appareil "CAMBRIDGE". Nous avons obtenu ainsi :

	CAMECA	CAMBRIDGE
Fer	1,88 p 100 (1ère estimation)	2,2 p.100
Zirconium	7 p.100 (1ère estimation)	11 p.100

Les différences observées ne peuvent être attribuées à une différence d'angle d'émergence. Elles semblent plutôt devoir être attribuées à une différence entre les spectrographes utilisés.

Rappelons que dans l'appareil "CAMECA", c'est l'angle que forment le plan du spectrographe et le plan de l'échantillon qui est fixe, ce qui entraîne une variation sensible de l'angle d'émergence θ en fonction de l'angle de Bragg θ_B (figure 9).

Si on compare les résultats obtenus à 30 kV (figure 7) avec ceux obtenus à 20 kV (figure 8), on voit que le rapport

$$k_2 = \frac{I_f (A)}{I_p (A) + I_f (A)}$$

ne varie pratiquement pas avec la haute tension. Nous pouvons ainsi établir un tableau pour les éléments purs donnant l'importance relative du rayonnement secondaire par rapport au rayonnement total émergent en fonction du nombre atomique de l'élément (cf. tableau III). Ce rapport croît lorsque le nombre atomique augmente.

VI. - IMPORTANCE DE LA CORRECTION DE FLUORESCENCE

Le but de cette étude a été de fournir tous les éléments nécessaires pour l'évaluation de la correction de fluorescence due au spectre continu. Rappelons que lorsque nous avons estimé cette correction dans le cas de quelques alliages binaires homogènes à base d'uranium, nous sommes arrivés à la conclusion que l'effet de la fluorescence due au spectre continu est un effet de second ordre que l'on peut, en général, négliger [8].

Pour un échantillon homogène, comme nous l'avons vu, la correction peut se mettre sous la forme :

$$\Delta C_f = \frac{k_2 (C_m - k_1)}{1 - k_2}$$

Nous examinerons donc successivement l'importance de chacun des deux termes k_2 et k_1 qui rentrent dans cette expression, puis la variation de ΔC_f en fonction de ces deux termes.

Cette expression n'a véritablement de sens physique que si elle s'appuie sur des résultats expérimentaux. C'est pour cela qu'il nous a paru nécessaire de reprendre expérimentalement, à l'aide de la méthode à l'aluminium, la détermination du rapport k_2 qui représente l'importance relative de la partie excitée par le spectre continu dans le rayonnement caractéristique émis par une anticathode.

1° - Importance du rapport k_2 obtenu par la méthode à l'aluminium.

Nous avons montré que cette méthode conduit à un résultat expérimental auquel il est nécessaire d'apporter des corrections. Celle qui est de loin la plus importante est le rapport $\frac{Z}{13}$ qui tient compte de la différence entre l'émission du spectre continu de la couche superficielle

d'aluminium et l'émission d'une couche correspondante de l'élément A. Cette correction est basée sur la relation de KULENKAMPF [9]

$$I(E) = kZ(E_0 - E) + k'Z^2$$

Le terme $k'Z^2$ n'intervient que dans le cas des éléments lourds. Le rapport $\frac{Z}{13}$, tiré de cette relation où l'on néglige le terme $k'Z^2$, n'est donc pas rigoureusement valable pour les éléments lourds. C'est pourquoi certains chercheurs ont suggéré de remplacer la couche d'aluminium par une couche d'un élément de nombre atomique voisin de celui de l'élément étudié. Or, la quantité expérimentale mesurée est relative à l'intensité émise par la couche située au delà de la profondeur $\rho x + k(e_0 - \epsilon)$ (cf. chap. III) ; pour que la mesure expérimentale ait un sens, il faut que cette quantité mesurée, après absorption dans l'échantillon, soit prépondérante par rapport à l'émission des couches superficielles. Cette dernière est introduite sous forme de termes correctifs incertains, bien moins valables que le facteur correctif $\frac{Z}{13}$. C'est pourquoi, nous préférons utiliser dans tous les cas une couche d'aluminium.

a) Variation de k_2 avec l'angle d'émergence θ .

Le rapport k_2 a été obtenu à l'aide de l'appareil "CAMECA", dont l'angle d'émission θ est voisin de 16° (cf. figure 9).

Afin d'étendre les résultats obtenus à d'autres appareils pouvant avoir des angles d'émergence très différents, il est indispensable d'étudier la variation du rapport k_2 avec l'angle d'émergence θ .

On sait que

$$k_2 = \frac{1}{\frac{I_p(A)}{I_f(A)} + 1}$$

D'une façon générale, pour un angle d'émergence θ_i , on a :

$$k_2 = \frac{1}{\frac{I_p(A)(\theta_i)}{I_f(A)(\theta_i)} + 1}$$

où

$$\frac{I_p(A)(\theta_i)}{I_f(A)(\theta_i)} = \frac{I_p^o(A) \cdot f(\chi)_{\theta_i} \text{ direct}}{I_p^o(A) \cdot f(\chi)_{\theta_i} \text{ indirect}}$$

Pour la valeur θ_E qui correspond à nos conditions expérimentales, nous avons :

$$\frac{I_p(A)(\theta_E)}{I_f(A)(\theta_E)} = \frac{I_p^o(A) \cdot f(\chi)_{\theta_E} \text{ direct}}{I_f^o(A) \cdot f(\chi)_{\theta_E} \text{ indirect}}$$

(l'exposant o se rapporte à l'intensité avant toute absorption)

$$d'où \quad k_2(\theta_i) = \frac{1}{\left(\frac{1 - k_2(\theta_E)}{k_2(\theta_E)} \cdot \frac{f(\chi)\theta_E \text{ indirect}}{f(\chi)\theta_E \text{ direct}} \cdot \frac{f(\chi)\theta_i \text{ direct}}{f(\chi)\theta_i \text{ indirect}} \right) + 1}$$

Pour l'intensité primaire, les courbes d'absorption $f(\chi)$ sont connues. Il suffit donc de déterminer les courbes d'absorption $f(\chi)$ pour l'intensité secondaire. GREEN avait déjà déterminé de telles courbes [5].

Nous avons vu au chapitre II que l'intensité de fluorescence peut se mettre sous la forme :

$$I_f^A = \sum_{(ij)}^n C_{(ij)} [\phi(\lambda_o, \lambda_j, v) - \phi(\lambda_o, \lambda_i, v)]$$

Dans cette expression, le facteur v introduit l'absorption de la raie caractéristique de l'élément A sous un angle θ . Pour un élément pur :

$$v = \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \operatorname{cosec} \theta}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda_o}^A}$$

et, puisque $\chi = \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \operatorname{cosec} \theta,$

on a : $\chi = v \times \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda_o}^A$

Pour faire varier χ , il suffit de faire varier v .

D'après les valeurs tabulées de la fonction ϕ , en faisant varier v , pour une valeur déterminée de la haute tension (à laquelle correspond λ_o) et pour un élément A choisi, on trouve une série de valeurs de $I_f^{(A)}$ qui représentent la variation de l'absorption du rayonnement secondaire en fonction de l'angle d'émergence θ , soit la variation de $F(\chi)$ à une constante près. Si l'on extrapole ces valeurs pour $v = 0$ on obtient $F(o)$ à la même constante près. On peut alors tracer la courbe $f(\chi) = \frac{F(\chi)}{F(o)}$ pour le rayonnement indirect.

La figure 10 donne un exemple des courbes obtenues à 20 et à 30 kV dans le cas du cuivre. Pour le rayonnement direct, nous avons reporté sur cette figure la courbe $f(\chi)$ obtenue par CASTAING à 29 kV. D'après ces courbes, on voit que pour le cuivre à 30 kV par exemple, la variation de k_2 avec l'angle d'émergence θ_i est la suivante :

θ_i	15°	θ_E (16°)	20°	40°	75°
k_2 p. 100	2,75	2,8 (1ère estimation)	3,0	3,4	3,6

Comme on sait que dans l'échantillon le rayonnement secondaire provient de couches bien plus profondes que le rayonnement primaire, il serait utile de connaître la valeur maximale de k_2 , c'est-à-dire celle que l'on obtiendrait si l'absorption n'existait pas. Cela revient à

déterminer, avant toute absorption, l'importance relative de la partie excitée par le spectre continu dans le rayonnement caractéristique émis. Nous l'appellerons k_2^0 .

$$k_2^0 = \frac{1}{\frac{I_p^0(A)}{I_f^0(A)} + 1}$$

Nous avons :

$$\frac{I_p^0(A)}{I_f^0(A)} = \frac{I_p(A)}{I_f(A)} \times \frac{f(X) \text{ ind.}}{f(X) \text{ dir.}}$$

or

$$\frac{I_p(A)}{I_f(A)} = \frac{1 - k_2}{k_2}$$

On obtient enfin :

$$k_2^0 = \frac{1}{\left(\frac{1 - k_2}{k_2} \cdot \frac{f(X) \text{ ind.}}{f(X) \text{ dir.}} \right) + 1}$$

Pour reprendre l'exemple du cuivre à 30 kV, nous trouvons $k_2^0 = 0,044$ pour $k_2 = 0,028$ (1ère estimation).

Notons que nous avons également tracé, en fonction du nombre atomique, la courbe de variation du rapport de l'émission secondaire émergente à l'émission secondaire produite dans nos conditions expérimentales (figure 11). Ainsi que le laissait prévoir l'étude de CASTAING [2] la valeur moyenne de ce rapport est voisine de 0,5.

b) Variation de k_2 en fonction de la haute tension.

On peut admettre, ainsi que l'ont montré nos mesures expérimentales que, dans le domaine où sont habituellement effectuées les expériences (15 à 35 kV), k_2 ne varie pas en fonction de la haute tension.

c) Variation de k_2 avec le nombre atomique Z.

k_2 croît lorsque le nombre atomique augmente. A condition d'utiliser les spectres L pour analyser les éléments situés au delà du molybdène dans la classification périodique on voit, d'après le tableau III, que k_2 reste toujours inférieur à 10 p. 100.

2° - Importance du rapport k_1 .

Rappelons que l'on obtient le rapport $k_1 = \frac{I_f^A}{I_f^{(A)}}$ en calculant les quantités I_f^A et $I_f^{(A)}$ à

partie d'une formule qui suppose que toute l'émission de spectre continu provient de la surface de l'échantillon. L'importance de la couche superficielle n'est pas négligeable ainsi qu'en témoigne notre étude relative aux corrections à apporter dans la méthode à l'aluminium ; lorsqu'on fait le rapport k_1 , l'erreur due à la sous-estimation des deux termes I_f^A et $I_f^{(A)}$ devient toutefois

négligeable.

k_1 représente en fait, pour l'alliage considéré, la concentration en élément A obtenue en admettant une simple relation linéaire entre l'intensité secondaire émergente et la concentration.

Le tableau IV donne quelques valeurs obtenues pour k_1 .

3° - Variation de la correction de fluorescence ΔC_f .

Les résultats des calculs de correction pour un certain nombre d'alliages de caractéristiques différentes sont rassemblés dans le tableau IV. Ces valeurs montrent que l'effet dû à la fluorescence de spectre continu est faible.

Elles dépendent évidemment du choix des coefficients d'absorption massique $\frac{\mu}{\rho}$. Or, l'extrapolation à partir des coefficients existants conduit souvent à une grande indétermination. Ce fait souligne la nécessité de disposer d'un plus grand nombre de valeurs expérimentales pour les coefficients d'absorption massique.

La figure 12 montre la variation de la correction $\frac{\Delta C_f}{C_0}$ avec l'angle d'émergence θ dans le cas de l'analyse du nickel à 30 kV et pour le composé intermétallique U Ni₅. Comme on devait s'y attendre, cette correction croît lorsque l'angle d'émergence augmente et passe du simple au double, mais tout en restant faible, lorsque l'angle d'émergence varie de 15° à 75°.

Il ne faut pas perdre de vue toutefois que la correction de fluorescence que nous avons calculée, et dont nous avons donné quelques exemples, se rapporte au cas des échantillons homogènes dans une large région autour du point analysé.

Cependant, nous pensons avoir réuni tous les éléments nécessaires à l'évaluation de la correction de fluorescence dans d'autres cas particuliers qui pourraient se présenter au cours de l'analyse.

Rappelons que CASTAING [2] a étudié le cas d'un précipité de très petites dimensions au sein d'une matrice de composition chimique très différente, et REED et LONG [10] ont envisagé le cas des limites de phases.

VII. - EXEMPLES DE CALCULS DE CORRECTION

A - Nous donnons, tout d'abord, quelques valeurs de coefficients d'absorption utiles aux calculs de correction.

Ces coefficients d'absorption ont été, soit choisis dans la bibliographie, soit calculés suivant la méthode de JÖNSSON [7].

Nous avons ainsi déterminé :

a) sur le plan général

1° - une série de coefficients d'absorption massique pour la longueur d'onde minimale λ_0 dans les éléments A de nombre atomique Z à diverses hautes tensions, soit :

à 20 kV $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{0,620}^A$ figure 13

à 25 kV $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{0,496}^A$ figure 14

à 30 kV $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{0,413}^A$ figure 15

à 35 kV $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{0,354}^A$ figure 16

2° - les coefficients d'absorption massique de la longueur d'onde d'émission K_{α_1} ou L_{α_1} de l'élément A dans l'élément A de nombre atomique Z, soit :

$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{A K_{\alpha_1}}^A$ figure 17

$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{A L_{\alpha_1}}^A$ figure 18

b) plus particulièrement pour l'étude de l'uranium :

3° - les coefficients d'absorption massique du rayonnement L_{α_1} de l'uranium dans les différents éléments A de nombre atomique Z, soit :

$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{U L_{\alpha_1}}^A$ figure 19

4° - les coefficients d'absorption massique du rayonnement quelconque λ dans l'uranium, soit :

$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda}^U$ figure 20

B - Comme exemples de corrections, nous donnons l'évaluation de la correction de fluorescence due au spectre continu dans le cas du composé défini UNi_5 à 20 et 30 kV lorsqu'on analyse, soit l'uranium (raie L_{α_1}), soit le nickel (raie K_{α_1}).

1° - UNi_5 - raie UL_{α_1} .

L'élément analysé A est l'uranium.

L'élément d'addition B est le nickel.

$$C_A = 0,448 \quad \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A = 92 \text{ (figure 18)}, \quad \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^B = 95 \text{ (figure 19)}$$

$$C_B = 0,552$$

$$\bar{Z} = (0,448 \times 92 + 0,552 \times 28) \approx 57$$

$$\left. \begin{array}{l} r_{L_{IU}} = 1,11 \\ r_{L_{IIU}} = 1,31 \\ r_{L_{IIIU}} = 2,17 \end{array} \right\} [3] \quad \left. \begin{array}{l} \lambda_{L_{IU}} = 0,569 \\ \lambda_{L_{IIU}} = 0,592 \\ \lambda_{L_{IIIU}} = 0,722 \end{array} \right\} \text{Tableau I}$$

$$r_{L_{IU}} \times r_{L_{IIU}} \times r_{L_{IIIU}} = 3,6$$

$$\operatorname{cosec} \theta = 3,825 \quad \text{(figure 9)}$$

a) HT = 30 kV.

$$\lambda_o = 0,413 \quad \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda_o}^A = 45 \text{ (figure 15)} \quad \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda_o}^B = 10,1 \text{ (figure 15)}$$

	1 ^{er} intervalle	2 ^e intervalle	3 ^e intervalle	
λ	λ_o 0,413	$\lambda_{L_{IU}}^*$ 0,569	$\lambda_{L_{IIU}}^*$ 0,592	$\lambda_{L_{IIIU}}$ 0,722
$\left(\frac{a}{r_b}\right)^{-1} A (ij)$	$\frac{r_{L_{III}}^{-1}}{r_{L_I} \times r_{L_{II}} \times r_{L_{III}}} = 0,325$	$\frac{r_{L_{III}}^{-1}}{r_{L_{II}} \times r_{L_{III}}} = 0,411$	$\frac{r_{L_{III}}^{-1}}{r_{L_{III}}} = 0,539$	
$\alpha_A (ij)$	1	$\frac{1}{r_{L_I}} = \frac{1}{1,11}$	$\frac{1}{r_{L_I} \times r_{L_{II}}} = \frac{1}{1,11 \times 1,31}$	
$\alpha_B (ij)$	1	1	1	
	1 ^{er} intervalle. ($\lambda_o, \lambda_{L_{IU}}$)			

Pour ces calculs, tels qu'ils sont définis sur la figure 2, la constante $C_{(ij)}$ est exprimée en $\text{cm} \cdot 10^{-8}$ et la fonction ϕ est exprimée en $\text{cm}^{-1} \times 10^{+8}$.

$$C_A \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda_o}^A = 0,448 \times 45 = 20,16$$

$$C_B \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda_o}^B = 0,552 \times 10,1 = 5,57$$

$$C_A \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A = 0,448 \times 92 = 41,3$$

$$C_B \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^B = 0,552 \times 95 = 52,5$$

$$C(\lambda_{\text{I}_U}, \lambda_{\text{L}_{\text{I}_U}}) = \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \omega_{\text{L}_{\text{III}}}(\text{U}) \cdot \gamma_{\text{U}_{\text{L}_{\alpha_1}}} \times 1,13 \times 10^{-5} \times 57 \times 0,325 \times \frac{20,16}{20,16 + 5,57} = M \times 16,402 \times 10^{-5}$$

avec
$$M = \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \omega_{\text{L}_{\text{III}}}(\text{U}) \cdot \gamma_{\text{U}_{\text{L}_{\alpha_1}}}$$

$$v = \frac{(41,3 + 52,5) 3,825}{20,16 + 5,57} = 13,92$$

Pour cette valeur v , la valeur correspondante de la fonction ϕ est lue sur les tables

$$\phi(0,413, 0,569, 13,92) - \phi(0,413, 0,413, 13,92) = (0,32393 - 0,29155) = 0,03238$$

$$I_f^A(\lambda_{\text{I}_U}, \lambda_{\text{L}_{\text{I}_U}}) = M \times 16,402 \times 10^{-5} \times 0,03238 = M \times 0,5311 \times 10^{-5}$$

2^{ème} intervalle $(\lambda_{\text{L}_{\text{I}_U}}, \lambda_{\text{L}_{\text{II}_U}})$.

$$C(\lambda_{\text{L}_{\text{I}_U}}, \lambda_{\text{L}_{\text{II}_U}}) = M \times 1,13 \times 10^{-5} \times 57 \times 0,411 \times \frac{\frac{20,16}{1,11}}{\frac{20,16}{1,11} + 5,57} = M \times 20,269 \times 10^{-5}$$

$$v = \frac{(41,3 + 52,5) 3,825}{\frac{20,16}{1,11} + 5,57} = 15,1$$

$$\phi(0,413, 0,592, 15,1) - \phi(0,413, 0,569, 15,1) = 0,39581 - 0,38632 = 0,00949$$

$$I_f^A(\lambda_{\text{L}_{\text{I}_U}}, \lambda_{\text{L}_{\text{III}_U}}) = M \times 20,269 \times 10^{-5} \times 0,00949 = M \times 0,19232 \times 10^{-5}$$

3^{ème} intervalle $(\lambda_{\text{L}_{\text{II}_U}}, \lambda_{\text{L}_{\text{III}_U}})$

$$C(\lambda_{\text{L}_{\text{II}_U}}, \lambda_{\text{L}_{\text{III}_U}}) = M \times 1,13 \times 10^{-5} \times 57 \times 0,539 \times \frac{\frac{20,16}{1,11 \times 1,31}}{\frac{20,16}{1,11 \times 1,31} + 5,57} = M \times 24,767 \times 10^{-5}$$

$$v = \frac{(41,3 + 52,5) 3,825}{\frac{20,16}{1,11 \times 1,31} + 5,57} = 18,43$$

$$\phi(0,413, 0,722, 18,43) - \phi(0,413, 0,592, 18,43) = 0,60962 - 0,54327 = 0,06635$$

$$I_f^A(\lambda_{L_{IIU}}, \lambda_{L_{IIIU}}) = M \times 24,767 \cdot 10^{-5} \times 0,06635 = 1,6433 \cdot 10^{-5}$$

$$\Sigma I_f^U = M(0,5311 + 0,19239 + 1,6433) \cdot 10^{-5} = M \times 2,3667 \cdot 10^{-5}$$

sur la figure 6, on peut lire $I_f^{(U)}$ à 30 kV = $M \times 6,7 \cdot 10^{-5}$

$$\text{d'où } k_1 = \frac{M \times 2,3667 \times 10^{-5}}{M \times 6,7 \times 10^{-5}} = 0,354$$

Pour l'uranium $k_2 = 0,059$ (tableau III)

$$\Delta C_f = \frac{k_2 (C_m - k_1)}{1 - k_2}$$

C_m est déterminé expérimentalement [8]

$$C_m = 0,353$$

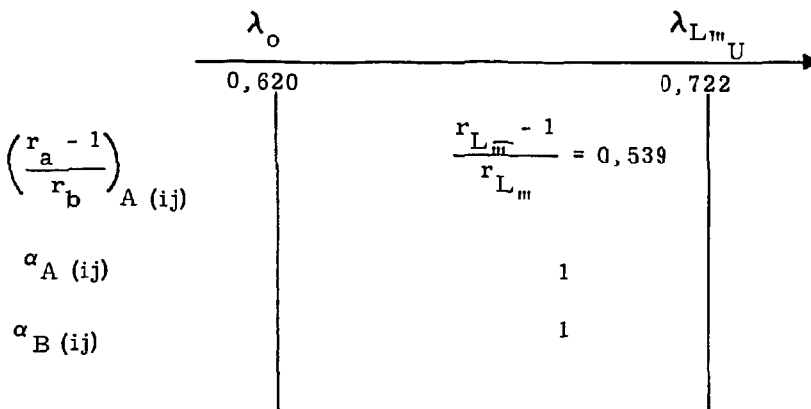
$$\Delta C_f = \frac{0,059}{0,941} (0,353 - 0,354) = -0,000063$$

$$\Delta C_f = -0,01 \text{ p. 100}$$

$$\frac{\Delta C_f}{C_o} = -0,02 \text{ p. 100}$$

b) HT = 20 kV.

$$\lambda_o = 0,620 \quad \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^A \lambda_o = 70 \text{ (figure 13)} \quad \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^A \lambda_o = 32,5 \text{ (figure 13)}$$



$$C_A \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^A \lambda_o = 70 \times 0,448 = 31,4 \quad C_B \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^B \lambda_o = 32,5 \times 0,552 = 17,9$$

$$C_i(\lambda_o, \lambda_L) = M \times 1,13 \times 10^{-5} \times 57 \times 0,53 \times \frac{31,4}{31,4 + 17,9} = M \times 22,1 \times 10^{-5}$$

U

$$v = \frac{(41,3 + 52,5) 3,825}{31,4 + 17,9} = 7,27$$

$$\phi(0,620, 0,722, 7,27) - \phi(0,620, 0,620, 7,27) = 0,51411 - 0,50798 = 0,00613$$

$$I_f^U = M \times 0,1356 \times 10^{-5}$$

à 20 kV $I_f^{(U)} = M \times 0,418 \times 10^{-5}$

d'où

$$k_1 = \frac{M \times 0,1356 \times 10^{-5}}{M \times 0,418 \times 10^{-5}} = 0,324$$

$$k_2 = 0,059 \quad (\text{tableau III})$$

C_m déterminé expérimentalement $C_m = 0,340 \quad [8]$

$$\Delta C_f = \frac{0,059}{0,941} (0,340 - 0,324) = + 0,0010$$

$$\Delta C_f = 0,1 \text{ p. } 100$$

$$\frac{\Delta C_f}{C_o} = 0,25 \text{ p. } 100$$

2° - $\underline{\text{UNi}}_5$ raie Ni K_{α_1}

L'élément analysé A est le nickel.

L'élément d'addition B est l'uranium.

$$C_A = 0,552 \quad \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A = 59,5 \text{ (figure 17)}, \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^B = 423 \text{ (figure 20)}$$

$$C_B = 0,448 \quad \text{cosec } \theta = 3,60 \text{ (figure 9)}$$

$$\bar{Z} = 0,552 \times 28 + 0,448 \times 92 \cong 57$$

Pour le nickel $r_K = 8,22$, $\lambda_K = 1,488$ (tableau I)

a) HT = 30 kV.

$$\lambda_0 = 0,413 \quad \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^A_{\lambda_0} = 10,1 \text{ (figure 15)} \quad \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^A_{\lambda_0} = 45 \text{ (figure 15)}$$

	1° intervalle	2° intervalle	3° intervalle	4° intervalle
	λ_0	$\lambda_{L_I U}$	$\lambda_{L_{II} U}$	$\lambda_{L_{III} U}$
	0,413	0,569	0,592	0,722
$\left(\frac{r_a - 1}{r_b}\right)^A_{(ij)}$	$\frac{r_K - 1}{r_K} = 0,879$	$\frac{r_K - 1}{r_K} = 0,879$	$\frac{r_K - 1}{r_K} = 0,879$	$\frac{r_K - 1}{r_K} = 0,879$
$\alpha_A (ij)$	1	1	1	1
$\alpha_B (ij)$	1	$\frac{1}{r_{L_I}} = \frac{1}{1,11}$	$\frac{1}{r_{L_I} \times r_{L_{II}}} = \frac{1}{1,11 \times 1,31}$	$\frac{1}{r_{L_I} \times r_{L_{II}} \times r_{L_{III}}} = \frac{1}{3,6}$

$$C_A \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^A_{\lambda_0} = 5,57$$

$$C_B \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^B_{\lambda_0} = 20,16$$

$$C_A \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^A_A = 0,552 \times 59,5 = 33$$

$$C_B \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^B_A = 0,448 \times 423 = 190$$

1^{er} intervalle ($\lambda_0, \lambda_{L_I U}$)

$$C(\lambda_0, \lambda_{L_I U}) = \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \omega_K (Ni) \cdot \gamma_{Ni K \alpha_1} \times 1,13 \times 10^{-5} \times 57 \times 0,879 \times \frac{5,57}{5,57 \times 20,16} = M \times 12,256 \times 10^{-5}$$

$$M \text{ valant } \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \omega_K (Ni) \cdot \gamma_{Ni K \alpha_1}$$

$$v = \frac{(33 + 190) 3,60}{5,57 + 20,16} = 31,22$$

Pour cette valeur de v , la valeur correspondante ϕ est lue sur les tables

$$\phi(0,413, 0,569, 31,22) - \phi(0,413, 0,413, 31,22) = (0,92785 - 0,908314) = 0,01945$$

$$I_f^A(\lambda_0, \lambda_{L_I U}) = M \times 0,23837 \times 10^{-5}$$

2^{ème} bande ($\lambda_{L_{I_U}}$, $\lambda_{L_{II_U}}$)

$$C(\lambda_{L_{I_U}}, \lambda_{L_{II_U}}) = M \times 1,13 \times 10^{-5} \times 57 \times 0,879 \times \frac{5,57}{5,57 + \frac{20,16}{1,11}} = M \times 13,289 \times 10^{-5}$$

$$v = \frac{(33 + 190) \frac{3,60}{5,57 + \frac{20,16}{1,11}}}{5,57 + \frac{20,16}{1,11}} = 33,86$$

$$\emptyset(0,413, 0,592, 33,86) - \emptyset(0,413, 0,569, 33,86) = (0,99526 - 0,98937) = 0,00589$$

$$I_f^A(\lambda_{L_{I_U}}, \lambda_{L_{II_U}}) = M \times 0,07827 \times 10^{-5}$$

3^{ème} bande ($\lambda_{L_{II_U}}$, $\lambda_{L_{III_U}}$)

$$C(\lambda_{L_{II_U}}, \lambda_{L_{III_U}}) = M \times 1,13 \times 10^{-5} \times 57 \times 0,879 \times \frac{5,57}{5,57 + \frac{20,16}{1,11 \times 1,31}} = M \times 16,23 \times 10^{-5}$$

$$v = \frac{(33 + 190) \frac{3,60}{5,57 + \frac{20,16}{1,11 \times 1,31}}}{5,57 + \frac{20,16}{1,11 \times 1,31}} = 41,35$$

$$\emptyset(0,413, 0,722, 41,35) - \emptyset(0,413, 0,592, 41,35) = (1,18252 - 1,14078) = 0,04174$$

$$I_f^A(\lambda_{L_{II_U}}, \lambda_{L_{III_U}}) = M \times 0,6774 \times 10^{-5}$$

4^{ème} bande ($\lambda_{L_{III_U}}$, $\lambda_{K_{Ni}}$)

$$C(\lambda_{L_{III_U}}, \lambda_{K_{Ni}}) = M \times 1,13 \times 10^{-5} \times 57 \times 0,879 \times \frac{5,57}{5,57 + \frac{20,16}{3,6}} = M \times 28,23 \times 10^{-5}$$

$$v = \frac{(33 + 190) \frac{3,60}{5,57 + \frac{20,16}{3,6}}}{5,57 + \frac{20,16}{3,6}} = 71,92$$

$$\phi(0,413, 1,488, 71,92) - \phi(0,413, 0,722, 71,92) = 1,99644 - 1,57945 = 0,417$$

$$I_f^A(\lambda_{L_m}, \lambda_{K_{Ni}}) = M \times 11,7719 \times 10^{-5}$$

$$\sum I_f^{Ni} = M(0,23837 + 0,07827 + 0,6774 + 11,7719) \times 10^{-5} = M \times 12,7659 \times 10^{-5}$$

La valeur de $I_f^{(Ni)}$ à 30 kV lue sur la figure 5 est $M \times 20,5 \times 10^{-5}$

d'où
$$k_1 = \frac{M \times 12,7659 \times 10^{-5}}{M \times 20,5 \times 10^{-5}} = 0,6227$$

Pour le nickel $k_2 = 0,025$ (tableau III)

$$\Delta C_f = \frac{k_2 (C_m - k_1)}{1 - k_2}$$

C_m est déterminé expérimentalement [8]

$$C_m = 0,477$$

$$\Delta C_f = \frac{0,025}{0,975} (0,477 - 0,623) = -0,0256 \times 0,146 = -0,0037$$

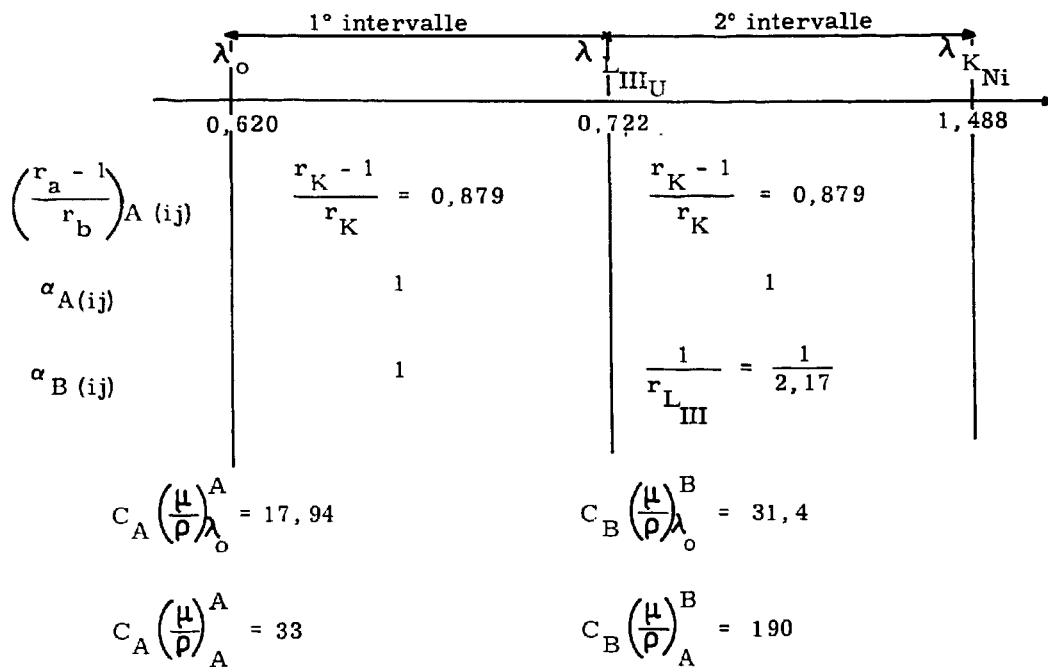
$$\Delta C_f = -0,3 \text{ p. } 100$$

$$\frac{\Delta C_f}{C_o} = -0,6 \text{ p. } 100$$

b) HT = 20 kV.

$$\lambda_o = 0,620 \quad \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda_o}^A = 32,5 \text{ (figure 13),}$$

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda_o}^B = 70 \text{ (figure 13)}$$



1^{ère} bande ($\lambda_0, \lambda_{L_{IIIU}}$)

$$C(\lambda_0, \lambda_{L_{IIIU}}) = M \times 1,13 \times 10^{-5} \times 57 \times 0,879 \times \frac{17,94}{17,94 + 31,4} = M \times 20,6 \times 10^{-5}$$

$$v = \frac{(33 + 190) 3,60}{17,94 + 31,4} = 16,32$$

$$\phi(0,620, 0,722, 16,32) - \phi(0,620, 0,620, 16,32) = (0,93433 - 0,93043) = 0,0039$$

$$I_f^A(\lambda_0, \lambda_{L_{IIIU}}) = M \times 0,08034 \times 10^{-5}$$

2^{ème} bande ($\lambda_{L_{IIIU}}, \lambda_{K_{Ni}}$)

$$C(\lambda_{L_{IIIU}}, \lambda_{K_{Ni}}) = M \times 1,13 \times 10^{-5} \times 57 \times 0,879 \times \frac{17,94}{17,94 + \frac{31,4}{2,17}} = M \times 31,41 \times 10^{-5}$$

$$v = \frac{(33 + 190) 3,60}{17,94 + \frac{31,4}{2,17}} = 24,32$$

$$\phi(0,620, 1,488, 24,32) - \phi(0,620, 0,722, 24,32) = 1,31721 - 1,13655 = 0,18066$$

$$I_f^A (\lambda_{L_{III_U}}, \lambda_{K_{Ni}}) = M \times 5,674 \times 10^{-5}$$

$$\Sigma I_f^{Ni} = M \times 5,754 \times 10^{-5}$$

$$I_f^{(Ni)} \text{ à } 20 \text{ kV} = M \times 8,4 \times 10^{-5} \quad (\text{figure 5})$$

$$k_1 = \frac{M \times 5,754 \times 10^{-5}}{M \times 8,4 \times 10^{-5}} = 0,685$$

pour le nickel, $k_2 = 0,025$ (tableau III)

$$\Delta C_f = \frac{k_2}{1 - k_2} (C_m - k_1)$$

$$C_m = 0,562 \quad [8]$$

$$\Delta C_f = \frac{0,025}{0,975} (0,562 - 0,685) = -0,0256 \times 0,123 = -0,00314$$

$$\Delta C_f = -0,3 \text{ p. } 100$$

$$\frac{\Delta C_f}{C_o} = -0,6 \text{ p. } 100$$

REMERCIEMENTS

Nous désirons remercier particulièrement :

Messieurs G. BREBEC et Doan NGUYEN VAN qui nous ont aidés à mettre au point le programme de calcul FORTRAN

Madame L. MENY pour nous avoir donné la possibilité d'effectuer quelques mesures expérimentales avec le microanalyseur "CAMBRIDGE"

Madame A. ZEMSKOFF pour tout le travail photographique

Monsieur Y. ADDA pour des conseils très précieux.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] CASTAING R.
Thèse - Paris - Publication O. N. E. R. A. N° 55, 1951
- [2] CASTAING R. et DESCAMPS J.
J. Phys. Radium, 1955, 16, p. 304
- [3] COMPTON A. H. et ALLISON S. K.
X - rays in Theory and Experiment (New-York : Van Nostrand), 1935
- [4] DEVAUX J. , HENOC J.
Journ. Microscopie, 1963, 2, n° 1, p. 7
- [5] GREEN M.
Proc. 3rd Int. Symp. on X - ray Optics and X - ray Microanalysis, Stanford
(New-York : Academic Press), 1962
- [6] HENOC J.
Thèse - Paris - Publication C. N. E. T. N° 655 P. C. M. , 1962
- [7] JONSSON E.
Thèse Uppsala, 1928
- [8] KIRIANENKO A. , MAURICE F. , CALAIS D. , et ADDA Y.
Proc. 3rd Int. Symp. on X - ray Optics and X - ray Microanalysis Stanford
(New-York : Academic Press), 1962
- [9] KULENKAMPFF H.
Ann. Phys. Lpz. , 1922, 69, 548
- [10] REED S. J. B. et LONG J. V. P.
Proc. 3rd Int. Symp. on X - ray Optics and X - ray Microanalysis Stanford
(New-York, Academic Press), 1962

ANNEXE 1

PROGRAMME FORTRAN POUR LE CALCUL DE LA FONCTION ϕ

Dans ce programme :

- X désigne λ_0 , longueur d'onde minimale. Nous avons choisi pour λ_0 l'expression donnée dans les tables internationales de cristallographie (KYNOCH Press, 1962, III) soit :

$$\lambda_{\min} = \frac{12\,398}{V}$$

où λ est exprimé en angströms

et V en volts.

- Y désigne λ , valeur d'une discontinuité d'absorption. Ces valeurs sont introduites sous forme de données. Nous avons utilisé la table établie par P. William ZINGARO (North American Philips Company, Inc.).

- Z désigne ν , facteur d'absorption.

- S désigne la fonction ϕ cherchée. Notons que celle-ci a pour dimension une longueur. Si on exprime les longueurs d'onde λ en unités angströms, cette fonction est exprimée en Å.

- DEL désigne la différence tabulaire DELTA/5 qui permet d'interpoler la fonction ϕ entre deux valeurs successives du facteur ν .

La figure A 1 donne le programme complet.

La figure A 2 donne le programme particulier pour

$$Y = X \text{ soit } \lambda = \lambda_0$$

La figure A 3 donne un exemple de résultats donnés par la Machine IBM.

```

**C.E.N.SACLAY*NOV.1963* PHI(LAMBDA 0,LAMBDA,NU)
*   FXC
    DIMENSIONZ(2),S(2),DEL(2)
1   LIRE 2,Y
2   MODELE(F6.3)
    U=2.4796
    X=2.4796/9.
    FAIRE 3 I = 1,9
    SI (X-Y)5,5,6
5   IMPRIMER 9
9   MODELE(2(18H  LAMBDA 0  LAMBDA,5X,2HNU,8X,3HPHI,8X,7HDELTA/5,9X))
    Z(1)=-0.5
    Z(2)=0.
    V=0.
    FAIRE4J=1,100
    FAIRE14K=1,2
    Z(K)=Z(K)+1.
    P=1./(X*Z(K))
    A=Y**3/(3.*X**3)-Y**2/(2.*X**2)
    B=1.+(X**3/Y**3)*Z(K)
    Q=Z(K)**0.33333333
    C=Z(K)/3.+Q**2/2.
    D=Y+X*Q
    E=Z(K)/3.-Q**2/4.
    F=Y**2-X*Y*Q+X**2*Q**2
    G=0.8660254*Q**2
    H=(Y-X*Q/2.)/(0.8660254*X*Q)
    R=A*LOGF(B)+C*LOGF(D)+E*LOGF(F)-G*ATANF(H)
    S(K)=P*R
    DEL(K)=(S(K)-V)/5.
    V=S(K)
14  CONTINUER
    IMPRIMER7,X,Y,Z(1),S(1),DEL(1),X,Y,Z(2),S(2),DEL(2)
7   MODELE(1H ,2(F8.3,F8.3,F9.2,F13.6,F12.6,10X))
4   CONTINUER
    IMPRIMER 13
13  MODELE (1H1)
    T=I
    SI (9.-T)6,6,8
8   X=U/(9.-T)
3   CONTINUER
6   ALLER1
    FIN
*   DONNEES
1

```

```

**C.E.N.SACLAY*NOV.1963* PHI(LAMBDA 0,LAMBDA 0,NU)
*   FXC
    DIMENSIONZ(2),S(2),DFL(2)
    U=2.4796
    X=2.4796/9.
    FAIRE 3 I = 1,9
    Y=X
    IMPRIMER 9
9   MODELE(2(18H LAMBDA 0 LAMBDA,5X,2HNU,8X,3HPHI,8X,7HDELTA/5,9X))
    Z(1)=-0.5
    Z(2)=0.
    V=0.
    FAIRE4J=1,100
    FAIRE14K=1,2
    Z(K)=Z(K)+1.
    P=1./(X*Z(K))
    A=Y**3/(3.*X**3)-Y**2/(2.*X**2)
    B=1.+(X**3/Y**3)*Z(K)
    Q=Z(K)**0.33333333
    C=Z(K)/3.+Q**2/2.
    D=Y+X*Q
    E=Z(K)/3.-Q**2/4.
    F=Y**2-X*Y*Q+X**2*Q**2
    G=0.8660254*Q**2
    H=(Y-X*Q/2.)/(1.8660254*X*Q)
    R=A*LOGF(B)+C*LOGF(D)+E*LOGF(F)-G*ATANF(H)
    S(K)=P*R
    DFL(K)=(S(K)-V)/5.
    V=S(K)
14  CONTINUER
    IMPRIMER7,X,Y,Z(1),S(1),DEL(1),X,Y,Z(2),S(2),DEL(2)
7   MODELE(1H ,2(F8.3,F8.3,F9.2,F13.6,F12.6,10X))
4   CONTINUER
    IMPRIMER 13
13  MODELE(1H1)
    T=I
    SI (9.-T)6,6,8
8   X=U/(9.-T)
3   CONTINUER
6   APPELFXIT
    FIN
*   DONNEES
,
((((((((((((((((((((((((((((((((((((((((((((((((((((((((((((((((

```

LAMBDA O	LAMBDA	NU	PHI	DELTA/5	LAMBDA O	LAMBDA	NU	PHI	DELTA/5
0.413	0.722	0.50	-2.722837	-0.544567	0.413	0.722	1.00	-1.847311	0.175105
0.413	0.722	1.50	-1.412174	0.087027	0.413	0.722	2.00	-1.131075	0.056220
0.413	0.722	2.50	-0.926397	0.040935	0.413	0.722	3.00	-0.766680	0.031943
0.413	0.722	3.50	-0.636287	0.026079	0.413	0.722	4.00	-0.526400	0.021977
0.413	0.722	4.50	-0.431591	0.018962	0.413	0.722	5.00	-0.348301	0.016658
0.413	0.722	5.50	-0.274078	0.014845	0.413	0.722	6.00	-0.207165	0.013383
0.413	0.722	6.50	-0.146264	0.012180	0.413	0.722	7.00	-0.090389	0.011175
0.413	0.722	7.50	-0.038776	0.010323	0.413	0.722	8.00	0.009178	0.009591
0.413	0.722	8.50	0.053960	0.008956	0.413	0.722	9.00	0.095966	0.008401
0.413	0.722	9.50	0.135520	0.007911	0.413	0.722	10.00	0.172898	0.007475
0.413	0.722	10.50	0.208327	0.007086	0.413	0.722	11.00	0.242003	0.006735
0.413	0.722	11.50	0.274094	0.006418	0.413	0.722	12.00	0.304745	0.006130
0.413	0.722	12.50	0.334081	0.005867	0.413	0.722	13.00	0.362212	0.005626
0.413	0.722	13.50	0.389235	0.005405	0.413	0.722	14.00	0.415235	0.005200
0.413	0.722	14.50	0.440289	0.005011	0.413	0.722	15.00	0.464464	0.004835
0.413	0.722	15.50	0.487822	0.004671	0.413	0.722	16.00	0.510416	0.004519
0.413	0.722	16.50	0.532296	0.004376	0.413	0.722	17.00	0.553507	0.004242
0.413	0.722	17.50	0.574089	0.004116	0.413	0.722	18.00	0.594079	0.003998
0.413	0.722	18.50	0.613512	0.003887	0.413	0.722	19.00	0.632418	0.003781
0.413	0.722	19.50	0.650826	0.003682	0.413	0.722	20.00	0.668761	0.003587
0.413	0.722	20.50	0.686249	0.003497	0.413	0.722	21.00	0.703310	0.003412
0.413	0.722	21.50	0.719967	0.003331	0.413	0.722	22.00	0.736238	0.003254
0.413	0.722	22.50	0.752142	0.003181	0.413	0.722	23.00	0.767694	0.003110
0.413	0.722	23.50	0.782911	0.003043	0.413	0.722	24.00	0.797806	0.002979
0.413	0.722	24.50	0.812394	0.002918	0.413	0.722	25.00	0.826687	0.002859
0.413	0.722	25.50	0.840697	0.002802	0.413	0.722	26.00	0.854436	0.002748
0.413	0.722	26.50	0.867914	0.002696	0.413	0.722	27.00	0.881140	0.002645
0.413	0.722	27.50	0.894125	0.002597	0.413	0.722	28.00	0.906878	0.002550
0.413	0.722	28.50	0.919406	0.002506	0.413	0.722	29.00	0.931717	0.002462
0.413	0.722	29.50	0.943820	0.002421	0.413	0.722	30.00	0.955721	0.002380
0.413	0.722	30.50	0.967426	0.002341	0.413	0.722	31.00	0.978944	0.002303
0.413	0.722	31.50	0.990279	0.002267	0.413	0.722	32.00	1.001437	0.002232
0.413	0.722	32.50	1.012424	0.002197	0.413	0.722	33.00	1.023246	0.002164
0.413	0.722	33.50	1.033907	0.002132	0.413	0.722	34.00	1.044412	0.002101
0.413	0.722	34.50	1.054765	0.002071	0.413	0.722	35.00	1.064972	0.002041
0.413	0.722	35.50	1.075036	0.002013	0.413	0.722	36.00	1.084961	0.001985
0.413	0.722	36.50	1.094752	0.001958	0.413	0.722	37.00	1.104411	0.001932
0.413	0.722	37.50	1.113943	0.001906	0.413	0.722	38.00	1.123350	0.001882
0.413	0.722	38.50	1.132637	0.001857	0.413	0.722	39.00	1.141806	0.001834
0.413	0.722	39.50	1.150860	0.001811	0.413	0.722	40.00	1.159802	0.001788
0.413	0.722	40.50	1.168635	0.001767	0.413	0.722	41.00	1.177362	0.001745
0.413	0.722	41.50	1.185985	0.001725	0.413	0.722	42.00	1.194507	0.001704
0.413	0.722	42.50	1.202929	0.001685	0.413	0.722	43.00	1.211256	0.001665
0.413	0.722	43.50	1.219487	0.001646	0.413	0.722	44.00	1.227627	0.001628
0.413	0.722	44.50	1.235677	0.001610	0.413	0.722	45.00	1.243638	0.001592
0.413	0.722	45.50	1.251514	0.001575	0.413	0.722	46.00	1.259305	0.001558
0.413	0.722	46.50	1.267014	0.001542	0.413	0.722	47.00	1.274642	0.001526
0.413	0.722	47.50	1.282191	0.001510	0.413	0.722	48.00	1.289663	0.001494
0.413	0.722	48.50	1.297059	0.001479	0.413	0.722	49.00	1.304381	0.001464
0.413	0.722	49.50	1.311630	0.001450	0.413	0.722	50.00	1.318808	0.001436
0.413	0.722	50.50	1.325916	0.001422	0.413	0.722	51.00	1.332956	0.001408
0.413	0.722	51.50	1.339929	0.001395	0.413	0.722	52.00	1.346836	0.001381
0.413	0.722	52.50	1.353678	0.001369	0.413	0.722	53.00	1.360457	0.001356
0.413	0.722	53.50	1.367174	0.001343	0.413	0.722	54.00	1.373830	0.001331
0.413	0.722	54.50	1.380427	0.001319	0.413	0.722	55.00	1.386964	0.001307
0.413	0.722	55.50	1.393444	0.001296	0.413	0.722	56.00	1.399867	0.001285
0.413	0.722	56.50	1.406234	0.001273	0.413	0.722	57.00	1.412547	0.001263
0.413	0.722	57.50	1.418806	0.001252	0.413	0.722	58.00	1.425012	0.001241
0.413	0.722	58.50	1.431166	0.001231	0.413	0.722	59.00	1.437269	0.001221
0.413	0.722	59.50	1.443322	0.001211	0.413	0.722	60.00	1.449325	0.001201
0.413	0.722	60.50	1.455280	0.001191	0.413	0.722	61.00	1.461187	0.001181
0.413	0.722	61.50	1.467048	0.001172	0.413	0.722	62.00	1.472862	0.001163
0.413	0.722	62.50	1.478630	0.001154	0.413	0.722	63.00	1.484354	0.001145
0.413	0.722	63.50	1.490034	0.001136	0.413	0.722	64.00	1.495670	0.001127
0.413	0.722	64.50	1.501264	0.001119	0.413	0.722	65.00	1.506815	0.001110
0.413	0.722	65.50	1.512325	0.001102	0.413	0.722	66.00	1.517795	0.001094
0.413	0.722	66.50	1.523224	0.001086	0.413	0.722	67.00	1.528614	0.001078
0.413	0.722	67.50	1.533964	0.001070	0.413	0.722	68.00	1.539276	0.001062
0.413	0.722	68.50	1.544551	0.001055	0.413	0.722	69.00	1.549788	0.001047
0.413	0.722	69.50	1.554988	0.001040	0.413	0.722	70.00	1.560152	0.001033
0.413	0.722	70.50	1.565280	0.001026	0.413	0.722	71.00	1.570373	0.001019
0.413	0.722	71.50	1.575431	0.001012	0.413	0.722	72.00	1.580455	0.001005
0.413	0.722	72.50	1.585445	0.000998	0.413	0.722	73.00	1.590402	0.000991
0.413	0.722	73.50	1.595326	0.000985	0.413	0.722	74.00	1.600217	0.000978
0.413	0.722	74.50	1.605076	0.000972	0.413	0.722	75.00	1.609904	0.000966
0.413	0.722	75.50	1.614700	0.000959	0.413	0.722	76.00	1.619466	0.000953
0.413	0.722	76.50	1.624202	0.000947	0.413	0.722	77.00	1.628907	0.000941
0.413	0.722	77.50	1.633583	0.000935	0.413	0.722	78.00	1.638229	0.000929
0.413	0.722	78.50	1.642847	0.000924	0.413	0.722	79.00	1.647436	0.000918
0.413	0.722	79.50	1.651997	0.000912	0.413	0.722	80.00	1.656530	0.000907
0.413	0.722	80.50	1.661036	0.000901	0.413	0.722	81.00	1.665515	0.000896
0.413	0.722	81.50	1.669966	0.000890	0.413	0.722	82.00	1.674392	0.000885
0.413	0.722	82.50	1.678791	0.000880	0.413	0.722	83.00	1.683164	0.000875
0.413	0.722	83.50	1.687512	0.000870	0.413	0.722	84.00	1.691835	0.000865
0.413	0.722	84.50	1.696133	0.000860	0.413	0.722	85.00	1.700406	0.000855
0.413	0.722	85.50	1.704655	0.000850	0.413	0.722	86.00	1.708879	0.000845
0.413	0.722	86.50	1.713080	0.000840	0.413	0.722	87.00	1.717257	0.000835
0.413	0.722	87.50	1.721412	0.000831	0.413	0.722	88.00	1.725543	0.000826
0.413	0.722	88.50	1.729651	0.000822	0.413	0.722	89.00	1.733737	0.000817
0.413	0.722	89.50	1.737800	0.000813	0.413	0.722	90.00	1.741842	0.000808
0.413	0.722	90.50	1.745862	0.000804	0.413	0.722	91.00	1.749860	0.000800
0.413	0.722	91.50	1.753837	0.000795	0.413	0.722	92.00	1.757793	0.000791
0.413	0.722	92.50	1.761729	0.000787	0.413	0.722	93.00	1.765643	0.000783
0.413	0.722	93.50	1.769537	0.000779	0.413	0.722	94.00	1.773411	0.000775
0.413	0.722	94.50	1.777265	0.000771	0.413	0.722	95.00	1.781100	0.000767
0.413	0.722	95.50	1.784914	0.000763	0.413	0.722	96.00	1.788710	0.000759
0.413	0.722	96.50	1.792486	0.000755	0.413	0.722	97.00	1.796243	0.000751
0.413	0.722	97.50	1.799982	0.000748	0.413	0.722	98.00	1.803702	0.000744
0.413	0.722	98.50	1.807403	0.000740	0.413	0.722	99.00	1.811087	0.000737
0.413	0.722	99.50	1.814752	0.000733	0.413	0.722	100.00	1.818399	0.000729

- Fig. A3 -

ANNEXE 2

EVALUATION DU COEFFICIENT D'ABSORPTION MASSIQUE MOYEN

POUR LE SPECTRE CONTINU : $\left(\frac{\bar{\mu}}{\rho}\right)_\lambda^A$

L'intensité du rayonnement secondaire excité par le spectre continu émis dans la bande spectrale de largeur λ centrée sur la longueur d'onde λ peut se mettre sous la forme :

$$I_{f\lambda}^A = \frac{1}{2} \omega_{K(A)} \eta_A \frac{r_K^{-1}}{r_K} I_\lambda d\lambda \frac{L \left[1 + \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \text{ cosec } \theta}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_\lambda^A} \right]}{\frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \text{ cosec } \theta}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_\lambda^A}}$$

En définissant convenablement des paramètres moyens, on peut assimiler l'action du rayonnement continu compris dans la bande (λ_0, λ_K) à celle d'un rayonnement monochromatique et écrire :

$$I_{f\lambda}^A = \frac{1}{2} \omega_{K(A)} \eta_A \frac{r_K^{-1}}{r_K} \frac{L \left[1 + \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \text{ cosec } \theta}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_\lambda^A} \right]}{\frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \text{ cosec } \theta}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_\lambda^A}} \int_{\lambda_0}^{\lambda_K} I_\lambda d\lambda$$

En comparant cette expression à celle que l'on a obtenue par un calcul rigoureux, soit :

$$I_f^A = \frac{1}{2} \omega_{K(A)} \eta_A \frac{r_K^{-1}}{r_K} K_A \left[\phi(\lambda_0, \lambda_K, \nu) - \phi(\lambda_0, \lambda_0, \nu) \right]$$

on est conduit à la détermination du coefficient d'absorption massique moyen $\left(\frac{\bar{\mu}}{\rho}\right)_\lambda^A$.

a) Détermination de $\left(\frac{\bar{\mu}}{\rho}\right)_\lambda^A$ pour le spectre K

on a :

$$L \left[1 + \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \operatorname{cosec} \theta}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_\lambda^A \operatorname{cosec} \theta} \right] = \frac{\phi(\lambda_0, \lambda_K, \nu) - \phi(\lambda_0, \lambda_0, \nu)}{\int_{\lambda_0}^{\lambda_K} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right) \frac{1}{\lambda} d\lambda}$$

$$\frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \operatorname{cosec} \theta}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_\lambda^A}$$

$\phi(\lambda_0, \lambda_K, \nu) - \phi(\lambda_0, \lambda_0, \nu)$ est tiré des tables et $\int_{\lambda_0}^{\lambda_K} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right) \frac{1}{\lambda} d\lambda$

est calculé soit par intégration numérique, soit, comme nous l'avons vu au chapitre VI, par extrapolation à partir des tables donnant la fonction ϕ .

A une valeur de $L \left[1 + \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \operatorname{cosec} \theta}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_\lambda^A} \right]$ correspond alors une valeur

$$\frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \operatorname{cosec} \theta}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_\lambda^A}$$

de $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_\lambda^A$ qui est égale à la valeur $\left(\frac{\bar{\mu}}{\rho}\right)_\lambda^A$ cherchée.

b) Détermination de $\left(\frac{\bar{\mu}}{\rho}\right)_\lambda^A$ pour le spectre L.

Pour chacune des bandes spectrales comprises entre les discontinuités, on détermine une valeur de $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_\lambda^A /_{(ij)}$ par la formule :

$$L \left[1 + \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \operatorname{cosec} \theta}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_\lambda^A /_{(ij)} \operatorname{cosec} \theta} \right] = \frac{\phi(\lambda_0, \lambda_j, \nu) - \phi(\lambda_0, \lambda_i, \nu)}{\int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right) \frac{1}{\lambda} d\lambda}$$

$$\frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \operatorname{cosec} \theta}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_\lambda^A /_{(ij)}}$$

La valeur moyenne de $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda}^A$ choisie est alors donnée par :

$$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda}^A = \sum_{(ij)} \int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right) \frac{1}{\lambda} d\lambda = \sum_{(ij)} \frac{\mu}{\rho} \frac{A}{\bar{\lambda}} \int_{\lambda_i}^{\lambda_j} \left(\frac{1}{\lambda_0} - \frac{1}{\lambda}\right) \frac{1}{\lambda} d\lambda$$

Le tableau III donne les valeurs de quelques coefficients d'absorption moyens ainsi déterminés et la valeur des coefficients de transmission correspondants f_1 et f_2 .

ANNEXE 3

EXEMPLE DE CORRECTION DE LA METHODE A L'ALUMINIUM

Nous étudierons le cas du Fer à 30 kV.

Un cylindre de fer soigneusement poli sur une base a été recouvert d'une couche d'aluminium d'une densité superficielle de $2,12 \text{ mg/cm}^2$.
(d'après WEBSTER, on doit avoir $\rho_{e_0} > 1,3 \text{ mg/cm}^2$).

1° - Les intensités du spectre continu émis par le fer et l'aluminium sont dans le rapport $\frac{Z}{13} = 2$

2° - Calcul des coefficients de transmission f_1 et f_2

La bande spectrale utile de fond continu comprend les radiations de l'intervalle $0,413 < \lambda < 1,744$

$$k = \frac{(\mu)_{\lambda}^{\text{Al}}}{(\mu)_{\lambda}^{\text{Fe}}}$$

d'après les valeurs données par la bibliographie pour les coefficients d'absorption massique dans l'intervalle (0,413, 1,744) :

$$k = \frac{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda}^{\text{Al}}}{\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\lambda}^{\text{Fe}}} \times \frac{\rho_{\text{Al}}}{\rho_{\text{Fe}}}$$

$$k = 0,14 \times \frac{2,7}{7,87} = 0,048$$

On admet que le fond continu est émis à une profondeur moyenne de $0,5 \text{ mg/cm}^2$ pour une tension de 30 kV.

$$\text{Par suite } \rho_{\text{Al}} (e_0 - \epsilon) = (2,12 - 0,5) 10^{-3} = 1,62 \text{ mg/cm}^2$$

$$\text{et l'épaisseur équivalente } \rho_{\text{Fe}} k (e_0 - \epsilon) = \rho_{\text{Fe}} k \frac{\rho_{\text{Al}} (e_0 - \epsilon)}{\rho_{\text{Al}}}$$

$$\rho_{\text{Fe}} k (e_0 - \epsilon) = 7,87 - 0,048 \frac{1,62}{2,7} 10^{-3} = 0,227 \text{ mg/cm}^2$$

et

$$\rho_{\text{Fe}} (x + k (e_0 - \epsilon)) = 0,727 \text{ mg/cm}^2$$

Nous pouvons alors déterminer la valeur des coefficients de transmission f_1 et f_2 à partir de la courbe de transmission du spectre continu donnée par CASTAING [2] (figure 4).

a) coefficient f_1

On admet pour le coefficient d'absorption $\left(\frac{\bar{\mu}}{\rho}\right)_{\lambda}^{Fe}$ du Fer une valeur moyenne de 126 pour la bande (0,413, 1,744) (cette valeur est déterminée suivant la méthode exposée en annexe 2).

A la valeur $\left(\frac{\bar{\mu}}{\rho}\right)_{\lambda}^{Fe} \rho_{Fe} x = 126 \times 0,5 \cdot 10^{-3} = 0,063$, correspond la valeur 0,8 pour f_1 .

b) coefficient f_2

A la valeur $\left(\frac{\bar{\mu}}{\rho}\right)_{\lambda}^{Fe} \rho_{Fe} k (e_0 - \epsilon) = 126 \times 0,227 \cdot 10^{-3} = 0,0287$ correspond la valeur 0,88 pour f_2 .

3° - Calcul du terme correctif d'absorption

$$\frac{e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{FeK_{\alpha}}^{Fe} \rho_{Fe} [x + k (e_0 - \epsilon)] \text{cosec } \theta}}{e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{FeK_{\alpha}}^{Al} \rho_{Al} e_0 \text{cosec } \theta}} = \frac{e^{-72,8 \times 0,727 \cdot 10^{-3} \times 3,52}}{e^{-92,8 \times 2,12 \times 10^{-3} \times 3,52}} = 1,66$$

Détermination de k_2 (1^{ère} estimation).

1° - le rapport $\frac{Z}{13} = 2$

2° - le facteur $f_2 = 0,88$

3° - le terme correctif d'absorption = 1,66

k'_2 déterminé expérimentalement vaut 0,5

$$k_2 = 0,5 \left(2 \times 1,66 \times \frac{1}{0,88} \right) = 1,88$$

Détermination de k_2 (2^{ème} estimation).

1° - le rapport $\frac{Z}{13} = 2$

2° - le facteur

$$\frac{2}{f_2} (1-f_1) e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{FeK_{\alpha}}^{Fe} \rho_{Fe} \frac{x}{2} \text{cosec } \theta} = \frac{2}{0,88} \times 0,20 \times e^{-72,8 \times 0,25 \cdot 10^{-3} \times 3,52} = 0,42$$

3° - le facteur

$$\frac{2}{f_2} (1-f_2) e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Fe}K_\alpha}^{\text{Fe}} \rho_{\text{Fe}} [x+k(e_o - \epsilon)] \text{cosec } \theta} = \frac{2}{0,88} \times 0,12 e^{-72,8 \times 0,727 \times 10^{-3} \times 3,52} = 0,23$$

4° - le terme correctif d'absorption = 1,66

$$k_2 = 0,5 \left(2 (0,42 + 0,23 + 1,66) \right) = 2,31$$

Manuscrit reçu le 7 février 1964

TABLEAU I

Cf. William ZINGARO North American Philips Company Inc.

Mount Vernon - NEW YORK

DISCONTINUITES D'ABSORPTION

Séries K		Séries L							
Z	λ_K	Z	λ_{L_I}	$\lambda_{L_{II}}$	$\lambda_{L_{III}}$	Z	λ_{L_I}	$\lambda_{L_{II}}$	$\lambda_{L_{III}}$
Mg 12	9.512	Mo 42	4.299	4.719	4.913	Dy 66	1.365	1.438	1.579
Al 13	7.951	Tc 43				Ho 67	1.318	1.390	1.535
Si 14	6.744	Ru 44		4.179	4.369	Er 68	1.269	1.339	1.482
P 15	5.787	Rh 45	3.626	3.942	4.129	Tm 69	1.222	1.288	1.433
S 16	5.018	Pd 46	3.428	3.724	3.908	Yb 70	1.181	1.243	1.386
Cl 17	4.397	Ag 47	3.254	3.514	3.698	Lu 71	1.140	1.198	1.342
A 18	3.871	Cd 48	3.084	3.326	3.504	Hf 72	1.099	1.154	1.298
K 19	3.437	In 49	2.926	3.147	3.325	Ta 73	1.051	1.113	1.256
Ca 20	3.070	Sn 50	2.778	2.982	3.156	W 74	1.024	1.074	1.215
Sc 21	2.758	Sb 51	2.639	2.830	3.000	Re 75	0.990	1.037	1.177
Ti 22	2.497	Te 52	2.510	2.687	2.856	Os 76	0.956	1.001	1.140
V 23	2.269	I 53	2.389	2.553	2.719	Ir 77	0.923	0.967	1.105
Cr 24	2.070	Xe 54	2.274	2.429	2.592	Pt 78	0.893	0.934	1.072
Mn 25	1.897	Cs 55	2.167	2.314	2.474	Au 79	0.864	0.903	1.040
Fe 26	1.744	Ba 56	2.068	2.204	2.363	Hg 80	0.836	0.872	1.009
Co 27	1.608	La 57	1.973	2.103	2.259	Tl 81	0.808	0.844	0.979
Ni 28	1.488	Ce 58	1.890		2.164	Pb 82	0.782	0.815	0.950
Cu 29	1.381	Pr 59	1.811	1.924	2.077	Bi 83	0.757	0.789	0.924
Zn 30	1.281	Nd 60	1.735	1.843	1.995	Po 84			
Ga 31	1.195	Pm 61				Fr 87			

TABLEAU II
 TERMES CORRECTIFS DE LA METHODE A L'ALUMINIUM
 HT = 30 kV

Elément	Ti	Fe	Zn	Zr	W	Au	Bi	U
k'_2 p. 100	0,09	0,5	1,03	2,25	0,36	0,52	0,68	0,88
$\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_\lambda^A$	154	126	106	77	191	165	135	110
$\frac{Z}{13}$	1,7	2	2,31	3,08	5,7	6,08	6,38	7,08
$\frac{e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A [x+k(e_o-\epsilon)] \text{cosec } \theta}}{e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^{Al} \rho_{Al} e_o \text{cosec } \theta}}$	4,48	1,66	1,21	1,01	0,98	0,93	0,94	0,90
f_1	0,78	0,80	0,82	0,86	0,73	0,76	0,79	0,82
f_2	0,81	0,88	0,93	1	0,92	0,93	0,95	0,97
$\frac{2}{f_2} (1-f_1) e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \rho_A \frac{x}{2} \text{cosec } \theta}$	0,5	0,42	0,37	0,28	0,52	0,46	0,4	0,36
$\frac{2}{f_2} (1-f_2) e^{-\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_A^A \left[x + \frac{k(e_o-\epsilon)}{2} \right] \text{cosec } \theta}$	0,37	0,23	0,13	0	0,12	0,12	0,09	0,05
k_2 p. 100 (1° estimation)	0,85	1,88	3,1	7	2,2	3,2	4,3	5,7
k_2 p. 100 (2° estimation)	0,82	2,31	4	8,9	3,3	4,8	6,2	8,2

TABLEAU III

IMPORTANCE DU RAYONNEMENT SECONDAIRE EMERGENT
PAR RAPPORT AU RAYONNEMENT TOTAL EMERGENT

(k₂ 1° estimation)

Raies K		Raies L			
Z	$\frac{I_f^{(A)}}{I_p^{(A)} + I_f^{(A)}} \text{ p. 100}$	Z	$\frac{I_f^{(A)}}{I_p^{(A)} + I_f^{(A)}} \text{ p. 100}$	Z	$\frac{I_f^{(A)}}{I_p^{(A)} + I_f^{(A)}} \text{ p. 100}$
<18	< 0,2	<50	< 0,4		
18	0,3	50	0,4	70	1,7
19	0,4	51	0,45	71	1,8
20	0,5	52	0,5	72	1,9
21	0,65	53	0,6	73	2
22	0,85	54	0,65	74	2,2
23	1,05	55	0,7	75	2,4
24	1,25	56	0,75	76	2,6
25	1,50	57	0,8	77	2,8
26	1,85	58	0,85	78	3
27	2,15	59	0,9	79	3,2
28	2,50	60	1,0	80	3,45
29	2,80	61	1,05	81	3,65
30	3,10	62	1,1	82	3,85
31	3,60	63	1,15	83	4,1
32	4,00	64	1,25	84	4,3
33	4,40	65	1,3	85	4,5
34	4,75	66	1,4	86	4,7
35	5,10	67	1,45	87	4,9
36	5,50	68	1,55	88	5,1
37	5,90	69	1,6	89	5,3
38	6,3			90	5,5
39	6,7			91	5,75
40	7			92	5,9
41	7,4			93	6,1
42	7,8			94	6,3

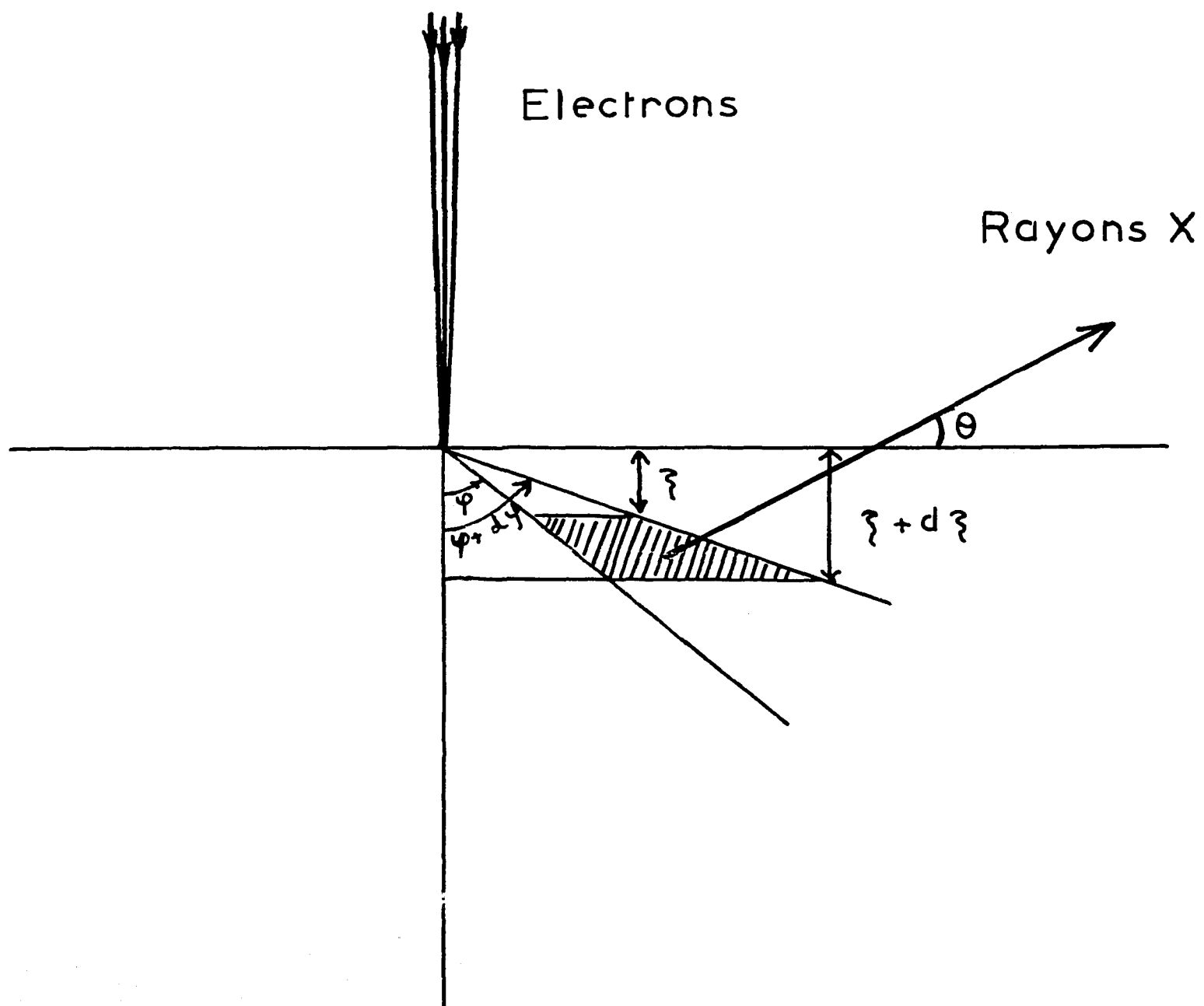
TABLEAU IV

RESULTATS DES CALCULS DE CORRECTION

Alliage	HT (kV)	Raie	ΔC_f p. 100	$\frac{\Delta C_f}{C_o}$ p. 100	k_1 p. 100	k_2 p. 100 (1 ^{er} estim.)
UAl ₄	30	UL _{α_1}	- 0,8	- 1,2	71,4	5,9
UFe ₂	30	UL _{α_1}	- 0,25	- 0,4	62,8	5,9
UNi ₅	30	UL _{α_1}	- 0,01	- 0,02	35,4	5,9
UGe ₃	30	UL _{α_1}	0,3	0,7	37,9	5,9
UZr 20 at p. 100 U	30	UL _{α_1}	0,3	0,7	34,3	5,9
USn ₃	30	UL _{α_1}	- 0,4	- 1	43,9	5,9
UIr ₂	30	UL _{α_1}	0,4	1	24,7	5,9
UNi ₅	20	UL _{α_1}	0,1	0,25	32,4	5,9
Fe-Cr (50-50)	30	FeK _{α_1}	0,06	0,12	33	1,85
UNi ₅	20	NiK _{α_1}	- 0,3	- 0,6	68,5	2,5
UNi ₅	30	NiK _{α_1}	- 0,3	- 0,6	62,3	2,5

SCHEMA DE L'EMISSION DE FLUORESCENCE

DUE AU SPECTRE CONTINU



- Fig. 1 -

CORRECTION DE FLUORESCENCE DUE AU SPECTRE CONTINU

$$I_f^A = \sum C_{(ij)} \left[\Phi(\lambda_0, \lambda_j, \nu) - \Phi(\lambda_0, \lambda_i, \nu) \right]$$

$$C_{(ij)} = \frac{\Omega}{4\pi} \omega_{x(A)} \beta_A \frac{1}{2} 2,26 \cdot 10^{-5} \bar{Z} \left(\frac{r_a - 1}{r_b} \right)_{A(ij)} \frac{\alpha_{A(ij)} c_A \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\lambda_0}^A}{\alpha_{A(ij)} c_A \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\lambda_0}^A + \alpha_{B(ij)} c_B \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\lambda_0}^B}$$

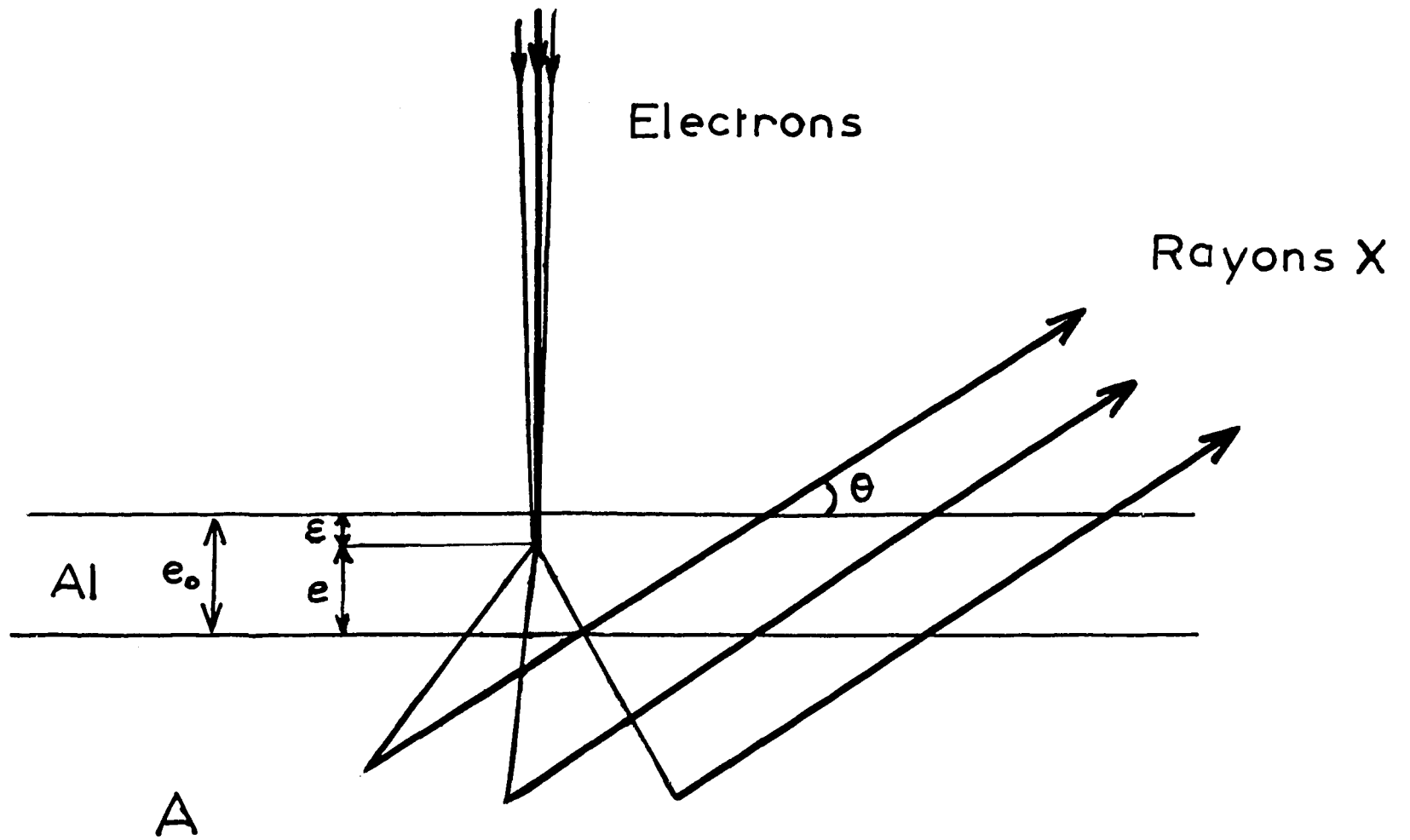
$$\Phi(\lambda_0, \lambda, \nu) = \frac{1}{\lambda_0 \nu} \left[\left[\frac{1}{3} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^3 - \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \right] \ln \left[1 + \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^3 \nu \right] + \left(\frac{\nu}{3} + \frac{\nu^{\frac{2}{3}}}{2} \right) \ln \left(\lambda + \lambda_0 \nu^{\frac{1}{3}} \right) + \left(\frac{\nu}{3} - \frac{\nu^{\frac{2}{3}}}{4} \right) \ln \left(\lambda^2 - \lambda_0 \lambda \nu^{\frac{1}{3}} + \nu^{\frac{2}{3}} \lambda_0^2 \right) - \frac{\sqrt{3}}{2} \nu^{\frac{2}{3}} \operatorname{arctg} \frac{\lambda - \lambda_0 \nu^{\frac{1}{3}}}{\frac{\sqrt{3}}{2} \lambda_0 \nu^{\frac{1}{3}}} \right]$$

Pour le calcul de $\Phi(\lambda_0, \lambda_j, \nu)$, $\lambda = \lambda_j$

Pour le calcul de $\Phi(\lambda_0, \lambda_i, \nu)$, $\lambda = \lambda_i$

$$\nu = \frac{\left[c_A \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_A^A + c_B \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_A^B \right] \operatorname{cosec} \theta}{\alpha_{A(ij)} c_A \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\lambda_0}^A + \alpha_{B(ij)} c_B \left(\frac{\mu}{\rho} \right)_{\lambda_0}^B}$$

SCHEMA DE LA METHODE A L'ALUMINIUM



- Fig. 3 -

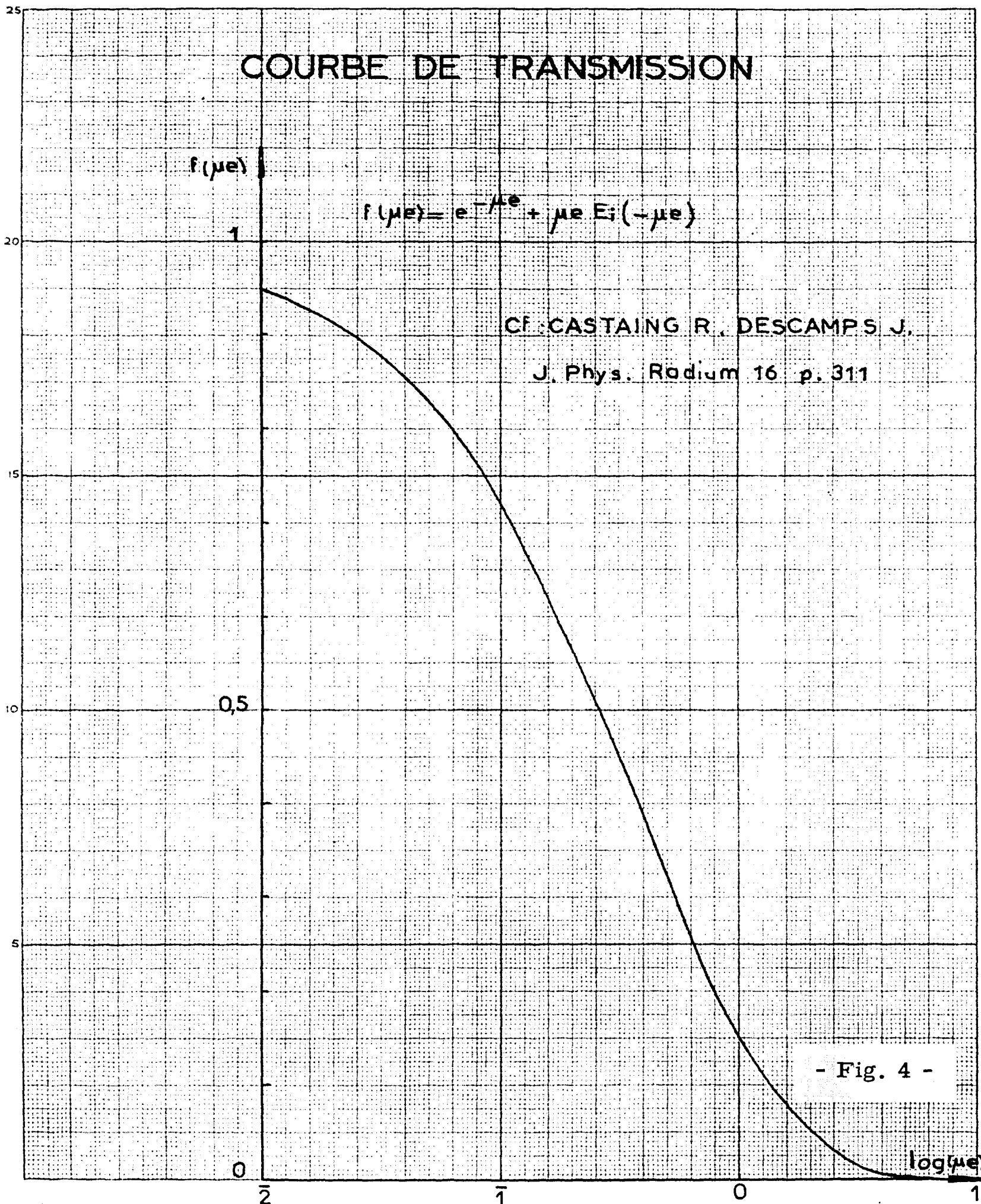
COURBE DE TRANSMISSION

$f(\mu e)$

$$f(\mu e) = e^{-\mu e} + \mu e \text{Ei}(-\mu e)$$

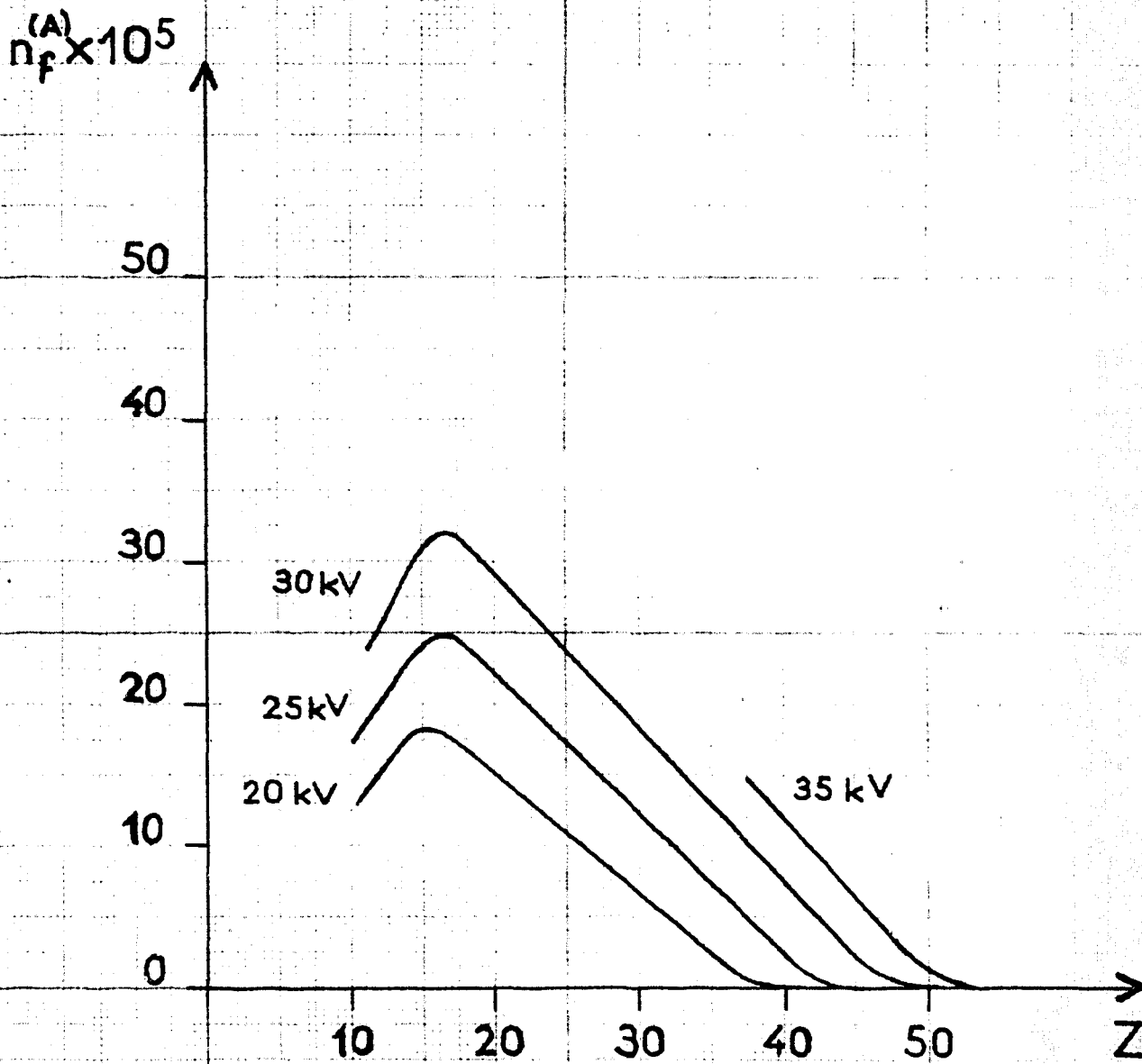
cf. CASTAING R., DESCAMPS J.,

J. Phys. Radium 16 p. 311



- Fig. 4 -

NOMBRE D'IONISATIONS
PRODUITES PAR LES PHOTONS PRIMAIRES
DANS LES COUCHES K
PAR ELECTRON



- Fig. 5 -

NOMBRE D'IONISATIONS
PRODUITES PAR LES PHOTONS PRIMAIRES
DANS LES COUCHES L_{III}
PAR ELECTRON

$n_f^{(A)} \times 10^5$

50

40

30

20

10

0

20 kV

25 kV

30 kV

35 kV

50

60

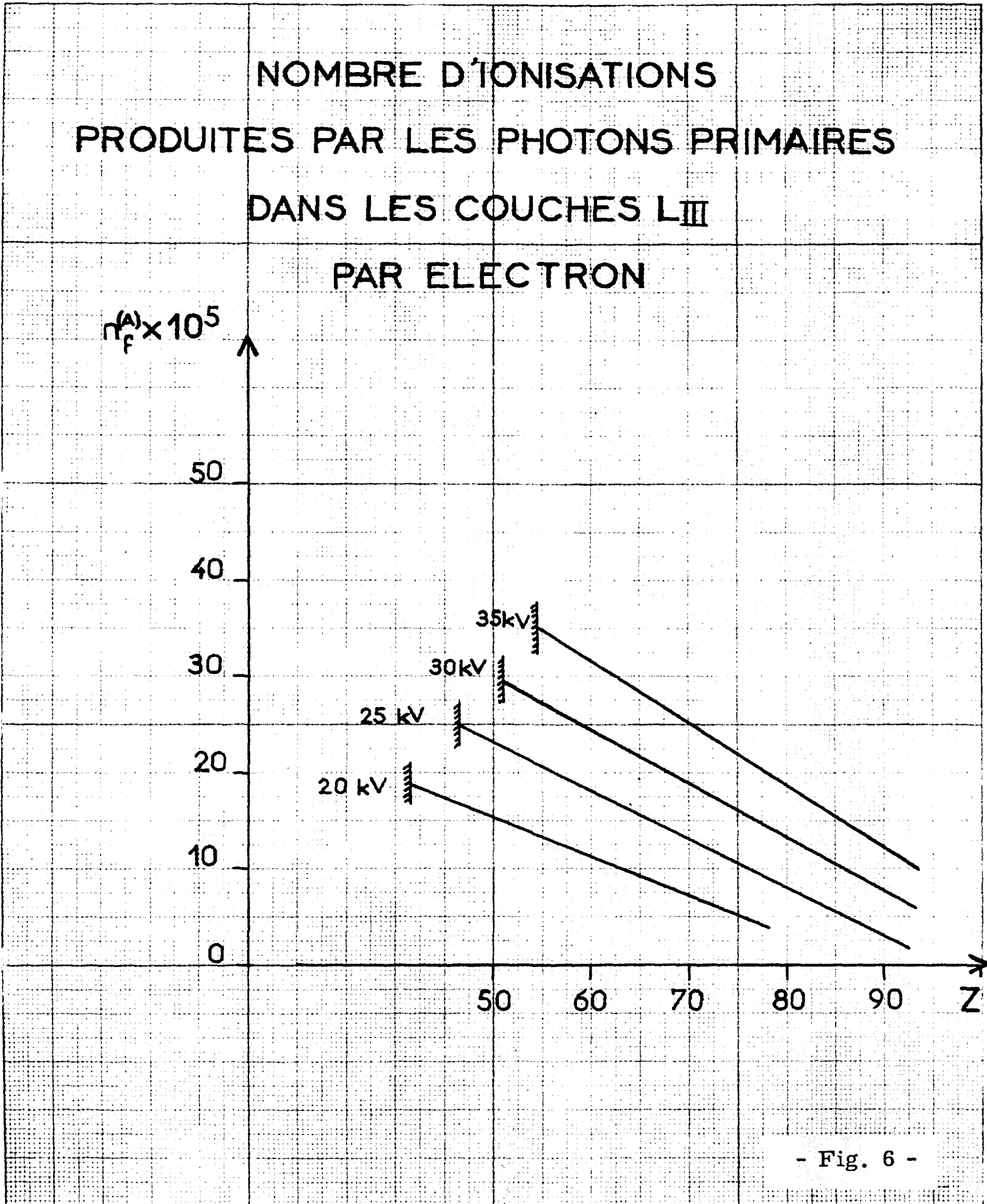
70

80

90

Z

- Fig. 6 -

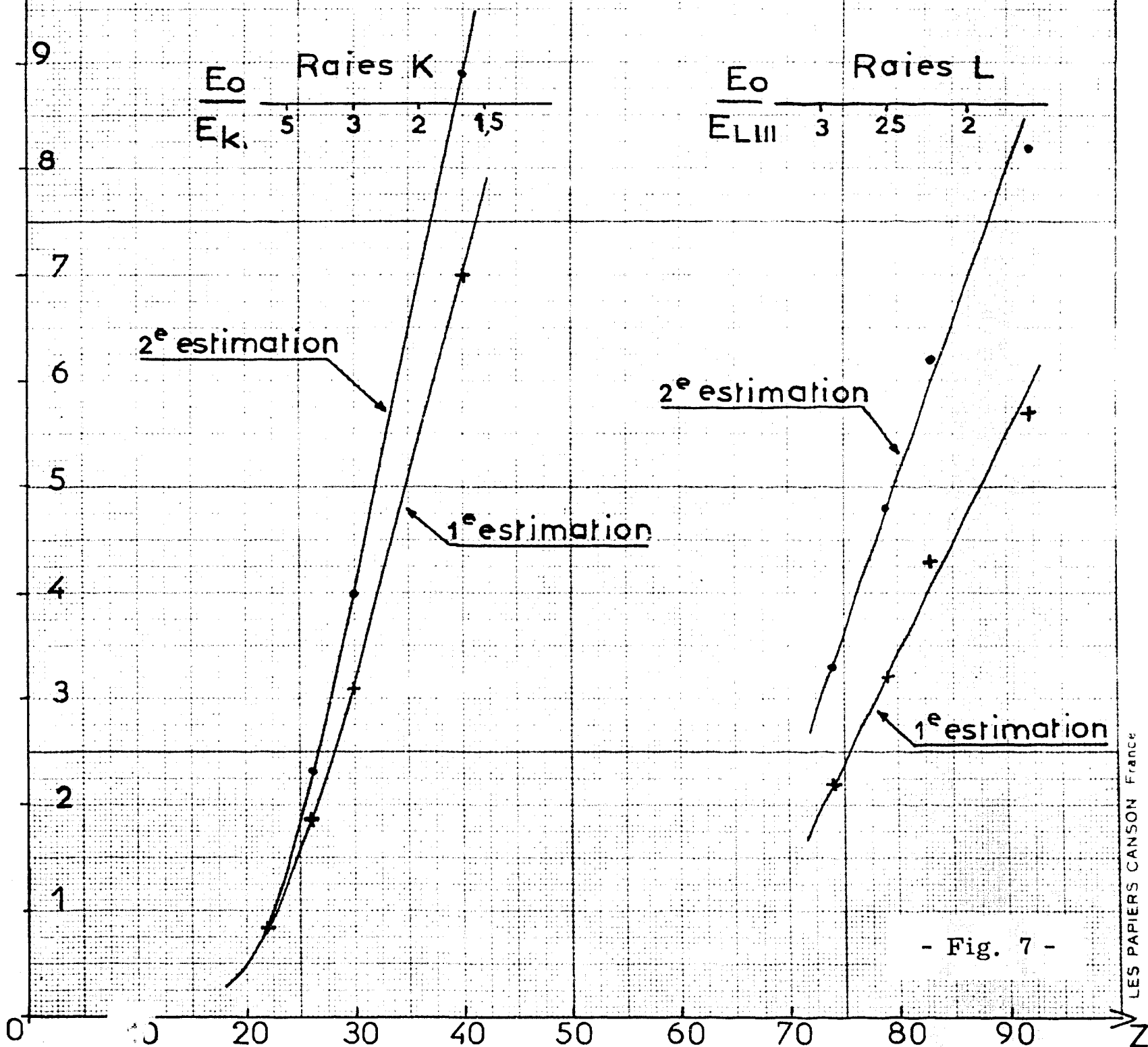


IMPORTANCE RELATIVE DU RAYONNEMENT SECONDAAIRE

HT = 30 kV

$\Delta k_2 \%$

$$k_2 = \frac{\overset{(A)}{I_f}}{\overset{(A)}{I_p} + \overset{(A)}{I_f}}$$



- Fig. 7 -

IMPORTANCE RELATIVE DU RAYONNEMENT SECONDAAIRE

HT = 20 kV

k_2 %

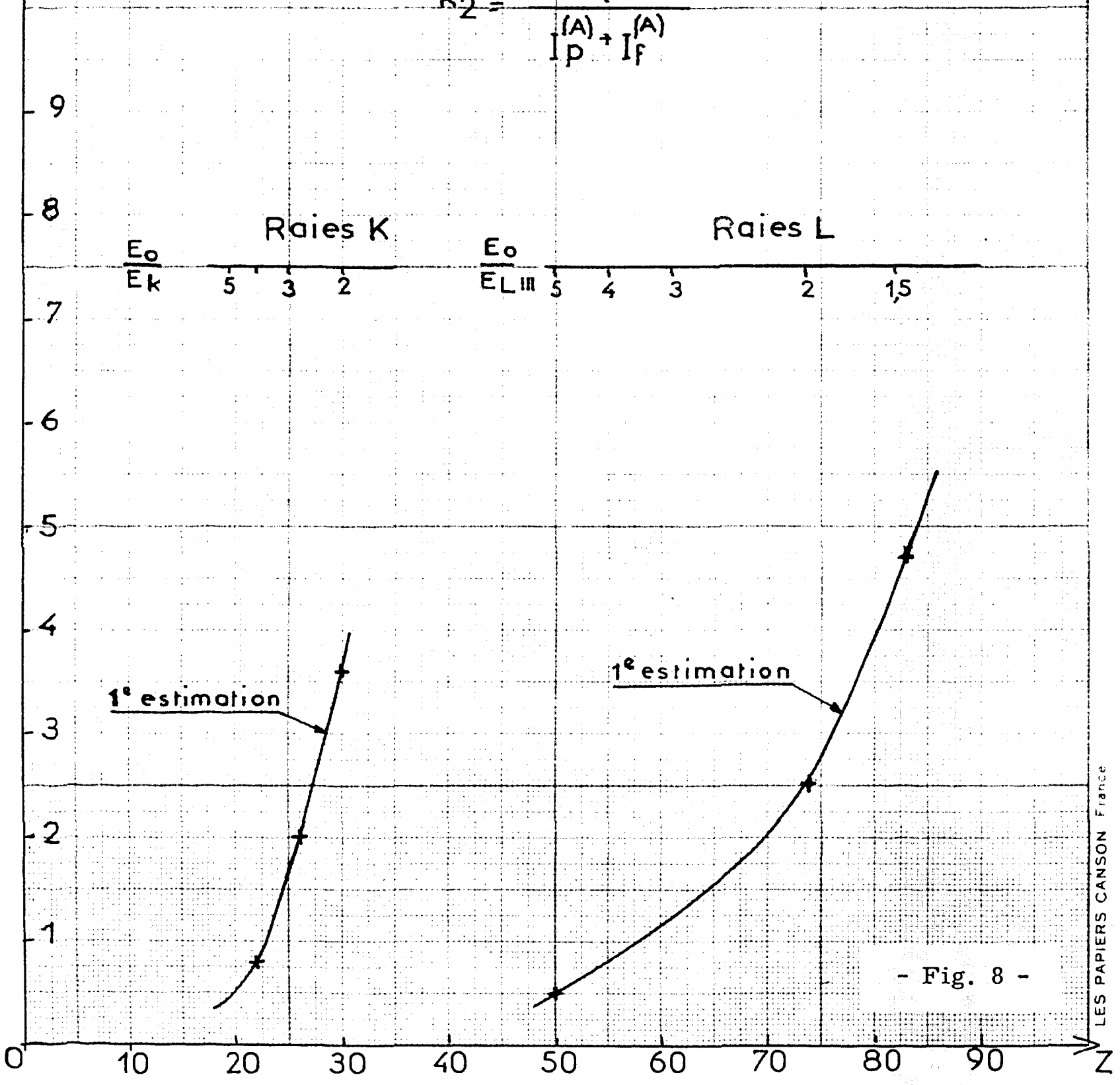
$$k_2 = \frac{I_f^{(A)}}{I_p^{(A)} + I_f^{(A)}}$$

Raies K

Raies L

$\frac{E_0}{E_k}$

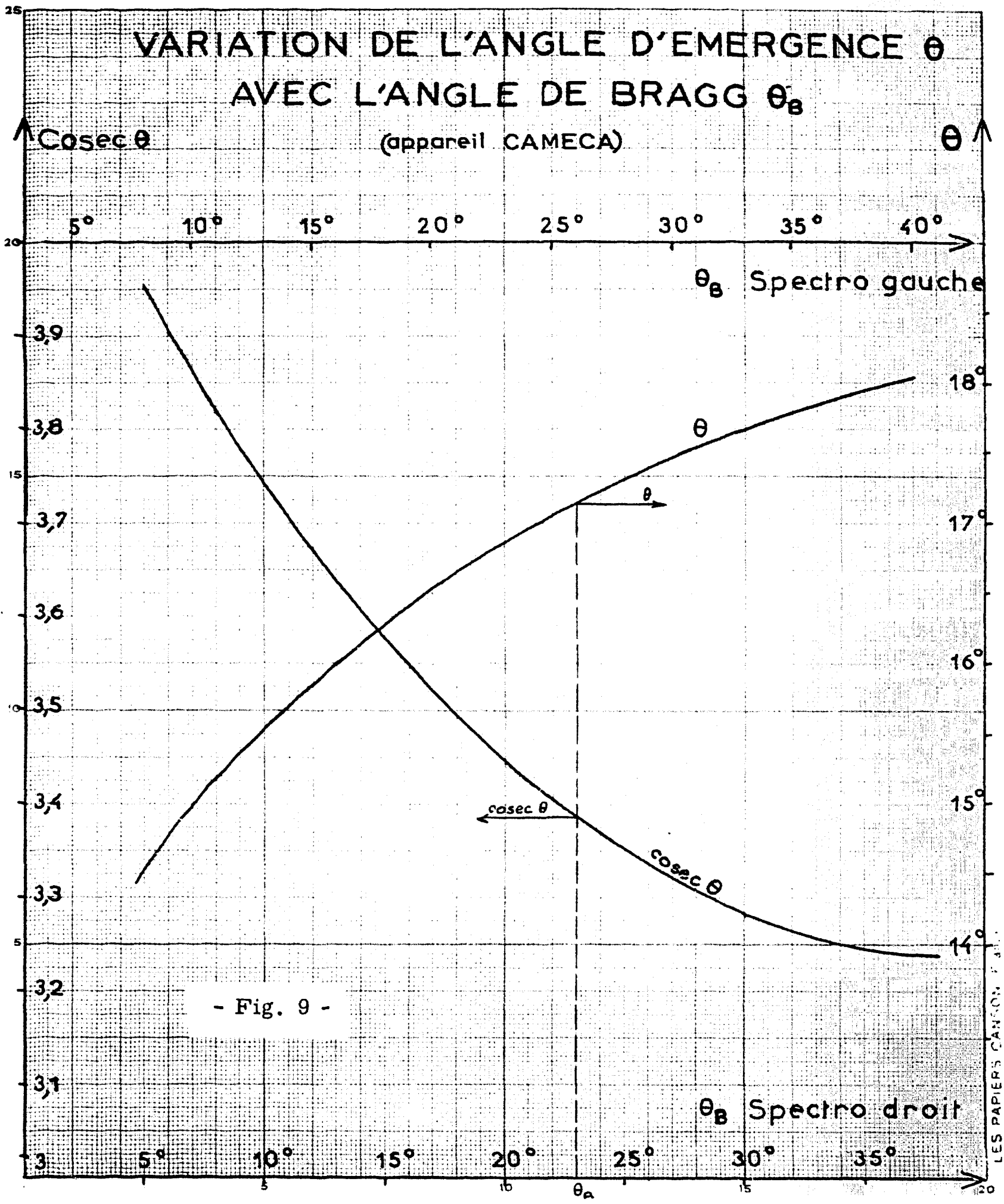
$\frac{E_0}{E_{LIII}}$



- Fig. 8 -

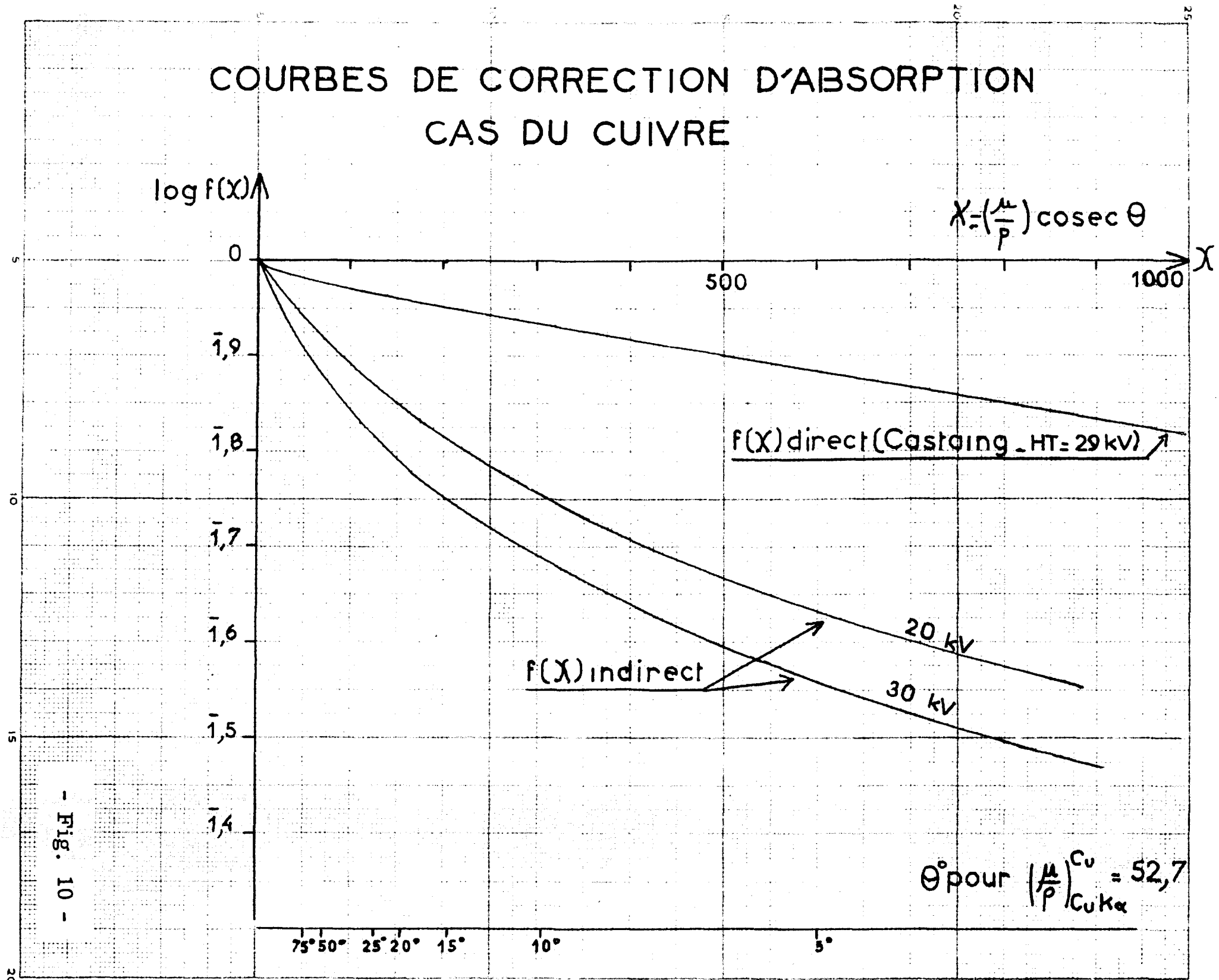
VARIATION DE L'ANGLE D'EMERGENCE θ AVEC L'ANGLE DE BRAGG θ_B

(appareil CAMECA)



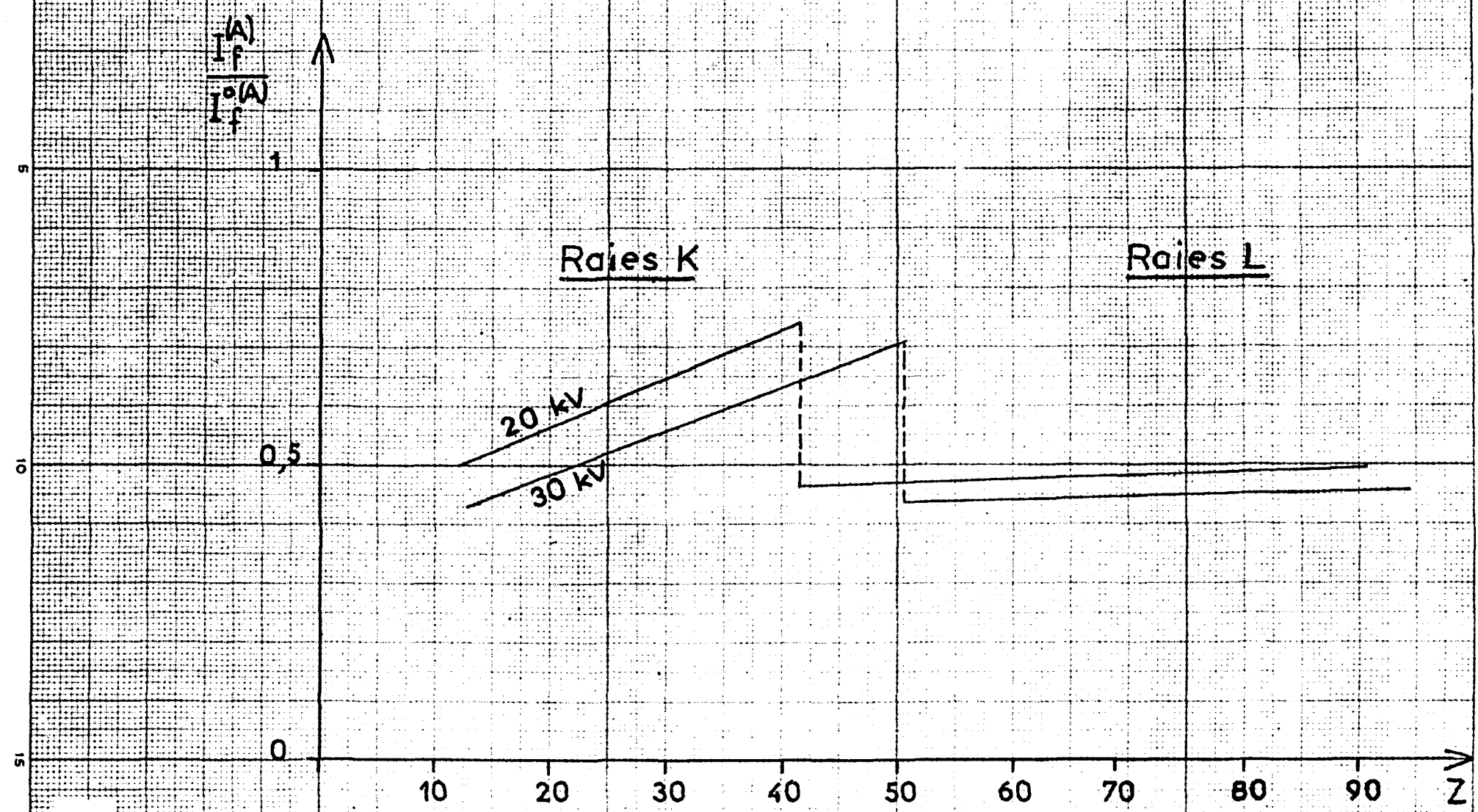
- Fig. 9 -

COURBES DE CORRECTION D'ABSORPTION CAS DU CUIVRE

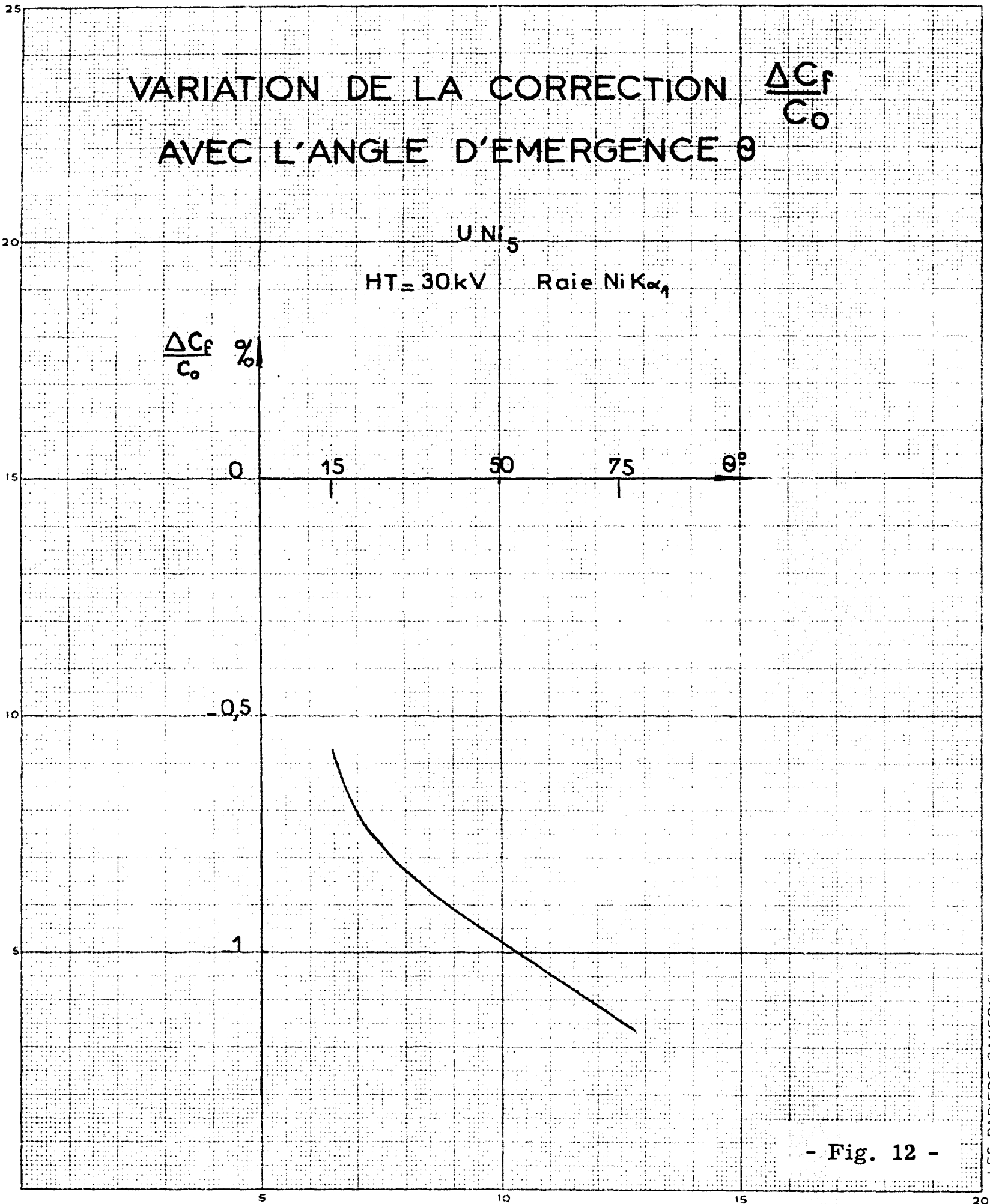


- Fig. 10 -

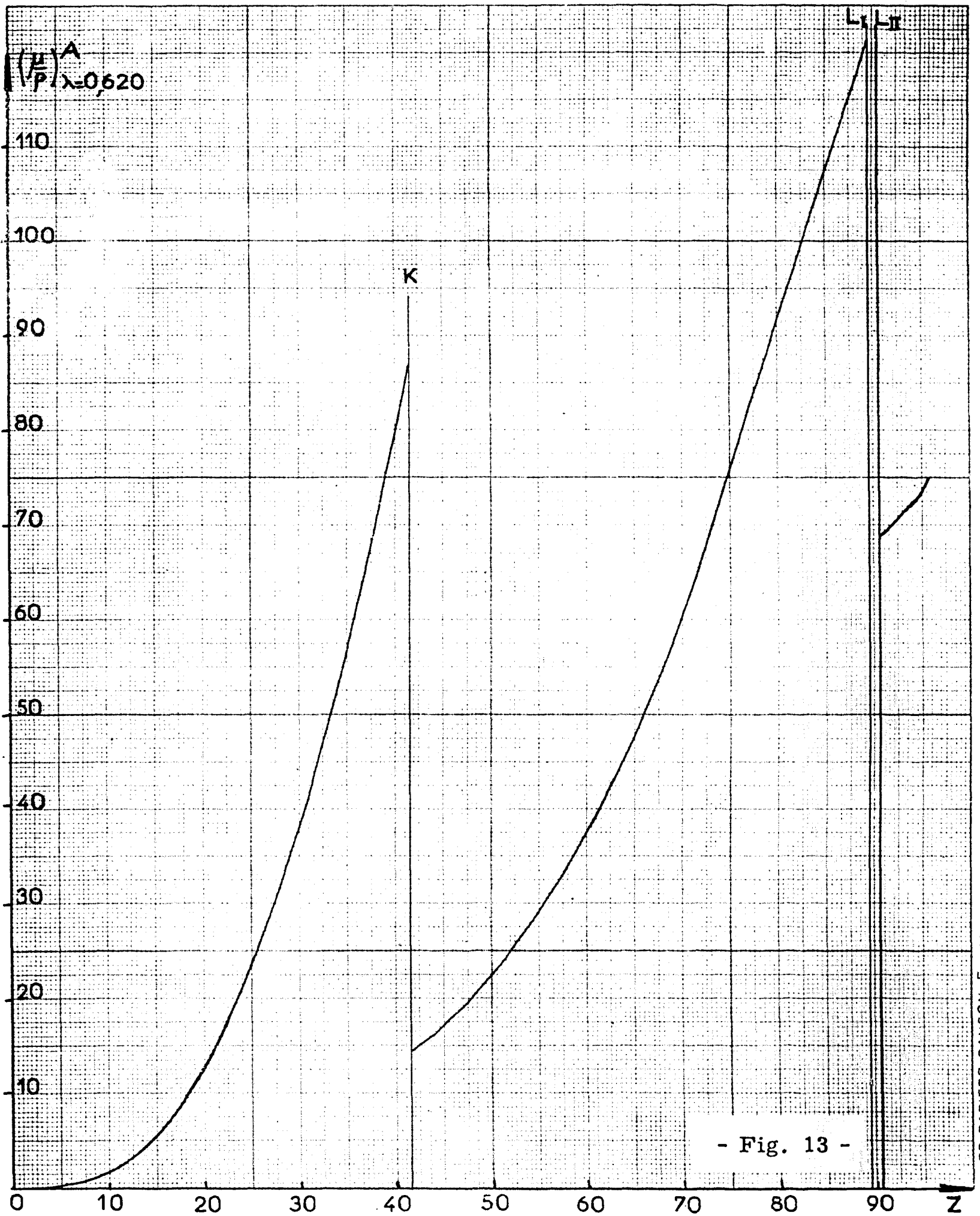
VARIATION AVEC Z DU RAPPORT DE L'EMISSION SECONDAIRE EMERGENTE A L'EMISSION SECONDAIRE PRODUITE



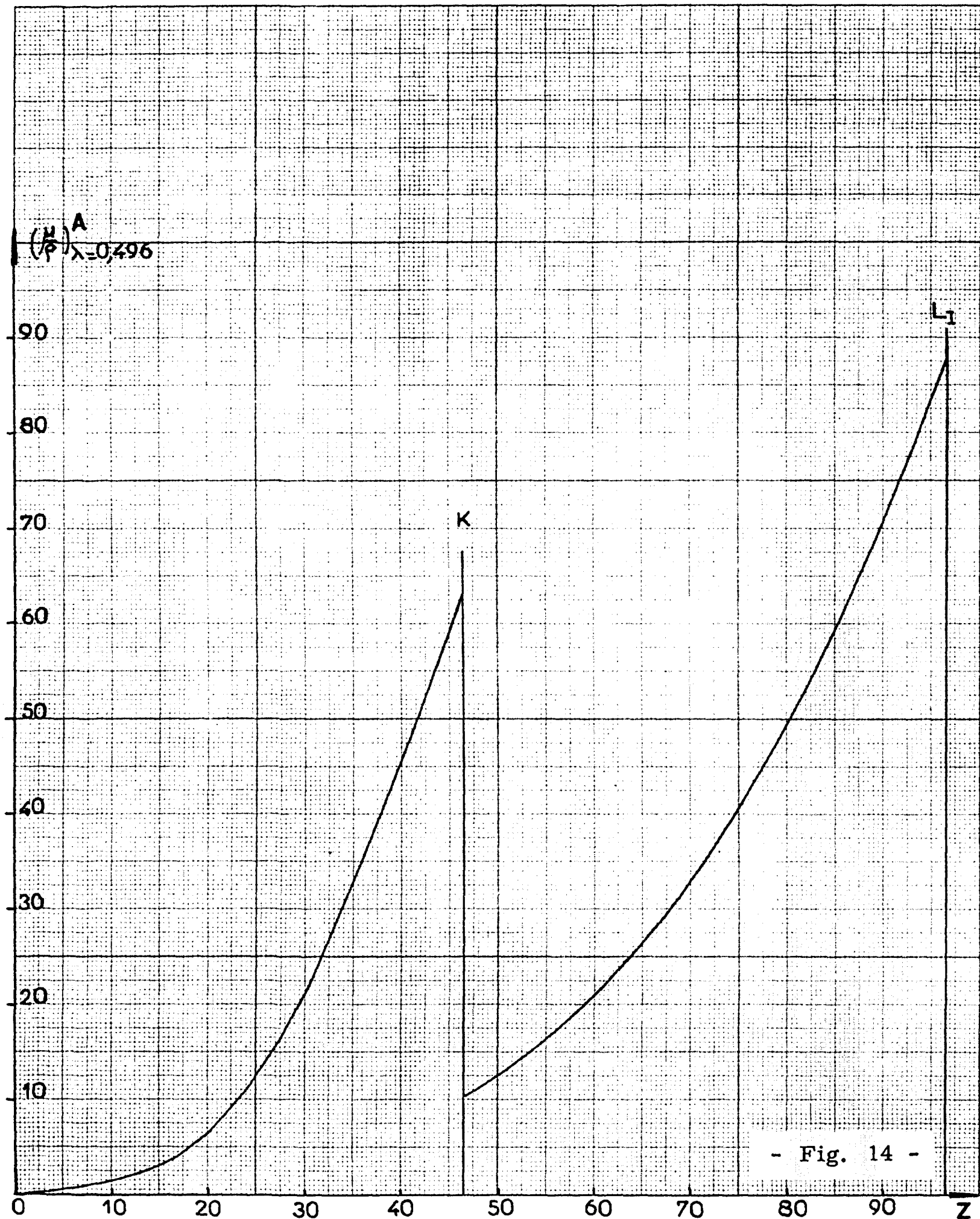
- Fig. 11 -



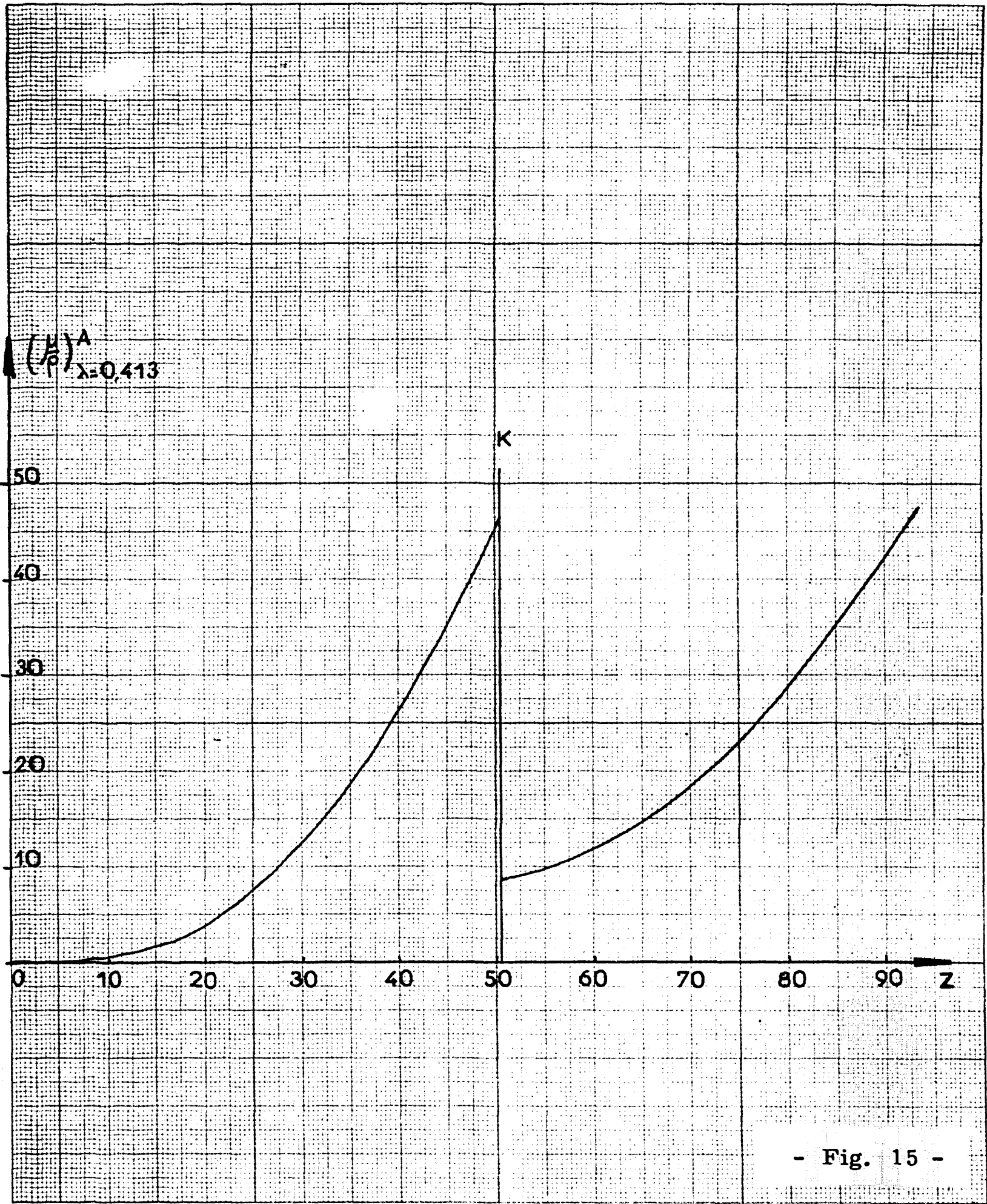
- Fig. 12 -



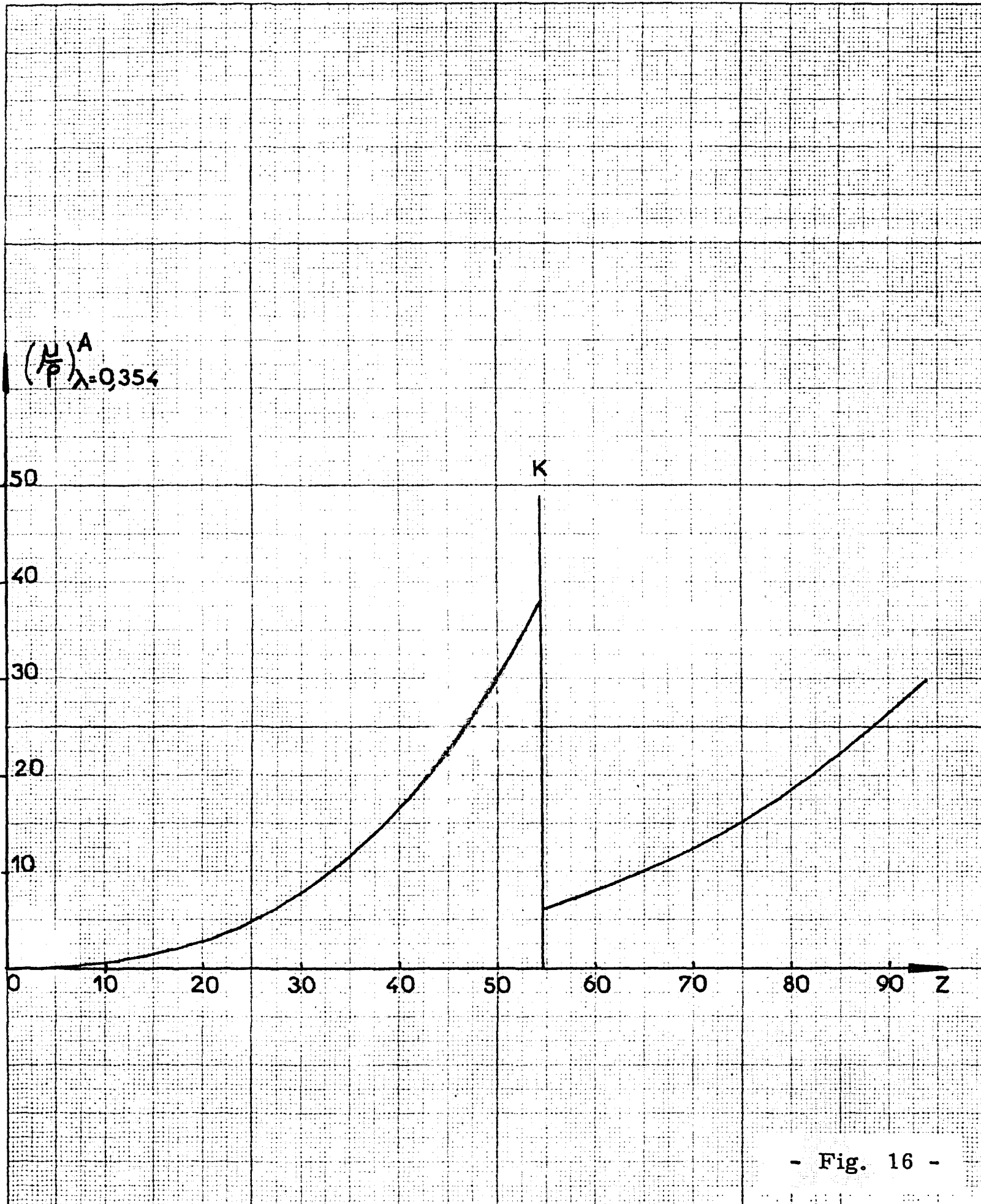
- Fig. 13 -



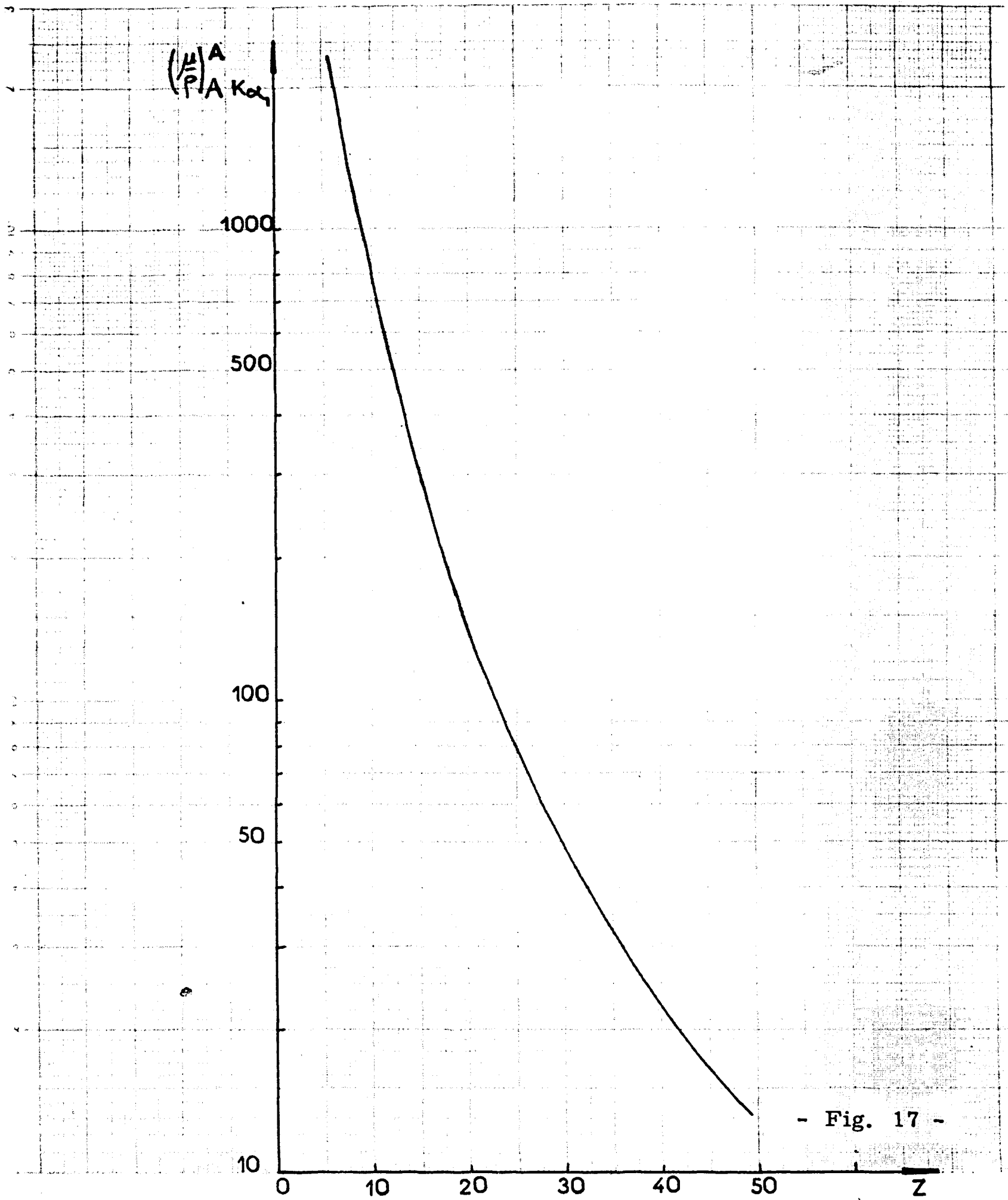
- Fig. 14 -



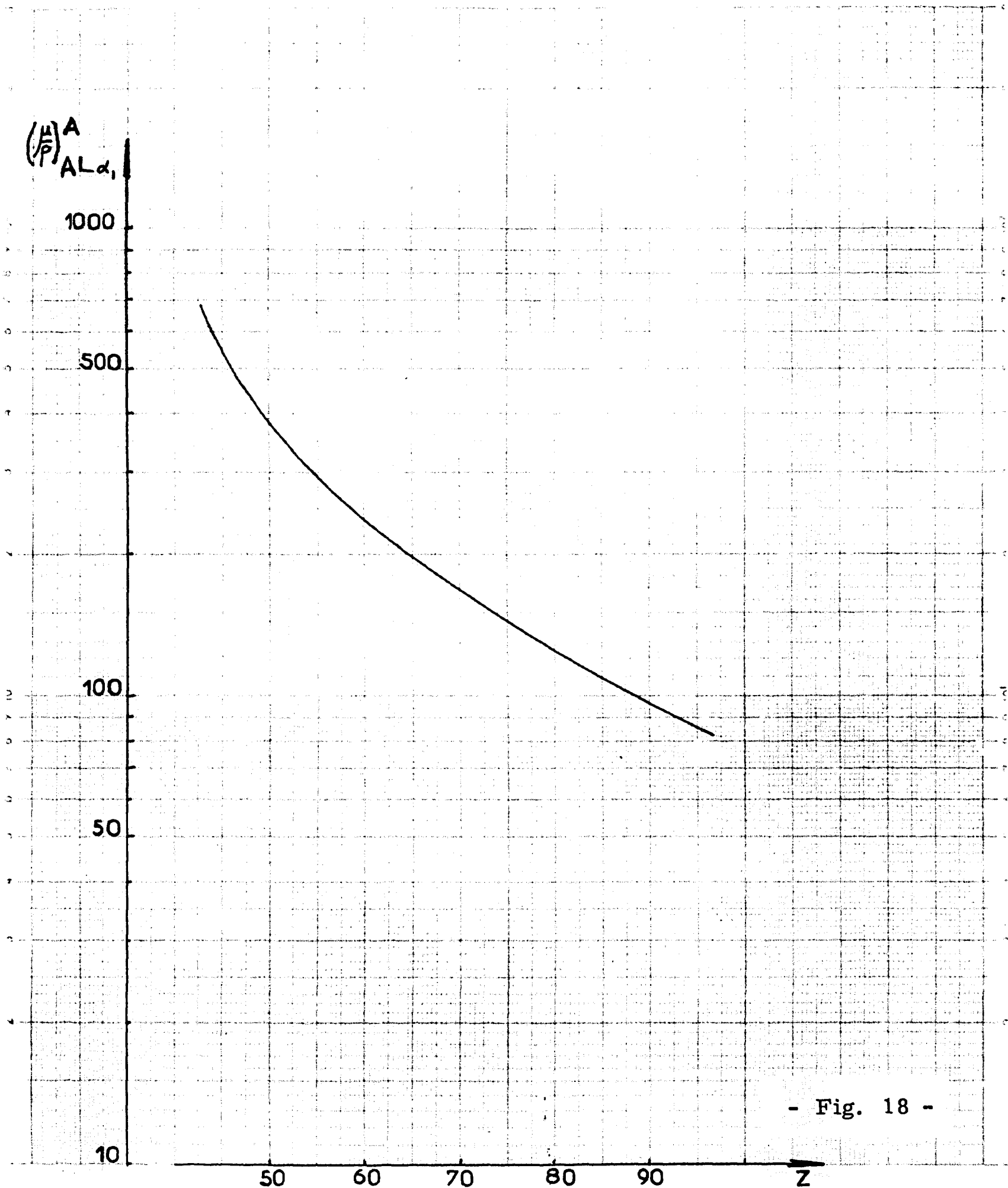
- Fig. 15 -



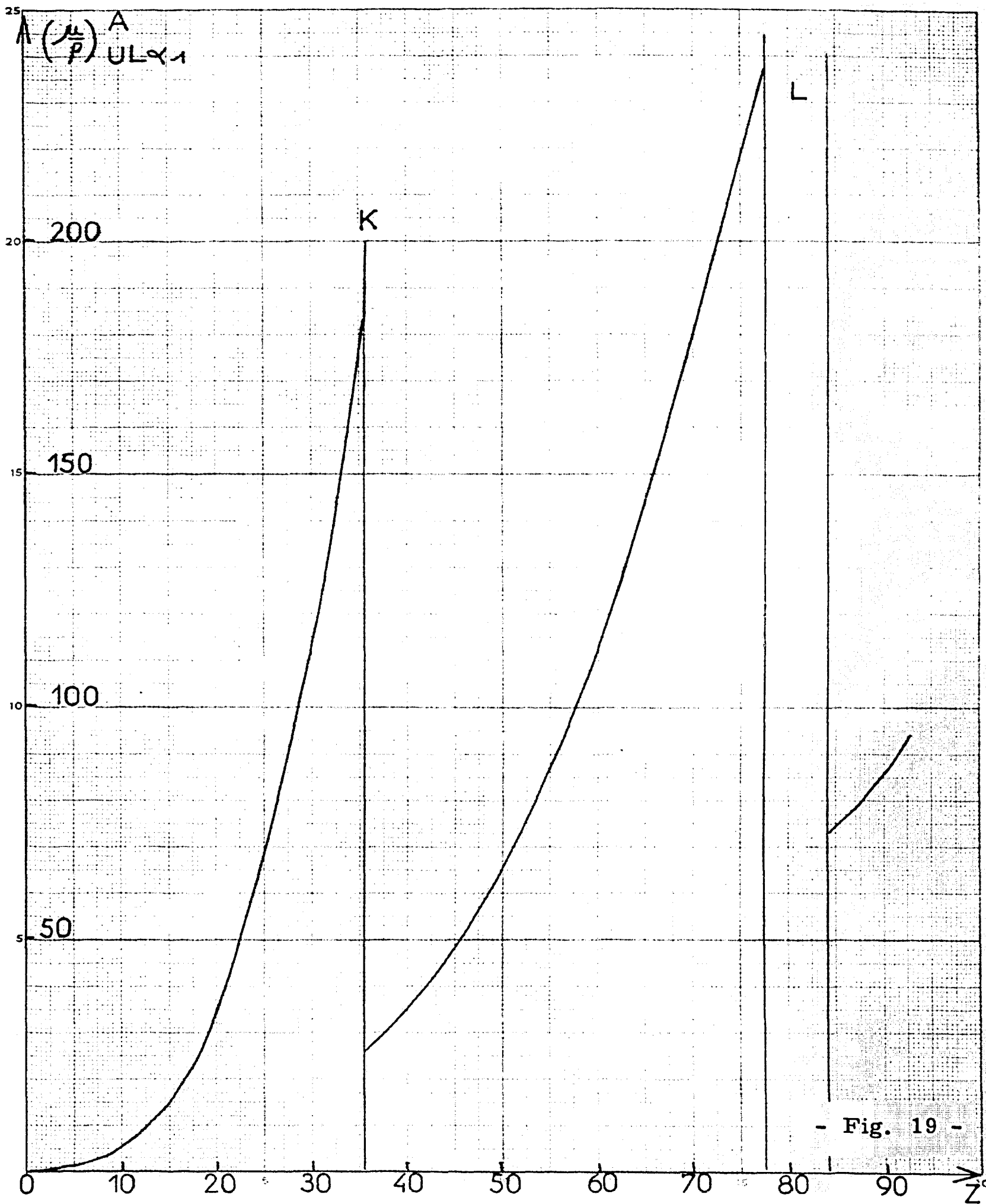
- Fig. 16 -



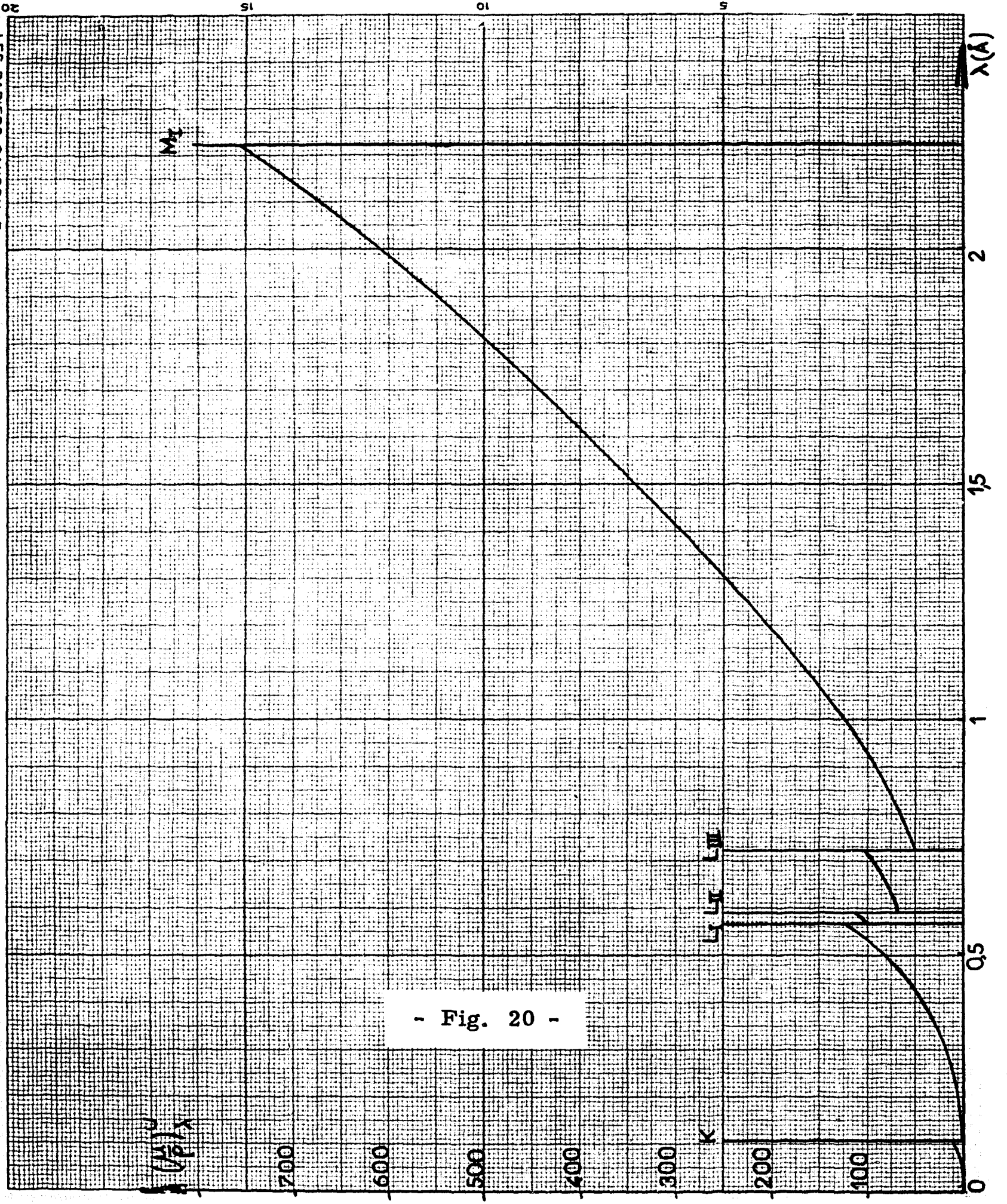
- Fig. 17 -



- Fig. 18 -



- Fig. 19 -



- Fig. 20 -

FIN