

AUTOMATISATION SUR ORDINATEUR DE LA METHODE DES AIRES PARTIELLES DANS L'ANALYSE DES RESONANCES INDUITES PAR LES NEUTRONS "s". II. AVEC TERME D'INTERFERENCE ET EXTENSION DE LA METHODE AU TRAITEMENT DES MULTIRESONANCES (1963)

Sommaire. - Le présent rapport a pour objet l'analyse numérique sur ordinateur I. B. M. 7090 des résonances dues aux neutrons "s" dans les expériences de transmission par temps de vol, la méthode d'analyse utilisée étant la méthode des aires partielles. Dans cette deuxième partie il a été tenu compte du terme d'interférence. On y trouvera une description des aménagements apportés aux programmes et sous-programmes décrits dans la première partie pour déterminer les transmissions interféro-résonnantes à partir des données expérimentales brutes et les aires partielles afférentes. Sont également décrits les programmes et sous-programmes nécessaires au calcul des paramètres caractéristiques des résonances. Le domaine d'application de la méthode a été étendu au traitement simultané de plusieurs résonances groupées n'interférant pas entre elles.

AUTOMATION ON COMPUTER OF THE PARTIAL AREA METHOD IN THE ANALYSIS OF RESONANCES INDUCED BY "s" NEUTRONS. II. WITH AN INTERFERENCE TERM AND EXTENSION OF THE METHOD TO THE TREATMENT OF MULTIRESONANCES (1963)

Summary. - This report deals with the numerical analysis on an I. B. M. 7090 computer of transmission resonances induced by "s" wave neutrons in time of flight experiments. The analysis method used is the partial area one. In this second part the interference term is taken into account. Modifications have been made in the programs and subroutines described in the first part, to determine the resonant transmissions from experimental raw data, and the relating partial areas. Also programs and subroutines are thoroughly described, which estimate the resonance parameters. The field of the partial area method has been extended to cover the case where several resonances have to be treated simultaneously, provided they do not interfere.

**PREMIER MINISTRE
COMMISSARIAT A
L'ÉNERGIE ATOMIQUE**

**AUTOMATISATION SUR ORDINATEUR
DE LA METHODE DES AIRES PARTIELLES
DANS L'ANALYSE DES RESONANCES
INDUITES PAR LES NEUTRONS "S"
II. AVEC TERME D'INTERFERENCE
ET EXTENSION DE LA METHODE
AU TRAITEMENT DES MULTIRESONANCES**

par

G. BIANCHI et C. R. CORGE

Rapport C.E.A. n°2346

1963

**CENTRE D'ETUDES
NUCLÉAIRES DE SACLAY**

Service de Physique Nucléaire à Basse Energie

**AUTOMATISATION SUR ORDINATEUR DE LA METHODE DES AIRES PARTIELLES
DANS L'ANALYSE DES RESONANCES INDUITES PAR LES NEUTRONS "S"**

**II. AVEC TERME D'INTERFERENCE ET EXTENSION DE LA METHODE
AU TRAITEMENT DES MULTIRESONANCES**

par

G. BIANCHI et C.R. CORGE

AUTOMATISATION SUR ORDINATEUR DE LA METHODE DES AIRES PARTIELLES DANS L'ANALYSE DES RESONANCES INDUITES PAR LES NEUTRONS "S"

II. AVEC TERME D'INTERFERENCE ET EXTENSION DE LA METHODE AU TRAITEMENT DES MULTIRESONANCES

I INTRODUCTION

Le présent rapport est le complément en même temps que le prolongement du rapport C.E.A. n° 2156 [1] consacré à l'analyse numérique, sur ordinateur I.B.M. 7090, des résonances dues aux neutrons "s" dans les expériences de temps de vol, la méthode d'analyse étant la méthode des aires partielles, et ce dans l'hypothèse d'un terme d'interférence négligeable. Nous nous proposons ici de présenter les programmes relatifs à l'automatisation de la méthode sur calculateur lorsque le terme d'interférence n'est plus négligeable, en l'étendant de plus à l'analyse des multirésonances, c'est-à-dire au traitement simultané de plusieurs

résonances voisines de familles différentes, telles par exemple les composantes d'un doublet de spins différents. On entend par là exclure de cette étude le cas d'interférence entre niveaux.

La méthode du temps de vol a été décrite dans le précédent rapport, ainsi que l'appareillage utilisé. Nous nous limiterons donc pour commencer au rappel des formules de base en même temps qu'à celui du principe de la méthode des aires partielles.

Le comportement de la section efficace totale $\sigma(x)$ en fonction de l'énergie E des neutrons d'onde incidentes, est bien décrit, lorsque les résonances sont suffisamment séparées, par la formule de Breit et Wigner à un niveau

$$\sigma(x) = \frac{\sigma_0}{1 + x^2} (1 + x \operatorname{tg} K) + \sigma_p \quad (1)$$

dans laquelle on a posé

$$x = \frac{2(E - E_R)}{\Gamma} \quad (2)$$

E_R étant l'énergie de résonance, Γ la largeur totale de la résonance, et où

σ_0 désigne la section efficace totale maximum

σ_p la section efficace de diffusion potentielle

K le double du déphasage de l'amplitude potentielle.

Dans l'hypothèse où l'on peut faire l'approximation

$$\sin^2 \frac{K}{2} \approx \frac{K^2}{4} \quad (3)$$

on a la relation

$$K = 1, 2395 \cdot 10^{-3} (\sigma_p E)^{1/2} \quad (4)$$

Les conditions de validité de la relation (1) permettent de considérer le déphasage K comme constant sur l'intervalle d'une résonance [2] , de sorte que l'on peut écrire aussi bien

$$K = 1, 2395 \cdot 10^{-3} (\sigma_p E_R)^{1/2} \quad (5)$$

σ_p étant exprimé en barns et E_R en électron-volts.

En appelant T_p la transmission potentielle correspondant à σ_p , on peut poser

$$T_{IR} = T/T_p \quad (6)$$

et, compte tenu de l'élargissement Döppler et de l'effet de résolution, la transmission T_{IR} est donnée par l'expression

$$T_{IR}(n\sigma_0, \beta, \varphi, K, x) = \frac{1}{\varphi\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp[-n\sigma_0(\psi(\beta, x') + \Phi(\beta, x') \operatorname{tg} K)] \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(x'-x)^2}{\varphi^2}\right] dx' \quad (7)$$

dans laquelle on a utilisé les notations suivantes

n représente le nombre de noyaux par cm^2 de surface d'échantillon placé perpendiculairement au faisceau.

$\varphi = \frac{R}{f}$ caractérise la fonction de résolution de largeur R à $e^{-1/2}$ du maximum.

$\beta = \frac{2\Delta}{f}$ caractérise l'effet Döppler dont la largeur Δ tient compte de la température effective.

$$\psi(\beta, x') = \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1+y^2} \exp\left[-\frac{(x'-y)^2}{\beta^2}\right] dy \quad (8)$$

$$\Phi(\beta, x') = \frac{1}{\beta\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{y}{1+y^2} \exp\left[-\frac{(x'-y)^2}{\beta^2}\right] dy \quad (9)$$

Notons qu'à partir des relations (8) et (9) il est aisé de montrer que la fonction Φ vérifie l'équation aux dérivées partielles

$$\Phi(\beta, x') = \frac{1}{2} \beta^2 \frac{d\psi}{dx'} + x' \psi(\beta, x') \quad (10)$$

Ceci étant, l'aire partielle mesurée entre la courbe de transmission T_{IR} et la droite d'ordonnée unité, comprise entre deux verticales d'abscisses $-\alpha_1$ et α_2 définies par

$$\alpha_1 = \left| \frac{E_1 - E_R}{\Delta} \right| \quad \alpha_2 = \left| \frac{E_2 - E_R}{\Delta} \right| \quad (11)$$

s'écrit

$$\frac{1}{\Delta} A_{IR}(n\sigma_0, \beta, \alpha, \varphi, K) = \frac{1}{\beta} \int_{-\alpha\beta}^{\alpha_2\beta} [1 - T_{IR}(n\sigma_0, \beta, \varphi, K, x)] dx \quad (12)$$

avec $\alpha = (\alpha_1, \alpha_2)$.

La méthode des aires partielles consiste alors à déterminer les paramètres caractéristiques de la résonance considérée, par la résolution d'un système surabondant de m équations du type

$$\frac{1}{\Delta} A_{IR}(n_m\sigma_0, \beta, \alpha_m, \varphi, K) = \frac{1}{\Delta} A_{IR}^{exp} \quad (13)$$

où les seconds membres sont les aires expérimentales résultant des mesures. Le choix de la solution optimum se fait par une méthode de moindres carrés.

Il convient de remarquer que le rapport précédent ne faisait intervenir que des limites α_1 et α_2 en fait égales entre elles. Nous

verrons plus loin pour quelles raisons nous avons abandonné cette restriction. Cette optique nous a conduits à modifier quelque peu les programmes de traitement des données expérimentales pour l'obtention des aires expérimentales, et de leurs erreurs. Avec elle, l'extension de la méthode au cas des multirésonances nous a par ailleurs contraints à une refonte complète des programmes qui avaient été étudiés par le Service de Calcul Electronique, et dans ce but nous reprendrons sous une forme plus généralisée les relations de base rappelées ci-dessus.

II TRAITEMENT NUMERIQUE DES DONNEES EXPERIMENTALES BRUTES*

Il s'agit tout d'abord de calculer les aires partielles qui figurent au second membre de la relation (13) ci-dessus, à partir des données expérimentales telles qu'elles sont fournies par les appareils de mesure. Pour la plus grande part, les programmes nécessaires sont identiques à ceux décrits dans [1] . En particulier, les programmes relatifs à la correction de temps mort et à la détermination de la loi du bruit de fond demeurent pratiquement inchangés.

Les données sont fournies comme précédemment sur bande perforée à cinq canaux en code international n°2, et transcrites sur cartes perforées.

* voir remarque en appendice.

En revanche la partie du programme relative au calcul de la transmission et des aires partielles doit subir quelques modifications dont la description fait l'objet des paragraphes ci-après.

II.1. Détermination de la ligne de référence

La méthode des aires partielles fait intervenir la transmission T_{IR} définie en (7). Celle-ci est théoriquement donnée dans un canal en temps d'adresse i , par

$$(T_{IR})_i = \frac{T_i}{T_p} \quad (14)$$

où T_i désigne la transmission totale dans ce canal, et T_p la transmission potentielle.

Mais lorsqu'il s'agit effectivement d'un spectre expérimental on doit tenir compte de la présence des résonances autres que celles en cours d'analyse, de sorte que l'on écrit

$$(T_{IR})_i = \frac{T_i}{(T_{pA})_i} \quad (15)$$

avec

$$(T_{pA})_i = (T_A)_i \cdot T_p \quad (16)$$

$(T_A)_1$ rendant compte justement de la contribution due aux ailes des autres résonances.

Hors résonances on doit avoir $(T_{IR})_1 = 1$

Si les circonstances sont heureuses la courbe de transmission présente des régions vides de résonances, à partir desquelles on reconstruit la ligne de référence. Quand il n'en est pas ainsi il faut essayer de la situer le plus exactement possible. Sa faible courbure permet de l'assimiler, sur l'intervalle des résonances soumises à une analyse simultanée, à la fonction linéaire en énergie définie par son développement en série de Taylor arrêté au premier ordre. Il s'agit donc de déterminer deux points de passage de cette fonction. Pour cela considérons deux points d'abscisses E_1 et E_2 , et limitons-nous pour la simplicité du raisonnement à une seule résonance (voir figure 1).

Posons

$$\varepsilon' = E_R - E_1 \quad (17)$$

$$\varepsilon = E_2 - E_R$$

On peut écrire avec $x_\varepsilon = 2\varepsilon/\Gamma$, $x_{\varepsilon'} = 2\varepsilon'/\Gamma$

$$\sigma(x_\varepsilon) = \sigma_0 \left[\psi(\beta, x_\varepsilon) + \bar{\Phi}(\beta, x_\varepsilon) \operatorname{tg} K \right] + \sigma_{pA}(x_\varepsilon) \quad (18)$$

$$\sigma(-x_{\epsilon'}) = \sigma_0 [\psi(\beta, -x_{\epsilon'}) + \bar{\Phi}(\beta, -x_{\epsilon'}) \operatorname{tg} K] + \sigma_{PA}(-x_{\epsilon'}) \quad (19)$$

σ_{PA} étant la section efficace hors de la résonance.

Si les points d'abscisses E_1 et E_2 sont pris suffisamment éloignés de E_R , on peut prendre les fonctions ψ et $\bar{\Phi}$ sous la forme de leurs développements asymptotiques

$$\psi(\beta, x_{\epsilon}) = \frac{1}{1+x_{\epsilon}^2} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\beta^2}{x_{\epsilon}^2}\right) = \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2+4\epsilon^2} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon^2}\right) \quad (20)$$

$$\psi(\beta, -x_{\epsilon'}) = \frac{1}{1+x_{\epsilon'}^2} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\beta^2}{x_{\epsilon'}^2}\right) = \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2+4\epsilon'^2} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon'^2}\right) \quad (21)$$

$$\bar{\Psi}(\beta, x_{\epsilon}) = \frac{x_{\epsilon}}{1+x_{\epsilon}^2} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\beta^2}{x_{\epsilon}^2}\right) = \frac{2\epsilon\Gamma}{\Gamma^2+4\epsilon^2} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon^2}\right) \quad (22)$$

$$\bar{\Phi}(\beta, -x_{\epsilon'}) = -\frac{x_{\epsilon'}}{1+x_{\epsilon'}^2} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\beta^2}{x_{\epsilon'}^2}\right) = -\frac{2\epsilon'\Gamma}{\Gamma^2+4\epsilon'^2} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon'^2}\right) \quad (23)$$

Dans ces conditions

$$\sigma(E_2) = \frac{\sigma_0 \Gamma^2}{\Gamma^2+4\epsilon^2} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon^2} + \frac{2\epsilon}{\Gamma} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon^2}\right) \operatorname{tg} K\right] + \sigma_{PA}(E_2) \quad (24)$$

soit pour la transmission en E_2

$$T(E_2) = T_{pA}(E_2) \exp \left\{ \frac{n\sigma_0 \Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\epsilon^2} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon^2} + \frac{2\epsilon}{\Gamma} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon^2} \right) \operatorname{tg} \kappa \right] \right\} \quad (25)$$

d'où $T_{pA}(E_2)$.

De la même façon

$$T_{pA}(E_1) = T(E_1) \exp \left\{ \frac{n\sigma_0 \Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\epsilon^2} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon^2} - \frac{2\epsilon}{\Gamma} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon^2} \right) \operatorname{tg} \kappa \right] \right\} \quad (26)$$

Ceci étant, on pourra écrire dans le canal 1

$$(T_{pA})_1 = \frac{T_{pA}(E_2) - T_{pA}(E_1)}{\epsilon + \epsilon'} E_1 - \frac{E_1 T_{pA}(E_2) - E_2 T_{pA}(E_1)}{\epsilon + \epsilon'} \quad (27)$$

où E_1 désigne l'énergie nominale du canal 1.

En fait les points d'abscisses E_1 , E_2 sont entachés d'erreur quant à leurs ordonnées, et un tel calcul n'aurait aucune signification si l'on ne prenait pas au préalable la précaution de lisser la courbe de transmission dans la région où ces points sont choisis. Pour ce faire on assimilera la courbe de transmission dans ces régions à une droite dont les coefficients seront déterminés par une méthode de moindres carrés.

Le sous-programme de lissage, nommé le sous-programme SPAT, est en tous points inspiré du sous-programme SPA [1]. La figure 2 en représente l'organigramme.

Les notations utilisées sont les suivantes.

NZPO : nombre de nuages de points servant à déterminer la droite

ISPA1 } numéros des canaux qui délimitent les nuages de
ISPA2 } points

AO, A1 : coefficients de la droite.

En ce qui concerne le calcul d'erreur on peut considérer les quantités ε' et ε comme exactes. Mais il en est tout autrement des quantités $T(E_2)$ et $T(E_1)$ qui sont entachées des erreurs inhérentes à la détermination des droites de régression sur les ailes. On connaît ces erreurs. Leurs valeurs se calculent à partir d'éléments fournis par le sous-programme SPAT. Par ailleurs la question se pose de savoir dans quelle mesure l'estimation de T_{PA} est sensible aux différents paramètres qui interviennent dans son calcul.

L'expérience montre que le produit $n\sigma_0\Gamma$ est pratiquement constant sur une plage relativement importante dans les conditions expérimentales de résolution et d'effet Doppler où nous nous trouvons. En posant donc $n\sigma_0\Gamma = A$ on a

$$\frac{\partial T_{pA}(E_2)}{\partial \Gamma} = T_{pA}(E_2) \frac{A}{\Gamma^2 + 4\varepsilon^2} \left\{ 1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\varepsilon^2} - \frac{2\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\varepsilon^2} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\varepsilon^2} + \frac{2\varepsilon}{\Gamma} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{\varepsilon^2} \right) \operatorname{tg} K \right] \right\} \quad (28)$$

soit, pour l'erreur imputable à une mauvaise estimation de Γ , en se limitant au premier ordre en $\frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + 4\varepsilon^2}$

$$\frac{\delta_{\Gamma} T_{pA}(E_2)}{T_{pA}(E_2)} \approx \frac{\delta \Gamma}{\Gamma} \cdot \frac{n\sigma_0}{1 + \frac{4\varepsilon^2}{\Gamma^2}} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\varepsilon^2}\right) \quad (29)$$

On obtiendrait de même

$$\frac{\delta_{\Gamma} T_{pA}(E_1)}{T_{pA}(E_1)} \approx \frac{\delta \Gamma}{\Gamma} \cdot \frac{n\sigma_0}{1 + \frac{4\varepsilon'^2}{\Gamma^2}} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\varepsilon'^2}\right) \quad (30)$$

Les expressions (29) et (30) montrent qu'en prenant $\varepsilon > 10\Gamma$ et $\varepsilon' > 10\Gamma$ on peut rester au-dessous du pour-cent sur chaque point obligé.

On peut majorer les erreurs (29) et (30) en remarquant que $\delta\Gamma = \Gamma_{\text{exp}} - \Gamma$ et que $\Gamma_{\text{exp}} > \Gamma$.

$$\frac{\delta_{\Gamma} T_{pA}(E_2)}{T_{pA}(E_2)} \leq (\Gamma_{\text{exp}} - \Gamma) \frac{n\sigma_0 \Gamma_{\text{exp}}}{4\varepsilon^2} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\varepsilon^2}\right) \quad (31)$$

Mais on peut écrire

$$\Gamma_{\text{exp}} - \Gamma < \Gamma_{\text{exp}} - 0,62\Gamma \quad (32)$$

ce qui d'après la relation (93) de [1] donne

$$\Gamma_{\text{exp}} - \Gamma < 1,66 \Delta \quad (33)$$

donc

$$\frac{\delta_{\Gamma} T_{\text{pA}}(E_2)}{T_{\text{pA}}(E_2)} \leq 0,415 \frac{n\sigma_0 \Gamma_{\text{exp}}}{\epsilon^2} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon^2}\right) \Delta \quad (34)$$

et

$$\frac{\delta_{\Gamma} T_{\text{pA}}(E_1)}{T_{\text{pA}}(E_1)} \leq 0,415 \frac{n\sigma_0 \Gamma_{\text{exp}}}{\epsilon^2} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon^2}\right) \Delta \quad (35)$$

Au total on peut donc admettre pour borne supérieure de l'erreur sur $T_{\text{pA}}(E_2)$

$$\begin{aligned} \delta T_{\text{pA}}(E_2) = & \left[\exp \left\{ \frac{2n\sigma_0 \Gamma_{\text{exp}}^2}{\Gamma_{\text{exp}}^2 + 4\epsilon^2} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon^2} + \frac{2\epsilon}{\Gamma_{\text{exp}}} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon^2}\right) \text{tgK} \right] \right\} \delta T^2(E_2) + \dots \right. \\ & \left. + 0,17 \left(\frac{n\sigma_0 \Gamma_{\text{exp}}}{\epsilon^2} \right)^2 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon^2}\right)^2 \Delta^2 T_{\text{pA}}^2(E_2) \right]^{1/2} \quad (36) \end{aligned}$$

De même sur $T_{pA}(E_1)$

$$\delta T_{pA}(E_1) = \left[\exp \left\{ \frac{2n\sigma_0 \Gamma_{\text{exp}}^2}{\Gamma_{\text{exp}}^2 + 4 \epsilon'^2} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon'^2} - \frac{2\epsilon'}{\Gamma_{\text{exp}}} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon'^2} \right) \text{tgK} \right] \right\} \delta T^2(E_1) + \right. \\ \left. + 0,17 \left(\frac{n\sigma_0 \Gamma_{\text{exp}}}{\epsilon'^2} \right)^2 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta^2}{\epsilon'^2} \right)^2 \Delta^2 T_{pA}^2(E_1) \right]^{1/2} \quad (37)$$

On affectera systématiquement tous les $(T_{pA})_1$ de l'erreur maximum qui entache les points obligés encadrants. Il serait illusoire de procéder autrement

$$(\delta T_{pA})_1 = \max(\delta T_{pA}(E_2), \delta T_{pA}(E_1)) \quad (38)$$

Remarquons qu'il n'est pas nécessaire de connaître exactement l'attribution isotopique de la résonance. Dans la pratique il suffit de connaître le produit $(n\sigma_0)_{\text{exp}}$ qui n'en dépend pas, et dans lequel on peut prendre pour n celui relatif au mélange naturel. Il est heureux qu'il en soit ainsi car cela permet de déterminer plus simplement la ligne de référence pour un ensemble de plusieurs résonances groupées.

Pour cela considérons encore deux points d'abscisses E_1 et E_2

encadrant le groupe et posons

$$\begin{aligned}\epsilon'_k &= E_{R_k} - E_1 \\ \epsilon_k &= E_2 - E_{R_k}\end{aligned}\tag{39}$$

l'indice k repérant les résonances.

On aura

$$T_{PA}(E_2) = T(E_2) \exp \left\{ \sum_{k=1}^{k_{\max}} \frac{(\sigma_0)_k \Gamma_k^2}{\Gamma_k^2 + 4\epsilon_k^2} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta_k^2}{\epsilon_k^2} + \frac{2\epsilon_k}{\Gamma_k} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta_k^2}{\epsilon_k^2} \right) \operatorname{tg} K_{k_{\max}} \right] \right\}\tag{40}$$

De même

$$T_{PA}(E_1) = T(E_1) \exp \left\{ \sum_{k=1}^{k_{\max}} \frac{(\sigma_0)_k \Gamma_k^2}{\Gamma_k^2 + 4\epsilon_k'^2} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta_k^2}{\epsilon_k'^2} - \frac{2\epsilon_k'}{\Gamma_k} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta_k^2}{\epsilon_k'^2} \right) \operatorname{tg} K_1 \right] \right\}\tag{41}$$

Il s'agit partout de paramètres expérimentaux.

Les erreurs s'obtiennent en généralisant (38)

$$(\delta T_{PA})_1 = \max(\delta T_{PA}(E_2), \delta T_{PA}(E_1))\tag{42}$$

avec

$$\delta T_{pA}(E_2) = \left[\exp \left\{ 2 \sum_{k=1}^{kmax} \frac{(\sigma_o)_k \Gamma_k^2}{\Gamma_k^2 + 4 \epsilon_k^2} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta_k^2}{\epsilon_k^2} + \frac{2 \epsilon_k}{\Gamma_k} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta_k^2}{\epsilon_k^2} \right) \operatorname{tg} K_{kmax} \right] \right\} \delta T^2(E_2) \right. \\ \left. + 0,17 \sum_{k=1}^{kmax} \left(\frac{(\sigma_o)_k \Gamma_k}{\epsilon_k} \right)^2 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta_k^2}{\epsilon_k^2} \right)^2 \Delta_{kPA}^2(E_1) \right]^{1/2} \quad (43)$$

$$\delta T_{pA}(E_1) = \left[\exp \left\{ 2 \sum_{k=1}^{kmax} \frac{(\sigma_o)_k \Gamma_k^2}{\Gamma_k^2 + 4 \epsilon_k^2} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta_k^2}{\epsilon_k^2} - \frac{2 \epsilon_k}{\Gamma_k} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\Delta_k^2}{\epsilon_k^2} \right) \operatorname{tg} K_1 \right] \right\} \delta T^2(E_1) \right. \\ \left. + 0,17 \sum_{k=1}^{kmax} \left(\frac{(\sigma_o)_k \Gamma_k}{\epsilon_k} \right)^2 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\Delta_k^2}{\epsilon_k^2} \right)^2 \Delta_{kPA}^2(E_1) \right]^{1/2} \quad (44)$$

la ligne de référence étant définie dans le canal i par

$$(T_{pA})_i = \frac{T_{pA}(E_2) - T_{pA}(E_1)}{E_2 - E_1} E_1 - \frac{E_1 T_{pA}(E_2) - E_2 T_{pA}(E_1)}{E_2 - E_1} \quad (45)$$

Les calculs impliqués dans la relation ci-dessus sont exécutés dans le sous-programme TPSA qui détermine donc la ligne de référence

en faisant appel au sous-programme SPAT, déjà décrit, pour lisser les ailes extérieures au groupe de résonances considérées. La figure 3 représente l'organigramme du sous-programme TPSA. On y a posé

$$\begin{aligned} \text{TC1} & : T(E_1) \\ \text{DELTC1} & : \delta T^2(E_1) \\ \text{TC2} & : T(E_2) \\ \text{DELTC2} & : \delta T^2(E_2) \\ \text{TPA1} & : \frac{T_{\text{pA}}(E_2) - T_{\text{pA}}(E_1)}{E_2 - E_1} \\ \text{TPAO} & : \frac{E_1 \cdot T_{\text{pA}}(E_2) - E_2 T_{\text{pA}}(E_1)}{E_2 - E_1} \\ \text{DELTPA} & : \delta T_{\text{pA}} \end{aligned}$$

II.2. Détermination des paramètres expérimentaux

Il s'agit de déterminer au mieux les valeurs expérimentales $(E_R)_{\text{exp}}$, Γ_{exp} et $(\sigma_o)_{\text{exp}}$. En ce qui concerne cette dernière nous prendrons tout simplement

$$(\sigma_o)_{\text{exp}} = - \frac{1}{n} \log \left[(T_{\text{IR}})_{\text{min}} \right]_{\text{exp}} \quad (46)$$

Il faut toutefois prendre soin de se limiter à des $(T_{IR})_{\min}$ pas trop petits pour avoir suffisamment de précision sur $(\sigma_o)_{\exp}$. 0,3 semble une valeur minimum raisonnable.

La relation (46) implique la connaissance du minimum de transmission ce qui exige une interpolation entre les points expérimentaux. Une telle interpolation est également nécessaire pour le calcul de Γ_{\exp} . Elle sera faite après avoir procédé au préalable à un lissage des points expérimentaux en polynômes de Legendre sur une région définie de façon analogue à celle définie pour le calcul des aires (cf [1]), c'est-à-dire limitée de part et d'autre de E_R soit par la présence d'une résonance voisine rapprochée, soit par un point expérimental chuté, soit enfin par le fait que le nombre maximum de 20 points est atteint. Précisons que le critère du point expérimental chuté n'intervient désormais que très rarement depuis la mise en service de nouveaux appareillages.

Le calcul des coefficients du développement se fait à l'aide du sous-programme ADELIS inspiré du sous-programme décrit dans [3] et dont la figure 4 donne l'organigramme. Les arguments de ce sous-programme sont désignés par les notations suivantes :

M1 : ordre du développement

IP : nombre total de points expérimentaux

U : bloc des abscisses

F : bloc des ordonnées expérimentales

A : bloc des coefficients du développement.

La détermination du minimum de transmission elle-même se fait par une méthode d'approximations successives dans le sous-programme TRMIN (figures 5, 6, 7, 8) qui calcule par ailleurs Γ_{exp} . En fait ce sous-programme fait plus que cela puisqu'il calcule aussi les largeurs à f de la profondeur [4] dont nous ne parlerons pas ici, sauf dans la mesure où f prend la valeur particulière correspondant à Γ_{exp} (voir figure 9)

$$f = \frac{\sqrt{(T_{\text{IR}})_{\text{min}} - (T_{\text{IR}})_{\text{min}}}}{1 - (T_{\text{IR}})_{\text{min}}} \quad (47)$$

Le calcul s'effectuera en deux étapes, chacune d'elles se rapportant à la détermination de l'une des deux énergies E_1^i ou E_2^i telles que

$$T_{\text{IR}}(E_i^i) = \sqrt{(T_{\text{IR}})_{\text{min}}} \quad i=1,2 \quad (48)$$

Toutefois il se pourrait que la relation (48) n'admette qu'une seule solution significative. Tel serait le cas si la présence d'une résonance très voisine empêchait la transmission de remonter à la valeur du second membre. On prendrait alors

$$\Gamma_{\text{exp}} = 2\Gamma_1 \quad \text{ou} \quad 2\Gamma_2 \quad (49)$$

Pour le savoir le programme imprimera Γ_1 , Γ_2 et Γ_{exp} .

Il se pourrait aussi que la valeur de f définie par (47) conduise à considérer des valeurs de T situées en dehors de la zone de lissage. Dans ce cas le programme imprimera un message libellé de la façon suivante " Γ_{exp} à prendre sur un autre écran".

Si $(T_{\text{IR}})_{\text{min}}$ se révélait trop petit pour que le calcul de Γ_{exp} ait un sens, en particulier s'il était nul, le calcul serait déclaré impossible.

Enfin si malencontreusement $(T_{\text{IR}})_{\text{min}}$ se trouvait être légèrement négatif, ce qui serait probablement la conséquence d'une normalisation incorrecte, le programme l'indiquerait en annonçant "pas d'analyse de cette résonance".

Pour toutes ces raisons le programme identifie d'abord les valeurs expérimentales entre lesquelles se situe $\sqrt{(T_{\text{IR}})_{\text{min}}}$, puis cherche à l'encadrer de plus en plus finement le long de la courbe lissée jusqu'à ce que soit satisfait le critère de précision choisi. Il procède alors au calcul des énergies E_1' et E_2' .

II.3. Aménagement de la partie du programme principal relative au calcul des aires

Les figures 10, 11, 12, 13 reprennent le diagramme général et les organigrammes relatifs au calcul des aires expérimentales. Le principe en est demeuré le même, à cela près que désormais on

peut calculer la ligne de référence pour un ensemble de résonance groupées. A ce sujet il faut remarquer que d'après le paragraphe II.1. la détermination de la ligne de référence implique la connaissance des valeurs expérimentales des paramètres alors qu'au paragraphe II.2. le calcul de ces mêmes valeurs se fait à partir des transmissions T_{IR} accessibles seulement si la ligne de référence a été placée. Cet état de chose conduit à l'utilisation d'un processus itératif dans la première étape duquel on déterminera une première ligne de référence à partir des valeurs expérimentales déduites de la courbe de transmission totale.

Au cours des itérations successives la ligne de référence doit tendre vers l'horizontale d'ordonnée unité. Si l'on écrit la relation (45) sous la forme

$$(T_{PA})_1 = T_{PA_1} \cdot E_1 - T_{PA_0} \quad (50)$$

on aura à la limite

$$\lim T_{PA_1} = 0 \quad (51)$$

$$\lim T_{PA_0} = -1 \quad (52)$$

et cela permet de définir des critères d'arrêt. Dans la pratique la convergence est très rapide,

C'est l'indice ITPA qui indiquera si le programme doit effectuer la mise en place de la ligne de référence. Si sa valeur est nulle, le programme n'aura pas à le faire, mais toute autre valeur entière positive précisera le nombre de résonances groupées, intéressées par cette ligne.

Ainsi donc si ITPA n'est pas nul, on commencera par définir les bornes de l'intervalle sur lequel on doit lisser chaque résonance du groupe. Ces bornes sont fixées soit par la présence malencontreuse d'un point aberrant, soit par celle éventuelle de la résonance voisine, soit enfin parce que l'intervalle couvre vingt points. Ceci étant, on procédera au transfert des T dans les T_{IR} et on calculera les valeurs expérimentales qui en découlent, $(E_R)_{exp}$, $(\sigma_o)_{exp}$, Γ_{exp} , pour chacune des résonances. Puis on déterminera la ligne de référence et l'on en déduira les nouveaux T_{IR} qui en résultent. Comme il a été dit plus haut l'arrêt du processus se fera sur des critères reflétant les relations (51) et (52). Il est alors possible d'effectuer le calcul des vraies valeurs expérimentales.

En ce qui concerne le calcul des aires expérimentales, il suffit comme précédemment d'indiquer le ou les canaux de centrage de chaque résonance. Le programme procédera alors à partir de l'aire centrale correspondante par additions successives d'aires latérales correspondant à l'adjonction répétée de canaux adjacents pris de part et d'autre ou d'un seul côté, tant qu'il ne sera pas arrêté par le fait que la transmission atteint 0,9 ou que dans l'un

des derniers canaux ajoutés elle est inférieure à celle du canal précédent, au-delà des limites que permettent les barres d'erreur..

Nous avons utilisé les notations suivantes :

- NIR : numéro d'ordre de l'intervalle I_R de la résonance considérée, pris parmi NIRE intervalles de cette nature,
- TEF : température effective de l'échantillon,
- PA : poids atomique de l'élément naturel étudié,
- T1, T2, T3, T4, T5, T6 : caractéristiques des impulsions de neutrons, de la forme des canaux en temps et du jitter,
- ITPA : indice de détermination de la ligne de référence décomptant éventuellement les résonances concernées par une même détermination,
- IRRA(K), IRRB(K) : bornes de l'intervalle $I_R(K)$ relatif à la résonance K ,
- NN(K) : nombres d'essais relatifs à des isotopes différents pour la résonance K,
- BAR(K,I) : nombre de noyaux exposés au faisceau par cm^2 de l'isotope effectif ou hypothétique responsable de la résonance K en cours d'analyse,

PAIS (K,I)	: poids atomique de cet isotope,
IRAB(K),IRBB(K)	: bornes du lissage pour la résonance K,
IRA, IRB	: bornes de l'intervalle I_R (cas ou ITPA = 0),
N	: nombre d'essais relatifs à des isotopes différents,
SIRT, SIRD	: respectivement $\sum_1 k_1(T_{IR})_1$ et son erreur.

III DETERMINATION DES PARAMETRES β , σ_0 et E_R

On aborde ici la deuxième étape de l'analyse, celle du calcul des paramètres β , σ_0 et E_R par une méthode des moindres carrés appliquée à la résolution du système (13).

Il convient ici de reprendre les relations générales données dans l'introduction avant même d'effectuer le changement de variable (2), et de regarder de plus près ce qu'il en advient lorsque l'on veut les généraliser en vue du traitement simultané de plusieurs résonances qui n'interfèrent pas entre elles.

III.1. Etude analytique de l'aire partielle

En premier lieu il n'est pas inutile de rappeler que la courbe de transmission expérimentale se présente en fait sous la forme d'un histogramme tel que celui présenté à la figure 14, histogramme que l'on remplace commodément par une courbe continue passant au mieux à travers les points centrés sur les canaux, sinon par les points eux-mêmes dans le meilleur des cas. Ainsi peut-on définir par le tracé, avec une certaine erreur, le minimum de la courbe et son abscisse. Dans le cas où le terme d'interférence est négligeable l'abscisse de ce minimum définit l'énergie de résonance E_R . La situation la plus générale est celle représentée sur la figure⁴⁴ où l'abscisse en temps correspondant à l'énergie de résonance ne coïncide ni avec la frontière commune à deux canaux, ni avec l'axe d'un canal. Dans ces conditions l'aire obtenue en sommant les aires de l'histogramme correspond en fait à une aire théorique prise entre deux limites α_1 , α_2 dissymétriques. Il est donc nécessaire d'en tenir compte.

Ce n'est pas la seule raison. Lorsque le terme d'interférence n'est plus négligeable, l'histogramme et aussi la courbe théorique qui lui est associée sont eux mêmes dissymétriques par rapport à E_R . Cette configuration de par sa nature peut inciter à faire intervenir plus particulièrement la région où l'aire est négative et cela peut quelquefois permettre d'introduire en quatrième

paramètre la section efficace potentielle par le truchement du déphasage K qui crée cette dissymétrie. Mais même en se restreignant aux seuls trois paramètres énoncés en titre, il peut être avantageux d'accorder plus de poids à l'une ou l'autre des deux régions situées de part et d'autre de E_R .

Enfin il faut noter que, même si la courbe est symétrique par rapport à l'énergie de résonance, la dissymétrie s'introduit lors du calcul de la dérivée numérique par rapport à E_R .

Ceci étant, considérons un ensemble fini de Q résonances successives dont les contributions en tout point de l'intervalle I qu'elles recouvrent ne sont pas négligeables et supposons pour l'instant qu'elles soient toutes relatives à un même écran d'épaisseur n . En revanche, elles peuvent être dues à des isotopes différents d'un même élément. Nous désignerons donc par a_k l'abondance de l'isotope responsable, l'indice k repérant la résonance considérée. Par ailleurs ces résonances sont caractérisées par leurs énergies de résonance E_{R_k} , leurs sections efficaces maxima σ_{o_k} et leurs largeurs totales à mi-hauteur T_k . Les conditions expérimentales de température et de nature chimique de l'écran d'une part, et celles de résolution d'autre part sont respectivement décrites par les largeurs Döppler Δ_k et les largeurs de résolution R_k que nous supposerons constantes sur l'intervalle I_k de la résonance k . Notons que $I = \bigcup_{k \in Q} I_k$.

En un point d'abscisse $E'' \in I$ la section efficace totale est donnée par

$$\sigma(E'') = 4\pi R'^2 + \sum_{k \in Q} a_k [\sigma_k(E'')]_{IR} \quad (53)$$

où R' est le rayon nucléaire effectif pour tous les isotopes et avec

$$[\sigma_k(E'')]_{IR} = \frac{\sigma_{ok} \Gamma_k^2}{\Gamma_k^2 + 4(E'' - E_{R_k})^2} \left(1 + \frac{2(E'' - E_{R_k})}{\Gamma_k} \operatorname{tg} K_k\right) \quad (54)$$

dans laquelle K_k est défini par une relation analogue à la relation (5)

$$K_k = 1,2395 \cdot 10^{-3} (\sigma_{P_k} \cdot E_{R_k})^{1/2}$$

Soit en introduisant le changement de variable analogue à (2)

$$x_k'' = \frac{2(E'' - E_{R_k})}{\Gamma_k} \quad (55)$$

$$[\sigma_k(x_k'')]_{IR} = \frac{\sigma_{ok}}{1 + x_k'^2} (1 + x_k'' \operatorname{tg} K_k) \quad (56)$$

En réalité σ_{p_k} directement lié au rayon nucléaire de l'isotope responsable n'est pas connu dans de nombreux cas, mais il est très vraisemblable qu'il varie peu d'un isotope à l'autre d'un même élément, en particulier si le nombre de ces isotopes est petit. Il est donc permis de penser qu'on ne commettra pratiquement aucune erreur en remplaçant σ_{p_k} par la section efficace potentielle σ_p de l'élément naturel, et ce sera en tout cas vrai en toute rigueur s'il s'agit d'un élément mono-isotopique.

Les relations ci-dessus supposent essentiellement que l'interaction du neutron incident se fait avec un noyau cible parfaitement au repos. Il faut donc corriger l'expression (54) pour tenir compte de l'élargissement Doppler. Pour cela particulierisons la résonance k et plaçons-nous à l'énergie E' telle que $E' \in I_k$. On a, en prenant x'_k comme variable définie de la même façon que x''_k

$$\left[\sigma_k(x'_k) \right]_{IR} = a_k \sigma_{ok} \left[\psi(\beta_k, x'_k) + \Phi(\beta_k, x'_k) \operatorname{tg} \kappa_k \right] \quad (57)$$

Les fonctions ψ et Φ étant celles définies en (8) et (9).

Pour des raisons qui paraîtront évidentes dans la suite nous double indiquerons ces fonctions, soit

$$\psi(\beta_k, x'_k) = \psi_{kk}(\beta_k, x'_k) \quad (58)$$

$$\Phi(\beta_k, x_k') = \Phi_{kk}(\beta_k, x_k') \quad (59)$$

en notant que l'on peut aussi écrire

$$\psi_{kk}(\beta_k, x_k') = \psi_{kk}(\Gamma_k, \Delta_k, E' - E_{R_k}) \quad (60)$$

$$\Phi_{kk}(\beta_k, x_k') = \Phi_{kk}(\Gamma_k, \Delta_k, E' - E_{R_k}) \quad (61)$$

Avec plus précisément pour définition des fonctions ψ_{kk} et Φ_{kk} avec ces notations

$$\psi_{kk}(\Gamma_k, \Delta_k, E' - E_{R_k}) = \frac{1}{\Delta_k \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Gamma_k^2}{\Gamma_k^2 + 4(E'' - E_{R_k})^2} \exp\left[-\frac{(E' - E'')^2}{\Delta_k^2}\right] dE'' \quad (62)$$

et

$$\Phi_{kk}(\Gamma_k, \Delta_k, E' - E_{R_k}) = \frac{1}{\Delta_k \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\Gamma_k^2(E'' - E_{R_k})}{\Gamma_k^2 + 4(E'' - E_{R_k})^2} \exp\left[-\frac{(E' - E'')^2}{\Delta_k^2}\right] dE'' \quad (63)$$

A la section efficace (57) s'ajoutent d'après (53) les contributions des résonances voisines que nous repérerons

désormais par l'indice courant j . Pour calculer ces contributions nous introduirons des fonctions analogues à celles écrites en (62) et (63) et définies par les convolutions des sections efficaces $[\sigma_j(E'')]_{IR}$ et de la densité de probabilité pour que l'énergie du neutron incident soit en fait E'' .

Ces fonctions sont

$$\Psi_{jk}(\Gamma_j, \Delta_k, E' - E_{R_j}) = \frac{1}{\Delta_k \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\Gamma_j^2}{\Gamma_j^2 + 4(E'' - E_{R_j})^2} \exp\left[-\frac{(E' - E'')^2}{\Delta_k^2}\right] dE'' \quad (64)$$

$$\Phi_{jk}(\Gamma_j, \Delta_k, E' - E_{R_j}) = \frac{1}{\Delta_k \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\Gamma_j(E'' - E_{R_j})}{\Gamma_j^2 + 4(E'' - E_{R_j})^2} \exp\left[-\frac{(E' - E'')^2}{\Delta_k^2}\right] dE'' \quad (65)$$

En posant

$$x'_k = \frac{2(E' - E_{R_k})}{\Gamma_k} \quad \bar{x}_{jk} = \frac{2(E_{R_j} - E_{R_k})}{\Gamma_k} \quad (66)$$

Elles s'écrivent

$$\Psi_{jk}(\beta_j \frac{\Delta_k}{\Delta_j}, (x'_k - \bar{x}_{jk}) \frac{\Gamma_k}{\Gamma_j}) = \frac{\Delta_j}{\beta_j \Delta_k \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{1+x_j^2} \exp\left[-\frac{(x'_k - \bar{x}_{jk})\Gamma_k}{\Gamma_j} - x_j^2\right] / (\beta_j \frac{\Delta_k}{\Delta_j}) dx_j \quad (67)$$

$$\Phi_{jk}(\beta_j \frac{\Delta_k}{\Delta_j}, (x_k' - \bar{x}_{jk}) \frac{\Gamma_k}{\Gamma_j}) = \frac{\Delta_j}{\beta_j \Delta_k \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x_j^n}{1+x_j} \exp \left[- \left(\frac{(x_k' - \bar{x}_{jk}) \Gamma_k}{\Gamma_j} - x_j \right)^2 / \left(\beta_j \frac{\Delta_k}{\Delta_j} \right)^2 \right] dx_j \quad (68)$$

Les \bar{x}_{jk} apparaissent donc comme les zéros des fonctions Φ_{jk} .
L'ordre des indices n'est pas indifférent. En effet

$$\bar{x}_{kj} = - \bar{x}_{jk} \frac{\Gamma_j}{\Gamma_k} \quad (69)$$

Il résulte de ce qui précède que, dans l'hypothèse d'une résolution infinie, la transmission interféro-résonnante est donnée par

$$T_{IR}(x_k') = \exp \left[- n \sum_{j \in Q} a_j \sigma_{o_j} (\psi_{jk} + \Phi_{jk} \tan \alpha_k) \right] \quad (70)$$

Compte tenu de la résolution, elle s'écrit

$$T_{IR}(x_k) = \frac{1}{\varphi_k \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} T_{IR}(x_k') \exp \left[- \frac{1}{2} \frac{(x_k - x_k')^2}{\varphi_k^2} \right] dx_k' \quad (71)$$

où $\varphi_k = \frac{R_k}{\Gamma_k}$

Proposons-nous maintenant de calculer l'aire partielle située entre l'horizontale d'ordonnée unité et la courbe interférométrique, et comprise entre les deux limites verticales d'abscisses

$$\alpha_{k,1} = \frac{E_{R_k} - E_1}{\Delta_k} \quad \alpha_{k,2} = \frac{E_2 - E_{R_k}}{\Delta_k} \quad (72)$$

situées de part et d'autre de l'origine définie par $E = E_{R_k}$.

Cette aire a pour expression d'après (10)

$$\frac{1}{\Delta_k} A_{IR}(a\sigma_0, \beta, \alpha_k, \varphi_k, K_k) = \frac{1}{\beta_k} \int_{-\alpha_{k,1}\beta_k}^{\alpha_{k,2}\beta_k} [1 - T_{IR}(x_k)] dx_k \quad (73)$$

où l'on a posé

$$a\sigma_0 = (a_j \sigma_{0j})_{j \in Q} \quad \text{et} \quad \beta = (\beta_j)_{j \in Q} \quad (74)$$

Soit

$$\frac{1}{\Delta_k} A_{IR}(a\sigma_0, \beta, \alpha_k, \varphi_k, K_k) = \frac{1}{\beta_k \varphi_k^2 2\pi} \int_{-\alpha_{k,1}\beta_k}^{\alpha_{k,2}\beta_k} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[-\frac{1}{2} \frac{(x_k - x'_k)^2}{\varphi_k^2}\right] T(x_k) dx'_k dx_k \quad (75)$$

avec $\alpha_k = (\alpha_{k,1}, \alpha_{k,2})$.

On peut transformer cette expression par permutation de l'ordre des intégrations légitimée par leur convergence uniforme, et en posant $u = (x - x'_k) / \varphi \sqrt{2}$

$$\frac{1}{\Delta_k} A_{IR}(\alpha_0, \beta, \alpha_k, \varphi_k, K_k) = \alpha_{k,1} + \alpha_{k,2} - \frac{1}{\beta_k \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} T(x'_k) \int_{-\frac{\alpha_{k,1}\beta_k + x'_k}{\varphi_k \sqrt{2}}}^{\frac{\alpha_{k,2}\beta_k - x'_k}{\varphi_k \sqrt{2}}} e^{-u^2} du dx'_k \quad (76)$$

$$= \alpha_{k,1} + \alpha_{k,2} - \frac{1}{2\beta_k} \int_{-\infty}^{+\infty} T(x'_k) \left[\operatorname{erf}\left(\frac{\alpha_{k,1}\beta_k + x'_k}{\varphi_k \sqrt{2}}\right) + \operatorname{erf}\left(\frac{\alpha_{k,2}\beta_k - x'_k}{\varphi_k \sqrt{2}}\right) \right] dx'_k \quad (77)$$

III.2. Calcul numérique de l'aire partielle

Pour le calcul numérique de la fonction $\frac{1}{\Delta_k} A_{IR}(\alpha_0, \beta, \alpha_k, \varphi_k, K_k)$ on peut, comme dans le cas de la fonction

$\frac{1}{\Delta} A_R(\alpha_0, \beta, \alpha, \varphi)$ [1], se limiter à une borne supérieure d'intégration finie

$$x_k' \max = 6,5 \varphi_k + \text{Max}(\alpha_{k,1}, \alpha_{k,2}) \beta_k$$

Mais ceci appelle deux remarques

- d'une part, il est inutile de calculer les fonctions ψ et ϕ en dehors de l'intervalle $[-x_k' \max, x_k' \max]$.

- d'autre part, il faut se souvenir que l'indice j parcourt l'ensemble Q des indices. Ainsi donc, si l'on veut être à même d'effectuer l'analyse simultanée des Q résonances, on prendra pour limite la quantité

$$x_{\max}' = 6,5 \text{Max}_{j \in Q}(\varphi_j) + \text{Max}_{j \in Q}(\alpha_{j,1}, \alpha_{j,2}) \text{Max}_{j \in Q}(\beta_j) \quad (78)$$

Mieux encore. En réalité il ne faut pas se limiter à un seul couple de valeurs $(\alpha_{j,1}, \alpha_{j,2})$ par résonance, mais plutôt à un ensemble de tels couples parmi lesquels il n'est d'ailleurs pas exclu d'en trouver plusieurs caractérisés par un élément commun. Si donc l'on repère les éléments des couples par un indice supplémentaire $j' \in Q_j'$, on devra plutôt écrire.

$$x_{\max}' = 6,5 \text{Max}_{j \in Q}(\varphi_j) + \text{Max}_{\substack{j' \in Q_j' \\ j \in Q}}(\alpha_{j,1}^{j'}, \alpha_{j,2}^{j'}) \text{Max}_{j \in Q}(\beta_j) \quad (79)$$

Enfin tout ceci est écrit dans l'hypothèse d'un seul écran,

mais lorsqu'il y en a plusieurs il faut tous les passer en revue en les caractérisant par un indice i . On définira donc finalement x'_{\max} par

$$x'_{\max} = 6,5 \max_{j \in Q} (\varphi_j) + \max_{\substack{i \in P \\ j' \in Q_j \\ j \in Q}} (\alpha_{j,1}^{i,j'} + \alpha_{j,2}^{i,j'}) \max_{j \in Q} (\beta_j). \quad (80)$$

La méthode d'intégration que nous utiliserons est une méthode des trapèzes à pas variable, h , choisi de telle façon que

$$h = 2^{P-6} \quad \text{pour} \quad x'_k \in [2^P, 2^{P+1}]. \quad (81)$$

On calculera donc l'intégrant de la relation (77) en les différents points constituant la partition du type (81) de l'intervalle minimum convenable recouvrant $[-x'_{\max}, x'_{\max}]$, et en particulier il en sera ainsi fait pour la matrice des fonctions $(\psi_{jk})_{\substack{j \in Q \\ k \in Q}}$ et $(\phi_{jk})_{\substack{j \in Q \\ k \in Q}}$. Dans ce calcul nous nous limiterons à 1282 points correspondant à un x'_{\max} possible de 512.

Restons pour l'instant dans l'hypothèse d'un seul écran, et considérons, comme nous l'avons fait jusqu'ici, la résonance k , les résonances étant classées par ordre des énergies E_{R_j} croissantes.

Trois cas peuvent se présenter selon que j est inférieur, égal ou supérieur à k , et cela déterminera les trois grandes articulations du calcul de la matrice des fonctions ψ et Φ dont les organigrammes sont respectivement donnés aux figures 17, 18 et 19.

Par ailleurs les expressions de définition des fonctions ψ et Φ montrent que

$$\psi(\beta, x) = \psi(\beta, -x) \quad (82)$$

$$\Phi(\beta, x) = -\Phi(\beta, -x) \quad (83)$$

Il faut donc aussi repérer la position du point x'_k où l'on effectue le calcul, par rapport à \bar{x}_{jk} , j parcourant Q .

En pratique on caractérisera chaque point de la partition (81) par un indice $IK \in [1, 641]$ ou $JK \in [642, 1282]$ suivant qu'il est d'abscisse positive ou négative, et l'on calculera les variables réduites correspondant à ce point pour chacune des fonctions non diagonales de la matrice en posant

$$x^* = (x'_k - \bar{x}_{jk}) \frac{\Gamma_k}{\Gamma_j} \quad (84)$$

et

$$B = \beta \frac{\Gamma_k}{\Gamma_j} \quad (85)$$

Pour les fonctions diagonales on aura directement

$$x^* = x'_k$$

Le calcul de la fonction $\psi_{jk}(B, x^*)$ se fait à l'aide du sous-programme PSSI dont l'étude mathématique a été décrite par ailleurs [5]. Pour celui de la fonction $\phi_{jk}(B, x^*)$ on utilisera la relation (10) dans laquelle la dérivée $\frac{d\psi}{dx}$ aura été approchée par une formule du type Lagrange à cinq points.

Ceci étant, on calcule, en chaque point de la partition, la valeur de la transmission $T(x'_k)$ et celle des fonctions erf impliquées dans la relation (77). Puis on effectue la sommation de ces valeurs pour tout indice IK ou JK significatif, c'est-à-dire tel que $x'_k \in [-x'_{\max}, x'_{\max}]$. Les organigrammes relatifs à ces deux opérations sont respectivement données aux figures 20 et 21.

III.3. Opportunité du calcul de la matrice des fonctions ψ_{jk} et ϕ_{jk}

La question se pose de savoir s'il est nécessaire de refaire le calcul de la matrice des fonctions ψ_{jk} et ϕ_{jk} pour chacun des points expérimentaux dont on dispose, c'est-à-dire pour chaque couple de valeurs

$$(\alpha_{j,1}^{1,j'}, \alpha_{j,2}^{1,j'}) \quad \begin{array}{l} i \in P \\ j' \in Q_j \\ j \in Q \end{array}$$

car il y a là matière à gain de temps considérable.

En fait, pour décider de l'opportunité de ce calcul en tous les points de la partition (81), on peut s'appuyer sur la remarque suivante. Outre la variable réduite x'_k dont les différentes valeurs sont fixées à l'avance par la partition (81), ces fonctions ne dépendent que du paramètre β_j et de la quantité \bar{x}_{jk} . Ainsi donc une fois obtenus, les éléments de cette matrice resteront valables tant que l'on ne touchera ni au paramètre β_j ni à \bar{x}_{jk} . Plus précisément pour chaque matrice on préservera certains éléments dans les circonstances suivantes:

(i) pour le calcul de la fonction d'aire, tant que l'on restera sur une même résonance, quelle que soit l'épaisseur n_1 de l'écran considéré. On préserve ainsi la ligne relative à cette résonance.

(ii) lorsqu'on effectuera le calcul de la dérivée partielle de cette fonction par rapport à σ_0 , les autres paramètres demeurant inchangés par ailleurs. Toute la matrice se conserve au cours de cette opération.

(iii) lorsqu'on effectuera le calcul de la dérivée partielle de cette même fonction par rapport aux E_{R_j} , les

éléments diagonaux ne seront pas affectés, car $\bar{x}_{kk} = 0$.

Ces considérations nous amènent à structurer le programme de façon à tirer parti au maximum de ces circonstances afin de limiter les calculs au strict minimum.

Ainsi la remarque (1) suggère de construire la matrice ligne par ligne en tous les points x_k' , chaque ligne remplaçant la précédente en mémoire tout en conservant cette dernière autant que nécessaire. Pour cela il faut au préalable procéder au réarrangement des points expérimentaux dont le classement à la lecture est celui que présentent les listings fournis par le précédent programme de traitement des données expérimentales (voir figure 33). Ainsi dispose-t-on pour un écran de toutes les aires relatives aux différentes résonances, classées à l'intérieur d'une même résonance suivant l'ordre croissant des α . Il s'agit alors de reprendre ces données et de les grouper par résonance pour tous les écrans en conservant leur ordre à l'intérieur d'une même résonance. Plus explicitement, si la situation est par exemple celle schématisée sur la figure 22 où l'on a porté le nombre d'aires NAIRES relatif à chaque résonance de chaque écran, caractérisé donc par le double indicage IRESO, JECRAN, les points expérimentaux seront repérés à la lecture par le numéro écrit entre parenthèses comme indiqué sur chaque cube élémentaire. Dès lors pour épuiser tous les points expérimentaux relatifs à une même résonance, quel que soit l'écran, il faudra que le réarrangement de ces points aboutisse

à la deuxième numérotation inscrite sur chaque cube (numéro entre parenthèses). La numérotation finale des points expérimentaux s'obtiendra en cours de lecture par substitution à un indice qui se voudrait chronologique d'un indice IS défini de la manière indiquée sur l'organigramme de la figure 23.

Ceci étant, le calcul de la matrice ne doit se faire que pour les premiers points expérimentaux de chaque résonance. Dans l'exemple choisi plus haut, le calcul ne se fera donc que pour les points 1, 13 et 26. Il suffit alors, étant donné un point expérimental, de déterminer les indices IRESO et JECRAN qui le caractérisent, et d'exécuter le calcul de la matrice dans le seul cas où IRESO prend une valeur nouvelle par rapport à celle IPRIM prise pour le point précédent. Pour le premier point on a forcément $IRESO = IPRIM = 1$. Il semblerait donc qu'un seul test sur cet indice soit nécessaire. En réalité il n'en est pas ainsi car il est avantageux, pour la méthode des moindres carrés, de disposer de valeurs approchées de départ aussi voisines que possible des valeurs finales. Une façon de déterminer de telles valeurs est de résoudre un système non surabondant constitué par un nombre convenable d'équations choisies parmi toutes les équations du système surabondant. Cette résolution implique bien entendu le calcul de la matrice pour les points expérimentaux choisis qui ne sont pas forcément caractérisés par $IRESO \neq 1$. On remédiera à cette situation en faisant $IPRIM = 0$ au préalable.

Les remarques (ii) et (iii) conduisent par ailleurs à introduire un autre indice que nous dénommerons IDER, destiné lui aussi à conditionner la décision de calcul suivant qu'il s'agit de la fonction d'aire ou de ses différentes dérivées par rapport aux paramètres β , σ_0 , E_R . On conviendra des valeurs suivantes :

- IDER = 0 pour la fonction d'aire,
- IDER = 1 pour la dérivée par rapport à β ,
- IDER = 2 pour la dérivée par rapport à σ_0 ,
- IDER = 3 pour la dérivée par rapport à E_R .

Les deux premières imposent le calcul de la matrice, la troisième l'écarte, la dernière conserve la diagonale $j=k$ et exécute le calcul pour $j \neq k$

La figure 16 représente l'organigramme selon lequel se fait la détermination des indices IRESO et JECRAN qui caractérisent le point expérimental de numéro IC=IS. On y voit comment se décide le calcul de chaque ligne de la matrice.

III.4. Détermination des paramètres β , σ_0 , E_R par la méthode des moindres carrés

La méthode mise en jeu est classique. Nous en rappellerons brièvement le principe [6]

Etant données les valeurs expérimentales $\frac{1}{\Delta} A_{IR}^{exp}$ des aires prises entre les limites telles qu'elles résultent des programmes décrits à la section II, il s'agit de déterminer les paramètres $\beta_j, \sigma_{0j}, E_{R_j}$ pour que soit satisfait au mieux le système surabondant suivant de n équations

$$\left[\frac{1}{\Delta_k} A_{IR}(\beta_{j \in Q}, \sigma_{0j \in Q}, \alpha_k^{i,j'}, \bar{x}_{j \in Q, k}) = \frac{1}{\Delta_k} (A_{IR}^{exp})_{i,j'} \right]_{i \in P} \quad (86)$$

$j' \in Q_k$
 $k \in Q$

les paramètres $E_{R_{j \in Q}}$ intervenant indirectement par le truchement des $\alpha_j^{i,j'}$ et \bar{x}_{jk} .

Il est raisonnable de pondérer les seconds membres du système (86) par un facteur inversement proportionnel au carré de leurs erreurs. Soit $p_j^{i,j'}$ ce facteur. La résolution se ramène alors à la détermination des paramètres de façon à ce que l'expression

$$H = \sum_{\substack{i \in P \\ j' \in Q_k \\ k \in Q}} p_k^{i,j'} \left[\frac{1}{\Delta_k} (A_{IR}^{exp})_{i,j'} - \frac{1}{\Delta_k} A_{IR}(\beta_{j \in Q}, \sigma_{0j \in Q}, \alpha_k^{i,j'}, \bar{x}_{j \in Q, k}) \right]^2 \quad (87)$$

soit minimum.

Ce minimum s'obtient en annulant les dérivées partielles de H par rapport aux paramètres. En développant la fonction A_{IR} en série de Taylor, on peut écrire, en limitant le développement au premier ordre et en dénotant $\beta_j^{(r)}$, $\sigma_{oj}^{(r)}$, $\alpha_k^{i,j',(r)}$, $\bar{x}_{jk}^{(r)}$ les valeurs respectives des paramètres à la $r^{ième}$ itération

$$\frac{1}{\Delta_k} A_{IR}(\beta_{j \in Q}^{(r+1)}, \sigma_{oj \in Q}^{(r+1)}, \alpha_k^{i,j',(r+1)}, \bar{x}_{j \in Q,k}^{(r+1)}) = \quad (88)$$

$$\frac{1}{\Delta_k} \left[1 + \delta \alpha_k^{i,j',(r)} \frac{\partial}{\partial \alpha_k} + \sum_{j \in Q} (\delta \beta_j^{(r)} \frac{\partial}{\partial \beta_j} + \delta \sigma_{oj}^{(r)} \frac{\partial}{\partial \sigma_{oj}} + \delta \bar{x}_{jk}^{(r)} \frac{\partial}{\partial \bar{x}_{jk}}) \right] A_{IR}(\beta_{j \in Q}^{(r)}, \sigma_{oj \in Q}^{(r)}, \alpha_k^{i,j',(r)}, \bar{x}_{j \in Q,k}^{(r)})$$

+

avec

$$\beta_j^{(r+1)} = \beta_j^{(r)} + \delta \beta_j^{(r)}$$

$$\sigma_{oj}^{(r+1)} = \sigma_{oj}^{(r)} + \delta \sigma_{oj}^{(r)}$$

(89)

$$\alpha_k^{i,j',(r+1)} = \alpha_k^{i,j',(r)} + \delta \alpha_k^{i,j',(r)}$$

$$\bar{x}_{jk}^{(r+1)} = \bar{x}_{jk}^{(r)} + \delta \bar{x}_{jk}^{(r)}$$

et donc

$$\begin{aligned}
 H^{(r+1)} = & \sum_{\substack{i \in P \\ j' \in Q'_k \\ k \in Q}} \frac{1}{\Delta_k^2} p_k^{i,j'} \left\{ \left[(A_{IR}^{\exp})_{i,j'} - A_{IR}(\beta_{j \in Q}^{(r)}, \sigma_{j \in Q}^{(r)}, \alpha_k^{i,j'}(r), \bar{x}_{j \in Q,k}^{(r)}) \right]^2 - \right. \\
 & - 2 \left[(A_{IR}^{\exp})_{i,j'} - A_{IR}(\dots) \right] \left[\delta \alpha_k^{i,j'} \frac{\partial}{\partial \alpha_k} + \sum_{j \in Q} (\delta \beta_j^{(r)} \frac{\partial}{\partial \beta_j} + \delta \sigma_{oj}^{(r)} \frac{\partial}{\partial \sigma_{oj}} + \delta \bar{x}_{jk}^{(r)} \frac{\partial}{\partial \bar{x}_{jk}}) \right] A_{IR}(\dots) \\
 & \left. + \left[\delta \alpha_k^{i,j'} \frac{\partial}{\partial \alpha_k} + \sum_{j \in Q} (\delta \beta_j^{(r)} \frac{\partial}{\partial \beta_j} + \delta \sigma_{oj}^{(r)} \frac{\partial}{\partial \sigma_{oj}} + \delta \bar{x}_{jk}^{(r)} \frac{\partial}{\partial \bar{x}_{jk}}) \right]^2 A_{IR}(\dots) \right\} + \dots
 \end{aligned}$$

Mais il est plus simple pour le raisonnement de généraliser l'écriture en représentant l'ensemble des paramètres par le vecteur $\vec{p} = (p_\eta)$, $\eta = 1, \dots, \eta_{\max}$. On peut alors écrire en se souvenant que le système (86) comporte m équations

$$\begin{aligned}
 H^{(r+1)} = & \sum_{\ell=1}^{\ell=m} \frac{1}{\Delta_\ell^2} p_\ell \left\{ \left[(A_{IR}^{\exp})_\ell - A_{IR}(\vec{p}^{(r)}) \right]^2 - 2 \left[(A_{IR}^{\exp})_\ell - A_{IR}(\vec{p}^{(r)}) \right] \sum_\eta \frac{\partial A_m(\vec{p}^{(r)})}{\partial p_\eta} \delta p_\eta^{(r)} \right. \\
 & \left. + \left[\sum_\eta \frac{\partial A_{IR}(\vec{p}^{(r)})}{\partial p_\eta} \delta p_\eta^{(r)} \right]^2 \right\} + \dots
 \end{aligned} \tag{91}$$

Dès lors l'annulation de la dérivée partielle de H par rapport à une des composantes ρ_ξ donne

$$\frac{1}{2} \frac{\partial H^{(r)}}{\partial \rho_\xi} = - \sum_{l=1}^{l=m} \frac{1}{\Delta_l^2} p_l \left\{ \left[(A_{IR}^{exp})_l - A_{IR}(\vec{\rho}^{(r)}) \right] \frac{\partial A_{IR}(\vec{\rho}^{(r)})}{\partial \rho_\xi} + \frac{\partial A_{IR}(\vec{\rho}^{(r)})}{\partial \rho_\xi} \sum_{\eta} \frac{\partial A_{IR}(\vec{\rho}^{(r)})}{\partial \rho_\eta} \delta \rho_\eta^{(r)} + \dots \right\} \quad (92)$$

= 0

Soit en posant

$$a_{\xi\eta}^{(r)} = \sum_{l=1}^{l=m} \frac{1}{\Delta_l^2} p_l \frac{\partial A_{IR}(\vec{\rho}^{(r)})}{\partial \rho_\xi} \cdot \frac{\partial A_{IR}(\vec{\rho}^{(r)})}{\partial \rho_\eta} \quad (93)$$

$$b_{\xi}^{(r)} = \sum_{l=1}^{l=m} \frac{1}{\Delta_l^2} p_l \left[A_{IR}^{exp} - A_{IR}(\vec{\rho}^{(r)}) \right] \frac{\partial A_{IR}(\vec{\rho}^{(r)})}{\partial \rho_\xi} \quad (94)$$

$$\sum_{\eta} a_{\xi\eta}^{(r)} \delta \rho_\eta^{(r)} - b_{\xi}^{(r)} + o(\delta \rho_\eta^2) = 0 \quad (95)$$

Ainsi lorsqu'on considère toutes les dérivées partielles, on obtient η_{max} équations telles que (95) que l'on peut regrouper en une seule

$$A^{(r)} \vec{\delta \rho}^{(r)} = \vec{B}^{(r)} \quad (96)$$

avec

$$A^{(r)} = (a_{\xi\eta}^{(r)}) \text{ et } \vec{B}^{(r)} = (b_{\xi}^{(r)})$$

On montre [6] que sous les conditions

$$- |A_{IR}^{\text{exp}} - A_{IR}(\vec{\rho}^{(r)})| \text{ borné supérieurement,}$$

- existence jusqu'au deuxième ordre de dérivées bornées supérieurement par rapport aux paramètres ρ_{η} ,

$$- \text{Det}(a_{\xi\eta}^{(r)}) \text{ borné inférieurement,}$$

la résolution de l'équation (96) à chaque itération conduit à une convergence quadratique vers la solution. On en tire

$$\vec{\delta\rho}^{(r)} = [A^{(r)}]^{-1} \vec{B}^{(r)} \quad (97)$$

et

$$\vec{\rho}^{(r+1)} = \vec{\rho}^{(r)} + \vec{\delta\rho}^{(r)} \quad (98)$$

Ainsi en itérant (97) et (98) on peut espérer atteindre le vecteur $\vec{\rho}$ rendant H minimum. On prendra pour critère d'arrêt

$$\left| \frac{H^{(r)} - H^{(r-1)}}{H^{(0)}} \right| \leq \epsilon \quad (99)$$

Toutefois la convergence aura pu être effective sans que ce

critère n'ait été satisfait pour autant. Ce serait le cas si ϵ était choisi trop sévèrement. Dans ce cas le calcul sera arrêté si

$$H^{(r)} - H^{(r-1)} > 0 \quad (100)$$

avec la mention "PAS D'AMELIORATION ARRIVE A CE STADE".

Les erreurs quadratiques moyennes sur les paramètres se calculent à partir de la matrice inverse $[A^{(r)}]^{-1}$ relative à la dernière itération valable. On sait [7] en effet que les éléments diagonaux de cette matrice sont proportionnels aux carrés de ces erreurs, et constituent ce que l'on appelle la matrice d'erreurs. On aura finalement en désignant par $[a_{\eta\eta}^{(r)}]^{-1}$ les éléments diagonaux de $[A^{(r)}]^{-1}$

$$\sigma_{\rho_{\eta}} = \sqrt{[a_{\eta\eta}^{(r)}]^{-1} \frac{H^{(r)}}{m - \eta_{\max}}} \quad (101)$$

Du point de vue numérique la détermination des paramètres β , σ_0 , E_R se fait à l'aide du sous-programme MQ dont les figures 26, 27, 28 donnent l'organigramme.

Etant données des valeurs initiales des paramètres, dont nous verrons plus loin comment on peut faire une estimation, on exécutera, en première étape, le calcul de la fonction d'aire pour ces paramètres en chacun des points expérimentaux, ainsi

que le calcul des dérivées partielles. Ce calcul portera, suivant le choix qu'on aura fait sur un, deux ou trois paramètres par résonance, et l'ordre adopté sera celui qui tiendra le mieux compte des remarques faites au § III.3. sur l'opportunité du calcul de la matrice des fonctions ψ_{jk} et ϕ_{jk} . Ainsi seront imbriquées point par point les déterminations de la fonction d'aire (IDER = 0) et de sa dérivée partielle par rapport à σ_0 (IDER = 2). Puis on calculera pour tous les points le bloc des dérivées partielles par rapport à E_R (IDER = 3), et enfin celui des dérivées partielles par rapport à β (IDER = 1). Dans chaque cas on fera appel au sous-programme AIRES décrit précédemment. La fonction sera appelée V si IDER = 0 et W dans le cas contraire, d'où les dérivées par différence et division par le pas choisi. Ici se placent deux remarques quant au paramètre E_R .

D'une part il faut se souvenir, comme il a été mentionné plus haut, que E_{R_k} intervient dans la définition des $\alpha_{k,1}^{i,j'}$ qu'il faut donc modifier en temps voulu dans le sous-programme AIRES (fig. 16)

$$\alpha_{k,1}^{i,j'} + d\alpha_{k,1}^{i,j'} = \alpha_{k,1}^{i,j'} + \frac{dE_{R_k}}{\Delta_k} \quad (102)$$

$$\alpha_{k,2}^{i,j'} + d\alpha_{k,1}^{i,j'} = \alpha_{k,2}^{i,j'} - \frac{dE_{R_k}}{\Delta_k}$$

D'ailleurs ils devront subir un deuxième type de modification lors du transfert de la nouvelle valeur de E_{R_k} après chaque itération (fig. 20)

$$\alpha_{k,1}^{1,j',(r+1)} = \alpha_{k,1}^{1,j',(r)} + \frac{E_{R_k}^{(r+1)} - E_{R_k}^{(r)}}{\Delta_k} \quad (103)$$

$$\alpha_{k,2}^{1,j',(r+1)} = \alpha_{k,2}^{1,j',(r)} - \frac{E_{R_k}^{(r+1)} - E_{R_k}^{(r)}}{\Delta_k}$$

D'autre part faire varier E_R revient, comme le montrent (102) et (103), à effectuer un glissement de la courbe T_{IR} parallèlement à l'axe des α , les limites verticales entre lesquelles l'aire est mesurée restant fixes dans l'absolu. La figure 29 illustre un tel glissement et indique qu'un même glissement apportera dans le cas où les limites sont assez proches une variation relative de l'aire supérieure à celle que l'on obtiendrait si les limites considérées étaient au contraire plutôt écartées. Ceci suggère donc d'introduire un pas variable avec l'aire. Nous le choisirons proportionnel au carré de l'aire.

Reprenons maintenant le problème de la détermination des valeurs initiales. On pourrait se contenter de prendre simplement pour telles les valeurs expérimentales fournies par le programme décrit à la section II. Toutefois il est plus prudent d'estimer des valeurs plus proches de la solution finale. Cette

estimation ne portera que sur les paramètres β et σ_0 , car E_R ne saurait trop varier. On choisira E_R sur un écran assez mince pour que l'effet interféro-résonnant joue peu. Par ailleurs nous procéderons résonance par résonance en supposant figés les paramètres autres que ceux intéressés par la résonance sur laquelle on travaille. La méthode consistera alors à résoudre des systèmes successifs de deux équations prises parmi celles du système (86) et caractérisées par un même indice k . Le choix se fera plus précisément en désignant les numéros $l = IS$ des points expérimentaux correspondant à ces équations. On pourrait penser que ce choix serait le plus judicieux s'il portait sur les points expérimentaux correspondant aux aires partielles expérimentales les plus grandes prises sur deux écrans différents car alors les erreurs statistiques ainsi que les effets Döppler et de résolution sont moindres que pour les autres points. Mais l'expérience montre que l'obtention des valeurs cherchées peut être plus rapide avec de meilleurs résultats pour certains autres couples de points. On a pu même utiliser avec succès les points d'un même écran, l'un d'entre eux correspondant au contraire à l'aire expérimentale la plus petite.

Le choix étant fait, on aura ainsi

$$H = \frac{1}{\Delta_k} (A_{IR}^{exp})_{l_1} - \frac{1}{\Delta_k} A_{IR}(\beta_{j \in Q}, \sigma_{0j \in Q}, \alpha_{l_1}, \bar{x}_{j \in Q, k}) = 0$$

$$G = \frac{1}{\Delta_k} (A_{IR}^{exp})_{l_2} - \frac{1}{\Delta_k} A_{IR}(\beta_{j \in Q}, \sigma_{0j \in Q}, \alpha_{l_2}, \bar{x}_{j \in Q, k}) = 0$$

(104)

C'est là un système de deux équations à deux inconnues

$$x = \beta_k$$

(105)

$$y = \sigma_{ok}$$

Nous le résoudrons par un processus à convergence quadratique d'après [8] .

Si on désigne par $x^{(r)}$ et $y^{(r)}$ les valeurs de x et de y à la r ème itération, on a

$$x^{(r+1)} = x^{(r)} + \frac{1}{D} \left[H \frac{\partial G}{\partial y} - G \frac{\partial H}{\partial y} \right]$$

(106)

$$y^{(r+1)} = y^{(r)} + \frac{1}{D} \left[G \frac{\partial H}{\partial x} - H \frac{\partial G}{\partial x} \right]$$

avec

$$D = \frac{\partial G}{\partial x} \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\partial G}{\partial y} \frac{\partial H}{\partial x} \quad (107)$$

On prendra pour $x^{(0)}$ et $y^{(0)}$ les valeurs expérimentales des paramètres β_k et σ_{ok} . Les tests d'arrêt feront intervenir

les quantités

$$\begin{aligned} P_x &= |x^{(r+1)} - x^{(r)}| & P_y &= |y^{(r+1)} - y^{(r)}| \\ Q_x &= |x^{(r+1)}| & Q_y &= |y^{(r+1)}| \end{aligned} \quad (108)$$

et seront satisfaits si les conditions suivantes sont remplies

$$\frac{P_x}{Q_x} \leq 10^{-2} \quad \frac{P_y}{Q_y} \leq 10^{-2} \quad (109)$$

Le calcul des fonctions H , G et de leurs dérivées partielles se fera comme pour les fonctions d'aire. On aura toutefois soin de mettre à chaque fois l'indice IPRIM à zéro.

C'est la lecture des l_1 qui déclenchera la détermination des valeurs initiales. Mais là se pose à nouveau un problème de classement. Il ne faut pas oublier en effet que les numéros pris en considération dans le sous-programme AIRES sont ceux qui résultent de la numérotation finale (nombre non entre parenthèses sur la figure 22). La figure 24 représente l'organigramme de repérage des l tandis que la figure 25 donne celui du calcul des x , y .

III.5. Diagramme général, notations, présentation des données

En résumé les calculs relatifs à la détermination des paramètres β , σ_0 et E_R sont structurés selon trois grandes articulations qui sont

- le programme principal
- le sous-programme MQ
- le sous-programme AIRES

et que schématise le diagramme général de la figure 30.

Dans le programme principal on effectue la lecture des données et leur classement. Puis on procède à la numérotation fonctionnelle des points choisis pour le calcul des valeurs approchées. Cette opération laisse nul le numéro des points, si on n'en a choisi aucun, autrement dit si on n'envisage pas l'estimation de valeurs approchées. On fixe ensuite les différents pas nécessaires au calcul des dérivées partielles, on détermine α_{\max} et on transfère les valeurs initiales. Enfin, éventuellement on appelle le sous-programme AIRES pour déterminer les fonctions et dérivées partielles qui interviennent dans le système d'équations que doivent satisfaire les valeurs approchées et l'on résout le dit système par itérations. On termine en faisant appel au sous-programme MQ.

Le sous-programme MQ a pour objet la résolution par les

moindres carrés du système surabondant (86) dont les solutions optima lorsqu'elles existent fournissent les paramètres β , σ_0 et E_R relatifs à chaque résonance. Pour cela on utilisera comme il a été dit plus haut un processus itératif dont on décomptera les étapes successives à l'aide de l'indice NITER. Au départ, après avoir mis l'indice NJ à 1 et NITER à zéro, on effectue le transfert des valeurs approchées dans les valeurs initiales, puis on calcule successivement en tous les points la fonction d'aire et éventuellement sa dérivée par rapport aux E_R ou directement à celui des dérivées par rapport aux β suivant la valeur de l'indice NPARA qui indique le nombre de paramètres inconnus par résonance. On établit ensuite les équations dites normales, puis comme NJ = 1 on effectue la résolution du système des équations normales, on calcule les fonctions d'aire relatives aux nouvelles valeurs des paramètres, et on consulte les tests de convergence car NITER n'est plus nul. Si ces tests sont satisfaits, NJ prend la valeur 2, ce qui conduit après le calcul des dérivées nécessaires et celui de la matrice d'erreurs, à la détermination des écarts quadratiques moyens. Dans le cas contraire on refait un cycle de calcul en prenant pour valeurs initiales les nouvelles valeurs.

En chaque point où l'on calcule la fonction d'aire ou ses différentes dérivées, on fait appel au sous-programme AIRES.

Le sous-programme AIRES est chargé du calcul de la fonction d'aire en un point donné appartenant généralement à une

suite finie et continue de points, pour les valeurs de paramètres considérées. Les diverses opérations se déroulent dans l'ordre suivant : détermination des bornes $\pm x_{\max}$ de l'intervalle d'intégration, repérage du point donné parmi les points de la suite et décision de l'opportunité du calcul de la matrice des fonctions ψ_{jk} , ϕ_{jk} , formation de l'intégrant et sommation sur l'intervalle de définition de l'aire.

Les notations suivantes ont été utilisées :

- IS = IC : numéro fonctionnel de chaque point expérimental.
- ISMAX : nombre total des points expérimentaux.
- NECRAN : nombre d'écrans impliqués dans l'analyse.
- NRESO : nombre de résonances impliquées dans l'analyse.
- NPARA : nombre de paramètres inconnus par résonance.
- JMAX : nombre total des paramètres inconnus. On a la relation $J_{\max} = NRESO * NPARA$.
- IS1(K), IS2(K) : numéros des points expérimentaux servant à la détermination des valeurs approchées de β et de σ pour la résonance K. Un numéro nul implique que l'on se limite à l'estimation de β seulement.

- NAIRES (I,J) : nombre d'aires expérimentales données par l'écran J pour la résonance I.
- ABISO (I) : abondance isotopique de l'élément responsable de la résonance I.
- EN(J) : nombre de noyaux de l'élément naturel étudié, offerts normalement au faisceau par cm^2 d'écran J.
- ALP1(IS),ALP2(IS) respectivement α_1 et α_2 relatifs au point expérimental IS.
- AIRES (IS) : $(A_{IR}^{\text{exp}})_I$ de (91) avec $I = IS$.
- ERR(IS) : erreur sur l'aire expérimentale précédente.
- P(K) : p_K , poids de l'aire $(A_{IR}^{\text{exp}})_I$.

$$P(K) = 1/[ERR(IS)]^2.$$
- SIG MAP : section efficace de diffusion potentielle de l'élément naturel.
- ER(K) : E_{R_K} , énergie de résonance de la $k^{\text{ième}}$ résonance.
- BETA (K) : β_K
- SIGMA (K) : σ_{ok}
- DELTA (K) : Δ_K , largeur Doppler
- R(K,J) : largeur de résolution pour la résonance K de l'écran J.

En ce qui concerne la présentation des données, on peut se

reporter à la figure 44 qui en résume la liste, l'ordre et les modèles. Il est important de noter que les résonances doivent être prises dans l'ordre des énergies croissantes. Il convient aussi de préciser que les mémoires actuellement ouvertes sont prévues pour traiter 80 points expérimentaux susceptibles d'être répartis en quatre résonances sur cinq écrans. La pratique montre que c'est suffisant mais il est loisible d'augmenter les dimensions.

IV EXEMPLES D'APPLICATION A DEUX DOUBLETS

A titre d'exemples d'application nous avons choisi de donner les résultats obtenus au cours des étapes les plus significatives de l'analyse de deux doublets respectivement observés lors d'expériences de transmission de neutrons faites sur des échantillons de platine et de néodyme. Les composantes du premier, toutes deux attribuées à l'isotope 195 se situent à 66,9 et 67,5 eV. Celles du second attribuées à l'isotope 145 se placent à 102,2 et 103,6 eV.

Dans les deux cas il s'agissait de déterminer pour chacune des deux composantes les trois paramètres E_R , Γ , σ_0 . Dans les deux cas on disposait pour ce faire de deux écrans d'épaisseurs différentes. En revanche les chaînes d'enregistrement n'étaient

pas les mêmes pour les deux expériences, non plus que la procédure adoptée pour déterminer les lignes de référence, ni la façon d'estimer les valeurs initiales nécessaires au démarrage du processus itératif de la méthode des moindres carrés, de sorte que le cheminement [^]des calculs le long des programmes n'a pas conduit à emprunter les mêmes branchements pour les deux études.

IV.1. Doublet du platine

En ce qui concerne le doublet du platine la ligne de référence a été déterminée par la méthode d'approximation décrite aux § II.1. et II.3. . Le listing de la figure 31 montre qu'il a suffi de trois itérations pour amener la ligne de référence (45) ou (50) de la position fictive qu'elle occupait en première approximation lorsque l'on prenait pour transmissions interféro-résonnantes les transmissions totales, jusqu'à la position de la droite d'ordonnée unité, qui doit être normalement sienne lorsque les points expérimentaux sont corrigés de toute transmission potentielle et de toute influence éventuelle de résonances voisines autres que les composantes du doublet. On remarquera que les coefficients TPA0 et TPA1 tendent bien vers leurs limites respectives définies en (52) et (51), sans naturellement les atteindre mais en satisfaisant les critères d'arrêt définis dans le programme. Il en résulte que l'on peut

dire la ligne de référence convenablement placée avec l'erreur indiquée de 1,7 %.

Au cours des itérations successives se construit peu à peu la courbe de transmission interféro-résonnante pour laquelle la figure 32 donne une tabulation des valeurs, ainsi que leurs erreurs, en les 123 points de l'intervalle allant du canal 25 au canal 147. A partir de ces valeurs le programme calcule un certain nombre de grandeurs qui ne sont autres que les données nécessaires à l'application des différentes méthodes d'analyse, et que résument les figures 33 et 34.

Parmi tous les renseignements fournis retenons pour la méthode des aires partielles

l'énergie de résonance expérimentale E_R calculée pour le minimum de transmission T_{MINUM} déterminé lui-même par lissage,

la largeur expérimentale Γ_{EXPER} suivie de son erreur avec, quatre lignes plus loin, la valeur de β correspondante β_{EXPER} ,

les valeurs β_{APP} et Γ_{APP} qui ne sont qu'estimations approchées de β et de Γ obtenues par la formule simple (103) de [1] ,

les constantes largeur de résolution R , largeur Doppler Δ , rapport Φ/β , nombre de masse ISOTOPE, nombre de noyaux N par cm^2 de l'isotope indiqué, offerts au faisceau,

la section efficace maximum expérimentale $(\sigma_{MAX})_{EXPER}$ et son estimation approchée simple $(\sigma_{MAX})_{APP}$ telle qu'elle

résulte de la relation (104) de [1] ,

enfin le tableau des aires expérimentales AR/DELTA, avec leurs erreurs DELTAA, mesurées sur l'intervalle couvert par les canaux compris entre les numéros IRA et IRB auxquels correspondent les valeurs ALP2A et ALP1A des paramètres α_2 et α_1 .

On remarquera tant sur la figure 33 que sur la figure 34 l'arrêt dans la progression des frontières entre lesquelles se calculent les aires successives dès l'approche de l'autre composante du doublet ou dès la présence d'un point accidentellement chuté.

Ceci étant abordons la deuxième phase de l'analyse, celle de la détermination des trois paramètres caractéristiques de chacune des deux résonances. Nous avons ici choisi de calculer des valeurs approchées pour les paramètres β et σ de chaque composante en résolvant un système tel que celui défini à la relation (104) du § III.4., constitué en prélevant les équations dont les valeurs expérimentales sont celles des points 2,9,6 et 13. Le reclassement des points se traduit par le nouveau repérage écrit immédiatement au-dessous, à savoir respectivement les numéros 2,5,9 et 13. C'est ce que montre la figure 35 qui indique par ailleurs les couples de valeurs approchées suivants,

1,941 et 6621 barns pour la résonance à 66,9 eV

1,745 et 6538 barns pour la résonance à 67,5 eV,

et résume tout en bas le tableau des six valeurs initiales

injectées dans la méthode des moindres carrés. Entre temps on imprime quelques valeurs intermédiaires obtenues à chaque itération.

A partir de ce moment le sous-programme MQ recherche les valeurs optima des six paramètres à déterminer. La figure 36, qui n'est autre que la fin du listing dont la figure précédente montrait le début, indique en un petit tableau de sept lignes les valeurs finales obtenues pour les six paramètres, précédées du nombre nécessaire d'itérations et de la valeur du χ^2 correspondant, ici respectivement 3 et $0,7386.10^{-6}$. Suivent après le calcul d'erreur et enfin la récapitulation des valeurs définitives.

La phase de contrôle graphique est illustrée par les figures 37 et 38 pour les deux écrans.

IV.2. Doublet du néodyme

Pour les écrans de néodyme les lignes de référence ont été calculées en les assimilant à des droites d'ordonnée prise égale à l'unité dans une région horizontale du spectre indiquée au programme et où il a déterminé une transmission potentielle moyenne.

En ce qui concerne la recherche des paramètres par moindres carrés, on s'est contenté de prendre simplement pour

valeurs initiales les valeurs expérimentales, ce que traduit la suite de zéros en haut de la figure 39.

La figure 40 résume les résultats finals: parmi lesquels on inscrit depuis la quantité $g \Gamma_n$ sous la rubrique $G^* \text{ GAM}, N$, Γ_n étant la largeur neutronique et g un facteur statistique.

Enfin les figures 41 et 42 représentent le contrôle graphique relatif à l'écran le plus épais.

IV.3. Conclusion

Les exemples ci-dessus montrent qu'il est désormais possible d'analyser des multirésonances au sens que nous l'avons entendu dans l'introduction, à l'aide de la méthode des aires partielles. Tels qu'ils sont conçus les programmes permettent de travailler sur un, deux ou trois paramètres par résonance, et de faire entrer simultanément en ligne de compte les données expérimentales se rapportant à plusieurs épaisseurs d'écran : Notons à titre indicatif qu'en moyenne on peut prévoir dans ces conditions des temps d'exécution de l'ordre de la dizaine de minutes par résonance sur I.B.M. 7090. Ainsi le doublet du néodyme cité plus haut a-t-il été traité en quarante minutes avec vingt-sept aires expérimentales.

V APPENDICE

V.1. Remarque

Au moment où nous terminons la rédaction de ce rapport, nous voudrions signaler que nous venons de reprendre dans son ensemble le programme relatif au traitement des données expérimentales brutes décrit à la section II, afin de pouvoir également traiter les résultats provenant d'analyseurs en temps type "accordéon". Ces appareils comportent 65 536 canaux adjacents susceptibles d'être répartis en seize zones d'intérêt, ou moins, chacune caractérisée par des largeurs de canaux différences qu'il est loisible de choisir entre 50 ns et 3,2 μ s. La distribution des largeurs entre ces deux limites est en progression géométrique de raison 2. D'autre part, par suppression d'un digit il devient possible de séparer l'ensemble de ces canaux en deux parties travaillant en balancé. C'est ainsi que l'on peut effectuer l'enregistrement de deux spectres différents tels que le spectre d'analyse et le spectre blanc.

Nous n'entreprendrons pas ici la description de ces nouveaux programmes. Elle sera faite par ailleurs. Disons simplement qu'il est désormais nécessaire de découper le programme lui-même en suites et que le grand nombre de données disponibles impose le passage sur bande.

La figure 43 illustre une expérience faite avec un écran d'yttrium et enregistrée sur 4096 canaux. Elle représente le début du listing qui résulte de son traitement. Le temps d'exécution est de l'ordre de dix minutes.

Manuscrit reçu le 29 juillet 1963

BIBLIOGRAPHIE

- 1 G. BIANCHI et C.R. CORGE, Rapport C.E.A. n° 2156, (1962).
- 2 K.K. SETH, Annals of Physics, (1959), 8, 223-249.
- 3 J. GAUGENOT et P. ROBIN, Rapport S.C.E.A. n° 102, (1961).
- 4 G. BIANCHI et C.R. CORGE, Rapport C.E.A. à paraître.
- 5 Y. DANDEU G. OLIVIE et F. ROCHE, Rapport S.C.E.A n° 43, (1960).
- 6 J. GAUGENOT, A. GUILLOU et B. LAGO, Rapport S.C.E.A. n° 106 (1961).
- 7 W.E. DEMING, Statistical Adjustment of Data (John Wiley and Sons Inc, New-York, 1948).
- 8 E. DURAND, Solutions Numériques des Equations Algébriques, tome II (Masson et C^{ie}, Paris, 1961).

TABLE DES MATIERES

	Pages
I INTRODUCTION	1
II TRAITEMENT NUMERIQUE DES DONNEES EXPERIMENTALES BRUTES	6
II.1. Détermination de la ligne de référence	7
II.2. Détermination des paramètres expérimentaux	17
II.3. Aménagement de la partie du programme principal relative au calcul des aires	20
III DETERMINATION DES PARAMETRES β, σ_0 et E_R	24
III.1. Etude analytique de l'aire partielle	25
III.2. Calcul numérique de l'aire partielle	33
III.3. Opportunité du calcul de la matrice des fonc- tions ψ_{jk} et ϕ_{jk}	37
III.4. Détermination des paramètres β, σ_0, E_R par la méthode des moindres carrés	41
III.5. Diagramme général, notations, présentation des données	53

IV EXEMPLES D'APPLICATION A DEUX

DOUBLETS	57
IV.1. Doublet du platine	58
IV.2. Doublet du néodyme	61
IV.3. Conclusion	62
V APPENDICE	63
V.1. Remarque	63

LEGENDES DES FIGURES

- Fig. 1 - Courbe de transmission. Détermination de la ligne de référence.
- Fig. 2 - Organigramme du sous-programme SPAT.
- Fig. 3 - Organigramme du sous-programme TPSA.
- Fig. 4 - Organigramme du sous-programme ADELIS.
- Fig. 5 - Organigramme du sous-programme TRMIM. Réduction des abscisses à l'intervalle $[-1, +1]$ et calcul des coefficients du développement en polynômes de Legendre.
- Fig. 6 - Organigramme du sous-programme TRMIN. Recherche du minimum de transmission et de l'énergie correspondante.
- Fig. 7 - Organigramme du sous-programme TRMIN. Détermination du calcul des différentes largeurs.
- Fig. 8 - Organigramme du sous-programme TRMIN. Calcul des largeurs à f de la profondeur.
- Fig. 9 - Courbe de transmission T_{IR} . Détermination des paramètres expérimentaux.
- Fig. 10- Diagramme général du calcul des aires.
- Fig. 11- Organigramme du programme principal. Détermination de la ligne de référence et calcul des T_{IR} .

- Fig. 12 - Organigramme du programme principal. Détermination de E_R , T_{MIN} , Γ .
- Fig. 13 - Organigramme du programme principal. Calcul des aires partielles.
- Fig. 14 - Histogramme de transmission.
- Fig. 15 - Organigramme du sous-programme AIRES. Transfert des paramètres et calcul de X_{MAX} .
- Fig. 16 - Organigramme du sous-programme AIRES. Repérage de IS et décision de calcul de la matrice des ψ_{jk} et ϕ_{jk} .
- Fig. 17 - Organigramme du sous-programme AIRES. Calcul de la matrice des ψ_{jk} et ϕ_{jk} .
- Fig. 18 - Organigramme du sous-programme AIRES. Calcul de la matrice des ψ_{jk} et ϕ_{jk} .
- Fig. 19 - Organigramme du sous-programme AIRES. Calcul de la matrice des ψ_{jk} et ϕ_{jk} .
- Fig. 20 - Organigramme du sous-programme AIRES. Calcul de l'intégrant.
- Fig. 21 - Organigramme du sous-programme AIRES. Calcul de l'aire.
- Fig. 22 - Numérotation des points expérimentaux.
- Fig. 23 - Organigramme du programme principal. Lecture et classement des données.

- Fig. 24 - Organigramme du programme principal. Numérotation des points où les valeurs approchées sont calculées, détermination des pas et des α_{\max} , transfert des valeurs initiales.
- Fig. 25 - Organigramme du programme principal. Calcul des valeurs approchées.
- Fig. 26 - Organigramme du sous-programme MQ. Transfert des valeurs initiales. Calcul des dérivées partielles.
- Fig. 27 - Organigramme du sous-programme MQ. Formation des équations normales, résolution, calcul de la matrice d'erreurs, impression des résultats.
- Fig. 28 - Organigramme du sous-programme MQ. Tests de convergence.
- Fig. 29 - Dérivation par rapport à E_R . Glissement de la courbe.
- Fig. 30 - Diagramme général.
- Fig. 31 - Mise en place de la ligne de référence.
- Fig. 32 - Table des ordonnées de la courbe de transmission interféro-résonnante.
- Fig. 33 - Table des aires partielles pour la résonance à 66,9 eV de ^{195}Pt .
- Fig. 34 - Table des aires partielles pour la résonance à 67,5 eV de ^{195}Pt .
- Fig. 35 - Recherche des paramètres. Estimation de valeurs approchées.

- Fig. 36 - Méthode des moindres carrés. Résultats relatifs au doublet de ^{195}Pt à 66,9 et 67,5 eV.
- Fig. 37 - Contrôle graphique. Doublet de ^{195}Pt à 66,9 et 67,5 eV
- Fig. 38 - Contrôle graphique. ^{Doublet} du ^{195}Pt à 66,9 et 67,5 eV.
- Fig. 39 - Méthode des moindres carrés. Valeurs initiales et premières itérations.
- Fig. 40 - Méthode des moindres carrés. Résultats relatifs au doublet de ^{145}Nd à 102,2 et 103,6 eV.
- Fig. 41 - Contrôle graphique. Doublet de ^{145}Nd à 102,2 et 103,6 eV. Table des valeurs expérimentales et théoriques.
- Fig. 42 - Contrôle graphique. Doublet de ^{145}Nd à 102,2 et 103,6 eV. Tracé des courbes.
- Fig. 43 - En-tête du listing relatif à une expérience faite sur Y à l'aide d'un analyseur en temps type accordéon.
- Fig. 44 - Liste des données.

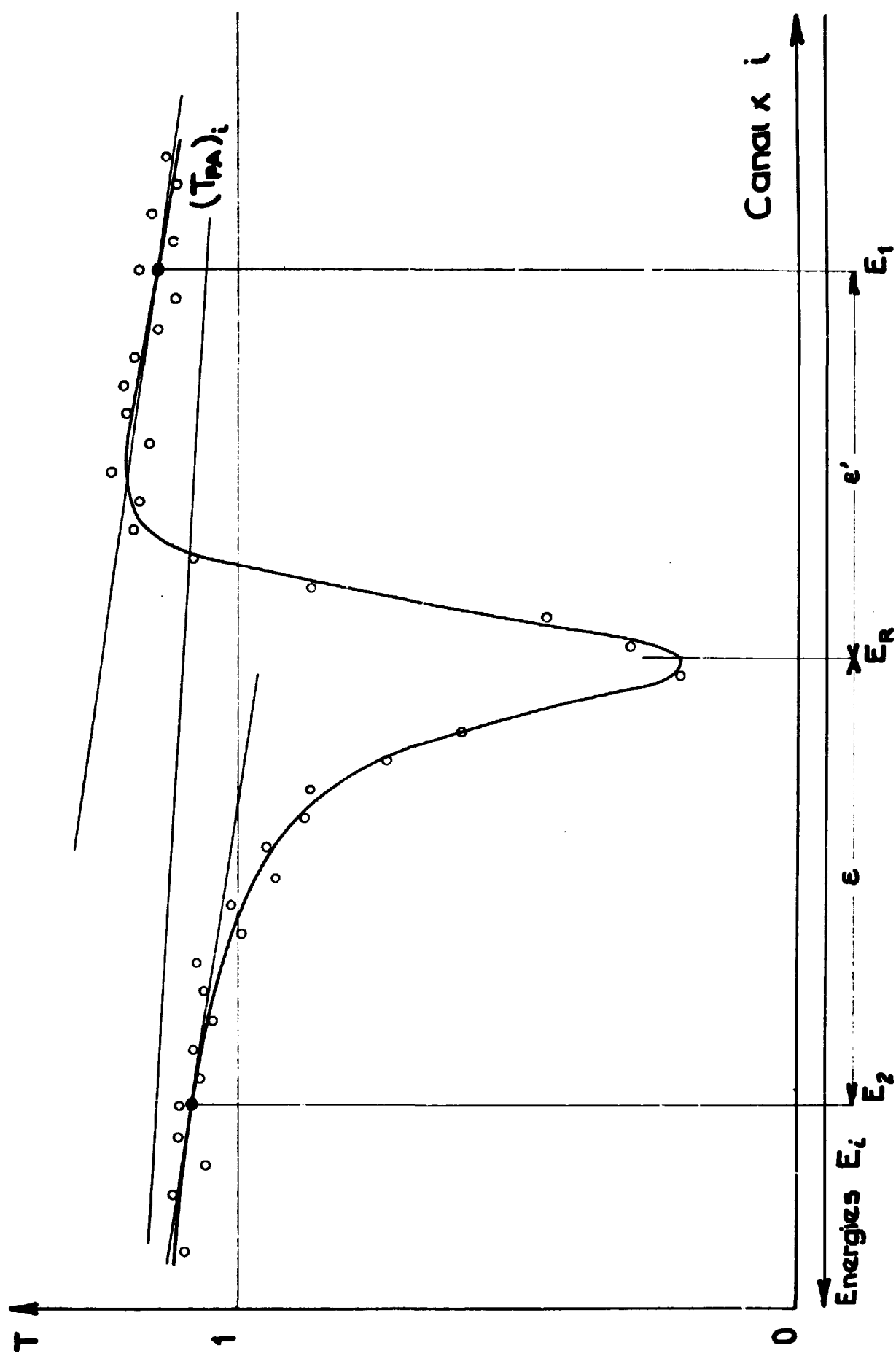


Fig. 1 - Courbe de transmission. Détermination de la ligne de référence.

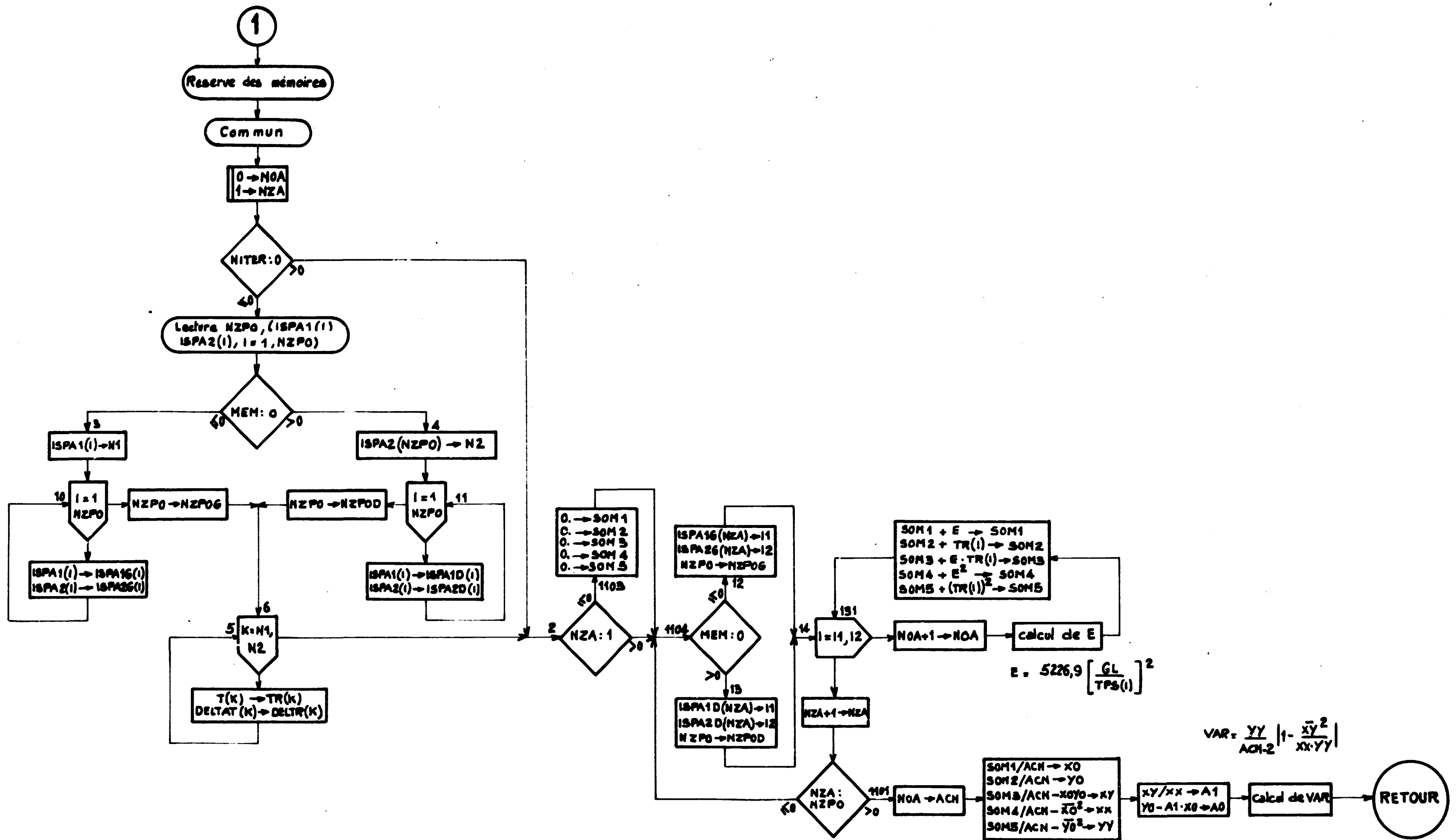


Fig.2. Sous-programme SPAT (MEM)

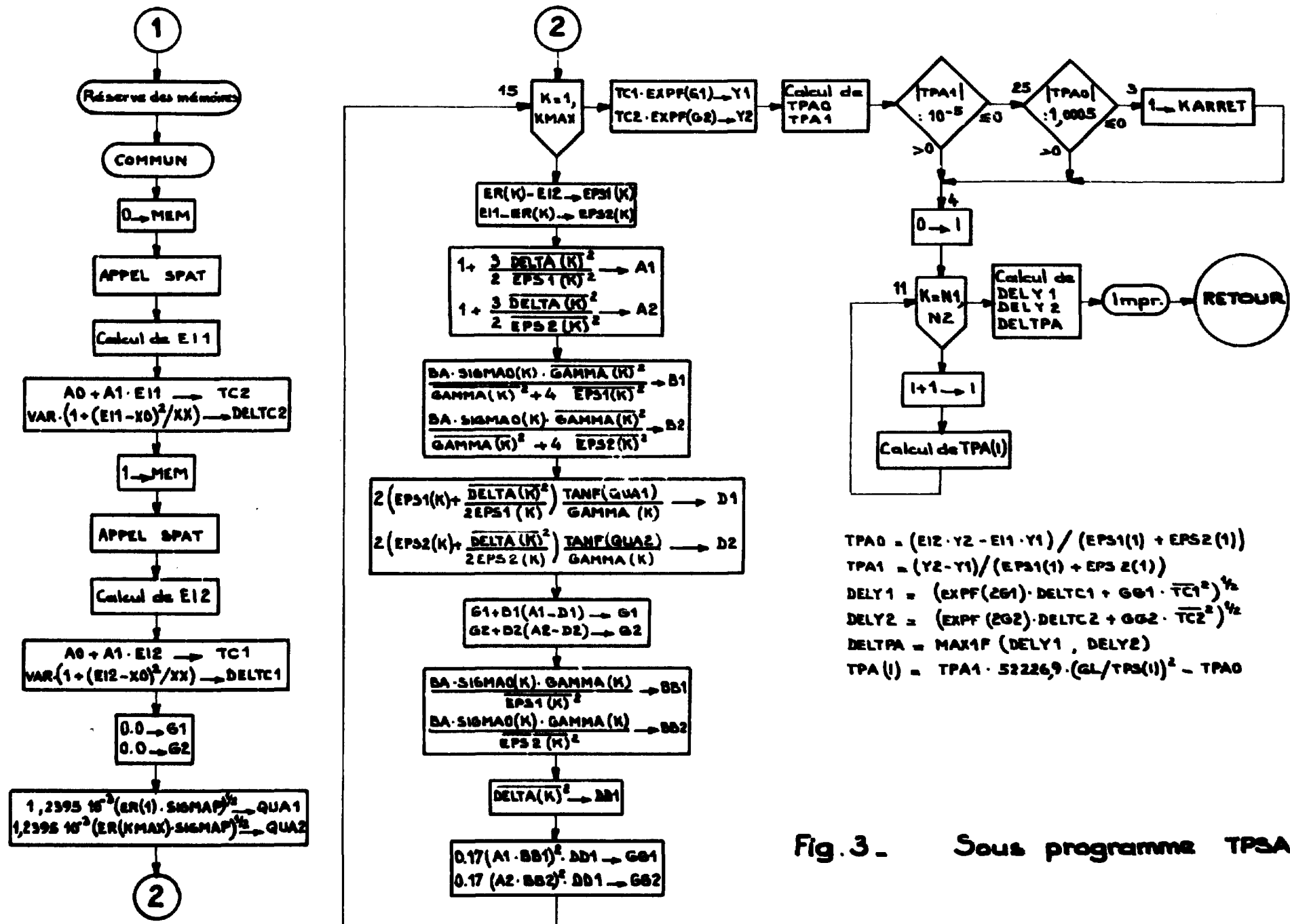


Fig. 3 - Sous programme TPSA.

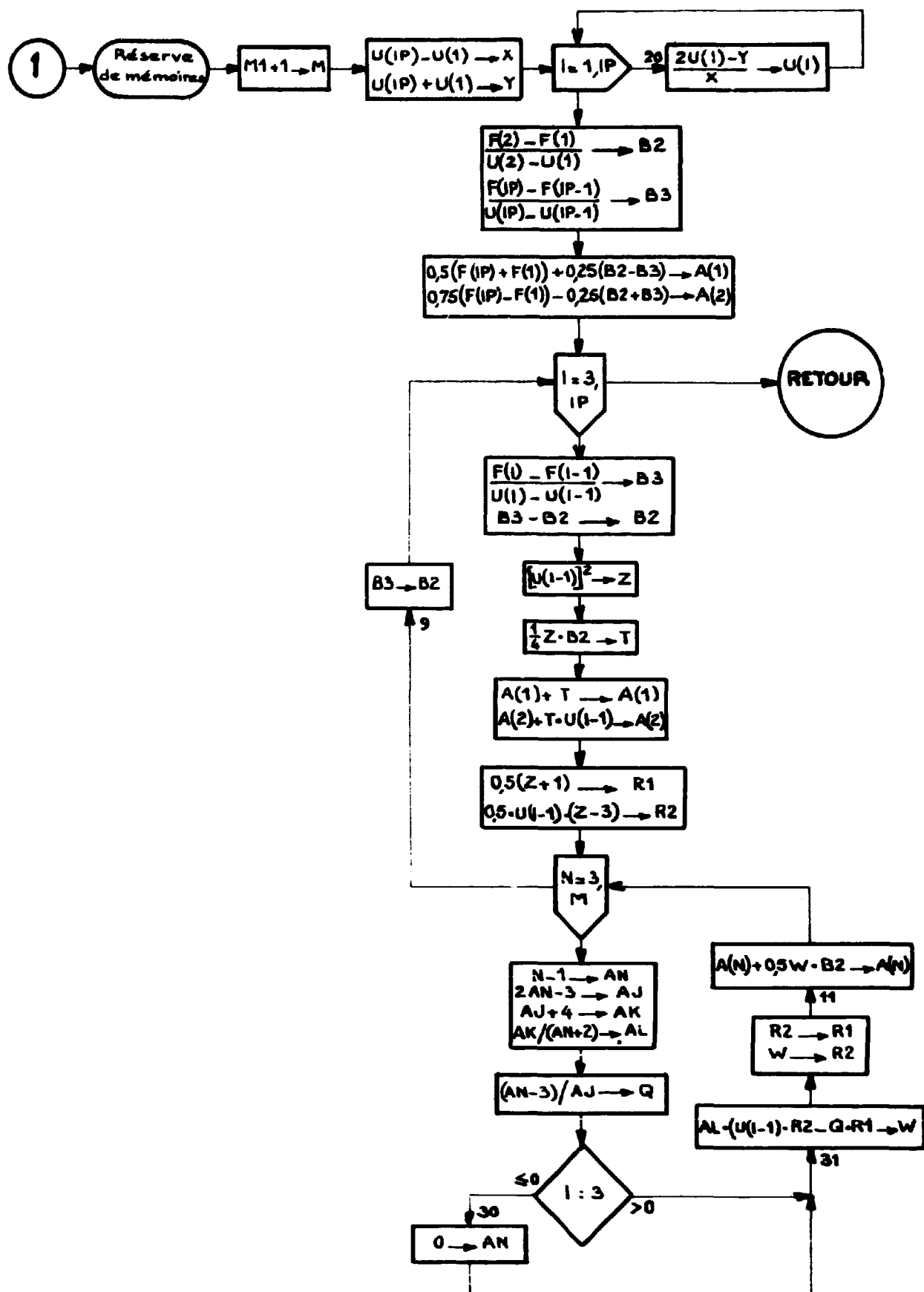


Fig. 4 - Sous programme ADELIS (M1, IP, U, F, A) .

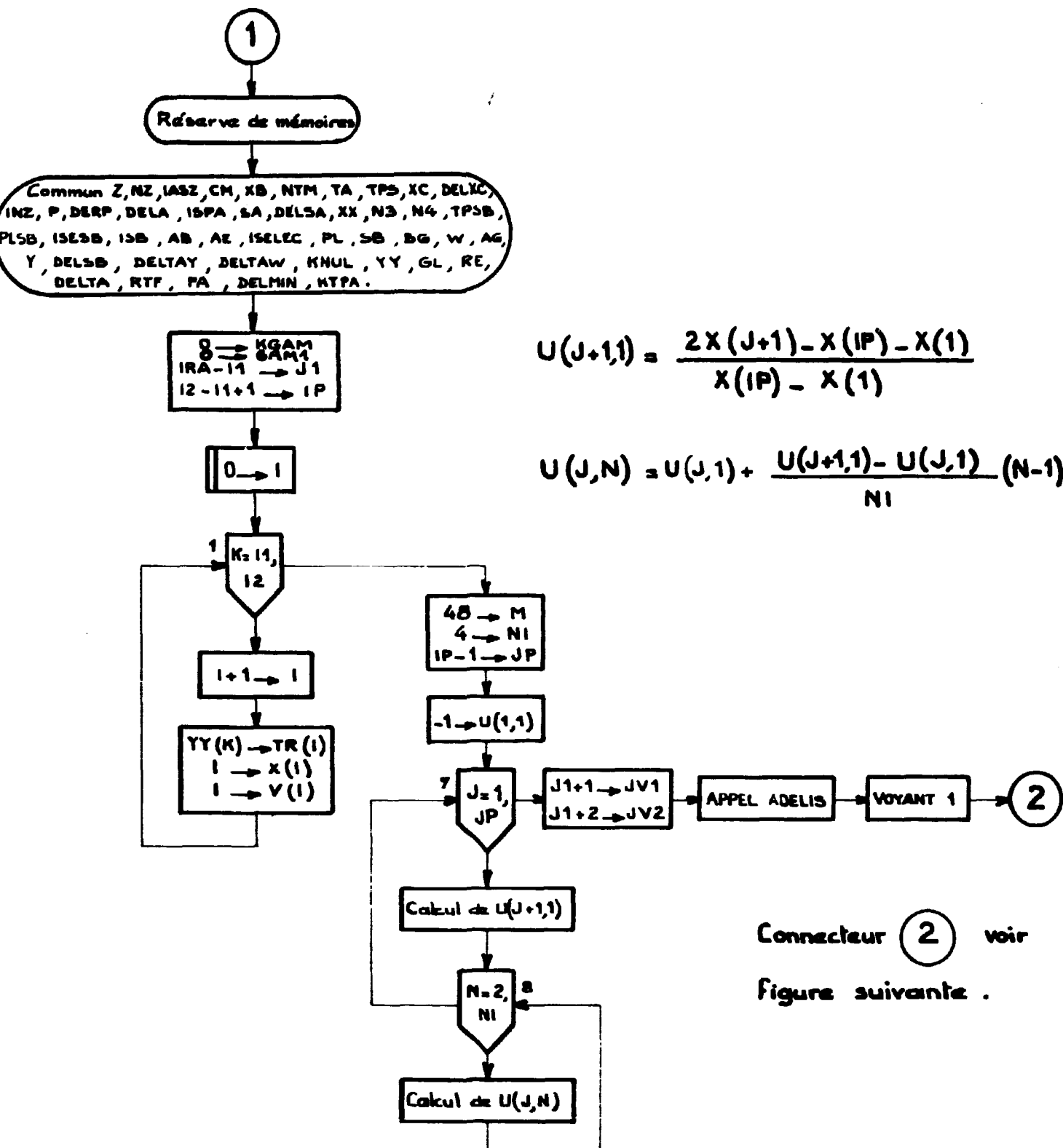


Fig. 5 - Sous programme TRMIN (IRA,11,12,TMIN,ER,GAM,GAM1,KGAM)

Réduction des abscisses à l'intervalle $[-1,+1]$ et calcul des coefficients du développement en polynômes de Legendre.

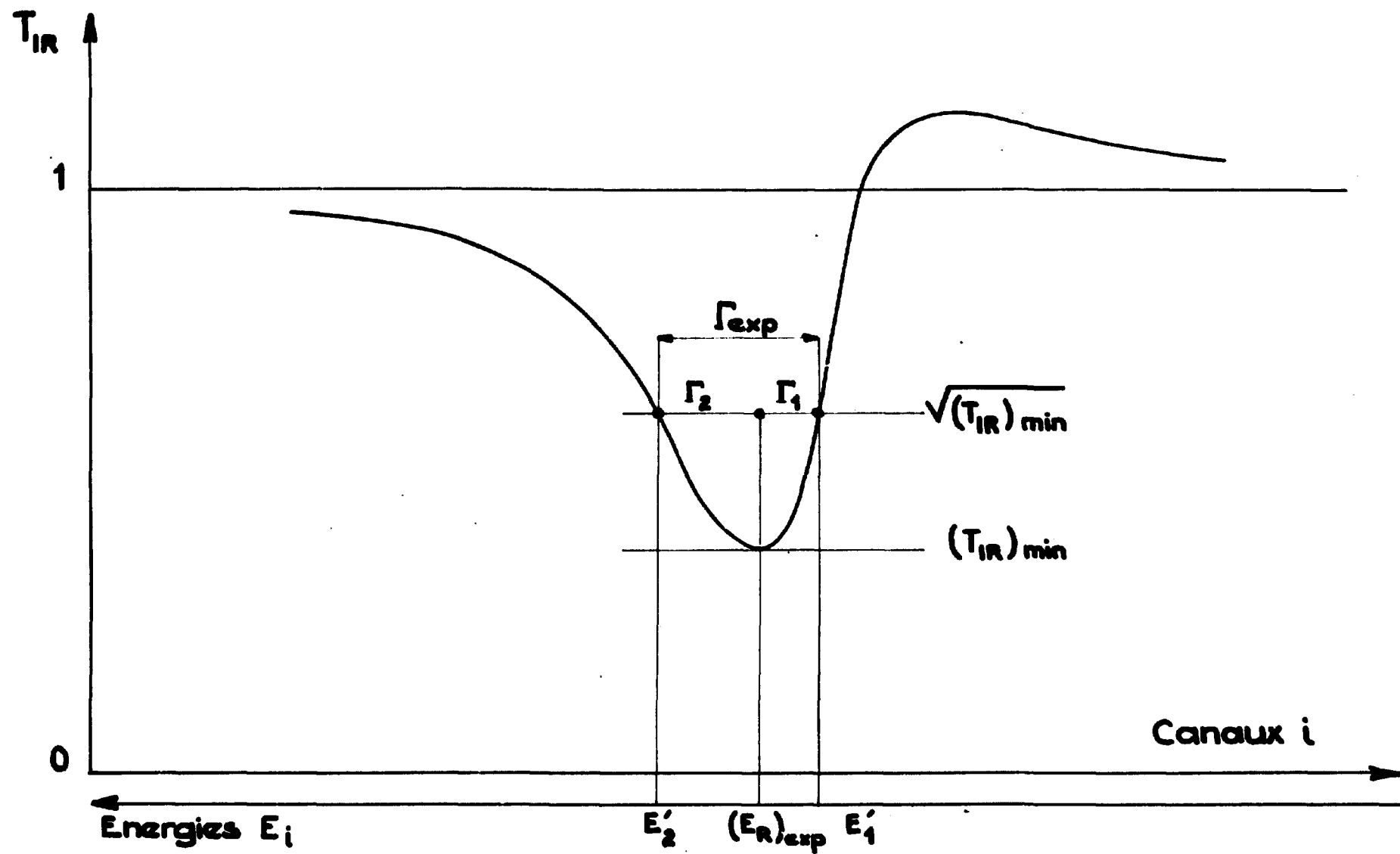


Fig. 9 - Courbe de transmission T_{IR} . Détermination des paramètres expérimentaux.

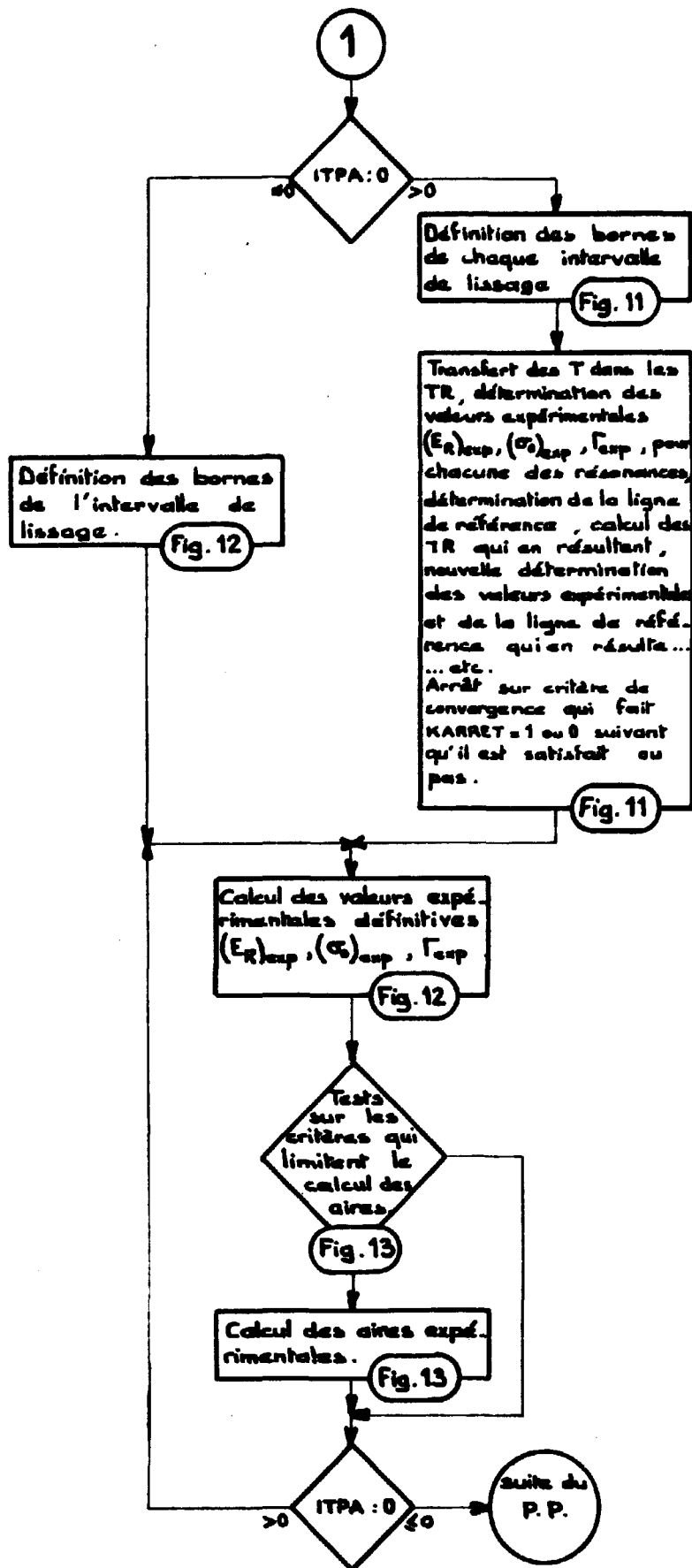


Fig. 10. Diagramme général du calcul des aires.

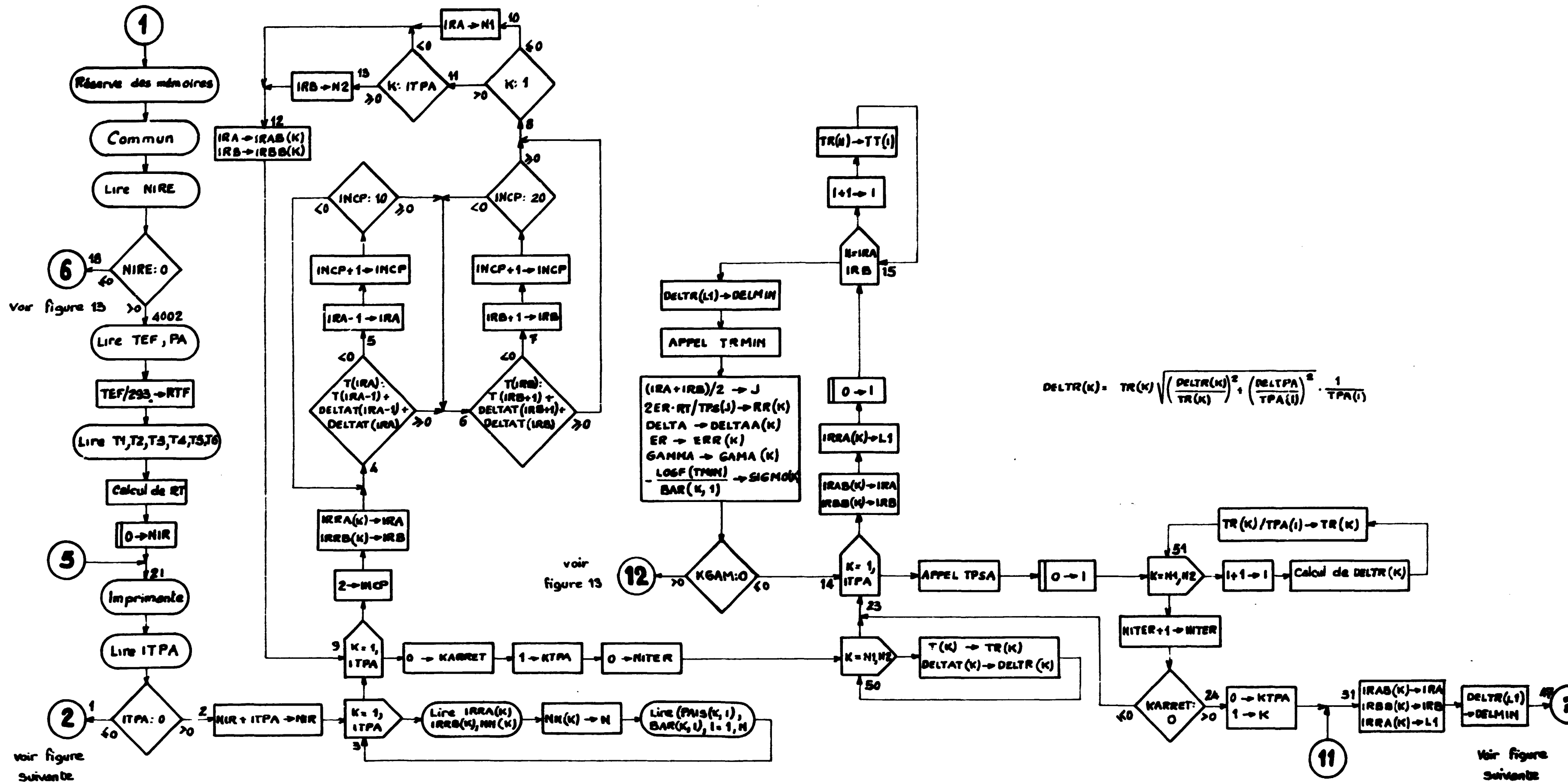


Fig.11 . Programme principal . Détermination de la ligne de référence et calcul des T_{IR}

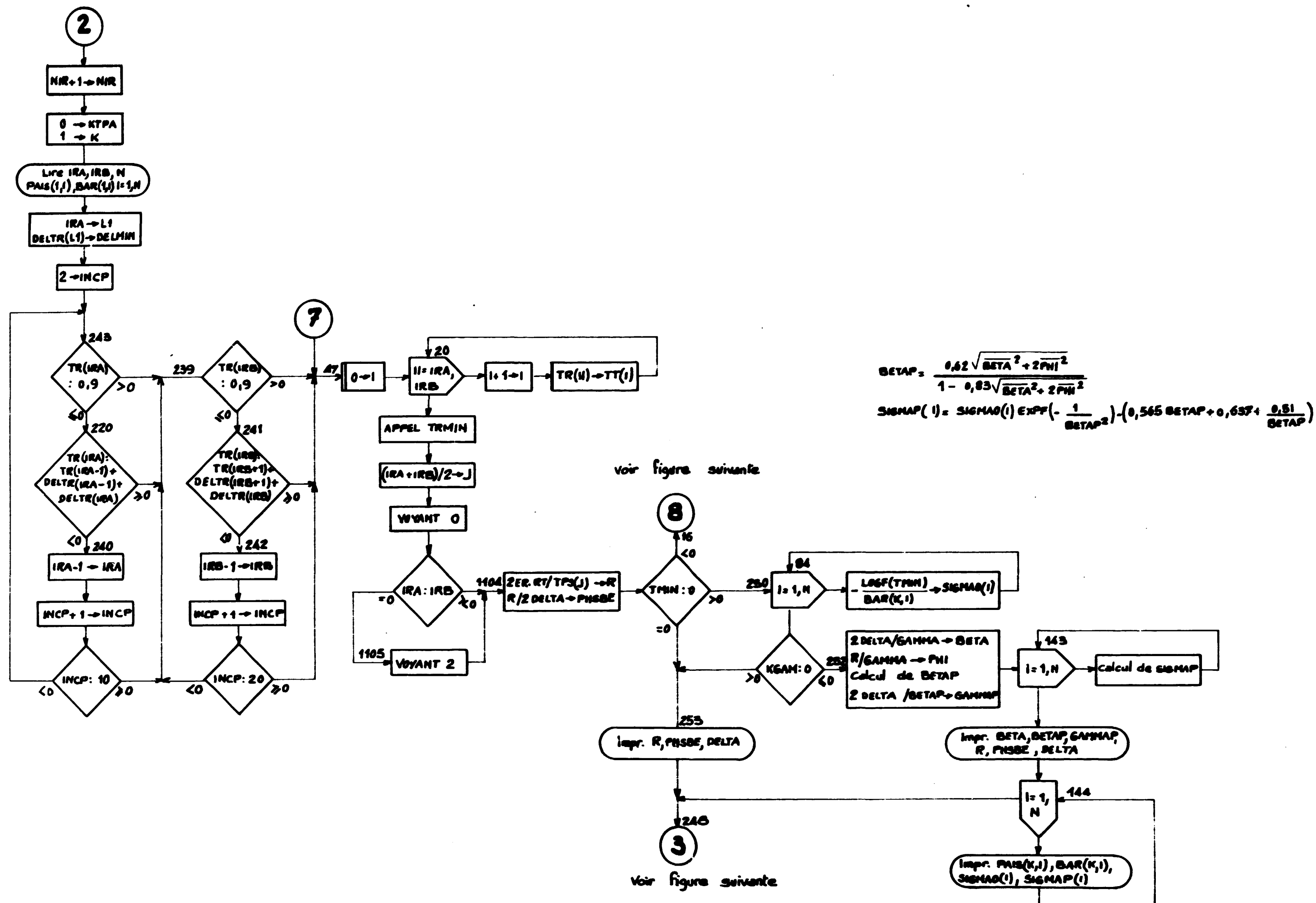


Fig. 12. Programme principal. Détermination de E_R , T_{MIN} et F

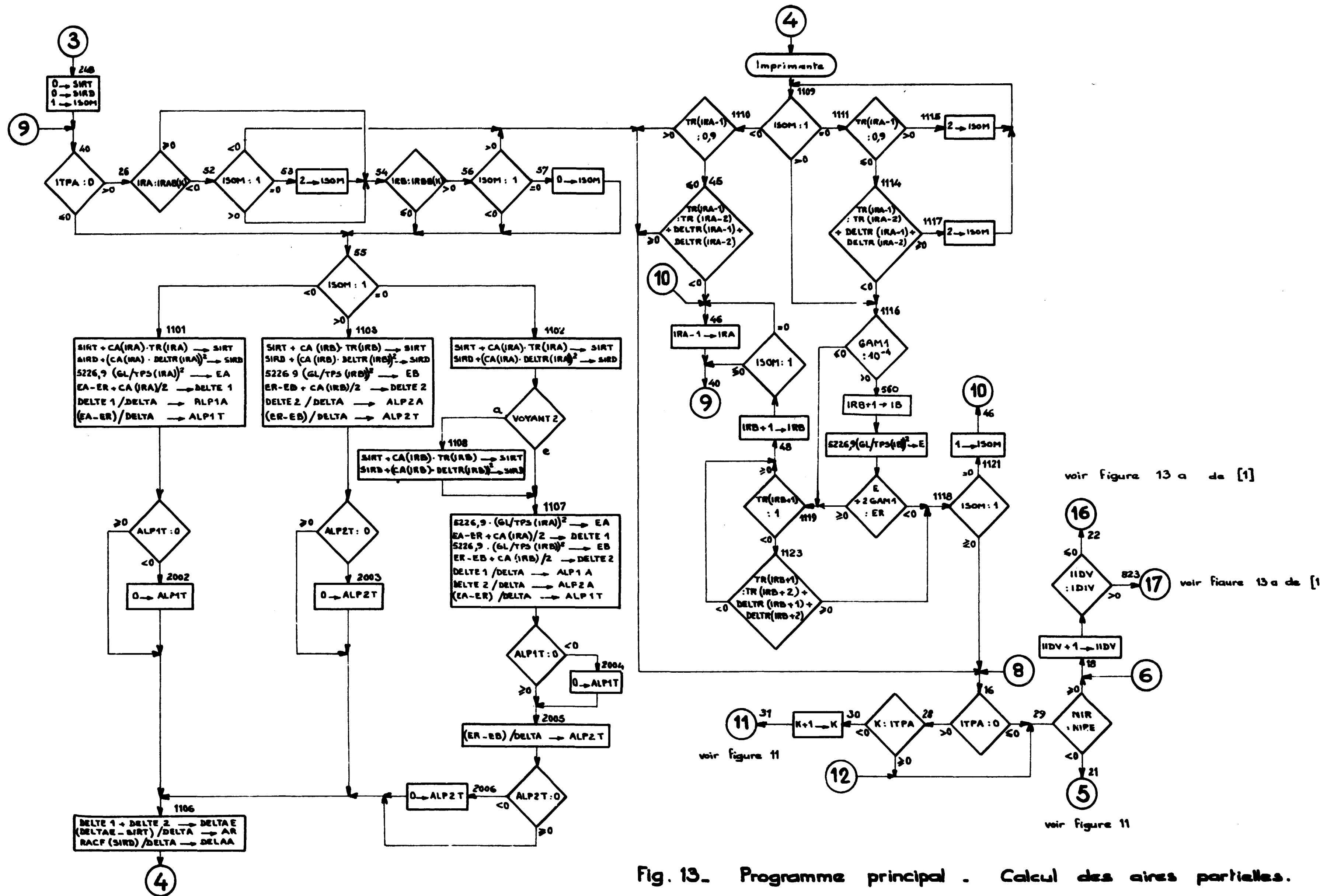


Fig. 13. Programme principal . Calcul des aires partielles.

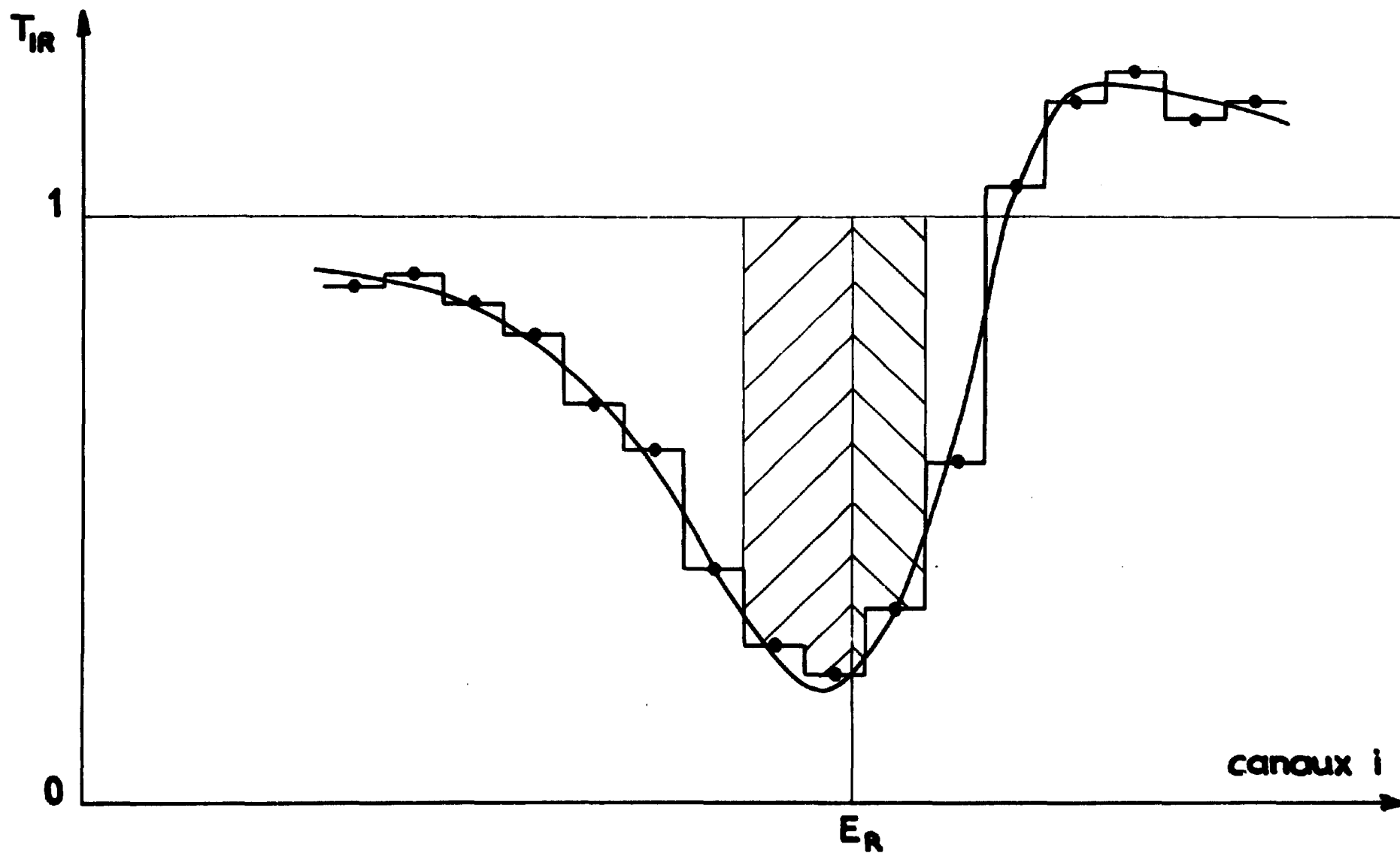


Fig. 14 - Histogramme de transmission.

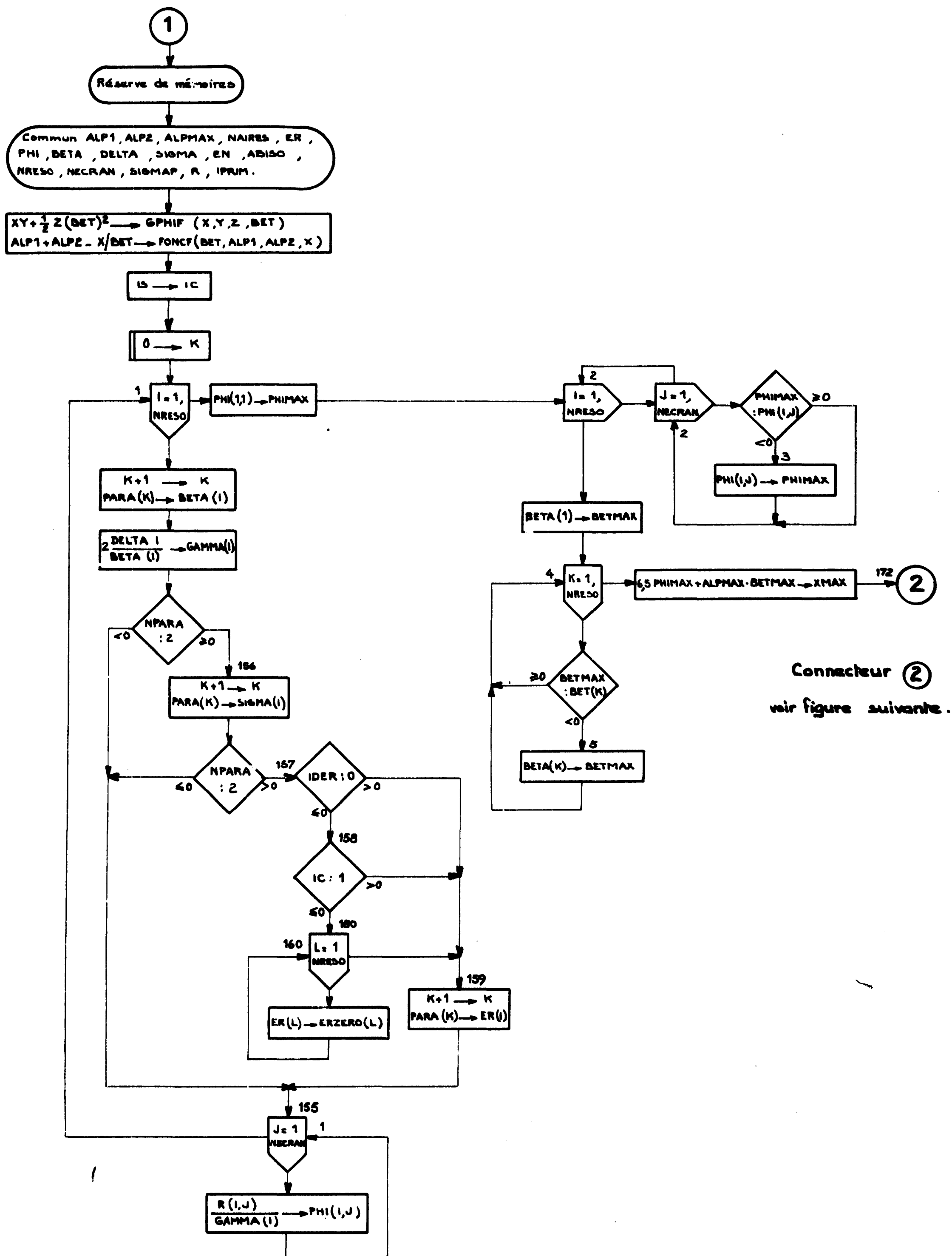


Fig.15 - Sous programmes AIRE (IS, PARA, V, W, PAS, JMAX, IDER, NPARA, NPRIM).
Transfert des paramètres et calcul de XMAX.

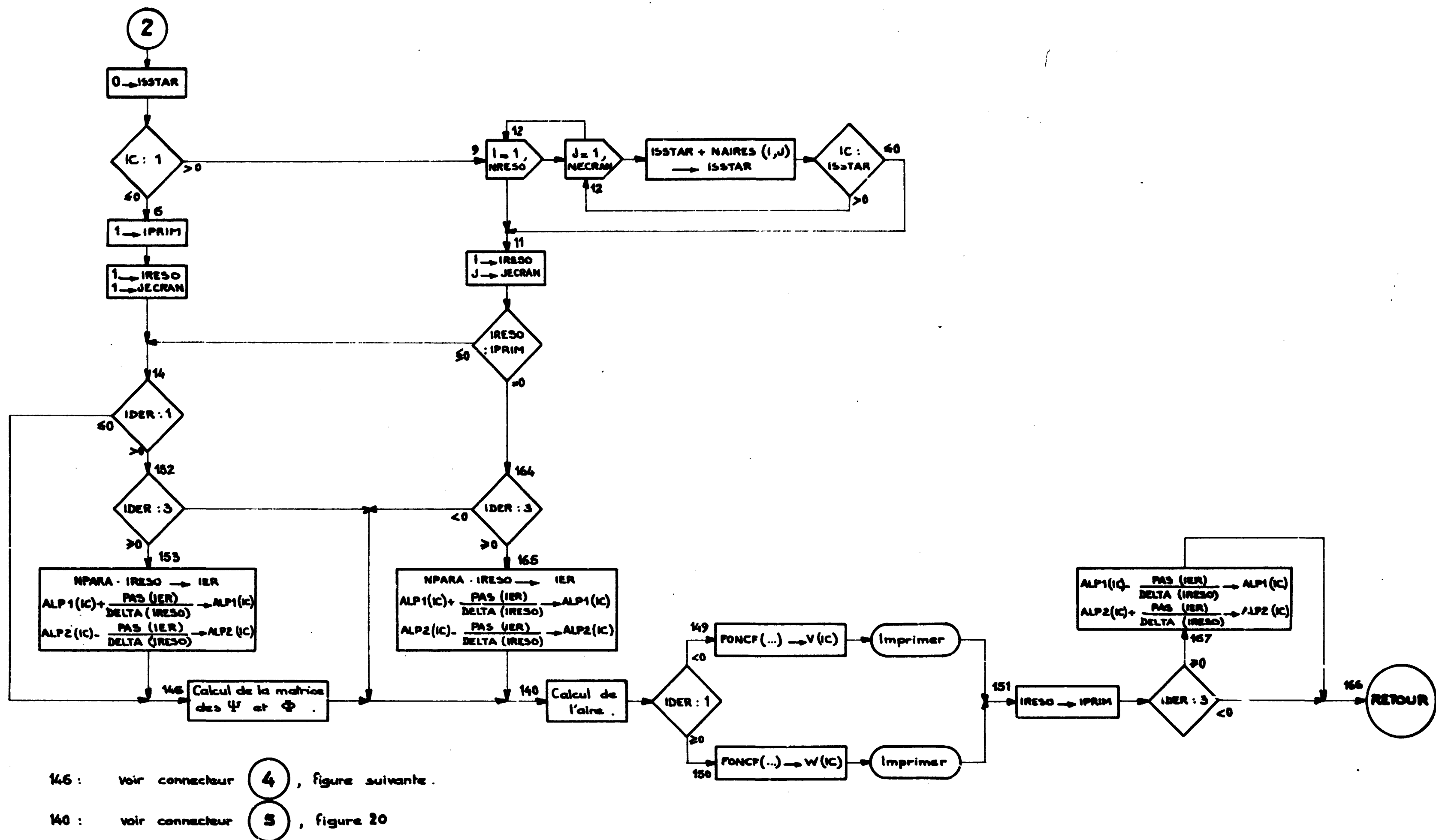
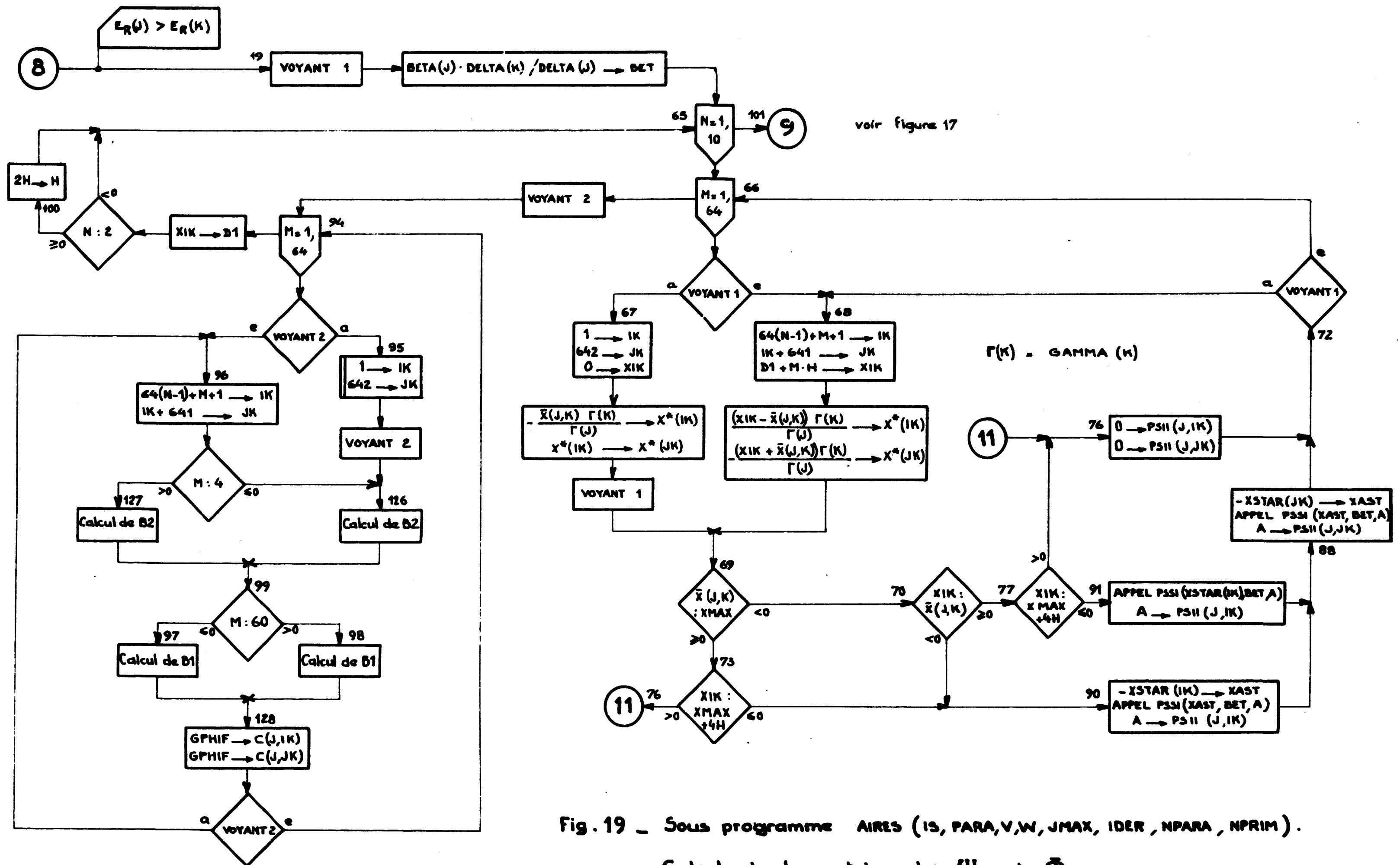


Fig . 16 - Sous programme AIRE3 (IS, PARA, V, W, JMAX, IDER, NPARA, NPRIM) .

Repérage de IS et décision de calcul de la matrice des Ψ_{jk} et Φ_{jk} .



Dans 97 : B1 est celui de $25 \times \Gamma(J) / \Gamma(K)$

126 : B2 = B2 de 117

Dans 98 : B1 est celui de $26 \times \Gamma(J) / \Gamma(K)$

127 : B2 = B2 de 118

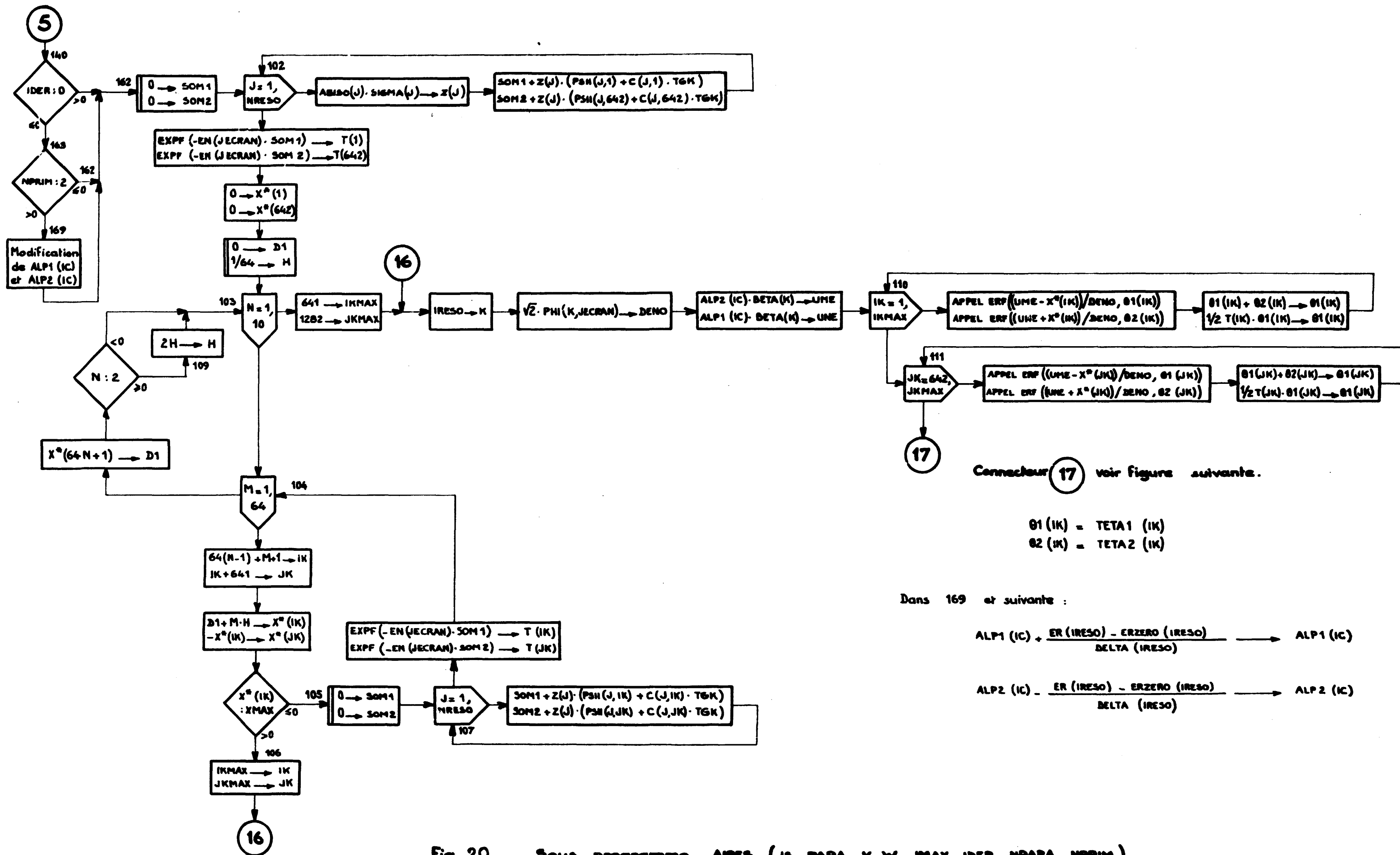


Fig.20 - Sous programme AIRS (IS, PARA, V, W, JMAX, IDER, NPARA, NPRIM) .
 Calcul de l'intégrant.

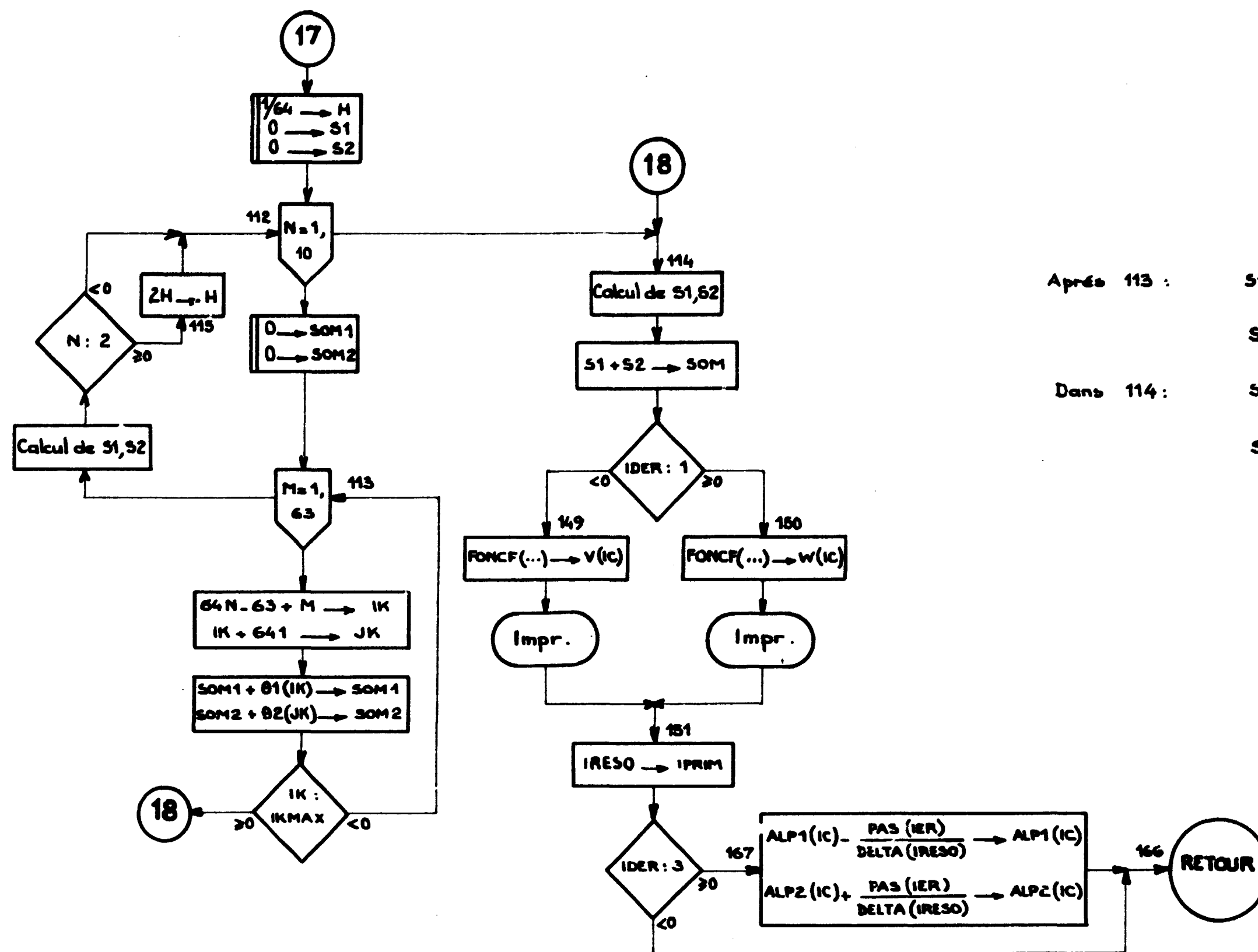


Fig.21 - Sous programme ARES (IS, PARA, V, W, JMAX, IER, NPARA, NPRIM).
Calcul de l'intégrale de l'aire.

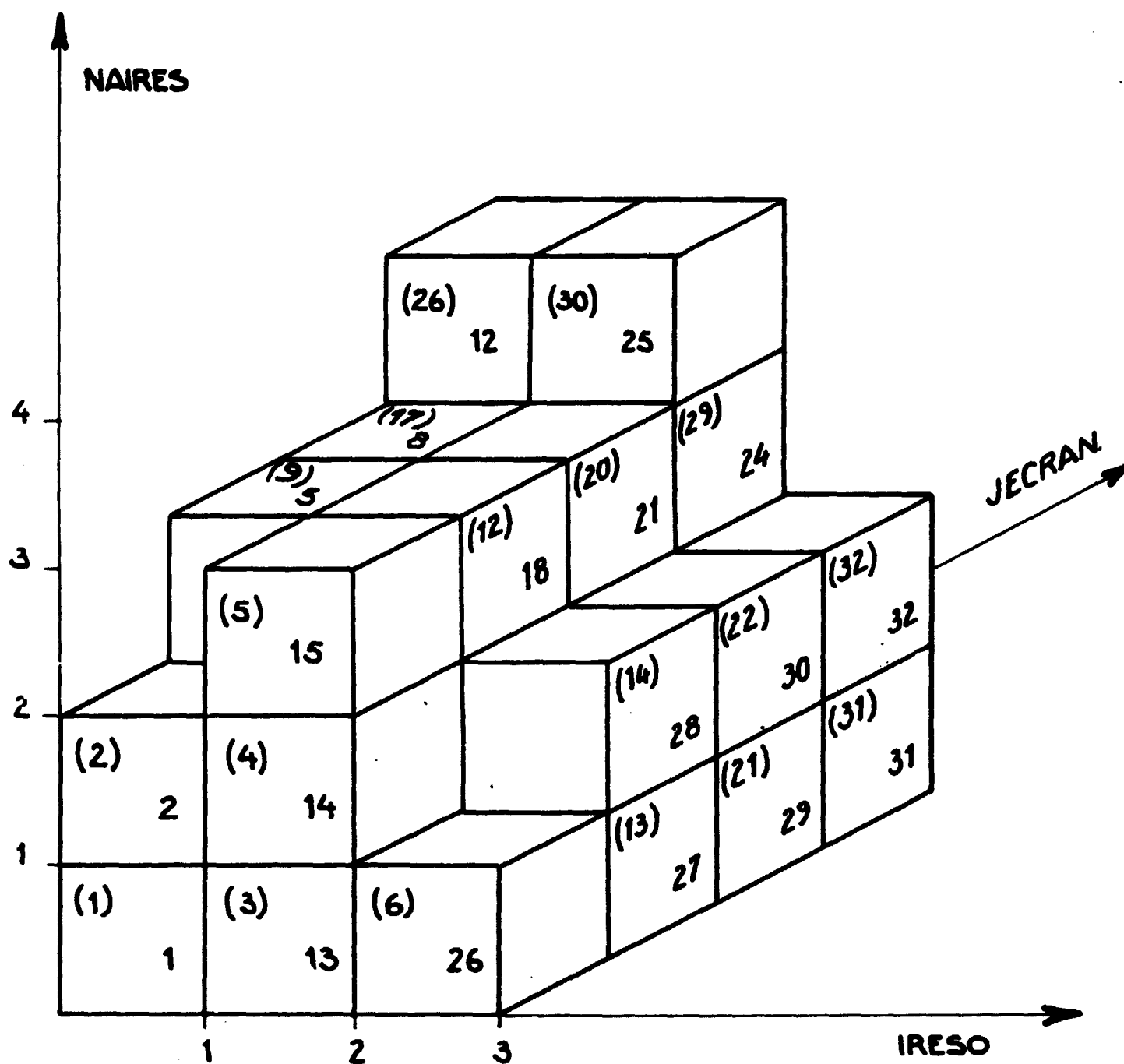


Fig. 22 - Numérotation des points expérimentaux.

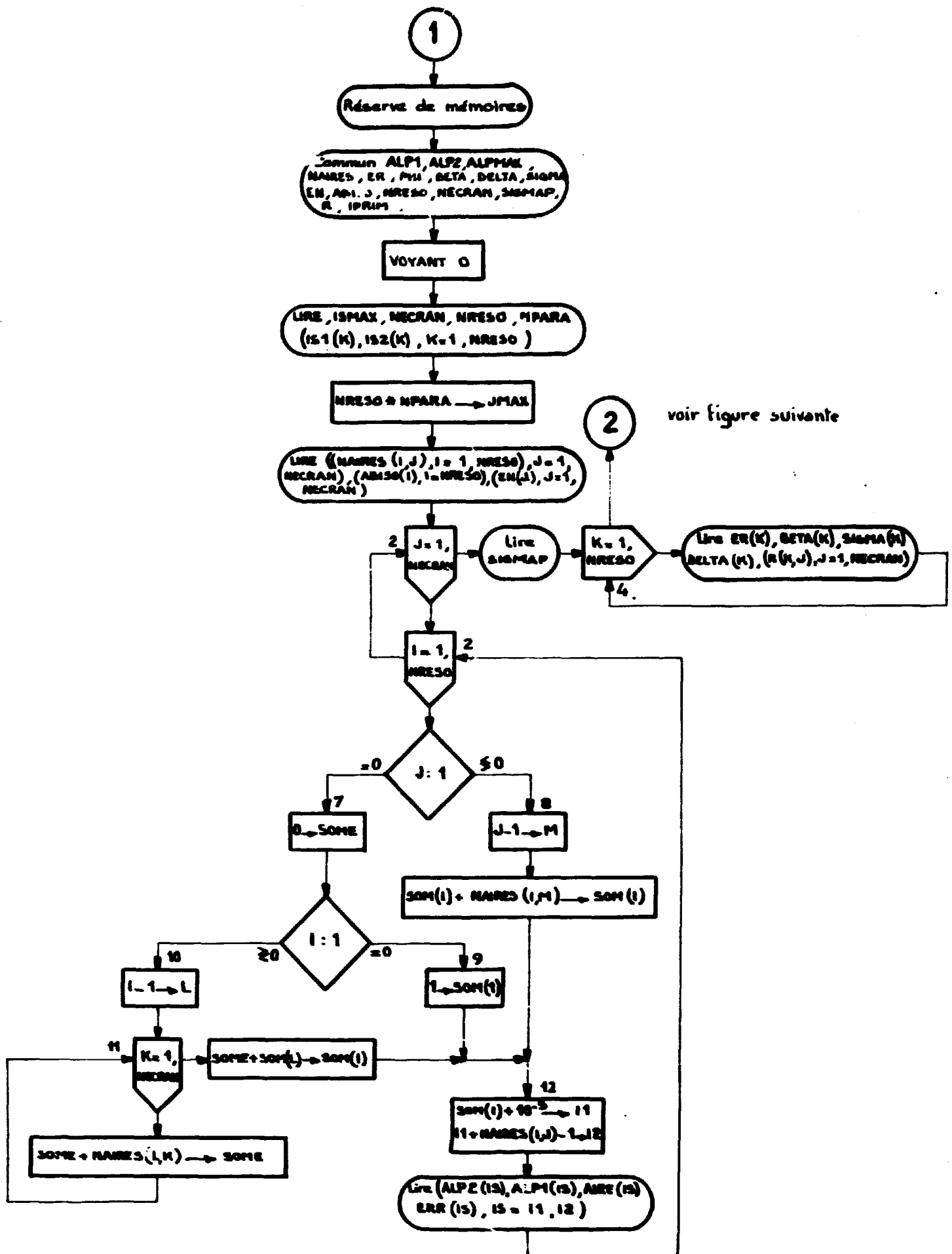


Fig.23 - Programme principal. Lecture et classement des données.

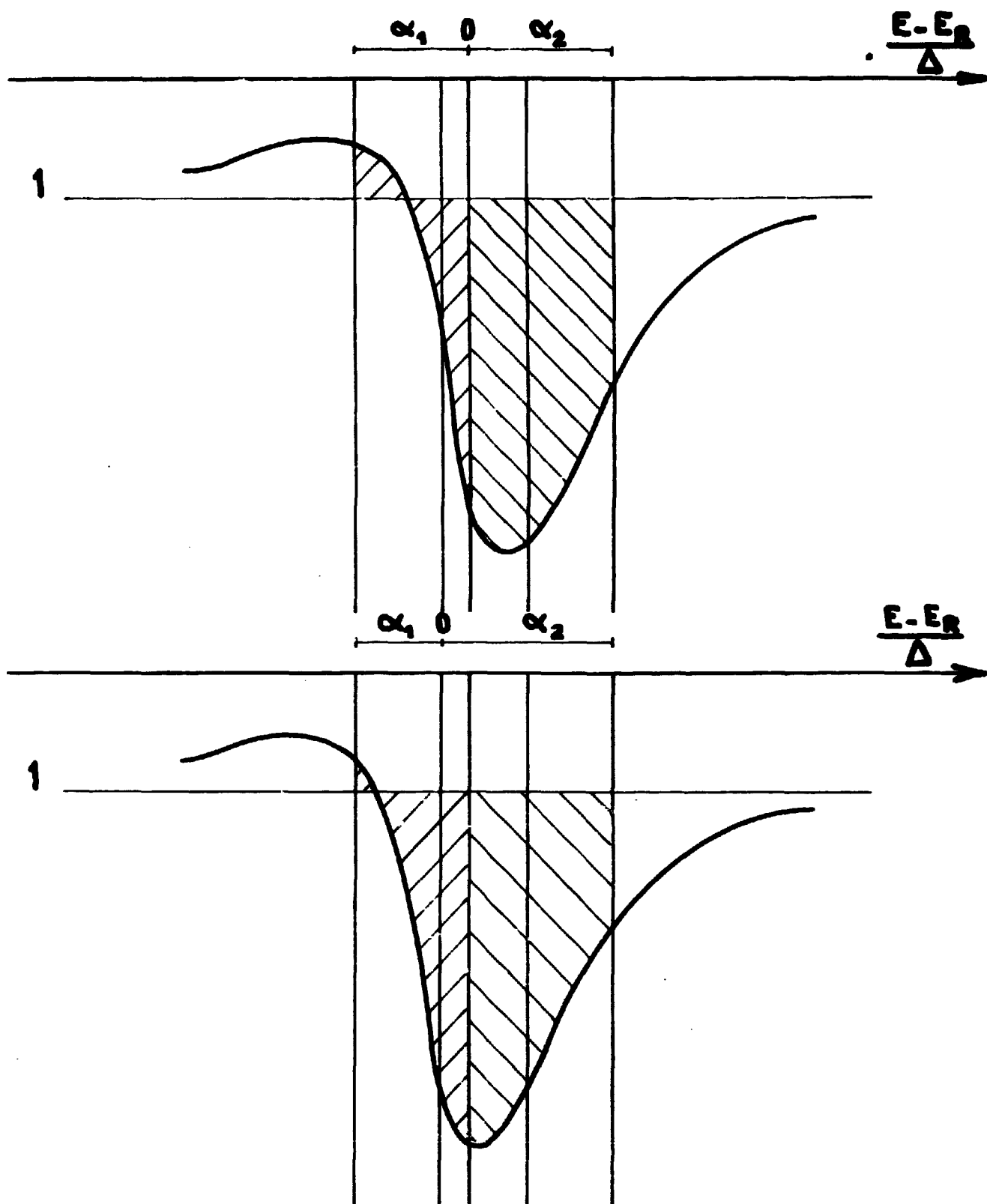
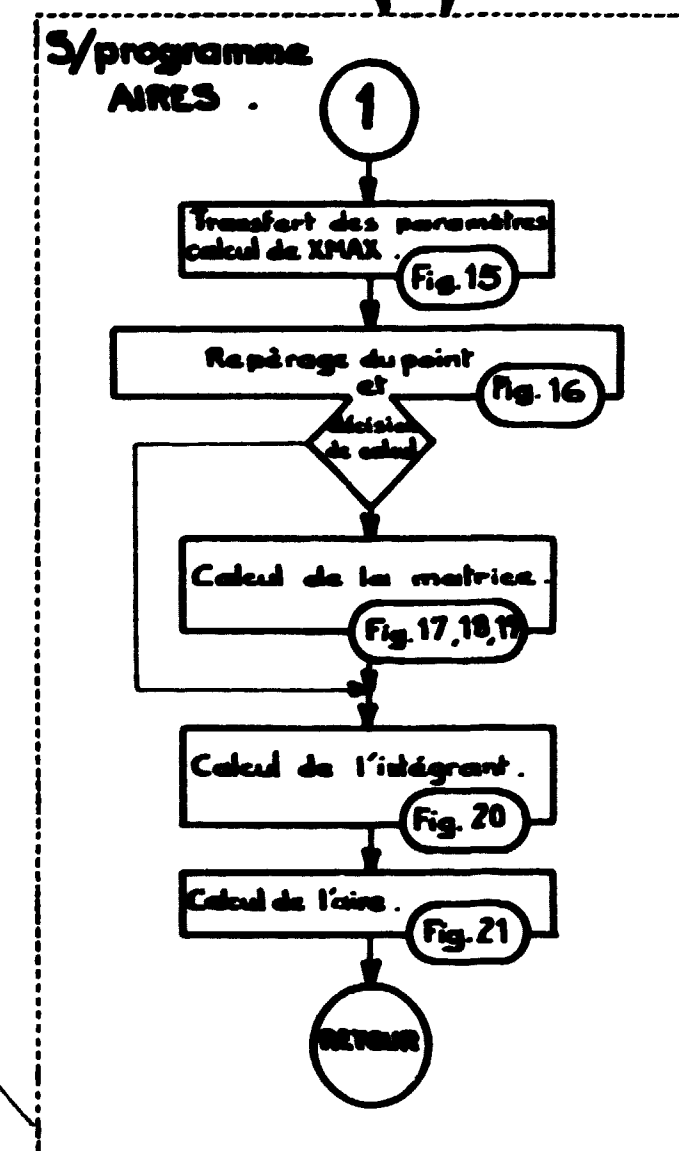
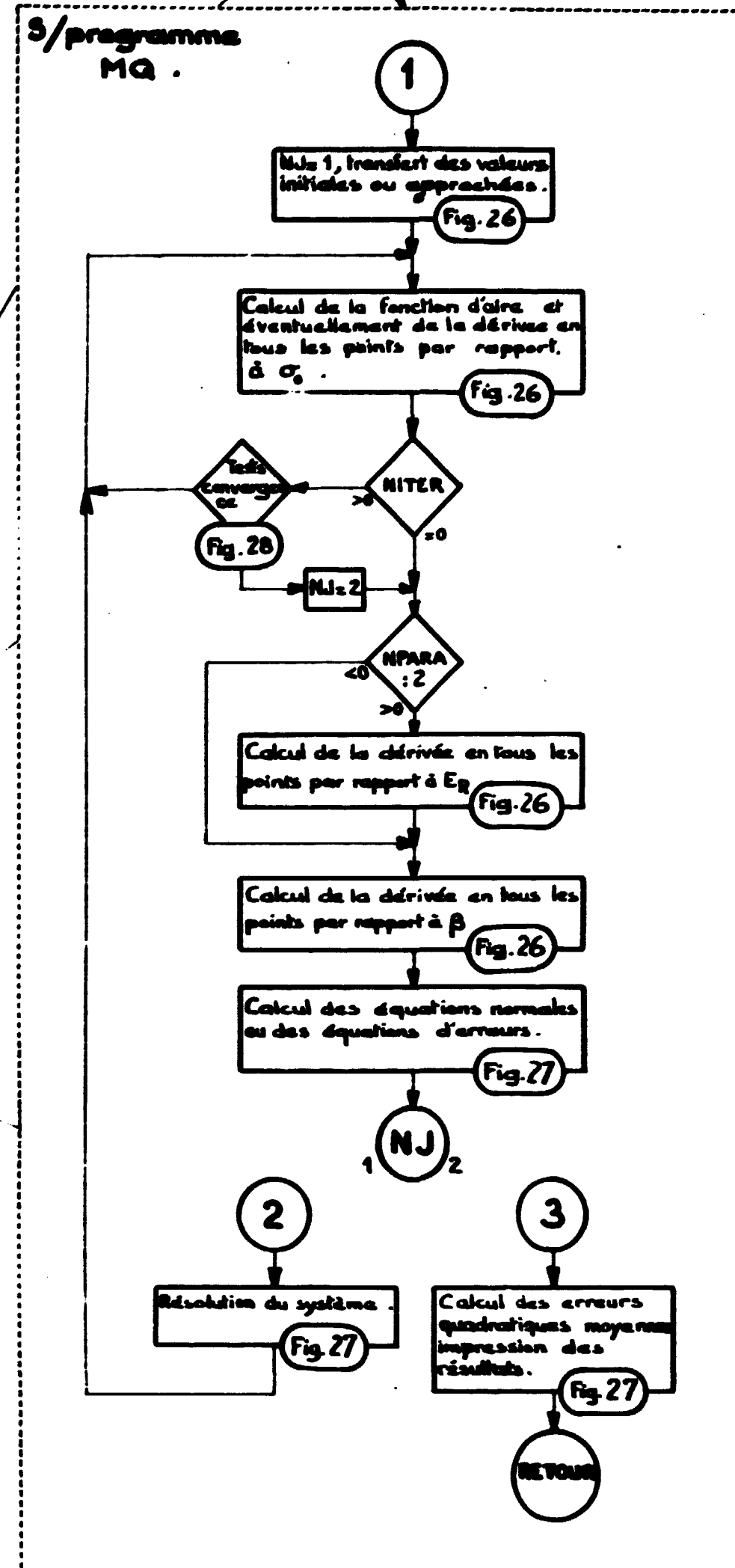
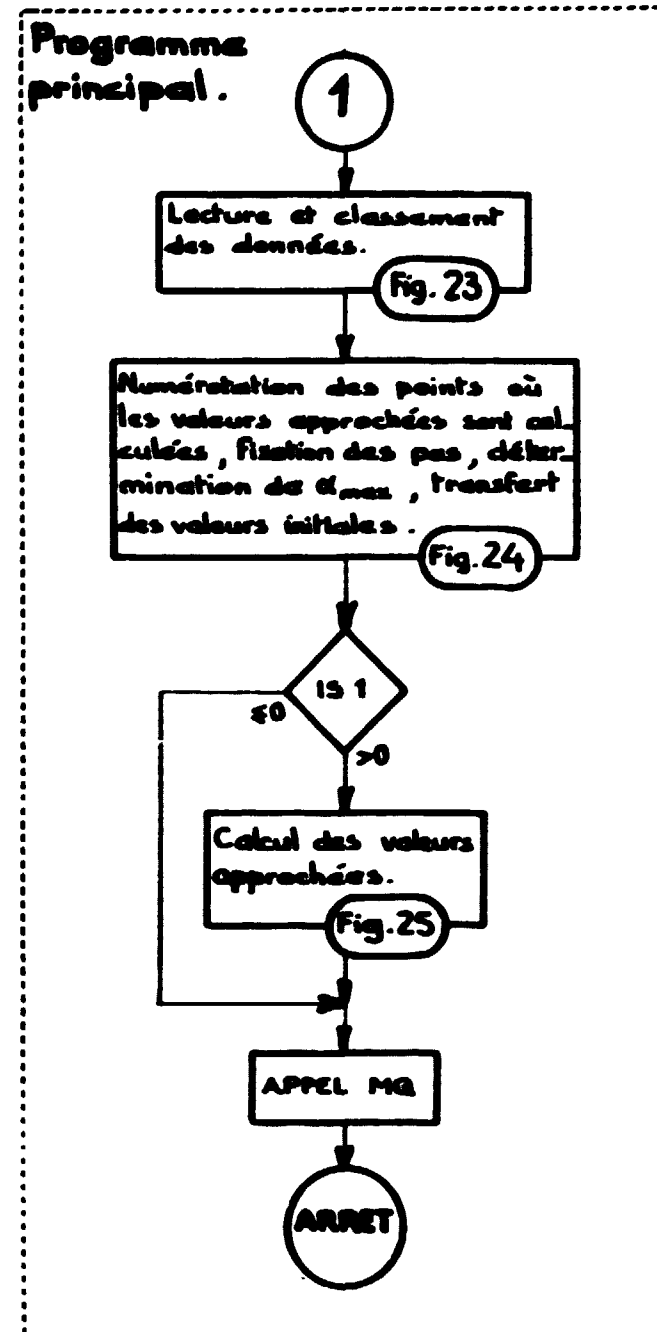


Fig.29 - Dérivation par rapport à E_R . Glissement de la courbe T_{IR}



NUMERO DE L EXPERIENCE 22064

CAS 1

PLATINE

ON CALCULE LA LIGNE DE REFERENCE POUR LA (OU LES) 2 RESONANCE(S) SUIVANTE(S)

1 ER= 0.67598E 02
2 ER= 0.66965E 02

TPAC= -0.7990E 00 TPA1= 0.5561E-02
ERREUR SUR TPA= 0.16992E-01

1	1.0513	2	1.0510	3	1.0507	4	1.0505	5	1.0502	6	1.0499	7	1.0496	8	1.0494	9	1.0491	10	1.0488
11	1.0485	12	1.0483	13	1.0480	14	1.0477	15	1.0474	16	1.0472	17	1.0469	18	1.0466	19	1.0464	20	1.0461
21	1.0458	22	1.0456	23	1.0453	24	1.0450	25	1.0448	26	1.0445	27	1.0442	28	1.0440	29	1.0437	30	1.0434
31	1.0432	32	1.0429	33	1.0426	34	1.0424	35	1.0421	36	1.0419	37	1.0416	38	1.0413	39	1.0411	40	1.0408
41	1.0406	42	1.0403	43	1.0400	44	1.0396	45	1.0393	46	1.0393	47	1.0390	48	1.0386	49	1.0385	50	1.0382
51	1.0380	52	1.0377	53	1.0375	54	1.0372	55	1.0370	56	1.0367	57	1.0365	58	1.0362	59	1.0360	60	1.0357
61	1.0355	62	1.0352	63	1.0350	64	1.0347	65	1.0345	66	1.0342	67	1.0340	68	1.0337	69	1.0335	70	1.0332
71	1.0330	72	1.0327	73	1.0325	74	1.0322	75	1.0320	76	1.0317	77	1.0315	78	1.0312	79	1.0310	80	1.0308
81	1.0305	82	1.0303	83	1.0300	84	1.0298	85	1.0295	86	1.0293	87	1.0291	88	1.0288	89	1.0286	90	1.0283
91	1.0281	92	1.0279	93	1.0276	94	1.0274	95	1.0271	96	1.0269	97	1.0267	98	1.0264	99	1.0262	100	1.0260
101	1.0257	102	1.0255	103	1.0252	104	1.0250	105	1.0248	106	1.0245	107	1.0243	108	1.0241	109	1.0238	110	1.0236
111	1.0234	112	1.0231	113	1.0229	114	1.0227	115	1.0225	116	1.0222	117	1.0220	118	1.0218	119	1.0215	120	1.0213
121	1.0211	122	1.0208	123	1.0206														

TPAC= -0.9415E 00 TPA1= 0.3052E-03
ERREUR SUR TPA= 0.16722E-01

1	1.0022	2	1.0031	3	1.0031	4	1.0031	5	1.0031	6	1.0030	7	1.0030	8	1.0030	9	1.0030	10	1.0029
11	1.0029	12	1.0029	13	1.0029	14	1.0029	15	1.0028	16	1.0028	17	1.0028	18	1.0028	19	1.0027	20	1.0027
21	1.0027	22	1.0027	23	1.0026	24	1.0026	25	1.0026	26	1.0026	27	1.0026	28	1.0025	29	1.0025	30	1.0025
31	1.0025	32	1.0024	33	1.0024	34	1.0024	35	1.0024	36	1.0023	37	1.0023	38	1.0023	39	1.0023	40	1.0023
41	1.0022	42	1.0022	43	1.0022	44	1.0022	45	1.0021	46	1.0021	47	1.0021	48	1.0021	49	1.0021	50	1.0020
51	1.0020	52	1.0020	53	1.0020	54	1.0020	55	1.0019	56	1.0019	57	1.0019	58	1.0019	59	1.0018	60	1.0018
61	1.0018	62	1.0018	63	1.0018	64	1.0017	65	1.0017	66	1.0017	67	1.0017	68	1.0017	69	1.0016	70	1.0016
71	1.0016	72	1.0016	73	1.0015	74	1.0015	75	1.0015	76	1.0015	77	1.0015	78	1.0014	79	1.0014	80	1.0014
81	1.0014	82	1.0014	83	1.0013	84	1.0013	85	1.0013	86	1.0013	87	1.0013	88	1.0012	89	1.0012	90	1.0012
91	1.0012	92	1.0011	93	1.0011	94	1.0011	95	1.0011	96	1.0011	97	1.0010	98	1.0010	99	1.0010	100	1.0010
101	1.0010	102	1.0009	103	1.0009	104	1.0009	105	1.0009	106	1.0009	107	1.0008	108	1.0008	109	1.0008	110	1.0008
111	1.0008	112	1.0007	113	1.0007	114	1.0007	115	1.0007	116	1.0007	117	1.0006	118	1.0006	119	1.0006	120	1.0006
121	1.0006	122	1.0005	123	1.0005														

TPAC= -0.9995E 00 TPA1= 0.8592E-05
ERREUR SUR TPA= 0.16666E-01

1	1.0001	2	1.0001	3	1.0001	4	1.0001	5	1.0001	6	1.0001	7	1.0001	8	1.0001	9	1.0001	10	1.0001
11	1.0001	12	1.0001	13	1.0001	14	1.0001	15	1.0001	16	1.0001	17	1.0001	18	1.0001	19	1.0001	20	1.0001
21	1.0001	22	1.0001	23	1.0001	24	1.0001	25	1.0001	26	1.0001	27	1.0001	28	1.0001	29	1.0001	30	1.0001
31	1.0001	32	1.0001	33	1.0001	34	1.0001	35	1.0001	36	1.0001	37	1.0001	38	1.0001	39	1.0001	40	1.0001
41	1.0001	42	1.0001	43	1.0001	44	1.0000	45	1.0000	46	1.0000	47	1.0000	48	1.0000	49	1.0000	50	1.0000
51	1.0000	52	1.0000	53	1.0000	54	1.0000	55	1.0000	56	1.0000	57	1.0000	58	1.0000	59	1.0000	60	1.0000
61	1.0000	62	1.0000	63	1.0000	64	1.0000	65	1.0000	66	1.0000	67	1.0000	68	1.0000	69	1.0000	70	1.0000
71	1.0000	72	1.0000	73	1.0000	74	1.0000	75	1.0000	76	1.0000	77	1.0000	78	1.0000	79	1.0000	80	1.0000
81	1.0000	82	1.0000	83	1.0000	84	1.0000	85	1.0000	86	1.0000	87	1.0000	88	1.0000	89	1.0000	90	1.0000
91	1.0000	92	1.0000	93	1.0000	94	1.0000	95	1.0000	96	1.0000	97	1.0000	98	1.0000	99	1.0000	100	1.0000
101	1.0000	102	1.0000	103	1.0000	104	1.0000	105	1.0000	106	1.0000	107	1.0000	108	1.0000	109	1.0000	110	1.0000
111	1.0000	112	1.0000	113	1.0000	114	1.0000	115	1.0000	116	1.0000	117	1.0000	118	1.0000	119	1.0000	120	1.0000
121	1.0000	122	1.0000	123	1.0000														

Fig. 31. Mise en place de la ligne de référence.

TRANSMISSIONS RESONNANTES ET LEURS ERREURS OBTENUES APRES 3 ITERATION(S)

I	TR(I)	DELTR(I)	I	TR(I)	DELTR(I)	I	TR(I)	DELTR(I)
25	0.99604	0.05917	26	0.98750	0.05473	27	0.95316	0.04677
28	0.97791	0.03986	29	0.94801	0.03190	30	0.90546	0.02697
31	0.96280	0.02603	32	0.93809	0.02347	33	0.90823	0.02253
34	0.92873	0.02244	35	0.94126	0.02245	36	0.95180	0.02207
37	0.92600	0.02208	38	0.95577	0.02208	39	0.92434	0.02190
40	0.97287	0.02238	41	0.92152	0.02163	42	0.91206	0.02135
43	0.95178	0.02259	44	0.89723	0.02107	45	0.96204	0.02299
46	0.93264	0.02194	47	0.97402	0.02300	48	0.91360	0.02167
49	0.94115	0.02225	50	0.91707	0.02149	51	0.94511	0.02264
52	0.92627	0.02198	53	0.96953	0.02332	54	0.93873	0.02218
55	0.91336	0.02171	56	0.94193	0.02248	57	0.92200	0.02230
58	0.93632	0.02240	59	0.90422	0.02193	60	0.86942	0.02107
61	0.86363	0.02117	62	0.86588	0.02127	63	0.82385	0.02089
64	0.73081	0.01898	65	0.63934	0.01784	66	0.53344	0.01573
67	0.44984	0.01497	68	0.39267	0.01344	69	0.40564	0.01402
70	0.44646	0.01460	71	0.52283	0.01623	72	0.50568	0.01508
73	0.51821	0.01615	74	0.45146	0.01442	75	0.41543	0.01404
76	0.39746	0.01375	77	0.38237	0.01366	78	0.43626	0.01453
79	0.49826	0.01540	80	0.59755	0.01695	81	0.69574	0.01888
82	0.40686	0.01397	83	0.84198	0.02130	84	0.88412	0.02188
85	0.85746	0.02131	86	0.92683	0.02237	87	0.89341	0.02219
88	0.89394	0.02161	89	0.91868	0.02249	90	0.92336	0.02221
91	0.98472	0.02405	92	0.92433	0.02270	93	0.99905	0.02531
94	0.94810	0.02300	95	0.95135	0.02310	96	0.95372	0.02321
97	1.01605	0.02476	98	0.93081	0.02274	99	0.96308	0.02361
100	0.96778	0.00047	101	0.96803	0.00047	102	0.96828	0.00047
103	0.96853	0.00047	104	0.96878	0.00047	105	1.02039	0.02442
106	0.93962	0.02307	107	1.00676	0.02424	108	0.98345	0.02386
109	0.95674	0.02261	110	0.99162	0.02397	111	0.97208	0.02330
112	1.00601	0.02437	113	0.97500	0.02341	114	0.97097	0.02390
115	0.95772	0.02293	116	0.97604	0.02410	117	0.95694	0.02304
118	0.99831	0.02460	119	0.97590	0.02383	120	0.99531	0.02432
121	0.95878	0.02375	122	0.96467	0.02356	123	0.93736	0.02269
124	0.94841	0.02308	125	1.01702	0.02455	126	1.01045	0.02504
127	0.96510	0.02320	128	0.94478	0.02330	129	0.97095	0.02360
130	0.97704	0.02390	131	0.98928	0.02410	132	0.96435	0.02371
133	0.99426	0.02411	134	1.02399	0.02490	135	0.99124	0.02412
136	0.99168	0.02423	137	0.95050	0.02306	138	0.98318	0.02414
139	1.01900	0.02493	140	1.01670	0.02503	141	0.96435	0.02328
142	0.99138	0.02465	143	1.02841	0.02495	144	1.00449	0.02476
145	0.99847	0.02428	146	0.97101	0.02370	147	0.98163	0.02361

Fig. 32 - Table des ordonnées de la courbe de transmission interféro - résonante -

NUMERO DE L EXPERIENCE 22064 CAS 1 PLATINE

ER= 6.69648E 01

TMINIMUM= 0.38376 GAMMAEXP= 0.47034E-00 ERREUR= 0.12183E-01
 F=0.1667 G2F= 0.12876E 01 ERR.= 0.67615E-01 G1F= 0.71648E 00 ERR.= 0.68633E-01 GF= 0.20041E 01 ERR.= 0.13625E-00
 F=0.3333 G2F= 0.11303E 01 ERR.= 0.34840E-01 G1F= 0.11303E 01 ERR.= 0.34840E-01 GF= 0.22606E 01 ERR.= 0.69680E-01
 F=0.5000 G2F= 0.15434E 01 ERR.= 0.26046E-01 G1F= 0.15434E 01 ERR.= 0.26046E-01 GF= 0.30868E 01 ERR.= 0.52093E-01
 F=0.6667 GAMMAF=CALCUL IMPOSSIBLE
 BETAEXP= 0.80449E 00 BETAAPP= 0.16212E 01 GAMMAAPP= 0.23340E-00
 R= 0.60485E-01 PHI/BETA= 0.15985E-00 DELTA= 0.18919E-00
 ISOTOPE 195.00 N= 0.22200E-03 (SIGMAX)EXP= 0.43142E 04 (SIGMAX)APP= 0.55073E 04

IRA	IRB	ALP2A	ALP1A	AR/DELTA	DELTA A	ALP2T	ALP1T
77	77	0.151	0.227	0.2332	0.0052	0.	0.038
76	78	0.529	0.604	0.6736	0.0091	0.340	0.415
75	79	0.908	0.980	1.0839	0.0121	0.719	0.792
74	80	1.287	1.356	1.4433	0.0147	1.098	1.168
	PRESENCE D UN DOUBLET OU D UN POINT CHUTE A DROITE						
73	80	1.668	1.356	1.6264	0.0159	1.478	1.168
72	80	2.048	1.356	1.8146	0.0169	1.858	1.168
	PRESENCE D UN DOUBLET OU D UN POINT CHUTE A GAUCHE						

Fig. 33_ Table des aires partielles pour la resonance à 66,9 eV.

NUMERO DE L EXPERIENCE 22064 CAS 1 PLATINE

ER= 6.75980E 01

TMINIMUM= 0.39412 GAMMAEXP= 0.43586E-00 ERREUR= 0.11952E-01
 F=0.1667 G2F= 0.61077E 00 ERR.= 0.53131E-01 G1F= 0.95119E 00 ERR.= 0.61098E-01 GF= 0.15620E 01 ERR.= 0.11423E-00
 F=0.3333 G2F= 0.10316E 01 ERR.= 0.34230E-01 G1F= 0.10316E 01 ERR.= 0.34230E-01 GF= 0.20632E 01 ERR.= 0.68461E-01
 F=0.5000 G2F= 0.14148E 01 ERR.= 0.29247E-01 G1F= 0.14148E 01 ERR.= 0.29247E-01 GF= 0.28296E 01 ERR.= 0.58495E-01
 F=0.6667 G2F= 0.18370E 01 ERR.= 0.19574E-01 G1F= 0.18370E 01 ERR.= 0.19574E-01 GF= 0.36741E 01 ERR.= 0.39148E-01

BETAEXP= 0.87223E 00 BETAAPP= 0.21547E 01 GAMMAAPP= 0.17644E-00
 R= 0.61352E-01 PHI/BETA= 0.16138E-00 DELTA= 0.19008E-00
 ISCTOPE 195.00 N= 0.22200E-03 (SIGMAX)EXP= 0.41942E 04 (SIGMAX)APP= 0.70709E 04

IRA	IRB	ALP2A	ALP1A	AR/DELTA	DELTA A	ALP2T	ALP1T
68	68	0.229	0.153	0.2316	0.0051	0.038	0.
67	69	0.611	0.533	0.6680	0.0093	0.420	0.343
66	70	0.993	0.913	1.0568	0.0124	0.802	0.723
65	71	1.376	1.293	1.3761	0.0155	1.185	1.103
64	72	1.760	1.672	1.6667	0.0180	1.568	1.482
PRESENCE D UN DOUBLET OU D UN POINT CHUTE A DROITE							
63	72	2.145	1.672	1.7344	0.0197	1.952	1.482
62	72	2.530	1.672	1.7860	0.0214	2.337	1.482
61	72	2.915	1.672	1.8386	0.0229	2.722	1.482

Fig. 34_ Table des aires partielles pour la resonance à 67,5 eV_

EXECUTION									
2	9	6	13						
2	5	9	13						
0.50713E 00	1	1		0.7116000E 00	0.3980000E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.84274E 00	1	2		0.7116000E 00	0.3980000E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.50757E 00	1	1		0.7116000E 00	0.3985000E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.84332E 00	1	2		0.7116000E 00	0.3985000E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.50681E 00	1	1		0.7136000E 00	0.3980000E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.84231E 00	1	2		0.7136000E 00	0.3980000E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.49199E-00	1	1		0.2213914E 01	0.6793307E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.82138E 00	1	2		0.2213914E 01	0.6793307E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.49224E-00	1	1		0.2213914E 01	0.6798307E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.82171E 00	1	2		0.2213914E 01	0.6798307E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.49178E-00	1	1		0.2215914E 01	0.6793307E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.82110E 00	1	2		0.2215914E 01	0.6793307E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.51216E 00	1	1		0.2357103E 01	0.7517472E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.84800E 00	1	2		0.2357103E 01	0.7517472E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.51239E 00	1	1		0.2357103E 01	0.7522472E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.84831E 00	1	2		0.2357103E 01	0.7522472E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.51195E 00	1	1		0.2359103E 01	0.7517472E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.84773E 00	1	2		0.2359103E 01	0.7517472E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.51318E 00	1	1		0.1916221E 01	0.6564337E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.84967E 00	1	2		0.1916221E 01	0.6564337E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.51345E 00	1	1		0.1916221E 01	0.6569337E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.85002E 00	1	2		0.1916221E 01	0.6569337E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.51295E 00	1	1		0.1918221E 01	0.6564337E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.84935E 00	1	2		0.1918221E 01	0.6564337E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.51330E 00	1	1		0.1940518E 01	0.6619854E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.84980E 00	1	2		0.1940518E 01	0.6619854E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.51356E 00	1	1		0.1940518E 01	0.6624854E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.85015E 00	1	2		0.1940518E 01	0.6624854E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.51306E 00	1	1		0.1942518E 01	0.6619854E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.84949E 00	1	2		0.1942518E 01	0.6619854E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.1941E 01	0.6621E 04								
0.64113E 00	2	1		0.8878000E 00	0.3873000E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.11006E 01	2	2		0.8878000E 00	0.3873000E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.64175E 00	2	1		0.8878000E 00	0.3878000E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.11015E 01	2	2		0.8878000E 00	0.3878000E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.64064E 00	2	1		0.8898000E 00	0.3873000E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.10999E 01	2	2		0.8898000E 00	0.3873000E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.65990E 00	2	1		0.2568263E 01	0.7737561E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.11223E 01	2	2		0.2568263E 01	0.7737561E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.66022E 00	2	1		0.2568263E 01	0.7742561E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.11228E 01	2	2		0.2568263E 01	0.7742561E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.65961E 00	2	1		0.2570263E 01	0.7737561E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.11219E 01	2	2		0.2570263E 01	0.7737561E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.72349E 00	2	1		0.2023063E 01	0.7353476E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.12111E 01	2	2		0.2023063E 01	0.7353476E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.72385E 00	2	1		0.2023063E 01	0.7358476E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.12116E 01	2	2		0.2023063E 01	0.7358476E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.72312E 00	2	1		0.2025063E 01	0.7353476E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.12106E 01	2	2		0.2025063E 01	0.7353476E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.71351E 00	2	1		0.1752219E 01	0.6540314E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.11986E 01	2	2		0.1752219E 01	0.6540314E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.71391E 00	2	1		0.1752219E 01	0.6545314E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.11991E 01	2	2		0.1752219E 01	0.6545314E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.71310E 00	2	1		0.1754219E 01	0.6540314E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.11980E 01	2	2		0.1754219E 01	0.6540314E 04	0.6750000E 02	0.1156200E 01	0.1127100E 01	
0.1745E 01	0.6538E 04								
ON CONVIENT DE DESIGNER PAR 1 LA RESONANCE A 0.6690E 02 EV.									
2 LA RESONANCE A 0.6750E 02 EV.									
1	C.1941E 01								
2	C.6621E 04								
3	C.6690E 02								
4	C.1745E 01								
5	C.6538E 04								
6	C.6750E 02								
0.25372E-00	1	1		0.1941208E 01	0.6621427E 04	0.6690000E 02	0.2598000E-00	0.4917000E-00	
0.25386E-00	1	1		0.1941208E 01	0.6626427E 04	0.6690000E 02	0.2598000E-00	0.4917000E-00	
0.25373E-00	1	1		0.1941208E 01	0.6621427E 04	0.6690000E 02	0.2598000E-00	0.4917000E-00	
0.48352E-00	1	1		0.1941208E 01	0.6621427E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.48380E-00	1	1		0.1941208E 01	0.6626427E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	
0.48354E-00	1	1		0.1941208E 01	0.6621427E 04	0.6690000E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00	

Fig. 35. Recherche des paramètres. Estimation des valeurs approchées.

0.84724E 00	2	2	0.1776585E 01	0.6400193E 04	0.6749908E 02	0.7725822E 00	0.7496177E 00
0.12004E 01	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749908E 02	0.1151582E 01	0.1131718E 01
0.12005E 01	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749908E 02	0.1151582E 01	0.1131718E 01
0.12010E 01	2	2	0.1776585E 01	0.6400193E 04	0.6749908E 02	0.1151582E 01	0.1131718E 01
0.14999E 01	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749908E 02	0.1529982E 01	0.1514418E 01
0.15000E 01	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749908E 02	0.1529982E 01	0.1514418E 01
0.15005E 01	2	2	0.1776585E 01	0.6400193E 04	0.6749908E 02	0.1529982E 01	0.1514418E 01
3	0.7386E-06						
1	0.1609E 01						
2	0.6409E 04						
3	0.6690E 02						
4	0.1777E 01						
5	0.6395E 04						
6	0.6750E 02						
CALCUL D'ERREUR							
0.44859E-01	1	1	0.1609206E 01	0.6408535E 04	0.6690323E 02	0.2724448E-00	0.4790552E-00
0.94895E-01	1	1	0.1609206E 01	0.6408535E 04	0.6690964E 02	0.6808857E 00	0.8219142E 00
0.15671E-00	1	1	0.1609206E 01	0.6408535E 04	0.6691829E 02	0.1100726E 01	0.1153574E 01
0.86995E-01	1	2	0.1609206E 01	0.6408535E 04	0.6690731E 02	0.2938992E-00	0.4576007E-00
0.18395E-00	1	2	0.1609206E 01	0.6408535E 04	0.6692498E 02	0.7616381E 00	0.7411619E 00
0.30547E-00	1	2	0.1609206E 01	0.6408535E 04	0.6694969E 02	0.1265962E 01	0.9883376E 00
0.47615E-01	2	1	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749908E 02	0.5705137E 00	0.1905863E-00
0.10200E-00	2	1	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749908E 02	0.9502136E 00	0.5719863E 00
0.17196E-00	2	1	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749908E 02	0.1329214E 01	0.9540862E 00
0.26936E-00	2	1	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749908E 02	0.1707614E 01	0.1336786E 01
0.92217E-01	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749908E 02	0.5705137E 00	0.1905863E-00
0.19694E-00	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749908E 02	0.9502136E 00	0.5719863E 00
0.32986E-00	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749908E 02	0.1329214E 01	0.9540863E 00
0.51088E 00	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749908E 02	0.1707614E 01	0.1336786E 01
0.45051E-01	1	1	0.1609206E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.4358525E-00	0.3156475E-00
0.95132E-01	1	1	0.1609206E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.8105524E 00	0.6922475E 00
0.15670E-00	1	1	0.1609206E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.1184852E 01	0.1069447E 01
0.87387E-01	1	2	0.1609206E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.4358525E-00	0.3156475E-00
0.18415E-00	1	2	0.1609206E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.8105524E 00	0.6922475E 00
0.30204E-00	1	2	0.1609206E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.1184852E 01	0.1069447E 01
0.45457E-01	2	1	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6750148E 02	0.4055169E-00	0.3555830E-00
0.97706E-01	2	1	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6750784E 02	0.8186935E 00	0.7035063E 00
0.16568E-00	2	1	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6751631E 02	0.1242315E 01	0.1040984E 01
0.26161E-00	2	1	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6752547E 02	0.1468919E 01	0.1375481E 01
0.88364E-01	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6750560E 02	0.4272247E-00	0.3338752E-00
0.19119E-00	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6752327E 02	0.8999564E 00	0.6222435E 00
0.32938E-00	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6754769E 02	0.1407457E 01	0.8758432E 00
0.52978E 00	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6757494E 02	0.1929280E 01	0.1115120E 01
0.26800E-00	1	1	0.1611206E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.2598000E-00	0.4917000E-00
0.51317E 00	1	1	0.1611206E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00
0.72225E 00	1	1	0.1611206E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.1008800E 01	0.1245500E 01
0.44018E-00	1	2	0.1611206E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.2598000E-00	0.4917000E-00
0.84967E 00	1	2	0.1611206E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00
0.12084E 01	1	2	0.1611206E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.1008800E 01	0.1245500E 01
0.26670E-00	2	1	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.3928822E-00	0.3682178E-00
0.50938E 00	2	1	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.7725822E 00	0.7496177E 00
0.71448E 00	2	1	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.1151582E 01	0.1131718E 01
0.88403E 00	2	1	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.1529982E 01	0.1514418E 01
0.43968E-00	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.3928822E-00	0.3682178E-00
0.84674E 00	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.7725822E 00	0.7496177E 00
0.12002E 01	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.1151582E 01	0.1131718E 01
0.14996E 01	2	2	0.1776585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.1529982E 01	0.1514418E 01
0.26811E-00	1	1	0.1609205E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.2598000E-00	0.4917000E-00
0.51339E 00	1	1	0.1609205E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00
0.72258E 00	1	1	0.1609205E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.1008800E 01	0.1245500E 01
0.44032E-00	1	2	0.1609205E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.2598000E-00	0.4917000E-00
0.84997E 00	1	2	0.1609205E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.6345000E 00	0.8683000E 00
0.12049E 01	1	2	0.1609205E 01	0.6408535E 04	0.6690082E 02	0.1008800E 01	0.1245500E 01
0.26662E-00	2	1	0.1778585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.3928822E-00	0.3682178E-00
0.50922E 00	2	1	0.1778585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.7725822E 00	0.7496177E 00
0.71424E 00	2	1	0.1778585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.1151582E 01	0.1131718E 01
0.88373E 00	2	1	0.1778585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.1529982E 01	0.1514418E 01
0.43957E-00	2	2	0.1778585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.3928822E-00	0.3682178E-00
0.84651E 00	2	2	0.1778585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.7725822E 00	0.7496177E 00
0.11999E 01	2	2	0.1778585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.1151582E 01	0.1131718E 01
0.14992E 01	2	2	0.1778585E 01	0.6395193E 04	0.6749907E 02	0.1529982E 01	0.1514418E 01
1	0.2264E-01						
2	0.5237E 02						
3	0.5012E-03						
4	0.1464E-01						
5	0.3177E 02						
6	0.5028E-03						
FIN DU CAS							

RESONANCE NUMERO 1

VALEURS INITIALES

ER = 0.6690E 02 EV.
 GAMMA = 0.1958E-00 EV.
 SIGMA0 = 0.6621E 04 BARNs

VALEURS FINALES

ER = 0.6690E 02 EV. AVEC + OU - 0.5012E-03 EV.
 GAMMA = 0.2361E-00 EV. AVEC + OU - 0.3323E-02 EV.
 SIGMA0 = 0.6409E 04 BARNs AVEC + OU - 0.5237E 02 BARNs

RESONANCE NUMERO 2

VALEURS INITIALES

ER = 0.6750E 02 EV.
 GAMMA = 0.2177E-00 EV.
 SIGMA0 = 0.6538E 04 BARNs

VALEURS FINALES

ER = 0.6750E 02 EV. AVEC + OU - 0.5028E-03 EV.
 GAMMA = 0.2139E-00 EV. AVEC + OU - 0.2004E-02 EV.
 SIGMA0 = 0.6395E 04 BARNs AVEC + OU - 0.3177E 02 BARNs

Fig. 36. Méthode des moindres carrés. Résultats relatifs au doublet du ¹¹⁵Pt à 66,9 et 67,5 eV.

PLATINE

COURBE NO 1 THEORIQUE

RESONANCE 1 ER= 67.500 EV. GAMMA= 0.21390E-00 SIGMA= 0.63950E 04 SIGMAP= 0.10650E 02
 N= 0.11200E-03 DELTA= 0.19000E-00 R = 0.10100E-00 K = 0.33233E-01
 G*GAMMA.N= 0.35404E-01
 RESONANCE 2 ER= 66.900 EV. GAMMA= 0.23610E-00 SIGMA= 0.64090E 04 SIGMAP= 0.10650E 02
 N= 0.11200E-03 DELTA= 0.19000E-00 R = 0.10100E-00 K = 0.33085E-01
 G*GAMMA.N= 0.38815E-01

COURBE NO 2 EXPERIMENTALE

1	860	E(I)= 0.6892905E 02	TIR(I)= 0.9805000E 00	TIRT(I)= 0.9902923E 00
2	861	E(I)= 0.6885449E 02	TIR(I)= 0.1017300E 01	TIRT(I)= 0.9894751E 00
3	862	E(I)= 0.6878005E 02	TIR(I)= 0.9611000E 00	TIRT(I)= 0.9885319E 00
4	863	E(I)= 0.6870574E 02	TIR(I)= 0.1023100E 01	TIRT(I)= 0.9874331E 00
5	864	E(I)= 0.6863154E 02	TIR(I)= 0.9748000E 00	TIRT(I)= 0.9861392E 00
6	865	E(I)= 0.6855747E 02	TIR(I)= 0.1044400E 01	TIRT(I)= 0.9845944E 00
7	866	E(I)= 0.6848351E 02	TIR(I)= 0.9746000E 00	TIRT(I)= 0.9825564E 00
8	867	E(I)= 0.6840967E 02	TIR(I)= 0.9871000E 00	TIRT(I)= 0.9793971E 00
9	868	E(I)= 0.6833596E 02	TIR(I)= 0.9904000E 00	TIRT(I)= 0.9781615E 00
10	869	E(I)= 0.6826236E 02	TIR(I)= 0.1022700E 01	TIRT(I)= 0.9743872E 00
11	870	E(I)= 0.6818888E 02	TIR(I)= 0.9831000E 00	TIRT(I)= 0.9688470E 00
12	871	E(I)= 0.6811552E 02	TIR(I)= 0.9780000E 00	TIRT(I)= 0.9618354E 00
13	872	E(I)= 0.6804227E 02	TIR(I)= 0.9676000E 00	TIRT(I)= 0.9514269E 00
14	873	E(I)= 0.6796915E 02	TIR(I)= 0.9686000E 00	TIRT(I)= 0.9350929E 00
15	874	E(I)= 0.6789614E 02	TIR(I)= 0.9084000E 00	TIRT(I)= 0.9095942E 00
16	875	E(I)= 0.6782326E 02	TIR(I)= 0.8820000E 00	TIRT(I)= 0.8691534E 00
17	876	E(I)= 0.6775048E 02	TIR(I)= 0.8064000E 00	TIRT(I)= 0.8126289E 00
18	877	E(I)= 0.6767783E 02	TIR(I)= 0.7396000E 00	TIRT(I)= 0.7465577E 00
19	878	E(I)= 0.6760529E 02	TIR(I)= 0.6953000E 00	TIRT(I)= 0.6861446E 00
20	879	E(I)= 0.6753287E 02	TIR(I)= 0.6459000E 00	TIRT(I)= 0.6495563E 00
21	880	E(I)= 0.6746056E 02	TIR(I)= 0.6434000E 00	TIRT(I)= 0.6470932E 00
22	881	E(I)= 0.6738838E 02	TIR(I)= 0.6925000E 00	TIRT(I)= 0.6748253E 00
23	882	E(I)= 0.6731630E 02	TIR(I)= 0.7058000E 00	TIRT(I)= 0.7149294E 00
24	883	E(I)= 0.6724434E 02	TIR(I)= 0.7729000E 00	TIRT(I)= 0.7434961E 00
25	884	E(I)= 0.6717250E 02	TIR(I)= 0.7160000E 00	TIRT(I)= 0.7438704E 00
26	885	E(I)= 0.6710078E 02	TIR(I)= 0.7306000E 00	TIRT(I)= 0.7155145E 00
27	886	E(I)= 0.6702916E 02	TIR(I)= 0.6637000E 00	TIRT(I)= 0.6745435E 00
28	887	E(I)= 0.6695747E 02	TIR(I)= 0.6503000E 00	TIRT(I)= 0.6434997E 00
29	888	E(I)= 0.6688628E 02	TIR(I)= 0.6300000E 00	TIRT(I)= 0.6404507E 00
30	889	E(I)= 0.6681501E 02	TIR(I)= 0.6839000E 00	TIRT(I)= 0.6711645E 00
31	890	E(I)= 0.6674386E 02	TIR(I)= 0.7189000E 00	TIRT(I)= 0.7282736E 00
32	891	E(I)= 0.6667281E 02	TIR(I)= 0.8051000E 00	TIRT(I)= 0.7955451E 00
33	892	E(I)= 0.6660189E 02	TIR(I)= 0.8564000E 00	TIRT(I)= 0.8568045E 00
34	893	E(I)= 0.6653107E 02	TIR(I)= 0.9220000E 00	TIRT(I)= 0.9034731E 00
35	894	E(I)= 0.6646037E 02	TIR(I)= 0.9345000E 00	TIRT(I)= 0.9347497E 00
36	895	E(I)= 0.6638978E 02	TIR(I)= 0.9659000E 00	TIRT(I)= 0.9538164E 00
37	896	E(I)= 0.6631930E 02	TIR(I)= 0.9532000E 00	TIRT(I)= 0.9663174E 00
38	897	E(I)= 0.6624894E 02	TIR(I)= 0.9932000E 00	TIRT(I)= 0.9744343E 00
39	898	E(I)= 0.6617868E 02	TIR(I)= 0.9538000E 00	TIRT(I)= 0.9799105E 00
40	899	E(I)= 0.6610854E 02	TIR(I)= 0.1025600E 01	TIRT(I)= 0.9838877E 00
41	900	E(I)= 0.6603851E 02	TIR(I)= 0.9719000E 00	TIRT(I)= 0.9876276E 00
42	901	E(I)= 0.6596859E 02	TIR(I)= 0.9986000E 00	TIRT(I)= 0.9894763E 00
43	902	E(I)= 0.6589878E 02	TIR(I)= 0.9872000E 00	TIRT(I)= 0.9894291E 00
44	903	E(I)= 0.6582909E 02	TIR(I)= 0.1001600E 01	TIRT(I)= 0.9918556E 00
45	904	E(I)= 0.6575950E 02	TIR(I)= 0.9854000E 00	TIRT(I)= 0.9932071E 00
46	905	E(I)= 0.6569002E 02	TIR(I)= 0.1006600E 01	TIRT(I)= 0.9941395E 00
47	906	E(I)= 0.6562066E 02	TIR(I)= 0.1015000E 01	TIRT(I)= 0.9949120E 00
48	907	E(I)= 0.6555140E 02	TIR(I)= 0.1007500E 01	TIRT(I)= 0.9955615E 00
49	908	E(I)= 0.6548225E 02	TIR(I)= 0.1004300E 01	TIRT(I)= 0.9961126E 00
50	909	E(I)= 0.6541321E 02	TIR(I)= 0.1003000E 01	TIRT(I)= 0.9965839E 00
51	910	E(I)= 0.6534429E 02	TIR(I)= 0.1003000E 01	TIRT(I)= 0.9969895E 00

* COURBE NO 1
 + COURBE NO 2
 x COURBE NO 3

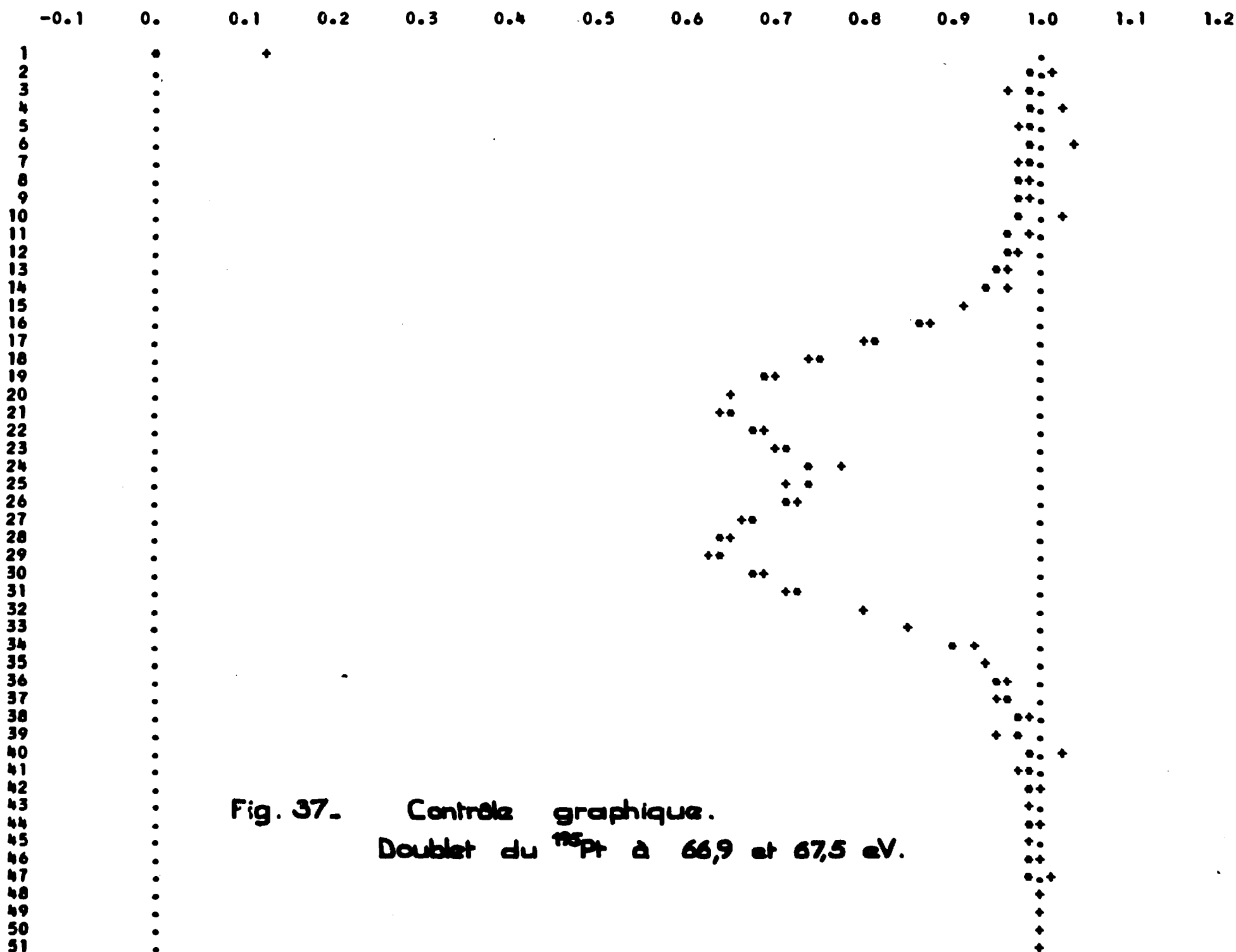


Fig. 37. Contrôle graphique.
 Doublet du ¹⁹⁵Pt à 66,9 et 67,5 eV.

PLATINE

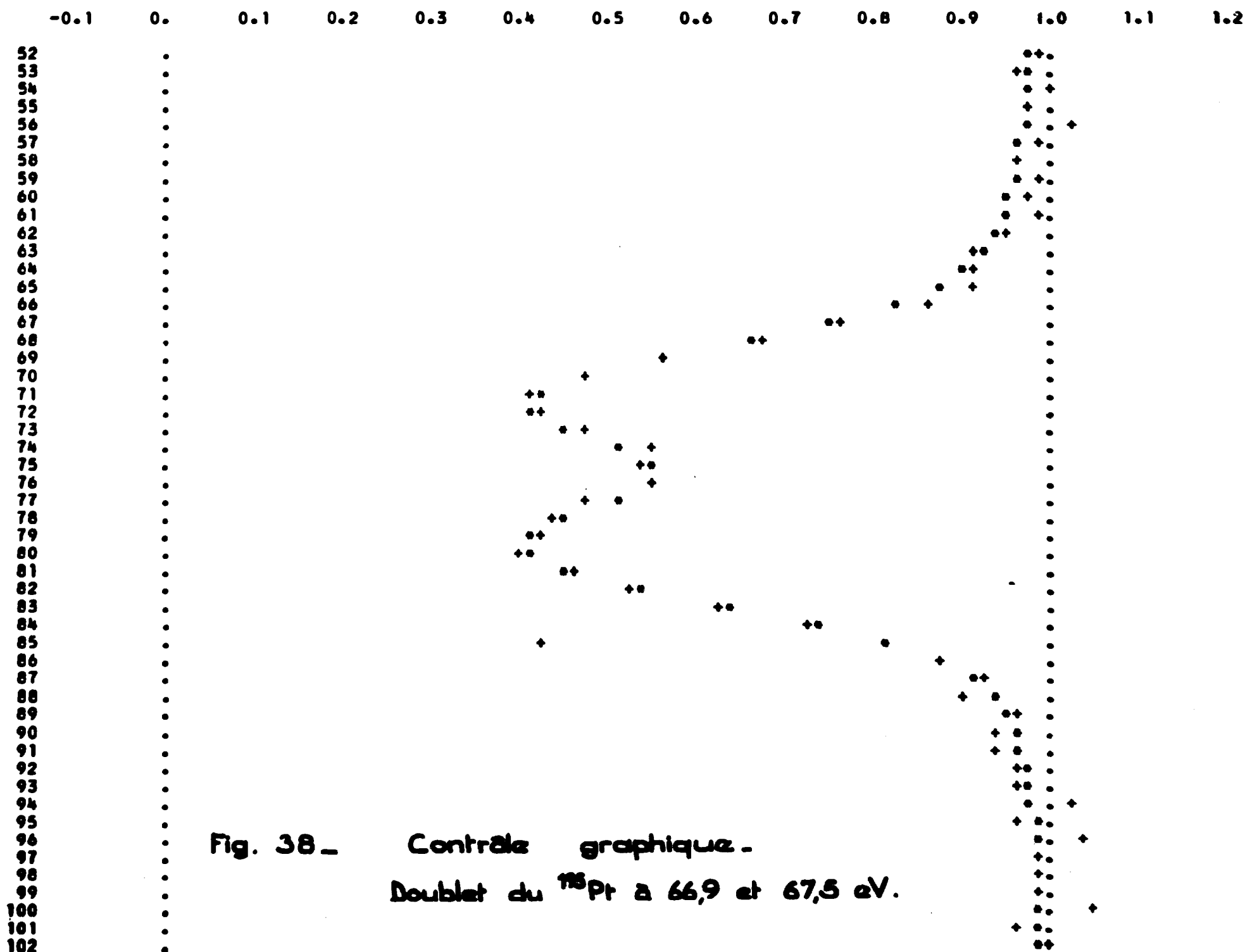
COURBE NO 1 THEORIQUE

RESONANCE 1 ER= 67.500 EV. GAMMA= 0.21390E-00 SIGMA= 0.63950E 04 SIGMAP= 0.10650E 02
N= 0.22400E-03 DELTA= 0.19000E-00 R = 0.10100E-00 K = 0.33233E-01
G*GAMMA.N= 0.35404E-01
RESONANCE 2 ER= 66.900 EV. GAMMA= 0.23610E-00 SIGMA= 0.64090E 04 SIGMAP= 0.10650E 02
N= 0.22400E-03 DELTA= 0.19000E-00 R = 0.10100E-00 K = 0.33085E-01
G*GAMMA.N= 0.38815E-01

COURBE NO 2 EXPERIMENTALE

52	860	E(I)= 0.6892905E 02	TIR(I)= 0.9928000E 00	TIRT(I)= 0.9806792E 00
53	861	E(I)= 0.6885449E 02	TIR(I)= 0.9673000E 00	TIRT(I)= 0.9790615E 00
54	862	E(I)= 0.6878005E 02	TIR(I)= 0.9964000E 00	TIRT(I)= 0.9771960E 00
55	863	E(I)= 0.6870574E 02	TIR(I)= 0.9766000E 00	TIRT(I)= 0.9750249E 00
56	864	E(I)= 0.6863154E 02	TIR(I)= 0.1021400E 01	TIRT(I)= 0.9724717E 00
57	865	E(I)= 0.6855747E 02	TIR(I)= 0.9889000E 00	TIRT(I)= 0.9694300E 00
58	866	E(I)= 0.6848351E 02	TIR(I)= 0.9621000E 00	TIRT(I)= 0.9655912E 00
59	867	E(I)= 0.6840967E 02	TIR(I)= 0.9917000E 00	TIRT(I)= 0.9602374E 00
60	868	E(I)= 0.6833596E 02	TIR(I)= 0.9706000E 00	TIRT(I)= 0.9561999E 00
61	869	E(I)= 0.6826236E 02	TIR(I)= 0.9852000E 00	TIRT(I)= 0.9488829E 00
62	870	E(I)= 0.6818888E 02	TIR(I)= 0.9515000E 00	TIRT(I)= 0.9386581E 00
63	871	E(I)= 0.6811552E 02	TIR(I)= 0.9148000E 00	TIRT(I)= 0.9251635E 00
64	872	E(I)= 0.6804227E 02	TIR(I)= 0.9087000E 00	TIRT(I)= 0.9053626E 00
65	873	E(I)= 0.6796915E 02	TIR(I)= 0.9107000E 00	TIRT(I)= 0.8748306E 00
66	874	E(I)= 0.6789614E 02	TIR(I)= 0.8667000E 00	TIRT(I)= 0.8277051E 00
67	875	E(I)= 0.6782326E 02	TIR(I)= 0.7694000E 00	TIRT(I)= 0.7565329E 00
68	876	E(I)= 0.6775048E 02	TIR(I)= 0.6739000E 00	TIRT(I)= 0.6623465E 00
69	877	E(I)= 0.6767783E 02	TIR(I)= 0.5633000E 00	TIRT(I)= 0.5594598E 00
70	878	E(I)= 0.6760529E 02	TIR(I)= 0.4763000E-00	TIRT(I)= 0.4721300E-00
71	879	E(I)= 0.6753287E 02	TIR(I)= 0.4165000E-00	TIRT(I)= 0.4222702E-00
72	880	E(I)= 0.6746056E 02	TIR(I)= 0.4301000E-00	TIRT(I)= 0.4189544E-00
73	881	E(I)= 0.6738838E 02	TIR(I)= 0.4725000E-00	TIRT(I)= 0.4561065E-00
74	882	E(I)= 0.6731630E 02	TIR(I)= 0.5519000E 00	TIRT(I)= 0.5118431E 00
75	883	E(I)= 0.6724434E 02	TIR(I)= 0.5337000E 00	TIRT(I)= 0.5530587E 00
76	884	E(I)= 0.6717250E 02	TIR(I)= 0.5469000E 00	TIRT(I)= 0.5535222E 00
77	885	E(I)= 0.6710078E 02	TIR(I)= 0.4773000E-00	TIRT(I)= 0.5126185E 00
78	886	E(I)= 0.6702916E 02	TIR(I)= 0.4399000E-00	TIRT(I)= 0.4558086E-00
79	887	E(I)= 0.6695767E 02	TIR(I)= 0.4211000E-00	TIRT(I)= 0.4143838E-00
80	888	E(I)= 0.6688628E 02	TIR(I)= 0.4056000E-00	TIRT(I)= 0.4104298E-00
81	889	E(I)= 0.6681501E 02	TIR(I)= 0.4614000E-00	TIRT(I)= 0.4516258E-00
82	890	E(I)= 0.6674386E 02	TIR(I)= 0.5255000E 00	TIRT(I)= 0.5325164E 00
83	891	E(I)= 0.6667281E 02	TIR(I)= 0.6283000E 00	TIRT(I)= 0.6351299E 00
84	892	E(I)= 0.6660189E 02	TIR(I)= 0.7300000E 00	TIRT(I)= 0.7357128E 00
85	893	E(I)= 0.6653107E 02	TIR(I)= 0.4306000E-00	TIRT(I)= 0.8169451E 00
86	894	E(I)= 0.6646037E 02	TIR(I)= 0.8810000E 00	TIRT(I)= 0.8738406E 00
87	895	E(I)= 0.6638978E 02	TIR(I)= 0.9244000E 00	TIRT(I)= 0.9101687E 00
88	896	E(I)= 0.6631930E 02	TIR(I)= 0.8966000E 00	TIRT(I)= 0.9339275E 00
89	897	E(I)= 0.6624894E 02	TIR(I)= 0.9682000E 00	TIRT(I)= 0.9495487E 00
90	898	E(I)= 0.6617868E 02	TIR(I)= 0.9333000E 00	TIRT(I)= 0.9602355E 00
91	899	E(I)= 0.6610854E 02	TIR(I)= 0.9336000E 00	TIRT(I)= 0.9679782E 00
92	900	E(I)= 0.6603851E 02	TIR(I)= 0.9589000E 00	TIRT(I)= 0.9745262E 00
93	901	E(I)= 0.6596859E 02	TIR(I)= 0.9635000E 00	TIRT(I)= 0.9785443E 00
94	902	E(I)= 0.6589878E 02	TIR(I)= 0.1026600E 01	TIRT(I)= 0.9802220E 00
95	903	E(I)= 0.6582909E 02	TIR(I)= 0.9640000E 00	TIRT(I)= 0.9840047E 00
96	904	E(I)= 0.6575950E 02	TIR(I)= 0.1040700E 01	TIRT(I)= 0.9864654E 00
97	905	E(I)= 0.6569002E 02	TIR(I)= 0.9880000E 00	TIRT(I)= 0.9883139E 00
98	906	E(I)= 0.6562066E 02	TIR(I)= 0.9911000E 00	TIRT(I)= 0.9898503E 00
99	907	E(I)= 0.6555140E 02	TIR(I)= 0.9933000E 00	TIRT(I)= 0.9911431E 00
100	908	E(I)= 0.6548225E 02	TIR(I)= 0.1057200E 01	TIRT(I)= 0.9922405E 00
101	909	E(I)= 0.6541321E 02	TIR(I)= 0.9692000E 00	TIRT(I)= 0.9931794E 00
102	910	E(I)= 0.6534429E 02	TIR(I)= 0.1002200E 01	TIRT(I)= 0.9939883E 00

* COURBE NO 1
+ COURBE NO 2
x COURBE NO 3



```

EXECUTION
-0 -0 -C -C
-0 -0 -C -C
ON CONVIENT DE DESIGNER PAR 1 LA RESCANCE A 0.1022E 03 EV.
                             2 LA RESCANCE A 0.1036E 03 EV.

1 C.9325E CC
2 C.33C9E C4
3 C.1C22E C3
4 C.1CC9E C1
5 C.1213E C4
6 C.1C36E C3

0.17965E-CC 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.8100000E-01 0.1220000E-00
0.17973E-CC 1 1 0.9325000E C0 0.3314000E 04 0.1021800E 03 0.8100000E-01 0.1220000E-00
0.17966E-CC 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.8100000E-01 0.1220000E-00
0.54632E CC 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.2890000E-00 0.3300000E-00
0.54656E CC 1 1 0.9325000E C0 0.3314000E 04 0.1021800E 03 0.2890000E-00 0.3300000E-00
0.54633E CC 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.2890000E-00 0.3300000E-00
0.90841E CC 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.4960000E-00 0.5390000E 00
0.90881E CC 1 1 0.9325000E C0 0.3314000E 04 0.1021800E 03 0.4960000E-00 0.5390000E 00
0.90842E CC 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.4960000E-00 0.5390000E 00
0.12626E 01 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.7040000E C0 0.7470000E 00
0.12632E 01 1 1 0.9325000E C0 0.3314000E 04 0.1021800E 03 0.7040000E C0 0.7470000E 00
0.12626E 01 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.7040000E C0 0.7470000E 00
0.16054E 01 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.9110000E 00 0.9560000E 00
0.16061E 01 1 1 0.9325000E C0 0.3314000E 04 0.1021800E 03 0.9110000E 00 0.9560000E 00
0.16054E 01 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.9110000E 00 0.9560000E 00
0.19324E 01 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.1118000E 01 0.1164000E 01
0.19334E 01 1 1 0.9325000E C0 0.3314000E 04 0.1021800E 03 0.1118000E 01 0.1164000E 01
0.19325E 01 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.1118000E 01 0.1164000E 01
0.22420E 01 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.1325000E 01 0.1373000E 01
0.22432E 01 1 1 0.9325000E C0 0.3314000E 04 0.1021800E 03 0.1325000E 01 0.1373000E 01
0.22420E C1 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.1325000E 01 0.1373000E 01
0.25306E 01 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.1532000E 01 0.1582000E 01
0.25320E 01 1 1 0.9325000E C0 0.3314000E 04 0.1021800E 03 0.1532000E 01 0.1582000E 01
0.25307E 01 1 1 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.1532000E 01 0.1582000E 01
0.85817E-01 1 2 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.6000000E-01 0.1430000E-00
0.85913E-01 1 2 0.9325000E C0 0.3314000E 04 0.1021800E 03 0.6000000E-01 0.1430000E-00
0.85820E-01 1 2 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.6000000E-01 0.1430000E-00
0.25987E-CC 1 2 0.9325000E C0 0.3309000E 04 0.1021800E 03 0.2680000E-00 0.3510000E-00
0.26016E-CC 1 2 0.9325000E C0 0.3314000E 04 0.1021800E 03 0.2680000E-00 0.3510000E-00

```

Fig. 39. Méthode des moindres carrés - Valeurs initiales et premières itérations.

0.18949E-00	1	1	0.2097614E 01	0.6193044E 04	0.1021867E 03	0.8099999E-01	0.1220000E-00
0.57577E 00	1	1	0.2097614E 01	0.6193044E 04	0.1021867E 03	0.2890000E-00	0.3300000E-00
0.95548E CC	1	1	0.2097614E 01	0.6193044E 04	0.1021867E 03	0.4960000E-00	0.5390000E 00
0.13227E 01	1	1	0.2097614E 01	0.6193044E 04	0.1021867E 03	0.7039999E 00	0.7470000E 00
0.16711E 01	1	1	0.2097614E 01	0.6193044E 04	0.1021867E 03	0.9109999E 00	0.9560000E 00
0.19916E 01	1	1	0.2097614E 01	0.6193044E 04	0.1021867E 03	0.1118000E 01	0.1164000E 01
0.22788E 01	1	1	0.2097614E 01	0.6193044E 04	0.1021867E 03	0.1325000E 01	0.1373000E 01
0.25274E 01	1	1	0.2097614E 01	0.6193044E 04	0.1021867E 03	0.1532000E 01	0.1582000E 01
0.10105E-00	1	2	0.2097614E 01	0.6193044E 04	0.1021867E 03	0.5999999E-01	0.1430000E-00
0.30458E-00	1	2	0.2097614E 01	0.6193044E 04	0.1021867E 03	0.2680000E-00	0.3510000E-00
0.49722E-00	1	2	0.2097614E 01	0.6193044E 04	0.1021867E 03	0.4749999E-00	0.5589999E 00
0.67390E 00	1	2	0.2097614E 01	0.6193044E 04	0.1021867E 03	0.6819999E 00	0.7679999E 00
0.82969E 00	1	2	0.2097614E 01	0.6193044E 04	0.1021867E 03	0.8899999E 00	0.9760000E 00
0.96223E 00	1	2	0.2097614E 01	0.6193044E 04	0.1021867E 03	0.1097000E 01	0.1185000E 01
0.27306E-00	2	1	0.4019292E 01	0.3642957E 04	0.1036229E 03	0.2021882E-00	0.2136118E-00
0.54057E 00	2	1	0.4019292E 01	0.3642957E 04	0.1036229E 03	0.4131882E-00	0.4248118E-00
0.78944E 00	2	1	0.4019292E 01	0.3642957E 04	0.1036229E 03	0.6231881E 00	0.6368118E 00
0.10119E 01	2	1	0.4019292E 01	0.3642957E 04	0.1036229E 03	0.8341881E 00	0.8478117E 00
0.12029E 01	2	1	0.4019292E 01	0.3642957E 04	0.1036229E 03	0.1044188E 01	0.1059812E 01
0.13609E 01	2	1	0.4019292E 01	0.3642957E 04	0.1036229E 03	0.1254188E 01	0.1271812E 01
0.14883E 01	2	1	0.4019292E 01	0.3642957E 04	0.1036229E 03	0.1464188E 01	0.1483812E 01
0.49285E-01	2	2	0.4019292E 01	0.3642957E 04	0.1036229E 03	0.7118818E-01	0.1348118E-00
0.14767E-00	2	2	0.4019291E 01	0.3642957E 04	0.1036229E 03	0.2821882E-00	0.3458118E-00
0.23864E-00	2	2	0.4019291E 01	0.3642957E 04	0.1036229E 03	0.4931881E-00	0.5568117E 00
0.31876E-00	2	2	0.4019291E 01	0.3642957E 04	0.1036229E 03	0.7041881E 00	0.7688117E 00
0.35273E-00	2	2	0.4019291E 01	0.3642957E 04	0.1036229E 03	0.9141881E 00	0.7688117E 00
0.38034E-00	2	2	0.4019291E 01	0.3642957E 04	0.1036229E 03	0.1124188E 01	0.7688117E 00

1 C.1580E-00
2 C.3532E C3
3 C.4687E-02
4 C.9218E C0
5 C.6927E C3
6 C.4747E-C2

FIN DU CAS

RESONANCE NUMERO 1

VALEURS INITIALES

ER = 0.1022E 03 EV.
GAMMA = 0.5557E 00 EV.
SIGMA0 = 0.3309E 04 BARNs

VALEURS FINALES

ER = 0.1022E 03 EV. AVEC + OU - 0.4687E-02 EV.
GAMMA = 0.2470E-00 EV. AVEC + OU - 0.1861E-01 EV.
SIGMA0 = 0.6193E 04 BARNs AVEC + OU - 0.3532E 03 BARNs

RESONANCE NUMERO 2

VALEURS INITIALES

ER = 0.1036E 03 EV.
GAMMA = 0.5174E 00 EV.
SIGMA0 = 0.1213E 04 BARNs

VALEURS FINALES

ER = 0.1036E 03 EV. AVEC + OU - 0.4747E-02 EV.
GAMMA = 0.1299E-00 EV. AVEC + OU - 0.2981E-01 EV.
SIGMA0 = 0.3643E 04 BARNs AVEC + OU - 0.6927E 03 BARNs

Fig. 40. Méthode des moindres carrés. Résultats relatifs au doublet du ¹⁴⁵Nd à 102,2 et 103,6 eV.

NEODYME

COURBE NO 1 THEORIQUE

RESONANCE 1 ER= 103.620 EV. GAMMA= 0.12990E-00 SIGMA= 0.36430E 04 SIGMAP= 0.12000E 02
 N= 0.84030E-03 DELTA= 0.26100E-00 R = 0.88740E-01 K = 0.43708E-01
 G*GAMMA.N= 0.18802E-01
 RESONANCE 2 ER= 102.180 EV. GAMMA= 0.24700E-00 SIGMA= 0.61930E 04 SIGMAP= 0.12000E 02
 N= 0.84030E-03 DELTA= 0.25900E-00 R = 0.86870E-01 K = 0.43403E-01
 G*GAMMA.N= 0.59932E-01

COURBE NO 2 EXPERIMENTALE

71	544	E(I)= 0.1048170E 03	TIR(I)= 0.1015900E 01	TIRT(I)= 0.9612382E 00
72	545	E(I)= 0.1047610E 03	TIR(I)= 0.9746000E 00	TIRT(I)= 0.9586095E 00
73	546	E(I)= 0.1047051E 03	TIR(I)= 0.9254000E 00	TIRT(I)= 0.9547916E 00
74	547	E(I)= 0.1046493E 03	TIR(I)= 0.9841000E 00	TIRT(I)= 0.9547070E 00
75	548	E(I)= 0.1045934E 03	TIR(I)= 0.1006600E 01	TIRT(I)= 0.9524483E 00
76	549	E(I)= 0.1045377E 03	TIR(I)= 0.9481000E 00	TIRT(I)= 0.9473951E 00
77	550	E(I)= 0.1044820E 03	TIR(I)= 0.9850000E 00	TIRT(I)= 0.9427959E 00
78	551	E(I)= 0.1044263E 03	TIR(I)= 0.9382000E 00	TIRT(I)= 0.9373794E 00
79	552	E(I)= 0.1043706E 03	TIR(I)= 0.9788000E 00	TIRT(I)= 0.9304813E 00
80	553	E(I)= 0.1043150E 03	TIR(I)= 0.8984000E 00	TIRT(I)= 0.9213115E 00
81	554	E(I)= 0.1042595E 03	TIR(I)= 0.9740000E 00	TIRT(I)= 0.9085494E 00
82	555	E(I)= 0.1042040E 03	TIR(I)= 0.8800000E 00	TIRT(I)= 0.8900249E 00
83	556	E(I)= 0.1041486E 03	TIR(I)= 0.8522000E 00	TIRT(I)= 0.8638670E 00
84	557	E(I)= 0.1040931E 03	TIR(I)= 0.8466000E 00	TIRT(I)= 0.8268412E 00
85	558	E(I)= 0.1040378E 03	TIR(I)= 0.7622000E 00	TIRT(I)= 0.7751324E 00
86	559	E(I)= 0.1039824E 03	TIR(I)= 0.7218000E 00	TIRT(I)= 0.7093291E 00
87	560	E(I)= 0.1039272E 03	TIR(I)= 0.6303000E 00	TIRT(I)= 0.6323477E 00
88	561	E(I)= 0.1038719E 03	TIR(I)= 0.4689000E-00	TIRT(I)= 0.5510769E 00
89	562	E(I)= 0.1038167E 03	TIR(I)= 0.4367000E-00	TIRT(I)= 0.4742942E-00
90	563	E(I)= 0.1037616E 03	TIR(I)= 0.4060000E-00	TIRT(I)= 0.4104540E-00
91	564	E(I)= 0.1037065E 03	TIR(I)= 0.3672000E-00	TIRT(I)= 0.3656259E-00
92	565	E(I)= 0.1036514E 03	TIR(I)= 0.3607000E-00	TIRT(I)= 0.3427416E-00
93	566	E(I)= 0.1035964E 03	TIR(I)= 0.3629000E-00	TIRT(I)= 0.3428036E-00
94	567	E(I)= 0.1035414E 03	TIR(I)= 0.3704000E-00	TIRT(I)= 0.3656531E-00
95	568	E(I)= 0.1034865E 03	TIR(I)= 0.4455000E-00	TIRT(I)= 0.4098984E-00
96	569	E(I)= 0.1034316E 03	TIR(I)= 0.5286000E 00	TIRT(I)= 0.4720669E-00
97	570	E(I)= 0.1033768E 03	TIR(I)= 0.6432000E 00	TIRT(I)= 0.5455247E 00
98	571	E(I)= 0.1033220E 03	TIR(I)= 0.6405000E 00	TIRT(I)= 0.6211417E 00
99	572	E(I)= 0.1032672E 03	TIR(I)= 0.7257000E 00	TIRT(I)= 0.6898043E 00
100	573	E(I)= 0.1032125E 03	TIR(I)= 0.8081000E 00	TIRT(I)= 0.7444854E 00
101	574	E(I)= 0.1031578E 03	TIR(I)= 0.8142000E 00	TIRT(I)= 0.7823503E 00
102	575	E(I)= 0.1031032E 03	TIR(I)= 0.8223000E 00	TIRT(I)= 0.8030276E 00
103	576	E(I)= 0.1030486E 03	TIR(I)= 0.8159000E 00	TIRT(I)= 0.8093757E 00
104	577	E(I)= 0.1029941E 03	TIR(I)= 0.7414000E 00	TIRT(I)= 0.8034862E 00
105	578	E(I)= 0.1029396E 03	TIR(I)= 0.8016000E 00	TIRT(I)= 0.7904832E 00
106	579	E(I)= 0.1028852E 03	TIR(I)= 0.7490000E 00	TIRT(I)= 0.7674445E 00
107	580	E(I)= 0.1028307E 03	TIR(I)= 0.6946000E 00	TIRT(I)= 0.7338036E 00
108	581	E(I)= 0.1027764E 03	TIR(I)= 0.6809000E 00	TIRT(I)= 0.6880758E 00
109	582	E(I)= 0.1027221E 03	TIR(I)= 0.6372000E 00	TIRT(I)= 0.6286606E 00
110	583	E(I)= 0.1026678E 03	TIR(I)= 0.5534000E 00	TIRT(I)= 0.5559174E 00
111	584	E(I)= 0.1026135E 03	TIR(I)= 0.5008000E 00	TIRT(I)= 0.4714563E-00
112	585	E(I)= 0.1025594E 03	TIR(I)= 0.4683000E-00	TIRT(I)= 0.3806643E-00
113	586	E(I)= 0.1025052E 03	TIR(I)= 0.3259000E-00	TIRT(I)= 0.2924243E-00
114	587	E(I)= 0.1024511E 03	TIR(I)= 0.2869000E-00	TIRT(I)= 0.2150577E-00
115	588	E(I)= 0.1023970E 03	TIR(I)= 0.2018000E-00	TIRT(I)= 0.1541858E-00
116	589	E(I)= 0.1023430E 03	TIR(I)= 0.1432000E-00	TIRT(I)= 0.1111227E-00
117	590	E(I)= 0.1022890E 03	TIR(I)= 0.1080000E-00	TIRT(I)= 0.8401907E-01
118	591	E(I)= 0.1022351E 03	TIR(I)= 0.8370000E-01	TIRT(I)= 0.6983676E-01
119	592	E(I)= 0.1021812E 03	TIR(I)= 0.5970000E-01	TIRT(I)= 0.6621072E-01
120	593	E(I)= 0.1021274E 03	TIR(I)= 0.7560000E-01	TIRT(I)= 0.7250180E-01
121	594	E(I)= 0.1020736E 03	TIR(I)= 0.7390000E-01	TIRT(I)= 0.9008907E-01
122	595	E(I)= 0.1020198E 03	TIR(I)= 0.1047000E-00	TIRT(I)= 0.1220481E-00
123	596	E(I)= 0.1019661E 03	TIR(I)= 0.1152000E-00	TIRT(I)= 0.1719375E-00
124	597	E(I)= 0.1019124E 03	TIR(I)= 0.2155000E-00	TIRT(I)= 0.2416321E-00
125	598	E(I)= 0.1018587E 03	TIR(I)= 0.2598000E-00	TIRT(I)= 0.3291607E-00
126	599	E(I)= 0.1018051E 03	TIR(I)= 0.3579000E-00	TIRT(I)= 0.4277004E-00
127	600	E(I)= 0.1017516E 03	TIR(I)= 0.4940000E-00	TIRT(I)= 0.5276704E 00
128	601	E(I)= 0.1016981E 03	TIR(I)= 0.6275000E 00	TIRT(I)= 0.6194573E 00
129	602	E(I)= 0.1016446E 03	TIR(I)= 0.6666000E 00	TIRT(I)= 0.6973519E 00
130	603	E(I)= 0.1015912E 03	TIR(I)= 0.7222000E 00	TIRT(I)= 0.7605191E 00
131	604	E(I)= 0.1015378E 03	TIR(I)= 0.8131000E 00	TIRT(I)= 0.8093406E 00
132	605	E(I)= 0.1014845E 03	TIR(I)= 0.8090000E 00	TIRT(I)= 0.8464066E 00
133	606	E(I)= 0.1014312E 03	TIR(I)= 0.9441000E 00	TIRT(I)= 0.8745550E 00
134	607	E(I)= 0.1013779E 03	TIR(I)= 0.9265000E 00	TIRT(I)= 0.8961421E 00
135	608	E(I)= 0.1013247E 03	TIR(I)= 0.9137000E 00	TIRT(I)= 0.9130329E 00
136	609	E(I)= 0.1012715E 03	TIR(I)= 0.9758000E 00	TIRT(I)= 0.9272773E 00
137	610	E(I)= 0.1012184E 03	TIR(I)= 0.9505000E 00	TIRT(I)= 0.9384829E 00
138	611	E(I)= 0.1011653E 03	TIR(I)= 0.9844000E 00	TIRT(I)= 0.9442231E 00
139	612	E(I)= 0.1011122E 03	TIR(I)= 0.1006000E 01	TIRT(I)= 0.9520152E 00
140	613	E(I)= 0.1010592E 03	TIR(I)= 0.9621000E 00	TIRT(I)= 0.9590276E 00

Fig. 41.

Contrôle graphique. Doublet du ^{145}Nd à 102,2 et 103,6 eV.

Table des valeurs expérimentales et théoriques.

• COURBE NO 1
+ COURBE NO 2
x COURBE NO 3

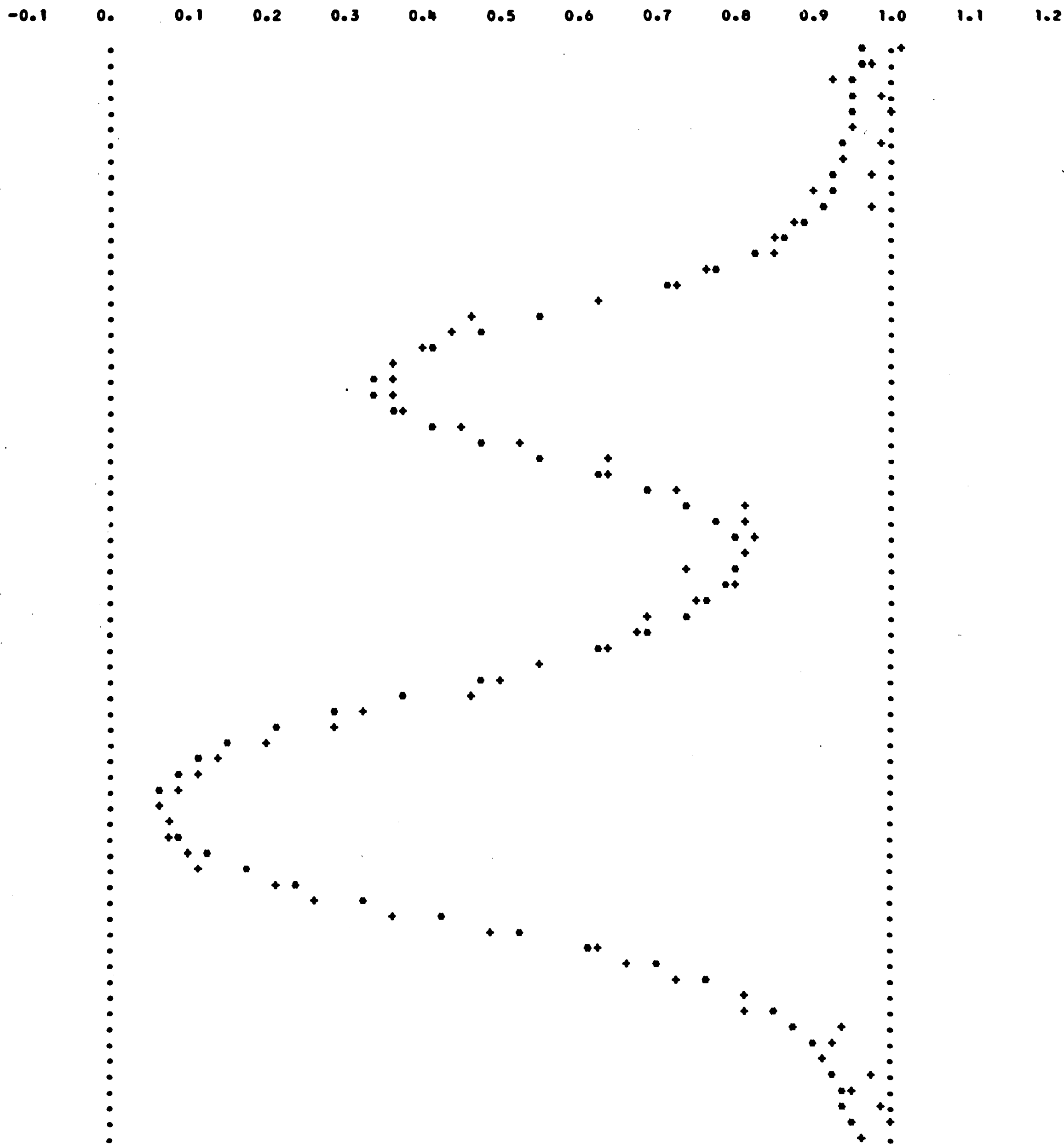


Fig. 42. Contrôle graphique. Doublet du ^{145}Nd à 102,2 et 103,6 eV.
Tracé des courbes.

SELECTEUR 5 LONGUEUR DE LA BASE=103.COM. RE= -5.20MICROS. TEMPS MCRT= 20.00MICRCS.

ZONE	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
ZONE 1	0.	12.	32.	38.	42.	44.	0.	12.	32.	38.	42.	44.
ZONE 2	0.	12.	32.	38.	42.	44.	0.	12.	32.	38.	42.	44.
ZONE 3	0.	12.	32.	38.	42.	44.	0.	12.	32.	38.	42.	44.
ZONE 4	0.	12.	32.	38.	42.	44.	0.	12.	32.	38.	42.	44.
ZONE 5	0.	12.	32.	38.	42.	44.	0.	12.	32.	38.	42.	44.
ZONE 6	0.	12.	32.	38.	42.	44.	0.	12.	32.	38.	42.	44.
ZONE 7	0.	12.	32.	38.	42.	44.	0.	12.	32.	38.	42.	44.
ZONE 8	0.	12.	32.	38.	42.	44.	0.	12.	32.	38.	42.	44.
ZONE 9	0.	12.	32.	38.	42.	44.	0.	12.	32.	38.	42.	44.
ZONE 10	0.	12.	32.	38.	42.	44.	0.	12.	32.	38.	42.	44.
ZONE 11	0.	12.	32.	38.	42.	44.	0.	12.	32.	38.	42.	44.
ZONE 12	0.	12.	32.	38.	42.	44.	0.	12.	32.	38.	42.	44.

ZONE	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
ZONE 1	LARGEUR DES CANAUX= 3.20MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 13	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 1280	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 192	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 256	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 64	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 243
ZONE 2	LARGEUR DES CANAUX= 3.20MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 13	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 1280	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 192	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 256	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 64	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 243
ZONE 3	LARGEUR DES CANAUX= 3.20MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 13	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 1280	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 192	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 256	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 64	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 243
ZONE 4	LARGEUR DES CANAUX= 3.20MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 13	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 1280	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 192	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 256	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 64	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 243
ZONE 5	LARGEUR DES CANAUX= 3.20MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 13	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 1280	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 192	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 256	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 64	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 243
ZONE 6	LARGEUR DES CANAUX= 3.20MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 13	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 1280	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 192	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 256	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 64	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 243
ZONE 7	LARGEUR DES CANAUX= 3.20MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 13	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 1280	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 192	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 256	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 64	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 243
ZONE 8	LARGEUR DES CANAUX= 3.20MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 13	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 1280	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 192	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 256	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 64	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 243
ZONE 9	LARGEUR DES CANAUX= 3.20MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 13	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 1280	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 192	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 256	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 64	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 243
ZONE 10	LARGEUR DES CANAUX= 3.20MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 13	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 1280	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 192	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 256	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 64	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 243
ZONE 11	LARGEUR DES CANAUX= 3.20MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 13	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 1280	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 192	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 256	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 64	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 243
ZONE 12	LARGEUR DES CANAUX= 3.20MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 13	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 1280	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 192	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 256	LARGEUR DES CANAUX= 0.10MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 64	LARGEUR DES CANAUX= 0.05MICROS.	NOMBRE DE CANAUX= 243

IECBL=2 IPDFC=2 IRC=0 IBD=0 ITP=2 ISB=2 IDIV=2

LCI CL BRUIT DE FOND DEFINIE AVEC 2 POINT(S) NORMALISATION EN ZONE 2

RESONANCE NCIRE NUMERO 1 ALLANT DE 113 A 144 AJU= 1.00 DELAJU= 0.
RESONANCE NCIRE NUMERO 2 ALLANT DE 1265 A 1270 AJU= 1.00 DELAJU= 0.

IECBL=0 IPDFC=2 IRC=0 IBD=0 ITP=2 ISB=2 IDIV=2

LCI CL BRUIT DE FOND DEFINIE AVEC 3 POINT(S) NORMALISATION EN ZONE 8

RESONANCE NCIRE NUMERO 1 ALLANT DE 2161 A 2192 AJU= 1.00 DELAJU= 0.
RESONANCE NCIRE NUMERO 2 ALLANT DE 3313 A 3318 AJU= 1.00 DELAJU= 0.
RESONANCE NCIRE NUMERO 3 ALLANT DE 4036 A 4040 AJU= 1.00 DELAJU= 0.

Fig.43_ En-tête du listing relatif à une expérience faite sur Y à l'aide d'un analyseur en temps type accordéon.

arte 1	ISMAX , NECRAN , NRESO , NPARA , IS1(1) , IS2(1) , , IS1(NRESO) , IS2(NRESO) .		18 14	xxxx
arte 2	NAIRES (1,1) , , NAIRES (NRESO,1) , , NAIRES (1, NECRAN) , , NAIRES (NRESO, NECRAN) .		18 14	xxxx
arte 3	ABISO (1) , , ABISO (NRESO) .		6E12.4	xxx.xxxxExxx
arte 4	EN (1) , , EN (NECRAN) .		6E12.4	xxx.xxxxExxx
artes 5	ALP2 , , ALP2 .	<div>1 paquet par résonance , NRESO paquets par écran .</div> <div>NECRAN ensembles de NRESO paquets .</div>	6E12.4	xxx.xxxxExxx
6	ALP1 , , ALP1 .			
7	AIRE , , AIRE .			
8	ERR , , ERR .			
5	ALP2 , , ALP2 .			
6	ALP1 , , ALP1 .			
7	AIRE , , AIRE .			
8	ERR , , ERR .			
.....				
5	ALP2 , , ALP2 .			
6	ALP1 , , ALP1 .			
7	AIRE , , AIRE .			
8	ERR , , ERR .			
arte 9	SIGMAP .		6E12.4	xxx.xxxxExxx
arte 10	ER(1) , BETA (1) , SIGMA(1) , DELTA (1) , R(1,1) , , R (1, NECRAN) .		6E12.4	xxx.xxxxExxx
.....				
ER(NRESO) , BETA (NRESO) , SIGMA(NRESO) , DELTA (NRESO) , R(NRESO,1) , , R(NRESO, NECRAN) .				

1 paquet par
résonance , NRESO
paquets par
écran .

NECRAN ensembles
de NRESO paquets .

- Les résonances doivent être prises dans l'ordre
des énergies croissantes.

Fig.44. Liste des données.

FIN