

N° d'ordre 636

50376
1977
35

50376
1977
35

THESE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES
ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE SPÉCIALITÉS

par

SANTER RICHARD



CONTRIBUTION A L'ETUDE

DE LA POLARISATION DU RAYONNEMENT SOLAIRE

DIFFUSE PAR VENUS



Soutenue le 25 mai 1977 devant la Commission d'examen

Membres du Jury

| | |
|----------------------------|----------------------|
| M. J. SCHILTZ | <i>Président</i> |
| M. M. HERMAN | <i>Rapporteur</i> |
| M ^{me} J. LENOBLE | <i>Examineur</i> |
| M. A. DOLLFUS | <i>Membre invité</i> |
| M. Y. FOUQUART | " |
| M. T. GEHRELS | " |

Ce travail a été effectué sous la direction de Monsieur HERMAN, Professeur Sans Chaire au Laboratoire d'Optique Atmosphérique de Lille dirigé par Madame LENOBLE, Professeur. Que tous deux reçoivent ici l'expression de mes sentiments de profonde gratitude.

Ce travail n'aurait été possible sans la collaboration des observateurs de Meudon et du Pic du Midi, je tiens particulièrement à remercier Monsieur DOLLFUS pour l'abondance des résultats qu'il m'a fourni, ainsi que Madame HECQUET pour sa diligente coopération.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur SCHILTZ qui a bien voulu me faire l'honneur de présider le jury, ainsi que Madame LENOBLE et Messieurs DOLLFUS, FOUQUART et GEHRELS qui ont accepté de juger mon travail.

Mes remerciements s'adresseront à l'ensemble des chercheurs du Laboratoire d'Optique Atmosphérique pour les conseils qu'ils n'ont cessés de me donner.

Que Monsieur GONZALES, dont l'aide et l'amitié m'ont été précieuse, et les membres du personnel technique de l'U.E.R. de Physique qui ont participé à ce travail, trouvent ici l'expression de mes remerciements.

CHAPITRE I - PRINCIPE DES CALCULS - MILIEU HOMOGENE ET INFINI

I-1 - RAPPELS

I-1-a - Définitions

I-1-b - Choix des grandeurs physiques étudiées

I-1-c - Détermination des paramètres de STOKES

I-2 - CAS DU MELANGE HOMOGENE PARTICULES - MOLECULES

I-2-a - Expression de la matrice de phase

I-2-b - Expression de l'albédo de diffusion du mélange

I-2-c - Mode de calcul des paramètres de STOKES

I-3 - METHODE DE TRONCATURE EN LUMIERE POLARISEE

I-3-a - Rappels sur la méthode de troncature en lumière non polarisée

I-3-b - Généralisation de la méthode de troncature en lumière polarisée

I-3-c - Méthode de troncature dans le cas du mélange particules molécules

I-3-d - Conclusions

I-4 - CAS D'UNE COUCHE D'ÉPAISSEUR INFINIE

I-4-a - Calcul de Q et U

I-4-b - Calcul de l'intensité

I-4-c - Influence du fond de couche

I-5 - CALCUL DU TAUX DE POLARISATION

I-5-a - Géométrie du problème

I-5-b - Calcul du taux de polarisation localisé

CHAPITRE II - ETUDE DE LA POLARISATION LOCALISEE DE VENUS

II-1 - CAS D'UNE COUCHE NUAGEUSE SEMI-INFINIE VERTICALEMENT HOMOGENE EN TOUT POINT DU DISQUE

II-1-a - Etude de l'influence de l'albédo

II-1-b - Etude de l'influence de la répartition des particules

II-1-c - Etude de l'influence du taux de diffusion moléculaire

II-1-d - Conclusions

II-2 - MODELES A PLUSIEURS COUCHES

II-2-a - Brume de H_2SO_4 surmontée d'un absorbant pur ou de particules non polarisantes

II-2-b - Nuage de H_2SO_4 surmonté d'une atmosphère claire

II-2-c - Intervention du fond de couche

a - Absorption en fond de couche

b - Absorption dans le nuage de H_2SO_4

II-3 - CONCLUSIONS

INTRODUCTION

On a étudié la polarisation du rayonnement réfléchi par une couche plane et parallèle, dans le but d'analyser une série de mesures localisées du taux de polarisation, obtenues par A. DOLLFUS en lumière ultra-violette, sur Vénus.

Les diverses méthodes de résolution de l'équation de transfert conduisent en général à de très longs calculs. La lourdeur du traitement numérique est liée à la longueur du développement des termes de la matrice de phase. En ultra-violet, où les termes sont nombreux, il était indispensable de simplifier la matrice de phase. Nous l'avons fait en généralisant à la polarisation la Méthode de Troncature utilisée déjà pour les calculs d'intensité. De plus il était nécessaire d'introduire simplement la diffusion moléculaire prépondérante à ces longueurs d'onde. Nous avons choisi la méthode des Ordres Successifs qui permet d'introduire facilement les variations des paramètres.

La deuxième partie sera consacrée à l'étude de la polarisation localisée de Vénus. Nous tenterons d'y analyser les mesures expérimentales disponibles et de dégager les mesures nouvelles qui nous semblent les plus souhaitables.

CHAPITRE I

PRINCIPE DES CALCULS - MILIEU HOMOGENE ET INFINI

INTRODUCTION

Notre étude porte sur un milieu d'épaisseur infinie. Il est constitué par un mélange de particules et de molécules. Les proportions entre les deux constituants restent à déterminer, ainsi que les grandeurs caractérisant la diffusion et l'absorption du milieu. Notre méthode de calcul devra être capable d'introduire facilement ces paramètres.

I-1 - RAPPELSI-1-a - Définitions

La luminance énergétique monochromatique sera représentée par une matrice colonne de dimension quatre $L_{\nu}(M, \vec{S})$, constituée de ses paramètres de STOKES (I, Q, U, V), fonction du point M et de la direction de propagation \vec{S} . \vec{S} est définie par les angles θ et ϕ qui repèrent cette direction respectivement par rapport à la verticale ascendante et à un axe origine arbitraire du plan horizontal. On notera $\mu = \cos\theta$.

Un faisceau parallèle d'éclairement $E_{\nu 0}$ subit dans une traversée d'épaisseur dS d'un milieu quelconque des pertes $d E_a$ par absorption et $d E_d$ par diffusion.

On définit : un coefficient d'absorption $b(m^{-1})$: $d E_a = - b dS E_{\nu 0}$

un coefficient de diffusion $k(m^{-1})$: $d E_d = - k dS E_{\nu 0}$

ainsi que des grandeurs dérivées :

$K = k + b$ coefficient total d'absorption

$\omega_0 = k/K$ (I-1) albédo pour une diffusion simple.

La matrice de phase $P_{\nu}(M, \mu, \phi, \mu', \phi')$ caractérise la luminance diffusée dans une direction (μ', ϕ') , par un élément de volume diffusant dv placé en M et recevant dans la direction (μ, ϕ) un faisceau parallèle d'éclairement $E_{\nu}(\mu, \phi)$:

$$L_{\nu}(M, \mu', \phi') = \frac{k d v}{4\pi S} P_{\nu}(M, \mu, \phi, \mu', \phi') E_{\nu}(\mu, \phi) \quad (I-2)$$

où S est la section apparente de dv dans la direction (μ', ϕ') .

L'équation de transfert régissant la luminance diffuse, dans le cas d'une couche homogène limitée par deux plans parallèles infinis, prend la forme :

$$\mu \frac{\partial L_{\nu}(h, \mu, \phi)}{\partial h} = (k+b) L_{\nu}(h, \mu, \phi) - \frac{k}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{P_{\nu}(\mu, \phi, \mu', \phi')}{(k+b)h/\mu_0} L_{\nu}(h, \mu', \phi') d\mu' d\phi' - \frac{k}{4\pi} P_{\nu}(\mu, \phi, \mu_0, \phi_0) \pi F_{\nu} e \quad (I-3)$$

où \hat{F} est la matrice éclairement incidente et h la profondeur géométrique.

On peut encore écrire, en introduisant la variable τ définie par $dt = (k+b) dh$:

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial \hat{L}_v(\tau, \mu, \phi)}{\partial \tau} &= \hat{L}_v(\tau, \mu, \phi) - \frac{\omega_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 \hat{P}_v(\mu, \phi, \mu', \phi') \hat{L}_v(\tau, \mu', \phi') d\mu' d\phi' \\ &- \frac{\omega_0}{4\pi} \hat{P}_v(\mu, \phi, \mu_0, \phi_0) \pi \hat{F}_v e^{\tau/\mu_0} \end{aligned} \quad (I-4)$$

La profondeur optique τ étant donnée dans un milieu homogène par :

$$\tau = (k+b)h \quad (I-5)$$

I-1-b - Choix des grandeurs physiques étudiées

Pour un rayonnement partiellement polarisé elliptiquement, les quatre grandeurs expérimentales généralement utilisées sont :

- la luminance totale $I = I^{\text{nat}} + I^{\text{pol}}$

- le taux de polarisation

$$P = \frac{I^{\text{pol}}}{I} \quad (I-6)$$

- l'angle x entre le grand axe de l'ellipse et l'axe obtenu par l'intersection du plan contenant la vibration et du plan méridien

- l'angle β dont la tangente est égale à l'ellipticité.

Elles sont reliées aux paramètres de STOKES accessibles aux calculs par :

$$I = I^{\text{nat}} + I^{\text{pol}}$$

$$Q = I^{\text{pol}} \cos 2\beta \cos 2x$$

$$U = I^{\text{pol}} \cos 2\beta \sin 2x$$

$$V = I^{\text{pol}} \sin 2\beta$$

$$\text{avec } I^{\text{pol}} = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}$$

Pour les milieux envisagés l'ellipticité est très faible (1). Par la suite nous prendrons toujours $V = 0$.

I-1-c - Détermination des paramètres de STOKES

Si on développe les paramètres de STOKES en série de FOURIER sous la forme :

$$I(\tau, \mu, \phi) = \sum_{s=0}^{\infty} (2-\delta_{os}) I^s(\tau, \mu) \cos s(\phi-\phi_0) \quad (I-7)$$

$$Q(\tau, \mu, \phi) = \sum_{s=0}^{\infty} (2-\delta_{os}) Q^s(\tau, \mu) \cos s(\phi-\phi_0) \quad (I-8)$$

$$U(\tau, \mu, \phi) = \sum_{s=0}^{\infty} (2-\delta_{os}) U^s(\tau, \mu) \sin s(\phi-\phi_0) \quad (I-9)$$

et que P_{ν} a ses éléments correctement développés en séries, alors on montre {2} que la composante d'ordre s de la luminance est solution du système matriciel suivant :

$$\mu \frac{\partial L_{\nu s}(\tau, \mu)}{\partial \tau} = L_{\nu s}(\tau, \mu) - \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^1 P_{\nu}^s(\mu, \mu') L_{\nu s}(\tau, \mu') d\mu' - \frac{\omega_0}{4} e^{\tau/\mu_0} P_{\nu}^s(\mu, \mu_0) E_{\nu 0} \quad (I-10)$$

où les termes de $P_{\nu}^s(\mu, \mu')$ sont des combinaisons linéaires des fonctions généralisées de LEGENDRE en μ et μ' (voir annexe 1)

En séparant rayonnements montant et descendant l'équation (I-10) peut aussi se mettre sous forme intégrale :

$$L_{\nu s}^+(\tau, \mu > 0) = \int_{\tau}^{\tau_1} e^{-(t-\tau)/\mu} \frac{dt}{\mu} \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^1 P_{\nu}^s(\mu, \mu') L_{\nu s}(t, \mu') d\mu' \quad (I-11)$$

$$L_{\nu s}^-(\tau, \mu < 0) = \int_0^{\tau} e^{-(\tau-t)/\mu} \frac{dt}{\mu} \frac{\omega_0}{2} \int_{-1}^1 P_{\nu}^s(\mu, \mu') L_{\nu s}(t, \mu') d\mu' \quad (I-12)$$

où τ_1 est l'épaisseur optique totale de la couche. Elle sera résolue par la méthode des ordres successifs [1], où la contribution à la luminance des photons diffusés n fois est calculée à partir de celle des photons diffusés $n-1$ fois

$$L_{\nu s}^{(n)+}(\tau, \mu > 0) = \int_{\tau}^{\tau_1} e^{-(t-\tau)/\mu} \frac{\omega_0}{2} \frac{dt}{\mu} \int_{-1}^1 P_{\nu}^s(\mu, \mu') L_{\nu s}^{(n-1)}(t, \mu') d\mu' \quad (I-13)$$

et une équation analogue pour la luminance descendante. Le calcul est fait pour un milieu conservatif ($\omega_0=1$). Dans le cas général ($\omega_0 \neq 1$), et pour un milieu homogène, la relation (I-13) montre que :

$$L_{\nu s}^{(n)}(\tau, \mu, \omega_0) = \omega_0^n L_{\nu s}^{(n)}(\tau, \mu, \omega_0=1)$$

La luminance totale est obtenue en sommant sur tous les ordres de diffusion :

$$L_{\omega_s}^s(\tau, \mu, \omega_0) = \sum_{n=0}^{\infty} \omega_0^n L_s^{(n)}(\tau, \mu, \omega_0 = 1)$$

Pour une valeur s fixée, on constate enfin {1} que les diffusions successives, au delà d'un certain ordre $N_s(\tau)$, suivent une série géométrique. Il suffit alors d'arrêter le calcul à cet ordre et d'ajouter un terme correctif représentant les diffusions d'ordre $N_s(\tau) + 1$ à l'infini avec :

$$L_{\omega_s}^s(\tau, \mu, \omega_0) = \sum_{n=0}^{N_s(\tau)-1} \omega_0^n L_s^{(n)}(\tau, \mu, \omega_0 = 1) + \frac{\omega_0^{N_s(\tau)} L_{\omega_s}^{N_s(\tau)}(\tau, \mu)}{1 - \omega_0 L_{\omega_s}^{N_s(\tau)}(\tau, \mu)} \quad (I-15)$$

$$L_{\omega_s}^{N_s(\tau)-1}(\tau, \mu)$$

En haut de la couche, pour un albédo de diffusion quelconque, il est donc facile de connaître la luminance, à partir des $N_s(0)$ premiers ordres de diffusion calculés dans le cas conservatif et mis en mémoire. Rappelons que dans le calcul de $L_s^{(n)}(\tau, \mu)$, à partir de $L_s^{(n-1)}(\tau, \mu)$ (I-13), l'intégration sur τ se fait en discrétisant la couche. On étudiera plus loin le problème d'une couche semi-infinie ($\tau_1 \rightarrow \infty$). L'intégration sur μ se fait par la méthode de GAUSS. Le nombre de points de GAUSS nécessaires est pratiquement égal à la longueur du développement, des termes de la matrice de phase, en fonctions généralisées de LEGENDRE.

I-2 - CAS DU MELANGE HOMOGENE PARTICULES - MOLECULES

I-2-a - Expression de la matrice de phase

Soient $P_{\omega_p}(\mu, \mu')$ et $P_{\omega_R}(\mu, \mu')$, respectivement les matrices de phase des particules et des molécules. Les coefficients multiplicatifs des matrices de phase étant proportionnels aux coefficients de diffusion k_p et k_R , en définissant δ , taux de diffusion RAYLEIGH par

$$\frac{1-\delta}{\delta} = \frac{k_p}{k_R} \quad (I-16)$$

la matrice de phase du mélange peut se mettre sous la forme :

$$P_{\omega}(\mu, \mu') = (1-\delta) P_{\omega_p}(\mu, \mu') + \delta P_{\omega_R}(\mu, \mu') \quad (I-17)$$

qui conserve la même norme :

$$\int_{-1}^1 \frac{P(\mu)}{\omega_P} d\mu = \int_{-1}^1 \frac{P_R(\mu)}{\omega_R} d\mu = \int_{-1}^1 P(\mu) d\mu = 2 \quad (\text{I-18})$$

I-2-b - Expression de l'albédo de diffusion du mélange

Par définition (I-1) :

$$\omega_o = \frac{k_P + k_R}{k_P + k_R + b_P + b_R}$$

La diffusion RAYLEIGH est conservative : $b_R = 0$.

La relation (I-17) permet d'exprimer l'albédo du mélange en fonction de l'albédo propre des particules et du taux de diffusion RAYLEIGH δ

$$\omega_o = \frac{\omega_o^P}{1 - (1 - \omega_o^P)\delta} \quad (\text{I-19})$$

I-2-c - Mode de calcul des paramètres de STOKES

Dans le cas de la diffusion RAYLEIGH, les matrices $P_R^S(\mu, \mu')$ d'ordre S supérieur à deux sont nulles ; d'où :

$$P_P^S(\mu, \mu') = (1 - \delta) P_P^S(\mu, \mu') \quad \text{pour } S > 2 \quad (\text{I-20})$$

Pour ces valeurs de S , l'équation (I-13) devient :

$$L_{\omega_S}^{(n)+}(\tau, \mu > 0) = \int_{\tau}^1 e^{-(t-\tau)/\mu} \frac{dt}{\mu} \frac{\omega_o(1-\delta)}{2} \int_{-1}^1 \frac{P_P^S(\mu, \mu')}{\omega_P} L_{\omega_S}^{(n-1)}(t, \mu') d\mu'$$

identique à (I-13) à un facteur multiplicatif près de l'albédo. D'où pour $S > 2$:

$$L_{\omega_S}(\tau, \mu, \omega_o, \delta) = \sum_{n=0}^{\infty} \omega_o^n (1-\delta)^n L_{\omega_S}^{(n)}(\tau, \mu, \omega_o=1, \delta=0) \quad (\text{I-21})$$

Pour ces termes d'ordre $S > 2$, l'introduction des molécules revient donc à une simple modification de l'albédo, qui ne nécessite aucun calcul nouveau important. Seuls les termes d'ordre $S = 0, 1, 2$ seront donc à recalculer pour chaque valeur du taux de RAYLEIGH δ supposé.

I-3 - METHODE DE TRONCATURE EN LUMIERE POLARISEE

Les composantes de la matrice de phase développées en séries de polynômes, fonctions associées ou généralisées de LEGENDRE, sont restituées avec une centaine de termes dans le cas des particules de Vénus, pour les longueurs d'onde du proche ultraviolet. Pour chaque terme de la série de FOURIER, suivant laquelle on décompose le rayonnement, le temps de calcul et l'encombrement mémoire sont sensiblement proportionnel au carré L_0^2 de l'ordre L_0 du développement. Il est donc intéressant, sinon impératif, de limiter L_0 . Pour cela nous généraliserons la méthode de troncature déjà utilisée dans le calcul en lumière non polarisée.

I-3-a - Rappels sur la méthode de troncature en lumière non polarisée

La fonction de phase $P(\mu) = \sum_{\ell=0}^{L_0} \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu)$ présente (fig. I-1) une forte pointe avant. La lourdeur du développement exact correspond essentiellement à la restitution de cette pointe de diffraction. En tronquant celle-ci comme indiqué sur la figure I-1, on peut restituer la fonction de phase ainsi approchée, soit $P_{tr}(\mu)$ avec un nombre de termes L beaucoup plus petit que L_0 (dans le cas présenté, on passe de $L_0 = 96$ à $L = 48$).

Si on utilise $P_{tr}(\mu)$ au lieu de $P(\mu)$, la seule différence est qu'on ne diffusera plus dans la pointe avant un flux :

$$\int_{\text{espace}} I' d\omega' = \frac{k d\nu E_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^1 (P(\mu) - P_{tr}(\mu)) d\theta d\mu$$

$$= k d\nu E_0 (1-A/2)$$

Si on pose

$$A = \int_{-1}^1 (P(\mu) - P_{tr}(\mu)) d\mu \text{ et avec la condition de normalisation (I-18).}$$

Si cette énergie n'est pas retrouvée sous forme diffuse, elle doit rester dans le faisceau transmis. Cette perte de diffusion s'accompagne d'une diminution du coefficient de diffusion qui passe de k à $k^* = k(1-A/2)$ et d'une modification des grandeurs qui en dépendent :

$$\omega_o^* = \frac{\omega_o (1-A/2)}{1 - \omega_o A/2} \quad (I-22)$$

$$\tau^* = \frac{k^* + b}{k + b} \tau \quad (I-23)$$

Remarque : Dans le cas conservatif ($\omega_o = 1$), nous avons

$$\omega_o^* = 1 \quad \text{et} \quad \tau^* = \frac{k^*}{k} \tau = (1-A/2)\tau \quad (I-23b)$$

On écrira donc

$$I'(\mu) = \frac{k \, dv}{4\pi S} P_{tr}(\mu) E_o = \frac{k^* \, dv}{4\pi S} P^*(\mu) E.$$

où

$$P^*(\mu) = \frac{P_{tr}(\mu)}{1-A/2} \quad \text{est normalisée.}$$

A partir de cette équation identique en tout point à (I-2) qui sert de base, on aura exactement la même chose, simplement L est beaucoup plus petit que L_o !

I-3-b - Généralisation de la méthode de troncature en lumière polarisée

En lumière non polarisée, la troncature de la fonction de phase laissait inchangée la valeur de l'intensité diffusée, sauf en partie avant. Il doit en être de même pour les paramètres de STOKES, en lumière polarisée.

Toujours dans le cas où V est négligeable, en diffusion primaire la matrice de phase a l'expression simple :

$$P_{\sim}(\mu) = \begin{bmatrix} \sum_{\ell=0}^{L_o} \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu) & \sum_{\ell=2}^{L_o} \gamma_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu) & 0 \\ \sum_{\ell=2}^{L_o} \gamma_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu) & \sum_{\ell=0}^{L_o} \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu) & 0 \\ 0 & 0 & \sum_{\ell=0}^{L_o} \delta_{\ell} P_{\ell}(\mu) \end{bmatrix}$$

Il s'agit de lui substituer une matrice de phase $P_{\sim}^{tr}(\mu)$ identique,

sauf en pointe avant, dont les composantes se développent avec un nombre moindre de termes. Nous pouvons d'abord remarquer (fig. I-2) que

$$\sum_{\ell=2}^{L_0} \gamma_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu)$$

ne présente heureusement pas le même problème de lourdeur du développement, et qu'il suffit d'un nombre moindre L' de coefficients pour le restituer. D'autre part, pour des particules assez grosses, les β_{ℓ} et δ_{ℓ} sont très voisins (fig. I-3).

En tronquant

$$\sum_{\ell=0}^{L_0} \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu),$$

comme dans le cas précédent, et en lui substituant $\sum_{\ell=0}^L \beta_{\ell}^t P_{\ell}(\mu)$; nous réaliserons une transformation identique sur

$$\sum_{\ell=0}^L \delta_{\ell} P_{\ell}(\mu).$$

Expression des coefficients corrigés

Remplacer $\sum_{\ell=0}^{L_0} \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu)$ par $\sum_{\ell=0}^L \beta_{\ell}^t P_{\ell}(\mu)$ revient simplement à ne plus diffuser autant en pointe avant et donc à changer le coefficient de diffusion : $k^* = k(1-A/2)$. Où A vaut toujours :

$$A = \int_{-1}^1 \left(\sum_{\ell=0}^{L_0} \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu) - \sum_{\ell=0}^L \beta_{\ell}^t P_{\ell}(\mu) \right) d\mu.$$

Les photons, non diffusés dans la pointe de diffraction, sont remis dans le faisceau transmis. Si nous diffusons moins dans cette pointe, nous désirons y polariser autant qu'avant la troncature. C'est-à-dire que le taux de polarisation en diffusion primaire reste inchangé dans toutes les directions. En prenant l'expression de ce taux de polarisation donnée dans l'annexe I, nous avons :

$$\frac{\sum_{\ell=2}^{L_0} \gamma_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu)}{\sum_{\ell=0}^{L_0} \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu)} = \frac{\sum_{\ell=2}^{L'} \gamma_{\ell}^t P_{\ell}^{\ell}(\mu)}{\sum_{\ell=0}^L \beta_{\ell}^t P_{\ell}(\mu)} \quad (I-24)$$

qui fournit $\sum_{\ell=2}^{L'} \gamma_{\ell}^t P_{\ell}^{\ell}(\mu)$ connaissant les β_{ℓ}^t .

Avec

$$\int_{-1}^1 P_2^l(\mu) P_2^m(\mu) d\mu = \frac{2 S_l^m}{2l+1} \quad (I-25)$$

par intégration, nous obtenons $L' - 2$ coefficients γ_ℓ^t qui suffisent (voir plus haut) à restituer correctement ce terme de la matrice de phase :

$$\gamma_\ell^t = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 \sum_{m=2}^{L'} \gamma_m^t P_2^m(\mu) P_2^l(\mu) d\mu \quad (I-26)$$

Pour connaître complètement la matrice de diffusion primaire, il nous reste à définir L coefficients S_ℓ^t . Nous savons (A I-5) que

$$\sum_{\ell=0}^{L_0} S_\ell P_\ell(\mu) = \sqrt{\left(\sum_{\ell=0}^{L_0} \beta_\ell P_\ell(\mu)\right)^2 - \left(\sum_{\ell=2}^{L_0} \gamma_\ell P_2^\ell(\mu)\right)^2}$$

De même

$$\sum_{\ell=0}^L S_\ell^t P_\ell(\mu) = \sqrt{\left(\sum_{\ell=0}^L \beta_\ell^t P_\ell(\mu)\right)^2 - \left(\sum_{\ell=2}^{L'} \gamma_\ell^t P_2^\ell(\mu)\right)^2} \quad (I-27)$$

Avec

$$\int_{-1}^1 P_\ell(\mu) P_m(\mu) d\mu = \frac{2 S_\ell^m}{2l+1} \quad (I-28)$$

Par intégration, nous obtenons les S_ℓ^t

$$S_\ell^t = \frac{2l+1}{2} \int_{-1}^1 \sum_{m=2}^L S_m^t P_m(\mu) P_\ell(\mu) d\mu \quad (I-29)$$

Les α_ℓ^t et ζ_ℓ^t sont combinaisons linéaires des β_ℓ et S_ℓ (AI 6 et 7).

Les α_ℓ^t et ζ_ℓ^t sont les mêmes combinaisons linéaires des β_ℓ^t et S_ℓ^t .

Nous normaliserons $\sum_{\ell=0}^L \beta_\ell^t P_\ell(\mu)$, de la même façon que dans le cas de la lumière non polarisée, en posant

$$\beta_\ell^* = \beta_\ell^t / (1-A/2) \quad (I-30)$$

Comme les α_ℓ^t , γ_ℓ^t et ζ_ℓ^t se déduisent linéairement des β_ℓ^t (I-24,27), nous définissons des coefficients corrigés α_ℓ^* , γ_ℓ^* et ζ_ℓ^* par :

$$\alpha_\ell^* = \alpha_\ell^t / (1-A/2), \quad \gamma_\ell^* = \gamma_\ell^t / (1-A/2), \quad \zeta_\ell^* = \zeta_\ell^t / (1-A/2)$$

Remarque : Nous avons donc obtenu L' coefficients γ_{ℓ}^* et L coefficients $\alpha_{\ell}^*, \gamma_{\ell}^*, \zeta_{\ell}^*$, L' étant le nombre nécessaire pour reconstituer $\sum_{\ell=0}^L \gamma_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu)$, L celui permettant de réaliser correctement la troncature de $\sum_{\ell=0}^{\infty} \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu)$. Pratiquement, l'intégration sur μ dans le calcul par les ordres successifs nécessite un nombre d'angles de GAUSS égal au plus grand de ces deux nombres. En particulier, dans le cas présenté, nous avons d'abord tronqué $\sum_{\ell=0}^L \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu)$ avec $L = 48$ coefficients et vérifié que $\sum_{\ell=2}^{48} \gamma_{\ell}^t P_{\ell}^{\ell}(\mu)$ reconstituait correctement le terme correspondant de la matrice de phase, sauf bien sûr en pointe avant (fig. I-4).

. Calcul des paramètres de STOKES, vérification de l'approximation

Le calcul par les ordres successifs est alors identique, l'albédo est celui de la relation (I-22) et l'épaisseur optique est donnée par (I-23). A partir du résultat exact avec la matrice de phase initiale, obtenu en incidence normale, nous avons comparé les valeurs de Q calculées avec les coefficients corrigés (fig. I-5). L'excellent accord est du même ordre que celui obtenu sur l'intensité par la méthode de troncature en lumière non polarisée [3]. Cet accord n'est médiocre qu'en rétrodiffusion, ce qui importe peu puisque ceci ne correspond qu'à des observations pour des angles de phase très petits.

I-3-c - Méthode de troncature dans le cas du mélange particules moléculaires

. Expression de la matrice de phase

Pour les faibles taux δ de RAYLEIGH que nous rencontrons, le terme $\sum_{\ell=0}^L \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu)$ de la matrice de phase où $\beta_{\ell} = (1-\delta) \beta_{\ell}^P + \delta \beta_{\ell}^R$ présentera toujours une forte pointe avant (fig. I-6). Nous pourrions bien sûr appliquer la méthode précédemment décrite à la matrice de phase $P_{\ell} = (1-\delta) P_{\ell}^P + \delta P_{\ell}^R$. Mais nous aurions dans ce cas, pour chaque valeur présumée de δ , une nouvelle série de coefficients n'ayant aucune relation avec ceux utilisés dans le cas des particules seules. Le calcul serait à refaire pour tous les termes de la série de FOURIER, contrairement au cas exact (paragraphe I-2), où il n'était à reprendre que pour $S = 0, 1, 2$.

Pour retrouver cette simplification intéressante, considérons une

matrice de phase tronquée $P_{\lambda}^*(\mu)$ définie à partir des matrices $P_{\lambda p}^*(\mu)$ et $P_{\lambda R}(\mu)$; respectivement matrice de phase obtenue par troncature, associée aux particules ; et matrice de phase de la diffusion RAYLEIGH. Les probabilités de diffusion associées étant respectivement $k_p^* = k_p(1-A/2)$ et k_R , $P_{\lambda}^*(\mu)$ pourra se mettre sous la forme (relation I-17) :

$$P_{\lambda}^*(\mu) = (1-\delta^*) P_{\lambda p}^*(\mu) + \delta^* P_{\lambda R}(\mu) \quad (I-31)$$

avec une relation identique à (I-16), entre δ^* , k_p^* et k_R ; soit :

$$\frac{1 - \delta^*}{\delta^*} = \frac{k_p^*}{k_R} \quad (I-32)$$

Les relations (I-16) et (I-29) fournissant δ^* en fonction de δ et A coefficient de correction :

$$\frac{\delta}{1 - \delta} = \frac{\delta^*}{(1-\delta^*)(1-A/2)} \quad (I-33)$$

Les coefficients tronqués du mélange s'écrivent alors :

$$\beta_{\ell}^* = (1-\delta^*) \beta_{\ell}^{p*} + \delta^* \beta_{\ell}^R \quad (I-34)$$

Et des relations identiques pour les α_{ℓ}^* , γ_{ℓ}^* , ζ_{ℓ}^* .

Avec pour $\ell > 2$:

$$\beta_{\ell}^* = (1-\delta^*) \beta_{\ell}^{p*}$$

Pour chaque valeur de δ , il ne sera donc nécessaire de refaire le calcul que pour les trois premiers termes de la série de FOURIER.

Expression de l'albédo de diffusion ω_0

Nous connaissons l'albédo sphérique A de la planète [4]. La méthode de WANG [5], permet de déduire l'albédo ω_0 du milieu, si $P_{\lambda}(\mu)$ est connue, à partir de A ; dans le cas où ω_0 est voisin de un :

$$\omega_0 = 1 - \left(\frac{1 - A}{1 + A} \right)^2 \frac{3 - \beta_1}{4} \quad (I-35)$$

Pour un taux de RAYLEIGH δ présumé la relation inverse de (I-15), nous

procure l'albédo de diffusion propre des particules : ω_o^p . L'albédo de diffusion du mélange étant déterminé par (I-35) avec $\beta_1 = (1-\delta)\beta_1^p$

$$\omega_o^p = \frac{\omega_o(1-\delta)}{1-\delta \omega_o} \quad (I-36)$$

L'albédo corrigé ω_o^{p*} , quand on tronque $\sum_{\ell=0}^L \beta_\ell^p P_\ell(\mu)$, est donné par la relation (I-22) :

$$\omega_o^{p*} = \frac{\omega_o^p(1-A/2)}{1-A/2 \omega_o^p}$$

L'introduction d'un taux de RAYLEIGH corrigé δ^* définit l'albédo à utiliser dans le calcul :

$$\omega_o^* = \frac{\omega_o^{p*}}{1-(1-\omega_o^{p*})\delta^*} \quad (I-37)$$

Nous pouvons aussi l'obtenir plus directement à partir de (I-35) en en prenant le $\beta_1^* = (1-\delta^*)\beta_1^{p*}$ du mélange particules tronquées - molécules.

Un moyen simple de vérifier l'équivalence est donc de s'assurer que les deux modes de calcul de l'albédo de diffusion donnent un résultat identique.

| δ | 0,035 | 0,045 | 0,055 |
|---------------|---------|---------|---------|
| $\omega_o(1)$ | .972530 | .971908 | .971294 |
| $\omega_o(2)$ | .972091 | .971766 | .971462 |

TABLEAU I-1

Vérification de l'équivalence par le calcul de l'albédo propre à partir de l'albédo sphérique.

$\omega_o(1)$: à partir de la relation (I-35) avec $\beta_1^*(1-\delta^*)$

$\omega_o(2)$: à partir des relations (I-35-36-22-37).

Une vérification plus précise peut être faite en calculant, par la méthode des harmoniques sphériques [6], l'intensité en lumière non polarisée. Elle est faite pour un angle de phase de 90° et $\mu_0 = - .3$, avec un taux de RAYLEIGH supposé de 3,5 % dans le cas de la granulométrie de Vénus à $\lambda = 0,35 \mu\text{m}$. Le tableau I-2 compare les valeurs exactes de l'intensité à celles obtenues dans le cas de l'équivalence particules tronquées - molécules

| μ | I_{exact} | I^* | μ | I_{exact} | I^* |
|-------|--------------------|-------|-------|--------------------|-------|
| .9530 | .1467 | .1473 | .5772 | .1846 | .1852 |
| .9314 | .1486 | .1491 | .5232 | .1908 | .1914 |
| .9059 | .1508 | .1514 | .4669 | .1974 | .1980 |
| .8766 | .1535 | .1541 | .4087 | .2033 | .2049 |
| .8436 | .1566 | .1572 | .3488 | .2112 | .2118 |
| .8071 | .1602 | .1607 | .2874 | .2180 | .2185 |
| .7672 | .1641 | .1647 | .2248 | .2239 | .2244 |
| .7240 | .1685 | .1691 | .1612 | .2281 | .2286 |
| .6779 | .1734 | .1740 | .0970 | .2285 | .2290 |
| .6289 | .1788 | .1794 | .0324 | .2195 | .2198 |

TABLEAU I-2

La dernière comparaison, faite sur le calcul de Q en incidence normale et pour un taux de RAYLEIGH de 4,5%, montre une bonne coïncidence (fig.I-7), sauf en pointe avant, entre le résultat exact et celui obtenu après troncature de $\frac{P^P}{\lambda}(\mu)$.

I-3-d - Conclusions

Les comparaisons, faites en incidence normale, donnent des résultats aussi précis que ceux obtenus par la méthode de troncature en lumière non polarisée [3]. La précision de l'ordre du pour cent en dehors de la pointe avant, est suffisante pour les calculs envisagés.

Le calcul exact pour une incidence quelconque nous étant interdit (temps prohibitifs), une comparaison plus générale ne nous a pas été possible. Mais l'accord obtenu dans le cas de la lumière non polarisée pour une incidence quelconque (tableau I-2) permet de conclure sur la validité de la méthode à partir du test fait sur le terme d'ordre $S = 0$ de la série de FOURIER. Pour chacun de ces termes, la troncature de la matrice de phase permet d'obtenir un gain de temps calcul de l'ordre de 70 % et l'encombrement mémoire du programme est réduit de moitié. Et de plus, le nombre de termes de la série de FOURIER étant égal à la longueur L du développement, une diminution de la moitié de ceux-ci a été rendue possible.

I-4 - CAS D'UNE COUCHE D'ÉPAISSEUR OPTIQUE INFINIE

I-4-a - Calcul de l'intensité

Elle est calculée en négligeant la polarisation {1} par la méthode des harmoniques sphériques {6}. Pour un albédo de diffusion donné, sa variation étant sensible au changement du taux de RAYLEIGH (tableau I-3), le calcul est refait pour chaque valeur supposée de δ .

I-4-b - Calcul de Q et U

La discrétisation en couches, dans la méthode des ordres successifs, ne permet pas d'envisager des épaisseurs optiques très grandes ($\tau_1 \approx 100$). Mais la lumière polarisée se formant pour l'essentiel dans la couche superficielle {1}, nous pouvons nous limiter dans la détermination de Q et de U à une épaisseur critique τ_c . Dans le cas le plus défavorable de l'incidence normale, le tableau (I-4) montre un accord satisfaisant sur Q dès $\tau_c = 10$. Toutefois on peut raffiner en tenant compte approximativement du reste de la couche ($\tau > \tau_c$) par la correction de fond décrite au paragraphe suivant.

TABLEAU I-3 Granulométrie de Vénus, $\omega_0 = .983773$ $\mu_0 = - .5$, $V = 64^\circ$

| μ | $\delta = C$ | $\delta = .015$ | $\delta = .035$ | $\delta = .045$ | $\delta = .055$ |
|-------|--------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| .9935 | .22093 | .22184 | .23238 | .23695 | .23771 |
| .9841 | .22177 | .22269 | .23317 | .23772 | .23849 |
| .9706 | .22297 | .22390 | .23430 | .23884 | .23959 |
| .9530 | .22452 | .22548 | .23578 | .24030 | .24103 |
| .9314 | .22641 | .22740 | .23759 | .24209 | .24280 |
| .9059 | .22862 | .22965 | .23972 | .24419 | .24489 |
| .8766 | .23112 | .23221 | .24215 | .24660 | .24729 |
| .8436 | .23388 | .23503 | .24486 | .24929 | .24997 |
| .8071 | .23685 | .23809 | .24780 | .25222 | .25291 |
| .7672 | .23996 | .24130 | .25094 | .25536 | .25607 |
| .7240 | .24314 | .24461 | .25421 | .25864 | .25938 |
| .6779 | .24629 | .24792 | .25752 | .26198 | .26278 |
| .6289 | .24926 | .25109 | .26077 | .26528 | .26617 |
| .5772 | .25189 | .25397 | .26380 | .26839 | .26941 |
| .5232 | .25399 | .25635 | .26645 | .27115 | .27233 |
| .4669 | .25526 | .25797 | .26844 | .27329 | .27470 |
| .4087 | .25535 | .25848 | .26907 | .27450 | .27620 |
| .3488 | .25385 | .25746 | .26946 | .27435 | .27644 |
| .2874 | .25013 | .25428 | .26907 | .27225 | .27473 |
| .2248 | .24333 | .24809 | .26138 | .26731 | .27020 |
| .1612 | .23238 | .23770 | .25198 | .25827 | .26178 |
| .0970 | .21526 | .22110 | .23645 | .24313 | .24731 |
| .0320 | .18767 | .19398 | .21019 | .21717 | .22191 |



TABLEAU I-4

$$\mu_0 = -1 \quad \delta = 0 \quad \omega_0 = 1$$

| μ | fond noir | | | introduction intensité en fond de couche |
|-------|------------------------|------------------------|------------------------|--|
| | $\tau = 6$ | $\tau = 10$ | $\tau = 15$ | $\tau = 10$ |
| .999 | $-.2876 \cdot 10^{-3}$ | $-.2873 \cdot 10^{-3}$ | $-.2873 \cdot 10^{-3}$ | $-.2861 \cdot 10^{-3}$ |
| .994 | $-.2234 \cdot 10^{-1}$ | $-.2234 \cdot 10^{-1}$ | $-.2235 \cdot 10^{-1}$ | $-.2234 \cdot 10^{-1}$ |
| .984 | $-.5873 \cdot 10^{-1}$ | $-.5876 \cdot 10^{-1}$ | $-.5876 \cdot 10^{-1}$ | $-.5875 \cdot 10^{-1}$ |
| .971 | $-.6845 \cdot 10^{-1}$ | $-.6848 \cdot 10^{-1}$ | $-.6848 \cdot 10^{-1}$ | $-.6845 \cdot 10^{-1}$ |
| .953 | $-.6333 \cdot 10^{-1}$ | $-.6334 \cdot 10^{-1}$ | $-.6334 \cdot 10^{-1}$ | $-.6329 \cdot 10^{-1}$ |
| .931 | $-.3687 \cdot 10^{-1}$ | $-.3685 \cdot 10^{-1}$ | $-.3685 \cdot 10^{-1}$ | $-.3678 \cdot 10^{-1}$ |
| .906 | $-.1732 \cdot 10^{-1}$ | $-.1727 \cdot 10^{-1}$ | $-.1726 \cdot 10^{-1}$ | $-.1716 \cdot 10^{-1}$ |
| .877 | $-.4896 \cdot 10^{-2}$ | $-.4821 \cdot 10^{-2}$ | $-.4814 \cdot 10^{-2}$ | $-.4688 \cdot 10^{-2}$ |
| .844 | $.2158 \cdot 10^{-2}$ | $.2253 \cdot 10^{-2}$ | $.2261 \cdot 10^{-2}$ | $.2421 \cdot 10^{-2}$ |
| .807 | $.4110 \cdot 10^{-2}$ | $.4221 \cdot 10^{-2}$ | $.4231 \cdot 10^{-2}$ | $.4426 \cdot 10^{-2}$ |
| .767 | $.5441 \cdot 10^{-2}$ | $.5566 \cdot 10^{-2}$ | $.5576 \cdot 10^{-2}$ | $.5808 \cdot 10^{-2}$ |
| .724 | $.5379 \cdot 10^{-2}$ | $.5514 \cdot 10^{-2}$ | $.5525 \cdot 10^{-2}$ | $.5794 \cdot 10^{-2}$ |
| .678 | $.7072 \cdot 10^{-2}$ | $.7215 \cdot 10^{-2}$ | $.7225 \cdot 10^{-2}$ | $.7529 \cdot 10^{-2}$ |
| .629 | $.7256 \cdot 10^{-2}$ | $.7403 \cdot 10^{-2}$ | $.7414 \cdot 10^{-2}$ | $.7750 \cdot 10^{-2}$ |
| .577 | $.8459 \cdot 10^{-2}$ | $.8607 \cdot 10^{-2}$ | $.8618 \cdot 10^{-2}$ | $.8983 \cdot 10^{-2}$ |
| .523 | $.7031 \cdot 10^{-2}$ | $.7238 \cdot 10^{-2}$ | $.7248 \cdot 10^{-2}$ | $.7638 \cdot 10^{-2}$ |
| .467 | $.9696 \cdot 10^{-2}$ | $.9840 \cdot 10^{-2}$ | $.9851 \cdot 10^{-2}$ | $.1026 \cdot 10^{-1}$ |
| .409 | $.8045 \cdot 10^{-2}$ | $.8185 \cdot 10^{-2}$ | $.8195 \cdot 10^{-2}$ | $.8618 \cdot 10^{-2}$ |
| .349 | $.9154 \cdot 10^{-2}$ | $.9291 \cdot 10^{-2}$ | $.9300 \cdot 10^{-2}$ | $.9733 \cdot 10^{-2}$ |
| .287 | $.9633 \cdot 10^{-2}$ | $.9762 \cdot 10^{-2}$ | $.9771 \cdot 10^{-2}$ | $.1021 \cdot 10^{-1}$ |
| .225 | $.9514 \cdot 10^{-2}$ | $.9631 \cdot 10^{-2}$ | $.9640 \cdot 10^{-2}$ | $.1009 \cdot 10^{-1}$ |
| .161 | $.8026 \cdot 10^{-2}$ | $.8121 \cdot 10^{-2}$ | $.8130 \cdot 10^{-2}$ | $.8586 \cdot 10^{-2}$ |
| .097 | $.9254 \cdot 10^{-2}$ | $.9318 \cdot 10^{-2}$ | $.9327 \cdot 10^{-2}$ | $.9753 \cdot 10^{-2}$ |
| .032 | $.6784 \cdot 10^{-2}$ | $.6826 \cdot 10^{-2}$ | $.6836 \cdot 10^{-2}$ | $.7307 \cdot 10^{-2}$ |

I-4-c - Influence du fond de couche



L'intensité montante peut être calculée facilement à une profondeur

correspondant à l'épaisseur optique critique dans le cas d'une couche semi-infinie. Elle détermine une fonction source quasi-isotrope qui est loin d'être négligeable. Sa contribution, dans le calcul de Q et U par les ordres successifs, peut être évaluée simplement en l'introduisant en fond de couche comme fonction source en diffusion primaire. Toujours dans le cas de l'incidence normale, nous indiquons (tableau I-4) les nouvelles valeurs obtenues pour Q après cette introduction.

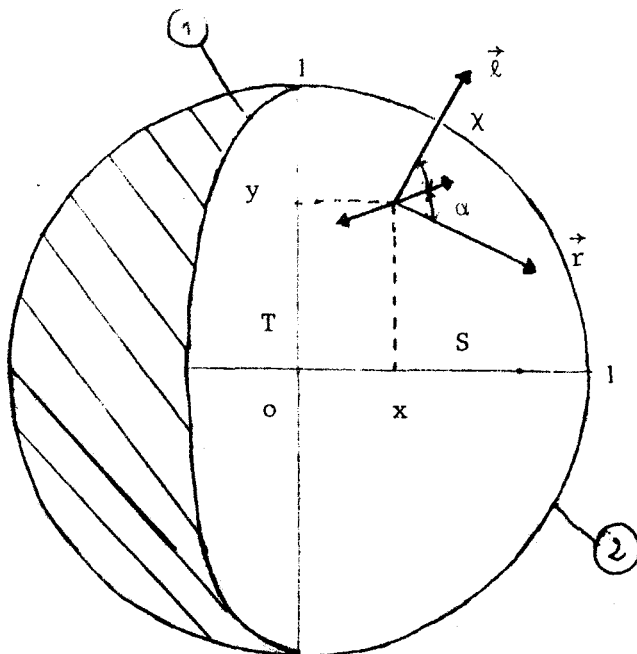
I-5 - CALCUL DU TAUX DE POLARISATION

I-5-a - Géométrie du problème

Le paramètre géométrique essentiel est l'angle de phase V entre les directions soleil-planète et planète-terre. Pour un angle de phase V donné, un couple (μ_o, μ) détermine les coordonnées (x, y) d'un point sur le disque apparent de la planète (projection sur un plan perpendiculaire à l'axe d'observation, schéma ci-dessous)

$$x = \frac{\mu_o - \mu \cos V}{\sin V} \quad ; \quad y = \sqrt{1 - \frac{\mu_o^2 + \mu^2 - 2\mu \mu_o \cos V}{\sin^2 V}} \quad (\text{I-38})$$

Avec les conditions : $-1 < x < 1$ et $0 < y < 1$



- ① : Termineur
- ② : Limbe
- T : Point subterrestre
- S : Point subsolaire

I-5-b - Calcul du taux de polarisation localisé

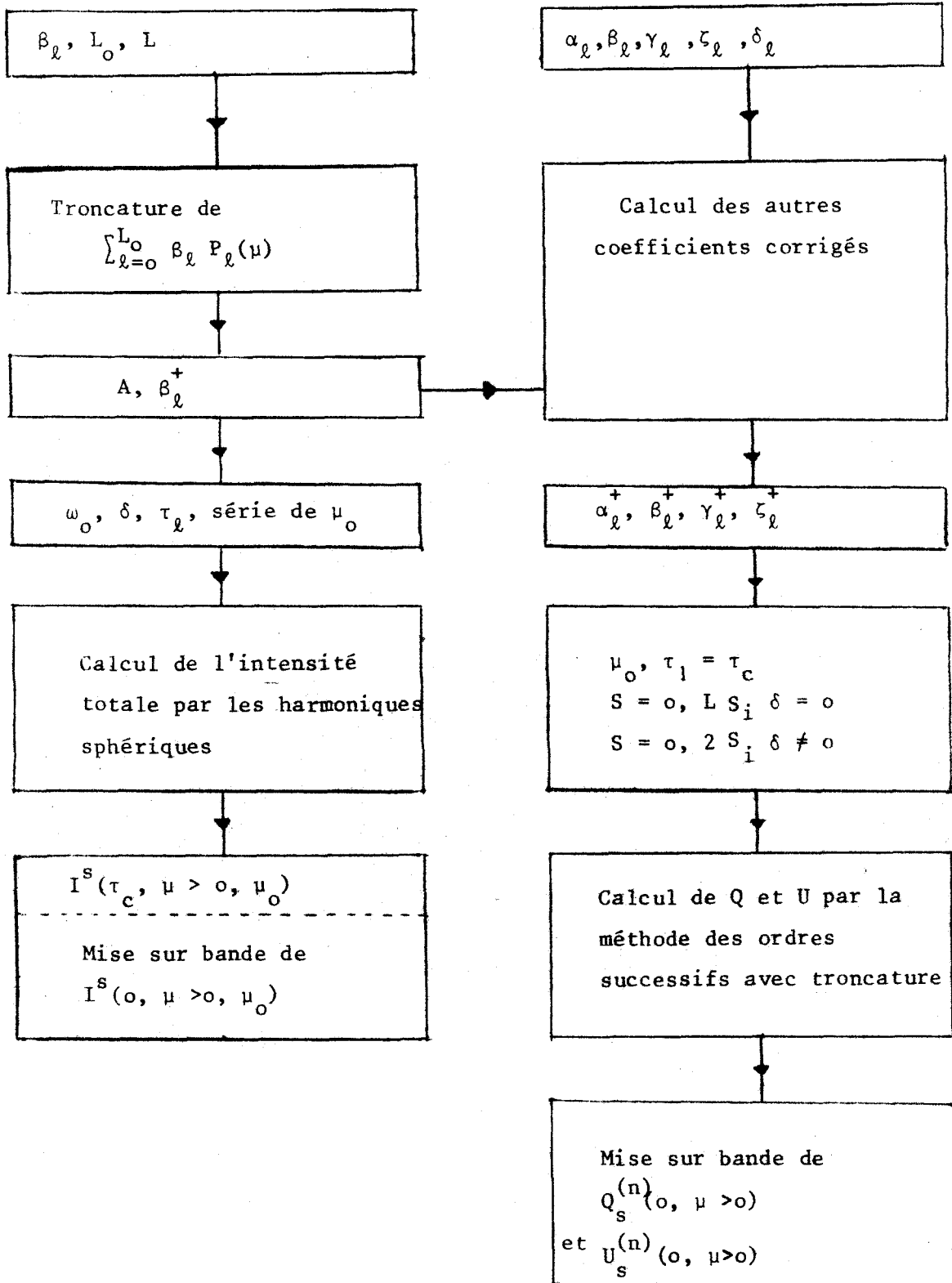
Les paramètres de STOKES sont connus pour chaque terme de la série de FOURIER. La sommation est faite avec ϕ tel que :

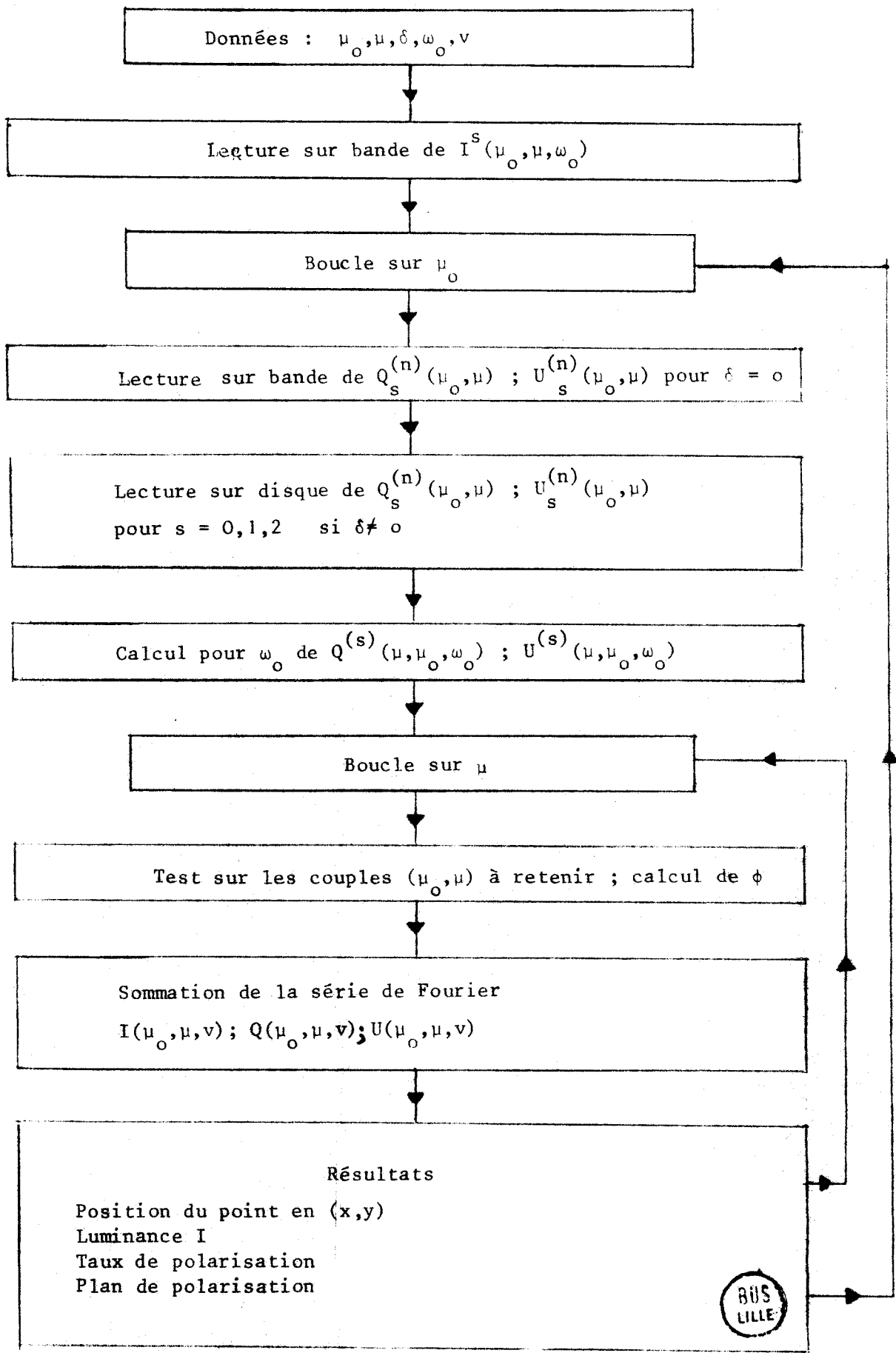
$$\cos \phi = \frac{\cos \theta_0 \cos \theta - \cos V}{\sin \theta_0 \sin \theta} \quad (\text{I-39})$$

On en déduit alors facilement le taux de polarisation localisé. On repèrera également la direction du plan de polarisation par son angle α avec l'équateur

$$\alpha = \text{Arctg} \frac{x}{y} - \chi \quad \text{avec} \quad \chi = \frac{1}{2} \text{Arctg} \frac{U}{Q} \quad (\text{I-40})$$

Le calcul est schématisé dans l'organigramme n° 2.





CHAPITRE II

ETUDE DE LA POLARISATION LOCALISEE DE VENUS

L'atmosphère diffusante épaisse de Vénus est essentiellement composée de gaz carbonique et de particules diffusantes. L'étude de la polarisation a permis [7] de proposer un modèle homogène de composition des nuages qui recouvrent la planète. Ce résultat a été obtenu en ajustant les différents paramètres du modèle (indice, répartition statistique des particules, taux de diffusion moléculaire) afin d'obtenir un bon accord à plusieurs longueurs d'onde avec les mesures du taux de polarisation intégrées sur le disque. Les caractéristiques de ce modèle sont les suivantes : c'est un mélange homogène de particules et de molécules d'épaisseur optique de l'ordre de 1, à 50 mb. Le taux de diffusion RAYLEIGH S est égal à 5 % à $\lambda = 3500 \text{ \AA}$. Les particules sont définies par :

$$\begin{aligned} \text{leur indice :} & \quad n = 1,45 \pm 0,02 \\ \text{leur distribution :} & \quad N(r) = N_0 r^2 \exp\left(-\frac{P_2}{P_1} r\right) \\ \text{avec } P_1 & = .83 \mu\text{m} \quad \text{et} \quad P_2 = 11.3 \end{aligned}$$

La variance v_{eff} et le rayon efficace r_{eff} sont reliés à la granulométrie $N(r)$ par :

$$r_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} \pi r^2 r N(r) dr}{\int_0^{\infty} \pi r^2 N(r) dr} = \frac{P_1 (P_2 + 3)}{P_2} = 1,05 \mu\text{m}$$

$$v_{\text{eff}} = \frac{\int_0^{\infty} (r - r_{\text{eff}})^2 \pi r^2 N(r) dr}{\int_0^{\infty} r^2 \pi r^2 N(r) dr} = \frac{1}{P_2 + 3} = 0,07$$

La dispersion des mesures (fig. II-1), souvent supérieure à la précision expérimentale ($\sim 0,5 \%$), peut à priori s'expliquer par la fluctuation moyenne de l'un des paramètres. Il est très probable que de telles fluctuations se produisent. En particuliers, à certaines époques (figure II-2) d'énormes anomalies apparaissent, dont l'origine la plus simple pourrait être une forte augmentation de la densité des particules, entraînant une décroissance du taux de diffusion RAYLEIGH ; ce qui expliquerait l'atténuation de l'anomalie vers le rouge (loi en λ^{-4}).

En plus des mesures de polarisation globales, il existe des mesures du taux de polarisation localisées sur le disque. Deux analyses de ce type de mesures ont déjà été faites. DEUZE [1] a montré que les mesures de A. DOLLFUS,

en orange et bleu, correspondent bien aux résultats que l'on pouvait prévoir à partir du modèle de base, à l'exception d'une anomalie polaire, peut-être identifiable à un excès permanent de diffusion moléculaire. HANSEN et KAWABATA {8} sont arrivés sensiblement aux mêmes conclusions, dans l'analyse de mesures de COFFEEN et GEHRELS. Ces deux études se sont donc limitées à une vérification du modèle, les écarts observés n'étant pas exploitables, soit par manque de données, soit par l'absence de mesures simultanées à d'autres longueurs d'onde. Nous disposons d'une série abondante de mesures en ultra-violet, obtenues par DOLLFUS {10} pendant la campagne d'observation de 1975, avec un nombre de points sur le disque suffisamment important pour que l'étude du taux de polarisation localisé puisse apporter autre chose que la simple vérification des résultats des mesures intégrées. Nous nous proposons en particulier de faire le lien avec les résultats photométriques, dans le but de dégager un ou plusieurs modèles satisfaisant à la fois en photométrie et en polarimétrie, et en indiquant éventuellement le type de mesures susceptibles d'infirmier ou de confirmer ces différents modèles.

II-1 - CAS D'UNE SEULE COUCHE NUAGEUSE, SEMI-INFINIE, VERTICALEMENT HOMOGENE EN TOUT POINT DU DISQUE

Les paramètres de ce modèle sont :

- l'albédo propre du milieu
- l'indice et la distribution des particules
- le taux de diffusion moléculaire.

En l'absence de variation locale de ces paramètres sur l'ensemble du disque, ils nous sont connus par l'intermédiaire des mesures du taux de polarisation intégré {7} et de l'albédo sphérique {4}.

La première chose à envisager est de comparer les résultats obtenus dans cette hypothèse, aux mesures expérimentales (fig. II-3-4-5).

Nous constatons les points suivants :

- Une asymétrie Nord-Sud quasi-permanente (fig. II-6) moins marquée en jaune et bleu (fig. II-7).
- Des valeurs expérimentales anormalement élevées au pôle Sud et anormalement basses au terminateur, par rapport au reste du disque (fig. II-8 et II-8 bis).
- Une fluctuation journalière des mesures en particuliers au terminateur.

Il est évidemment toujours possible de trouver un accord en ajustant

localement l'un ou l'ensemble des paramètres. Les moyens de contrôle dont nous disposons sont les mesures à d'autres longueurs d'onde, dont le défaut principal est de ne pas être contemporaines, et les mesures photométriques simultanées, pour certains angles de phase.

Nous savons qu'en photométrie, le paramètre essentiel est l'albédo propre ω_0 , les autres paramètres n'ayant que très peu d'influence {9}. Nous commencerons donc par étudier l'influence de l'absorption, ne serait-ce que pour vérifier si ses variations locales suffisent à expliquer les contrastes observés en ultra-violet, en particulier la brillance des pôles.

II-1-a - Etude de l'influence de l'albédo

Une étude de l'influence de l'albédo a déjà été faite en jaune {1}. Elle indiquait que le taux de polarisation augmentait faiblement quand l'albédo diminuait. Cela est dû au fait que la luminance totale est restituée avec un plus grand nombre d'ordres de diffusion que la luminance polarisée. La disparition des ordres les plus élevés quand l'albédo diminue étant plus sensible sur I que sur Q ou U; le taux de polarisation augmente quand l'albédo décroît. Il en est de même en ultra-violet (fig. II-9 - 10) et cela pour tous les termes de la série de FOURIER. La décroissance du taux de polarisation avec l'augmentation de l'albédo, doit donc être observée à tous les angles de phase. Nous nous limiterons donc à la présentation des résultats pour un angle de phase ($V=64^\circ$) et pour deux valeurs du taux de diffusion RAYLEIGH ($S=0$ et $S=0,045$) (fig. II-11 - 12). On remarque que la variation correspondante du taux de polarisation est quasi-uniforme sur tout le disque. La significative augmentation vers le pôle Sud du taux de polarisation en ultra-violet, correspondrait alors à une forte diminution de l'albédo. Ceci est absolument contradictoire avec l'observation de pôles brillants à ces longueurs d'ondes. Nous disposons en particulier pour la journée du 1er mai 1975 de mesures simultanées photométriques {11} et polarimétriques. Sur la figure II-12, nous avons indiqué les valeurs théoriques de ω_0 qui permettraient d'obtenir un accord avec les mesures du taux de polarisation résolu sur le disque. On remarque qu'au voisinage du terminateur le taux de polarisation théorique pour $\omega_0 = 1$ est encore trop élevé. D'autre part, les pôles sont brillants (en particulier le pôle Sud) alors que les valeurs de ω_0 convenables en polarisation sont plus faibles dans ces zones qu'à l'équateur qui paraît sombre (fig. II-13).

Nous devons donc admettre que, dans le cas de ce modèle, les fluctu-

ations du ω_0 sont accompagnées de variations des autres paramètres : soit de la distribution des particules, soit du taux de diffusion RAYLEIGH.

II-1-b - Etude de l'influence de la répartition des particules

Il est vraisemblable que si la composition des particules (donc leur indice) reste la même à l'échelle planétaire, des modifications locales de la granulométrie risquent fort d'intervenir. Nous nous proposons l'étude de cinq répartitions (fig. II-14-15). Une étude systématique, à plusieurs longueurs d'onde, du taux de polarisation détaillé semble inutilement lourde. L'intensité est très peu sensible aux changements de répartition des particules (tableau II-1) et les variations relatives du taux de polarisation seront donc sensiblement égales aux variations relatives de la composante polarisée.

| μ | $\langle r \rangle = .8 \mu\text{m}$ | $\langle r \rangle = 1.05 \mu\text{m}$ | $\langle r \rangle = 1.2 \mu\text{m}$ | $\langle r \rangle = .8 \mu\text{m}$ | $\langle r \rangle = 1.05 \mu\text{m}$ | $\langle r \rangle = 1.2 \mu\text{m}$ | u |
|-------|--------------------------------------|--|---------------------------------------|--------------------------------------|--|---------------------------------------|------|
| .999 | 1.149626 | 1.152843 | 1.154617 | 1.003050 | 1.005465 | 1.006824 | .678 |
| .994 | 1.138701 | 1.141141 | 1.143288 | .9815259 | .9823721 | .9846047 | .629 |
| .984 | 1.130122 | 1.135687 | 1.143993 | .9580659 | .9570713 | .9583086 | .577 |
| .971 | 1.131816 | 1.141515 | 1.152318 | .9296678 | .9291147 | .9293233 | .523 |
| .953 | 1.141614 | 1.149090 | 1.151407 | .8979338 | .8981134 | .8989030 | .467 |
| .931 | 1.148966 | 1.147073 | 1.139744 | .8630545 | .8633276 | .8632245 | .409 |
| .906 | 1.143702 | 1.133185 | 1.124357 | .8244434 | .8238345 | .8215354 | .349 |
| .877 | 1.123569 | 1.112376 | 1.106327 | .7807469 | .7786083 | .7761230 | .287 |
| .844 | 1.094558 | 1.089951 | 1.086701 | .7299028 | .7261009 | .7233395 | .225 |
| .807 | 1.065271 | 1.068379 | 1.068406 | .6689031 | .6636782 | .6588184 | .161 |
| .767 | 1.040919 | 1.047694 | 1.049693 | .5930925 | .5871077 | .5824528 | .097 |
| .724 | 1.021337 | 1.027007 | 1.028340 | .4929752 | .4873552 | .4846712 | .032 |

TABLEAU II-1

Incidence normale $\lambda = .99 \mu\text{m}$ $\omega_0 = 1$

Un calcul de celles-ci (tableau II-2), indique qu'elles sont quasi-constantes sur l'ensemble du disque.

TABLEAU II-2

| μ | $V = 40^\circ$ | | $V = 50^\circ$ | | $V = 70^\circ$ | | $V = 90^\circ$ | |
|--------------|----------------|------|----------------|------|----------------|------|----------------|------|
| | (1) | (2) | (1) | (2) | (1) | (2) | (1) | (2) |
| .995 | / | / | / | / | / | / | / | / |
| .975 | / | / | 19,1 | 27,2 | 11,3 | 29,0 | / | / |
| .938 | 6,5 | 15,1 | 18,1 | 26,9 | 11,0 | 28,8 | / | / |
| .886 | 6,2 | 16,5 | 17,1 | 26,7 | 10,7 | 28,5 | / | / |
| .820 | 6,0 | 17,5 | 16,2 | 26,4 | 10,4 | 28,3 | 10,2 | 28,1 |
| .740 | 5,9 | 18,1 | 15,5 | 26,3 | 10,1 | 28,0 | 9,8 | 27,8 |
| .648 | 5,9 | 18,6 | 15,0 | 26,3 | 9,8 | 27,8 | 9,4 | 27,6 |
| .545 | 5,8 | 18,9 | 14,7 | 26,6 | 9,5 | 27,8 | 9,0 | 27,7 |
| .434 | 5,9 | 19,4 | 14,7 | 26,8 | 9,6 | 28,2 | 8,9 | 27,8 |
| .315 | 6,4 | 19,5 | 15,6 | 27,0 | 10,4 | 28,9 | 9,5 | 28,1 |
| .191 | 7,2 | 13,6 | 17,6 | 27,1 | 11,9 | 29,7 | 11,0 | 28,7 |
| .064 | 6,4 | 14,5 | 21,0 | 27,0 | 13,4 | 30,3 | 12,8 | 29,4 |
| μ^t S.S. | 6,5 | 16,6 | 23,2 | 26,5 | 9,8 | 28,9 | 12,0 | 30,6 |

$$\mu_0 = -.5 \quad \omega_0 = 1 \quad \lambda = -.99 \mu m$$

$$(1) : \frac{\Delta Q}{Q} = \frac{Q(\bar{r}=0.8) - Q(\bar{r}=1.05)}{Q \text{ moyen}} \quad \text{et} \quad (2) : \frac{\Delta Q}{Q} = \frac{Q(\bar{r}=1.2) - Q(\bar{r}=1.05)}{Q \text{ moyen}}$$

Nous pouvons donc nous contenter de faire les comparaisons en un point facilement accessible au calcul : le point subsolaire ($\mu_0=1$). Ses coordonnées sont données par :

$$x = \sin V \quad ; \quad y = 0$$

Les angles de phase correspondent aux angles de GAUSS avec $\mu = \cos V$ ($0 \leq V \leq \frac{\pi}{2}$). Pour les angles de phase inférieurs à 90° ; nous constatons une assez bonne corrélation entre le taux de polarisation au point subsolaire et le taux de polarisation intégré (fig. II-16) et nous nous référerons aux résultats publiés sur ce dernier [7]. Sur les figures II-17-18 et II-19-20, on a

tracé, pour les cinq granulométries envisagées, le taux de polarisation au point subsolaire respectivement en rouge ($\lambda = 99 \mu\text{m}$) et en ultra-violet. Dans ce dernier cas on a choisi $\delta = 0$. On remarque que particulièrement pour les angles de phase sur lesquels nous travaillons, la polarisation est nettement plus sensible en rouge qu'en violet à la granulométrie des particules. Cela est dû au fait qu'en rouge la longueur d'onde est plus proche de la dimension des particules qu'en violet ; et donc que les variations de dimensions y sont plus sensibles.

Les mesures de taux de polarisation résolu sur le disque indiquent en orange et bleu, où les contrastes sont moindres, une assez bonne symétrie Nord-Sud, ce qui est contradictoire avec une variation locale de la distribution. Alors qu'en ultra-violet, où l'influence de la granulométrie est moins sensible, l'asymétrie Nord-Sud est quasi permanente. Cette asymétrie qui ne peut s'expliquer par les fluctuations du ω_0 relevées en photométrie, comme on l'a vu, ne peut pas non plus s'expliquer par une variation de la distribution $N(r)$. Nous pouvons donc conclure que l'effet des variations de distribution des particules, s'il existe, est masqué par un autre phénomène.

II-1-c - Influence du taux de diffusion moléculaire

Elle est prépondérante en ultra-violet (loi en λ^{-4}). Pour deux angles de phase ($V=64^\circ$ et $V=74^\circ$) et trois valeurs de δ , nous donnons les courbes d'isopolarisation (fig. 21-22). Une augmentation de δ entraîne un accroissement du taux de polarisation important, plus sensible aux pôles qu'à l'équateur. Il est donc possible d'ajuster la valeur du taux de diffusion RAYLEIGH en chaque point du disque pour retrouver les valeurs mesurées. Pour cela, nous disposons des valeurs du taux localisé de polarisation calculées pour des couples (μ_0, μ) où les μ sont les 24 angles de GAUSS et où les μ_0 ont été choisis ($\mu_0 = .1, .2, .3, .4, .5, .6, .7, .8, .9$) de façon à avoir une couverture correcte du disque. Les couples expérimentaux (μ_0^l, μ^l) ne correspondent pas aux couples théoriques. Il est donc nécessaire d'interpoler les valeurs théoriques. Cette méthode d'interpolation est décrite en Annexe II. Nous donnons (fig. II-23-24) une cartographie du taux de diffusion moléculaire. Ne disposant pas de valeurs de l'albédo propre déduites d'une étude photométrique en chaque point, ces valeurs devraient être légèrement majorées dans le cas d'une tâche brillante et minorées dans les zones sombres. Une vue d'ensemble nous permet de remarquer que les valeurs du taux de

diffusion moléculaire sont élevées aux pôles (jusqu'à 10 %) alors qu'elles ont des valeurs du même ordre que celles indiquées par HANSEN aux autres points.

Si le nombre de molécules est constant par unité de volume, ces cartes nous donnent l'abondance du H_2SO_4 . Si δ est grand, le nombre de particules diminue, le nuage est plus clair et inversement. Cette étude serait plus complète avec une comparaison à d'autres longueurs d'onde. Ne disposant pas de mesures contemporaines à celles en ultra-violet, nous nous contenterons de remarquer que le brusque effondrement du taux de polarisation, observé par DOLLFUS le 30 mars 1972 (fig. II-25), peut correspondre à une forte augmentation du taux de diffusion moléculaire. Pour cet angle de phase, le taux de polarisation décroît si δ croît (fig. II-25) en bleu et orange. Cette brusque augmentation de δ aux pôles devrait être plus sensible en bleu qu'en orange, ce qui n'est pas le cas. Par rapport aux valeurs mesurées aux autres points de la planète, l'augmentation du taux de polarisation relevée en bleu serait de l'ordre de 1 % ; alors qu'elle est de l'ordre de 3 % en orange. Cette apparente anomalie relevée sur ces mesures, peut être attribuée au fait qu'aux pôles, la moindre incertitude de position entraîne une variation rapide du taux de polarisation (fig. II-26).

Nous donnons par ailleurs les valeurs du taux de polarisation pour trois valeurs de δ en bleu (fig. II-27) et orange (fig. II-28) au point subsolaire pour $\omega_0 = 1$. Les taux mesurés par DOLLFUS lors de la campagne de 1972 sont en dessous des courbes $\delta = 0$. Une diminution de l'albédo, correspondant aux valeurs relevées de l'albédo sphérique, décalerait ces courbes vers le bas d'environ 1 % en bleu et 0,5 % en orange, ce qui engloberait les valeurs mesurées. Nous pouvons remarquer que le taux de diffusion moléculaire restera faible, cette campagne de 1972 correspondrait à des bouffées de particules, conclusion confirmée par les valeurs correspondantes du taux intégré. Il est malgré tout évident que les variations locales des δ ne peuvent expliquer les contrastes. Une variation de 10 % du taux de diffusion moléculaire a des effets négligeables sur l'albédo ($\omega_0 = 9837$ pour $\delta=0$, $\omega_0 = 9853$ pour $\delta = 10 \%$). Et l'introduction de la fonction de phase de la diffusion moléculaire plus isotrope, n'entraîne qu'une faible modification de l'intensité, seulement notable sur les bords du disque (fig. II-29).

II-1-d - Conclusion

Il est donc nécessaire d'introduire deux paramètres l'un rendant

compte des résultats photométriques (ω_0), l'autre de la polarisation (δ). Les variations de ω_0 seraient reliées à la présence de particules absorbantes, les variations de δ à l'abondance du $H_2 SO_4$. Sur les pôles brillants, nous avons peu d'absorbant (ω_0 grand) et peu de $H_2 SO_4$ (δ grand). La situation est inverse à l'équateur. Qualitativement la présence d'absorbant est relié à la présence de $H_2 SO_4$. Mais nous ne pouvons conclure que l'absorption est liée au $H_2 SO_4$. A l'équateur, en moyenne, nous avons $\omega_0 = .97$ et $\delta = .03$; si $H_2 SO_4$ est absorbant et que $\delta = .010$ aux pôles, ω_0 vaudrait .973 alors que dans le cas de pôles brillants devrait être de l'ordre de .999. Il est donc nécessaire d'introduire un autre type de particules absorbantes surtout en ultra-violet, qui viendraient contaminer le nuage.

II-2 - MODELES A PLUSIEURS COUCHES

Nous nous proposons une analyse succincte de quelques modèles à deux couches, pour étudier si dans un de ces modèles, la variation d'un seul paramètre pourrait suffire à expliquer simultanément la polarisation et la photométrie. On peut ranger ces modèles en deux classes :

- 1/ La brume de $H_2 SO_4$ est recouverte d'une autre couche. La polarisation portant la signature de $H_2 SO_4$, avec une composante RAYLEIGH, la couche supérieure ne pourra être ici que :

- Soit un absorbant pur, ou un diffusant non polarisant ; ces constituants n'affectant pas la polarisation.

- Soit une atmosphère claire (couche RAYLEIGH) ou une couche de très petites particules, polarisant comme du RAYLEIGH.

- 2/ La brume de $H_2 SO_4$ constitue la couche supérieure. On attribuera alors les contrastes de luminance à des variations de l'épaisseur de cette brume découvrant plus ou moins une deuxième couche nuageuse de réflectivité différente.

II-2-a - Brume de $H_2 SO_4$ surmontée d'un absorbant pur ou de particules non polarisantes

En jouant sur la variation spectrale du coefficient d'absorption de l'absorbant {12} ou sur celle du coefficient de diffusion du diffusant {13}, on peut expliquer les taches ultra-violettes. Mais ces deux constituants n'af-

fectant pas la polarisation, comme dans les modèles homogènes précédents, on sera amené à expliquer les anomalies de polarisation, indépendamment, par des variations de δ dans la couche inférieure de $H_2 SO_4$ par exemple. Dans ce type de modèle, la polarisation et la photométrie apparaissent comme deux phénomènes disjoints. Bien qu'on ne puisse pas les rejeter à priori, aucune mesure actuelle ne permet de les confirmer ou de les infirmer.

II-2-b - Nuage de $H_2 SO_4$ surmonté d'une atmosphère claire

La contribution de la diffusion moléculaire peut-être introduite en recouvrant le nuage de particules d'une fine couche τ_R de CO_2 . Ce cas est facilement traitable par la méthode des ordres successifs où il suffit, lors de la discrétisation en sous couches, d'introduire à l'altitude convenable, soit la matrice de diffusion RAYLEIGH, soit la matrice de diffusion du milieu. Nous retrouvons la simplification de calcul dans le cas où $\frac{s}{\tau_R} > 2$: le flux solaire incident est multiplié par le facteur d'atténuation $e^{-\frac{s}{\tau_R}}$ et le flux sortant par $e^{-\frac{\tau_R}{\mu}}$ la luminance émergente est donc celle obtenue dans le cas du nuage seul, multipliée par $\exp\{-\tau_R(\frac{1}{\mu} + \frac{1}{\mu_0})\}$. La valeur moyenne $\bar{\tau}_R$ de cette couche peut être déduite des mesures de taux intégré (8). Elle est de l'ordre de 0.03. La valeur moyenne $\bar{\omega}_0$ de l'albédo propre du nuage, déduite de l'Albédo Sphérique, est alors proche de celle obtenue dans le paragraphe précédent.

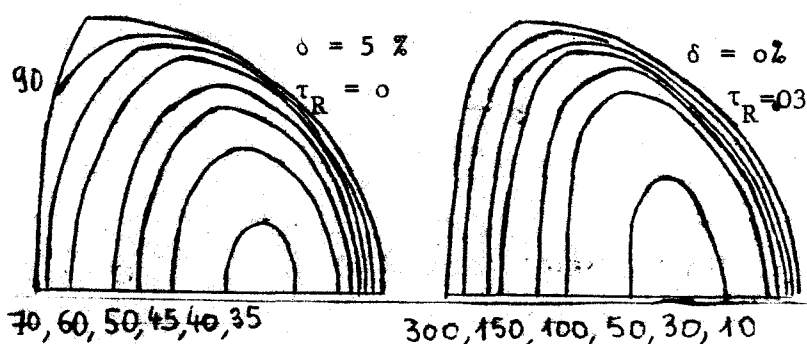
Une étude comparative avec le modèle à une couche est faite au point subsolaire (tableau II-3). Le taux de diffusion moléculaire dans le nuage est alors pris nul.

| $V_{\parallel 0}$ | $\delta=4,5 \%$ | $\tau_R=03$ | $V_{\parallel 0}$ | $\delta=4,5 \%$ | $\tau_R=03$ | $V_{\parallel 0}$ | $\delta=4,5 \%$ | $\tau_R=03$ |
|-------------------|-----------------|-------------|-------------------|-----------------|-------------|-------------------|-----------------|-------------|
| 2.8 | 6 | 0 | 32.5 | 10 | 2 | 62.2 | 29 | 10 |
| 6.5 | 39 | 41 | 36.2 | 9 | 0 | 65.9 | 38 | 19 |
| 10.2 | 102 | 104 | 39.9 | 10 | - 1 | 69.6 | 41 | 24 |
| 13.9 | 133 | 128 | 43.6 | 15 | 1 | 73.3 | 44 | 33 |
| 17.6 | 125 | 120 | 47.3 | 15 | 1 | 77.0 | 49 | 47 |
| 21.4 | 79 | 74 | 51.0 | 20 | 3 | 80.7 | 58 | 75 |
| 25.1 | 44 | 38 | 54.7 | 22 | 4 | 84.4 | 58 | 125 |
| 28.8 | 22 | 15 | 58.5 | 30 | 10 | 88.1 | 67 | 314 |

TABEAU II-3 TAUX DE POLARISATION EN %

Point subsolaire $\omega_0 = 0,984$ $\lambda = 0,35 \mu\text{m}$

Elle confirme que pour les émergences rasantes l'intervention de la couche de molécules est prépondérante et donc le taux de polarisation élevé. Alors que pour les autres valeurs de l'angle réfléchi, le taux de polarisation est plus élevé dans le modèle à une couche. Une étude détaillée sur le disque donnerait des hautes valeurs du taux de polarisation au limbe (émergence rasante) et au terminateur (incidence rasante), de très hautes valeurs aux pôles (incidence et émergence rasantes) et des valeurs moindres au centre du disque. Cette appréciation qualitative faite à partir de l'étude au point subsolaire est confirmée par une étude complète de ce modèle, faite pour un angle de phase, par HANSEN et KAWABATA {19} (figure ci-dessous).



$\lambda = .34 \mu\text{m}$

$V = 77^\circ$

taux de polarisation
en millièmmes d'après
KAWABATA - HANSEN

Nous pourrions donc ajuster localement τ_R , de façon à obtenir l'accord avec les mesures de taux de polarisation, de la même façon que nous avons ajusté δ au paragraphe précédent. On remarquera simplement que vers les pôles et le terminateur, généralement brillants, les valeurs de τ_R seront inférieures à $\bar{\tau}_R$ (cf, figure page 2.10, les valeurs très élevées des taux obtenus). L'introduction d'une couche moléculaire conservative ne peut en aucune façon rendre compte des taches ultra-violettes. A titre indicatif, on a reporté (tableau II-4), pour trois valeurs de τ_R , l'intensité rediffusée. On voit que les variations de τ_R influent très peu sur l'intensité, sauf en émergence rasante. Nous retrouvons le résultat du paragraphe précédent, à savoir que l'intensité dépend peu de l'introduction des molécules, sauf sur les bords du disque. Mais indépendamment de la brillance des pôles, la photométrie ultra-violette montre des contrastes élevés dans la partie centrale du disque elle-même. Nous arrivons donc dans ce modèle aux mêmes conclusions qu'en II-1-1 : deux paramètres seront nécessaires pour rendre compte à la fois de la polarisation (τ_R) et de la photométrie (ω_0).

TABLEAU II-4

Intensité au point subsolaire en fonction de τ_R . $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$ $\omega_0 = 0.984$

| V_{ω_0} | $\tau_R = .01$ | $\tau_R = .03$ | $\tau_R = .05$ | V_{ω_0} | $\tau_R = .01$ | $\tau_R = .03$ | $\tau_R = .05$ |
|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|----------------|
| 2.8 | .4902 | .4945 | .4992 | 47.3 | .4289 | .4339 | .4396 |
| 6.5 | .5176 | .5209 | .5256 | 51.0 | .4260 | .4231 | .4381 |
| 10.2 | .5201 | .5230 | .5278 | 54.7 | .4296 | .4346 | .4408 |
| 13.9 | .4976 | .5009 | .5056 | 58.5 | .4284 | .4343 | .4410 |
| 17.6 | .4951 | .4916 | .4964 | 62.2 | .4289 | .4344 | .4415 |
| 21.4 | .4775 | .4810 | .4859 | 65.9 | .4297 | .4354 | .4431 |
| 25.1 | .4648 | .4673 | .4722 | 69.6 | .4271 | .4340 | .4425 |
| 28.8 | .4523 | .4563 | .4613 | 73.3 | .4227 | .4321 | .4418 |
| 32.5 | .4402 | .4446 | .4497 | 77.0 | .4150 | .4281 | .4357 |
| 36.2 | .4378 | .4405 | .4457 | 80.7 | .3970 | .4212 | .4357 |
| 39.9 | .4319 | .4351 | .4404 | 84.4 | .3842 | .4072 | .4277 |
| 43.6 | .4302 | .4331 | .4386 | 88.1 | .3520 | .3750 | .4120 |

Une question intéressante est de savoir s'il serait possible de discerner ce modèle du modèle à une couche, grâce à des mesures du taux de polarisation faites à diverses longueurs d'onde. Nous avons pour cela calculé les valeurs du taux de polarisation, au point subsolaire, en bleu ($\lambda=0,43\mu\text{m}$) et orange ($\lambda=0,52\mu\text{m}$), pour différentes valeurs de δ dans le modèle à une couche (fig. II-27-28) et différentes valeurs de τ_R dans le modèle présent (fig. II-30-31). Partant, en bleu, d'une valeur supposée du taux de polarisation, elle correspondra à une valeur de δ ou une valeur de τ_R suivant le modèle. Les deux valeurs du taux de polarisation qui en résultent alors en jaune (suivant la loi en λ^{-4}) sont très voisines, et ne semblent pas différenciables par la mesure. Il ne semble donc pas que l'étude de la polarisation soit facilement exploitable dans l'analyse de ce modèle d'atmosphère claire. De toute façon ce modèle est assez peu séduisant ; puisqu'il implique une forte densité de particules diffusantes dans la brume (où δ doit devenir négligeable, toute la contribution moléculaire étant attribuée à la couche de RAYLEIGH pur). Le modèle "réfléchissant" vers lequel on tendrait alors est contradictoire avec ce qu'on sait du caractère diffus de la brume de Vénus (analyse des CORNES, formation des raies).

Pour expliquer les contrastes en ultra-violet, L.V. KSNFORMALITY [12] introduit au-dessus du nuage de H_2SO_4 , dans lequel il suppose que l'absorption a lieu, une couche conservative, d'épaisseur optique variable de l'ordre de 0,6 en moyenne. Elle devrait être constituée de particules de très faibles dimensions se comportant comme du RAYLEIGH (loi en λ^{-4}). Par exemple, pour un indice de $n = 1,44$, un rayon de $0,15\mu\text{m}$ conviendrait assez bien (fig. II-32). Dans le cas de particules sphériques, les coefficients des développements des termes de la matrice de phase sont encore sensiblement égaux à ceux de la diffusion RAYLEIGH (tableau II-5)

TABLEAU II-5

| l | α_l | β_l | γ_l | ζ_l |
|-----|------------|-------------------------|------------|-------------------------|
| 0 | 0 | 1 | 0 | 0 |
| 1 | 0 | $.580661 \cdot 10^{-2}$ | 0 | 0 |
| 2 | 3.000003 | .5000064 | -.1224741 | $.100966 \cdot 10^{-1}$ |
| 3 | .003791 | .001137 | -.002077 | $.8669 \cdot 10^{-5}$ |

Avec une épaisseur optique de 0,6, le taux de polarisation atteindrait donc des valeurs nettement plus élevées que celles mesurées (tableau II-6), ce qui exclue ce modèle, dans l'hypothèse de particules sphériques.

| V° | P % | V° | P % | V° | P % | V° | P % | V° | P % | V° | P % |
|------|-----|------|-----|------|-----|------|-----|------|-----|------|-----|
| 2.8 | 1 | 17.6 | 95 | 32.5 | 106 | 47.3 | 210 | 62.2 | 326 | 77.0 | 427 |
| 6.5 | 28 | 21.4 | 84 | 36.2 | 129 | 51.0 | 239 | 65.9 | 353 | 80.7 | 478 |
| 10.2 | 70 | 25.1 | 82 | 39.9 | 154 | 54.7 | 268 | 69.6 | 379 | 84.4 | 489 |
| 13.9 | 89 | 28.8 | 90 | 43.6 | 182 | 58.5 | 298 | 73.3 | 403 | 88.1 | 525 |

TABLEAU II-6

Taux de polarisation au point subsolaire. $\lambda = 0.34 \mu\text{m}$ $\omega_0 = 0.985$ dans le nuage de H_2SO_4

II-2-c - Intervention du fond de couche

Nous supposons maintenant que la brume de H_2SO_4 est située au-dessus d'une seconde couche nuageuse. Les contrastes de luminance seront alors attribués à des variations de l'épaisseur moyenne $\bar{\tau}_H$ du H_2SO_4 . On peut espérer ici une corrélation nette entre polarimétrie et photométrie, si l'on admet que les variations de τ_H sont dues à des variations de la quantité de particules de H_2SO_4 , et donc doivent s'accompagner d'une augmentation de δ .

Qualitativement :

- 1/ Si l'on suppose la brume supérieure conservatrice, les tâches noires (diminution de τ_H et apparition du fond sombre) devront s'accompagner d'une augmentation du taux de polarisation, à moins que l'épaisseur moyenne $\bar{\tau}_H$ ne soit si faible que la totalité de la luminance polarisée ne soit pas encore formée.

- 2/ Si au contraire l'absorption de la luminance a lieu dans la brume supérieure (H_2SO_4 contaminé par un absorbant quelconque), c'est un défaut de polarisation qui sera détecté sur les zones sombres.

Nous devons d'abord préciser l'ordre de grandeur de $\bar{\tau}_H$. En rouge, les contrastes sont inexistantes et l'Albédo Sphérique est proche de 1, donc l'albédo

propre du milieu peut être pris égal à 1 sur toute la planète. La diffusion moléculaire est négligeable. Nous avons évalué l'épaisseur optique τ_H du nuage H_2SO_4 , nécessaire pour reconstituer la polarisation. Ce test peut d'ailleurs être fait uniquement sur la composante polarisée, puisque l'intensité est pratiquement indépendante de la nature précise des particules dans la seconde couche nuageuse supposée conservative [9]. On a calculé la composante polarisée pour une couche conservative d'épaisseur τ_H variable, des particules de H_2SO_4 , surmontant une couche infinie et conservative non polarisante (tableaux II-7-8).

TABLEAU II-8

$$Q \times 10^2 \quad \lambda = .99 \mu m \quad \omega_0 = 1 \quad \mu_0 = -.5 \quad S = 0$$

| μ | $\tau_H = .6$ | $\tau_H = 1$ | $\tau_H = 2$ | $\tau_H = 3$ | $\tau_H = 4$ | $\tau_H = 5$ | $\tau_H = 6$ |
|-------|---------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| -.995 | -.00108 | -.00207 | -.00387 | -.00465 | -.00493 | -.00498 | -.00507 |
| -.975 | -.00736 | -.01282 | -.02244 | -.02647 | -.02791 | -.02814 | -.02861 |
| -.938 | -.02366 | -.03787 | -.06167 | -.07128 | -.07465 | -.07514 | -.07636 |
| -.886 | -.04643 | -.07310 | -.11696 | -.13396 | -.13971 | -.14041 | -.14280 |
| -.820 | -.05320 | -.09370 | -.16222 | -.18751 | -.19569 | -.19633 | -.20046 |
| -.740 | -.04792 | -.10578 | -.20350 | -.23670 | -.24673 | -.24678 | -.25346 |
| -.648 | -.16205 | -.25506 | -.38792 | -.42673 | -.43743 | -.43510 | -.44642 |
| -.545 | -.40239 | -.53968 | -.70265 | -.74224 | -.75195 | -.74795 | -.76368 |
| -.434 | -.40233 | -.55143 | -.71901 | -.75295 | -.76010 | -.75246 | -.77503 |
| -.315 | -.19024 | -.32251 | -.46544 | -.48849 | -.49207 | -.47933 | -.51181 |
| -.191 | -.14957 | -.23858 | -.33431 | -.34472 | -.34405 | -.32398 | -.37222 |
| -.064 | -.07059 | -.09068 | -.14174 | -.14121 | -.13685 | -.11321 | -.17173 |

Nous remarquons, en particulier au point subsolaire, que la valeur de la composante polarisée se stabilise à quelques pour cent près dès que $\tau_H = 2$. La section efficace de diffusion des particules, dans le cas de la granulométrie étudiée, variant peu avec la longueur d'onde, cette épaisseur reste valable en ultra-violet. Dans les modèles à deux couches que nous étudierons, on considérera donc que $\tau_H = 2$ est un minimum, en dessous duquel la polarisation intégrée ne donnerait plus l'accord obtenu.

TABLEAU II-7

$Q \times 10^2$

$\omega_0 = 1$

$\lambda = .99 \mu\text{m}$

$\mu_0 = -1$

| μ | $\tau_H = .1$ | $\tau_H = .2$ | $\tau_H = .3$ | $\tau_H = .4$ | $\tau_H = .5$ | $\tau_H = .6$ | $\tau_H = 1$ | $\tau_H = 2$ | $\tau_H = 3$ | $\tau_H = 4$ | $\tau_H = 5$ | $\tau_H = 6$ |
|-------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|--------------|
| .995 | .17925 | .32811 | .45224 | .55459 | .63949 | .70843 | .88936 | .1.0315 | 1.0561 | 1.0612 | 1.0623 | 1.0629 |
| .975 | .46291 | .84939 | 1.1741 | 1.4423 | 1.6660 | 1.8466 | 2.3319 | 2.7321 | 2.8100 | 2.8284 | 2.8330 | 2.8359 |
| .938 | .31833 | .59020 | .82547 | 1.0219 | 1.1891 | 1.3218 | 1.7113 | 2.0884 | 2.1865 | 2.2164 | 2.2250 | 2.2306 |
| .886 | .12392 | .23871 | .34783 | .44217 | .52765 | .59281 | .83079 | 1.1417 | 1.2551 | 1.2964 | 1.3090 | 1.3172 |
| .820 | .09381 | .18569 | .27834 | .35999 | .43675 | .49352 | .72724 | 1.0736 | 1.2144 | 1.2672 | 1.2828 | 1.2934 |
| .740 | .12354 | .24254 | .36092 | .46418 | .56068 | .63111 | .91998 | 1.3419 | 1.5103 | 1.5714 | 1.5876 | 1.6003 |
| .648 | .14183 | .28026 | .41980 | .54096 | .65474 | .73583 | 1.07622 | 1.5629 | 1.7478 | 1.8105 | 1.8246 | 1.8391 |
| .545 | .15670 | .31336 | .47435 | .61311 | .74399 | .83428 | 1.22117 | 1.7464 | 1.9297 | 1.9865 | 1.9996 | 2.0124 |
| .434 | .18238 | .36875 | .55940 | .72095 | .87196 | .97176 | 1.3950 | 1.9124 | 2.0733 | 2.1187 | 2.1222 | 2.1418 |
| .315 | .24665 | .49037 | .73069 | .92227 | 1.0939 | 1.2002 | 1.6230 | 2.0646 | 2.1895 | 2.2223 | 2.2196 | 2.2449 |
| .191 | .39202 | .72866 | 1.0139 | 1.2140 | 1.3766 | 1.4652 | 1.7933 | 2.1063 | 2.1959 | 2.2184 | 2.2090 | 2.2439 |
| .064 | .82828 | 1.1595 | 1.3403 | 1.4481 | 1.5336 | 1.5680 | 1.7513 | 1.9565 | 2.0169 | 2.0313 | 2.0170 | 2.0632 |



a - Absorption en fond de couche

Les contrastes en ultra-violet ont été étudiés dans le modèle où c'est un fond noir qui est introduit en dessous du nuage de $H_2 SO_4$ supposé conservatif {11}. Aux pôles brillants, l'épaisseur optique τ_H peut alors atteindre quelques dizaines tandis qu'aux taches sombres correspondent des épaisseurs optiques de l'ordre de 2.

Nous savons (voir chapitre I) que la polarisation pour un fond noir est totalement formée dès $\tau = 6$. Aux pôles, ce modèle sera donc équivalent au modèle à une couche, et les hautes valeurs expérimentales du taux de polarisation devront être attribuées à une forte augmentation de δ .

Pour l'épaisseur de 2 des taches, nous avons comparé (tableau II-9) au point subsolaire, la luminance totale et sa composante polarisée obtenues dans ce modèle, à celles obtenues dans le modèle à une couche. D'une part, la luminance est bien sûre plus forte dans le 2ème cas, et ce premier facteur tendra à accroître le taux de polarisation prévisible sur les taches noires. Mais de plus une même composante polarisée est restituée avec un taux de RAYLEIGH moindre dans le modèle à deux couches que dans le modèle homogène : molécules et particules ayant des directions de polarisation perpendiculaires ; s'il y a moins de particules, il faudra moins de diffusion RAYLEIGH pour obtenir le même résultat. Les valeurs de δ dans ce cas seront donc plus faibles que celles déterminées dans le paragraphe I sur les taches sombres.

Nous aurons donc en général : sur les taches brillantes τ_H et δ grands ; sur les taches sombres τ_H et δ petits. Si l'épaisseur géométrique e du nuage supérieur est constante sur toute la planète, nous avons :

$$\tau_H = (K_p + K_R) e$$

avec $K_p = N_p k_p$ et $K_R = N_R k_R$

où N_p et N_R sont respectivement les nombres de particules et de molécules par unité de volume, et k_p et k_R les coefficients propres de diffusion d'une particule et d'une molécule.

D'autre part :

$$\delta = \frac{K_R}{K_p + K_R}$$

ce qui donne l'épaisseur optique τ_H en fonction de e , N_R , δ :

$$\tau_H = \frac{N_R k_R}{\delta}$$

La densité de molécules étant constante sur le disque ; si δ augmente, τ_H diminue ; ce qui est donc absolument contradictoire avec les observations. Ce modèle, où le nuage supérieur de H_2SO_4 est conservatif, et d'altitude stable, semble donc à rejeter, compte tenu de la polarisation.

TABLEAU II-9

$$\mu_0 = -1 \quad \lambda = 0.35 \mu m$$

| μ | Intensité | | $I_{pol} \times 10^2$ | | taux en % | |
|-------|---------------------------------|--------------------------------------|---------------------------------|--------------------------------------|---------------------------------|--------------------------------------|
| | $\delta = .035$ $\tau_H = 2$ | $\delta = .045$ $\tau_H = \infty$ | $\delta = .035$ $\tau_H = 2$ | $\delta = .045$ $\tau_H = \infty$ | $\delta = .035$ $\tau_H = 2$ | $\delta = .045$ $\tau_H = \infty$ |
| .999 | .3057 | .6104 | $-.3046 \cdot 10^{-2}$ | $-.3095 \cdot 10^{-1}$ | 0,1 | 0,5 |
| .984 | .3653 | .6691 | -5.42254 | -5.50658 | 148 | 82 |
| .953 | .3149 | .6043 | -5.96031 | -6.05125 | 189 | 100 |
| .906 | .2749 | .5529 | -1.85161 | -1.96760 | 67 | 36 |
| .844 | .2434 | .5025 | -.248937 | -.408691 | 10 | ,8 |
| .767 | .2392 | .4757 | -.192199 | -.403102 | 8 | 8 |
| .678 | .2529 | .4624 | -.397471 | -.590122 | 16 | 13 |
| .577 | .2715 | .4492 | -.719453 | -.823101 | 26 | 18 |
| .467 | .2891 | .4307 | -.927266 | -1.39448 | 32 | 32 |
| .349 | .3051 | .4092 | -1.01809 | -1.53996 | 33 | 38 |
| .225 | .3076 | .3760 | -1.28696 | -1.85421 | 42 | 49 |
| .097 | .2848 | .3217 | -1.23944 | -1.73481 | 44 | 54 |

b - Absorption dans le nuage de H_2SO_4

Nous supposons que l'albédo propre du nuage est constant sur l'ensemble

de la planète et que la couche inférieure est conservative. L'albédo propre ω_0 se déduira de la valeur de l'albédo sphérique et avec :

$$\frac{1 + A}{1 - A} = \frac{\tau_1}{\text{th } \gamma_1 \tau_1}$$

où

$$\tau_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{4 - \omega_0}{1 - \omega_0} \left(1 - \frac{\omega_0 \beta_1}{3} \right) \right)^{1/2} \quad \text{et} \quad \gamma_1 = \frac{3 - \omega_0 \beta_1}{\tau_1}$$

Nous choisirons encore comme épaisseur moyenne $\tau_H = 2$, correspondant au minimum pouvant expliquer l'homogénéité des mesures de polarisation vers $0,9 \mu\text{m}$. Il vient alors $\omega_0 = 0.965$.

L'intensité étant sensible aux variations de l'épaisseur τ_H (tableau II-10) ; les contrastes observés en ultra-violet, pourront s'expliquer par des variations de quelques unités de l'épaisseur optique. Ces variations d'épaisseur optique seront attribuées à des variations de la concentration des particules diffusantes ; on aura donc à nouveau ici, τ_H inversement proportionnel à δ .

TABLEAU II-10

$\omega_0 = 0.965$ Intensité au point subsolaire

| $V \%$ | $\tau_H = 1$ | $\tau_H = 2$ | $\tau_H = 3$ | $V \%$ | $\tau_H = 1$ | $\tau_H = 2$ | $\tau_H = 3$ |
|--------|--------------|--------------|--------------|--------|--------------|--------------|--------------|
| 2.8 | 1.0348 | .9536 | .8581 | 47.3 | .8577 | .7421 | .6440 |
| 6.5 | 1.0704 | .9996 | .9071 | 51.0 | .8341 | .7172 | .6214 |
| 10.2 | 1.0720 | 1.0016 | .9092 | 54.7 | .8142 | .6981 | .6055 |
| 13.9 | 1.0394 | .9596 | .8644 | 58.5 | .7871 | .6718 | .5831 |
| 17.6 | 1.0236 | .9393 | .8429 | 62.2 | .7574 | .6443 | .5603 |
| 21.4 | 1.0049 | .9155 | .8177 | 65.9 | .7262 | .6172 | .5390 |
| 25.1 | .9801 | .8843 | .7848 | 69.6 | .6876 | .5843 | .5126 |
| 28.8 | .9575 | .8562 | .7556 | 73.3 | .6453 | .5505 | .4859 |
| 32.5 | .9318 | .8249 | .7234 | 77.0 | .5972 | .5136 | .4563 |
| 36.2 | .9148 | .8050 | .7035 | 80.7 | .5444 | .4738 | .4335 |
| 39.9 | .8935 | .7805 | .6794 | 84.1 | .4842 | .4260 | .3825 |
| 43.6 | .8748 | .7600 | .6599 | 88.1 | .4175 | .3701 | .3340 |

Qualitativement, ce modèle pourrait donc concilier photométrie et polarimétrie ; sur les taches brillantes (en particulier aux pôles), τ_H sera petit et donc δ grand, d'où les hautes valeurs mesurées du taux de polarisation.

Une étude quantitative sur l'ensemble du disque étant trop lourde pour être envisagée, nous nous contenterons d'une analyse approchée du point subsolaire. On remarque d'abord (tableau II-11) que pour une valeur donnée de δ , le taux de polarisation dépend de τ_H .

TABLEAU II-11

Taux de polarisation au point subsolaire $\omega_0 = 0.965$ $\delta = 0.045$

| $V_{\%}$ | $\tau_H = 1$ | $\tau_H = 2$ | $\tau_H = 3$ | $V_{\%}$ | $\tau_H = 1$ | $\tau_H = 2$ | $\tau_H = 3$ |
|----------|--------------|--------------|--------------|----------|--------------|--------------|--------------|
| 2.8 | 0 | 0 | 0 | 47.3 | 2 | 2 | 2 |
| 6.5 | 17 | 21 | 23 | 51.0 | 2 | 3 | 3 |
| 10.2 | 43 | 53 | 59 | 54.7 | 3 | 4 | 3 |
| 13.9 | 53 | 66 | 74 | 58.5 | 5 | 7 | 7 |
| 17.6 | 50 | 62 | 70 | 62.2 | 4 | 5 | 5 |
| 21.4 | 31 | 38 | 44 | 65.9 | 8 | 10 | 10 |
| 25.1 | 16 | 20 | 23 | 69.6 | 8 | 10 | 10 |
| 28.8 | 7 | 9 | 10 | 73.3 | 9 | 11 | 12 |
| 32.5 | 2 | 2 | 2 | 77.0 | 11 | 13 | 14 |
| 36.2 | 1 | 1 | 1 | 80.7 | 15 | 18 | 19 |
| 39.9 | 1 | 1 | 1 | 84.1 | 15 | 18 | 19 |
| 43.6 | 2 | 2 | 2 | 88.1 | 19 | 22 | 23 |

Sur la figure II-33, on a reporté les valeurs mesurées du taux de polarisation ainsi que les courbes théoriques correspondant à $\tau_H = 2$, pour différentes valeurs de δ . Le point subsolaire paraissant en général plus sombre que les pôles, une valeur de τ_H de l'ordre de 3 conviendrait. Aux pôles brillants, si nous supposons que $\tau_H \approx 1$; comme τ_H est inversement proportionnel à δ ; des valeurs du taux de RAYLEIGH de l'ordre de 20 % seraient à envisager. Soit des taux de polarisation nettement plus élevés que ceux que l'on mesure.

Nous sommes partis d'une valeur moyenne de $\tau_H = 2$. Pour des valeurs plus petites, le taux de polarisation en rouge ne serait pas reconstitué. Pour des valeurs plus grandes, les variations de τ_H nécessaires pour rendre compte des contrastes ultra-violet, seraient encore plus importantes, et donc celles du taux de diffusion moléculaire : les valeurs de δ aux pôles seraient encore plus grandes et impliqueraient des valeurs du taux de polarisation prohibitives. Les résultats semblent donc dénoncer l'accord qui qualitativement semblait possible.

II-3 - CONCLUSIONS

Une étude plus complète de la polarisation localisée de Vénus a été menée particulièrement en ultra-violet où nous disposons d'une série abondante de mesures. D'abord dans le cas du modèle homogène, afin d'étudier l'influence des différents paramètres. Elle montre que les variations de distribution des particules sur le disque semblent pouvoir être éliminées comme source possible des écarts de polarisation observés. Ce premier résultat très simplificateur repose toutefois sur une comparaison ultra-violet - jaune correspondant à des mesures non simultanées ; une confirmation expérimentale rigoureuse serait hautement souhaitable. Elle indique le rôle prépondérant du taux de diffusion moléculaire en ultra-violet. Les anomalies de polarisation sont alors attribuées à l'abondance variable du $H_2 SO_4$ sur la planète.

Nous avons complété notre étude en essayant de relier les anomalies de polarisation aux taches ultra-violettes. Le peu de mesures simultanées photométriques et polarimétriques semble indiquer que, pour ce modèle homogène, ces deux types de mesures sont contradictoires.

Une analyse succincte menée au point subsolaire nous a permis d'envisager quelques modèles simples à deux couches. Sa prévision limitée permet malgré tout d'avoir une appréciation semi-quantitative des choses et compte tenu des mesures dont nous disposons, d'éliminer un certain nombre de ces modèles (tels que $H_2 SO_4$ conservatif au-dessus d'un nuage sombre, ou $H_2 SO_4$ recouvert d'une couche mince de petites particules sphériques).

CONCLUSIONS

Les mesures de taux de polarisation intégré avaient permis à HANSEN d'identifier les caractéristiques des aérosols supérieurs de Vénus. Les mesures du taux de polarisation localisées, obtenues par A. DOLLFUS en ultra-violet, présentent des écarts assez nets par rapport aux prévisions théoriques déduites du modèle homogène d'HANSEN. Ces écarts sont assez systématiques aux pôles où l'on a le plus souvent un taux de polarisation anormalement élevé. Mais aussi au terminateur où les courbes d'isopolarisation, théoriquement fermées, semblent s'ouvrir, et où l'on détecte des taux de polarisation anormalement bas. Sur le centre du disque, par contre, on observe bien de légères variations du taux de polarisation, par rapport aux courbes théoriques, mais leurs amplitudes sont moindres.

Il est tentant de chercher à relier ces anomalies de polarisation aux anomalies de luminance qui constituent les taches ultra-violettes. Les observations disponibles ne permettent pas encore de conclure définitivement sur la corrélation entre les deux phénomènes. La série d'observations autour de l'angle de phase de $V = 64^\circ$ suggère, en comparant aux clichés de VISCASDY, une certaine périodicité du taux de polarisation apparemment liée à celle des taches. Mais pour la coïncidence du 1er mai, où nous disposons de mesures quantitatives en polarisation et en photométrie, la corrélation n'est pas très nette.

En tout état de cause il est indispensable de préciser quantitativement les anomalies du taux de polarisation, théoriquement associées aux anomalies de l'intensité, dans le cadre des principaux modèles simples susceptibles d'expliquer les taches ultra-violettes. Les calculs théoriques ont été développés dans ce sens, à partir de la méthode des ordres successifs qui permet de faire intervenir simplement les deux paramètres essentiels : l'albédo propre et le taux de diffusion moléculaire. La lourdeur du développement des termes de la matrice de phase, pour la granulométrie de Vénus en ultra-violet, nous a conduit à généraliser en polarisation la méthode de troncature déjà utilisée en intensité.

En fait, sauf dans le cas du modèle homogène "à absorption répartie", les calculs théoriques n'ont pu être menés que semi-qualitativement, en réduisant l'étude au point subsolaire. La précision très limitée de ce type d'analyse ne permet de dégager de nettes contradictions que sur le comportement des pôles. Il est possible que ces pôles constituent des lieux privilégiés où se trouvent d'autres types de particules. Le travail actuellement en cours consiste à dévelop-

per les calculs complètement, de façon à traiter la totalité des points du disque, pour y préciser exactement les taux de polarisation prévus dans les différents modèles ; particulièrement dans le cas où l'absorption est située dans la couche supérieure, puisque les variations prévues sont qualitativement, dans le sens observé expérimentalement. L'exploitation des calculs sera par ailleurs faite pour différentes longueurs d'onde, puisqu'on peut espérer que le comportement des différents modèles se différenciera lorsqu'on tiendra compte des géométries différentes rencontrées en différents points du disque.

Ces exploitations devraient être en voie d'achèvement pour l'été 1977, où la campagne de mesures, prévue par les observateurs de Meudon et du Pic du Midi, devrait rendre disponible les observations nécessaires à des conclusions plus nettes sur la signification des anomalies de polarisation.

ANNEXE 1

EXPRESSION DE LA MATRICE DE PHASE1 - DIFFUSION PAR UNE PARTICULE SPHERIQUE

Considérons une onde plane monochromatique partiellement polarisée. Lorsque cette onde rencontre une particule sphérique de rayon R, elle donne une onde diffuse sphérique dont l'étude a été faite par MIE. La matrice de phase du faisceau diffusé par une particule sphérique à une distance r de celle-ci, s'exprime avec les paramètres de STOKES par

$$\frac{\lambda}{4\pi k} \begin{bmatrix} S_1 \tilde{S}_1 + S_2 \tilde{S}_2 & S_2 \tilde{S}_2 - S_1 \tilde{S}_1 & 0 & 0 \\ S_2 \tilde{S}_2 - S_1 \tilde{S}_1 & S_2 \tilde{S}_2 - S_1 \tilde{S}_1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & S_2 \tilde{S}_1 + \tilde{S}_2 S_1 & i(\tilde{S}_2 S_1 - S_2 \tilde{S}_1) \\ 0 & 0 & -i(S_2 \tilde{S}_1 - \tilde{S}_2 S_1) & S_2 \tilde{S}_1 + \tilde{S}_2 S_1 \end{bmatrix}$$

Les quantités S_1 et S_2 , données par les séries classiques de MIE, dépendent de l'angle de diffusion θ , de l'indice m de la particule et du rapport dimension de la particule - longueur d'onde par le paramètre

$$\alpha = \frac{2\pi R}{\lambda}$$

Les termes de la matrice de phase se développent en série de fonctions généralisées de LEGENDRE [13] :

$$S_1 \tilde{S}_1 + S_2 \tilde{S}_2 = \frac{2\pi k}{\lambda^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu) \quad (\text{AI-1})$$

$$S_2 \tilde{S}_2 - S_1 \tilde{S}_1 = \frac{2\pi k}{\lambda^2} \sum_{\ell=2}^{\infty} \gamma_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu) \quad (\text{AI-2})$$

$$S_2 \tilde{S}_1 + \tilde{S}_2 S_1 = \frac{2\pi k}{\lambda^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} \delta_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu) \quad (\text{AI-3})$$

$$S_2 \tilde{S}_1 - \tilde{S}_2 S_1 = \frac{2\pi k}{\lambda^2} \sum_{\ell=2}^{\infty} \epsilon_{\ell} P_{\ell}^{\ell}(\mu) \quad (\text{AI-4})$$

Dans le cas où on néglige l'ellipticité ($V=0$) ; nous avons $S_1 = \tilde{S}_1$ et $S_2 = \tilde{S}_2$. La matrice de phase n'a plus alors que deux éléments indépendants.

L'élévation au carré des termes des relations (AI-1, AI-2, AI-3) nous donnent immédiatement la relation de dépendance :

$$\left(\sum_{\ell=0}^L \delta_{\ell} P_{\ell}(\mu)\right)^2 = \left(\sum_{\ell=0}^L \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu)\right)^2 - \left(\sum_{\ell=2}^L \gamma_{\ell} P_{\ell}^2(\mu)\right)^2 \quad (\text{AI-5})$$

Si on éclaire la particule en lumière naturelle d'intensité I_0 , elle donne une onde diffuse sphérique caractérisée par ses paramètres de STOKES :

$$I = \sum_{\ell=0}^L \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu) I_0$$

$$Q = \sum_{\ell=2}^L \gamma_{\ell} P_{\ell}^2(\mu) I_0$$

$$U = V = 0$$

Le taux de polarisation (I-6) est alors égal à :

$$P = \frac{\sum_{\ell=2}^{\infty} \gamma_{\ell} P_{\ell}^2(\mu)}{\sum_{\ell=0}^{\infty} \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu)}$$

2 - DIFFUSION PAR UN ELEMENT DE VOLUME

A partir des coefficients définis plus haut, et de la répartition statistique des particules, on définit une matrice de phase $P_{\nu}(\mu, \phi, \mu', \phi')$ qui se décompose en éléments $P_{\nu}^S(\mu, \mu')$ indépendant de ϕ et ϕ' [2]. Dans le cas où l'ellipticité est négligée, $P_{\nu}^S(\mu, \mu')$ est une matrice 3 x 3 dont les éléments sont donnés par

$$P_1^{S1}(\mu, \mu') = \sum_{\ell=S}^L \beta_{\ell} P_S^{\ell}(\mu) P_S^{\ell}(\mu')$$

$$P_1^{S2} = P_2^{S1} = \sum_{\ell=\text{sup}(2,S)}^L \gamma_{\ell} P_S^{\ell}(\mu) \{ P_{S+2}^{\ell}(\mu') + P_{S-2}^{\ell}(\mu') \}$$

$$P_1^{S3} = P_3^{S1} = \sum_{\ell=\text{sup}(2,S)}^L \gamma_{\ell} P_S^{\ell}(\mu) \{ P_{S+2}^{\ell}(\mu') - P_{S-2}^{\ell}(\mu') \}$$

$$P_2^{S2}(\mu, \mu') = \frac{1}{2} \sum_{\ell=\text{sup}(2,S)}^L \{ \alpha_{\ell} (P_{S2}^{\ell}(\mu) + P_{S-2}^{\ell}(\mu)) (P_{S2}^{\ell}(\mu') + P_{S2}^{\ell}(\mu')) + \tau_{\ell} (P_{S2}^{\ell}(\mu') - P_{S-2}^{\ell}(\mu')) (P_{S2}^{\ell}(\mu) - P_{S-2}^{\ell}(\mu)) \}$$

$$P_3^{S3}(\mu, \mu') = \frac{1}{2} \sum_{\ell=\text{sup}(2, S)}^L \{ \alpha_\ell (P_{S2}^\ell(\mu) - P_{S-2}^\ell(\mu)) (P_{S2}^\ell(\mu') - P_{S-2}^\ell(\mu')) \\ + \zeta_\ell (P_{S2}^\ell(\mu) + P_{S-2}^\ell(\mu)) (P_{S2}^\ell(\mu') + P_{S-2}^\ell(\mu')) \}$$

les α_ℓ et ζ_ℓ sont reliés aux β_ℓ et δ_ℓ par :

$$\alpha_\ell = \frac{\ell(\ell-1)}{(\ell+1)(\ell+2)} \beta_\ell - 4(2\ell+1) \frac{(\ell-2)!}{(\ell+2)!} \sum_{j=1}^{\{\ell/2\}} \{(\ell-1)^2 - 3(2j-1)(\ell-j)\} \beta_{\ell-2j} \\ + 4(2\ell+1) \frac{(\ell-2)!}{(\ell+2)!} \sum_{j=0}^{\{\frac{\ell-1}{2}\}} \{(\ell-1)^2 - 3j(2\ell-2j-1)\} \delta_{\ell-2j-1} \quad (\text{AI-6})$$

$$\zeta_\ell = \frac{\ell(\ell-1)}{(\ell+1)(\ell+2)} \delta_\ell - 4(2\ell+1) \frac{(\ell-2)!}{(\ell+2)!} \sum_{j=1}^{\{\ell/2\}} \{(\ell-1)^2 - 3(2j-1)(\ell-j)\} \delta_{\ell-2j} \\ + 4(2\ell+1) \frac{(\ell-2)!}{(\ell+2)!} \sum_{j=0}^{\{\frac{\ell-1}{2}\}} \{(\ell-1)^2 - 3j(2\ell-2j-1)\} \beta_{\ell-2j-1} \quad (\text{AI-7})$$

On remarque que $P_\nu^S(\mu, \mu_0)$ est nul à partir de l'ordre L_0 . Le temps de calcul de la luminance sera donc étroitement lié à la longueur du développement.

Dans le cas de la diffusion RAYLEIGH, seuls les trois premiers termes sont non nuls.

ANNEXE IIMETHODE D'INTERPOLATION DU TAUX DE POLARISATION LOCALISEE

Pour une valeur du taux de diffusion RAYLEIGH δ , nous connaissons les valeurs du taux de polarisation pour un ensemble de couples (μ_0, μ) . Les points de mesure sont déterminés par leurs coordonnées cartésiennes, ou, après changement de variables, par des couples (μ_0^l, μ^l) . Par interpolation en μ et μ_0 , nous aurons les valeurs du taux de polarisation aux points de mesure, pour un taux de diffusion moléculaire donné. Partant des mesures du taux de polarisation, nous déterminerons alors les taux de diffusion RAYLEIGH correspondant.

Interpolation en μ et μ_0

La régularité des courbes de taux de polarisation, en fonction de μ à μ_0 constant, et en fonction de μ_0 à μ constant (fig. A1, A2) permet d'envisager une interpolation par polynômes que nous avons pris de degré 2 ; (les polynômes de degrés supérieurs oscillant autour des valeurs connues). Nous avons testé ces interpolations en occultant une valeur connue (tableau A1, A2)

| μ_0 | μ | t extrapolé en % | t exact | Commentaire de situation |
|---------|-------|------------------|---------|------------------------------------|
| .5 | .952 | 13,0 | 12,8 | } extrapolation vers l'équateur |
| .4 | .952 | 17,4 | 17,2 | |
| .5 | .032 | 50,2 | 50,6 | } interpolation vers le limbe |
| .5 | .629 | 33,5549 | 33,5516 | |
| .5 | .877 | 21,1185 | 21,1196 | |

TABLEAU A1

Granulométrie $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$, $\delta = 0$, $\omega_0 = 0.984$; $V = 54^\circ$

Etant donné l'écart entre deux points de GAUSS consécutifs, l'interpolation est excellente. Les extrapolations sont satisfaisantes vers le limbe, où

le taux varie brutalement mais où nous avons une forte densité de points de calcul, et vers l'équateur où le gradient de taux de polarisation est faible.

| V | μ_0 | μ | t calculé % | t exact % | Commentaire de situation | |
|------|---------|-------|-------------|-----------|---|---|
| 54 | .2 | .906 | <u>18,6</u> | 19,4 (a) | Interpolation | |
| 54 | .2 | .724 | 28,48 | 28,52 | | |
| 54 | .2 | .032 | 54,9 | 55,7 | | |
| 54.8 | .2 | .906 | <u>18,1</u> | 18,9 (a) | | |
| 54.8 | .2 | .629 | 32,7 | 32,6 | | |
| 54.8 | .2 | .032 | 52,3 | 52,4 | | |
| 54 | .8 | .953 | 18,77 | 18,82 | | |
| 54 | .8 | .032 | <u>20,6</u> | 23,1 (b) | | |
| 55.8 | .8 | .906 | 20,9 | 21,1 | | |
| 55.8 | .8 | .409 | 27,1 | 26,6 | | |
| 55.8 | .8 | .032 | <u>18,7</u> | 20,2 (b) | | |
| 54 | .1 | .844 | <u>22,5</u> | 21,2 (a) | | Extrapolation vers le terminateur |
| 54 | .1 | .523 | 38,8 | 39,4 | | |
| 54 | .1 | .032 | <u>97,9</u> | 63,1 (b) | | |
| 54.8 | .1 | .844 | <u>21,6</u> | 20,4 (a) | | |
| 54.8 | .1 | .577 | 34,8 | 35,1 | | |
| 54.8 | .1 | .032 | <u>96,4</u> | 58,2 (b) | | |
| 54.0 | .9 | .877 | 18,4 | 18,9 | Extrapolation équatoriale vers le limbe | |
| 54.0 | .9 | .523 | 18,9 | 20,9 | | |
| 54.0 | .9 | .225 | <u>17,8</u> | 18,0 (b) | | |

TABLEAU A2

Granulométrie $\lambda = .35 \mu\text{m}$, $\delta = .035$, $\omega_0 = .984$

Les résultats sont médiocres d'une part vers le terminateur équatorial, même en interpolation ($\mu_0 = .2$) car la valeur pour $\mu_0 = 0,1$ y est extrapolée en μ ; d'autre part vers le limbe équatorial (b). Ces points importent peu car ils correspondent à des zones où le taux de polarisation varie fortement. La moindre erreur de position des points expérimentaux rendant ces

zones peu exploitables.

Interpolation en δ

La matrice de phase dans le cas du mélange s'écrit

$$\underline{P}(\mu) = (1-\delta) \underline{P}_P(\mu) + \delta \underline{P}_R(\mu).$$

Pour $\omega_0 = 1$, dans la méthode des Ordres Successifs, le terme d'ordre (n) de la luminance se développe suivant les puissances de δ

$$L^{(n)}(o, \mu) = \sum_{j=0}^n \delta^j (1-\delta)^{n-j} L_j^{(n)}(o, \mu)$$

où $L_j^{(n)}(o, \mu)$ est la probabilité pour les photons d'être diffusés respectivement j et $n - j$ fois par les molécules et les particules.

δ est petit par rapport à 1, il semble donc raisonnable d'espérer obtenir la luminance par un développement en δ de faible degré.

En particulier au 1er ordre

$$\begin{aligned} L^{(n)}(o, \mu) &= (1-\delta)^n L_0^{(n)}(o, \mu) + \delta(1-\delta) L_1^{(n)}(o, \mu) \\ &\approx (1-n\delta) L_0^{(n)}(o, \mu) + L_1^{(n)}(o, \mu) \end{aligned}$$

$L_0^{(n)}(o, \mu)$ est le terme d'ordre n calculé pour $\delta = 0$ et $L_1^{(n)}(o, \mu)$ correspond à une diffusion par une molécule, et est obtenu facilement à partir des $L_0^{(n)}(o, \mu)$.

Les $L_0^{(n)}(o, \mu)$ convergent en série géométrique à partir de l'ordre m et nous pouvons alors écrire qu'au 1er ordre en δ :

$$\begin{aligned} L^{(n)}(o, \mu, \delta) &= L^{(n)}(o, \mu, 0) + \delta \left(\sum_{n=1}^m (L_1^{(n)}(o, \mu) + n L_0^{(n)}(o, \mu)) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=m+1}^{\infty} n L_0^{(n)}(o, \mu) \right) \end{aligned}$$

zones peu exploitables.

Interpolation en δ

La matrice de phase dans le cas du mélange s'écrit

$$\underline{P}(\mu) = (1-\delta) \underline{P}_p(\mu) + \delta \underline{P}_R(\mu).$$

Pour $\omega_0 = 1$, dans la méthode des Ordres Successifs, le terme d'ordre (n) de la luminance se développe suivant les puissances de δ

$$L^{(n)}(o, \mu) = \sum_{j=0}^n \delta^j (1-\delta)^{n-j} L_j^{(n)}(o, \mu)$$

où $L_j^{(n)}(o, \mu)$ est la probabilité pour les photons d'être diffusés respectivement j et n - j fois par les molécules et les particules.

δ est petit par rapport à 1, il semble donc raisonnable d'espérer obtenir la luminance par un développement en δ de faible degré.

En particulier au 1er ordre

$$\begin{aligned} L^{(n)}(o, \mu) &= (1-\delta)^n L_0^{(n)}(o, \mu) + \delta(1-\delta) L_1^{(n)}(o, \mu) \\ &\approx (1-n\delta) L_0^{(n)}(o, \mu) + L_1^{(n)}(o, \mu) \end{aligned}$$

$L_0^{(n)}(o, \mu)$ est le terme d'ordre n calculé pour $\delta = 0$ et $L_1^{(n)}(o, \mu)$ correspond à une diffusion par une molécule, et est obtenu facilement à partir des $L_0^{(n)}(o, \mu)$.

Les $L_0^{(n)}(o, \mu)$ convergent en série géométrique à partir de l'ordre m et nous pouvons alors écrire qu'au 1er ordre en δ :

$$\begin{aligned} L^{(n)}(o, \mu, \delta) &= L^{(n)}(o, \mu, 0) + \delta \left(\sum_{n=1}^m (L_1^{(n)}(o, \mu) + n L_0^{(n)}(o, \mu)) \right. \\ &\quad \left. + \sum_{n=m+1}^{\infty} n L_0^{(n)}(o, \mu) \right) \end{aligned}$$

avec

$$\begin{aligned} \sum_{n=m+1}^{\infty} n L_o^{(n)}(o, \mu) &= \sum_{n=m+1}^{\infty} L_o^{(m+1)} \times \left(\frac{L_o^{(n+2)}}{L_o^{(m+1)}} \right)^{n-m-1} \\ &= L_o^{(m+1)} \sum_{n=0}^{\infty} (n+m+1) r^n \quad \left(\text{où } r = \frac{L_o^{(m+2)}}{L_o^{(m+1)}} \right) \\ &= (m+1) L_o^{(m+1)} \sum_{n=0}^{\infty} r^n + L_o^{(m+1)} \sum_{n=0}^{\infty} n r^n \end{aligned}$$

et

$$\frac{d \sum_{n=0}^{\infty} r^n}{dr} = r \sum_{n=0}^{\infty} n r^{n-1} \times r = \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{1-r} \right) = \frac{1}{(1-r)^2}$$

Nous obtenons finalement

$$\begin{aligned} L(o, \mu, \delta) &= L(o, \mu, o) + \left\{ \sum_{n=1}^m (L_1^{(n)}(o, \mu) + n L_o^{(n)}(o, \mu)) \right. \\ &\quad \left. + \frac{L_o^{(m+1)}}{1-r} \left(m+1 + \frac{1}{r(1-r)} \right) \right\} \end{aligned}$$

Nous avons testé cette approximation au premier ordre pour la granulométrie de Vénus à $\lambda = 0.52 \mu\text{m}$ (fig. A3). Le résultat peu probant à cette longueur d'onde favorable, et la difficulté d'accéder aux termes de degrés plus élevés en δ nous ont fait renoncer à cette méthode. Nous avons alors calculé le taux de polarisation pour plusieurs valeurs de δ (0 ; 0,015 ; 0,035 ; 0,045 ; 0,055) à $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$, et devant l'allure régulière des courbes (fig. A4) opté pour une interpolation par polynômes.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - J.L. DEUZE - Etude de la polarisation du rayonnement par les milieux diffusants. Application à la polarisation localisée de Vénus. - Thèse de 3ème cycle (1974).
- 2 - I. KUSCER, M. RIBARIC - Matrix Formalism in the Theory of Diffusion of Light. - Optica Acta vol. 6 n° 1 (1959).
- 3 - J.F. POTTER - The delta fuction approximation in radiative transfert theory. - Jl. of the Atm. Sc. 27, p 943-949 (1970).
- 4 - W. IRVINE - Monochromatic Phase Curves and Albedos for Venus. - Jl. of the Atm. Sc. 25, p 610-616 (1968).
- 5 - L. WANG - Anisotropic Nonconservative Scattering in a Semi-infinite Medium. - App. Jl. 174, p 671-678 (1972).
- 6 - J.L. DEUZE, C. DEVAUX, M. HERMAN - Utilisation de la Méthode des Harmoniques Sphériques dans le calcul du transfert radiatif. Extension au cas de couches diffusantes d'absorption variable. - Nouvelle Rev. d'Opt. tome 4, n° 5, p 307-314 (1973).
- 7 - J.E. HANSEN, J.W. HOVENIER - Interpretation of the Polarization of Venus. - Jl. of the Atm. Sc. vol. 31, p 1137-1155 (1974).
- 8 - J.E. HANSEN, K. KAWABATA - Interpretation of the Variation of Polarization over the Disk of Venus. - Jl. of Atm. Sc. vol 32, p 1133-1139 (1974).
- 9 - C. DEVAUX, M. HERMAN, J. LENOBLE - Interpretation of the Photometric Measurements of Venus by Mariner 10. - Jl. of the Atm. Sc. 32, p 1177-1189 (1975).
- 10 - A. DOLLFUS - Communication personnelle.
- 11 - C. BOYER, M. AURIERE - Communication personnelle.
- 12 - C. DEVAUX - Thèse d'Etat, Université de Lille (en cours).
- 13 - L.V. KSANFOMALITY - Venera 9 and 10 : U.V. Photometry Academy of Sciences of the USSR Space Research Institute (1976).
- 14 - M. HERMAN - Contribution à l'étude du transfert radiatif dans un milieu absorbant et diffusant. - Thèse d'Etat, Université de Lille (1968).

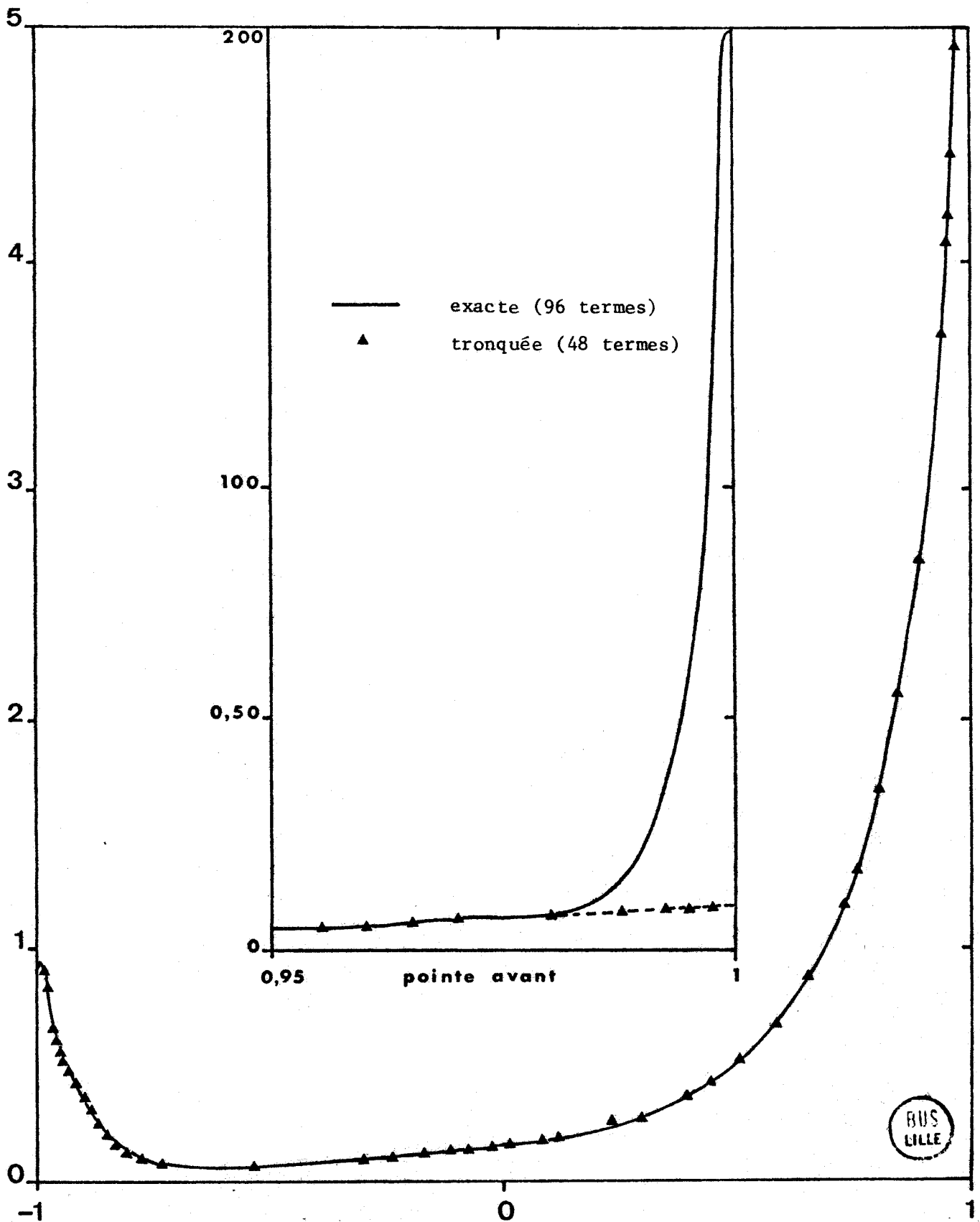


FIGURE I-1 - Granulométrie de Vénus ; $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$; $\delta = 0$

Fonction $\sum \beta_l P_l(\mu)$ exacte et tronquée

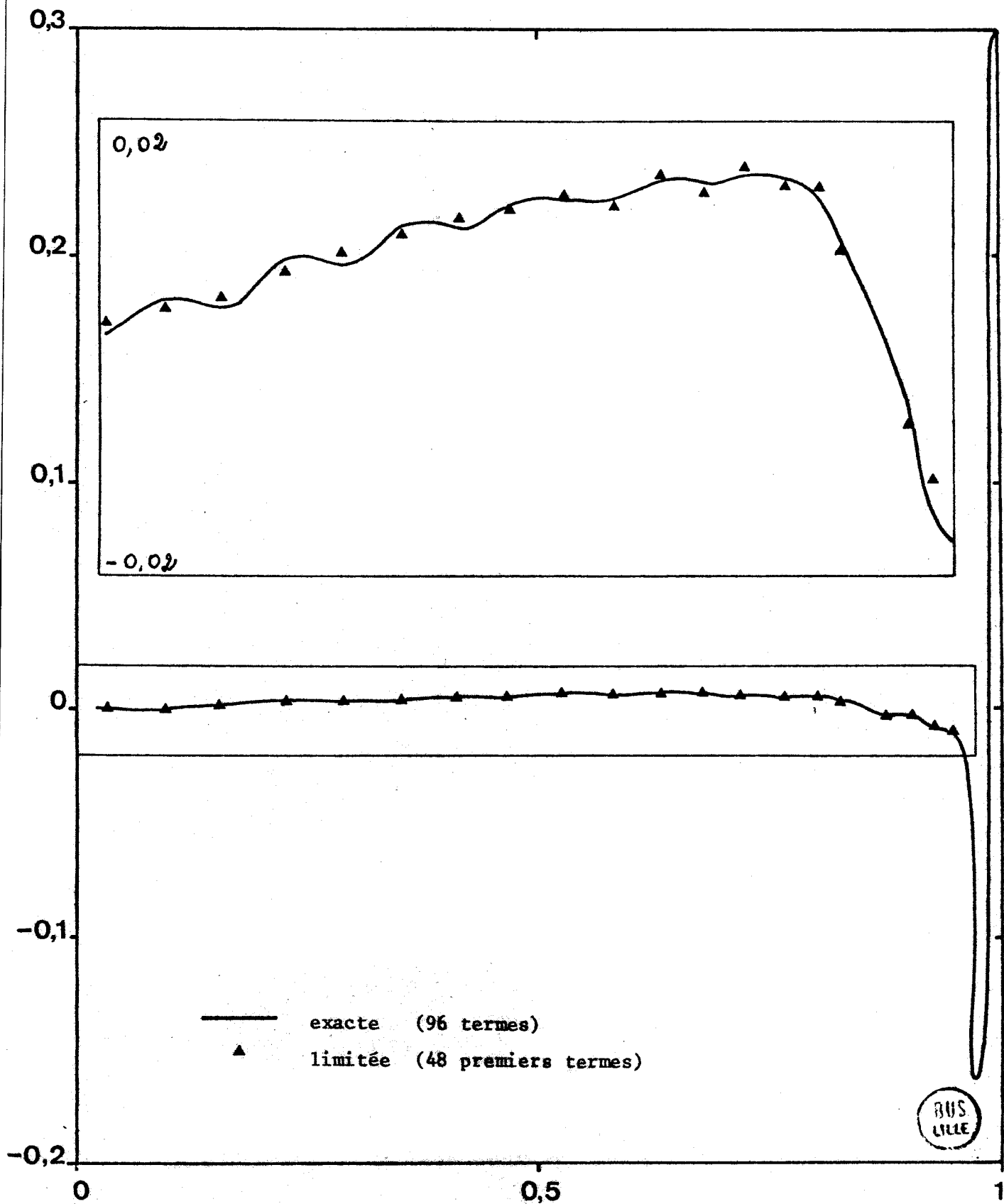


FIGURE I-2 - Granulométrie de Vénus ; $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$; $\delta = 0$

Fonction $\sum \gamma_l P_2^l(\mu)$ exacte et limitée aux 48 premiers termes

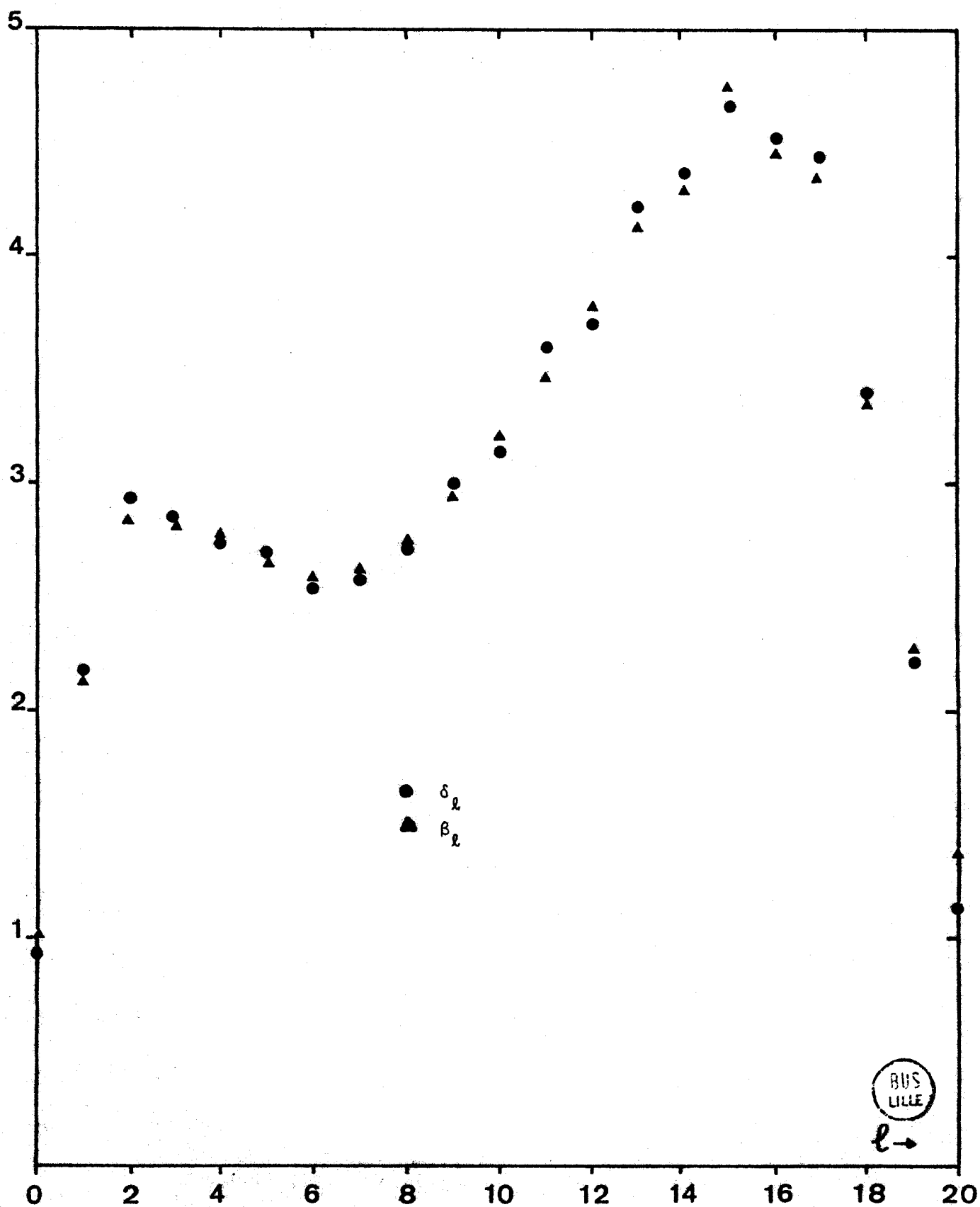


FIGURE I-3 - Coefficients β_l et δ_l pour une particule sphérique de paramètre $\alpha = 10$

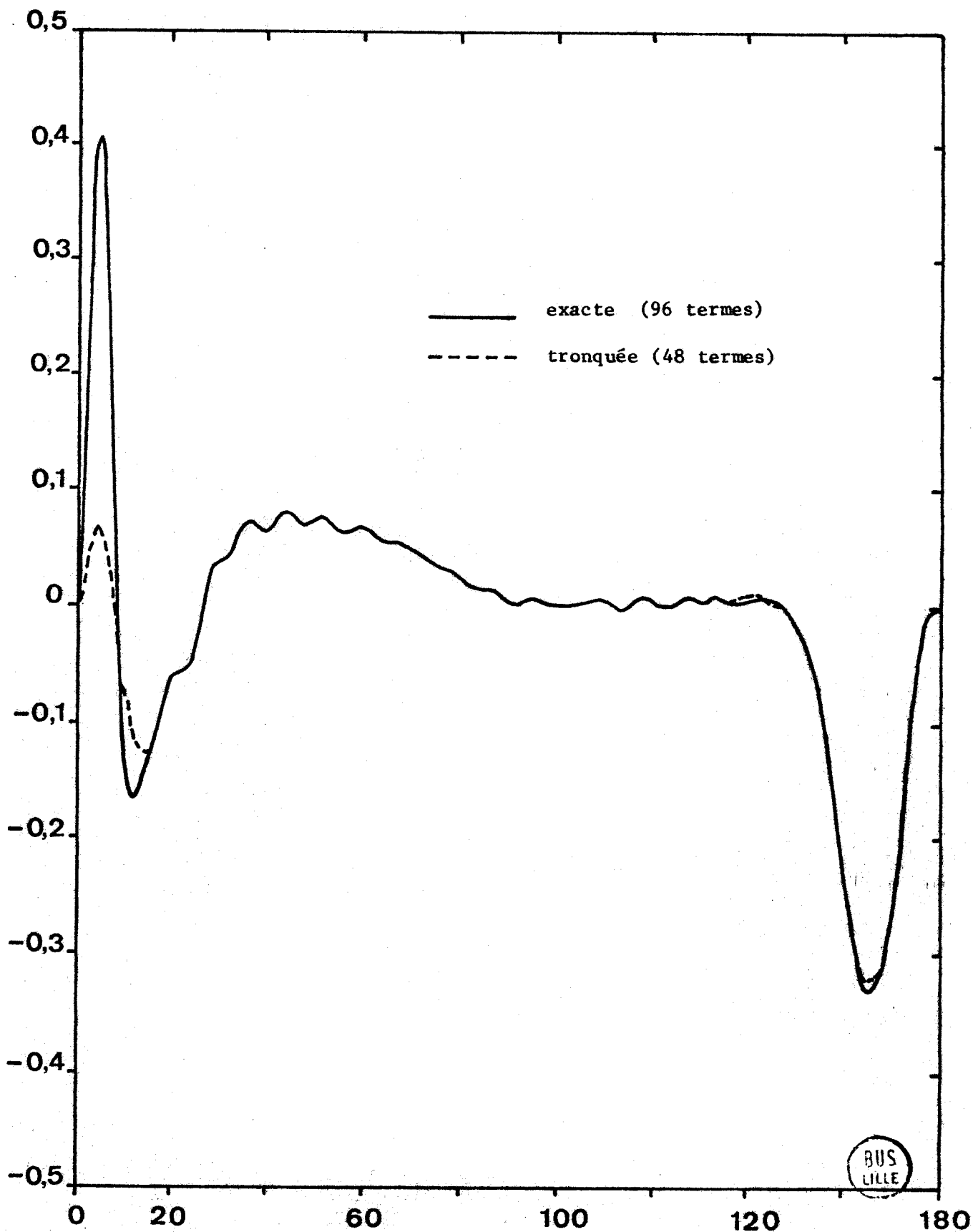


FIGURE I-4 - Granulométrie de Vénus ; $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$; $\delta = 0$

Fonction $\int_{\pi_2} P_{\frac{1}{2}}^{\frac{1}{2}}(\mu)$ exacte et tronquée

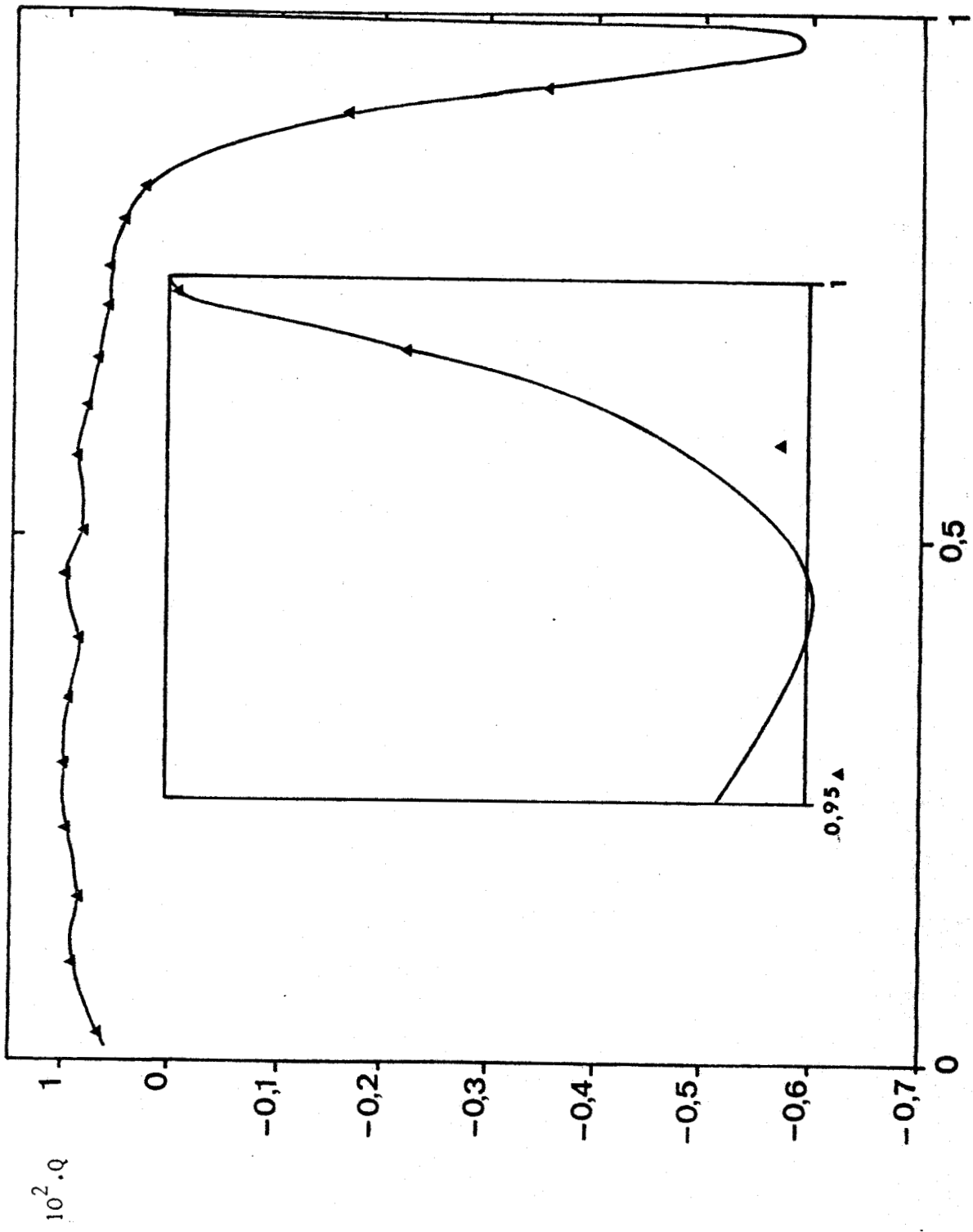
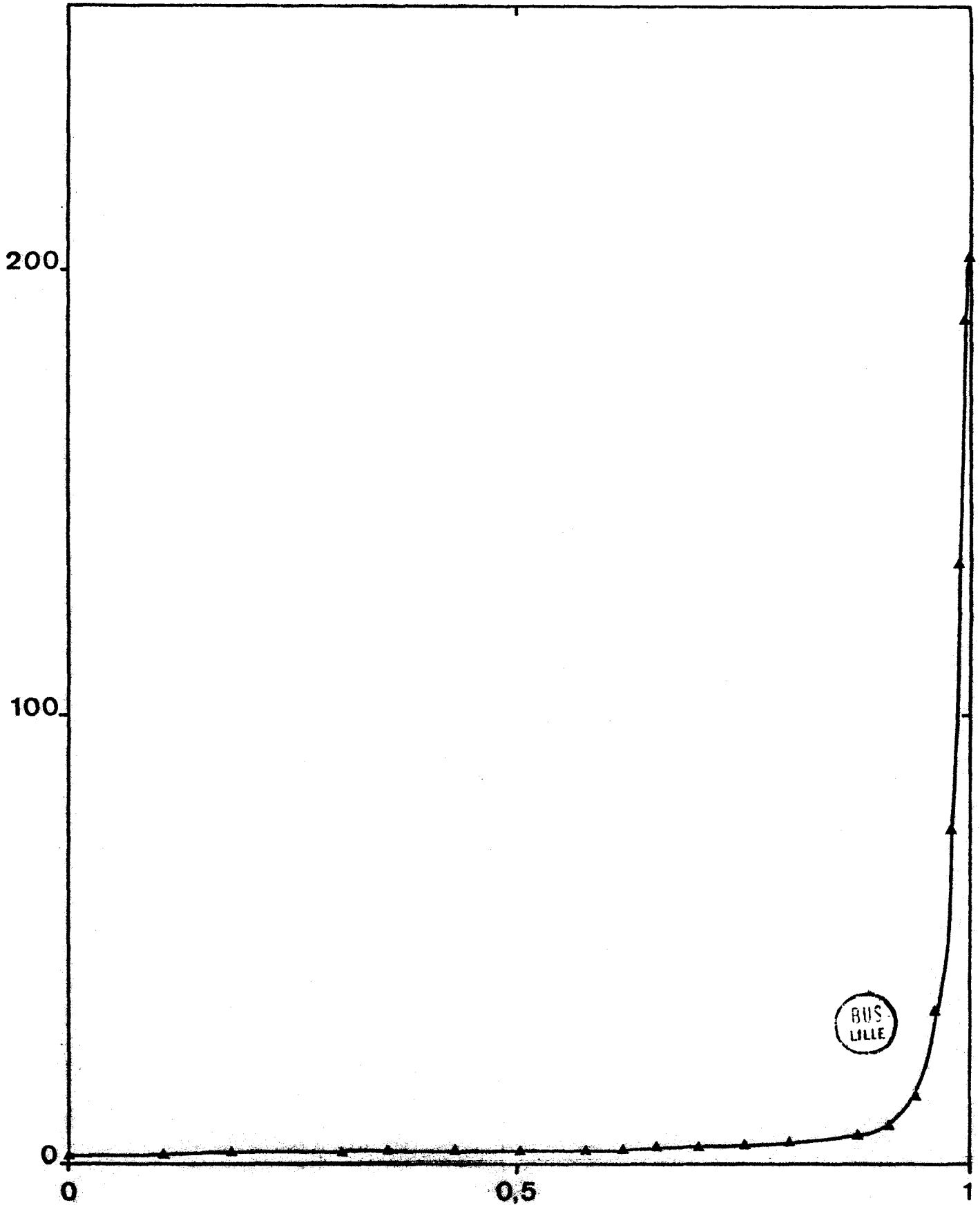


FIGURE I-5 - Vénus ; $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$; $\delta = 0$; Incidence normale ; $\omega_0 = 1$
 Lumière polarisée rediffusée ; calculée avec la matrice exacte (—) et tronquée (▲)

FIGURE I-6 - Granulométrie de Vénus ; $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$; $\delta = 0.045$.
Pointe avant de la fonction $\sum \beta_{\ell} P_{\ell}(\mu)$



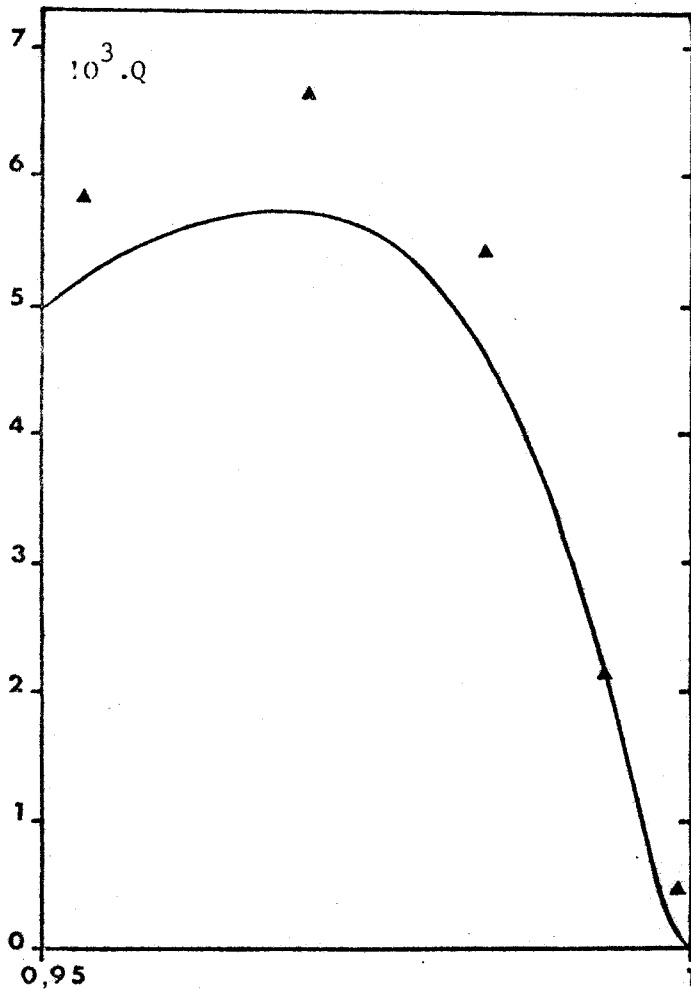
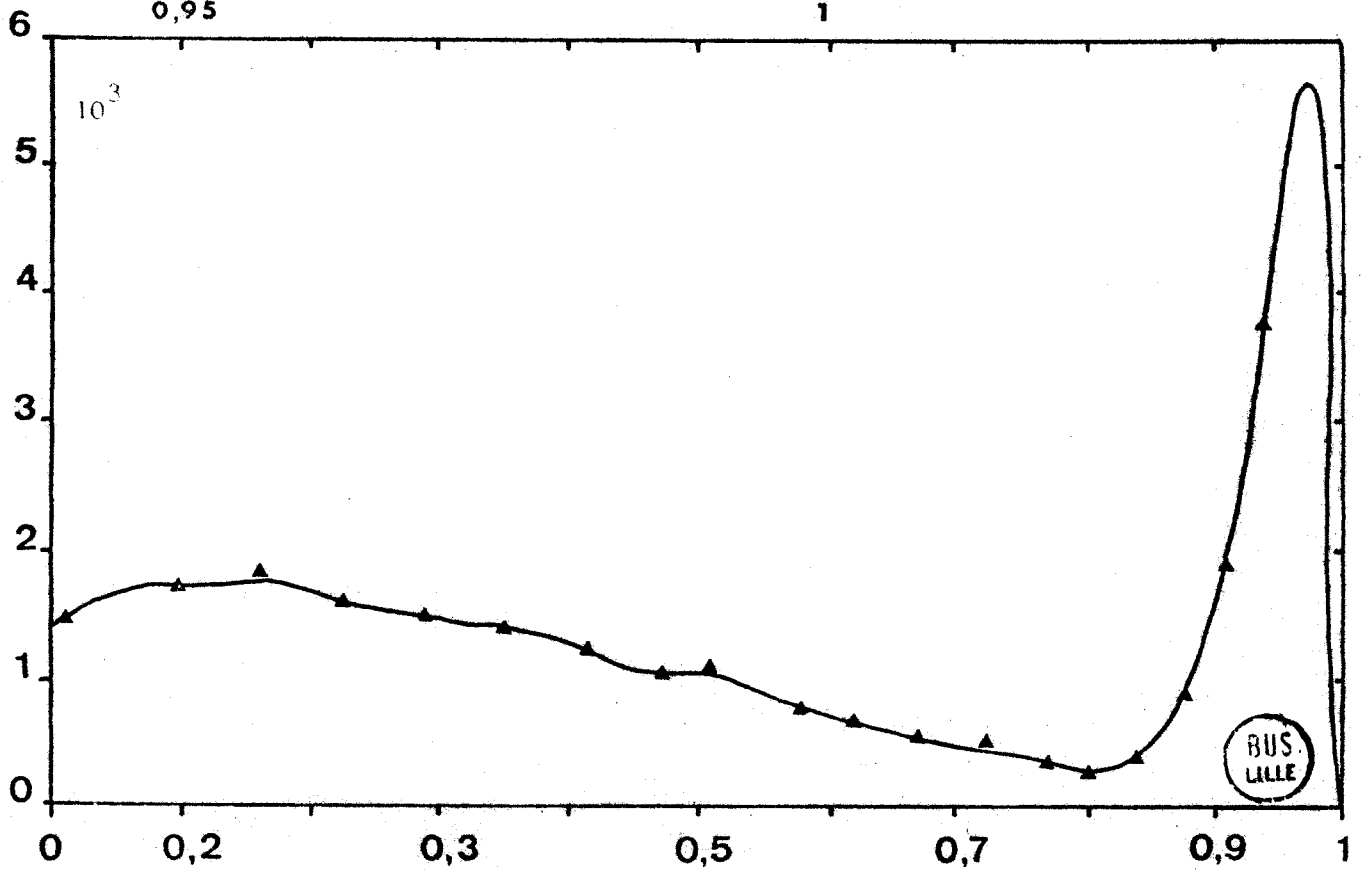


FIGURE I-7

Même légende que figure I-5,
pour $\delta = .045$

▲ matrice exacte
— matrice tronquée



BUS
LILLE

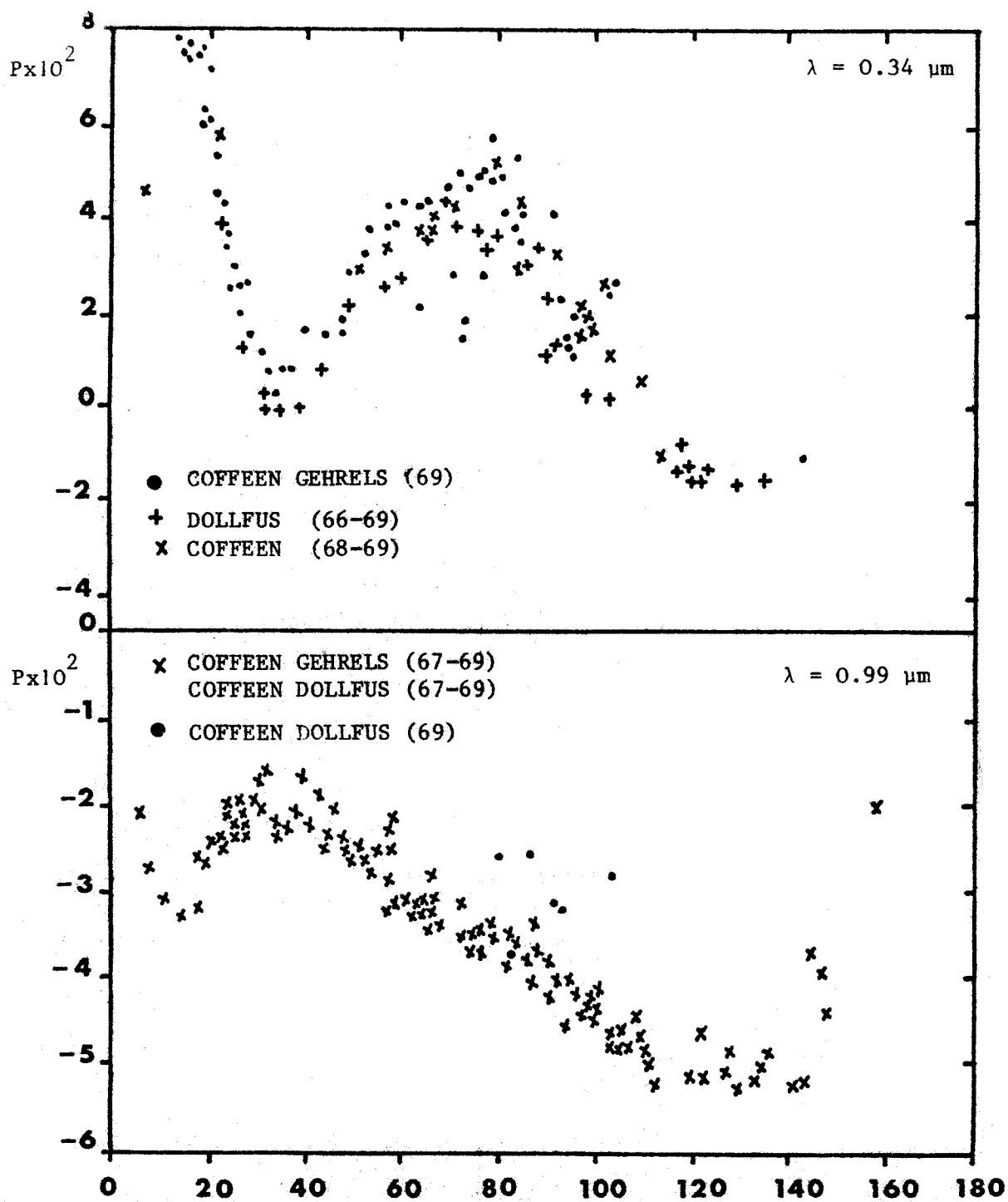


FIGURE II-1 - Mesures du taux de polarisation intégré au disque, en lumières ultra-violette et rouge

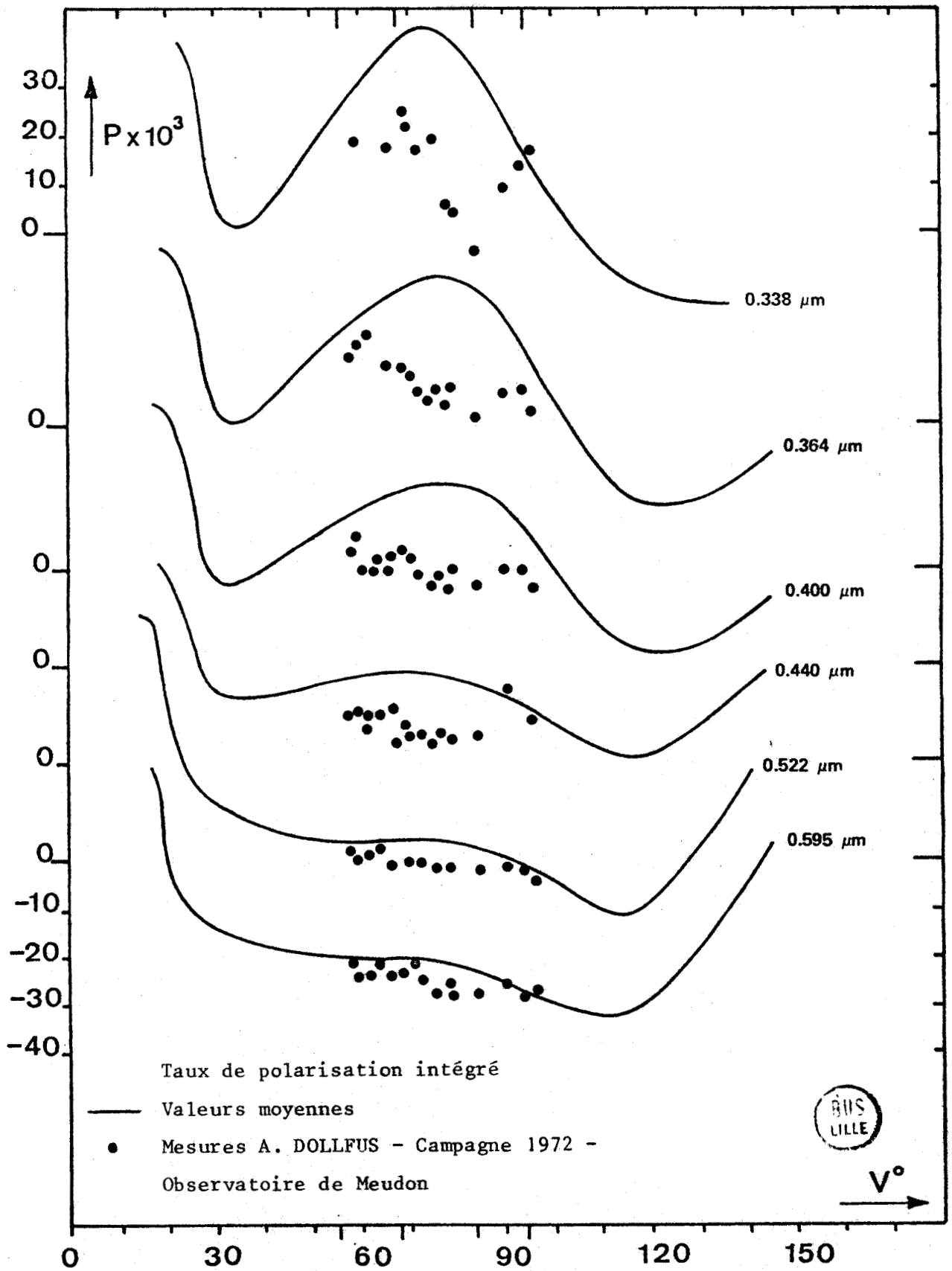


FIGURE II-2

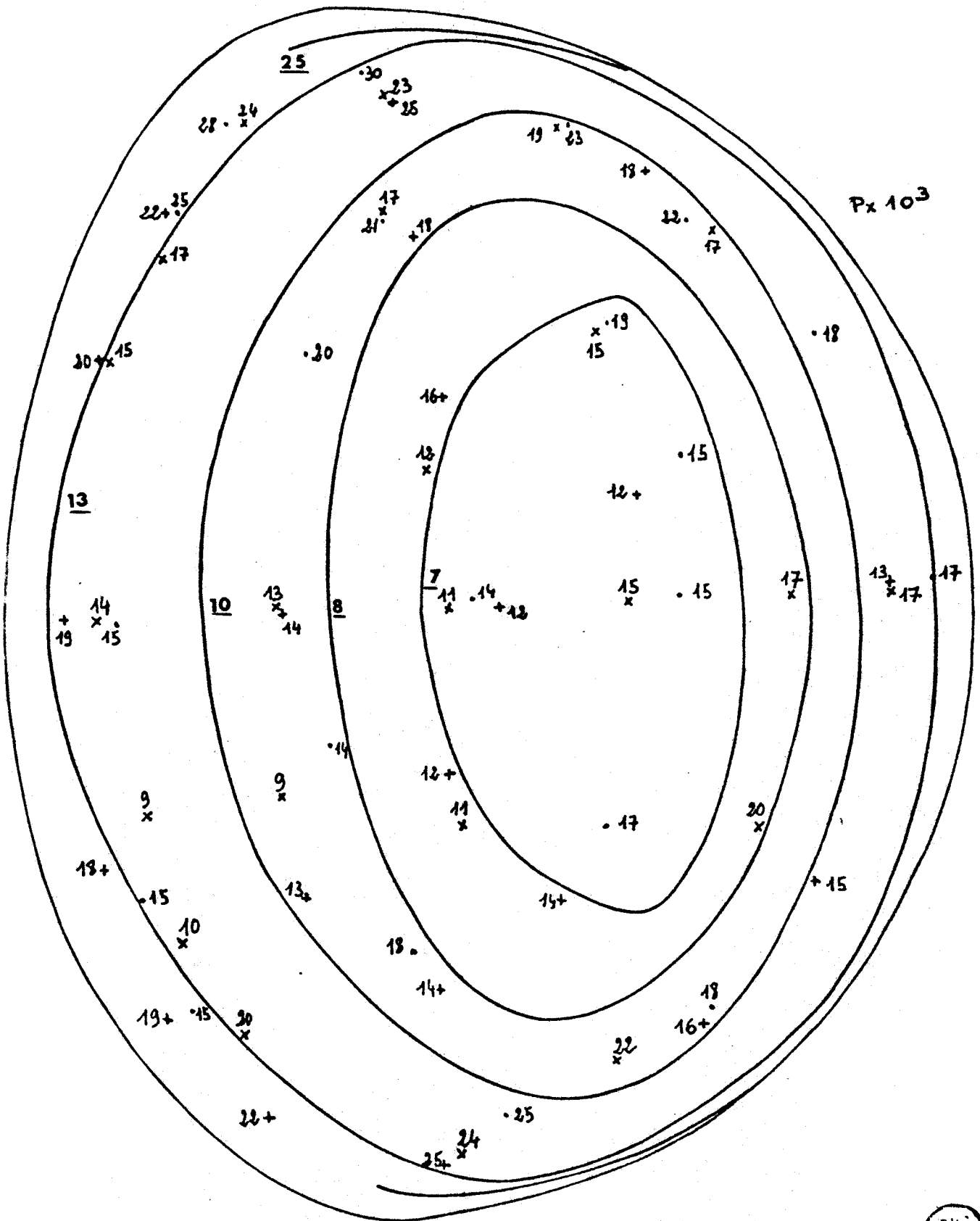


Figure II-3 $\lambda=0.365 \mu\text{m}$

Courbes d'isopolarisation théoriques pour $V = 55^\circ$; $\delta=0.035$; $\omega_c=0.984$

Mesures A Dollfus Campagne 1975

(•) $V = 55^\circ 5$; (x) $V = 54^\circ 8$; (+) $V = 54^\circ$



Figure II-4 $\lambda = 0,365 \mu\text{m}$

Courbes d'isopolarisation théoriques pour $V = 63^\circ$; $\delta = +0.045$; $\omega_0 = 9.84$

Mesures A dollfus Campagne 1975

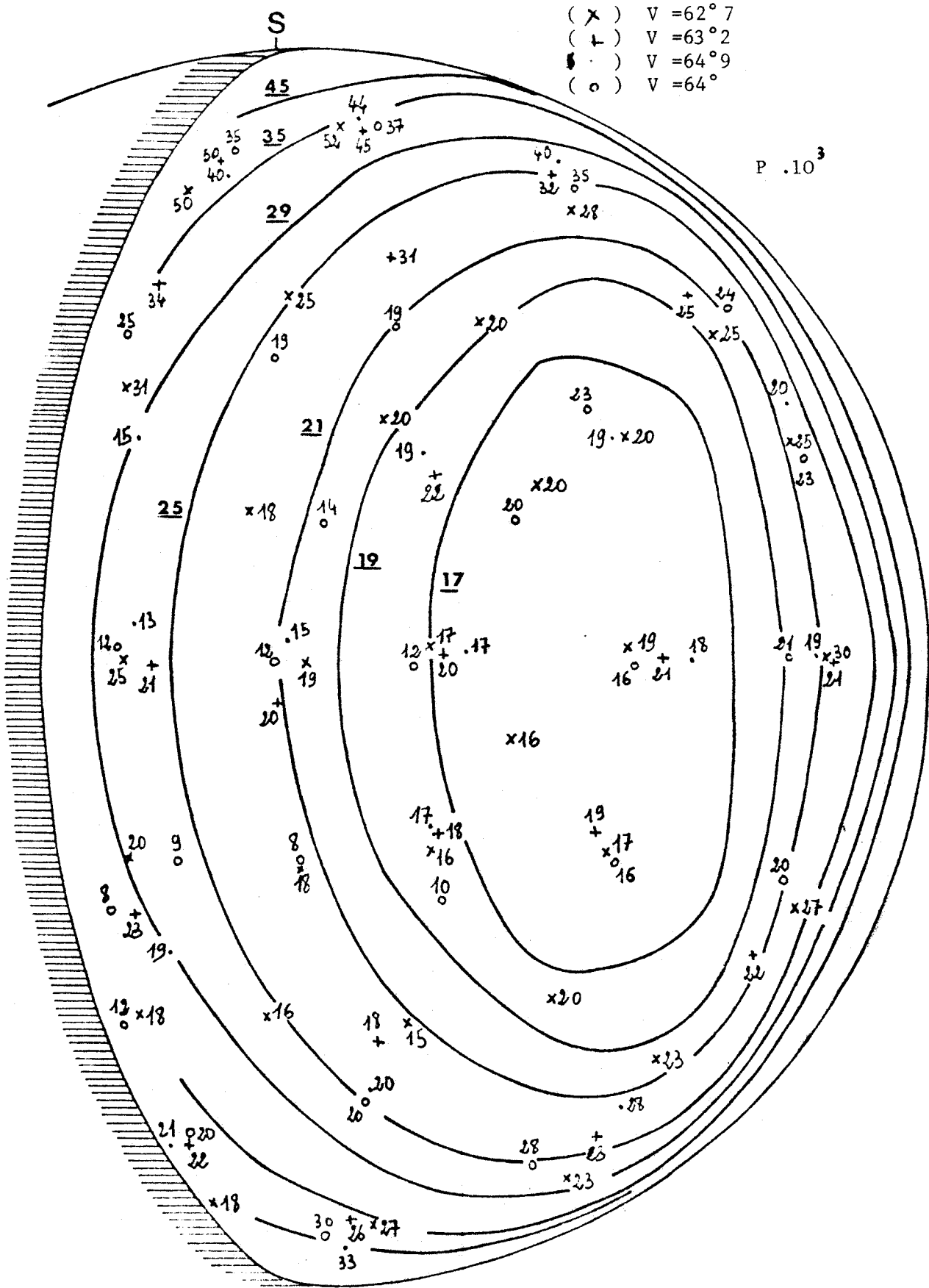


Figure II-5 $\lambda = 0,365 \mu\text{m}$
 Courbes d'isopolarisation théoriques $V = 74^\circ$; $\delta = 0,045$; $\omega_0 = 0,984$
 Mesures A Dollfus Campagne 1975

- (+) $V = 73^\circ 9'$
- (x) $V = 74^\circ 5'$
- (o) $V = 74^\circ 8'$

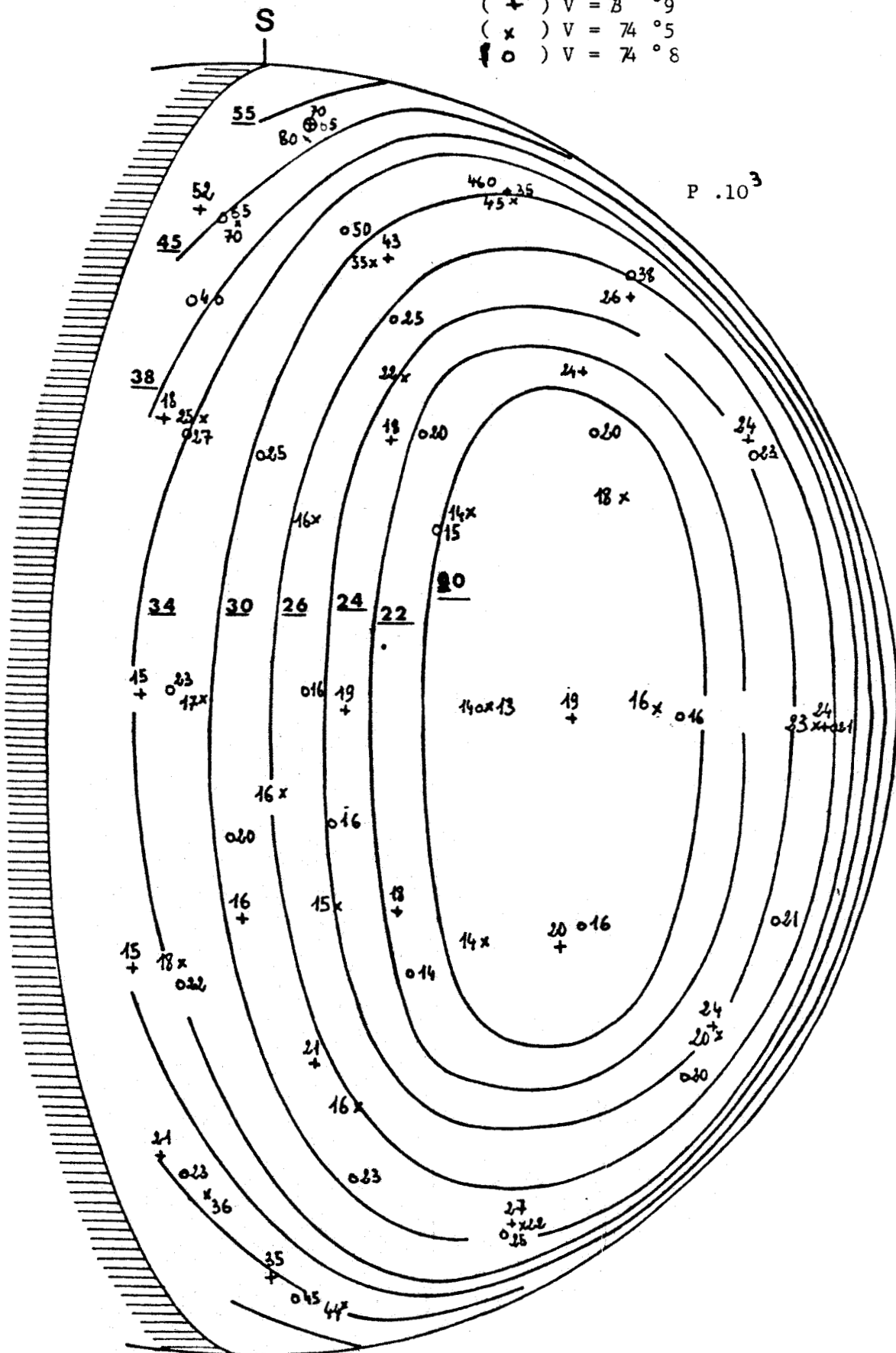
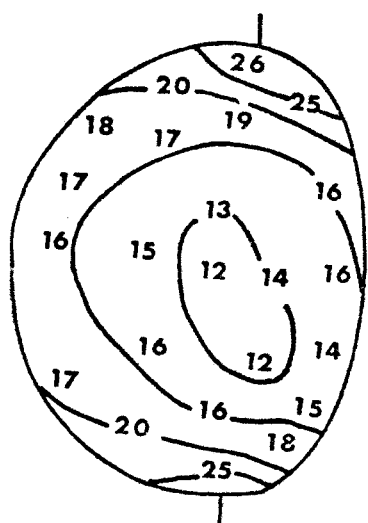


Figure II - 6

$\lambda = 0.665 \mu\text{m}$

Moyennes asymétriques A Bilifus 1975

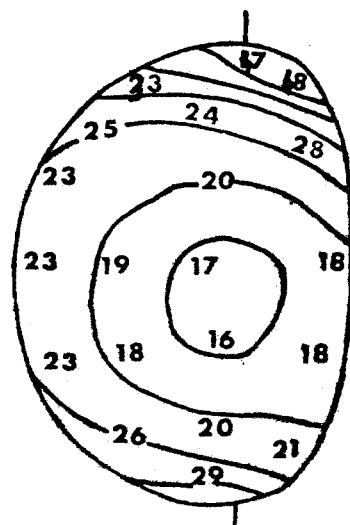


$V = 54^\circ$

Isopolarisation 14
1
20
25

$V = 64^\circ$

Isopolarisation 17
20
25
30
38
48



$V = 74^\circ$

Isopolarisation 15
20
25
40
0
0
0

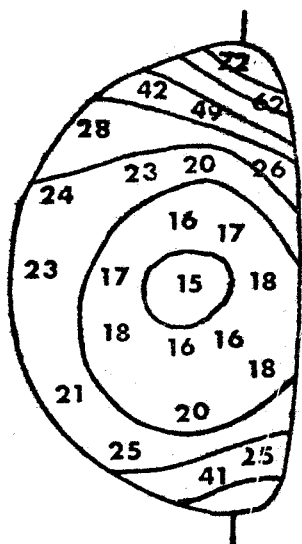


Figure II-7 $\lambda = 0,52 \mu\text{m}$

Courbes d'isopolarisation théoriques $V = 75^\circ$; $\delta = 0$; $\omega_0 = 0,999$

Mesures A Dollfus . Campagne 1972

(x) $V = 72^\circ 5$; (o) $V = 75^\circ 5$; (+) $V = 77^\circ 5$; (.) $V = 76^\circ$

D'après Deuzé 1973

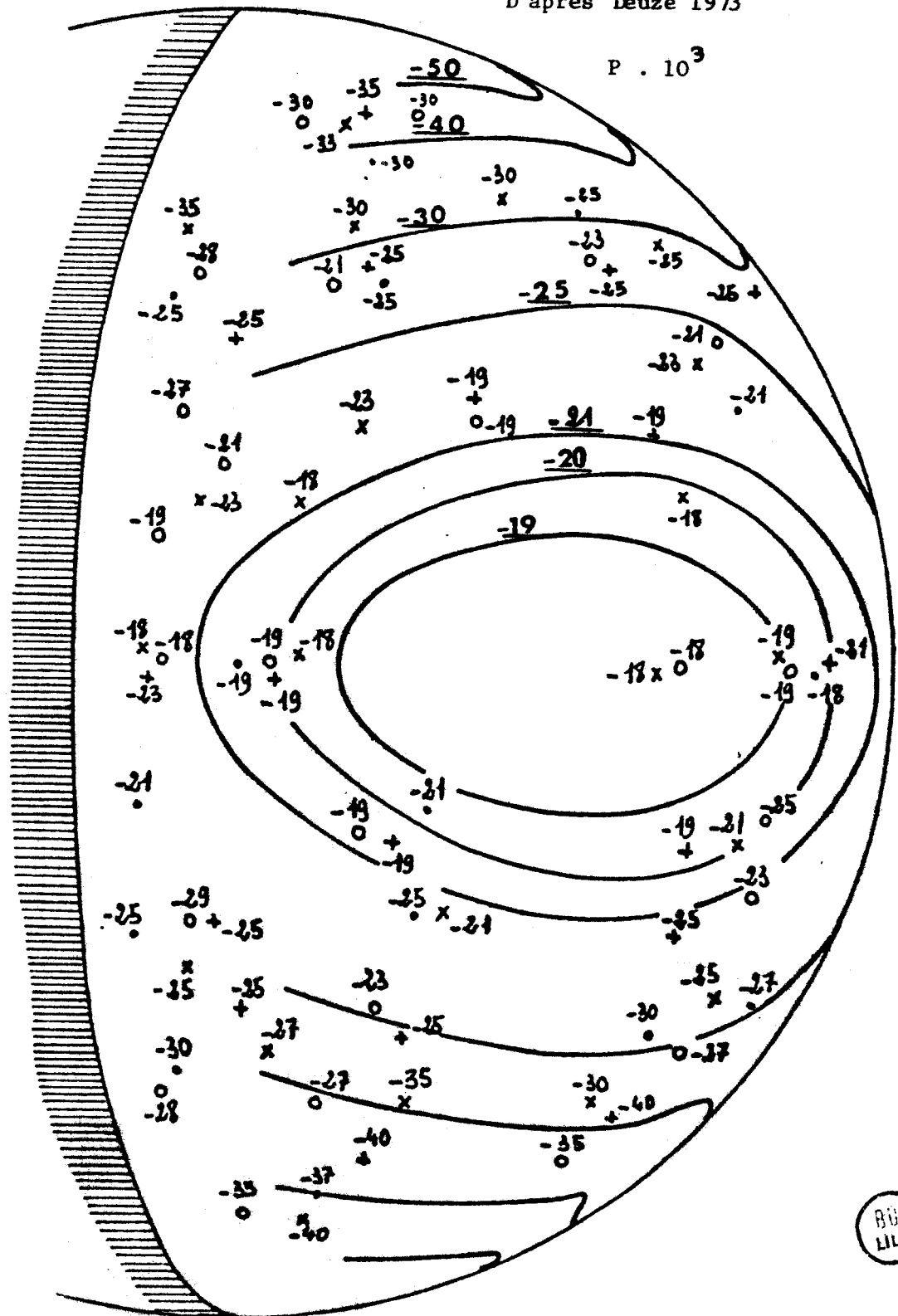


FIGURE II-8 - Taux de polarisation au voisinage du pôle

▲ Mesures de A. DOLLFUS - Pôle Sud - Campagne 1975

— Valeurs théoriques pour $\delta = 0.045$

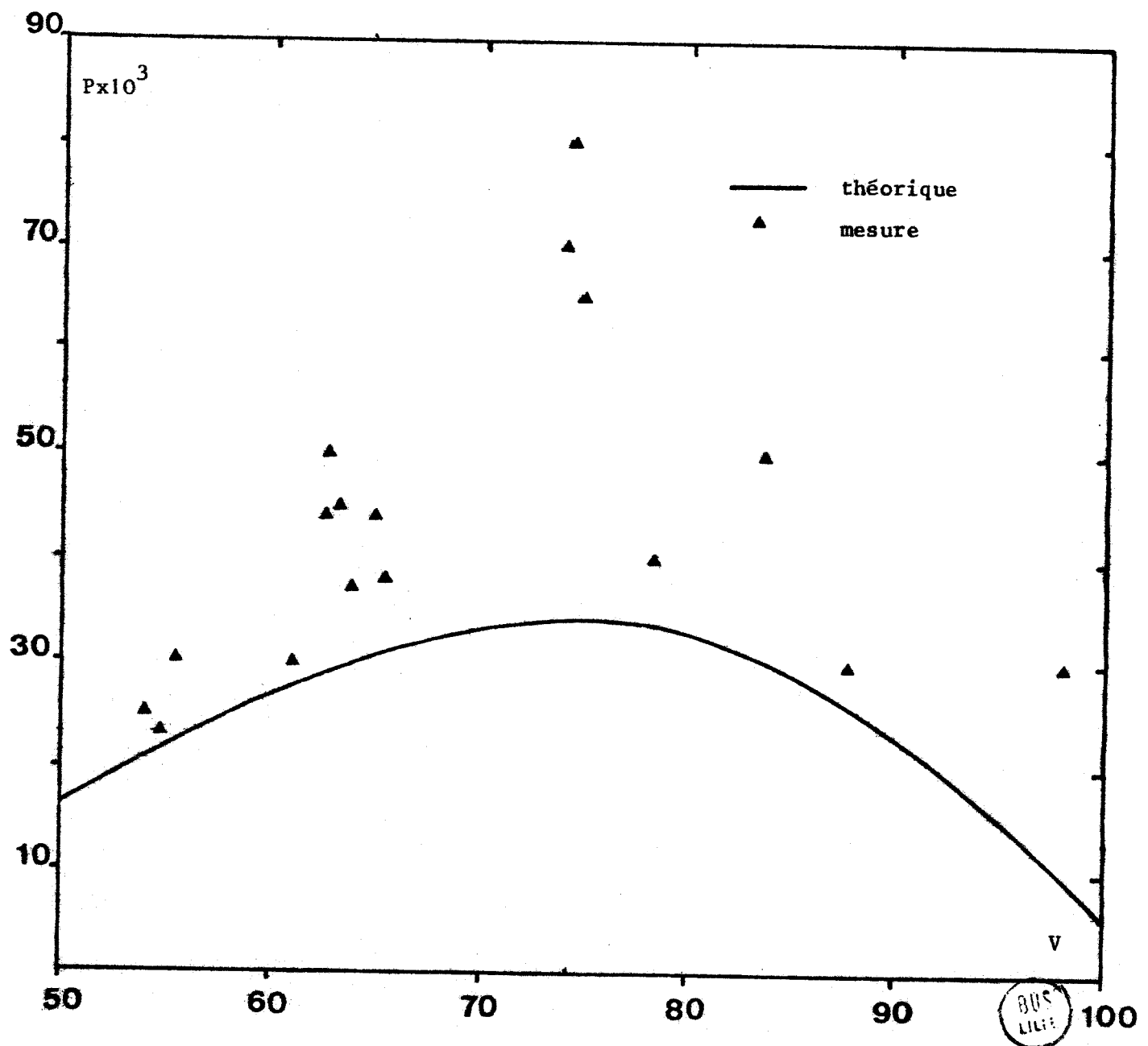


FIGURE II-8 bis - Taux de polarisation au voisinage du terminateur

Mesures de A. DOLLFUS - Campagne 1975 - Vers le pôle Sud ▲

Vers le pôle Nord ●

Valeurs théoriques pour $\delta = 0.035, 0.045$ et 0.055

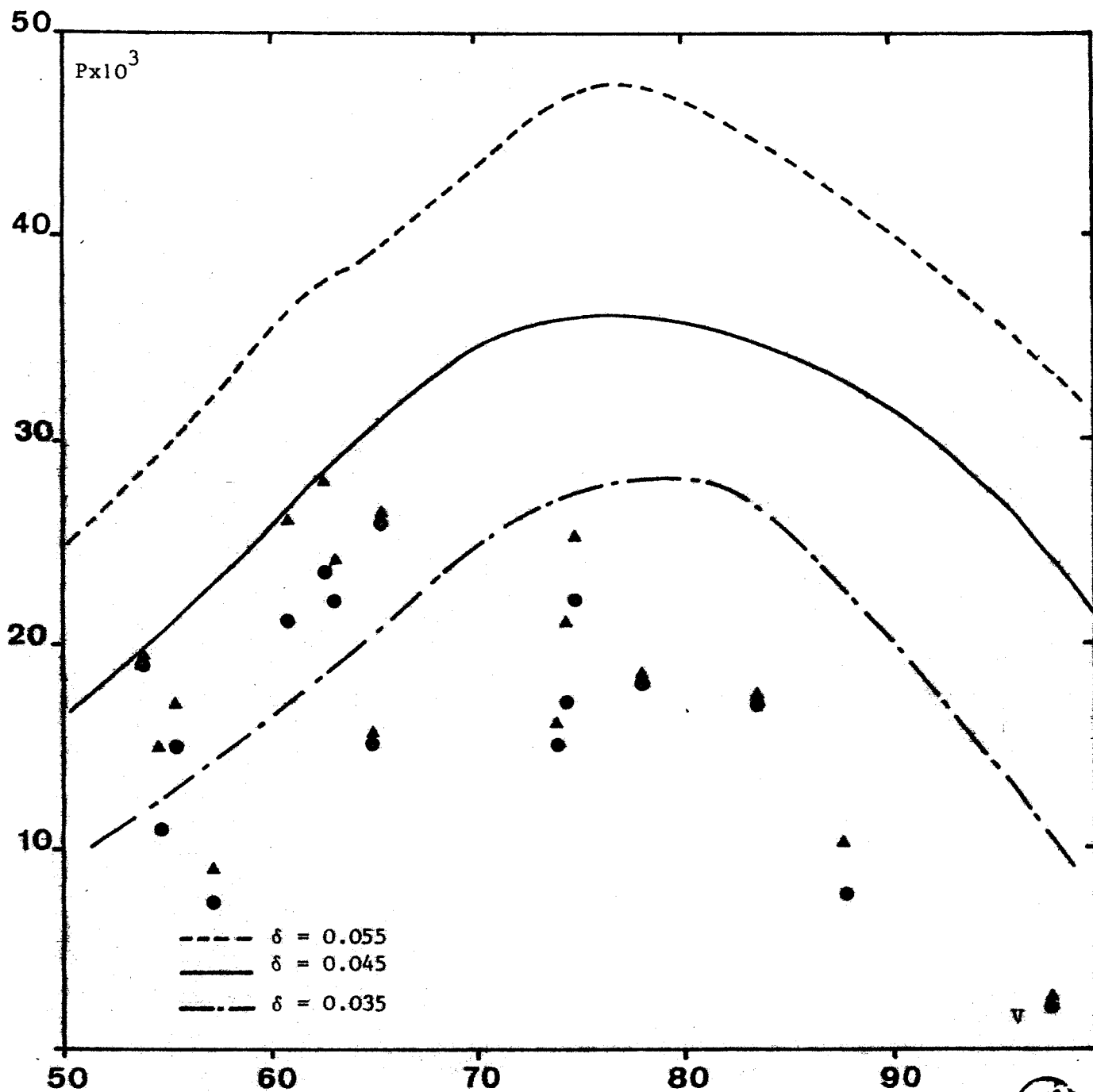
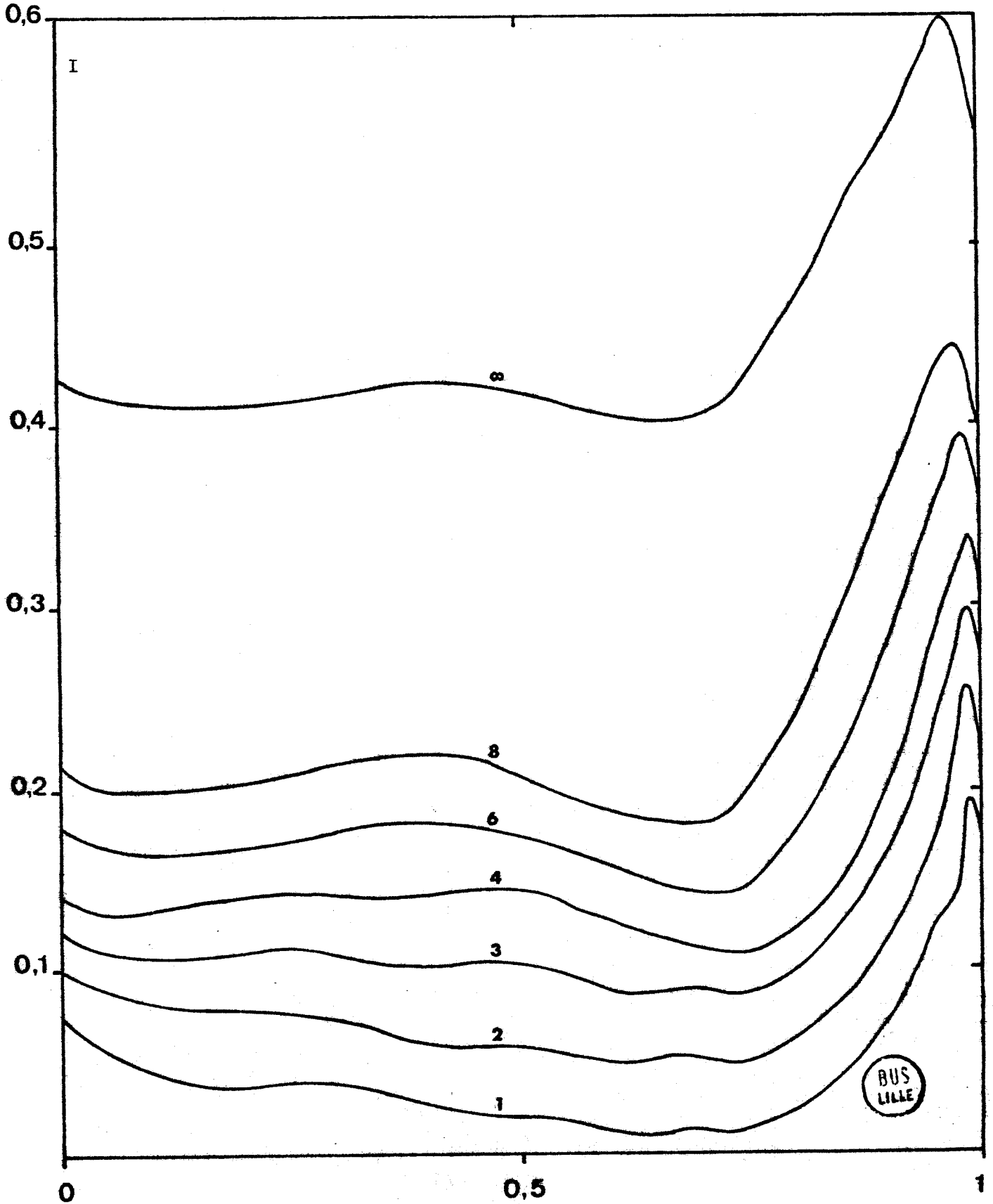


FIGURE II-9 - Granulométrie de Vénus ; $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$; $\omega_0 = 1$; incidence normale.

Influence du nombre d'ordres de diffusion sur la luminance rediffusée I.



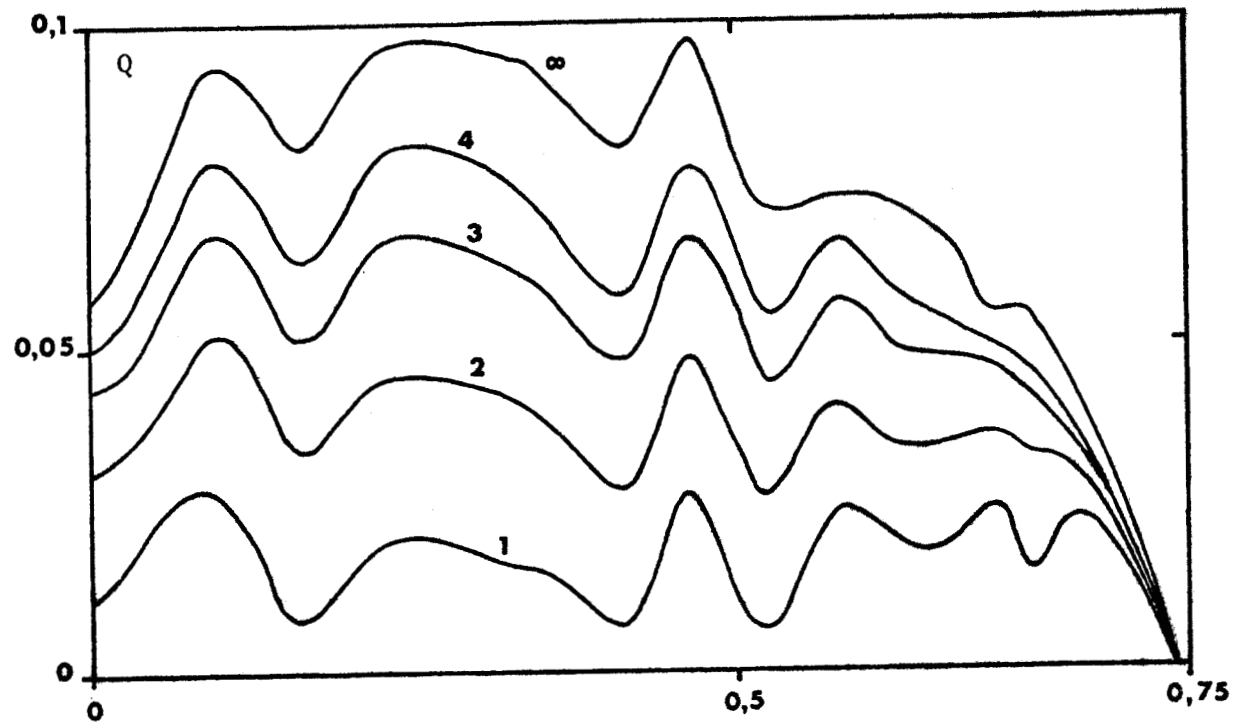


FIGURE II-10 - Granulométrie de Vénus ; $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$; $\omega_0 = 1$; incidence normale.

Influence du nombre d'ordres de diffusion, sur la composante polarisée Q de la luminance.



FIGURE II-11 - $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$; $\delta = 0$; $V = 64^\circ$

Influence de ω_0 sur le taux de polarisation

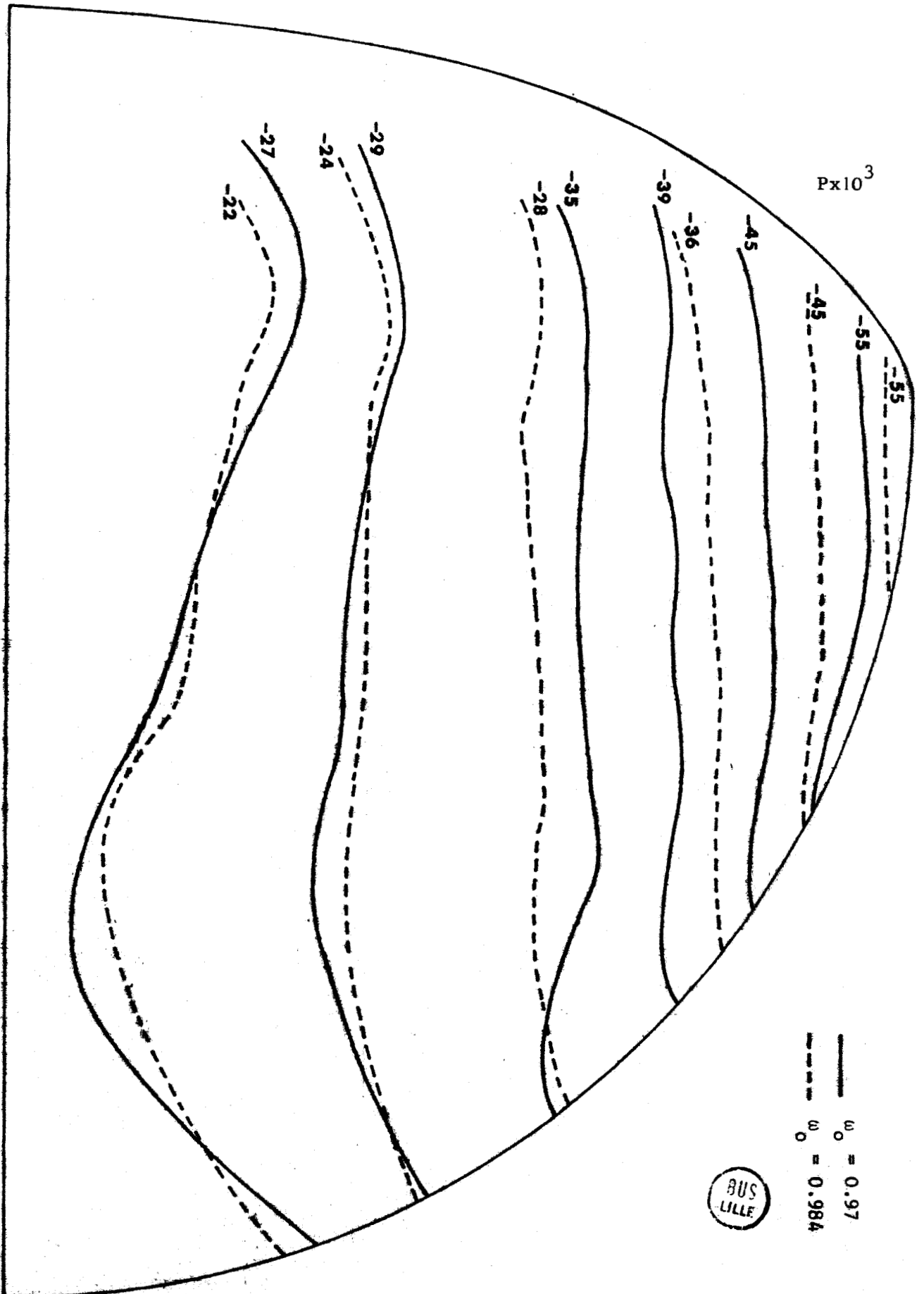


Figure II-12

Courbes: même légende que Figure II-11 pour $\delta = 0,045$

Valeurs indiquées: taux de polarisation mesurés, et valeurs de ω_0 correspondantes, pour un modèle homogène (valeurs soulignées):

hemisphère Sud)

— $\omega_0 = .97$

- - - $\omega_0 = .984$

$P \times 10^3$

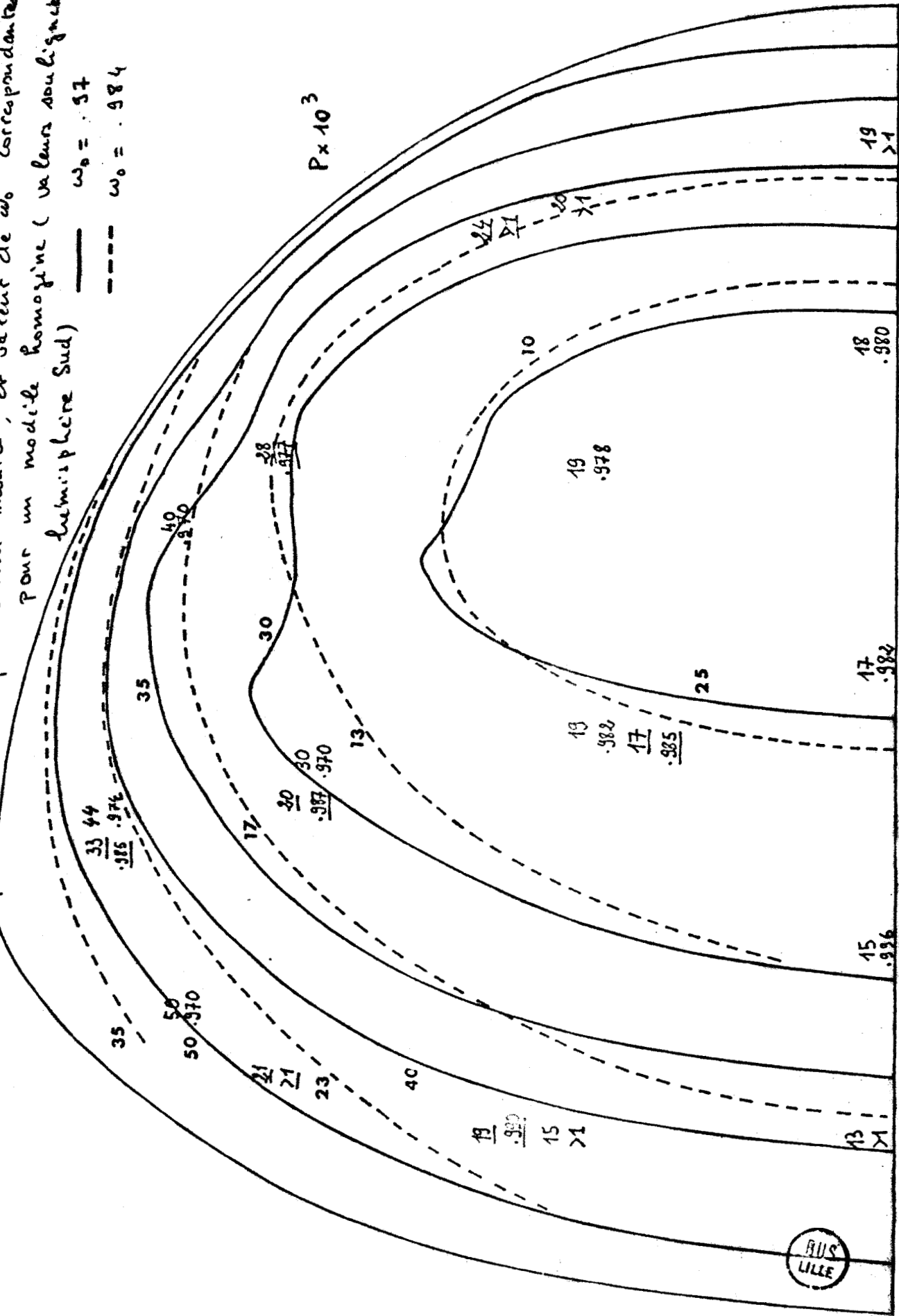


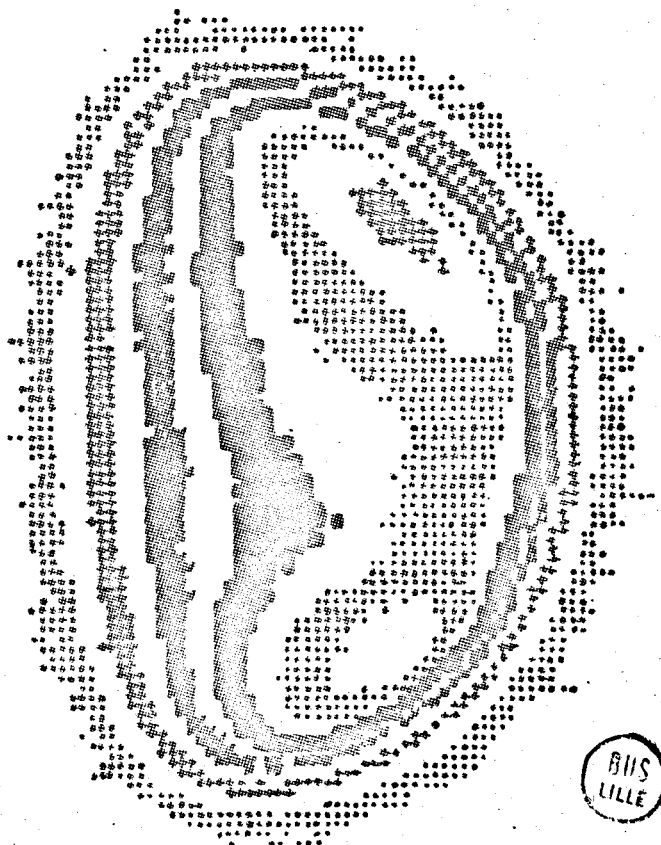
FIGURE 11-13



Vénus bleu-jaune
Aurière Pic du midi
Premier mai 1975

Isophotes (pas de 10)

Hecquet



BUS
LILLE

FIGURE II-14 - Granulométries étudiées

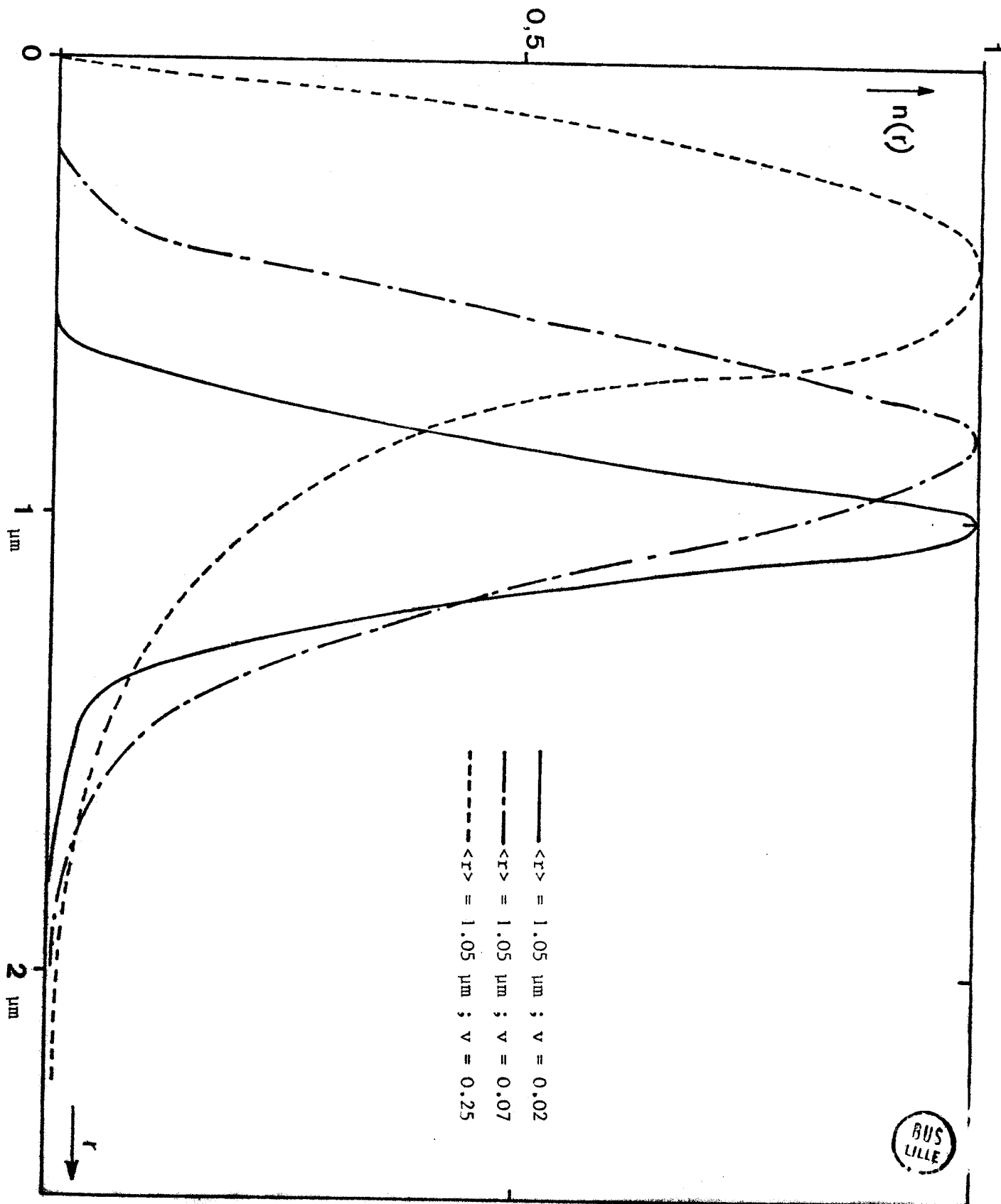
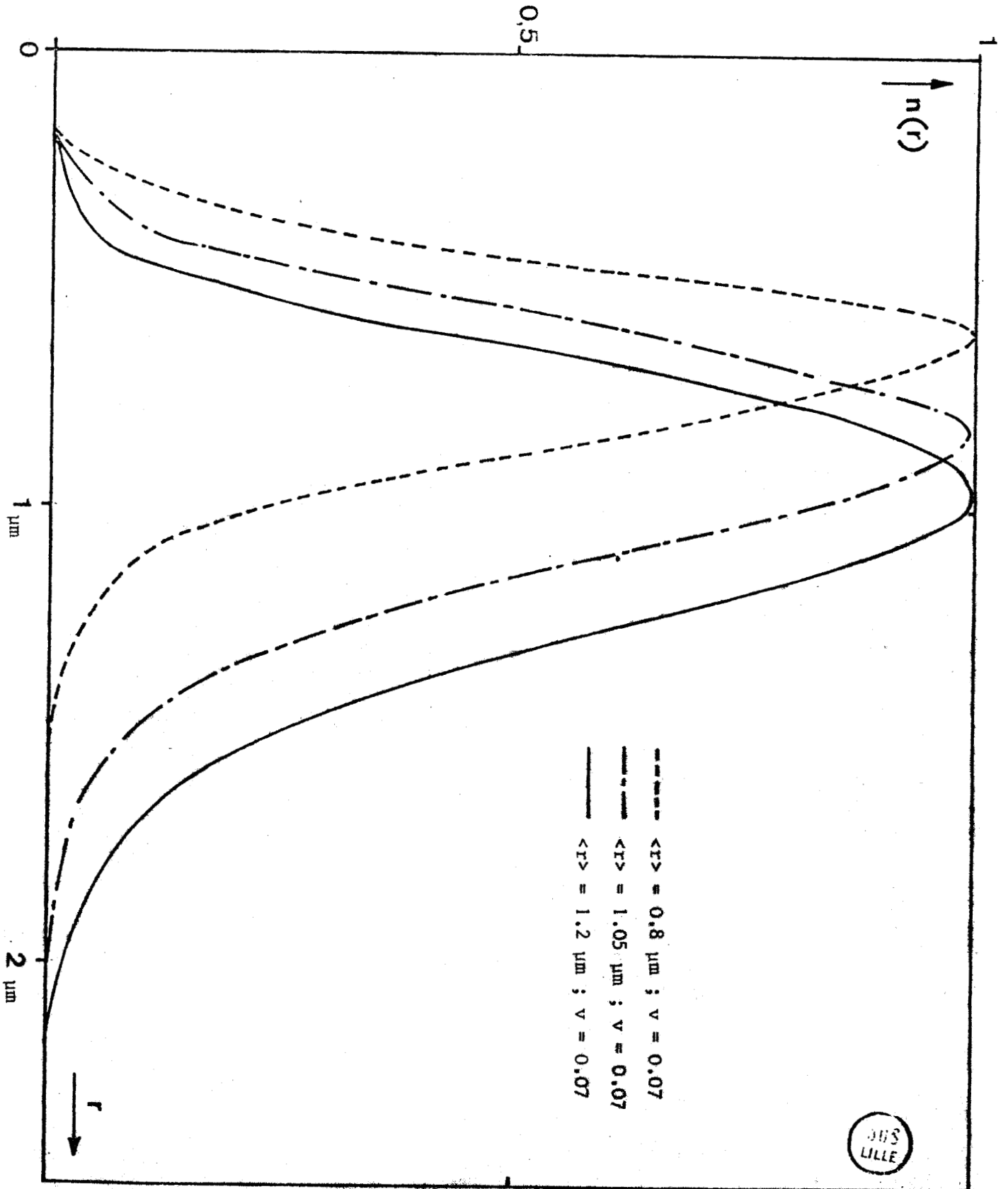
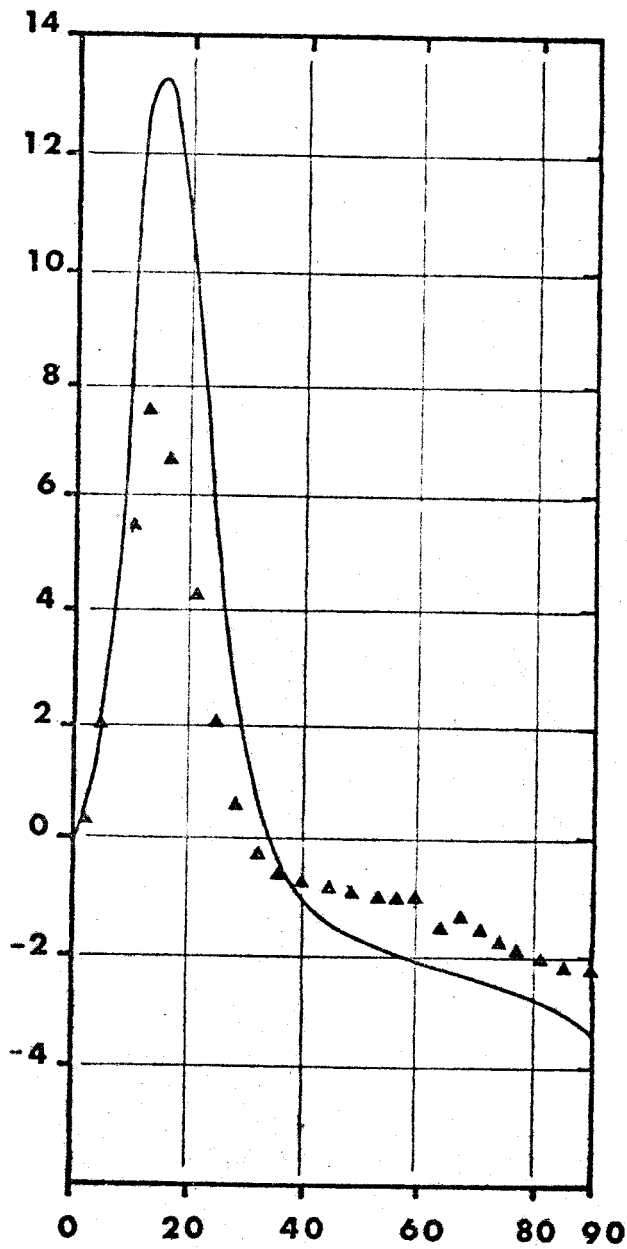
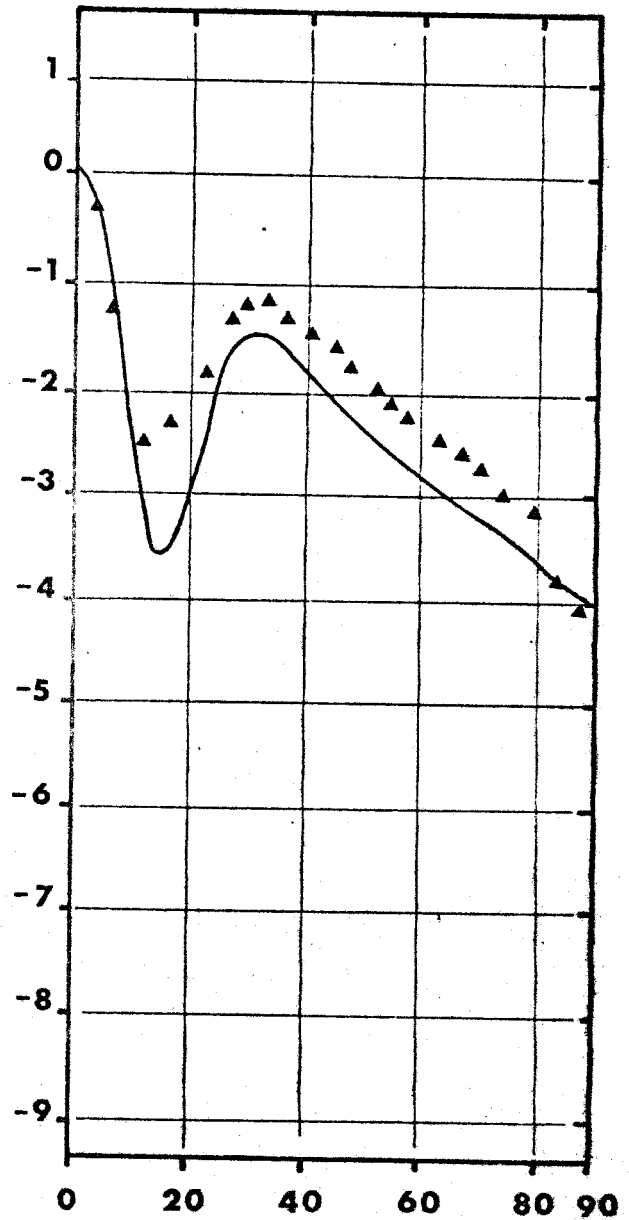


FIGURE II-15 - Granulométries étudiées





$\lambda = 0.35 \mu\text{m}$



$\lambda = 0.99 \mu\text{m}$

FIGURE II-16 - (—) Taux de polarisation intégré d'après HANSEN et HOVENIER 1973

▲ Taux de polarisation au point subsolaire



FIGURE II-17 - Taux de polarisation au point subsolaire pour
 $\lambda = 0.99 \mu\text{m}$; $\omega_0 = 1$; $\delta = 0$
 Granulométrie à v constant ($v=0.07$)

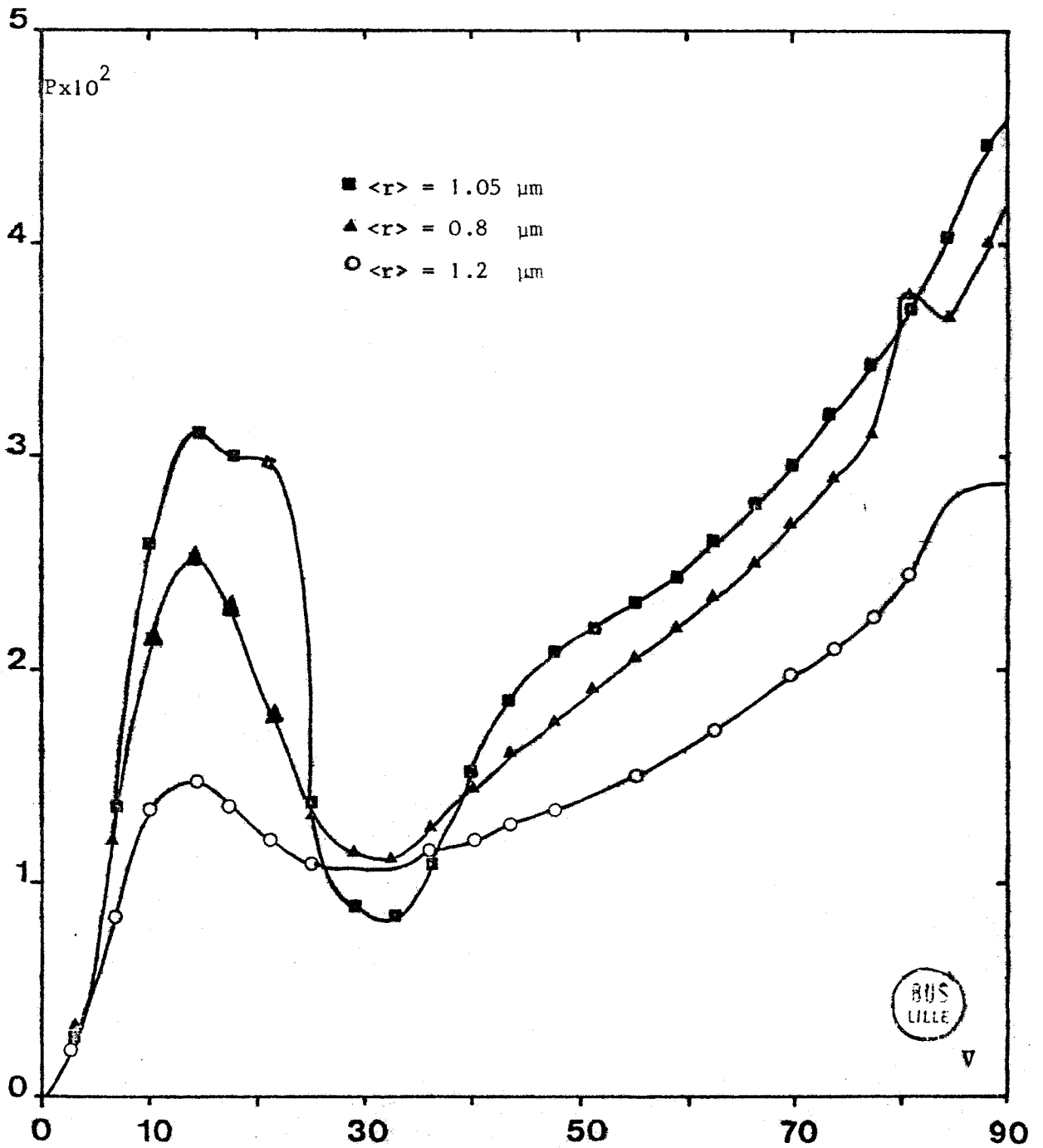


FIGURE II-18 - Taux de polarisation au point subsolaire pour

$$\lambda = 0.99 \quad \omega_0 = 1 ; \quad \delta = 0$$

Granulométrie à $\langle r \rangle$ constant ($\langle r \rangle = 1.05 \mu\text{m}$)

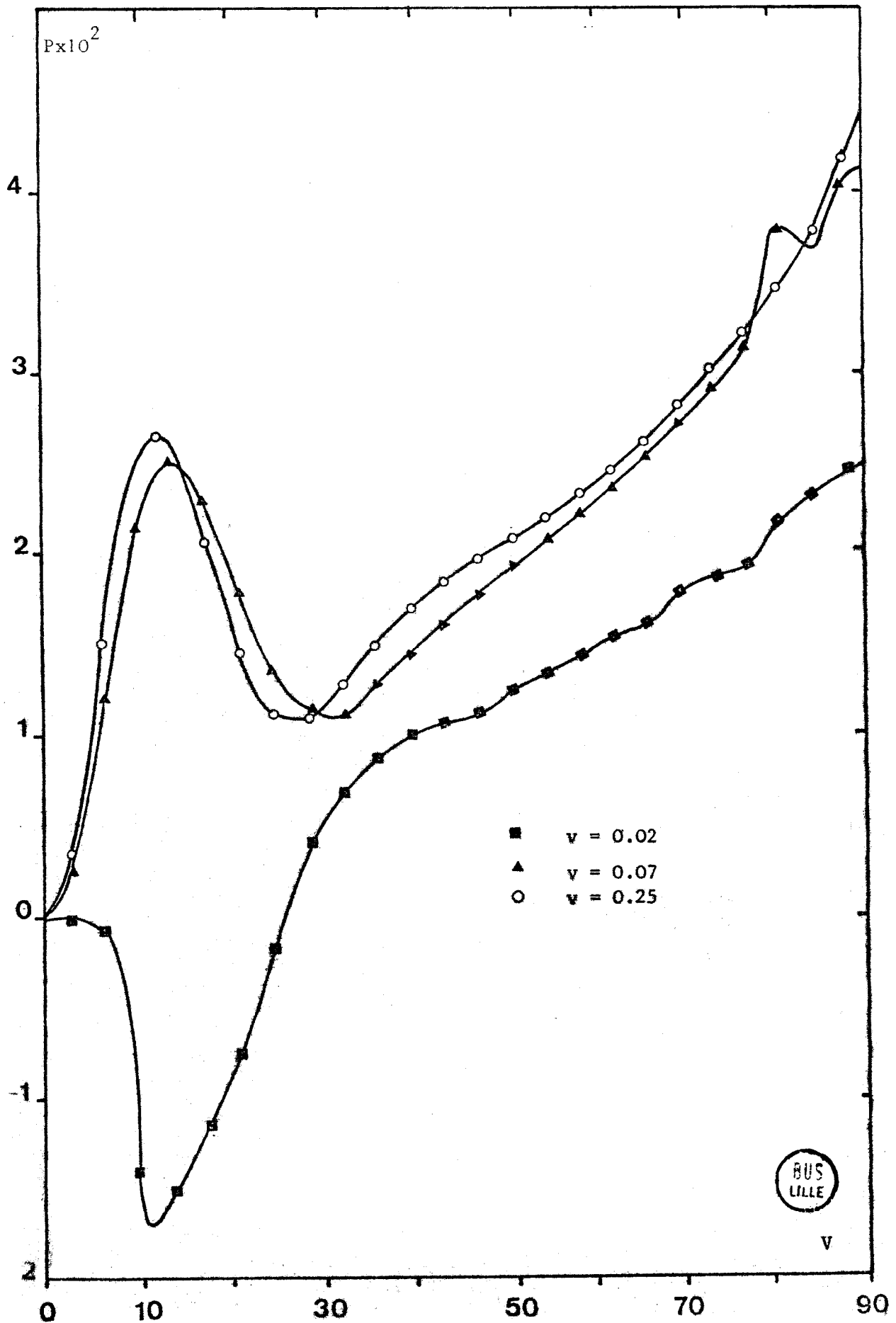
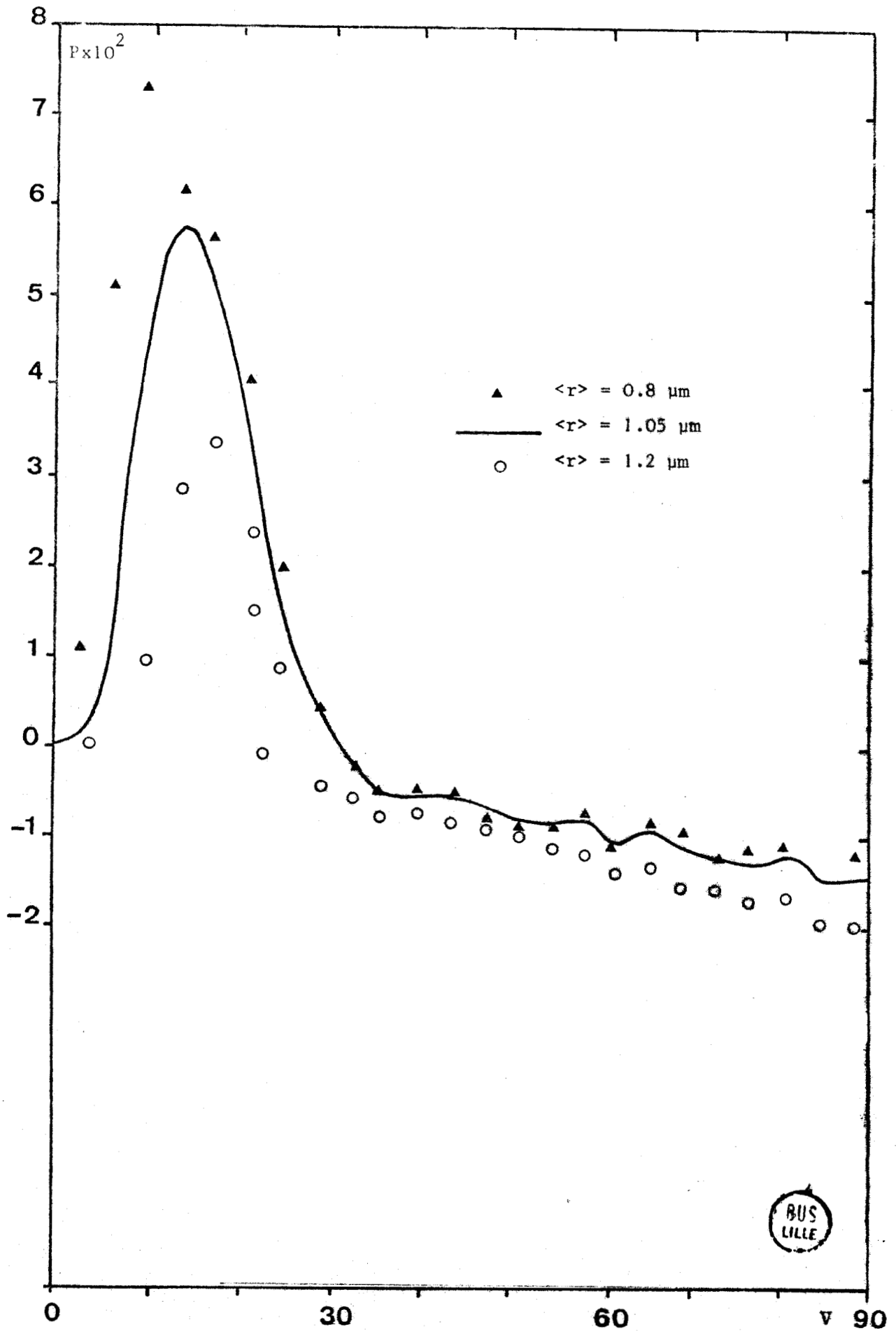


FIGURE II-19 - Taux de polarisation au point subsolaire pour $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$

$\omega'_0 = 1 ; \delta = 0$

Granulométrie à v constant ($v=0.07$)



BUS
LILLE

FIGURE II-20 - Taux de polarisation au point subsolaire pour $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$

$$\omega_0 = 1 ; \delta = 0$$

Granulométries à $\langle r \rangle$ constant ($\langle r \rangle = 1.05 \mu\text{m}$)

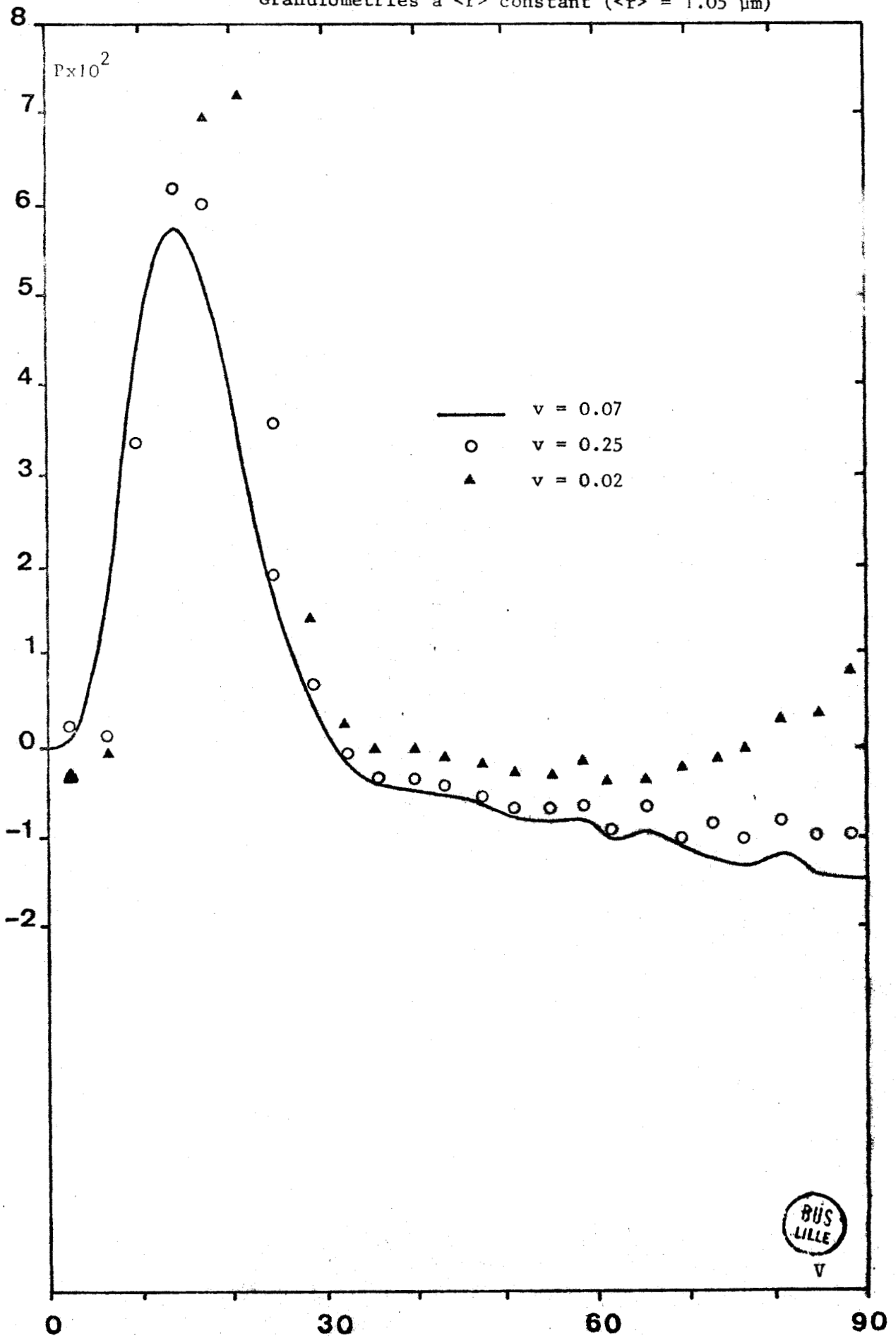
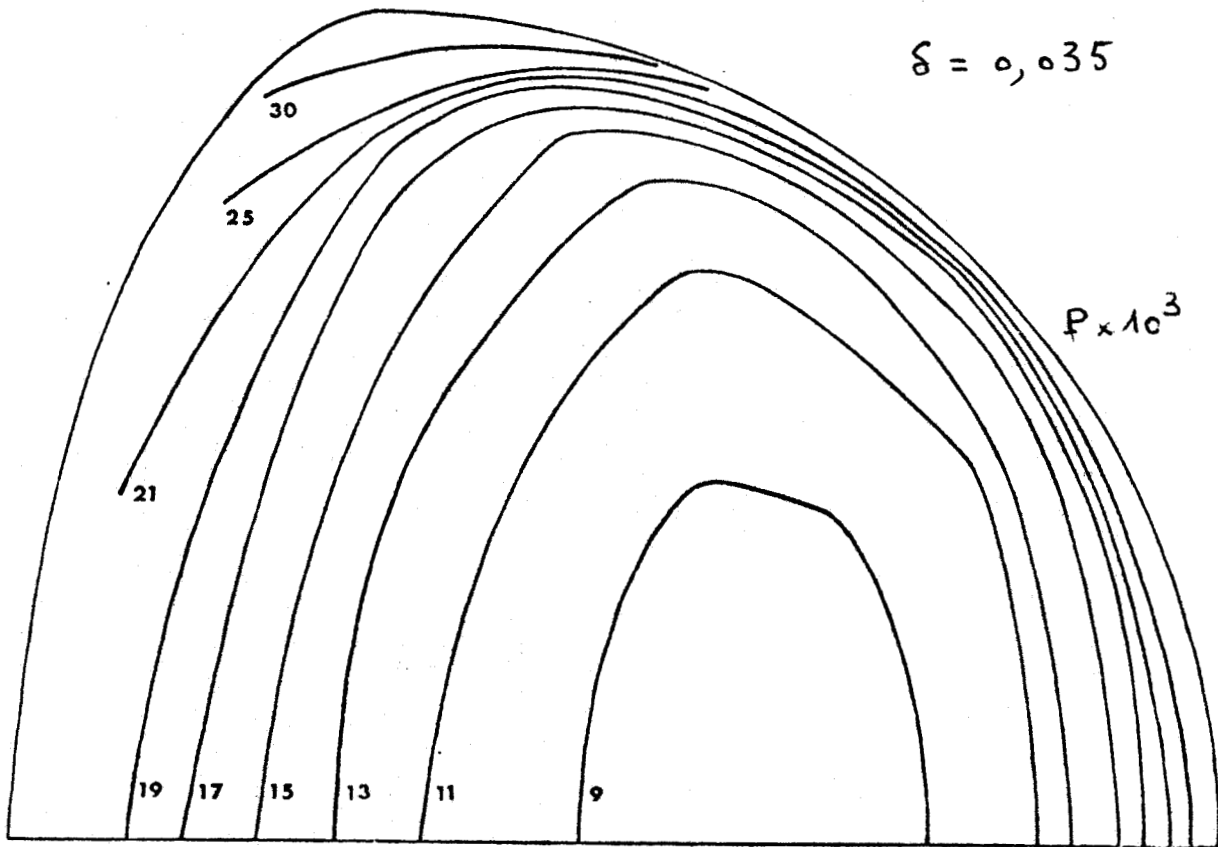
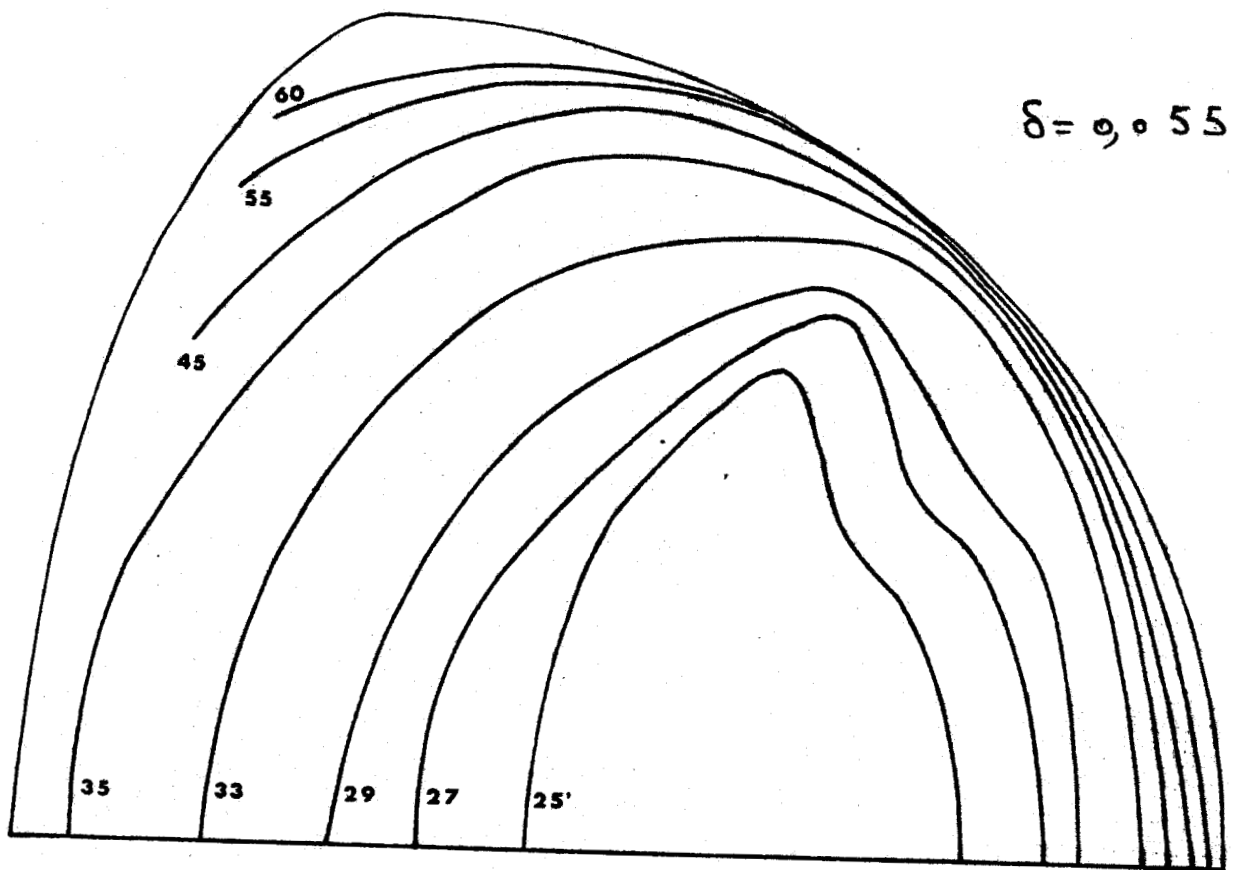
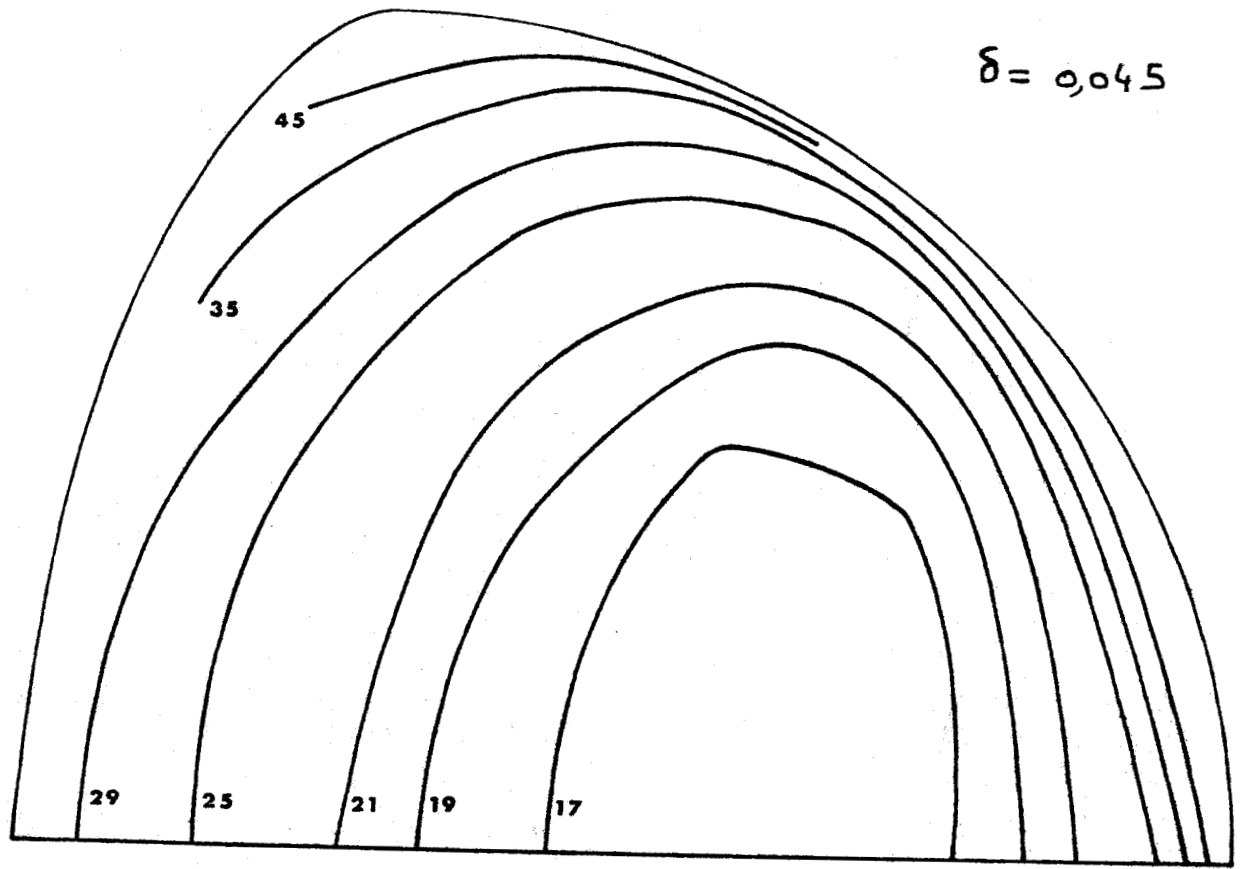


Figure II-21

$\nu = 64^\circ$; $\omega_c = 0,984$; $\lambda = 0,365 \mu\text{m}$

Variation du taux de polarisation en fonction du taux de diffusion Rayleigh .



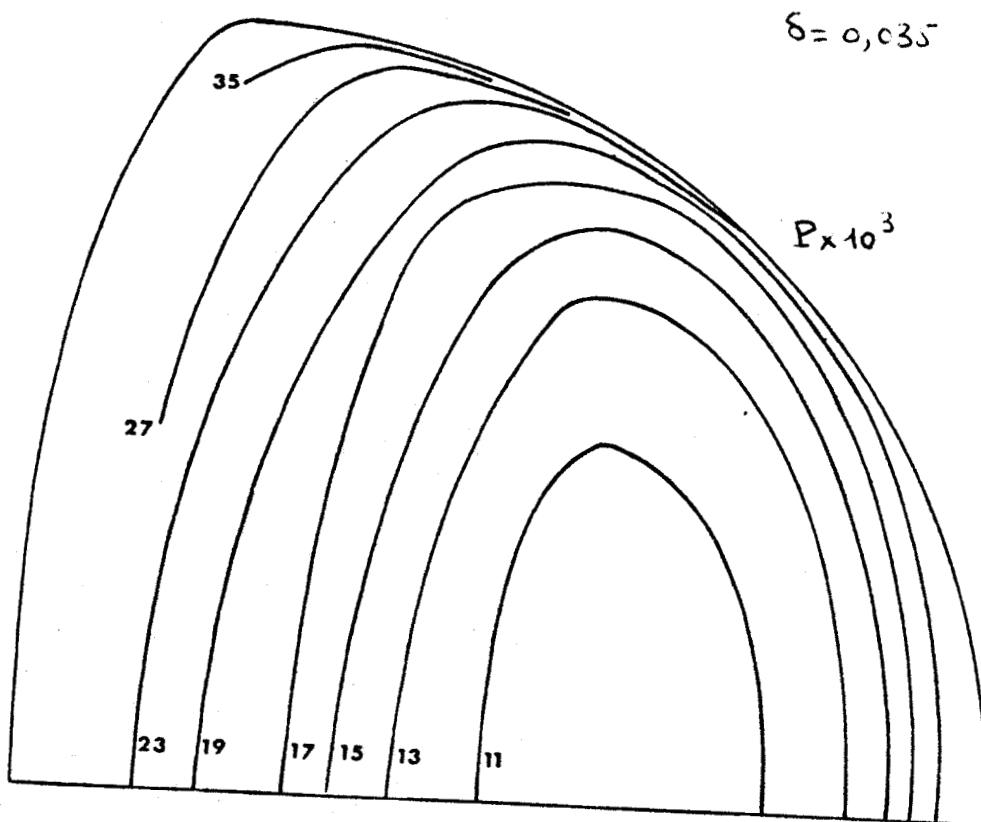


BUS
LILLE

Figure II-22

Variation du taux de polarisation en fonction du taux de diffusion Rayleigh .

$$V = 74^\circ \quad ; \quad \omega_c = 0,984 \quad ; \quad \lambda = 0,365 \mu\text{m}$$



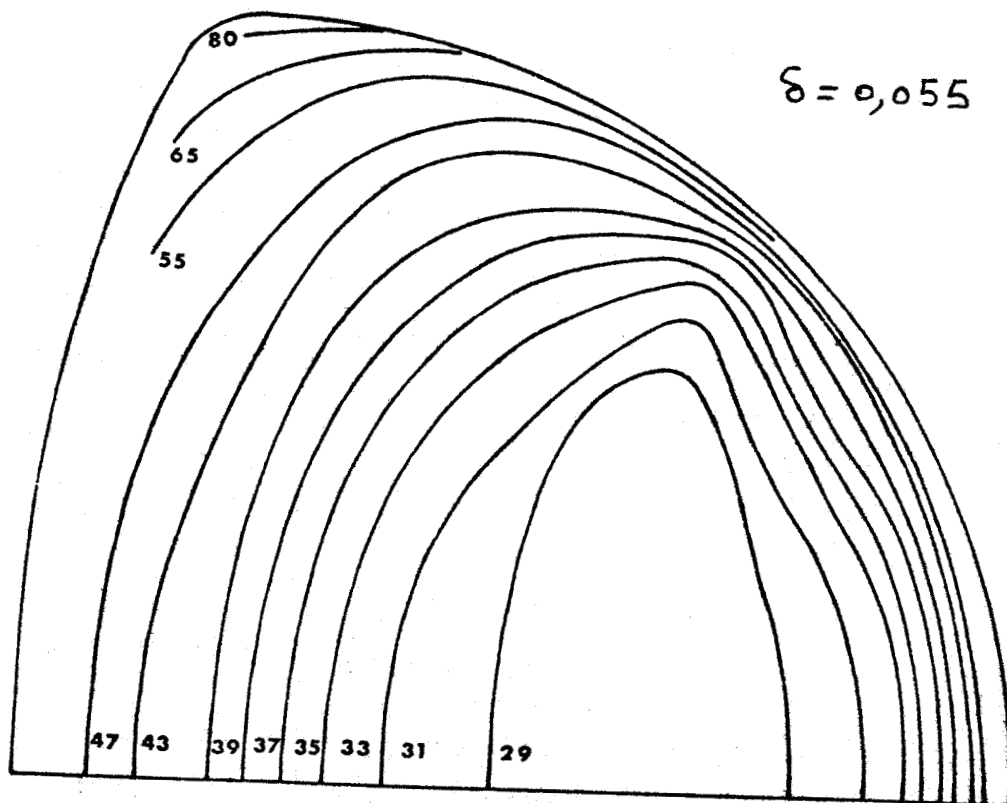
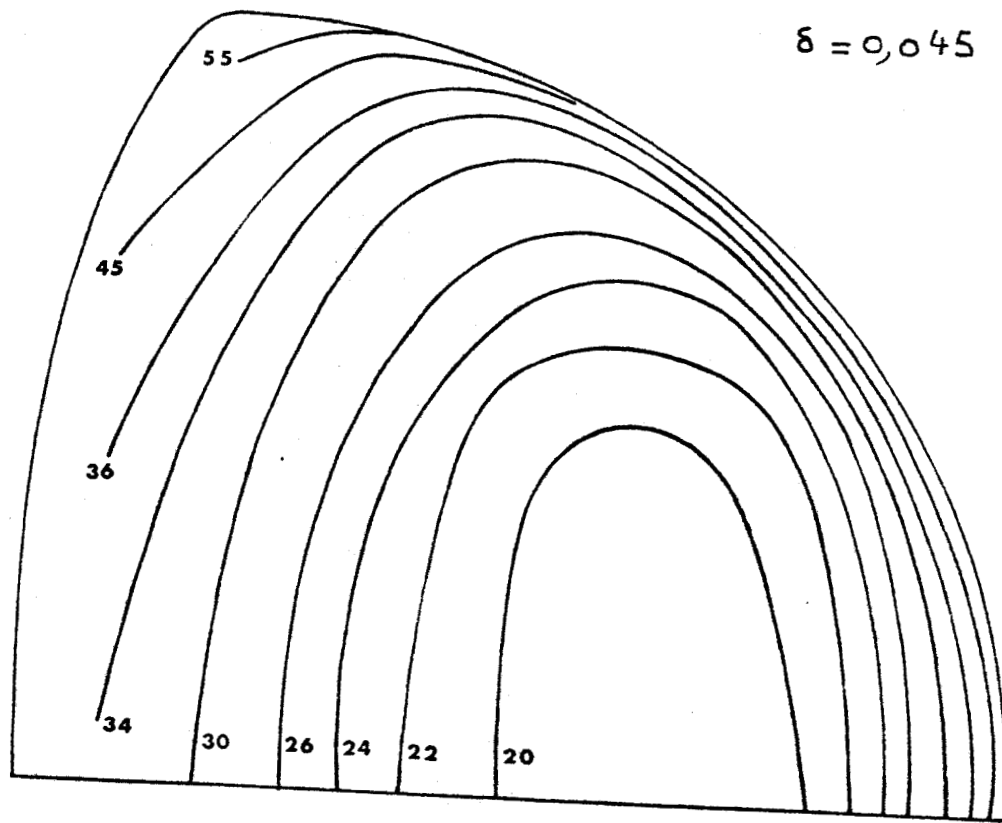
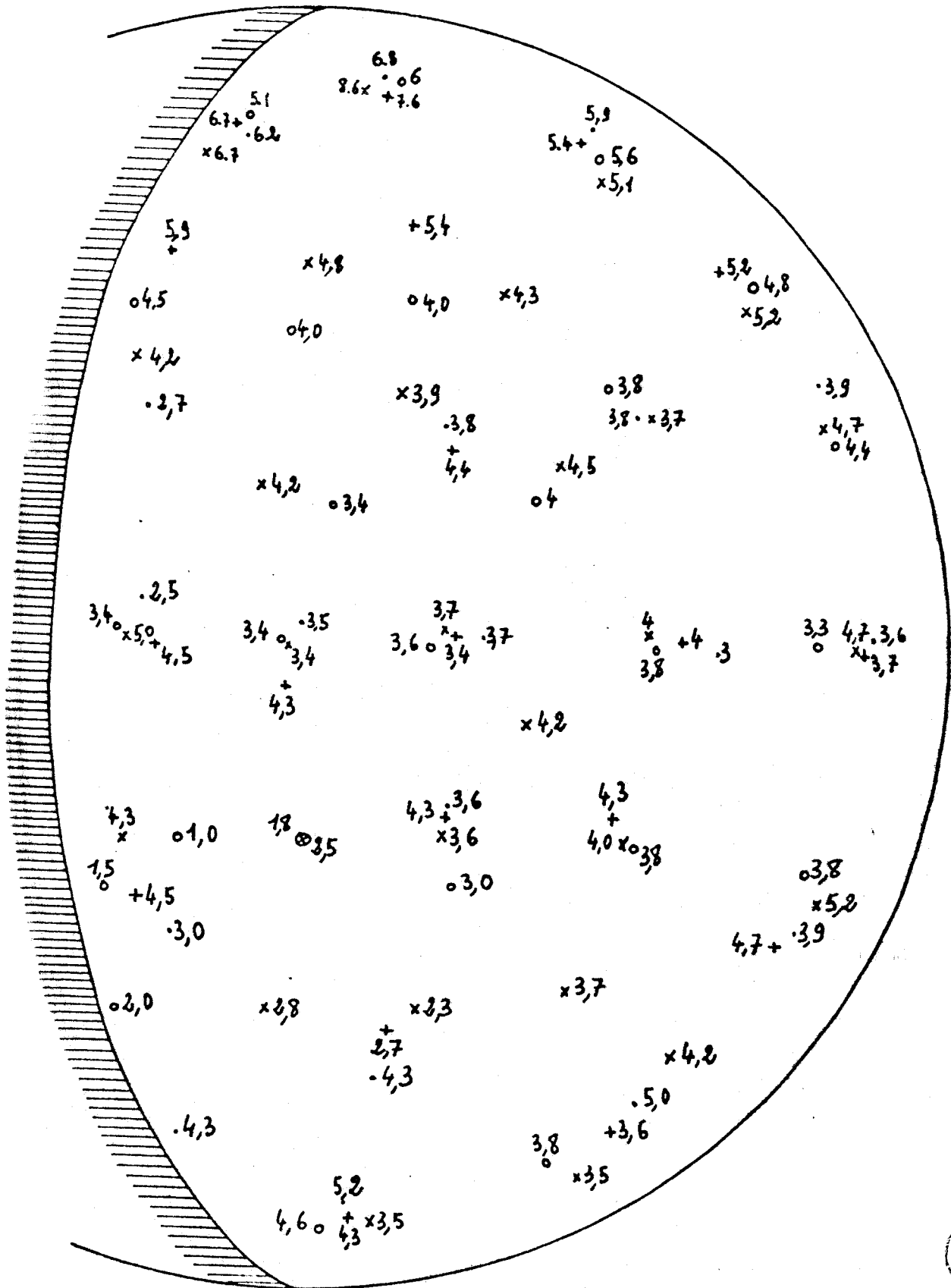


Figure II-23 Valeurs interpolées du taux de diffusion Rayleigh

(•) $V = 64^{\circ}9$, (x) $V = 62^{\circ}7$; (o) $V = 64^{\circ}$; (+) $V = 63^{\circ}2$



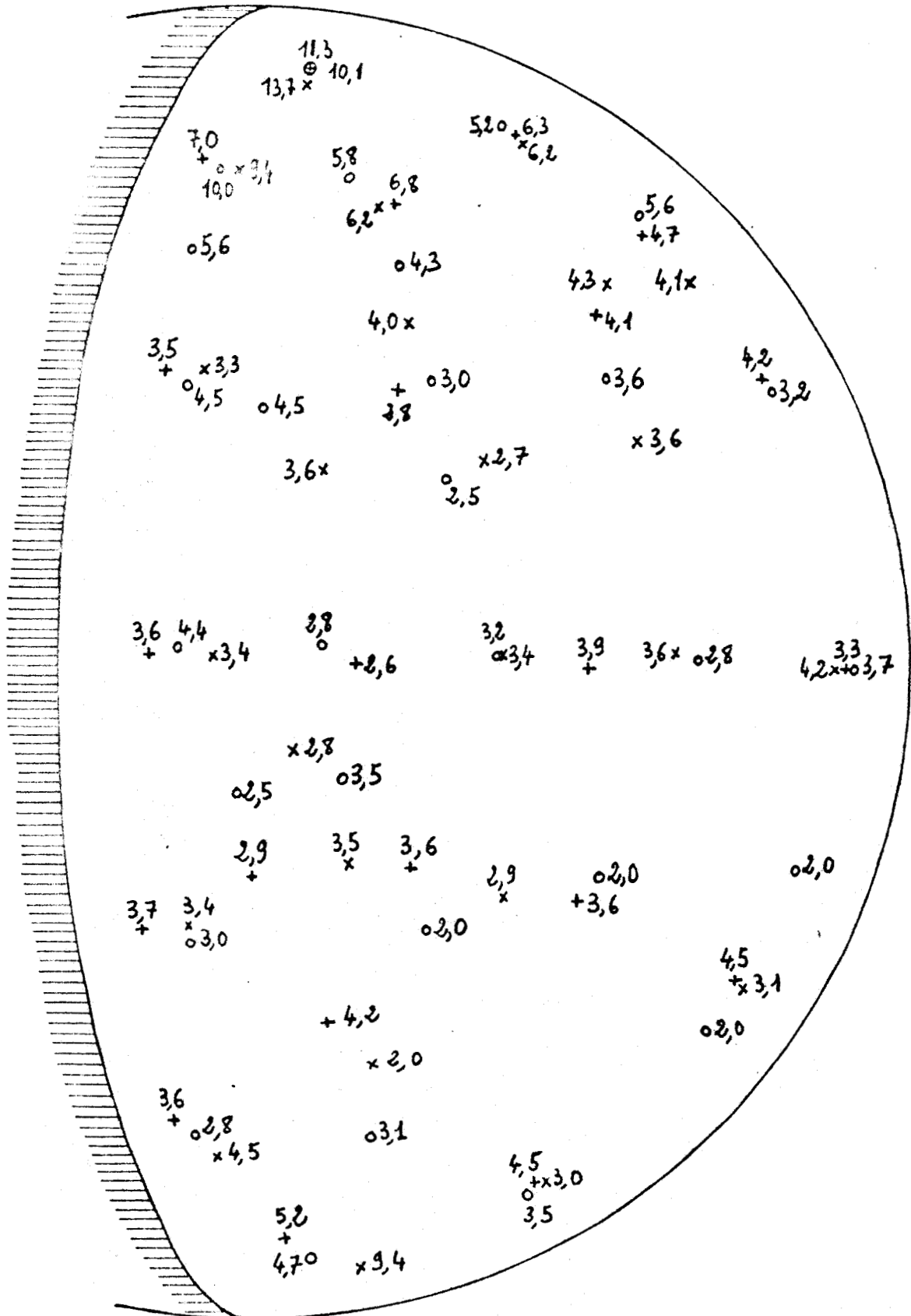
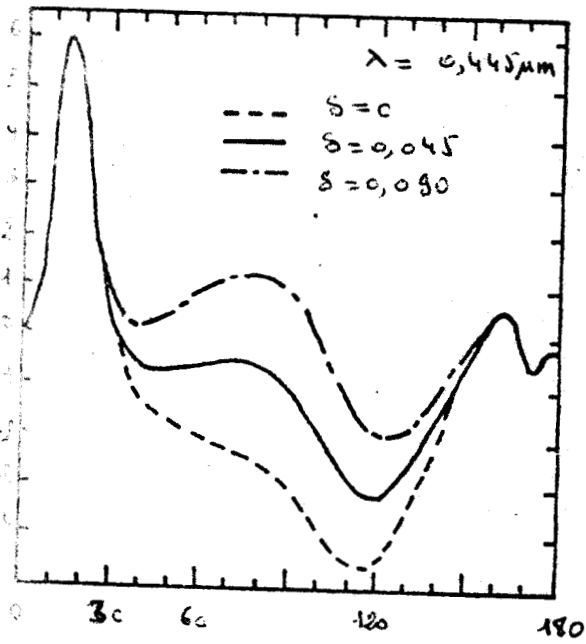


Figure II-24 Valeurs interpolées du taux de diffusion Rayleigh

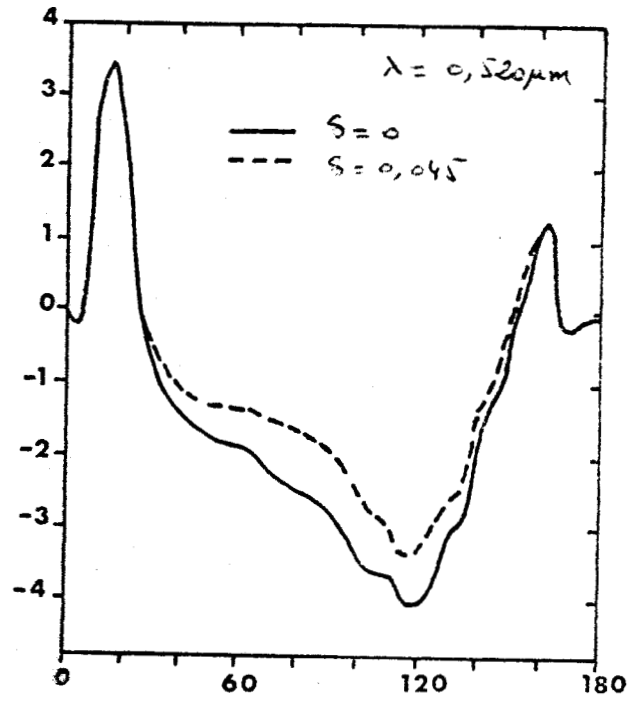
(x) $V = 74^{\circ}5$; (o) $V = 74^{\circ}8$; (+) $V = 73^{\circ}9$



Figure II-25



D'après Hanse.



D'après Leuze

Taux de Polarisation Intégré

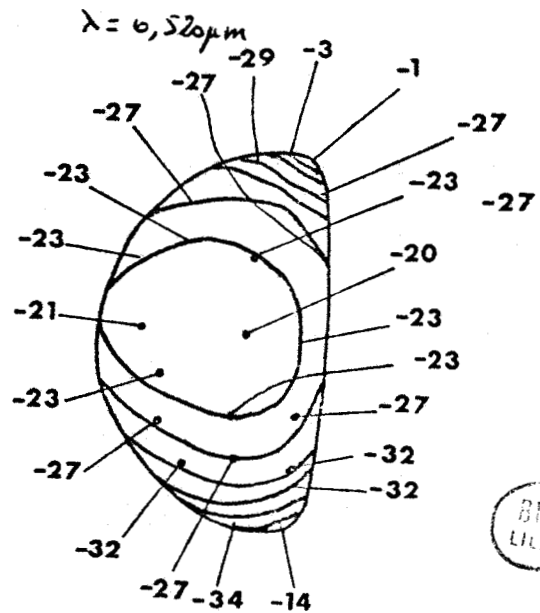
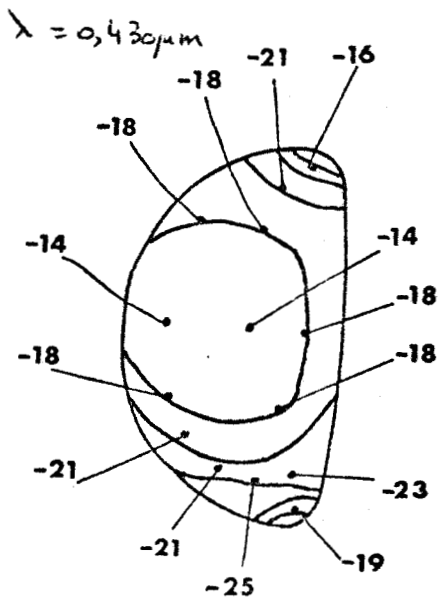


FIGURE II-26 - Granulométrie de Vénus $\lambda = 0.52 \mu\text{m}$. $V = 90^\circ$

Taux de polarisation vers le pôle ($\mu_0 = 0.3$; μ variable)

— $\delta = 0.045$ à $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$

▲▲▲ $\delta = 0$

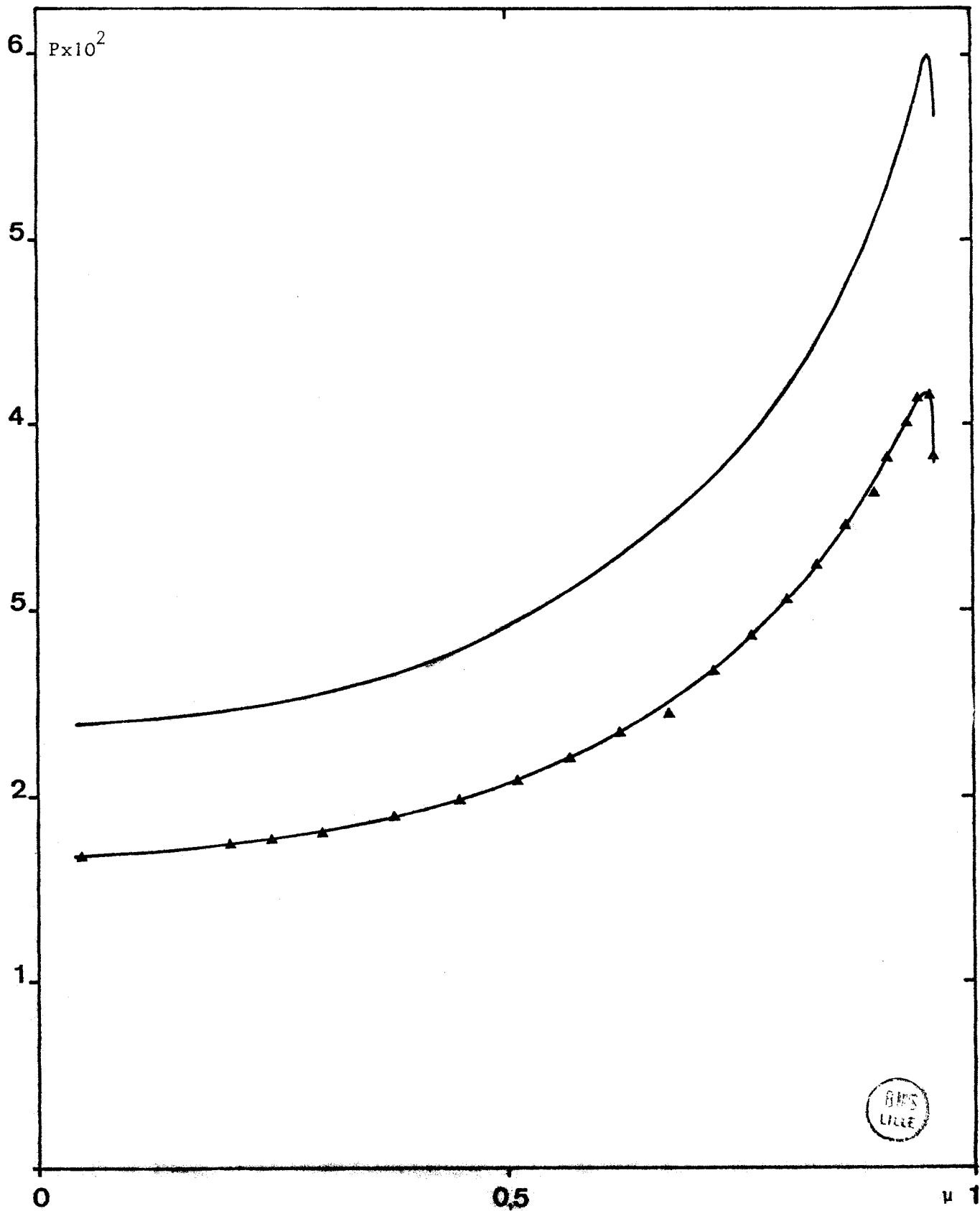


FIGURE II-27 - Taux de polarisation au point subsolaire ;

$$\omega_0 = 1 ; \lambda = 0.52 \mu\text{m}$$

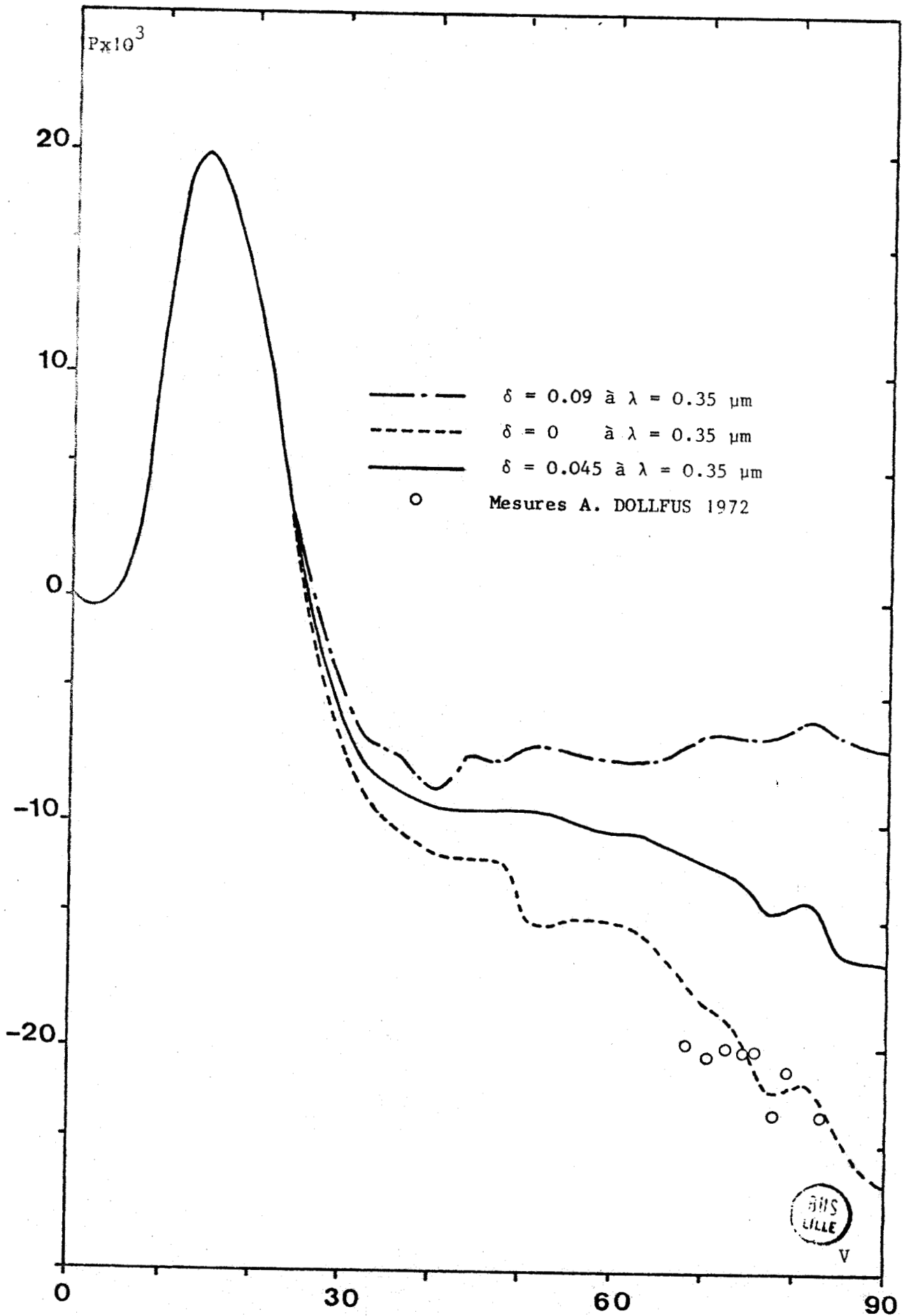


FIGURE II-28 - Taux de polarisation au point subsolaire ;
 $\omega_0 = 1$; $\lambda = 0.43 \mu\text{m}$

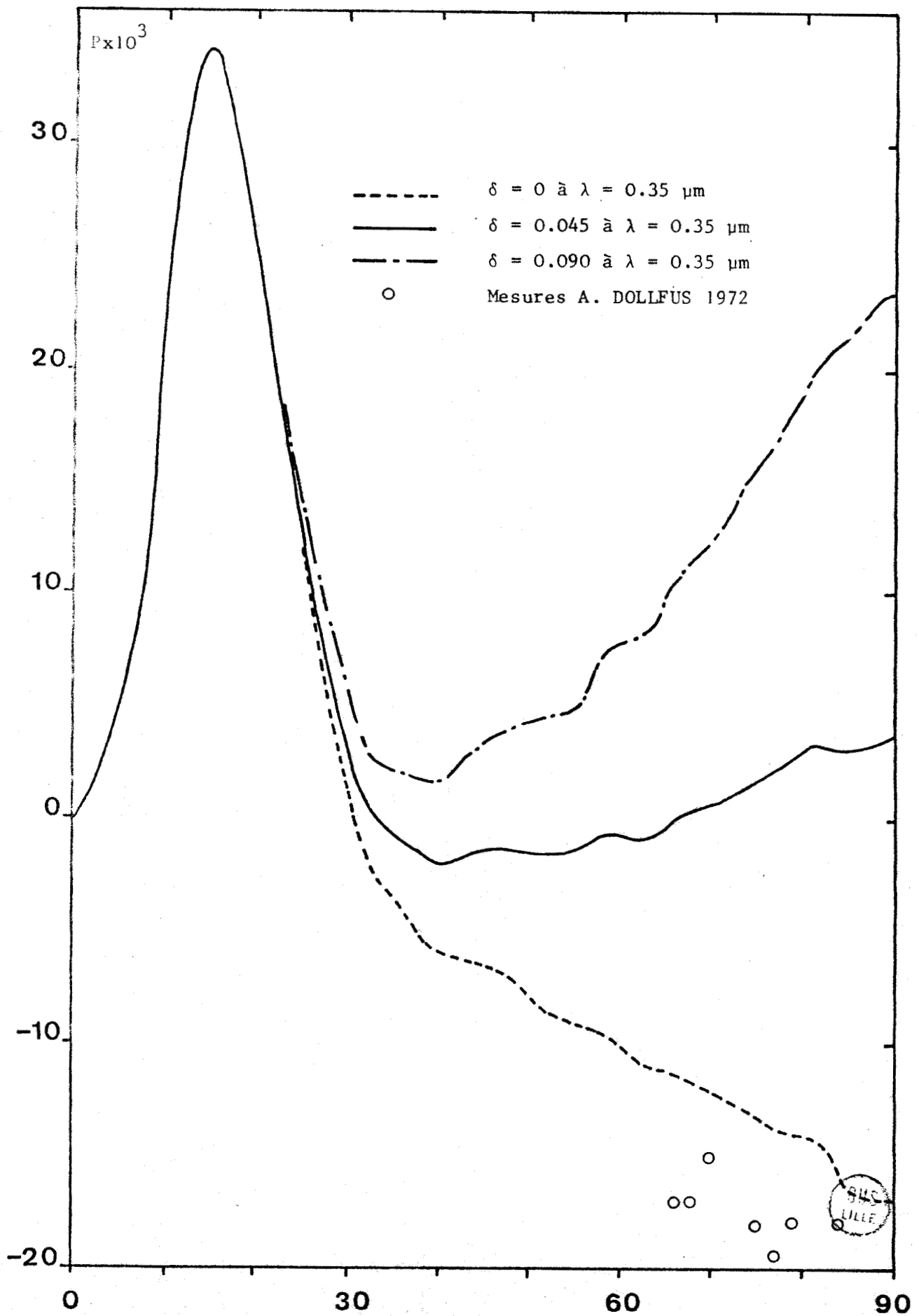


FIGURE II-29 - Influence du taux de diffusion RAYLEIGH sur la luminance rediffusée, en différents points du disque

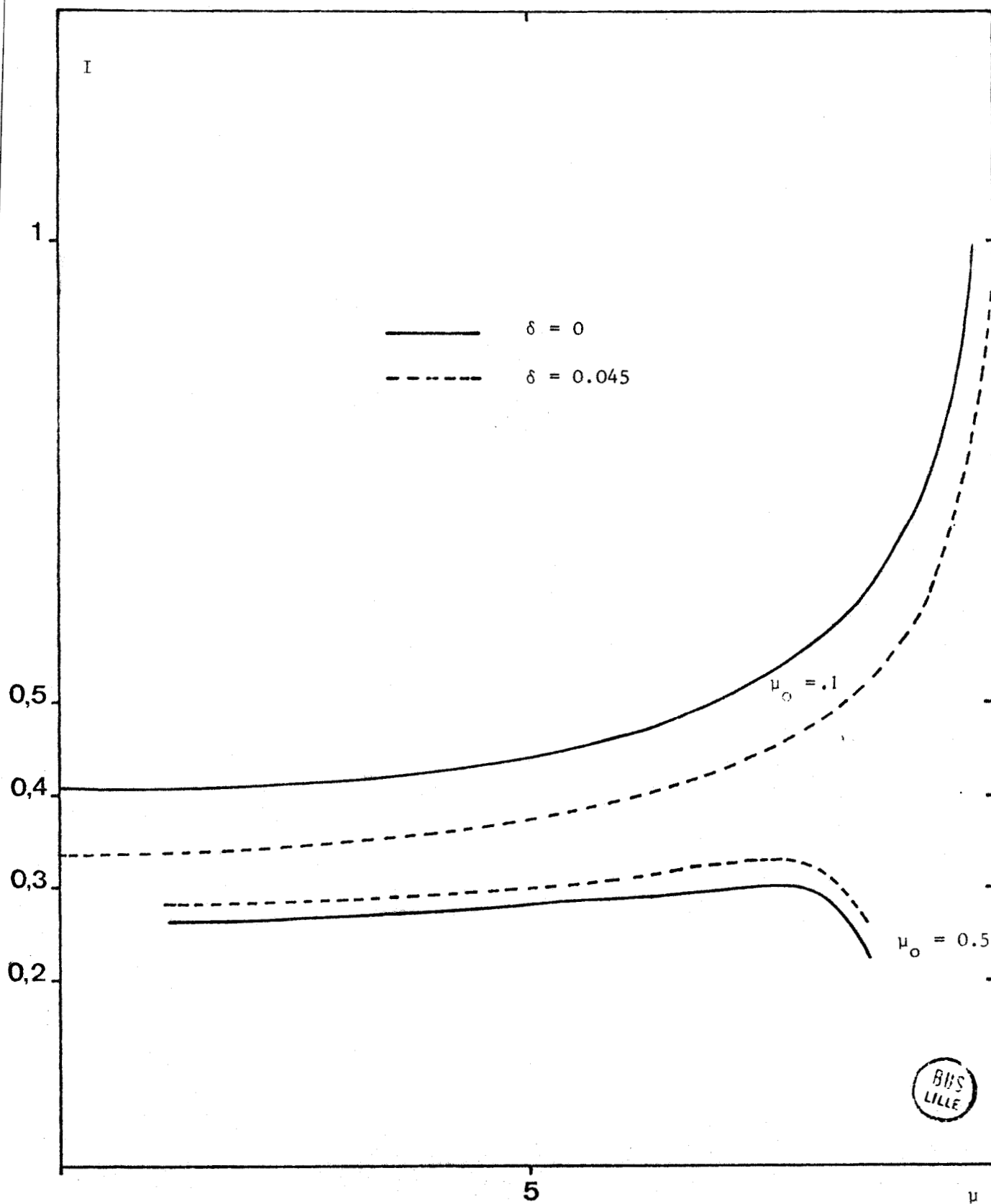


FIGURE II-30 - Taux de polarisation au point subsolaire, avec une atmosphère claire d'épaisseur variable $\omega_0 = 1$; $\lambda = 0.52 \mu\text{m}$

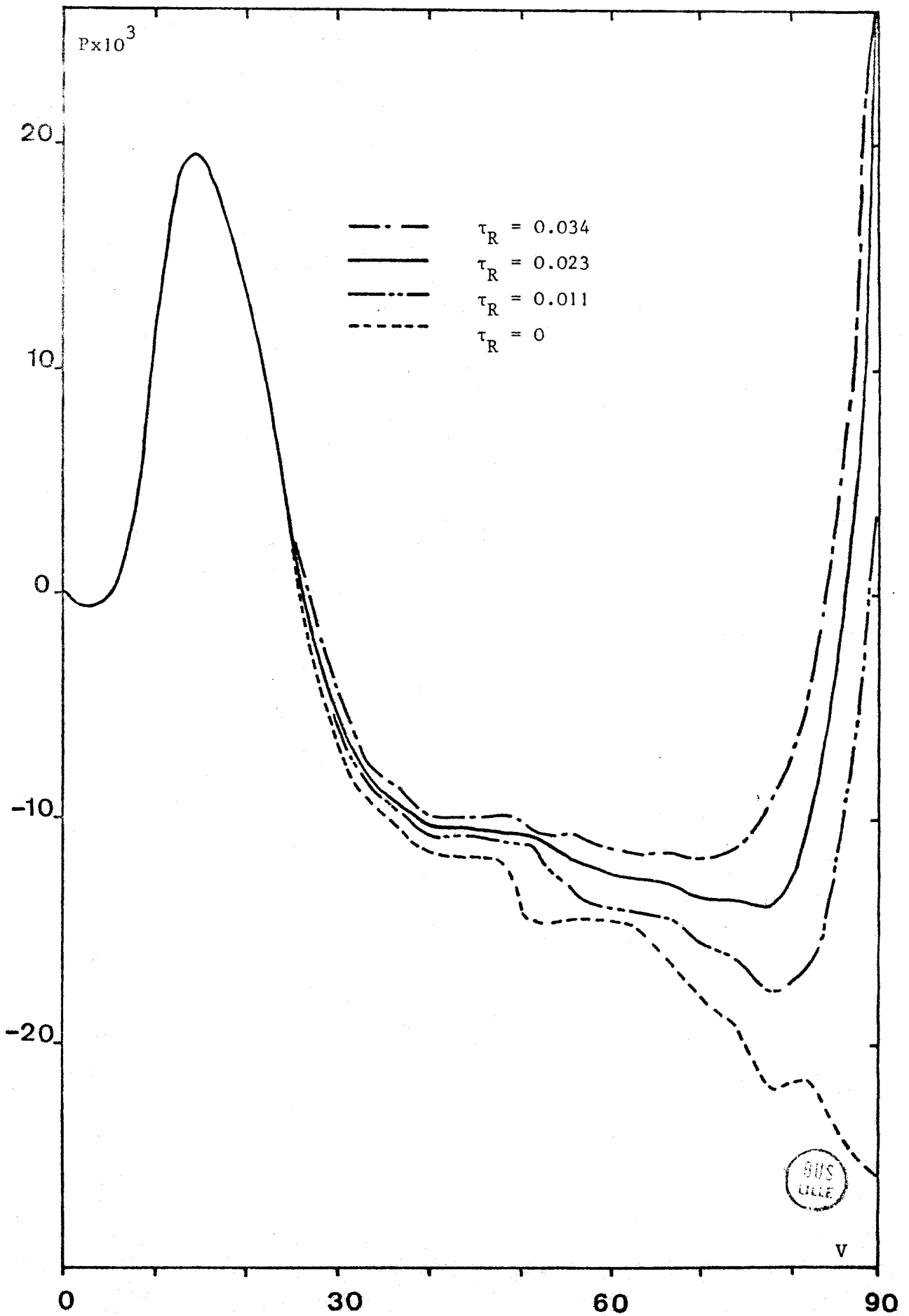


FIGURE II-31 - Taux de polarisation au point subsolaire avec une atmosphère claire d'épaisseur variable, $\omega_0 = 1$; $\lambda = 0.43 \mu\text{m}$

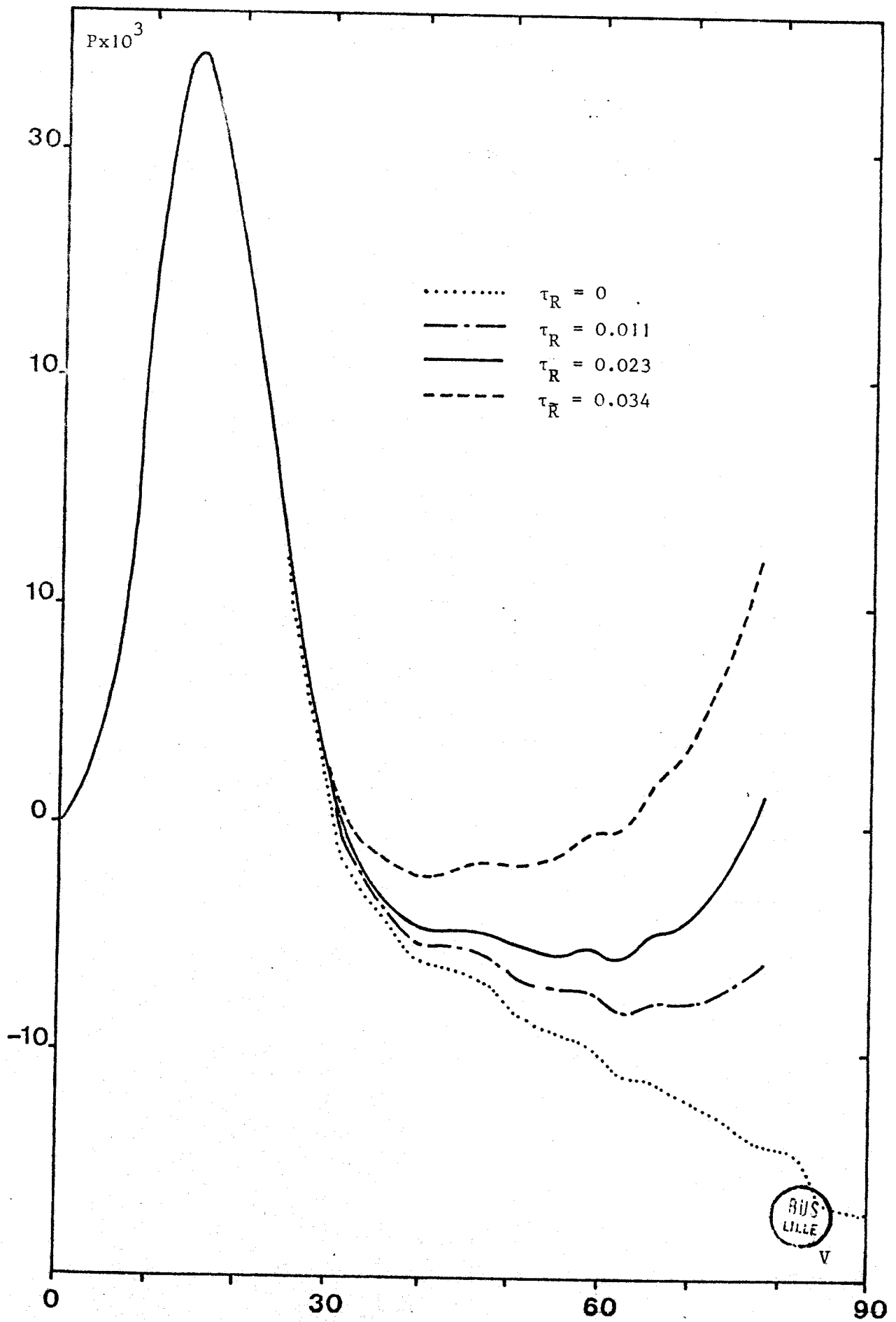


FIGURE II-32 - Variation de la section de diffusion, d'une particule sphérique de rayon r et d'indice n variable, avec la longueur d'onde. Ordonnée : $2\pi r/\lambda$

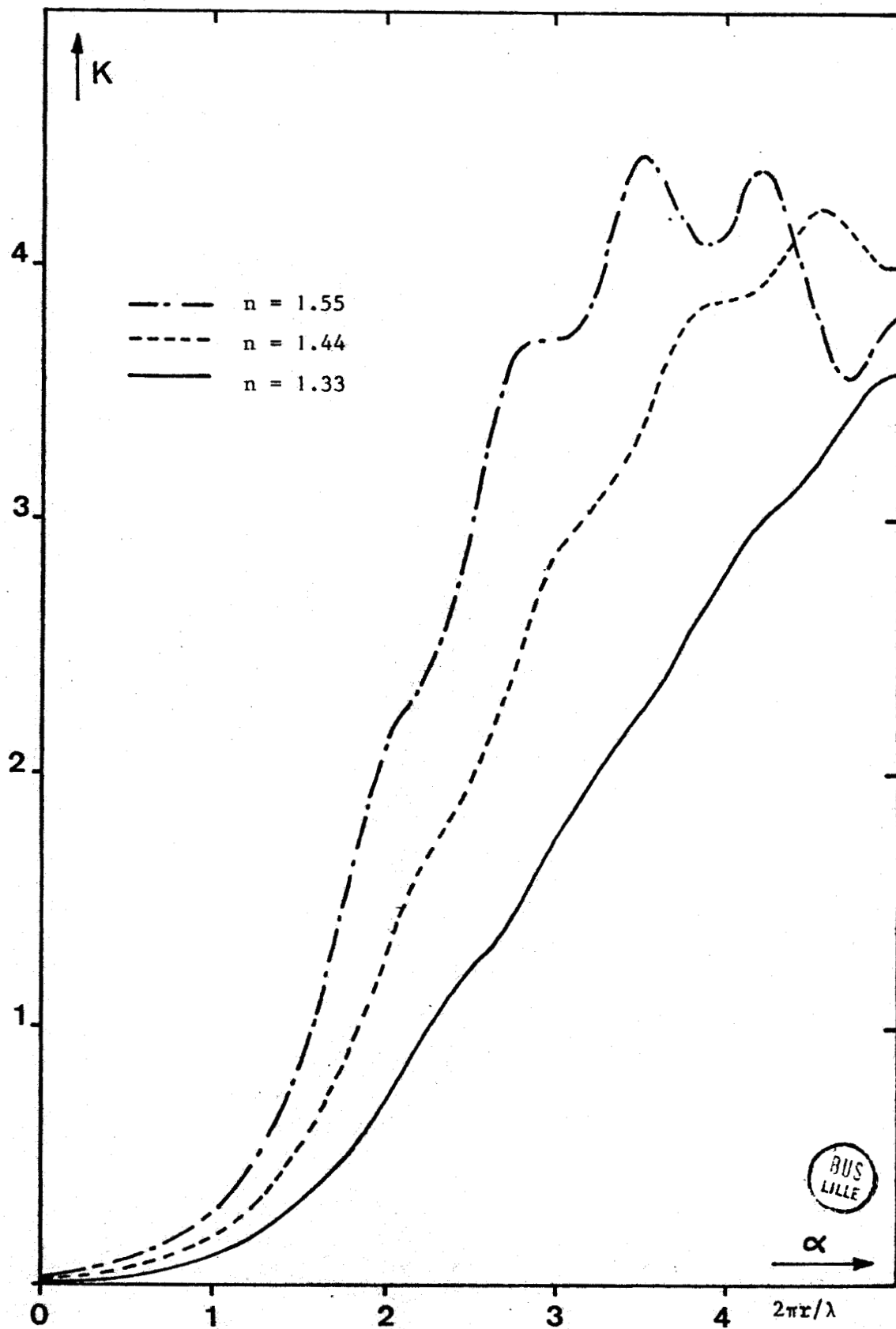


FIGURE II-33 - Taux de polarisation au point subsolaire.

$\tau_H = 2$; $\omega_0 = 0.965$; $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$

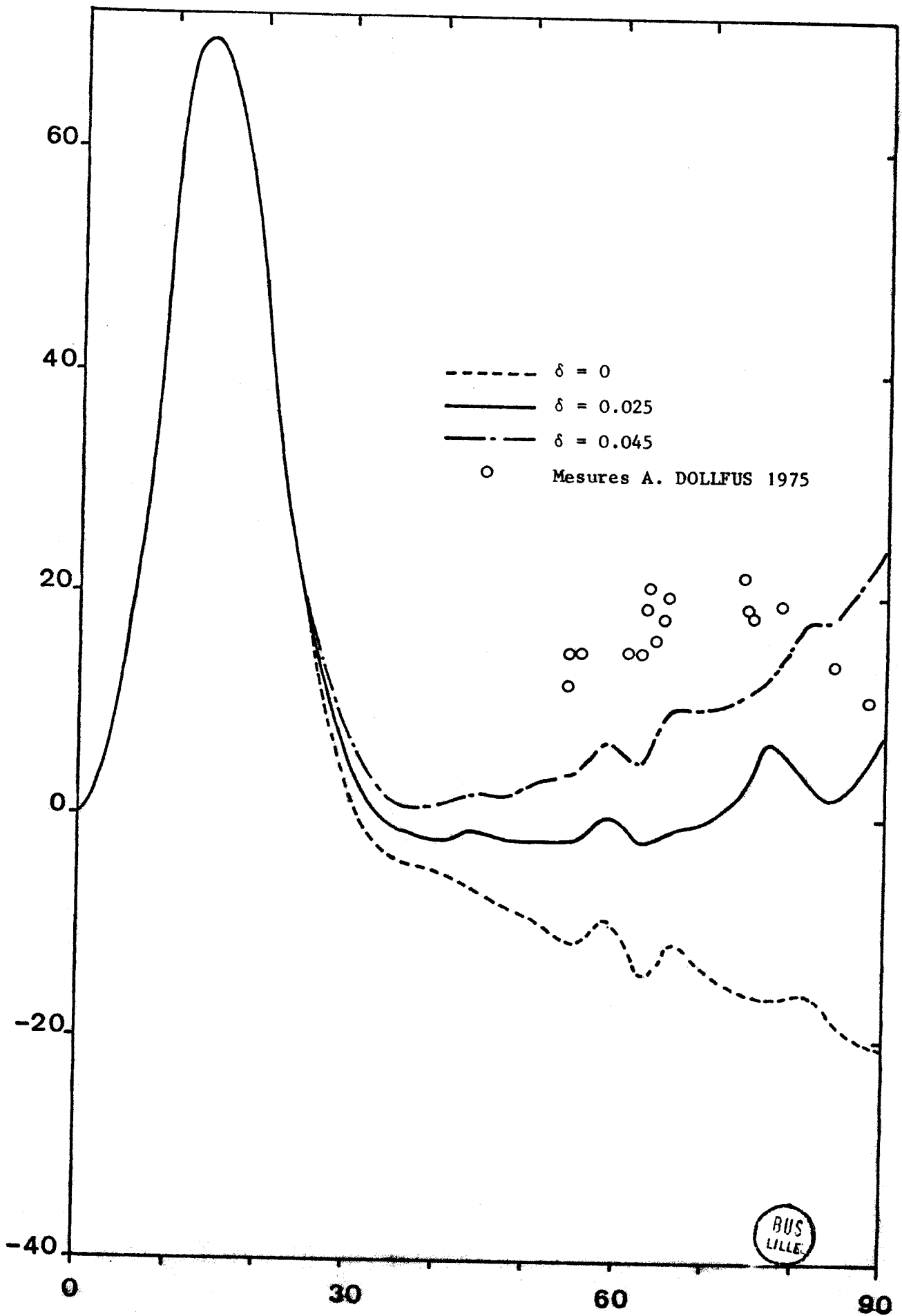


FIGURE A1 - Taux de polarisation en différents points du disque,
 μ variable ; μ_0 paramètre.
 $V = 74^\circ 5$; $\delta = 0.035$

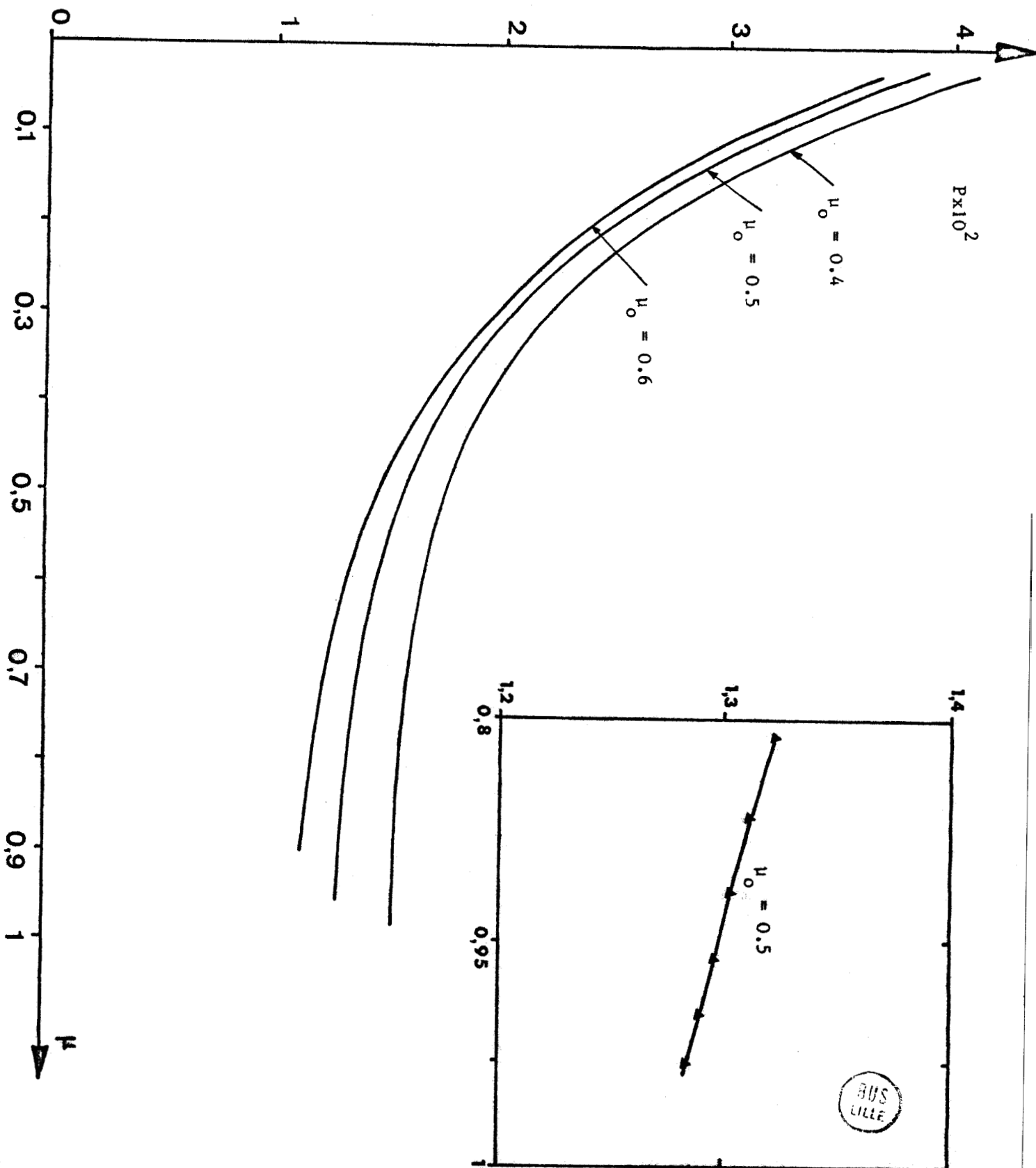


FIGURE A2 - Taux de polarisation en différents points du disque

μ_0 variable ; μ paramètre

$V = 74^\circ 5$; $\delta = 0$

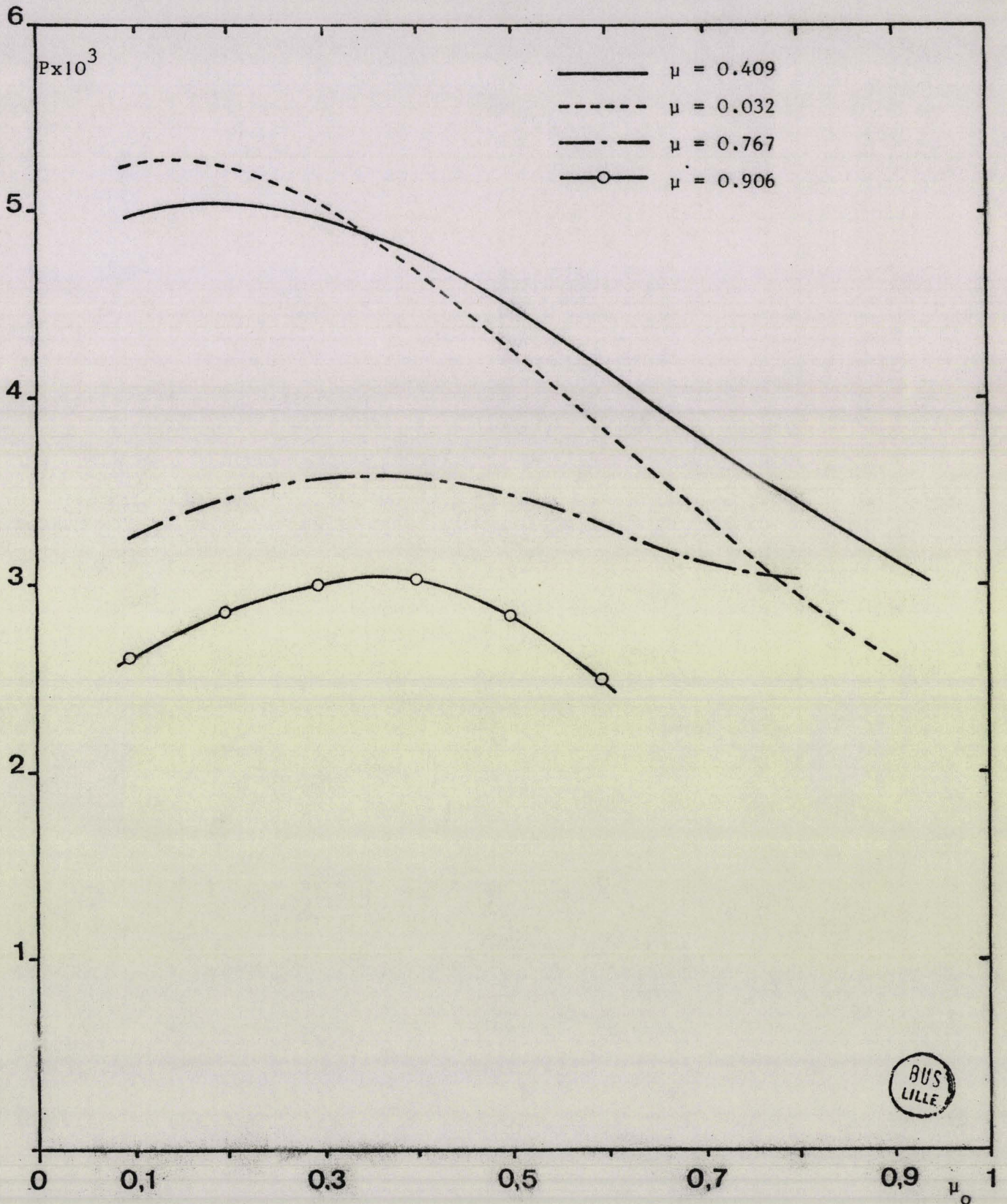


FIGURE A3 - Taux de polarisation suivant la coupe X = 0.3

$V = 90^\circ$; $\lambda = 0.52 \mu\text{m}$

Valeurs exactes pour $\delta = 0$ et $\delta = 0.045$ à $\lambda = 0.35 \mu\text{m}$; et approximation au 1er ordre en δ .

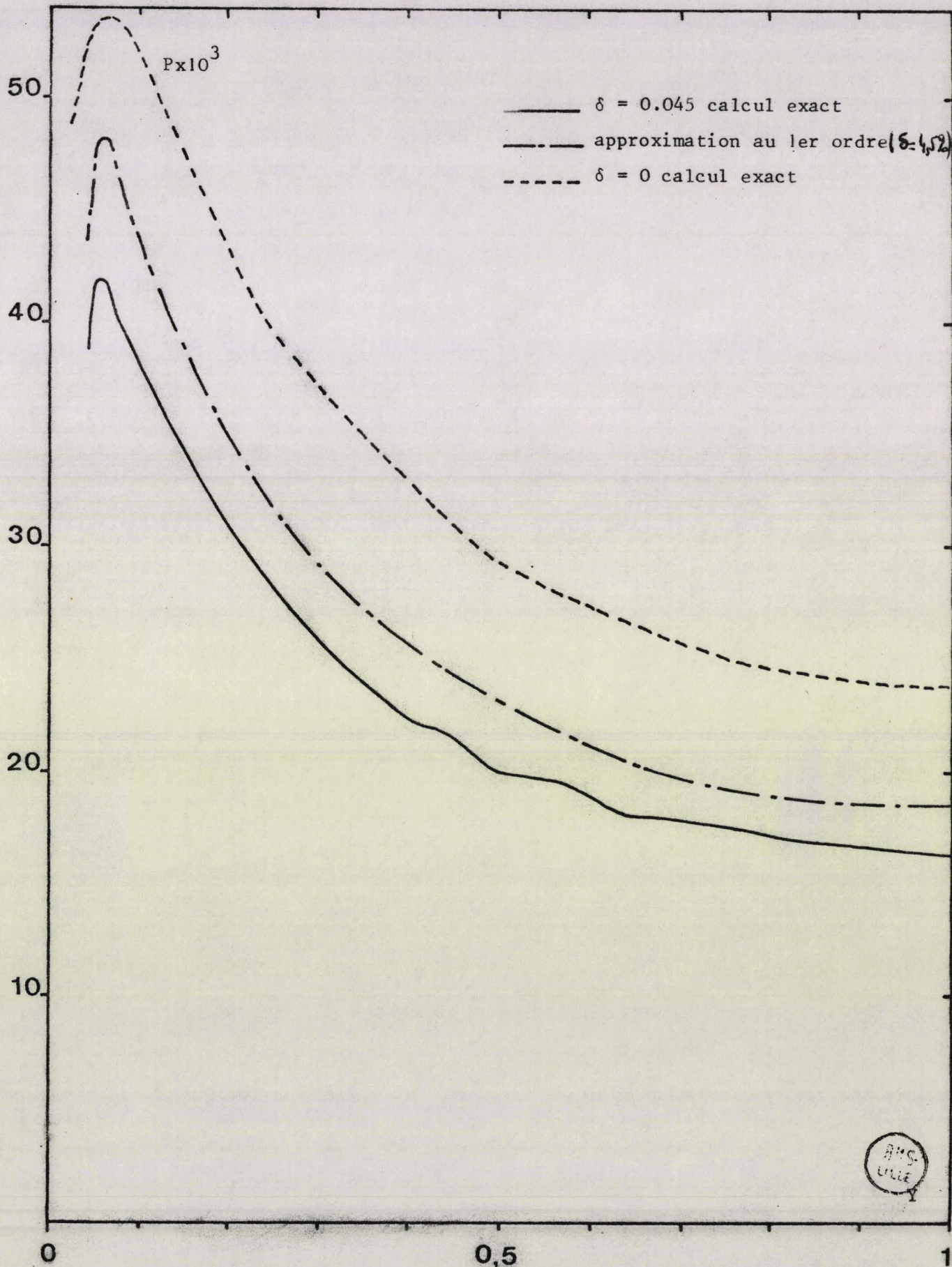


FIGURE A4 - Taux de polarisation en fonction de δ pour différentes valeurs de l'incidence μ_o .

$V = 54^\circ$; $\mu = 0.5$; $\omega_o = 0.984$

