

UNIVERSITE DU QUEBEC

MEMOIRE PRESENTE A
UNIVERSITE DU QUEBEC A TROIS-RIVIERES

COMME EXIGENCE PARTIELLE POUR L'OBTENTION
DE LA MAITRISE ES SCIENCES (PHYSIQUE)

PAR
ABDELBAST GUERFI
B.SP. SCIENCES (PHYSIQUE)

ETUDE DE PROPRIETES PIEZO-OPTIQUES DU
CCl₄ ET DU CS₂ EN PHASE LIQUIDE

JUIN 1987

Université du Québec à Trois-Rivières

Service de la bibliothèque

Avertissement

L'auteur de ce mémoire ou de cette thèse a autorisé l'Université du Québec à Trois-Rivières à diffuser, à des fins non lucratives, une copie de son mémoire ou de sa thèse.

Cette diffusion n'entraîne pas une renonciation de la part de l'auteur à ses droits de propriété intellectuelle, incluant le droit d'auteur, sur ce mémoire ou cette thèse. Notamment, la reproduction ou la publication de la totalité ou d'une partie importante de ce mémoire ou de cette thèse requiert son autorisation.

A tout les megbres de ma famille...

REMERCIEMENTS

Si, comme le dit le proverbe, "la culture c'est ce qui reste lorsqu'on a tout oublié", la connaissance serait-elle l'art d'oublier un peu pour en savoir plus? Peut-être même, fermerions-nous les yeux pour mieux voir!

Mais avant d'ouvrir les yeux sur cette polémique qui s'annonce déjà chaude, j'aimerais rendre hommage à deux personnes qui n'ont pas les yeux fermés, deux personnes chez qui le tact et la simplicité n'ont rien à envier au leadership scientifique, en bref deux êtres que j'admire beaucoup: mon directeur de mémoire, le dr Jean-Marie St-Arnaud et le directeur du groupe de recherche sur les diélectriques, le dr Tapan K.Bose.

Je suis reconnaissant aux autres personnes qui m'ont aidé à la réalisation de cette étude.

Aux docteurs J.S. Sochanski et Adel @ntippa pour leur disponibilité et la pertinence de leurs suggestions qui ont été grandement appréciées.

Aux docteurs Louis Marchildon et Jean Miletic, pour leurs conseils judicieux.

Aux techniciens de l'atelier mécanique de l'université du Québec à Trois-Rivières pour leur disponibilité et la réalisation des principaux composants de notre montage.

Je suis reconnaissant aux membres de ma famille et à tous mes amis, plus particulièrement Mustapha Cherradi, pour leurs soutiens moraux, et pour leurs encouragements tout au long de cette recherche.

Cette étude fut rendue possible grâce aux subventions du Conseil de Recherche en Sciences Naturelles et en Génie du Canada et à celles du Ministère de l'Éducation du Québec (Fonds FCAR).

Enfin, je tiens à exprimer ma gratitude à la direction de la formation et du perfectionnement à l'étranger du Ministère de l'Enseignement Supérieur de l'Algérie pour m'avoir octroyé une bourse d'étude et d'avoir ainsi élargi l'horizon de ma vie estudiantine.

RESUME

L'étude des propriétés piézo-optiques des liquides permet d'améliorer les connaissances de base de l'état liquide. Du point de vue fondamental, l'étude du comportement de l'indice de réfraction de liquides soumis à de fortes pressions (P) le long de diverses isothermes est une source d'informations sur les interactions moléculaires et la structure des liquides.

L'objectif du présent travail est de vérifier si la polarisabilité électronique (α_{e1}) d'un liquide est indépendante de la densité (d) comme le suppose la théorie classique de Lorentz-Lorenz qui propose l'équation suivante:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi \frac{N_A}{M} \alpha_{e1} d$$

où N_A est le nombre d'Avogadro et M est la masse molaire.

Pour atteindre cet objectif, nous mesurons d'abord avec un réfractomètre l'indice de réfraction (n_0) à la pression

atmosphérique. Par la suite, nous mesurons Δn en fonction de la pression sur diverses isothermes avec un interféromètre de Michelson couplé à un laser He-Ne.

Par la suite, nous comparerons les mesures de (n) en fonction de (P) réalisées sur diverses isothermes avec celles de la constante diélectrique (ϵ) pour les même isothermes (réalisées par Mopsik). En effet, les mesures de (n) sont faites à une fréquence optique (10^{14} Hz) et celles de (ϵ) sont réalisées à basse fréquence (10^3 Hz). On peut alors déduire l'effet des interactions moléculaires dû au moment électrique. Les valeurs de $(\epsilon - n^2)$ en fonction de la densité sont comparées avec celles obtenues dans l'infrarouge lointain.

Les résultats obtenus nous permettent de conclure que la polarisabilité électronique (α_{el}) du CCl_4 et du CS_2 n'est pas une constante. De plus, elle varie légèrement en fonction de la température. La différence $(\epsilon - n^2)$ nous a permis de calculer la contribution de l'absorption induite par collision, pour le liquide CCl_4 , dans l'infrarouge. Celle-ci est de 40%.

TABLE DES MATIERES

	PAGE
REMERCIEMENTS.....	iii
RESUME.....	v
TABLE DES MATIERES.....	vii
LISTE DES FIGURES.....	xi
LISTE DES TABLEAUX.....	xiv
INTRODUCTION.....	1
CHAPITRE I : <u>THEORIE</u>	4
1.1 Approche de la théorie classique.....	4
1.2 Dérivation de l'équation de Lorentz-Lorenz.....	6
1.3 Autres équations et situation de l'équation de Lorentz-Lorenz.....	10
1.3.1 Equation d'Onsager-Bottcher.....	10
1.3.2 Equation de Kirkwood-Brown.....	11
1.3.3 Equation d'Omini.....	12
1.4 Approche quantique.....	15
1.4.1 Force de longue portée.....	15
1.4.2 Force de courte portée.....	15
1.5 Calcul de la relation $(E - n^2)$	17

1.6 Application à la phase liquide.....	20
Liste des ouvrages cités dans l'introduction et dans le chapitre I.....	23
CHAPITRE II : <u>METHODOLOGIE EXPERIMENTALE</u>	25
Introduction.....	25
2.1 Méthode expérimentale.....	27
2.2 Calibration du manomètre.....	29
2.3 Déformation de la cellule.....	31
2.3.1 Mesure de la déformation mécanique.....	31
2.3.2 Calcul de la déformation thermique.....	34
2.4 Calcul de la densité.....	36
Liste des ouvrages cités dans le chapitre II.....	39
CHAPITRE III : <u>EQUIPEMENT EXPERIMENTAL</u>	40
3.1 Description du montage.....	40
3.2 Description des composantes.....	42
3.2.1 Interféromètre à laser.....	42
3.2.1.1 Interféromètre.....	42
3.2.1.2 Laser.....	43
3.2.2 Principe de fonctionnement de l'interféromètre à laser.....	45
3.2.3 Enceinte de la cellule-interface.....	47
3.2.4 Cellule optique.....	48
3.2.4.1 Espaceur.....	50
3.2.4.2 Fenêtres optiques.....	51

3.2.5	Interface.....	51
3.2.6	Qualité des liquides étudiés.....	53
3.2.7	Table de granit.....	53
3.2.8	Compresseur.....	54
3.3	Facteurs influençant l'indice de réfraction.....	56
3.3.1	Contrôle de la température.....	56
3.3.1.1	Enceinte de la cellule et de l'interface...	56
3.3.1.2	Enceinte de l'interféromètre de Michelson..	57
3.3.1.3	Pièce.....	57
3.3.2	Humidité.....	58
3.4	Principaux appareils utilisés au cours de l'expérience.....	59
	Liste des ouvrages cités dans le chapitre III.....	60
CHAPITRE IV : <u>RESULTATS EXPERIMENTAUX</u>		61
	Introduction.....	61
4.1	Mesure de n_0	61
4.2	Mesure de la variation de l'indice de réfraction...	64
4.3	Calcul de l'indice de réfraction (n) et de l'équation de Lorentz-Lorenz.....	67
4.3.1	Calcul de l'indice de réfraction	67
4.3.2	Calcul de l'équation de Lorentz-Lorenz.....	76
4.3.2.1	Equation de Lorentz-Lorenz modifiée.....	76
4.3.2.2	Equation de Lorentz-Lorenz classique.....	83
4.4	Calcul de la polarisabilité.....	83

4.5 Calcul de la différence ($\epsilon - n^2$) pour le liquide	
CCl_4	89
Liste des ouvrages cités dans le chapitre IV.....	98
CHAPITRE V: <u>DISCUSSION</u>	99
Introduction.....	99
5.1 Système de réfraction.....	99
5.1.1 Equation de Lorentz-Lorenz.....	100
5.1.2 Polarisabilité.....	101
5.2 Relation ($\epsilon - n^2$) pour le CCl_4	104
Liste des ouvrages cités dans le chapitre V.....	106
Conclusion.....	107
<u>APPENDICE A</u> Exemple de calcul de l'indice de	
réfraction (n) à partir du rapport	
$(\Delta n)/(\Delta T)$	109
<u>APPENDICE B</u> Série de polynômes qui représentent	
l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée pour	
chaque liquide et chaque température.....	110
<u>APPENDICE C</u> Calcul de Γ_{KK} pour le liquide CCl_4	121
<u>APPENDICE D</u> Texte du programme général (Lorentz).....	123

LISTE DES FIGURES

FIGURE	PAGE
2.1 Courbe de calibration du capteur de pression à l'aide d'un manomètre.....	30
2.2 Courbe de la déformation mécanique de la cellule optique en fonction de la pression.....	33
3.1 Système pour la mesure de propriétés piézo-optiques de liquides.....	41
3.2 Faisceau à double fréquence à la sortie du laser.....	44
3.3 Illustration du principe de fonctionnement de l'interféromètre-laser.....	46
3.4 Coupe de la cellule optique pour les liquides....	49
3.5 Coupe de l'interface.....	52
3.6 Schéma de fonctionnement du compresseur.....	55
4.1 Le système utilisé pour enlever les bulles d'air.....	65
4.2 Courbe de l'indice de réfraction en fonction de la pression pour le CCl_4 à 0,0 °C, 25,0 °C et 50,0 °C.....	73

FIGURE	PAGE
4.3	Courbe de l'indice de réfraction en fonction de la pression pour le liquide CS_2 à 0,0 et 25,0 °C.....77
4.4	Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) en fonction de la densité pour le liquide CCl_4 à $T=0,0$ °C.....78
4.5	Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) en fonction de la densité pour le liquide CCl_4 à $T= 25,0$ °C.....79
4.6	Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) en fonction de la densité pour le liquide CCl_4 à $T= 50,0$ °C.....80
4.7	Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) en fonction de la densité pour le liquide CS_2 à $T=0,0$ °C.....81
4.8	Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) en fonction de la densité pour le liquide CS_2 à $T=25,0$ °C.....82
4.9	Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz L-L en fonction de la densité pour le liquide CCl_4 à $T= 0,0$ °C.....84
4.10	Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz L-L en fonction de la densité pour le liquide

FIGURE	PAGE
CCl ₄ à T= 25,0 °C.....	85
4.11 Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz L-L en fonction de la densité pour le liquide CCl ₄ à T= 50,0 °C.....	86
4.12 Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz L-L en fonction de la densité pour le liquide CS ₂ à T= 0,0 °C.....	87
4.13 Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz L-L en fonction de la densité pour le liquide CS ₂ à T= 25,0 °C.....	88
4.14 Courbe de Γ_{KK} en fonction de la densité pour le liquide CCl ₄ à T= 0,0 °C.....	94
4.15 Courbe de Γ_{KK} en fonction de la densité pour le liquide CCl ₄ à T= 25,0 °C.....	95
4.16 Courbe de Γ_{KK} en fonction de la densité pour le liquide CCl ₄ à T= 50,0 °C.....	96

LISTE DES TABLEAUX

TABLEAU	PAGE
2.1 Déformations thermiques calculées pour les fenêtres optiques " D_f ", du corps de la cellule " D_c " et la déformation totale " D_t ".....	35
2.2 Constantes de l'équation de Mopsik pour le calcul de la densité.....	37
4.1 Indice de réfraction (n_0) du CCl_4 liquide et du CS_2 liquide à la pression atmosphérique pour différentes températures et différentes longueurs d'onde.....	63
4.2 Valeurs numériques de l'indice de réfraction (n) et de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) pour le liquide CCl_4 à $T= 0,0$ °C.....	68
4.3 Valeurs numériques de l'indice de réfraction (n) et de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) pour le liquide CCl_4 à $T= 25,0$ °C.....	69
4.4 Valeurs numériques de l'indice de réfraction (n) et de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) pour le liquide CCl_4 à $T= 50,0$ °C.....	71

TABLEAU	PAGE
4.5 Valeurs numériques de l'indice de réfraction (n) et de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) pour le liquide CS_2 à $T = 0,0$	74
4.6 Valeurs numériques de l'indice de réfraction (n) et de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) pour le liquide CS_2 à $T = 25,0$ °C.....	75
4.7 Polarisabilité électronique α_{e1} pour les liquides CCl_4 et CS_2 sur trois isothermes.....	90
4.8 Valeurs de la différence (Δ) obtenues avec nos valeurs de Γ_{KK} et celles de Marteau à $T=0,0$ °C, $T= 25,0$ °C et $T= 50,0$ °C.....	93
5.1 Variation de la polarisabilité α_{e1} électronique en fonction de la température et de la densité.....	102

INTRODUCTION

L'étude des interactions moléculaires dans un fluide comprimé peut être réalisée aussi bien à partir des mesures de la constante diélectrique que de celles de l'indice de réfraction. Cette étude constitue une source intéressante d'informations sur la structure moléculaire et les interactions moléculaires qui peuvent être reliées à la polarisabilité.

En 1880, Lorenz [1] et Lorentz [2] ont élaboré pour la première fois une équation qui fait le lien entre la polarisabilité électronique " α_{e1} ", la densité " $d(\text{g/cm}^3)$ " et l'indice de réfraction " n ". Elle se définit comme suit :

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi \frac{N_A}{M} \alpha_{e1} d \quad (1)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro, α_{e1} est la polarisabilité électronique et M est la masse molaire.

En phase gazeuse, aux faibles densités, la relation (1) s'accorde généralement bien avec l'expérience. Cependant aux densités élevées on constate [3-5] une déviation de cette équation. En effet, cette équation ne tient pas compte des

interactions moléculaires diverses. Ces dernières ont été prises en considération dans la phase gazeuse à l'aide d'un développement en série de puissance de la densité. Cependant, il existe peu de données expérimentales au sujet de l'application de l'équation (1) à l'état liquide.

Le but du présent travail est d'étudier les propriétés piézo-optiques de molécules non polaires dans l'état liquide et de vérifier la validité de la relation (1). L'aspect fondamental de cette étude, dans le domaine piézo-optique, est de mesurer la variation de l'indice de réfraction (Δn) en fonction de la densité (d) le long de diverses isothermes. Cette étude permet d'accroître les connaissances de base sur l'état liquide.

L'étude de la variation de l'indice de réfraction d'un liquide en fonction de la densité est un sujet de recherche qui existe depuis peu. Jusqu'à maintenant, des études dans ce domaine ont été publiées par Waxler et al [6,7] en 1964 et plus récemment par le groupe de Vedam [8-11].

La méthode utilise l'interféromètre de Michelson et elle diffère de celle de Waxler et Weir [6] qui ont employé un interféromètre Fabry-Perot et de celle de Vedam et Limsuwan [8] qui ont utilisé la méthode des anneaux de

Newton. De plus, nos travaux sont réalisés à une longueur d'onde différente de celles des auteurs précités. Par rapport à ces auteurs, nous avons, pour chaque liquide (CCl_4 et CS_2), fait des mesures sur au moins deux isothermes.

Les mesures de l'indice de réfraction " n " comparées à celles de la constante diélectrique " ϵ " en fonction de la densité permettent d'extraire des informations sur l'absorption induite par collision à l'aide la courbe ($\epsilon - n^2$) versus la densité. Ces informations peuvent être comparées avec des études faites dans l'infrarouge lointain.

Dans le premier chapitre de ce travail, nous traitons de quelques théories classique et quantique. Dans le deuxième chapitre, nous exposons la méthodologie expérimentale pour laquelle nous décrivons l'approche retenue, le principe de l'expérience et la description des diverses composantes de notre montage. Le troisième chapitre va porter sur l'équipement expérimental. On y rapporte aussi les corrections et les précautions prises pour assurer un maximum de précision sur les mesures de l'indice de réfraction. Les résultats obtenus ainsi qu'une discussion générale font respectivement l'objet du quatrième et du cinquième chapitre.

CHAPITRE I

THEORIE

1.1 APPROCHE DE LA THEORIE CLASSIQUE

Mossotti [12] a développé une relation entre la constante diélectrique "ε" et la densité "d" de molécules en phase gazeuse dans le domaine diélectrique. Cependant, cette expression est demeurée relativement inconnue jusqu'à ce qu'elle soit dérivée à nouveau par Clausius [13] en 1879:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{4}{3} \pi \frac{N_A}{M} \alpha_{Td} \quad 1.1$$

où α_T est la polarisabilité totale, N_A est le nombre d'Avogadro et M est la masse molaire.

A la même époque, Lorenz [1] a obtenu une équation correspondante pour le carré de l'indice de réfraction "n". Lorenz [2] a vérifié la validité de cette équation, en introduisant le concept du champ interne. Il a clarifié la compréhension théorique du problème et a ainsi contribué au développement de la théorie en proposant l'équation suivante:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi \frac{N_A}{M} \alpha_{el} d \quad 1.2$$

où α_{el} est la polarisabilité électronique

Pour les fréquences dans la bande optique, " ϵ " peut être remplacé par " n^2 " qui transforme l'équation de Clausius-Mossotti (1.1) en une équation appelée équation de Lorentz-Lorenz (1.2). Dans le développement de ces deux équations, la polarisabilité est considérée comme paramètre indépendant de la densité.

L'influence des interactions moléculaires sur l'indice de réfraction d'un système fluide se manifeste de deux manières. D'une part, ces interactions influencent l'indice de réfraction par leurs effets sur les fonctions de distributions moléculaires; c'est ce que nous appelons l'effet statistique. D'autre part, elles peuvent produire des changements dans les propriétés optiques de la molécule elle-même par l'intermédiaire de la polarisabilité; c'est l'effet quantique. Les théories statistiques du premier effet sont surtout dues à Yvon [14] et Kirkwood [15] qui ont développé la théorie statistique de la constante diélectrique. Dans leurs travaux, ces deux auteurs ont considéré que la polarisabilité " α " était une constante indépendante de la densité et des interactions moléculaires.

1.2 DERIVATION DE L'EQUATION DE LORENTZ-LORENZ

Le lien entre le déplacement électrique \vec{D} et le champ électrique \vec{E} est donnée par :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad 1.3$$

où ϵ est la constante diélectrique [16].

La relation précédente (1.3) est toutefois valide uniquement pour des gaz ou des liquides soumis à des champs électriques statiques ou de très faibles fréquences. Pour un milieu diélectrique homogène, isotrope et de forme sphérique, la polarisation \vec{P} est donnée par :

$$\vec{P} = \frac{(\epsilon - 1)}{4\pi} \vec{E} \quad 1.4$$

où \vec{E} est le champ électrique moyen dans le diélectrique.

Dans le cas d'un champ électrique modéré incident sur une molécule, deux effets différents peuvent être associés à un dipôle: ce sont la déformation (effet translationnel) et la rotation. On note cependant que la déformation peut avoir une double origine. Dans un premier temps, il peut y avoir déplacement des électrons par rapports aux charges positives. On parle alors de polarisabilité électronique (α_{e1}). Dans un

deuxième temps, on peut assister au déplacement d'atomes ou de groupes d'atomes les uns par rapport aux autres. On est alors en présence de la polarisabilité atomique (α_{at}). L'effet d'orientation s'associe au fait que les dipôles permanents tendent à s'orienter dans la direction du champ local. Il est bon de noter que ce dernier effet s'oppose au mouvement thermique des molécules et dépend ainsi fortement de la température.

Dans le présent travail, nous avons étudiés les molécules non polaires CCl_4 et CS_2 . Ainsi, nous sommes en présence des seuls effets de déplacements. De plus, comme nos travaux ont été réalisés à une fréquence dans la région du visible, nous n'observons que la polarisabilité électronique. Selon la théorie classique [16], cette polarisabilité, qui est un phénomène intermoléculaire, serait faiblement dépendante de la température. Notre étude sur diverses isothermes du CCl_4 à 0, 25 et 50 °C et du CS_2 à 0 et 25 °C vise à vérifier cet avancé.

La polarisation induite \vec{P} sur une molécule est définie par:

$$\vec{P} = N \alpha \vec{E}_L \quad 1.5$$

où N est le nombre de molécules par unité de volume, α est la polarisabilité et \vec{E}_L est le champ moyen ou champ interne

agissant sur cette molécule. Envoyant (1.5) dans (1.4), on obtient:

$$\frac{\epsilon - 1}{4 \pi} \vec{E} = N \alpha \vec{E}_L \quad 1.6$$

Dans le cas d'une sphère diélectrique plongée dans le vide, le champ local [17] est donné par :

$$\vec{E}_L = \frac{\epsilon + 2}{3} \vec{E} \quad 1.7$$

et, des équations (1.6) et (1.7) découle:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{4}{3} \pi N \alpha_T \quad 1.8$$

où α_T est la polarisabilité totale (électronique et atomique). Or, N peut être remplacé par:

$$N = \frac{N_A d}{M} \quad 1.9$$

où N_A est le nombre d'Avogadro, M la masse molaire et d est la densité en (g/cm³). On obtient ainsi l'équation proposée par Clausius et Mossotti:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = \frac{4}{3} \pi \frac{N_A}{M} \alpha_T d \quad 1.10$$

Cette équation est valable pour les mesures de ϵ réalisées à basse fréquence, généralement vers 1 kHz. Cependant, si on fait des mesures à hautes fréquences, par exemple dans la bande optique, on mesurera l'indice de réfraction "n" plutôt que la constante diélectrique "E". Dans notre cas, on note que la fréquence optique ($f \approx 10^{14}$ Hz) est telle que f^{-1} est plus élevée que le temps de relaxation de la majorité des fluides ($\approx 10^{-12}$ sec) [18]. Il en résulte que la molécule ne peut plus s'orienter dans le champ externe. On observera alors uniquement la polarisabilité électronique (α_{e1}). Maxwell [19] a proposé la relation suivante entre la constante diélectrique et l'indice de réfraction:

$$\epsilon = n^2 \quad 1.11$$

L'équation (1.10) peut donc être modifiée avec (1.11) pour donner l'équation proposée par Lorentz et Lorenz [1,2]:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi \frac{N_A}{M} \alpha_{e1} d \quad 1.12$$

Comme nous l'avons vu précédemment, la polarisabilité électronique (α_{e1}) est associée à un phénomène moléculaire.

Selon l'approche classique, elle est une constante par rapport à la variation de densité. On admet cependant une faible dépendance vis à vis la température.

1.3 AUTRES EQUATIONS ET SITUATION DE L'EQUATION DE LORENTZ-LORENZ

Plusieurs autres expressions ont été développées dans la théorie de l'indice de réfraction reliant l'indice "n" et la densité "d". Outre l'équation de Lorentz-Lorenz les principales autres équations sont regroupées ci-après.

1.3.1 EQUATION D'ONSAGER-BOTTCHER

Cette équation est dérivée de la théorie statistique par Onsager [20]. Il utilise le champ de réaction au lieu du champ de Lorentz pour le calcul de l'orientation et de la distortion de la molécule. Mais l'inclusion du paramètre ajustable "ξ" rend cette équation moins fiable.

$$\frac{9n^2}{(n^2 - 1)(2n^2 + 1)} + \frac{2(n^2 - 1)}{(2n^2 + 1)} \cdot \frac{1}{\xi} = Z^{-1} \quad 1.13$$

$$\text{où} \quad Z = \frac{4}{3} \pi \frac{N_A}{M} \alpha_e d$$

$$\xi = \frac{4\pi N_A}{3} a^3$$

où "a", le rayon effectif de la molécule, est un paramètre ajustable.

1.3.2 EQUATION DE KIRKWOOD-BROWN

Cette équation est dérivée de la théorie statistique rigoureuse pour des liquides diélectriques ayant des molécules sphériques non polaires. Pour élaborer son équation, Kirkwood [21] a adopté deux approximations:

a) La fonction de distribution de paires est approximée par une fonction échelon de la forme:

$$g(r) = \begin{cases} 0 & r < 2a \\ 1 & r \geq 2a \end{cases}$$

"a" étant le rayon de la molécule.

b) La fonction de distribution de trois molécules est exprimée en termes de fonctions de distribution de deux molécules tout en ne considérant pas l'influence de la troisième molécule, autrement dit :

$$g_{123}(r) \approx g_{12}(r) \cdot g_{23}(r) \cdot g_{31}(r)$$

d'où l'équation:

$$\frac{n^2 + 2}{n^2 - 1} = Z^{-1} + [(15/16) - (4\xi)^{-1}]Z \quad 1.14$$

Cette équation possède l'avantage d'être dérivée des bases de la théorie statistique des liquides. Par conséquent, son application à l'état liquide est plus adaptée. Toutefois, la présence du paramètre ajustable " ξ " complique le calcul de cette équation.

1.3.3 EQUATION D'OMINI

La constante diélectrique statique d'un liquide polaire est étudiée par l'analyse de la fonction de distribution d'une paire de molécule et de l'interaction dipôle-dipôle dans un ensemble fini de composantes de Fourier [22]. Dans une approximation du champ moyen, la théorie nous conduit à une formule finale qui ne contient aucun paramètre ajustable. Grâce à cette théorie, Omini [23] a pu expliquer d'une façon satisfaisante la dépendance de la constante diélectrique sur la température et la pression pour l'état liquide ainsi que la dépendance de ces paramètres sur l'indice de réfraction. L'équation proposée par Omini est:

$$n^2 - 1 = 3Z \frac{1 + Z[3 + F(Z)]}{(1 + 3Z)(1 - \Gamma Z) + \Gamma Z F(Z)} \quad 1.15$$

où $\Gamma = (1 - N_a \sigma k_B T)^{-1}$

$$F(Z) = 1 + 0,1756 \frac{3Z}{1 + 3Z} \quad 1.16$$

où σ est la constante de compressibilité isotherme et k_B est la constante de Boltzman. Cette équation ne possède aucun paramètre ajustable.

Les équations (1.12), (1.13) et (1.14) sont applicables pour les gaz, les liquides et les solides. Par contre, l'équation (1.15) est dérivée principalement pour l'état liquide. En principe, les équations (1.13) et (1.14) [10,11] sont moins fiables que celles d'Omini et de Lorentz-Lorenz en raison de la présence de la fraction de remplissage " ξ ". Rappelons que la relation de Lorentz-Lorenz ne prend pas en considération les fluctuations d'orientation (rotation) qui dépendent fortement de la température. C'est pourquoi l'effet de cette dernière n'apparaît pas explicitement dans leur l'équation comme dans l'équation d'Omini (équation 1.15). Cet effet sera examiné dans le chapitre IV.

De façon générale, les valeurs calculées selon ces équations [9] ont tendance à s'écarter, à haute pression, des valeurs expérimentales. En effet, les auteurs de ces équations classiques ont négligé la contribution d'interactions quadrupole-quadrupole induit et les fluctuations d'orientation (nulles pour des molécules sphériques). Dans son approche plus récente, Omini en a tenu compte.

Suite à cette brève description des principales équations utilisées encore aujourd'hui pour expliquer les interactions moléculaires en phase liquide, nous avons voulu avant tout vérifier, avec grande précision la validité de l'équation de Lorentz-Lorenz. Par rapport aux études optiques antérieures [6-11], notre étude est réalisée à une longueur d'onde ($\lambda = 632,8$ nm) différente et sur plus d'une isotherme.

Nous avons choisi l'équation de Lorentz-Lorenz parce qu'elle ne comporte aucun paramètre ajustable. D'inspiration classique, elle est simple et se compare avantageusement avec l'équation de Clausius-Mossotti, ce qui nous conduit à étudier la différence $(\epsilon - n^2)$ qui permettrait de comparer nos résultats avec les mesures de l'absorption induite dans la bande de l'infrarouge lointain.

1.4 APPROCHE QUANTIQUE

Dès que la polarisabilité dans la bande des fréquences optiques dépend des effets électroniques, il est préférable de traiter le problème de la polarisabilité à l'aide de la mécanique quantique. En effet, cette dernière est dérivée spécialement pour les molécules.

1.4.1 Force de longue portée

L'influence des forces intermoléculaires de longues portées sur l'indice de réfraction et sur la rotation moléculaire est examinée en utilisant la mécanique quantique. Jansen et Mazur [24] ont quantifié pour la première fois l'effet rotationnel du moment dipolaire dans l'interaction hamiltonienne. Ces derniers ont choisi comme méthode de calcul celle de la perturbation. A l'aide de celle-ci, ils ont obtenu une valeur positive de " $\Delta\alpha$ ". Ainsi, la polarisabilité croît lorsque la distance intermoléculaire décroît dans l'interaction d'une paire de molécule.

1.4.2 Force de courte portée

A une certaine distance intermoléculaire, il faut tenir compte des interactions de courte portée comme les effets de recouvrement électronique et d'échange, i.e. le

transfert par transition des électrons entre les bandes énergétiques.

Les travaux réalisés sur les interactions de courte portée par De Boer et al [25], qui ont utilisé le modèle d'un atome d'hydrogène comprimé dans une petite boîte sphérique, ont donné lieu à une diminution de la polarisabilité. Par la suite, Dupré et McTague [26] ont utilisé le modèle de collision des paires de molécules. Ces auteurs ont calculé $\alpha(R)$ en fonction de la distance intermoléculaire "R" et ont trouvé que $\Delta\alpha$ était négatif.

Les études de de Groot et ten Seldam [27] sur la polarisabilité dans l'état gazeux ont montré que " α " croît avec la densité jusqu'au point où elle devient décroissante. Cependant, dans l'état solide, elle est généralement décroissante lors de l'augmentation de la densité. L'état liquide peut être considéré comme un état intermédiaire entre la phases gazeuse et la phase liquide. Lorsque la pression est élevée dans la phase gazeuse ou modérée dans la phase solide, la matière converge normalement vers l'état liquide. Alors, d'après la discussion ci-dessus nous pouvons conclure que la polarisabilité décroît en fonction de la diminution de la distance intermoléculaire dans l'état liquide. Il n'existe, à notre connaissance, aucun calcul

quantique sur le comportement de la polarisabilité en fonction de la densité dans la phase liquide.

La connaissance de l'indice de réfraction "n" et de la constante "E" nous permet d'obtenir $(E - n^2)$. De cette différence, nous pouvons extraire des informations sur l'absorption induite par collision. Ces informations peuvent être comparées avec des études faites dans une bande de fréquences où les translations et les rotations moléculaires sont actives tel que présenté dans le paragraphe suivant.

1.5 CALCUL DE LA RELATION $(E - n^2)$

Nous savons [28] que les translations et les rotations moléculaires deviennent actives dans l'infrarouge lointain à cause des moments dipolaires induits par les forces intermoléculaires dans les paires de molécules en collision. Le module du moment dipolaire dépend des distances intermoléculaires, internucléaires et de la direction d'orientation des molécules en collision. Les paires de molécules absorbent l'énergie de radiation du champ électrique à leur fréquence de translation et de rotation. L'intensité de ces radiations, pour une bande d'absorption donnée, dépend de la force du moment dipolaire induit qui à son tour dépend des paramètres moléculaires tels que la polarisabilité et les moments multipolaires.

Il est nécessaire de calculer la différence $(\epsilon - n^2)$ pour bien s'informer sur les interactions moléculaires entre la fréquence optique et la fréquence du champ électrique, surtout dans l'état liquide où il existe peu d'informations. Dans la phase gazeuse, on peut faire le développement du viriel des équations de Clausius-Mossotti et de Lorentz-Lorenz:

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} = A_{\epsilon} d + B_{\epsilon} d^2 + C_{\epsilon} d^3 + \dots \quad 1.17$$

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = A_R d + B_R d^2 + C_R d^3 + \dots \quad 1.18$$

où A_{ϵ} , B_{ϵ} et C_{ϵ} sont respectivement le premier, le deuxième et le troisième coefficient viriel du diélectrique. De même, A_R , B_R et C_R sont les coefficients viriels de la réfractivité.

Pour un gaz multipolaire, le second coefficient viriel B_{ϵ} est donné par [29] :

$$B_{\epsilon} = B_{or} + B_R \quad 1.19$$

où B_{or} mesure la contribution d'interactions entre deux moments dipolaires induits par le champ multipolaire (champ

moléculaire). B_R est la contribution d'interactions entre deux moments dipolaires permanents produits par le champ externe.

La différence entre les équations (1.17) et (1.18) donne :

$$\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} - \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = (A_E - A_R)d + (B_E - B_R)d^2 + \dots \quad 1.20$$

Dans la phase gazeuse, on a généralement $\epsilon \approx n^2 \approx 1$ et on peut faire [29]:

$$\epsilon + 2 \approx 3 ; \quad n^2 + 2 \approx 3$$

L'équation (1.20) peut alors être modifiée en tenant compte de cette approximation et on obtient:

$$\frac{\epsilon - n^2}{3} = (A_E - A_R) d + (B_E - B_R) d^2 + \dots \quad 1.21$$

Utilisons la relation de dispersion de Kramers-Kronig [29]:

$$(\epsilon - n^2) = (2c/\pi) \int_0^{\infty} \frac{\alpha(\omega)}{\omega^2} d(\omega) \quad 1.22$$

où c est la vitesse de la lumière, $\omega = 2\pi f$ est la fréquence angulaire et f est la fréquence linéaire. L'expansion virielle de (1.22) peut s'écrire:

$$\int_0^{\infty} \frac{\alpha(\omega)}{\omega^2} d\omega = A_{\theta}d + B_{\theta}d^2 + C_{\theta}d^3 + \dots \quad 1.23$$

Des équations (1.22) et (1.23), on déduit:

$$B_{or} = (B_E - B_R) = (2c/3\pi) B_{\theta} \quad 1.24$$

Cette dernière relation (1.24) établit un lien entre les mesures dans l'infrarouge lointain (B_{θ}), dans les basses fréquences (B_E) et dans les hautes fréquences (B_R). On constate qu'on peut déduire le B_{or} à partir des mesures de "n" comparées à celles de "E". Une mise en graphique de ($E - n^2$) en fonction de la densité permet de déduire B_{or} à partir des équations (1.21), (1.23) et (1.24).

1.6 APPLICATION A LA PHASE LIQUIDE

Dans la phase liquide, les approximations $E + 2 \approx 3$ et $n^2 + 2 \approx 3$ ne sont plus valables puisque, pour le CCl_4 à 25 °C, nous avons $E = 2,63220$ et $n^2 = 2,11964$ à un bar. Il faut donc utiliser une approche différente pour évaluer ($E - n^2$).

En conséquence, nous proposons de faire l'approximation $E + 2 \approx n^2 + 2 \approx 4,3$ pour le CCl_4 liquide et 4,6 pour le CS_2 liquide qui sont l'objet de la présente étude. Soulignons que

dans la phase liquide, nous ne pouvons pas séparer les interactions entre deux molécules et plus. Les approximations considérées nous conduisent à :

$$\frac{\epsilon - n^2}{\kappa} \approx (A_E - A_R)d_{1i} + \Sigma(\text{toutes les interactions}) \quad 1.25$$

où $\kappa = 4,3$ pour le liquide CCl_4

$\kappa = 4,6$ pour le liquide CS_2

d_{1i} = densité du liquide

Puisque les liquides choisis sont non polaires, l'absorption due aux molécules simples est faible. En effet, la contribution absolue $(A_E - A_R)$ est proportionnelle au nombre des molécules (N) :

$$\begin{aligned} (A_E - A_R) &\propto N \\ &= k N \end{aligned} \quad 1.26$$

où k est le coefficient de proportionnalité.

Si on considère l'hypothèse selon laquelle la polarisabilité et l'interaction entre la lumière et les molécules simples ne changent pas dans les deux phases gazeuse et liquide, nous pouvons supposer que le coefficient "k" est le même dans les deux phases. Par conséquent, on peut approximer l'interaction absolue dans la phase liquide par :

$$A_E - A_R \approx [(\epsilon - n^2)/3d]_{\text{gas}} \quad 1.27$$

Des équations (1.25), (1.27) et de la relation de dispersion de Krammers-Kronig, on trouve:

$$[(\epsilon - n^2)/R]_{1i} - [(\epsilon - n^2)/3d]_{\text{gas}} \cdot d_{1i} \approx \frac{1}{\pi^2} \int \frac{\alpha(f)}{f^2} df$$

$$\equiv \Gamma_{\text{KK}} \quad 1.28$$

Le calcul de Γ_{KK} nous informe sur l'absorption induite par collision sur toute la gamme de fréquence. Ainsi, en comparant nos résultats avec ceux trouvés dans l'infrarouge lointain et dans les micro-ondes on peut déduire la contribution de l'infrarouge.

LISTE DES OUVRAGES CITES DANS L'INTRODUCTION ET DANS LE
CHAPITRE I

- 1- L.Lorenz, Ann. Phys. 11, 70 (1880).
- 2- H.A. Lorentz, Ann. Phys. 9, 641 (1880).
- 3- J.M. St-Arnaud et T.K. Bose, J. Chem. Phys, 68, 2129 (1978).
- 4- R.Coulon, G.Montixi et R.Occelli, Can. J. Phys, 59, 1555 (1981).
- 5- A.D. Buckingham et C.Graham, Proc.R.Soc.Lond.A336, 275 (1974).
- 6- R.M. Waxler et C.E. Weir, J. Res.Natl.Bur.Std, A67, 163 (1963).
- 7- R.M. Waxler, C. E. Weir et H.W. Schamp, Jr., J. Res.Natl. Bur.Std, A66, 489 (1964).
- 8- K.Vedam et P.Limsuwan, J. Chem. Phys. 69, 4762 (1978).
- 9- K.Vedam et P.Limsuwan, J. Chem. Phys. 69, 4772 (1978).
- 10- K.Vedam et P.Limsuwan, Rev. Sci. Instrum. 48, 245 (1977).
- 11- K.Vedam et P.Limsuwan, J. Chem. Phys. 73, 4577 (1980).
- 12- O.F. Mossotti, Men. Mathem. Fisica. Madena 24, 49 (1850).
- 13- R.Clausius, "Die Mechanische Wärmetheorie", Vol.II, Braunschweich 62 (1879).
- 14- J. Yvon, J. Actualités scientifiques et industrielles, Nos. 542 et 543, Paris, (1937).
- 15- J.G. Kirkwood, J. Chem. Phys. 4, 592 (1936).
- 16- C.J.F. Böttcher, "Theory of Dielectric Polarization",

Vol.I (Elsevier, Amsterdam, 1973).

- 17- Référence [16] pp.167
- 18- H.S. Gabelnick and H.L. Strauss, J. Chem. Phys. 46, (1968).
- 19- J.C. Maxwell, Phil. Trans. 155 (1865) 459, Ibid. 158 (1868) 643, "Treatise on Electricity and Magnetism", Dover, New York (1954).
- 20- Référence [16] pp. 179.
- 21- W.F. Brown, Jr., in Handbuch der Physik, edited by S. Flugge (Springer, Berlin, 1956), Vol, 17, pp. 74.
- 22- M. Omini, Physica 83A, 431 (1976); 84, 129, 492 (1976).
- 23- M. Omini, J. Phys. 39, 847 (1978).
- 24- L. Jansen et P. Mazur, Physica 21, 193, 208 (1955).
- 25- J.De Boer, F. Vander Moessen et C.A. ten Seldam, Physica, 19, 265 (1953).
- 26- D.B. Dupré et J.P. McTague, J. Chem. Phys. 50, 2024 (1969).
- 27- S.R. de Groot et C.A. ten Seldam, Physica (Utrecht) 13, 47 (1947); 18, 906, 910 (1952).
- 28- D.R. Bosomworth and H.P. Gush, Can. J. Phys. 43, 751 (1965).
- 29- T.K. Bose, dans "Phenomena Induced by Intermolecular Interactions". Edité par G. Birnbaum (Plenum Publishing Corporation, 1985).

CHAPITRE II

METHODOLOGIE EXPERIMENTALE

INTRODUCTION

En raison des objectifs poursuivis dans nos travaux, nous avons choisi de mesurer avec le maximum de précision la variation de l'indice de réfraction " Δn " en fonction de la pression le long de diverse isothermes pour deux liquides non polaires. La pression maximale pour chaque liquide est inférieure à celle qui correspond au point de changement de phase à la température retenue.

Pour atteindre nos objectifs, nous avons opté pour une approche interférentielle basée sur l'interféromètre de Michelson. Un relevé de la littérature sur l'étude de l'indice de réfraction en fonction de la densité pour un liquide nous a permis de retenir deux approches différentes: celle de Waxler et Weir [1,2] et celle de Vedam et al [3-6]. Waxler et Weir ont mesuré "n" avec un interféromètre Fabry-Perot à diverses longueurs d'ondes dans le visible et à

différentes températures. Leurs travaux datent de 1964. Par contre, les travaux récents de l'équipe de Vedam et al sont basés sur les anneaux de Newton. Ils furent réalisés pour une longueur d'onde de 546,0 nm avec des pressions allant jusqu'à 14 kbar. Ces chercheurs comptaient les franges visuellement.

Pour les mesures de Δn en fonction de la pression, nous avons utilisé un interféromètre à laser constitué d'un interféromètre Michelson et d'un laser He-Ne stabilisé. Cet appareil peut atteindre une résolution de 5 parties dans 10^7 et peut compter des franges de façon bi-directionnel. En conséquence, cet appareil peut annuler les effets Joule-Thompson suite à une variation de la densité dans un liquide si le montage est lui-même très stable en température.

Dans les lignes qui suivent, nous présentons d'abord les détails expérimentaux. Par la suite nous présenterons la méthode de calibration utilisée pour mesurer la pression. Nous montrerons comment nous avons tenu compte des déformations mécaniques et thermiques de la cellule optique. Nous présenterons les calculs de la densité à partir de nos mesures de pression. Le contrôle de la température en divers points du montage sera ensuite discuté. Nous terminerons en démontrant comment nous avons tenu compte de l'humidité.

2.1 METHODE EXPERIMENTALE

Pour mesurer la variation de l'indice de réfraction " Δn " d'un liquide, nous plaçons une cellule de longueur initiale l_0 dans un des bras de l'interféromètre de Michelson. Cette cellule est reliée au compresseur à l'aide d'une interface qui enveloppe le sac du liquide à étudier (voir figure 3.1 dans le chapitre III). Les valeurs de Δn s'obtiennent à partir de la relation suivante:

$$\Delta n = \frac{\Delta k}{(l_0 + 2D_m + D_t)} \cdot \frac{\lambda}{4} \quad 2.1$$

où Δk est la variation du nombre de franges observé, λ ($\lambda = 632.8$ nm à la pression atmosphérique) est la longueur d'onde du laser utilisé, D_m est la déformation mécanique mesurée de la cellule et D_t est la déformation thermique calculée.

La première étape de l'expérience consiste à mesurer la déformation mécanique de la cellule. Cette mesure est faite à l'aide d'une nouvelle technique qu'on expliquera ci-après (voir paragraphe 2.4.1). La deuxième étape consiste à mesurer l'indice de réfraction n_0 , à la pression d'un bar, du liquide étudié. La mesure se fait à l'aide d'un réfractomètre d'Abbe dont la résolution est d'environ 1×10^{-4} . Par la

suite, on calcule la déformation thermique à l'aide de la relation [7]:

$$l(T) = l_R(1 + \beta \Delta T) \quad 2.2$$

où $\Delta T = T_m - T_R$ représente la différence entre la température de mesure " T_m " et celle de référence " T_R ", " $l(T)$ " et " l_R " étant respectivement la longueur de la cellule à T_m et à T_R ; " β " est le coefficient de dilatation thermique de la cellule.

La troisième étape est la plus importante car elle comporte la mesure de Δn en fonction de la pression. Pour s'assurer de la reproductibilité des valeurs de Δn , on a pris plusieurs mesures tant en compression qu'en décompression sur la même isotherme. Puis, on fait des mesures de Δn en fonction de la pression sur plusieurs isothermes pour examiner l'effet de la température sur la polarisabilité. Dès que Δn est connue, on calcule la valeur exacte de l'indice de réfraction " n " définie par: $n = n_0 + \Delta n$. A l'aide de ces mesures, on peut vérifier le lien entre la polarisabilité et la pression. Finalement, on calcule la différence ($\epsilon - n^2$), les valeurs de " ϵ " étant celles mesurées par Mopsik [8] aux mêmes températures et aux mêmes densités que les nôtres.

2.2 CALIBRATION DU MANOMETRE

Comme la pression est un des paramètres de base dans notre expérience, il était requis de connaître sa valeur la plus exacte. Nous avons calibré l'ensemble constitué du multimètre, de la source de tension et du capteur piézo-électrique par rapport au manomètre préalablement calibré par le fabricant "Dresser Industries". Nous avons relié en série le manomètre, le multimètre et le capteur de pression (modèle AB de la compagnie Data Instruments). Puisque notre référence est la pression atmosphérique, on doit ajuster à zéro le potentiomètre pour avoir une lecture de référence nulle sur le millivoltmètre. Toute variation de pression sera indiquée sur le manomètre en livre par pouce carré (PSI). La calibration du capteur fut faite tant en augmentant qu'en diminuant la pression. On a pu ainsi vérifier que le capteur (pression maximale de 2,0 kbar) possédait une légère hystérèse comme le laisse voir la figure (2.1). Un traitement par la méthode des moindres carrés de la montée en pression et de la descente nous a permis de connaître la pression exacte pour toute lecture en millivolts. La précision sur le millivolt est de l'ordre de ± 0.01 mv, ce qui correspond à ± 2 PSI.

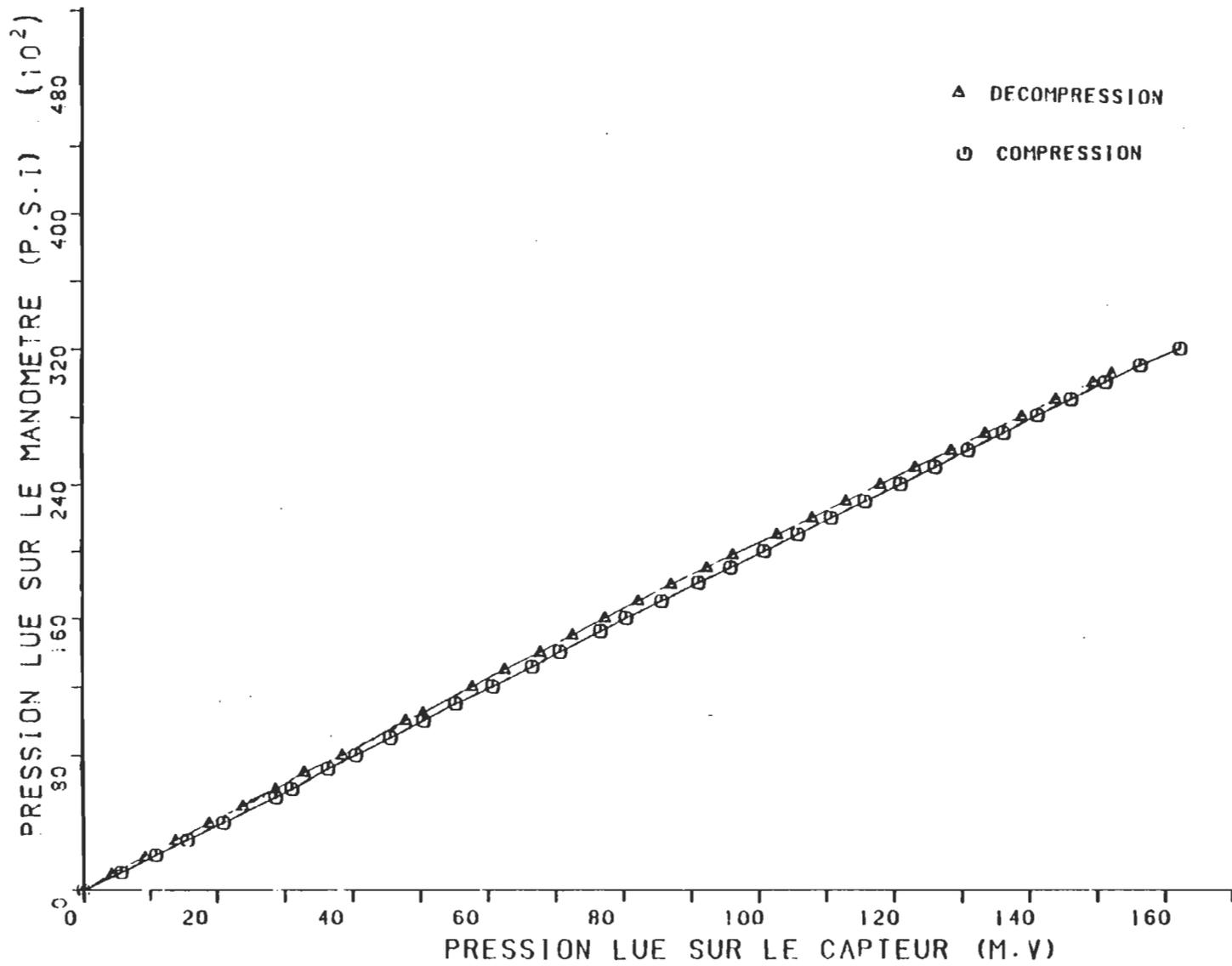


Figure (2,1): Courbe de calibration du capteur de pression à l'aide d'un manomètre.

2.3 DEFORMATION DE LA CELLULE

La cellule utilisée est sujette à deux types de déformations: une déformation mécanique due à la variation de la pression et une déformation thermique causée par l'écart entre la température de référence et la température de mesure.

2.3.1 MESURE DE LA DEFORMATION MECANIQUE

Etant donné que nous mesurons des pressions allant jusqu'à 1,96 kbar, il faut considérer la déformation mécanique du corps de la cellule et celle des fenêtres optiques. Dans le cas des fenêtres optiques, la déformation peut être calculée à l'aide de plusieurs théories [9]. Les théories ont été élaborées à partir de l'hypothèse qui stipule qu'on a une plaque mince dont le rapport épaisseur/diamètre est inférieur ou égal à 0,1. Dans notre cas, les fenêtres optiques possèdent une épaisseur de 1,2530 cm ($\pm 0,0005$ cm) et un diamètre de 1,5570 cm ($\pm 0,0005$ cm), ce qui nous donne un rapport de 0,804. Cependant, une théorie avancée de Roark [10] suppose que le rapport épaisseur/diamètre peut atteindre une valeur maximale de 0,25. Donc, il est évident que les calculs de la déformation selon les théories proposées seront erronés. Devant l'impossibilité de calculer exactement la déformation mécanique d'une fenêtre en

saphir, nous avons préféré la mesurer avec l'interféromètre à laser.

Pour ce faire, une mince couche d'aluminium fut vaporisée sur la face externe de la fenêtre (du côté du laser) dans le but d'utiliser la fenêtre comme miroir de première surface pour notre interféromètre à laser. Nous installons le sous système cellule-interface (sans le sac) et augmentons la pression transmise par de l'huile légère qui remplit toutes les canalisations y compris l'interface et la cellule. La pression appliquée est en contact direct avec les fenêtres optiques. Pour éviter la contamination de l'aluminium par l'huile, nous avons mis le dépôt d'aluminium sur la face externe de la fenêtre. A ce moment le parcours optique varie en fonction de la pression à cause de la déformation de la fenêtre optique et du corps de la cellule. Cette déformation est mesurée en supposant que les deux fenêtres optiques identiques ont la même déformation et que le corps de la cellule se déforme d'une manière symétrique par rapport à la médiane verticale à la cellule. La mesure (D_m) sera doublée pour tenir compte de la déformation réelle (équation 2.1).

La figure (2.2) montre la courbe de la déformation en fonction de la pression mesurée à la température de la pièce. Un traitement par la méthode des moindres carrés nous a

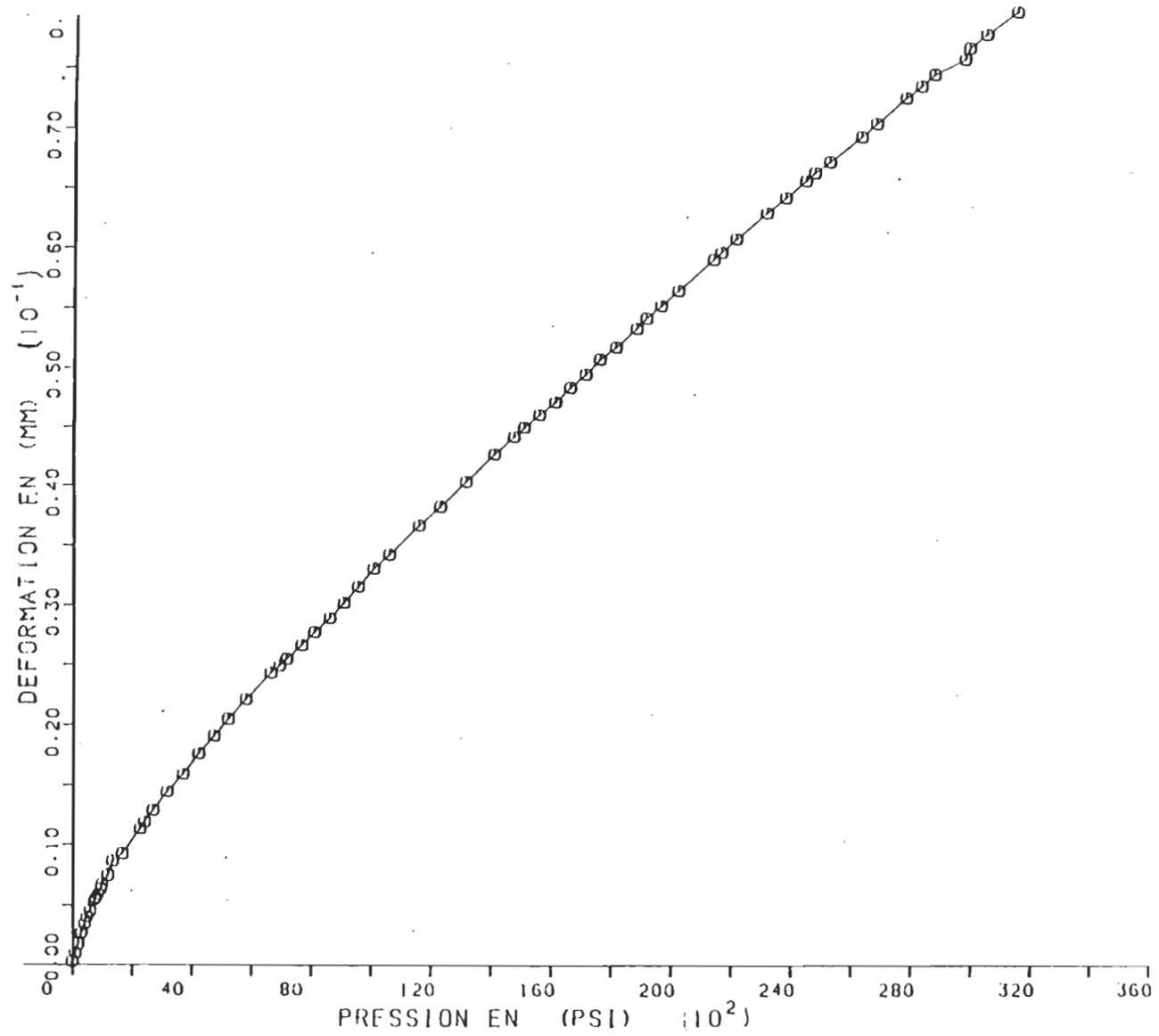


Figure (2.2): Courbe de la déformation mécanique de la cellule optique en fonction de la pression.

permis de déterminer le polynôme associant la déformation (D_m) à la pression. Sur la figure (2.2), on remarque que la déformation mécanique n'est pas linéaire à basse pression ce qui diffère de la théorie qui suppose que la déformation est linéaire par rapport à la pression [9,10].

2.3.2 CALCUL DE LA DEFORMATION THERMIQUE

Ce type de déformation concerne la dilatation du corps de la cellule et des fenêtres optiques. Elle agit directement sur le parcours optique.

La théorie pour déterminer la déformation thermique d'un corps est bien connue [7] (voir équation 2.3). La température de la pièce est de $21,5 \pm 0,3$ °C (température de référence) et le coefficient de dilatation thermique de l'acier inoxydable de type S.S.440 est de $10,1 \times 10^{-6}$ cm/cm-°C. Celui du saphir (fenêtres optiques) est de $6,66 \times 10^{-6}$ cm/cm-°C [7]. La dilatation totale de la cellule D_t est donnée par la relation:

$$D_t = D_c - 2D_f \quad 2.3$$

où D_c représente la dilatation thermique du corps de la cellule et D_f celle d'une fenêtre optique. Le résultat des

TABLEAU 2.1

Déformations thermiques calculées pour les fenêtrés optiques " D_f ", du corps de la cellule " D_c " et la déformation totale " D_t ".

T(°C)	Déformation thermique (10^{-4} cm)		
	D_c	D_f	D_t
00,0	- 2,53	- 1,79	1,05
25,0	0,41	0,29	- 0,17
50,0	3,36	2,38	- 1,38

La température de référence est 21,5 °C.

dilatations à différentes températures est donné au tableau (2.1). Notons que dans l'équation (2.3), la valeur négative associée aux fenêtres vient du fait que le parcours optique entre les deux fenêtres diminue puisque l'épaisseur des fenêtres augmente avec la température.

2.4 CALCUL DE LA DENSITE

La densité fut calculée à partir des mesures de pression. Pour ce faire, on a utilisé la relation proposée par Mopsik [8] pour les liquides étudiés et pour les mêmes isothermes que nos études. Cette relation qui couvre une gamme de pression allant de 1 atmosphère à 2,0 kbar prend la forme suivante:

$$\frac{P d}{(d - d_0)} = k_0 + m P + n P^2 \quad 2.4$$

où d_0 en (g/cm^3) est la densité à la pression atmosphérique. k_0 , m et n sont des constantes proposées par Mopsik [8] pour chaque liquide et pour chaque isotherme (voir tableau 2.2). L'équation (2.4) devient la réciproque de celle de Tait [8] lorsque $n = 0$. L'avantage de l'utilisation de l'équation

TABLEAU 2.2

Constantes de l'équation proposée par Mopsik [8] pour le calcul de la densité.

T (°C)	k_0 (kbar)	m	n (kbar ⁻¹)
<u>Tétrachlorure du carbone</u>			
00,0	12,446±0,250	3,004±0,592	-
25,0	08,931±0,147	6,038±0,392	-0,923±0,241
50,0	07,740±0,103	4,835±0,179	-0,353±0,071
<u>Disulfure du carbone</u>			
00,0	12,544±0,173	5,108±0,282	-0,439±0,106
25,0	10,684±0,141	4,600±0,232	-0,283±0,088

(2.4) est qu'elle possède des coefficients linéaires. Par conséquence, une technique ordinaire tel que le programme des moindres carrés peut être utilisé. Les résultats obtenus lors de ce calcul seront indiqués aux tableaux du chapitre IV intitulé " Résultats expérimentaux".

LISTE DES OUVRAGES CITES DANS LE CHAPITRE II

- 1- R.M. Waxler et C.E. Weir, J. Res.Natl.Bur.Std.Sect.A67, 163 (1963).
- 2- R.M. Waxler, C.E. Weir et H.W. Schamp, Jr., J. Res.Natl. Bur.Stand.Sect.A66, 489 (1964).
- 3- K.Vedam et P.Limsuwan, J. Chem. Phys. 69, 4762 (1978).
- 4- K.Vedam et P.Limsuwan, J. Chem. Phys. 69, 4772 (1978).
- 5- K.Vedam et P.Limsuwan, J. App. Phys. 50, 1328 (1979).
- 6- K.Vedam et P.Limsuwan, J. Chem. Phys. 73, 4577 (1980).
- 7- Handbook of Chemistry and Physics, 60^{ième} édition, Chemical Rubber Co, Boca Raton (1984).
- 8- F.I.Mopsik, J, Chem. Phys. 30, 2559 (1969).
- 9- S. Timoshenko, "Theory of Plates and Shells". McGraw-Hill, Book Co, New York, NY. (1940).
- 10- R.J. Roak. Formulas for Stress and Strain. McGraw-Hill, Book Co., New York, NY. (1965).

CHAPITRE III

EQUIPEMENT EXPERIMENTAL

3.1 DESCRIPTION DU MONTAGE

Le montage expérimental comprend deux parties principales: un système de mesure basé sur l'interféromètre de Michelson et un ensemble de compression comprenant la cellule optique, l'interface et le compresseur. Nous illustrons ce montage sur la figure (3.1).

Le sous-système cellule-interface est fixé solidement dans une enceinte à température contrôlée. Le faisceau lumineux émis par le laser fait un parcours aller-retour, grâce à un réflecteur à prisme trilatérale (cube corner), sur un seul axe à travers la cellule optique dont les fenêtres sont en saphir. La pression, générée par le compresseur, est mesurée entre 1 bar et 2 kbar par un capteur de pression (modèle AB de Data Instruments) et entre 1 bar et 6,6 kbar par un manomètre de 16 pouces de diamètre (de type Heise). La résolution du capteur est 0,2 bar et celle du manomètre est de 3,5 bar (50 psi).

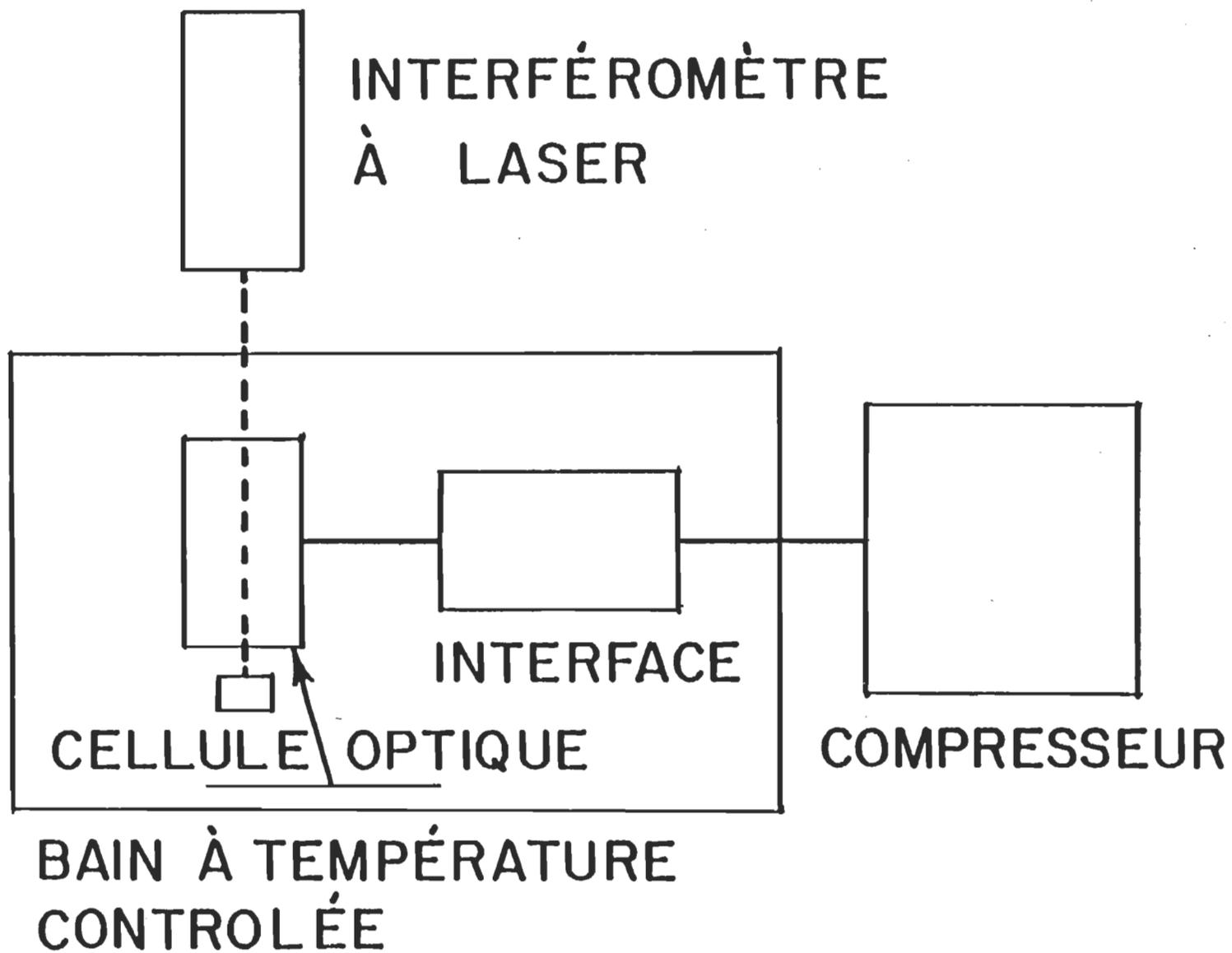


Figure (3.1): Système pour la mesure de propriétés piézo-optiques des liquides

3.2 DESCRIPTION DES COMPOSANTES

3.2.1 INTERFEROMETRE A LASER

L'interféromètre à laser utilisé est le modèle H.P-5501A d'Hewlett-Packard [1,2], qui est composé de deux parties principales: l'interféromètre de Michelson et le laser.

3.2.1.1 L'INTERFEROMETRE

Pour mesurer avec une très grande précision les déplacements, on utilise généralement des interféromètres basés sur la nature ondulatoire de la lumière. Dans ce cas leur fonctionnement s'appuie sur l'interférence optique d'une onde monochromatique. Le comptage des franges d'interférence permet de mesurer soit le déplacement d'un mobile (récepteur) par rapport à un émetteur (laser), soit l'indice de réfraction d'un milieu si le récepteur (miroir) est fixe. La plupart des interféromètres sont de type à modulation d'amplitude dont le plus répandu est le Michelson. Un compteur électronique (HP-5505A) affiche le nombre de franges (k) localisé. Ce compteur dénombre, sous forme numérique, le défilement des franges, au point de superposition, et ce dans l'une ou l'autre direction du déplacement ou de la variation d'indice. Par ce fait, on n'ajoute pas de franges en raison

des fluctuations thermiques qui sont produites lors la variation de la pression. Notons que, la différence du chemin optique est produite, dans notre cas, par la variation de la densité du milieu dans un des bras de l'interféromètre, le réflecteur étant fixe sur le montage.

Connaissant la longueur de la cellule optique "L", la longueur d'onde principale " λ " et le nombre de frange "k" on déduit généralement l'indice de réfraction du milieu "n" par la relation:

$$n - 1 = k \cdot \lambda / 2 L \quad 3.1$$

3.2.1.2 LASER

La source de lumière utilisée est un laser hélium-néon de faible puissance, qui émet une lumière cohérente dans le visible. Un champ magnétique appliqué dans l'axe du faisceau laser produit par l'effet Zeeman [3] deux fréquences optiques très voisines, situées de part et d'autre de la raie naturelle du néon. Ces deux fréquences ont des polarisations circulaires inverses. La différence entre ces deux longueurs d'onde est de $2,5 \times 10^{-9}$ microns, soit 1,8 MHz (voir figure 3.2).

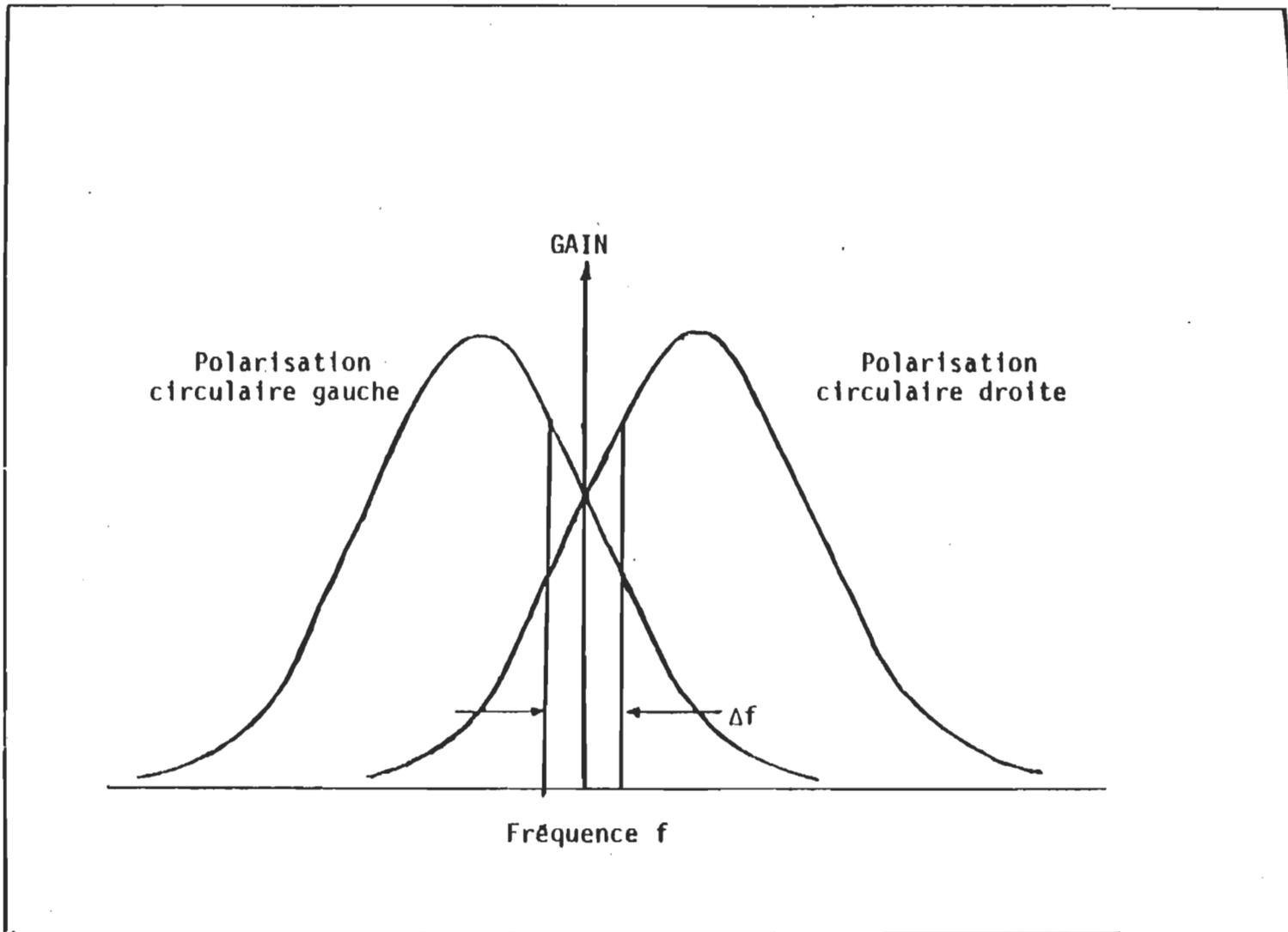


Figure (3. 2): Faisceau à double fréquence à la sortie du laser.

3.2.2 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DE L'INTERFEROMETRE A LASER

Pour réduire au minimum l'influence de la turbulence atmosphérique sur le faisceau, il y a un mélange de deux signaux optiques de fréquences légèrement différentes (f_1 et f_2). Après élargissement et collimation, une partie du faisceau est déviée vers une photodéTECTrice de référence comme le laisse voir la figure (3.3). Cette partie du faisceau est utilisée pour fournir un signal de référence. A l'entrée de l'interféromètre, sur la séparatrice, une autre partie du faisceau à double fréquence est dirigée vers le prisme trilatéral interne dans le bras fixe du Michelson. Grâce à un filtre polarisant, la fréquence f_2 est conservée dans ce bras. Le signal, porteur de la fréquence f_1 , transmis par la séparatrice se dirige vers le prisme trilatéral du second bras après avoir traversé un autre filtre polarisant. Les signaux réfléchis ($f_1 \pm \Delta f_1$ et f_2) se recombinent sur la séparatrice dans un point commun où ils interfèrent. La séparatrice dirige les signaux superposés ($f_1 + f_2 \pm \Delta f_1$) vers la photodéTECTrice de mesure. Tout mouvement du réflecteur mobile ou toute variation de la densité du milieu fait apparaître une différence de fréquence ($\pm \Delta f_1$) dans le signal réfléchi par suite de l'effet Doppler. Le signal capté par la photodéTECTrice de mesure est amplifié pour fournir un signal de mesure. L'information transmise par la photo-

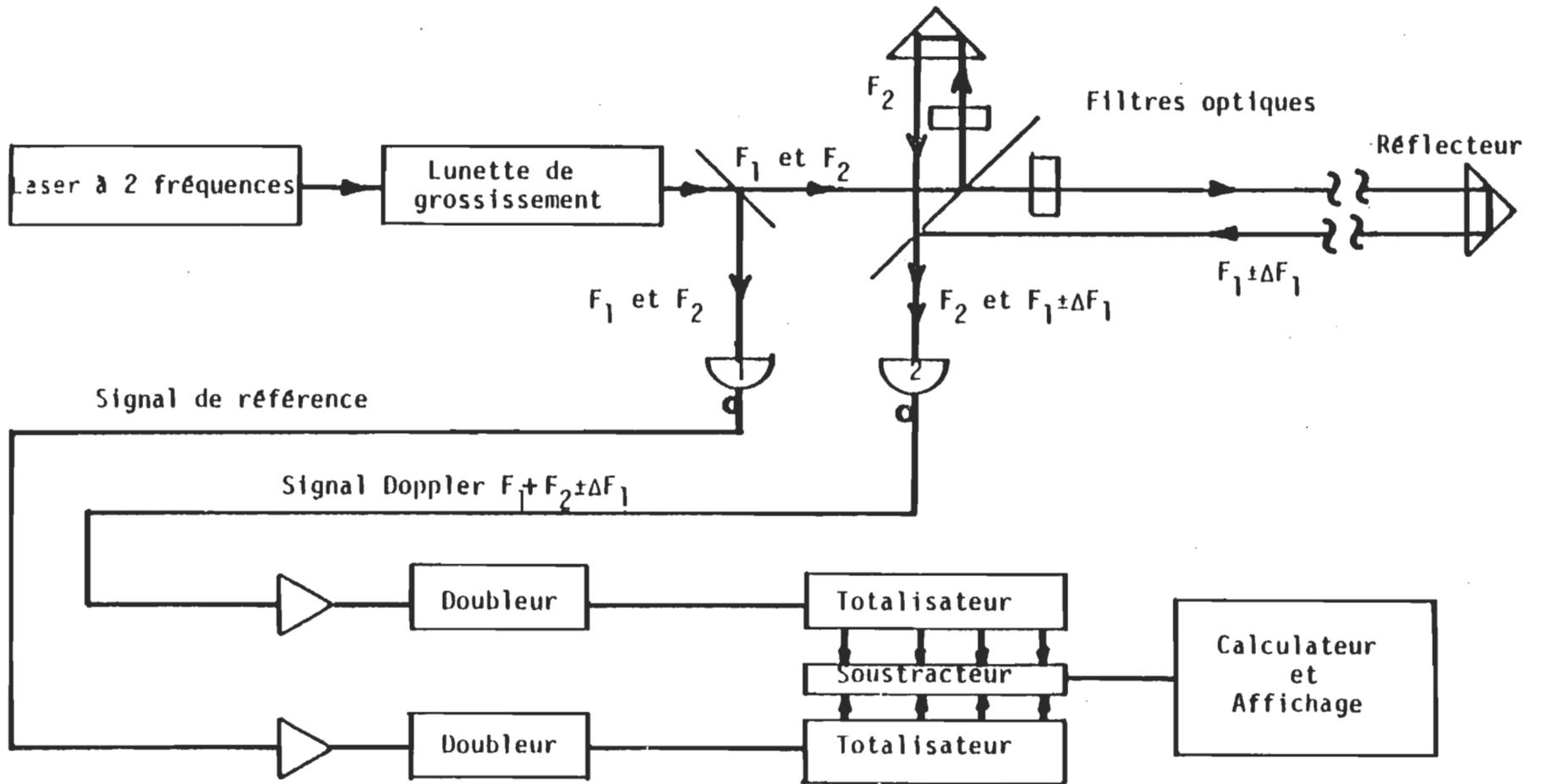


Figure 3.3 : Illustration du principe de fonctionnement de l'interféromètre-laser.

déTECTRICE de mesure est comparée à celle captée par la photodéTECTRICE de référence. Les signaux sont doublés et comptés dans un compteur réversible puis dirigés dans un soustracteur. Ce dernier comparera les signaux cycle par cycle. Un accroissement ou une diminution du chemin optique produira des comptes nets positifs ou négatifs du nombre de franges. Le même effet se produira lors d'une variation de la densité. Le compte résultant est transmis ensuite à un calculateur qui convertit le signal en diverses unités de mesure et assure l'affichage numérique. Finalement, un enregistreur numérique (HP-5055A) permet de conserver nos mesures expérimentales. L'interféromètre à laser est conçu pour une résolution maximale de 5 parties dans 10^7 .

3.2.3 ENCEINTE DE LA CELLULE-INTERFACE

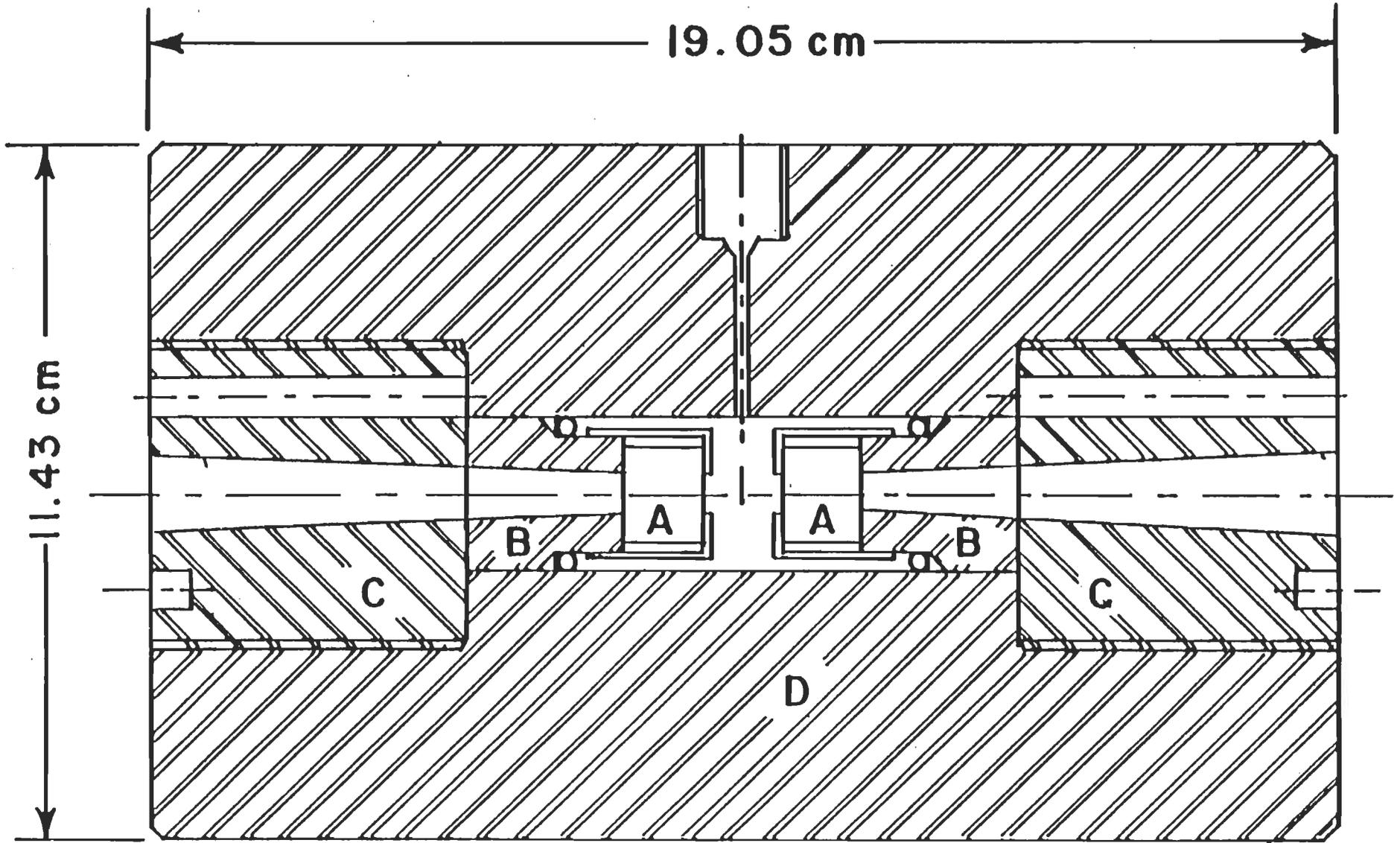
L'enceinte du sous système cellule-interface est une boîte parallélépipédique de 60,5 cm de longueur, 39,4 cm de largeur et de 39,4 cm de profondeur. Elle est construite en aluminium de 1,3 cm d'épaisseur. La partie supérieure comporte un couvercle boulonné que l'on enlève pour l'insertion de la cellule et de l'interface. On y a aménagé diverses ouvertures pour permettre le passage des tuyaux, des contrôleurs de température et du fil de la sonde pour indiquer la température de la cellule optique (fixée sur la surface de la cellule). D'autres petites ouvertures

circulaires servent à amortir le choc du claquage de la cellule, à haute pression, s'il y a lieu.

Cet ensemble possède trois orifices, un du côté du compresseur à travers lequel passe le tube d'huile liant le compresseur et l'interface. Les deux autres sont placés symétriquement. L'un permet le passage du faisceau lumineux et l'autre sert à la réflexion de ce dernier grâce à un réflecteur. Pour assurer un alignement optimum des fenêtres, la cellule et l'interface sont disposées sur un support en forme de "V" fixé à la base interne de l'enceinte. Ce support est à son tour fixé à la table de granit et aligné avec une très grande précision. Soulignons que l'axe de révolution de la cellule forme un plan horizontal avec celui de l'interface et coïncide avec l'axe du faisceau lumineux.

3.2.4 CELLULE OPTIQUE

La cellule optique (voir figure 3.4) est fabriquée en acier inoxydable de la série (400). Ses dimensions sont 19,05 cm de long, 11,43 cm pour le diamètre externe et 2,52 cm pour le diamètre interne. Elle a été soumise à un traitement thermique tel qu'elle peut supporter une pression optimale de 9,0 kbar. Elle comprend deux fenêtres en saphir



Figure(3.4): Coupe de la cellule optique pour les liquides.

(A) séparées par un espaceur. Ces deux fenêtres sont bien orientées pour tenir compte de la polarisation du faisceau laser. Les deux fenêtres sont solidement maintenues par un support (B) qui est à son tour bien retenu par un bouchon (C). La longueur entre les deux fenêtres, mesurée avec un micromètre de résolution $2,10^{-4}$ cm, est de $1,1676 \pm 0,0005$ cm aux conditions normales (à la pression atmosphérique et à la température de la pièce, soit $21,5^{\circ}\text{C}$). Cette longueur est corrigée en tenant compte de la dilatation thermique et de la déformation mécanique (voir section 2.3).

3.2.4.1 ESPACEUR

C'est une pièce métallique en acier inoxydable ayant la forme d'une rondelle épaisse percée au centre. Cette rondelle comprend quatre trous percés suivant deux axes perpendiculaires le long de l'épaisseur. Elle est placée entre les deux fenêtres optiques pour deux raisons essentielles:

- a) diminuer le volume du liquide mesuré,
- b) permettre que la diffusion du liquide, lors de la compression, soit uniforme dans la cellule. Dans un tel cas, l'alignement du faisceau demeure plus stable durant

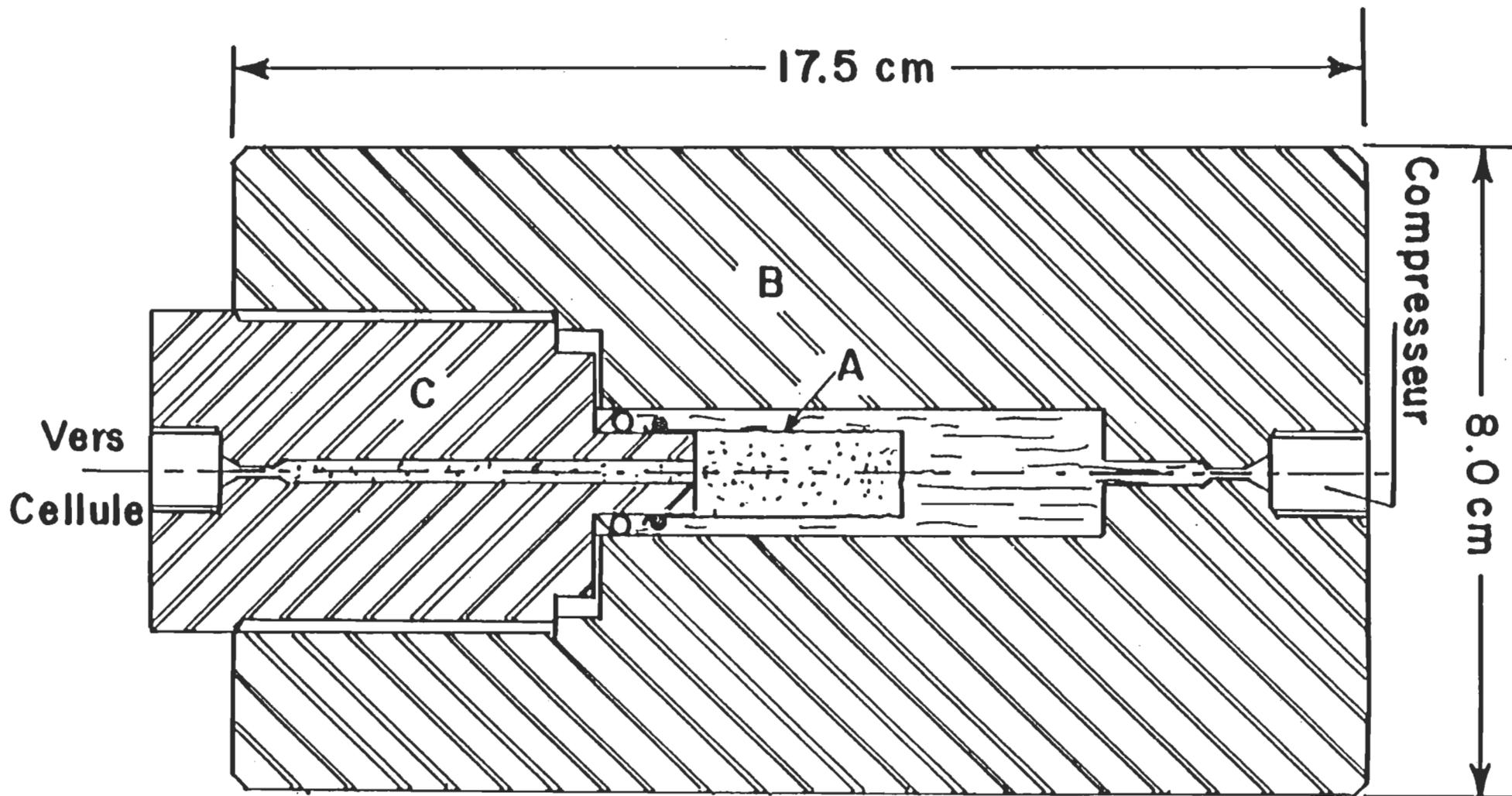
l'expérience car les perturbations sont distribuées dans tout le volume et non seulement sur l'axe du faisceau lumineux.

3.2.4.2 FENETRES OPTIQUES

Les fenêtres optiques utilisées sont en saphir (Al_2O_3). Leur transparence se situe entre les longueurs d'ondes 6.5 et 0.17 μm [4]. Le saphir a l'avantage d'être un matériel dur. En effet, son module de rigidité est de l'ordre de $2,15 \times 10^7$ psi. On peut ainsi travailler à haute pression sans risque de rupture de la fenêtre. De plus, son changement d'indice de réfraction en fonction de la pression est presque nul. Le seul inconvénient de ce type de fenêtres est que le saphir est actif du point de vu optique. En effet, pour s'assurer que les fenêtres ne modifient pas la polarisation du faisceau, l'axe C de la fenêtre optique doit coïncider avec celui de la direction de la compression, c'est-à-dire que l'axe C du saphir doit être dans la direction du faisceau laser. Nous avons des fenêtres possédant cette caractéristique.

3.2.5 INTERFACE

Cette pièce est fabriquée en "ULTIMO", un acier oxydable. Grâce à elle, on peut établir le lien entre la cellule optique et le compresseur comme le laisse voir la figure (3.5). Elle a 17,5 cm de longueur, un diamètre externe



Figure(3.5) : Coupe de l'interface; ---:huile de compression
:liquide à étudier.

de 8,0 cm et un diamètre interne de 1,72 cm. A l'intérieur de cette interface il y a une petite chambre contenant l'huile de compression et un sac. Ce dernier, en polyéthylène, sépare le fluide compresseur (l'huile) du liquide à étudier. Grâce à sa faible épaisseur (0,05 mm) et à sa malléabilité, le sac garanti la transmission intégrale de la pression. Pour éviter toutes fuites du liquide, le sac est bien retenu sur une matrice par deux rondelles d'étanchéité.

3.2.6 QUALITE DES LIQUIDES ETUDIES

Les liquides obtenus de Fisher Scientific Canada (certifié et spectranalysé) sont utilisés sans aucun additif ni purification. Les analyses spectrométriques types, donnés par le fournisseur, indiquent les concentrations des impuretés suivantes:

-CS₂ : (H₂O: 0,05%, H₂S: 1,5ppm, SO₂: 2,5ppm)

-CCl₄ : (H₂O: 0,02%, Cl: 2ppm, Cu: 0,1ppm, Fe: 0,1ppm, Ni:
0,1ppm)

3.2.7 TABLE DE GRANIT

La table de granit sur laquelle repose le montage à une forme rectangulaire de 125,0 cm par 60,8 cm avec un épaisseur de 5,8 cm. Cette table est munie d'un système de suspension

automatique qui en plus de réduire les vibrations, sert à maintenir la table à un niveau constant. Il est constitué de quatre sacs pneumatiques. Chaque sac peut être gonflé ou dégonflé indépendamment dans le but de compenser les vibrations autour de son espace. De cette manière la table sera maintenue à un niveau pré-établi.

La majorité des vibrations externes sont atténuées et ne perturbe guère l'interféromètre. En effet, des essais nous ont permis de vérifier que l'interféromètre à laser n'enregistre aucune vibration nuisible à nos mesures.

3.2.8 COMPRESSEUR

A l'entrée du compresseur, se trouve un régulateur qui permet de choisir la pression maximale d'air. Par ce fait, on contrôle la pression maximale d'huile à la sortie du compresseur. Pour augmenter la pression dans ce compresseur, on ouvre dans un premier temps la valve "B", la valve de sortie du compresseur ainsi que celle d'entrée. On ferme la valve "C" et celle d'évacuation (voir figure 3.6).

La pompe opérera jusqu'à une pression de sortie de 10 000 PSI. Si une augmentation supplémentaire est désirée alors on doit ouvrir la valve "C" et fermer la valve "B". A

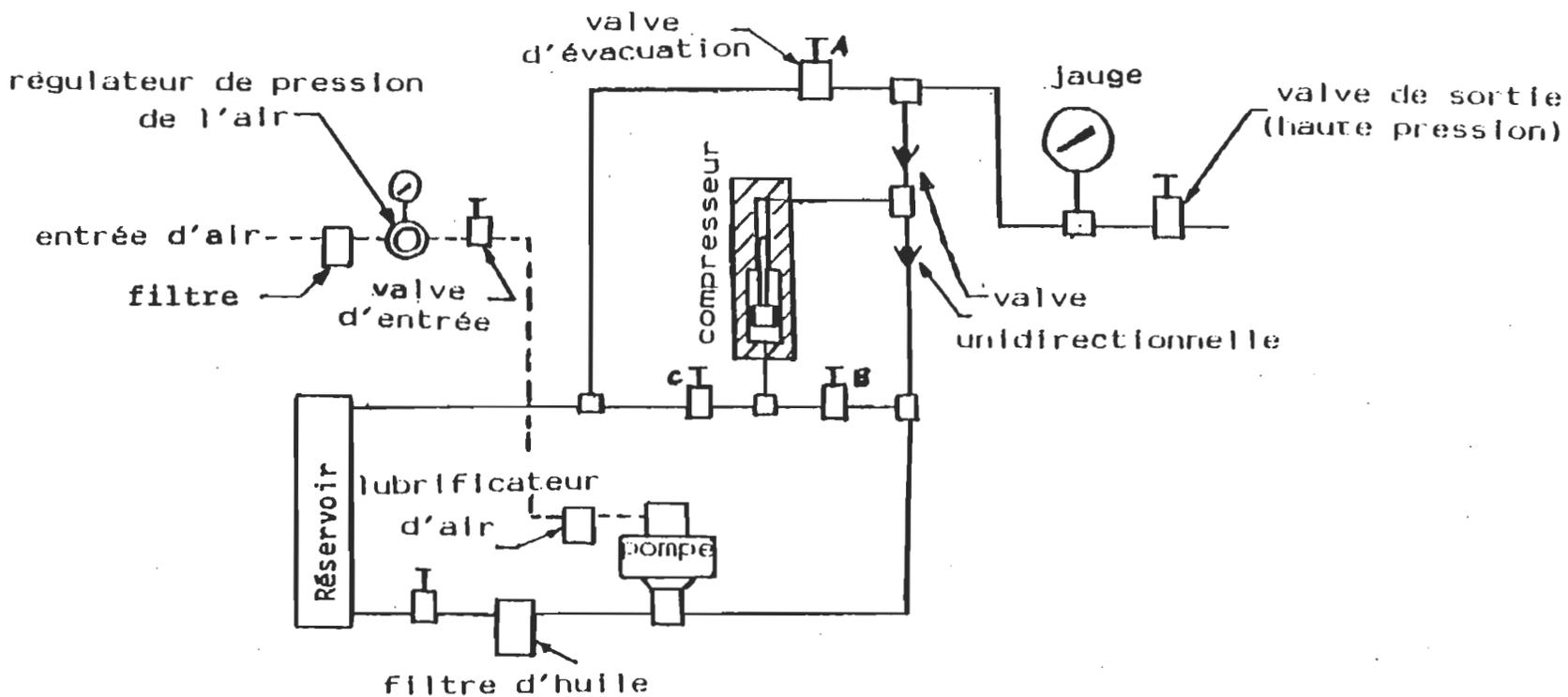


Figure (3.6) Schéma de fonctionnement du compresseur

ce moment la pompe comprimera jusqu'à 100 000 PSI à la sortie.

3.3 FACTEURS INFLUANCANT L'INDICE DE REFRACTION

L'indice de réfraction est le paramètre principal sur lequel notre expérience est basée. Donc on doit contrôler la majorité des facteurs qui peuvent l'influencer soit implicitement soit explicitement. Ces facteurs sont, par ordre d'importance la température, la pression et l'humidité du milieu.

3.3.1 CONTROLE DE LA TEMPERATURE

3.3.1.1 ENCEINTE DE LA CELLULE ET L'INTERFACE

La température de la cellule et de l'interface est contrôlée grâce à un système d'enroulement autour de la cellule et de l'interface, de tuyaux en cuivre souple et qui maintient la température désirée. Le fluide circulant dans la tubulure provient d'un bain à température contrôlée (Lauda, modèle RSK-20). L'entrée et la sortie de cette tubulure sont reliées au bain. La plage de variation de la température de ce dernier s'étend de -40 °C à +150 °C, avec une précision de

0,02 °C. Le liquide utilisé dans ce contrôleur est un mélange (50% - 50%) d'éthylène glycol et d'eau. En outre, la cellule et l'interface sont enveloppées par une matière isolante (laine de verre), ainsi que tous les tubes de circulation entre le bain et l'enceinte.

3.3.1.2 ENCEINTE DE L'INTERFEROMETRE DE MICHELSON

L'enceinte de l'interféromètre de Michelson comprend l'interféromètre et la cellule photodéetectrice qui sont disposées dans une boîte en plastique dont les parois internes sont isolées par du papier d'aluminium. La température à l'intérieur de cette boîte est contrôlée à l'aide d'un contrôleur proportionnel (voir tableau 3.4). Au voisinage du faisceau, une sonde à résistance de platine et deux ampoules électriques de 25 watts chacune sont disposées à l'intérieur de la boîte. Ces dernières constituent le chauffage qui maintient la température à $25,0 \pm 0,5$ °C.

3.3.1.3 PIECE

Pour que le comptage de franges soit le plus stable possible, nous avons jugé nécessaire de contrôler la température de la pièce. Les mesures furent effectuées à une

température de $21,5 \pm 0,5$ °C. Par conséquent, les effets dus aux fluctuations thermiques de la pièce furent éliminées ou réduites au minimum.

Pour la lecture des températures contrôlées, nous avons utilisé un thermomètre numérique à résistance de platine dont la résolution et la précision sont de 0,01 °C et 0,05 °C respectivement. Ce thermomètre a été calibré par rapport à un thermomètre au quartz (HP-2801A) de grande résolution (0,0001°C).

3.3.2 HUMIDITE

Le faisceau lumineux circule dans la pièce sur une distance d'environ 4,4 cm avant de pénétrer dans l'enceinte de la cellule-interface. Nous ne pouvons contrôler l'humidité dans notre pièce. Cependant, par des lectures fréquentes sur un hygromètre et un baromètre, nous avons apporté les modifications requises sur les comptes en insérant périodiquement les corrections dans l'interféromètre doté d'un système de compensation automatique pour les variations de pression et d'humidité.

3.4 PRINCIPAUX APPAREILS UTILISES AU COURS DE L'EXPERIENCE

- =====
- Baromètre à mercure de type Fortin, modèle S40743, Fisher.
 - Capteur de pression, modèle AB de la compagnie DATA Instruments.
 - Compresseur mécanique, modèle PS-100 (HIP) of High Pressure Equipment Company.
 - Contrôleur de température à circulation externe, modèle RKS20 de la compagnie LAUDA.
 - Contrôleur de température "arrêt-marche" modèle YSI-71A, pour régulariser la température de la pièce à $21,5 \pm 0,5^{\circ}\text{C}$.
 - Contrôleur proportionnel de température, modèle YSI-72 pour l'enceinte du Michelson.
 - Détecteur de pression (manomètre), de la compagnie "HEISE", Modèle 36736, (16 pouces de diamètre).
 - Réfractomètre type d'ABBE de la compagnie Bausch et Lomb, avec une résolution de 1 par 10^{-4} .
 - Thermomètre numérique à résistance de platine, modèle 8502-02, Cole-Palmer, résolution de $\pm 0,01^{\circ}\text{C}$.
 - Valves, modèles 44-13106 ou 44-13121, American Instruments Company.
- =====

LISTE DES OUVRAGES CITES DANS LE CHAPITRE III

- 1- A.F. Rude et M.J. Ward, Hewlett-Packard Journal, 27,2
(1976)
- 2- G.Stouder, Revue Polytech. Suisse, N_o 1410, 437 (1981).
- 3- G.Bruhat, "Physique Générale (Optique)". Masson, Paris
(1959)..
- 4- Materials, Willow Run Laboratories. Dpt of commerce,
Publication 181-087, U.S. University of Michigan.

CHAPITRE IV

RESULTATS EXPERIMENTAUX

INTRODUCTION

Pour étudier l'équation de Lorentz-Lorenz, il faut connaître l'indice de réfraction "n" du liquide pour chaque valeur de la densité "d". Nous calculons la densité à partir de l'équation (2.4) en utilisant les mesures de la pression. La valeur de "n" est obtenue avec deux mesures différentes. Dans un premier temps, une mesure de " n_0 " est faite à la pression atmosphérique. Par la suite, la variation de l'indice " Δn " est mesurée en fonction de la pression.

4.1 MESURE DE n_0

L'indice de réfraction à une atmosphère de pression et à une température donnée est mesuré à l'aide d'un réfractomètre de type d'ABBE de la compagnie Bausch et Lomb. On obtient l'indice de réfraction d'un liquide pour la longueur d'onde de la raie D sodium. Puis à l'aide de la

relation (4.1), on calcule la valeur de l'indice de réfraction du liquide pour la longueur d'onde du laser He-Ne (632,8 nm).

$$n_x = A + B/\lambda_x^2 \quad 4.1$$

où n_x est l'indice de réfraction correspondant à la longueur d'onde λ_x , A et B sont des coefficients qui sont déterminés à partir des tables de dispersion fournies dans le manuel de fonctionnement du réfractomètre.

Les résultats de n_0 , à $\lambda = 632,8$ nm pour les liquides CCl_4 et CS_2 , sont regroupés dans le tableau (4.1). On y retrouve aussi quelques valeurs de comparaison à la même longueur d'onde et pour d'autres longueurs d'onde.

Dans le tableau (4.1), les valeurs qui portent le signe (*) sont des valeurs calculées à partir du rapport des variations de l'indice de réfraction et de la température ($\Delta n/\Delta T$) (voir exemple de calcul dans l'appendice A). On remarque, dans ce tableau (4.1), que la valeur de l'indice de réfraction décroît au fur et à mesure que la longueur d'onde augmente ce qui concorde avec la relation (4.1) où l'indice de réfraction est inversement proportionnel au carré de la longueur d'onde.

TABLEAU 4.1

Indice de réfraction (n_o) du CCl_4 liquide et du CS_2 liquide à la pression atmosphérique pour différentes températures et différentes longueurs d'onde.

$n_o (\pm 0,0005)$					
T (°C)	CCl ₄			CS ₂	
	0,0	25,0	50,0	0,0	25,0
(nm)					
435,83 (a)		1,4693	1,4538		
492,19 (b)		1,4640			
589,26 (a)		1,4573	1,4421		
632,8 (c)	*1,4701		*1,4416		
(d)	*1,4712	1,4567	*1,4425	*1,6437	1,6237
(e)					1,6200
(f)	1,4709	1,4559	1,4404	1,6371	1,6169
667,82 (b)		1,4547			

* valeurs calculées à partir de celles du rapport ($\Delta n / \Delta T$) tiré des références c et d.

a: réf 1, b: réf 2, c: réf 3, d: réf 4, e: réf 5.

f: les mesures de ce travail.

4.2 MESURE DE LA VARIATION DE L'INDICE DE REFRACTION

Avant de mettre en place le sous-système interface-cellule, il faut d'abord enlever toutes les bulles d'air accumulées dans le sac en utilisant une technique que nous avons développée. Dans une première étape (voir la figure 4.1), nous remplissons le sac inférieur avec une seringue ayant une très longue tige flexible en nylon. Nous déposons le liquide dans le fond du sac et le remplissons lentement en prenant soin qu'il y ait peu de bulles d'air sur les parois. Par la suite, nous attachons le sac à la cellule et remplissons, avec la même seringue, la cellule optique. Pour s'assurer qu'il n'y ait point de bulles dans le système, nous attachons à la cellule un second sac plein (voir la figure 4.1). En ouvrant la valve entre les cellules et le sac supérieur, nous pressons légèrement le sac inférieur pour enlever toute bulle d'air dans ce sac et dans la cellule. Les bulles se réfugient dans le sac supérieur. Une fois l'opération terminée, on ferme la valve et on enlève le sac supérieur.

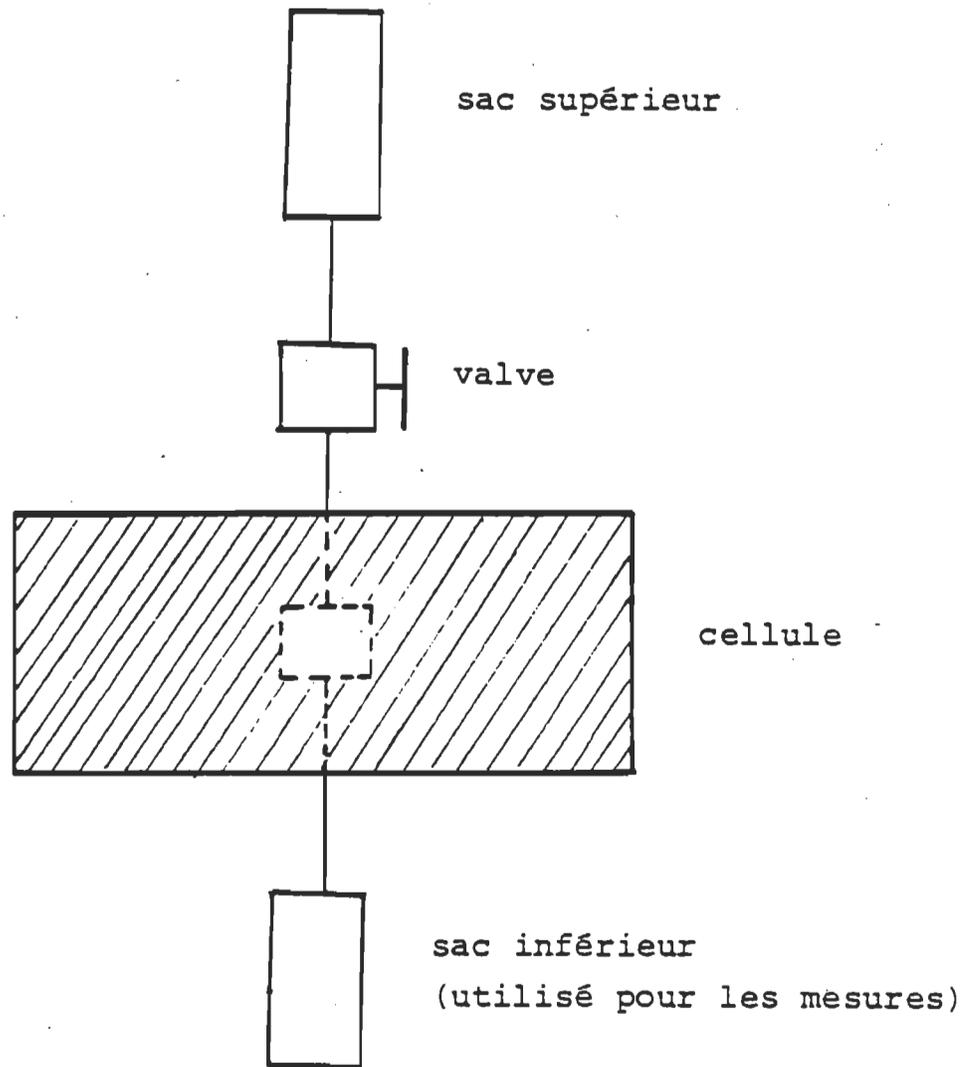


Figure (4.1): Le système utilisé pour enlever les bulles d'air

Une fois ceci réalisé on place le sous-système dans l'enceinte et on le fixe dans sa base. Ensuite, on enlève aussi les bulles d'air accumulées dans l'huile contenue dans l'interface.

Pour prendre les mesures, on varie la pression au rythme approximatif de 0,01 mv par seconde ($2 \text{ psi} \cdot \text{sec}^{-1}$) afin de ne pas perdre l'alignement du faisceau. Ainsi, toute variation de pression entraîne une modification de la densité du liquide et donne lieu à un changement dans le chemin optique. Le compteur affiche ce changement sous forme de nombre de frange (Δk) en multiple de $\lambda/4$.

Les mesures statiques de Δk en fonction de la pression, sont prises à des intervalles de 500 psi (5,5 mv) après avoir atteint une grande stabilité ($\pm \lambda/4$) dans le compte (annulation de l'effet Joule-Thompson). La pression maximale de départ est de 1,96 kbar.

La variation de l'indice de réfraction est calculée de la relation:

$$\Delta n = \frac{\Delta k}{(l_o + 2D_m + D_t)} \frac{\lambda}{4} \quad 4.2$$

où " λ " est la longueur d'onde de la source de lumière utilisée et " l_0 " est la longueur de la cellule aux conditions initiales ($P = 1 \text{ bar}$, $T = 21,5 \text{ °C}$), D_m et D_t sont les déformations mécanique et thermique de la cellule (voir la section 2.3).

4.3 CALCUL DE L'INDICE DE REFRACTION "n" ET DE L'EQUATION DE LORENTZ-LORENZ

4.3.1 CALCUL DE L'INDICE DE REFRACTION

Connaissant la valeur de " n_0 " et la variation Δn suivant l'équation (4.2), on déduit la valeur de l'indice de réfraction en fonction de la pression selon la relation:

$$n = \Delta n + n_0 \quad 4.3$$

Les mesures de n en fonction de la pression, pour le liquide CCl_4 , sont rapportées aux tableaux (4.2), (4.3) et (4.4) respectivement pour les isothermes $T = 0,0 \text{ °C}$, $T = 25,0 \text{ °C}$ et $T = 50,0 \text{ °C}$. La mise en graphique de " n " en fonction de la pression pour ces trois isothermes est montrée sur la figure (4.2).

Pour le CS_2 , on présente les résultats aux tableaux (4.5), (4.6) respectivement aux isothermes $T = 0,0 \text{ °C}$ et $T = 25,0$

TABLEAU 4.2

Valeurs numériques de l'indice de réfraction (n) et de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) pour le liquide CCl_4 à $T=0,0^\circ\text{C}$.

PRESSION (MPa)	DENSITE (MORSIK) G/(CM**3)	N	L-L(M)
.10+-07	1.6344 +-0005	1.4707 +-0005	26.301 +-025
.52+-07	1.6349 +-0005	1.4710 +-0005	26.301 +-025
1.50+-07	1.6362 +-0005	1.4715 +-0005	26.304 +-025
1.68+-07	1.6365 +-0005	1.4718 +-0005	26.305 +-025
2.61+-07	1.6377 +-0005	1.4721 +-0005	26.306 +-025
4.24+-07	1.6398 +-0005	1.4728 +-0005	26.309 +-025
4.49+-07	1.6401 +-0005	1.4730 +-0005	26.309 +-025
6.35+-07	1.6425 +-0005	1.4738 +-0005	26.311 +-025
7.95+-07	1.6446 +-0005	1.4745 +-0005	26.313 +-025
8.70+-07	1.6455 +-0005	1.4747 +-0005	26.315 +-025
9.58+-07	1.6466 +-0005	1.4753 +-0005	26.317 +-025
12.51+-07	1.6504 +-0006	1.4766 +-0005	26.319 +-026
17.00+-07	1.6560 +-0006	1.4785 +-0005	26.320 +-026
19.56+-07	1.6592 +-0007	1.4796 +-0005	26.322 +-026
23.04+-07	1.6634 +-0008	1.4810 +-0005	26.320 +-027
26.88+-07	1.6681 +-0009	1.4826 +-0005	26.318 +-028
34.04+-07	1.6766 +-0011	1.4854 +-0005	26.314 +-029
36.44+-07	1.6795 +-0012	1.4863 +-0005	26.310 +-030
37.72+-07	1.6810 +-0012	1.4868 +-0005	26.310 +-031
41.30+-07	1.6851 +-0014	1.4882 +-0005	26.308 +-032
44.75+-07	1.6891 +-0015	1.4894 +-0005	26.302 +-034
49.40+-07	1.6943 +-0018	1.4911 +-0005	26.298 +-036
51.90+-07	1.6971 +-0019	1.4919 +-0005	26.290 +-037
54.92+-07	1.7005 +-0020	1.4930 +-0005	26.288 +-039
58.14+-07	1.7041 +-0022	1.4941 +-0005	26.286 +-041
61.68+-07	1.7079 +-0024	1.4953 +-0005	26.278 +-044
65.09+-07	1.7116 +-0026	1.4964 +-0005	26.271 +-046

TABLEAU 4.3

Valeurs numériques de l'indice de réfraction (n) et de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) pour le liquide CCl_4 à $T=25,0^\circ\text{C}$.

PRESSION (MPa)	DENSITE(MOPSIK) G/(CM**3)	N	L-L(M)
5.93+-0.07	1.5946 +-0.0005	1.4586 +-0.0005	26.353 +-0.026
10.29+-0.07	1.6017 +-0.0005	1.4607 +-0.0005	26.337 +-0.027
13.09+-0.07	1.6061 +-0.0006	1.4624 +-0.0005	26.351 +-0.027
16.61+-0.07	1.6115 +-0.0006	1.4643 +-0.0005	26.358 +-0.027
20.19+-0.07	1.6167 +-0.0007	1.4658 +-0.0005	26.343 +-0.027
23.70+-0.07	1.6217 +-0.0008	1.4676 +-0.0005	26.350 +-0.028
27.18+-0.07	1.6266 +-0.0009	1.4692 +-0.0005	26.350 +-0.028
30.77+-0.07	1.6314 +-0.0010	1.4707 +-0.0005	26.344 +-0.029
34.29+-0.07	1.6360 +-0.0011	1.4722 +-0.0005	26.341 +-0.030
37.89+-0.07	1.6405 +-0.0012	1.4737 +-0.0005	26.338 +-0.031
41.39+-0.07	1.6449 +-0.0013	1.4751 +-0.0005	26.336 +-0.032
45.00+-0.07	1.6492 +-0.0014	1.4765 +-0.0005	26.330 +-0.033
48.49+-0.07	1.6533 +-0.0016	1.4781 +-0.0005	26.343 +-0.035
51.98+-0.07	1.6573 +-0.0017	1.4796 +-0.0005	26.348 +-0.036
55.59+-0.07	1.6614 +-0.0019	1.4809 +-0.0005	26.345 +-0.038
59.09+-0.07	1.6653 +-0.0020	1.4822 +-0.0005	26.343 +-0.040
59.09+-0.07	1.6653 +-0.0020	1.4822 +-0.0005	26.343 +-0.040
62.70+-0.07	1.6692 +-0.0022	1.4834 +-0.0005	26.337 +-0.042
66.20+-0.07	1.6729 +-0.0024	1.4846 +-0.0005	26.337 +-0.044
69.69+-0.07	1.6765 +-0.0026	1.4858 +-0.0005	26.335 +-0.047
73.29+-0.07	1.6802 +-0.0028	1.4870 +-0.0005	26.331 +-0.049
76.79+-0.07	1.6837 +-0.0030	1.4881 +-0.0005	26.328 +-0.052
80.40+-0.07	1.6873 +-0.0032	1.4894 +-0.0005	26.331 +-0.055
83.90+-0.07	1.6907 +-0.0034	1.4905 +-0.0005	26.329 +-0.058
87.40+-0.07	1.6941 +-0.0036	1.4916 +-0.0005	26.327 +-0.061
90.99+-0.07	1.6975 +-0.0038	1.4927 +-0.0005	26.320 +-0.064
94.49+-0.07	1.7008 +-0.0041	1.4935 +-0.0005	26.306 +-0.068
98.09+-0.07	1.7041 +-0.0043	1.4945 +-0.0005	26.301 +-0.071
101.68+-0.07	1.7074 +-0.0046	1.4956 +-0.0005	26.298 +-0.075
105.10+-0.07	1.7106 +-0.0049	1.4965 +-0.0005	26.293 +-0.079
108.69+-0.07	1.7138 +-0.0052	1.4976 +-0.0005	26.294 +-0.083
112.19+-0.07	1.7169 +-0.0055	1.4987 +-0.0005	26.296 +-0.087
115.80+-0.07	1.7201 +-0.0058	1.4998 +-0.0005	26.293 +-0.091
119.40+-0.07	1.7233 +-0.0061	1.5008 +-0.0005	26.289 +-0.096
122.80+-0.07	1.7262 +-0.0064	1.5016 +-0.0005	26.282 +-0.100
126.39+-0.07	1.7293 +-0.0067	1.5026 +-0.0005	26.278 +-0.105

Suite du tableau 4.3

129.89+-07	1.7323 +-0071	1.5036 +-0005	26.278 +-0110
133.49+-07	1.7354 +-0074	1.5046 +-0005	26.275 +-0115
136.99+-07	1.7384 +-0078	1.5055 +-0005	26.270 +-0120
140.50+-07	1.7414 +-0082	1.5065 +-0005	26.266 +-0126
144.09+-07	1.7444 +-0086	1.5073 +-0005	26.257 +-0131
147.59+-07	1.7474 +-0090	1.5082 +-0005	26.251 +-0137
151.09+-07	1.7503 +-0094	1.5091 +-0005	26.246 +-0143
154.70+-07	1.7533 +-0099	1.5100 +-0005	26.239 +-0149
158.20+-07	1.7562 +-0103	1.5109 +-0005	26.234 +-0156
161.79+-07	1.7593 +-0108	1.5117 +-0005	26.225 +-0162
165.29+-07	1.7622 +-0113	1.5125 +-0005	26.217 +-0169
168.79+-07	1.7651 +-0117	1.5134 +-0005	26.213 +-0176
172.39+-07	1.7681 +-0123	1.5144 +-0005	26.208 +-0183
175.90+-07	1.7710 +-0128	1.5153 +-0005	26.204 +-0191
179.50+-07	1.7741 +-0133	1.5161 +-0005	26.194 +-0199
182.99+-07	1.7770 +-0139	1.5169 +-0005	26.185 +-0206
186.49+-07	1.7799 +-0145	1.5177 +-0005	26.175 +-0214
190.09+-07	1.7830 +-0151	1.5185 +-0005	26.166 +-0223
193.60+-07	1.7859 +-0157	1.5194 +-0005	26.158 +-0231
196.50+-07	1.7884 +-0162	1.5199 +-0005	26.144 +-0239

TABLEAU 4.4

Valeurs numériques de l'indice de réfraction (n) et de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) pour le liquide CCl_4 à $T=50,0^\circ\text{C}$.

PRESSION (MPa)	DENSITE(MOPS(K) G/(CM**3)	N	L-L(M)
.10+- .07	1.5358 +- .0005	1.4404 +- .0005	26.417 +- .027
.38+- .07	1.5363 +- .0005	1.4405 +- .0005	26.414 +- .028
.66+- .07	1.5369 +- .0005	1.4406 +- .0005	26.413 +- .028
1.08+- .07	1.5377 +- .0005	1.4409 +- .0005	26.412 +- .028
1.50+- .07	1.5385 +- .0005	1.4411 +- .0005	26.410 +- .028
2.22+- .07	1.5392 +- .0005	1.4416 +- .0005	26.409 +- .028
2.50+- .07	1.5405 +- .0005	1.4417 +- .0005	26.408 +- .028
3.49+- .07	1.5424 +- .0005	1.4423 +- .0005	26.405 +- .028
3.99+- .07	1.5433 +- .0005	1.4426 +- .0005	26.404 +- .028
4.41+- .07	1.5441 +- .0005	1.4428 +- .0005	26.403 +- .028
5.20+- .07	1.5456 +- .0005	1.4432 +- .0005	26.398 +- .028
5.68+- .07	1.5465 +- .0005	1.4435 +- .0005	26.395 +- .028
7.04+- .07	1.5491 +- .0005	1.4443 +- .0005	26.392 +- .028
7.89+- .07	1.5506 +- .0005	1.4447 +- .0005	26.389 +- .028
8.59+- .07	1.5519 +- .0005	1.4451 +- .0005	26.387 +- .028
9.50+- .07	1.5536 +- .0005	1.4456 +- .0005	26.385 +- .028
12.13+- .07	1.5583 +- .0006	1.4469 +- .0005	26.369 +- .028
15.73+- .07	1.5645 +- .0006	1.4487 +- .0005	26.359 +- .028
19.28+- .07	1.5705 +- .0006	1.4504 +- .0005	26.342 +- .028
23.42+- .07	1.5773 +- .0007	1.4523 +- .0005	26.327 +- .028
26.50+- .07	1.5822 +- .0008	1.4537 +- .0005	26.314 +- .028
29.90+- .07	1.5874 +- .0008	1.4552 +- .0005	26.301 +- .029
33.75+- .07	1.5932 +- .0009	1.4567 +- .0005	26.282 +- .029
37.11+- .07	1.5981 +- .0010	1.4582 +- .0005	26.274 +- .030
40.63+- .07	1.6031 +- .0010	1.4596 +- .0005	26.262 +- .030
44.03+- .07	1.6078 +- .0011	1.4609 +- .0005	26.251 +- .031
46.71+- .07	1.6114 +- .0012	1.4620 +- .0005	26.243 +- .031
51.30+- .07	1.6175 +- .0013	1.4638 +- .0005	26.231 +- .032
55.16+- .07	1.6224 +- .0013	1.4652 +- .0005	26.221 +- .033
58.91+- .07	1.6271 +- .0014	1.4666 +- .0005	26.212 +- .034
61.27+- .07	1.6300 +- .0015	1.4674 +- .0005	26.205 +- .035
64.76+- .07	1.6343 +- .0016	1.4687 +- .0005	26.198 +- .036
68.20+- .07	1.6383 +- .0017	1.4699 +- .0005	26.190 +- .036
71.59+- .07	1.6422 +- .0018	1.4710 +- .0005	26.182 +- .038
75.37+- .07	1.6465 +- .0019	1.4723 +- .0005	26.174 +- .039
78.52+- .07	1.6500 +- .0020	1.4733 +- .0005	26.168 +- .040
82.31+- .07	1.6542 +- .0021	1.4745 +- .0005	26.160 +- .041

Suite du tableau 4.4

85.77+-07	1.6579 +-0022	1.4756 +-0005	26.153 +-042
89.64+-07	1.6619 +-0023	1.4768 +-0005	26.145 +-044
92.96+-07	1.6653 +-0024	1.4778 +-0005	26.140 +-045
96.45+-07	1.6689 +-0026	1.4789 +-0005	26.134 +-047
99.62+-07	1.6720 +-0027	1.4799 +-0005	26.129 +-048
102.43+-07	1.6748 +-0028	1.4808 +-0005	26.132 +-049
106.69+-07	1.6789 +-0029	1.4819 +-0005	26.118 +-051
110.25+-07	1.6823 +-0030	1.4829 +-0005	26.112 +-053
113.74+-07	1.6855 +-0032	1.4839 +-0005	26.107 +-055
117.19+-07	1.6887 +-0033	1.4849 +-0005	26.102 +-056
120.23+-07	1.6915 +-0034	1.4854 +-0005	26.084 +-058
124.46+-07	1.6953 +-0036	1.4869 +-0005	26.092 +-060
129.82+-07	1.7000 +-0038	1.4883 +-0005	26.086 +-063
135.02+-07	1.7045 +-0040	1.4897 +-0005	26.079 +-066
138.73+-07	1.7076 +-0042	1.4907 +-0005	26.074 +-068
142.46+-07	1.7108 +-0043	1.4916 +-0005	26.069 +-070
145.89+-07	1.7136 +-0045	1.4925 +-0005	26.065 +-073
149.07+-07	1.7162 +-0046	1.4933 +-0005	26.061 +-075
152.28+-07	1.7188 +-0048	1.4940 +-0005	26.056 +-077
155.87+-07	1.7217 +-0050	1.4949 +-0005	26.053 +-079
159.52+-07	1.7246 +-0051	1.4958 +-0005	26.048 +-081
163.20+-07	1.7275 +-0053	1.4966 +-0005	26.040 +-084
162.99+-07	1.7273 +-0053	1.4966 +-0005	26.044 +-084
166.65+-07	1.7301 +-0055	1.4975 +-0005	26.038 +-086
170.27+-07	1.7329 +-0057	1.4983 +-0005	26.034 +-089
174.16+-07	1.7359 +-0059	1.4992 +-0005	26.029 +-092
177.59+-07	1.7385 +-0061	1.5000 +-0005	26.024 +-094
181.06+-07	1.7411 +-0062	1.5008 +-0005	26.020 +-097
182.16+-07	1.7419 +-0063	1.5010 +-0005	26.017 +-097
184.97+-07	1.7440 +-0065	1.5016 +-0005	26.012 +-100
188.95+-07	1.7469 +-0067	1.5024 +-0005	26.004 +-103
191.99+-07	1.7492 +-0069	1.5031 +-0005	26.003 +-105
195.80+-07	1.7519 +-0071	1.5040 +-0005	25.998 +-108
198.86+-07	1.7541 +-0073	1.5046 +-0005	25.995 +-111
198.67+-07	1.7540 +-0072	1.5047 +-0005	25.998 +-111
202.67+-07	1.7569 +-0075	1.5054 +-0005	25.989 +-114

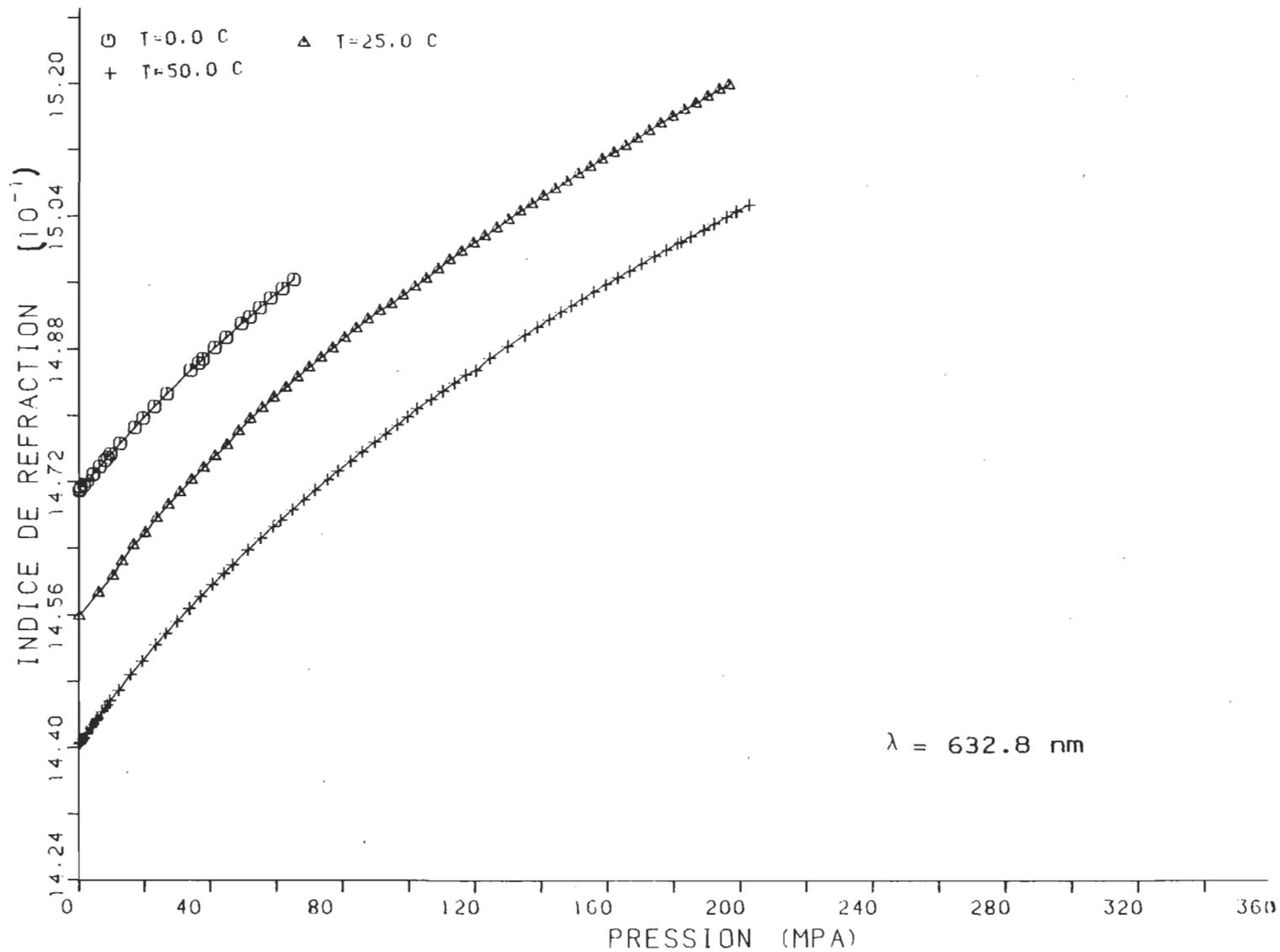


Figure (4.2): Courbe de l'indice de réfraction en fonction de la pression pour le CCl_4 à $0,0\text{ }^{\circ}\text{C}$, $25,0\text{ }^{\circ}\text{C}$ et $50,0\text{ }^{\circ}\text{C}$.

TABLEAU 4.5

Valeurs numériques de l'indice de réfraction (n) et de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) pour le liquide CS₂ à T=0,0°C.

PRESSION (MPA)	DENSITE (MOPSTK) G/(CM**3)	N	L-L (M)
9.13+- .07	1.3019 +- .0005	1.64330+- .0005	21.156 +- .015
12.41+- .07	1.3051 +- .0005	1.64525+- .0005	21.155 +- .015
16.59+- .07	1.3090 +- .0005	1.64774+- .0005	21.156 +- .016
19.95+- .07	1.3121 +- .0005	1.64931+- .0005	21.147 +- .016
23.23+- .07	1.3150 +- .0006	1.65104+- .0005	21.144 +- .016
26.32+- .07	1.3182 +- .0006	1.65290+- .0005	21.140 +- .016
33.99+- .07	1.3244 +- .0006	1.65660+- .0005	21.136 +- .017
36.08+- .07	1.3261 +- .0007	1.65769+- .0005	21.136 +- .017
37.55+- .07	1.3274 +- .0007	1.65845+- .0005	21.135 +- .017
42.11+- .07	1.3311 +- .0007	1.66064+- .0005	21.131 +- .017
44.61+- .07	1.3331 +- .0008	1.66191+- .0005	21.131 +- .018
48.43+- .07	1.3361 +- .0008	1.66374+- .0005	21.129 +- .018
51.87+- .07	1.3388 +- .0008	1.66544+- .0005	21.129 +- .019
55.52+- .07	1.3416 +- .0009	1.66714+- .0005	21.127 +- .019
58.71+- .07	1.3440 +- .0009	1.66868+- .0005	21.128 +- .020
61.69+- .07	1.3462 +- .0010	1.67000+- .0005	21.126 +- .020
65.85+- .07	1.3493 +- .0011	1.67190+- .0005	21.125 +- .021
68.75+- .07	1.3514 +- .0011	1.67319+- .0005	21.124 +- .022
72.18+- .07	1.3538 +- .0012	1.67472+- .0005	21.123 +- .022
76.08+- .07	1.3566 +- .0012	1.67640+- .0005	21.122 +- .023
79.38+- .07	1.3588 +- .0013	1.67784+- .0005	21.121 +- .024
79.55+- .07	1.3590 +- .0013	1.67799+- .0005	21.123 +- .024
82.67+- .07	1.3611 +- .0014	1.67924+- .0005	21.120 +- .025
86.24+- .07	1.3635 +- .0014	1.68078+- .0005	21.120 +- .026
89.90+- .07	1.3659 +- .0015	1.68230+- .0005	21.119 +- .027
93.46+- .07	1.3683 +- .0016	1.68373+- .0005	21.117 +- .028
93.90+- .07	1.3686 +- .0016	1.68391+- .0005	21.117 +- .028
97.14+- .07	1.3707 +- .0017	1.6852 +- .0005	21.117 +- .029
100.25+- .07	1.3727 +- .0018	1.6865 +- .0005	21.117 +- .030
104.02+- .07	1.3750 +- .0018	1.6879 +- .0005	21.115 +- .031
106.63+- .07	1.3767 +- .0019	1.6892 +- .0005	21.121 +- .032
107.27+- .07	1.3771 +- .0019	1.6895 +- .0005	21.122 +- .032
108.06+- .07	1.3776 +- .0019	1.6899 +- .0005	21.122 +- .032

TABLEAU 4.6

Valeurs numériques de l'indice de réfraction (n) et de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) pour le liquide CS₂ à T=25,0°C.

PRESSION (MPA)	DENSITE(MOPSIK) G/(CM**3)	N	L-L(M)
15.85+-07	1.2730 +-0.0005	1.6281 +-0.0005	21.223 +-0.016
19.39+-07	1.2768 +-0.0005	1.6302 +-0.0005	21.224 +-0.017
22.72+-07	1.2802 +-0.0006	1.6324 +-0.0005	21.224 +-0.017
26.92+-07	1.2844 +-0.0006	1.6348 +-0.0005	21.220 +-0.017
30.68+-07	1.2881 +-0.0006	1.6371 +-0.0005	21.217 +-0.017
33.87+-07	1.2912 +-0.0007	1.6389 +-0.0005	21.216 +-0.018
37.23+-07	1.2944 +-0.0007	1.6408 +-0.0005	21.214 +-0.018
41.23+-07	1.2981 +-0.0008	1.6429 +-0.0005	21.210 +-0.018
44.62+-07	1.3011 +-0.0008	1.6448 +-0.0005	21.209 +-0.019
48.27+-07	1.3044 +-0.0008	1.6467 +-0.0005	21.206 +-0.019
51.23+-07	1.3075 +-0.0009	1.6487 +-0.0005	21.206 +-0.020
54.86+-07	1.3101 +-0.0009	1.6502 +-0.0005	21.203 +-0.020
58.00+-07	1.3128 +-0.0010	1.6519 +-0.0005	21.203 +-0.021
63.00+-07	1.3170 +-0.0011	1.6543 +-0.0005	21.199 +-0.022
64.77+-07	1.3184 +-0.0011	1.6553 +-0.0005	21.200 +-0.022
68.52+-07	1.3214 +-0.0012	1.6571 +-0.0005	21.197 +-0.023
71.48+-07	1.3238 +-0.0012	1.6586 +-0.0005	21.197 +-0.024
75.48+-07	1.3269 +-0.0013	1.6604 +-0.0005	21.193 +-0.025
78.95+-07	1.3296 +-0.0014	1.6621 +-0.0005	21.193 +-0.026
82.71+-07	1.3325 +-0.0015	1.6638 +-0.0005	21.190 +-0.027
85.99+-07	1.3349 +-0.0015	1.6653 +-0.0005	21.190 +-0.028
89.75+-07	1.3377 +-0.0016	1.6670 +-0.0005	21.187 +-0.029
93.05+-07	1.3401 +-0.0017	1.6685 +-0.0005	21.186 +-0.030
96.90+-07	1.3428 +-0.0018	1.6701 +-0.0005	21.184 +-0.031
99.86+-07	1.3449 +-0.0019	1.6715 +-0.0005	21.184 +-0.032
103.08+-07	1.3472 +-0.0019	1.6728 +-0.0005	21.182 +-0.033
106.73+-07	1.3497 +-0.0020	1.6744 +-0.0005	21.182 +-0.035
110.57+-07	1.3523 +-0.0021	1.6760 +-0.0005	21.180 +-0.036
113.88+-07	1.3545 +-0.0022	1.6774 +-0.0005	21.180 +-0.037
117.84+-07	1.3571 +-0.0023	1.6790 +-0.0005	21.177 +-0.039
121.21+-07	1.3594 +-0.0024	1.6805 +-0.0005	21.178 +-0.040
124.93+-07	1.3618 +-0.0025	1.6819 +-0.0005	21.175 +-0.042
128.34+-07	1.3639 +-0.0026	1.6833 +-0.0005	21.176 +-0.043
132.05+-07	1.3663 +-0.0028	1.6847 +-0.0005	21.173 +-0.045
135.69+-07	1.3686 +-0.0029	1.6862 +-0.0005	21.174 +-0.046
139.48+-07	1.3709 +-0.0030	1.6876 +-0.0005	21.172 +-0.048
142.63+-07	1.3728 +-0.0031	1.6888 +-0.0005	21.171 +-0.050

°C. La figure (4.3) donne le graphique de "n" en fonction de "P" pour ces deux températures.

4.3.2 CALCUL DE L'ÉQUATION DE LORENTZ-LORENZ

4.3.2.1 Equation de Lorentz-Lorenz modifiée

Connaissant "n" pour une densité "d", on peut calculer la valeur de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée, définie par :

$$L-L(M) = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{d} = \frac{4}{3} \pi N_A \alpha_e l \quad 4.4$$

Les résultats obtenus lors du calcul de l'équation L-L(M), pour le CCl_4 , se trouvent aux tableaux (4.2), (4.3) et (4.9) respectivement pour 0,0°C, 25,0°C et 50,0°C. Les figures (4.4), (4.5) et (4.6) donnent la courbe de L-L(M) en fonction de "d" pour les mêmes températures.

Le CS_2 fait l'objet des tableaux (4.5) et (4.6) pour les isothermes de 0,0°C et 25,0°C et les figures (4.7) et (4.8) présentent les courbes de l'équation (4.4) pour les mêmes isothermes.

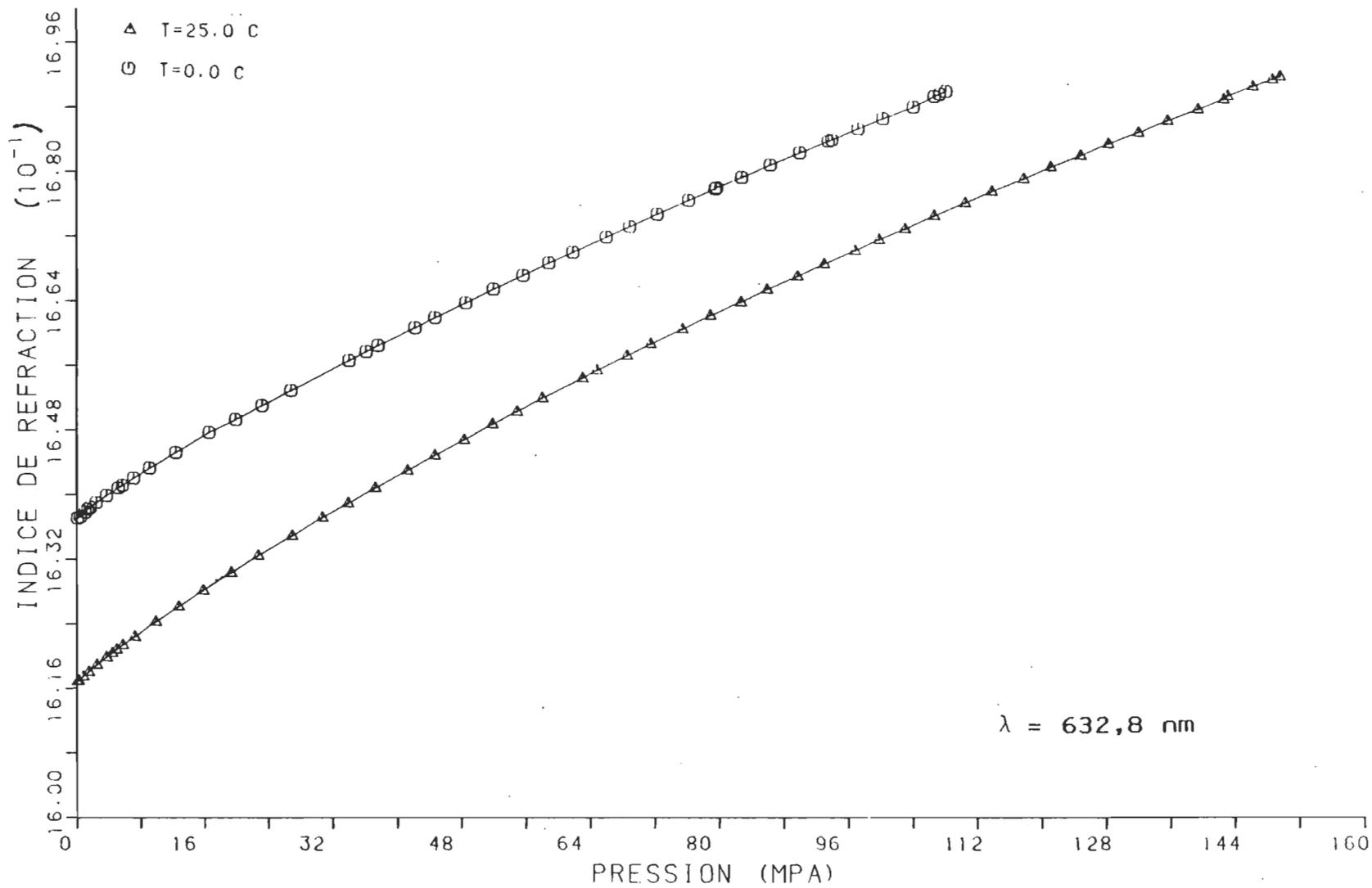


Figure (4.3): Courbe de l'indice de réfraction en fonction de la pression pour le liquide CS_2 à $0,0^\circ\text{C}$ et $25,0^\circ\text{C}$.

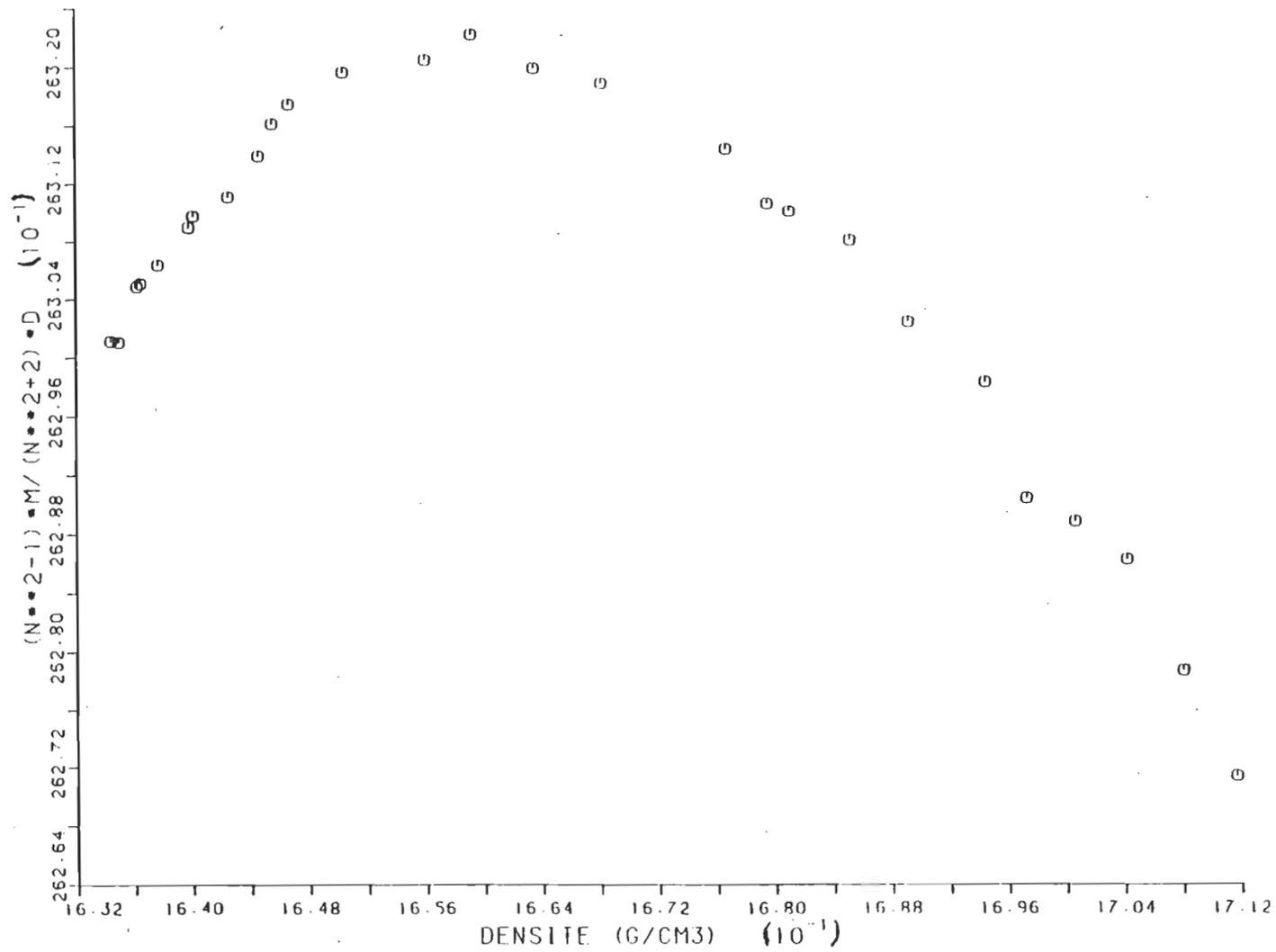


Figure (4.4): Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) en fonction de la densité pour le liquide CCl₄ à T=0,0°C.

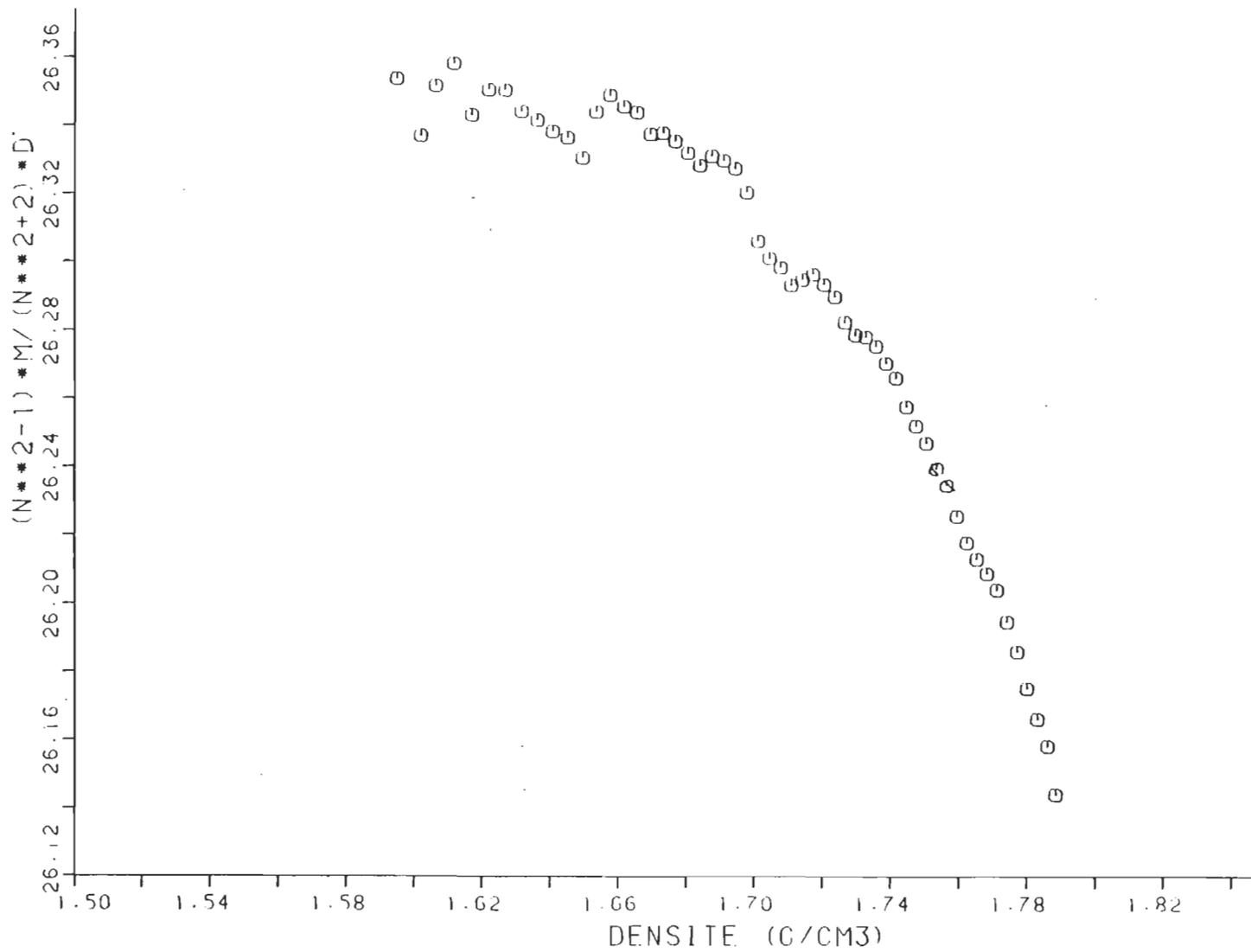


Figure (4.5): Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) en fonction de la densité pour le liquide CCl_4 à $T=25,0^\circ\text{C}$.

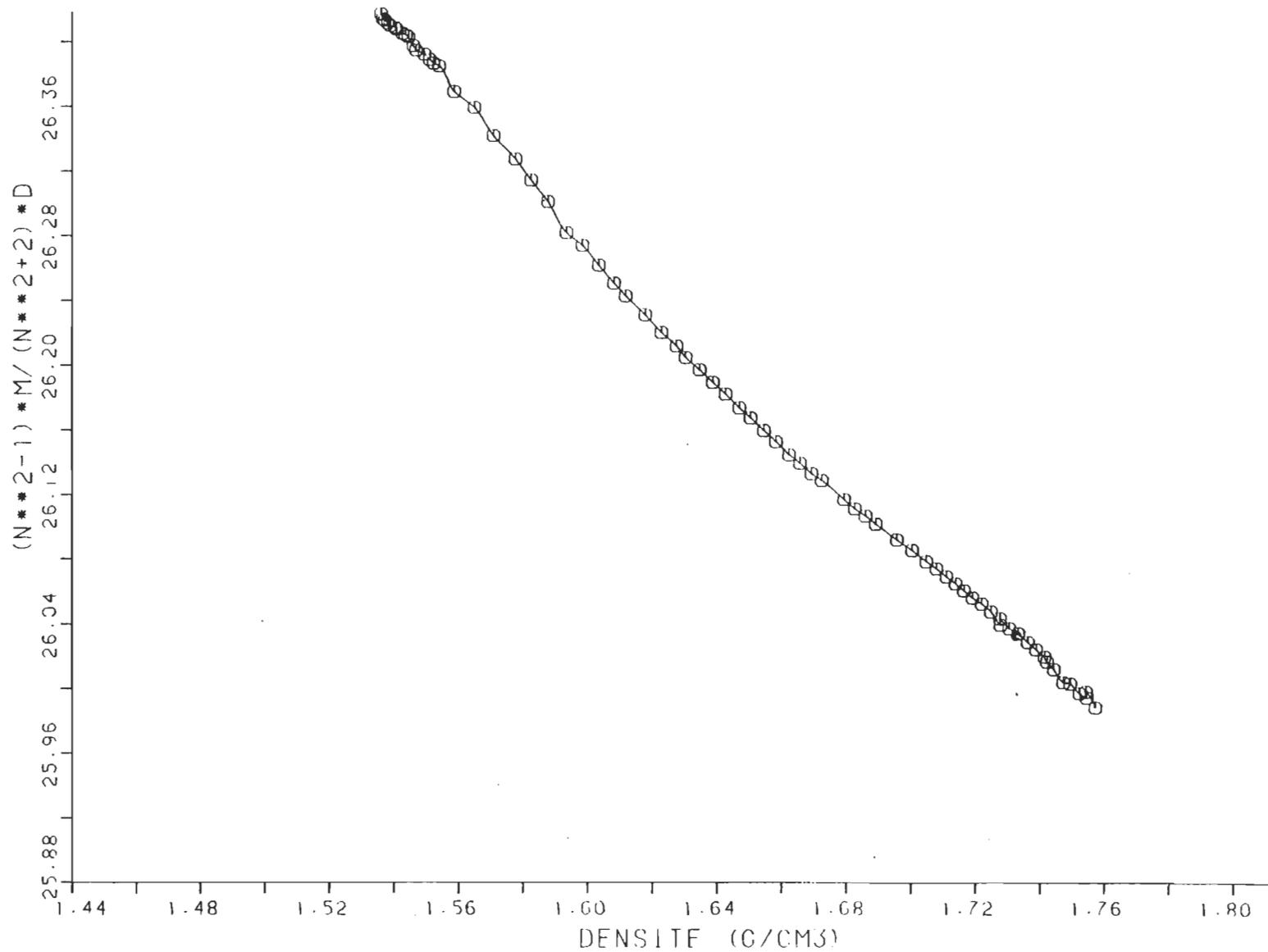


Figure (4.6): Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) en fonction de la densité pour le liquide CCl₄ à T=50,0 °C.

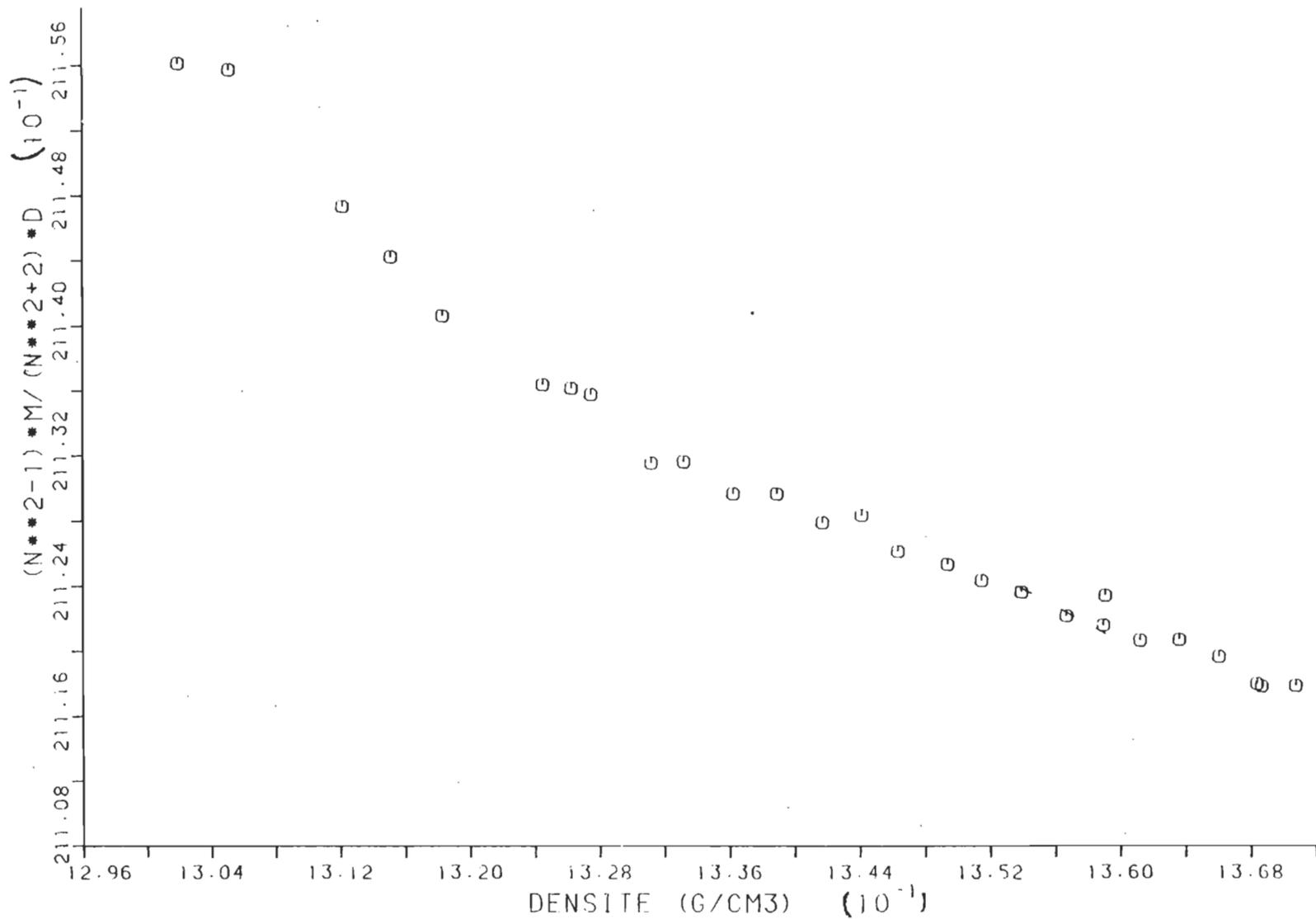


Figure (4.7): Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) en fonction de la densité pour le liquide CS₂ à T=0,0°C.

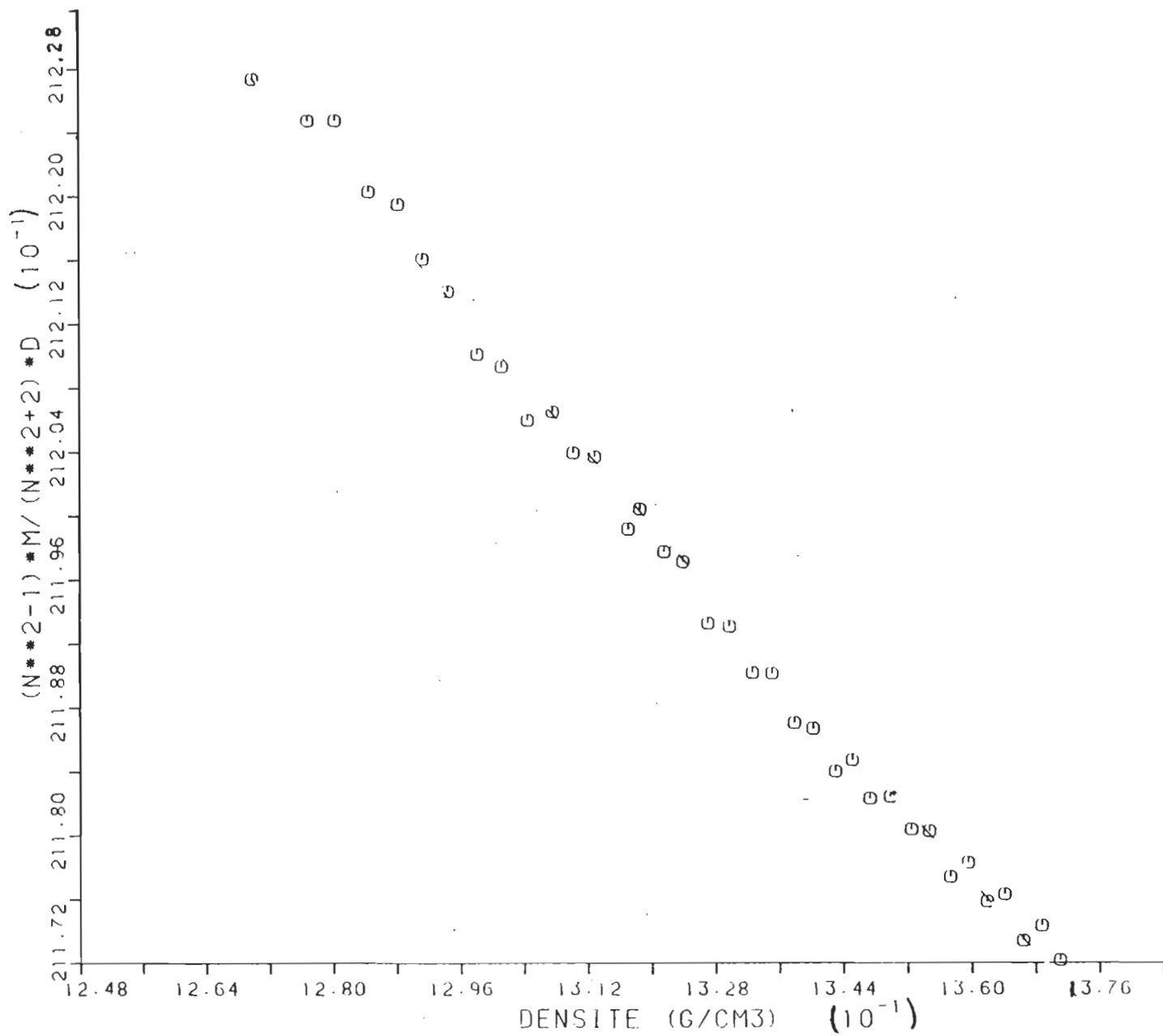


Figure (4.8): Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée L-L(m) en fonction de la densité pour le liquide CS_2 à $T=25,0 \text{ C}$.

4.3.2.2 Equation de Lorentz-Lorenz classique

Pour rendre claire la discussion (chap V), nous avons jugé important de calculer l'équation de Lorentz-Lorenz classique:

$$L-L = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi \frac{N_A}{M} \alpha_{e1} d \quad 4.5$$

Les figures (4.9), (4.10) et (4.11) font l'objet de L-L en fonction de la densité pour le liquide CCl_4 , et (4.12), (4.13) pour le liquide CS_2 .

4.4 CALCUL DE LA POLARISABILITE

Les paramètres dont on a besoin dans l'équation Lorentz-Lorenz (4.4) sont connus (n , d). Il nous reste à déduire la valeur de la polarisabilité α_{e1} .

L'analyse de nos résultats expérimentaux de $(n^2-1)M/(n^2+2)d$ en fonction de la densité fut réalisée à partir de la méthode des moindres carrés. Même si la théorie prévoit que l'équation de $(n^2-1)M/(n^2+2)d$ versus la densité est une constante, nous constatons que dans tous les cas le meilleur polynôme est du premier ordre (voir dans l'appendice B, la

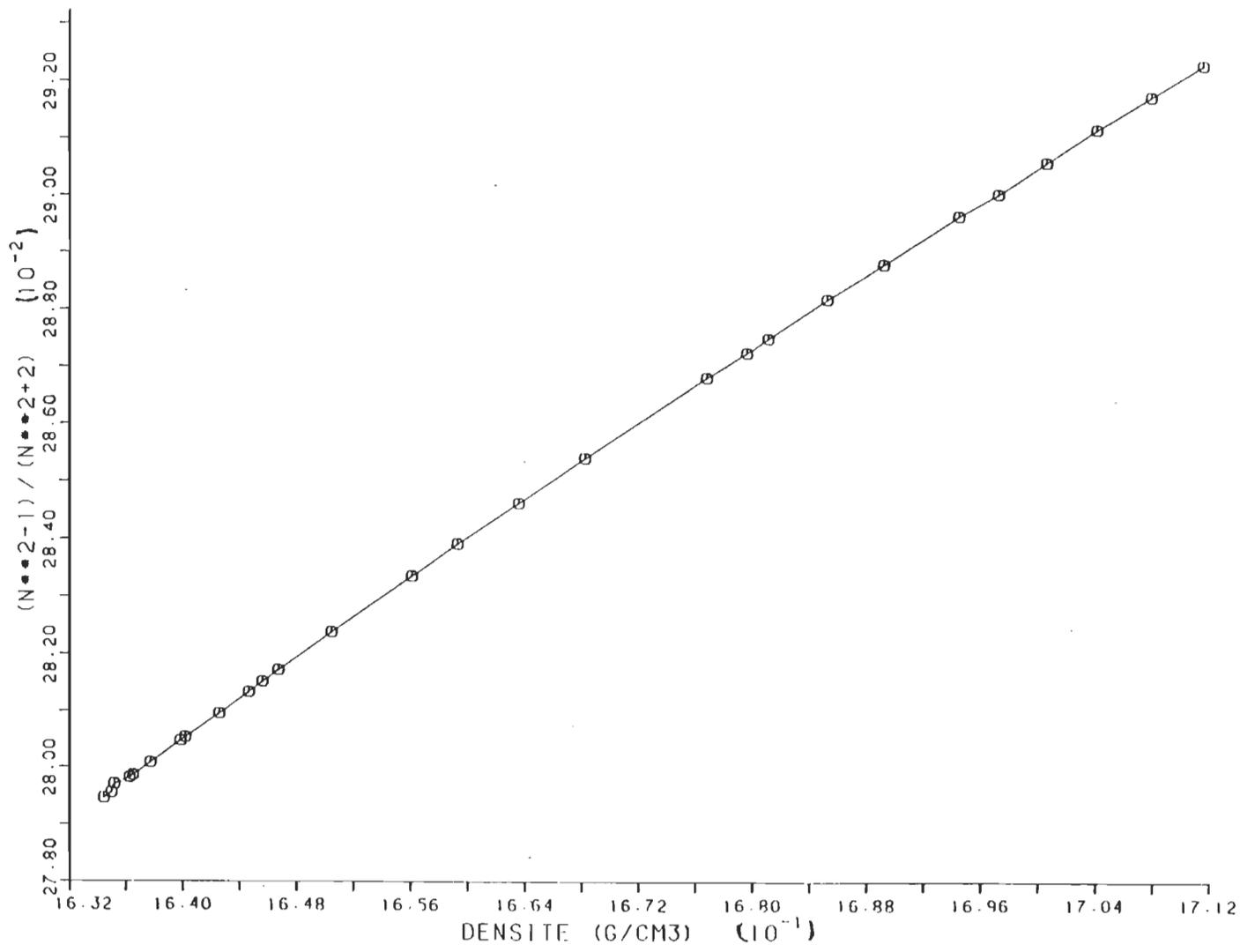


Figure (4.9): Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz L-L en fonction de la densité pour le liquide CCl₄ à T=0,0 C.

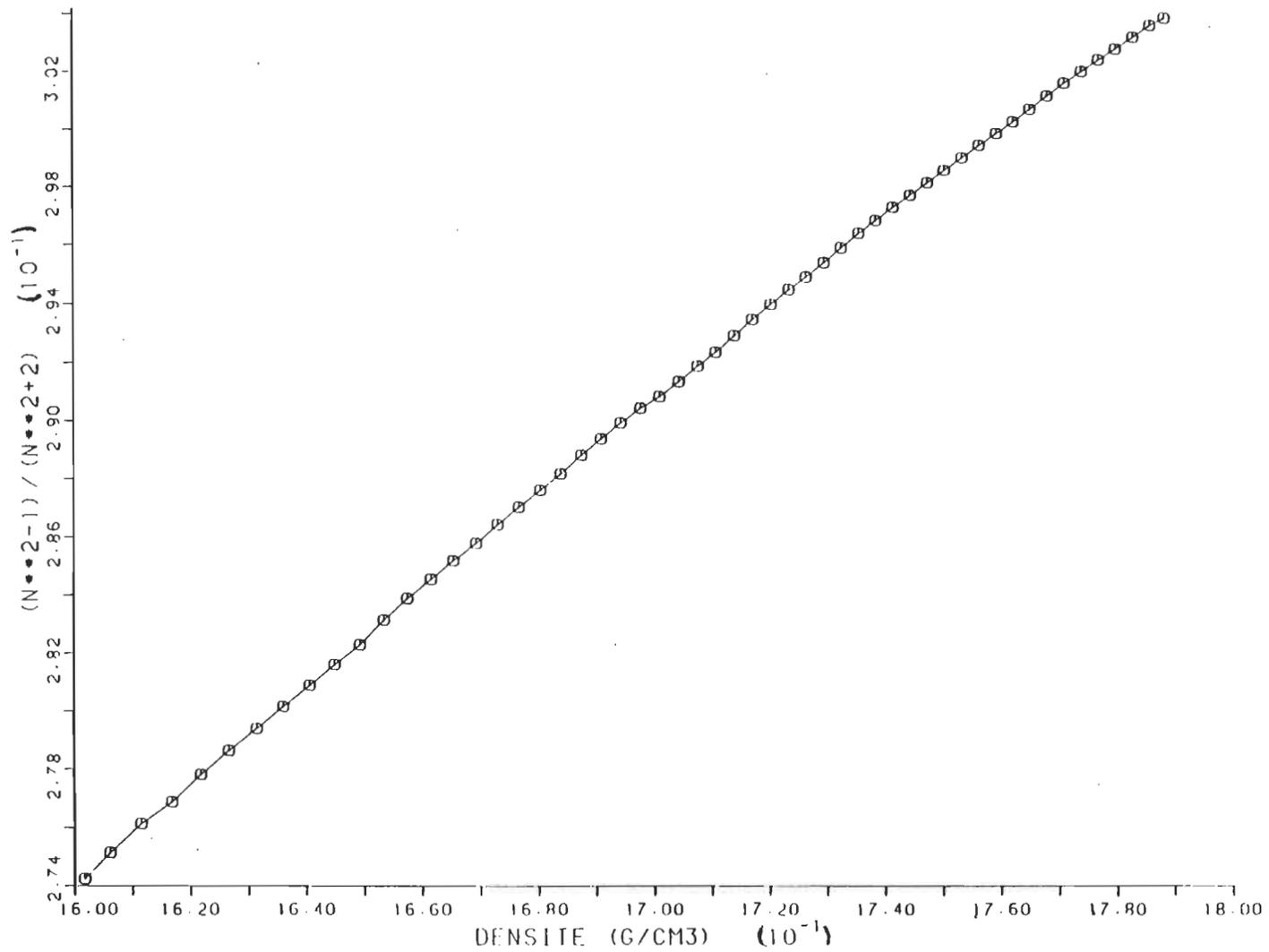


Figure (4.10): Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz L-L en fonction de la densité pour le liquide CCl₄ à T=25,0 °C.

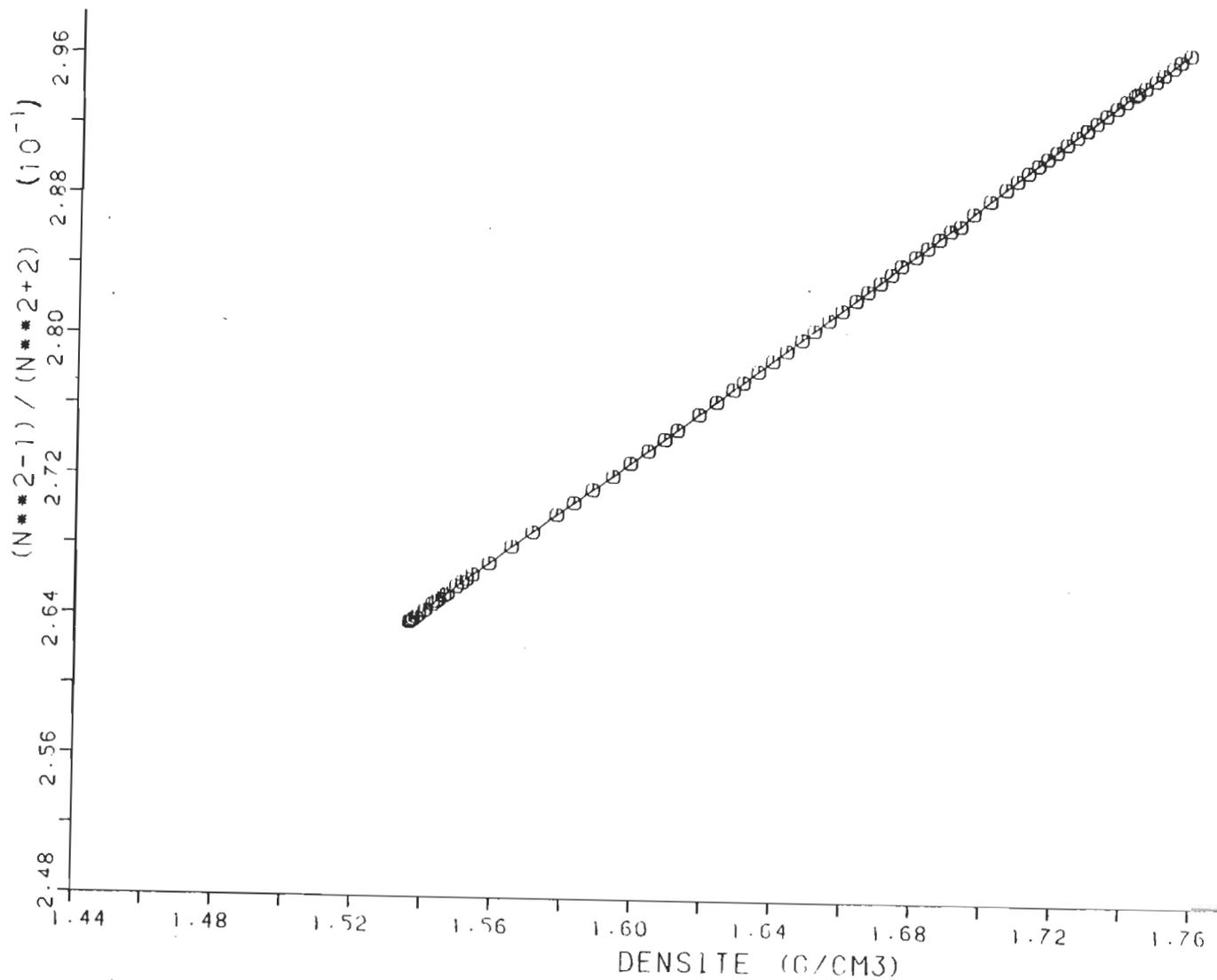


Figure (4.11): Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz L-L en fonction de la densité pour le liquide CCl_4 à $T=50,0^\circ\text{C}$.

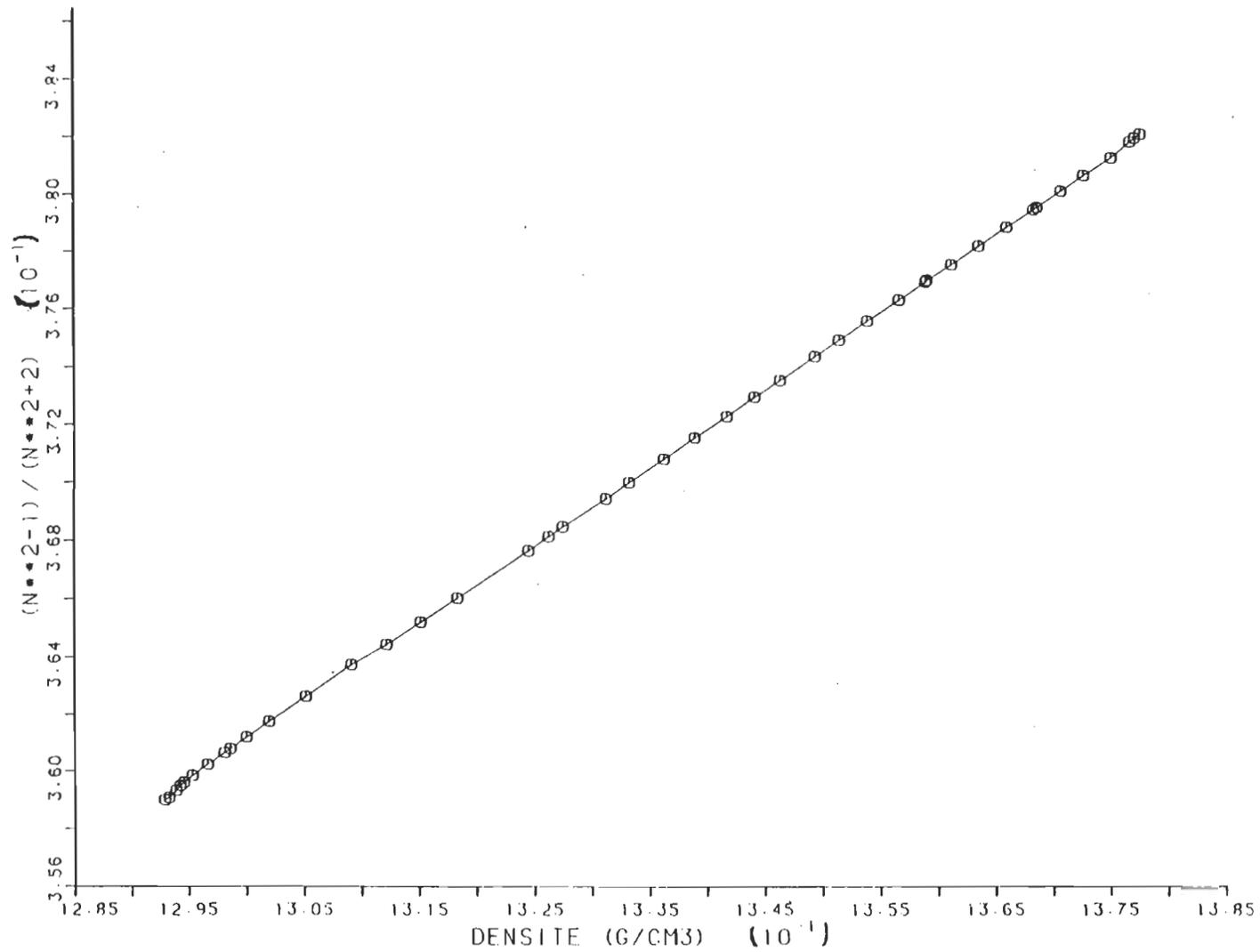


Figure (4.12): Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz L-L en fonction de la densité pour le liquide CS_2 à $T=0,0$ C.

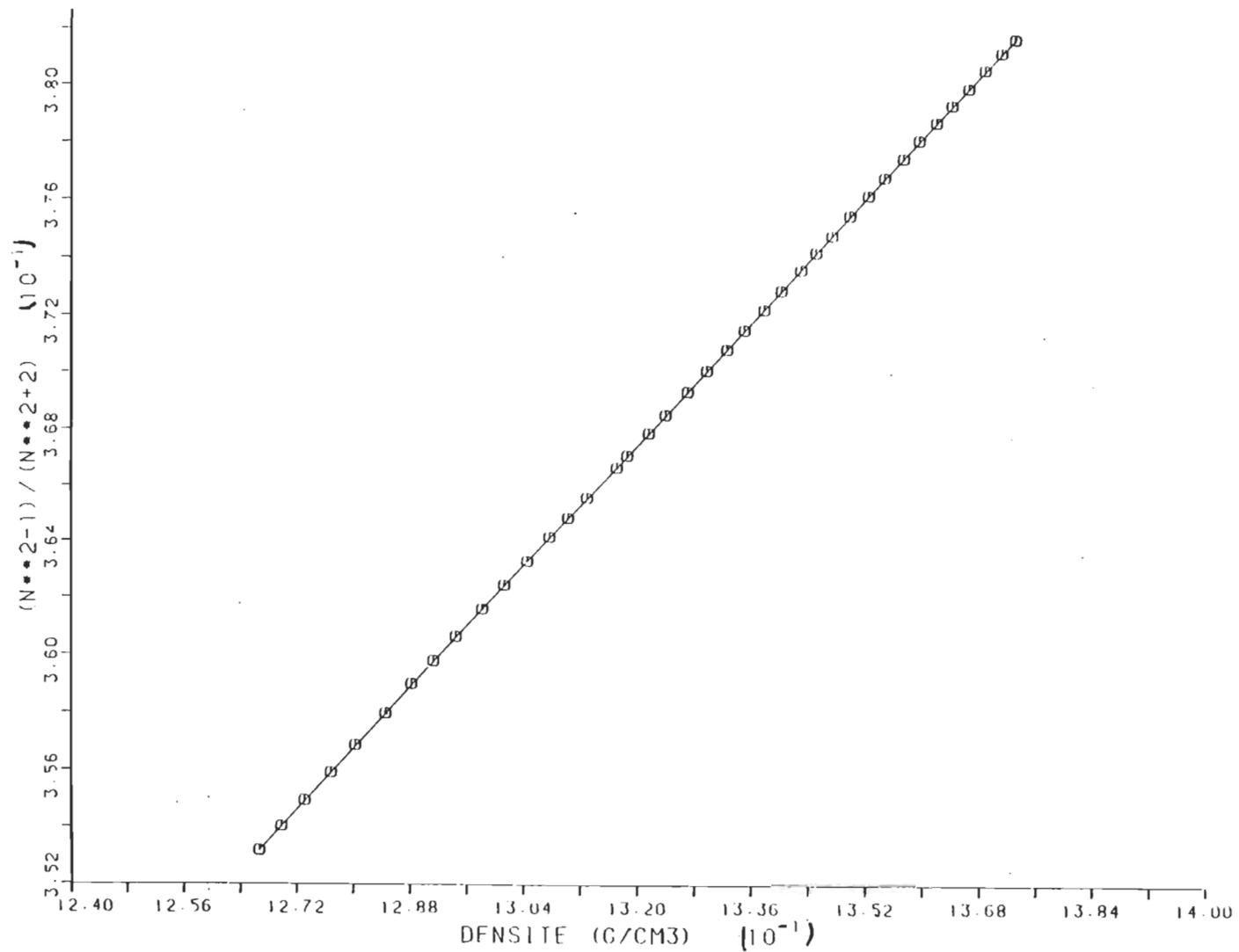


Figure (4.13): Courbe de l'équation de Lorentz-Lorenz L-L en fonction de la densité pour le liquide CS₂ à T=25,0°C.

série de polynômes pour chaque liquide à différentes températures).

En supposant que la relation de $(n^2-1)M/(n^2+2)d$ est vraiment constante, nous avons calculé α_{e1} à partir de la pente à l'origine "B" de l'équation $(n^2-1)M/(n^2+2)d$ versus la densité. Nous obtenons la polarisabilité selon la relation:

$$B = \frac{4}{3} \pi N_A \alpha_{e1}$$

Les résultats obtenus sont présentés au tableau (4.7).

4.5 CALCUL DE LA DIFFERENCE $(\epsilon - n^2)$ POUR LE LIQUIDE CCL_4

A une certaine fréquence, généralement dans les ondes courtes ou l'infrarouge lointain (I.R.L), les dipôles d'orientation ne s'équilibrent plus avec le champ et nous nous situons dans une zone de dispersion. Dans cette région, les mesures à basse fréquence de " ϵ " et à haute fréquence de " n " aux extrêmes de la région de dispersion, nous permettent d'identifier l'effet d'interaction induite " B_{or} " par le champ multipolaire et celui " B_{ind} " produit par le champ externe.

La contribution d'orientation peut être calculée à l'aide de la relation de dispersion de Krammers-Kronig (1.22). Le problème de cette contribution est qu'elle ne peut

TABLEAU 4.7

Polarisabilité électronique α_{e1} pour les liquides CCl_4 et CS_2 sur trois isothermes.

$\alpha_{e1} (10^{-24} \text{ cm}^3)$		
T (°C)	CCl_4	CS_2
0,0	$10,95 \pm 0,05$	$8,385 \pm 0,003$
25,0	$11,09 \pm 0,04$	$8,65 \pm 0,01$
	10,55 ^a	8,74 ^a
	10,50 ^b	8,72 ^b
50,0	$11,64 \pm 0,02$	*

* Valeurs non mesurées à cause du point de vaporisation du liquide; on ne peut pas mesurer l'indice de réfraction " n_0 " à la pression atmosphérique.

a: Valeurs calculées pour $\lambda = 589,3 \text{ nm}$, [6].

b: Valeurs calculées pour $\lambda = 546,1 \text{ nm}$, [7].

pas être séparée facilement à cause de l'absorption due aux molécules simples. Ce type de molécules masque l'effet dû aux molécules paires. Pour cette raison, nous avons choisi des liquides ayant des molécules non polaires. En effet, l'absorption due aux molécules simples est absente et la contribution des molécules paires est facilement observée.

Cette partie concerne seulement le liquide CCl_4 , ce dernier est régi par un mécanisme d'absorption dû à l'induction d'un moment dipolaire électrique dans la molécule, sous l'action des moments octopolaires des molécules voisines. L'effet des distortions accompagnant les chocs moléculaires de l'agitation thermique fait que la molécule perd sa symétrie et il y aura création d'un moment dipolaire électrique temporaire.

Les valeurs calculées de $(\epsilon - n^2)$ pour le liquide CS_2 étant négatives, nous n'avons pu les comparer avec les résultats trouvés dans l'infrarouge par Marteau [8]. En effet, d'une part les mesures sont réalisées dans deux laboratoires de recherche différents et la pureté des liquides étudiés peut ainsi ne pas être identique. D'autre part, comme les incertitudes sur chaque mesure s'additionnent et que la différence $(\epsilon - n^2)$ est très faible pour ce liquide, il est possible d'obtenir une erreur de 100% ou plus sur cette différence.

Au tableau (4.8) sont consignées les valeurs trouvées de Γ_{KK} du CCl_4 (voir appendice C) et celles mesurées dans l'infrarouge lointain par Marteau [8]. Rappelons que Γ_{KK} est définie par (voir équations 1.27 et 1.28):

$$\Gamma_{KK} = [(\epsilon - n^2)/R]_{liq} - [(\epsilon - n^2)/3d]_{gaz} \cdot d_{liq}$$

$$\approx \pi^{-2} \int \frac{\alpha(f)}{f^2} df \quad 4.6$$

Les valeurs de ϵ , n et d_{gaz} en phase gazeuse [9,10] sont rapportées à l'appendice C.

Les figures (4.14), (4.15) et (4.16) représentent les valeurs de Γ_{KK} en fonction de la densité pour le liquide CCl_4 respectivement aux isothermes $T=0,0$ °C, $T=25,0$ °C et $T=50,0$ °C. Ces résultats sont discutés en détail dans le chapitre V (paragraphe 5.2).

A la température $T = 0,0$ °C, on a rencontré certains problèmes à haute pression. Pour le CCl_4 , à une pression de 12600 PSI (868,7 bar), on a observé un changement de phase, qui rend le liquide opaque et la perte du signal optique. Pour le liquide CS_2 , on n'a pas pu augmenter la pression à plus de 15000 PSI (1034,2 bar) en raison de la formation de bulles d'air dans le sac. Ces dernières ont tendance à le percer. Par conséquent, le CS_2 se mélange avec l'huile de

TABLEAU 4.8

Valeurs de la différence relative (Δ^*) obtenues avec nos valeurs de Γ_{KK} et celles de Marteau à $T= 0,0 \text{ }^\circ\text{C}$, $T= 25,0 \text{ }^\circ\text{C}$ et $T= 50,0 \text{ }^\circ\text{C}$.

T ($^\circ\text{C}$)	d_{1i} (g/cm^3)	ϵ	n	$\Gamma_{KK} \times 10^2$ (nous)	$\Gamma_{KK} \times 10^2$ (Marteau)	Δ^* (%)
00,0	1,6344	2,2786	1,4709	2,3008	0,9179	60,1
	1,6474	2,2925	1,4756	2,3000	0,9238	59,8
	1,6607	2,3061	1,4800	2,3048	0,9370	59,3
	1,6723	2,3188	1,4841	2,3216	0,9502	59,0
	1,6839	2,3309	1,4879	2,3355	0,9611	58,8
	1,6962	2,3421	1,4916	2,335	0,9672	58,6
25,0	1,5847	2,2286	1,4558	2,211	0,8783	60,2
	1,6167	2,2606	1,4659	2,263	0,9013	60,1
	1,6445	2,2879	1,4748	2,286	0,9272	59,5
	1,6668	2,3123	1,4826	2,310	0,9373	59,4
	1,7075	2,3539	1,4959	2,360	0,9666	59,0
	50,0	1,5358	2,1789	1,4406	2,112	0,8252
1,5548		2,1985	1,4458	2,228	0,8791	60,5
1,5724		2,2159	1,4507	2,294	0,8730	61,9
1,6303		2,2734	1,4673	2,490	0,9005	63,8
1,6729		2,3188	1,4805	2,641	0,9345	64,6
1,6979		2,3430	1,4875	2,725	0,9544	64,9

$$* \quad \Delta = \frac{\Gamma_{KK}(N) - \Gamma_{KK}(M)}{\Gamma_{KK}(N)} \times 100$$

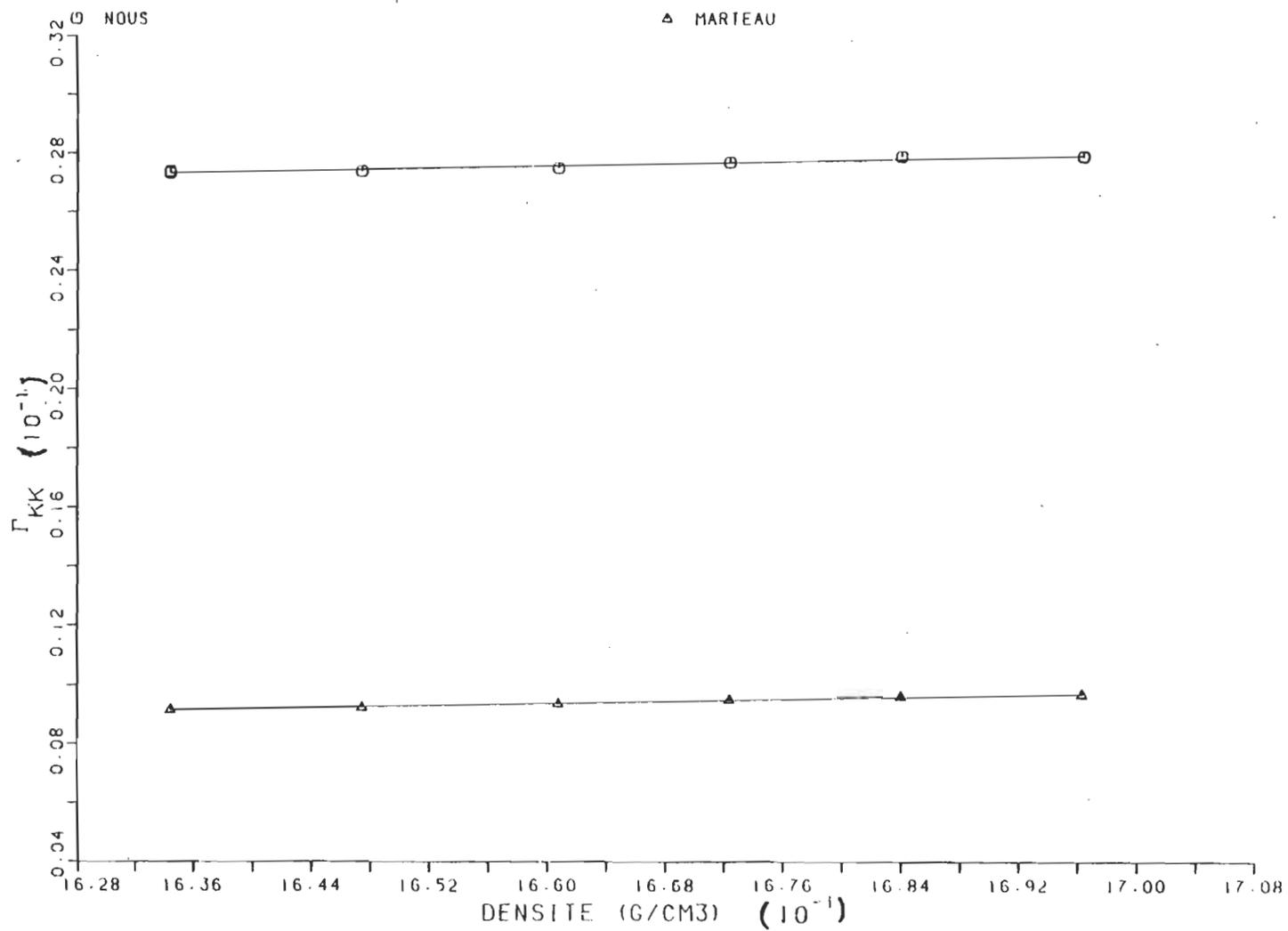


Figure (4.14): Courbe de Γ_{KK} en fonction de la densité pour le liquide CCl_4 à $T = 0,0 \text{ } ^\circ\text{C}$.

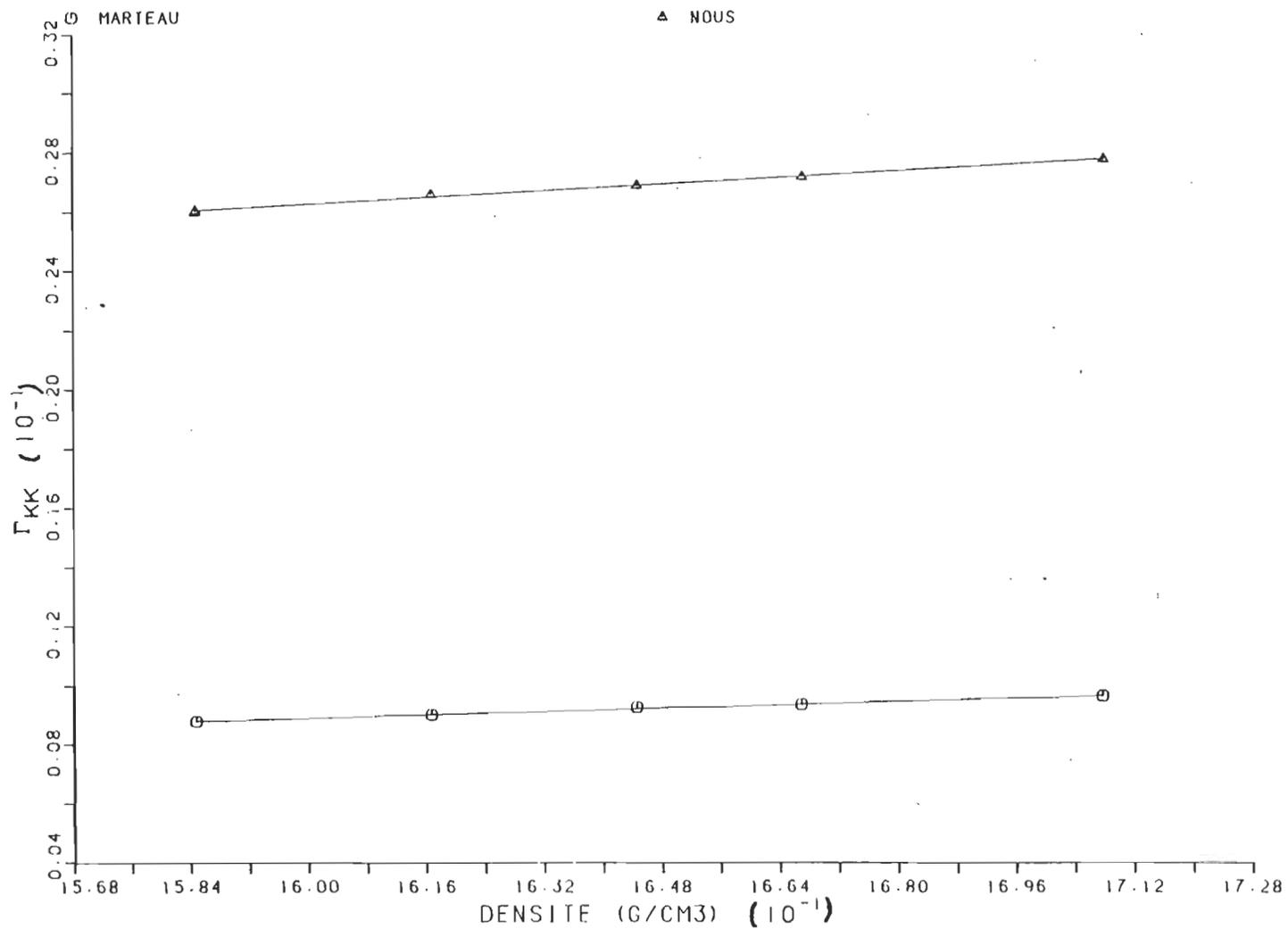


Figure (4.15): Courbe de Γ_{KK} en fonction de la densité pour le liquide CCl_4 à $T=25,0^\circ\text{C}$.

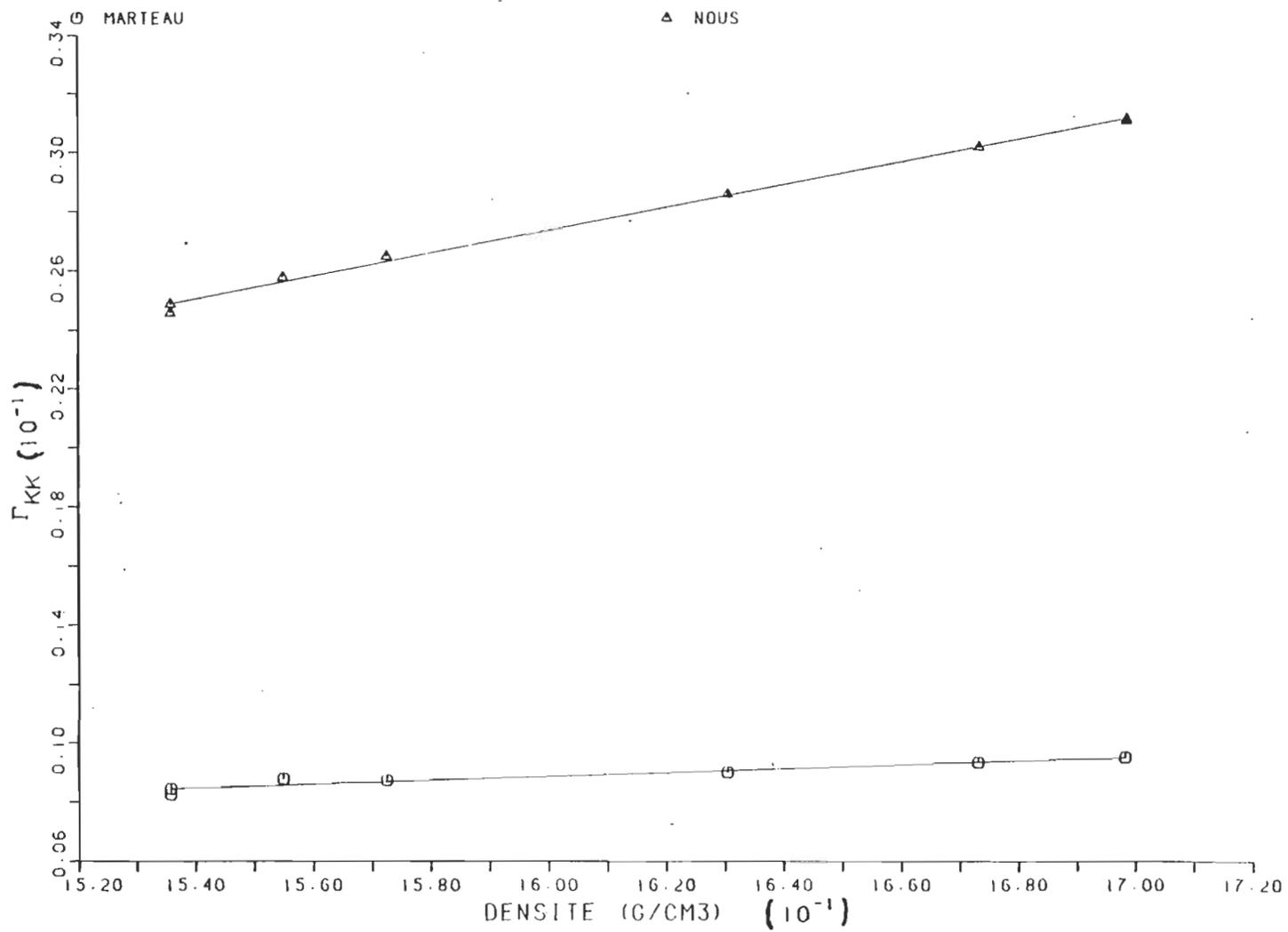


Figure (4.16): Courbe de Γ_{KK} en fonction de la densité pour le liquide CCl_4 à $T=50,0\text{ }^\circ\text{C}$.

compression. De plus, les valeurs de la constante diélectrique en fonction de la pression de Mopsik [5] ne couvrent pas entièrement la gamme de pression que nous avons utilisée. En définitive, il faudrait améliorer le système en utilisant un soufflet métallique (voir conclusion) pour pouvoir prendre des mesures à très haute pression, mais aussi pour pouvoir mesurer simultanément l'indice de réfraction, la constante diélectrique et la densité du liquide.

LISTE DES OUVRAGES CITES DANS LE CHAPITRE IV

- 1- E. Reisler and H. Eisenberg, J. Chem. Soc. Faraday Trans. II 68, 1001 (1972).
- 2- R.M Waxler et R.M Weir, J.Res. Nat. Bur. Stand.67A, 163 (1963).
- 3- J.D. Olson and F.H. Horne, J.Chem. Phys, 58, 2321 (1973).
- 4- D. Beysens and P. Calmettes, J. Chem. Phys, 66, 766 (1977).
- 5- J. Stone, J. Opt. Sc. Am. 62, 327 (1972).
- 6- C.J.F. Böttcher et P.Bordewijh " Theory of Electric Polarisation", Vol.II, Elsevier, Amsterdam (1978).
- 7- M.Davies, " Dielectric and Related Molecular", Vol.I, The Chemical Society, Burlington House, London (1972).
- 8- P.Marteau, "Laboratoire d'interaction moléculaire et de haute pression", C.R.N.S, Villetaneuse, Paris Nord. communication privée.
- 9- Handbook of Physics and Chemistry, 60^{ieme} édition, Chemical Rubber Co, Florida (1986).
- 10- H. Lowery, Proc. Phys. Soc, 39, 421 (1927).

CHAPITRE V

DISCUSSION

INTRODUCTION

La discussion des résultats obtenus dans ce projet fait l'objet du présent chapitre. Nous avons mesuré l'indice de réfraction jusqu'à des pressions de l'ordre de 2 kbar dans le but d'augmenter les interactions intermoléculaires et de vérifier la validité de l'équation de Lorentz-Lorenz jusqu'à une telle pression.

5.1 SYSTEME DE REFRACTION

Les mesures de l'indice de réfraction en fonction de la pression pour les deux liquides sont en concordance avec les mesures de Vedam [1,2]. En effet l'indice de réfraction croît avec la pression et décroît avec l'augmentation de la température (figures 4.2, 4.3). Grâce à ces mesures le point de refroidissement du liquide peut être déterminé. Par exemple à $T = 0,0^{\circ}\text{C}$ pour le liquide CCl_4 , la pression maximale annoncée correspond à un changement de phase observé vers

12000 PSI. Ce changement est caractérisé par une diffusion de la lumière laser et une perte du signal optique. En diminuant légèrement la pression, on retrouve le signal et on peut compter la variation des franges.

5.1.1 EQUATION DE LORENTZ-LORENZ

L'examen des figures (4.9), (4.10) et (4.11), pour le CCl_4 et des figures (4.12) et (4.13) pour le CS_2 permet de constater que l'équation de Lorentz-Lorenz (L-L):

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4}{3} \pi \frac{N_A}{M} \alpha_{el} d \quad 5.1$$

n'est pas une bonne représentation pour les liquides non polaires à haute densité. En effet, la déviation de cette équation montre clairement que la polarisabilité n'est pas une constante indépendante de la température et des interactions moléculaires comme le prédit la théorie classique [3,4].

L'examen des figures (4.4), (4.5) et (4.6) pour le CCl_4 liquide et des figures (4.7) et (4.8) pour le CS_2 liquide montre que l'équation modifiée de Lorentz-Lorenz (5.2) qui est représentée ci-dessous n'est pas une constante:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \frac{M}{d} = \frac{4}{3} \pi N_A \alpha_{el} \quad 5.2$$

L'hypothèse de l'invariance de la polarisabilité, telle qu'elle est annoncée par la théorie classique vient d'être infirmée. En effet, la polarisabilité est décroissante en fonction d'une augmentation de pression pour les deux liquides et ce sur toutes les isothermes. On en déduit que l'équation (5.1) doit avoir en phase liquide un terme de correction [5] qui tient compte de interactions de courtes portées.

5.1.2 POLARISABILITE

D'après les résultats (appendice A) du programme de moindres carrés de $(n^2 - 1)M/(n^2 + 2)d$ en fonction de la densité "d", le meilleur polynôme représentant cette fonction est de la forme A.X + B sauf dans le cas du CCl_4 liquide à $T=0,0$ °C et $T= 25,0$ °C, ce qui implique que la polarisabilité n'est pas constante.

Le tableau (5.1) fait l'objet de la variation de la polarisabilité en fonction de la densité. Notons que pour ce calcul, on a supposé que la relation de Lorentz-Lorenz modifiée est vraie. De plus, nous constatons qu'à l'intérieur des limites d'incertitude la polarisabilité croît très peu avec la température. Cette dernière remarque est liée

TABLEAU 5.1

Variation de la polarisabilité (α_{el}) en fonction de la température et la densité.

T(°C)	CCl ₄		CS ₂	
	$\alpha_{el} \times 10^{24}$ (cm ³)	d (g/cm ³)	$\alpha_{el} \times 10^{24}$ (cm ³)	d (g/cm ³)
00,0	10,43 ± 0,01	1,63	8,40 ± 0,01	1,29
	10,39 ± 0,01	1,73	8,37 ± 0,02	1,37
25,0	10,45 ± 0,02	1,59	8,42 ± 0,02	1,25
	10,28 ± 0,04	1,75	8,39 ± 0,01	1,37
50,0	10,48 ± 0,01	1,53	-	-
	10,31 ± 0,02	1,71	-	-

probablement à la non polarité des liquides étudiés (CCl_4 , CS_2). En effet, les fluctuations thermiques des moments dipolaires permanents sont absentes. Ce qui nous permet de suggérer la vérification, dans les travaux ultérieurs, de l'effet de la température sur la polarisabilité pour les liquides polaires. Dans ce tableau (5.1), on y constate que la polarisabilité accuse une faible décroissance en fonction de la densité, ce qui est conforme à des mesures antérieures [2, 5, 6] et à l'équation (1.15) d'Omini [7] qui stipule que la polarisabilité décroît lors de l'augmentation de la pression.

Compte tenu des divers résultats expérimentaux, il nous apparaît que tout modèle de la polarisabilité en phase liquide devrait dépendre de la décroissance de la polarisabilité en fonction d'une augmentation de la densité, d'une faible augmentation de la polarisabilité avec la température et des autres interactions moléculaires.

Le modèle proposé par Omini [7] se rapproche de ces conditions. En effet, il propose pour la phase liquide, que la polarisabilité dépende explicitement de la densité et de la température. Il tient aussi compte des interactions moléculaires à travers la fonction de distribution radiale $g(R)$:

$$\alpha = \alpha_0 + A^*d - C^*d T g(R) \quad 5.3$$

où A^* et C^* sont des paramètres dépendent de la polarisabilité (voir, référence [7]), α_0 est la polarisabilité à la pression atmosphérique et R est le rayon moléculaire.

Vedam et Limsuwan [2] ont montré que l'équation d'Omini est très près des valeurs expérimentales qu'ils ont obtenues.

5.2 RELATION $(\epsilon - n^2)$ POUR LE CCl_4

D'après les figures (4.14), (4.15) et (4.16), nous constatons que les valeurs de Γ_{KK} que nous avons obtenues sont supérieures à celles mesurées par Marteau dans l'infrarouge lointain. Ceci est normal car nos mesures couvrent toute la gamme de fréquences. La différence relative entre nos valeurs et celles de Marteau est de l'ordre de 60%. Ce pourcentage peut être associé à l'absorption induite par collision dans les micro-ondes et l'infrarouge.

En considérant les résultats ci-haut (60%) et ceux annoncés par Urbaniak et Daag [9] qui ont estimé à 20% la contribution des interactions moléculaires dans la bande des micro-ondes, on peut déduire que dans la bande de l'infrarouge l'absorption induite par collision contribue pour environ 40%. Cette déduction est en accord avec deux observations antérieures:

l'une avec le spectre d'absorption, du liquide CCl_4 , dans l'infrarouge [10]; ce spectre montre une très forte bande d'absorption autour de 800 cm^{-1} et une, moins forte autour de 310 cm^{-1} et l'autre avec le résultat de Bellamy [11] qui a fait une étude sur les liaisons C-Cl, et qui a déduit que les composants possédant ce type de liaison ont une absorption entre 693 cm^{-1} et 800 cm^{-1} et en particulier le liquide CCl_4 qui présente une forte absorption à 797 cm^{-1} dans l'infrarouge. Soulignant aussi que les impuretés (molécules polaires d'eau) contenues dans le CCl_4 liquide utilisé et certaines bandes de différence susceptibles d'apparaître sur le spectre contribuent probablement à l'absorption.

LISTE DES OUVRAGES CITES DANS LE CHAPITRE V

- 1- K. Vedam et P. Limsuwan, J. Chem. Phys, 69, 4762 (1978).
- 2- K. Vedam et P. Limsuwan, J. Chem. Phys, 69, 4772 (1978).
- 3- J. Yvon, J. Actualités Scientifiques et Industrielles, Nos. 542, Paris (1937).
- 4- J.G. Kirkwood, J. Chem. Phys. 4, 592 (1936).
- 5- D.Beysens and P.Calmettes, J.Chem.Phys, 66, 766 (1977).
- 6- C.C. Chen and K.Vedam, J.Chem.Phys, 73, 4577 (1977).
- 7- M. Omini, Journal de Physique, 39, 847, (1978).
- 8- P.Marteau, "Laboratoire d'Interaction Moléculaire et de Haute Pression", C.R.N.S, Villetaneuse, Paris Nord, communication privée.
- 9- J.L. Urbaniak, I.R.Dagg and G.E. Reesor, Can.J.Phys, 55, 496 (1976).
- 10 D.N.Kendall "Applied Infrared Spectroscopy", D.N.Kendall, N.Y (1966).
- 11 L.J. Bellamy "The Infrared Spectra of complex molecules", L.J. Bellamy, London (1966).

CONCLUSION

Nous avons utilisé dans ce mémoire une approche expérimentale très fiable. En effet, les résultats obtenus nous ont permis de confirmer la non validité de l'hypothèse classique qui stipule que l'équation de Lorentz-Lorenz est linéaire avec la densité et que la polarisabilité est constante. Comme l'équation d'Omini est spécifique aux liquides, nous suggérons l'utilisation de celle-ci à l'équation de Lorentz-Lorenz plus générale.

De plus, nous sommes parmi les premiers à lier des mesures à basse fréquences et dans la bande optique à des mesures dans l'infrarouge lointaine, pour l'état liquide, et ce, en calculant la différence $(E - n^2)$ pour diverses températures. Cette différence nous a conduit à évaluer la contribution de l'absorption induite par collision dans l'infrarouge pour le CCl_4 .

Suite aux mesures réalisées, qu'il nous soit permis d'apporter quelques suggestions pour améliorer le montage utilisé et accroître la qualité des observations

expérimentales. Le remplacement du sac en polyéthylène par un soufflet métallique permettrait d'accroître le rythme des mesures en empêchant les nombreux bris du sac. Tel que souligné auparavant dans le cas du CS_2 , le fait que la différence $(\epsilon - n^2)$ soit petite nous amène à suggérer des mesures simultanées de l'indice de réfraction, de la constante diélectrique et de la densité. Ce faisant, il serait possible de réaliser ces diverses mesures sur le même échantillon. Ceci permettrait de s'assurer de la haute qualité du liquide qui pourrait avoir été distillé et traité pour réduire à un minimum les traces d'eau, par exemple. De plus, les mesures simultanées permettraient de limiter les fluctuations de température et de pression car toutes les mesures seraient réalisées sous le même contrôle de température et les pressions seraient mesurées en même temps pour l'indice de réfraction, la constante diélectrique et la densité.

APPENDICE A

EXEMPLE DE CALCUL DE L'INDICE DE REFRACTION (n) A PARTIR DU RAPPORT (Δn)/(ΔT)

Prenons comme exemple le calcul de l'indice de réfraction pour le CCl_4 à $T = 50,0$ °C. Connaissant la valeur de l'indice de réfraction du CCl_4 à $T = 25,0$ °C et une longueur d'onde de 632,8 nm, soit $n_{25} = 1,4559$, connaissant aussi le rapport [3]:

$$(\Delta n)/(\Delta T) = -5,7 \times 10^{-4} \quad \text{A.1}$$

L'indice de réfraction à 50,0 °C se calcule de la relation (A.1)

$$\Delta n = \Delta T \times (-5,7 \times 10^{-4}) \quad \text{A.2}$$

$$n_{50} - n_{25} = (50 - 25) \times (-5,7 \times 10^{-4})$$

$$n_{50} = n_{25} - 1,425 \times 10^{-2}$$

$$= 1,4416$$

Soulignons que le calcul de l'indice de réfraction pour les autres isothermes s'effectue de la même façon que celle citée ci-dessus.

Rapport de l'ordinateur pour l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée du liquide CCl_4 à $T=0,0$ C.

CAS 1 Y=A+BX

-LIMITE SUR 3 DEVIATIONS STANDARD-

A=	.26823334E+02	DEVA=	.12474008E+00	BASSE	.26449113E+02	HAUTE	.27197554E+02
B=	.31081501E+00	DEVB=	.74943674E-01		.53564603E+00		.85983990E-01

DEVIATION STANDARD DE LA DROITE = .10227034E-01
 TEST DU CHI CARRE REDUIT = .10459222E-03

NPTS	X(I)	Y FITEE	Y(I)	DEV(I)	RANG	
0	.00000000E+00				.26823334E+02	
1	.16344350E+01		.26301120E+02		.26315327E+02	-.14206657E-01 3
2	.16349840E+01		.26301060E+02		.26315156E+02	-.14096020E-01 5
3	.16351850E+01		.26311710E+02		.26315094E+02	-.33835458E-02 25
4	.16362610E+01		.26304700E+02		.26314759E+02	-.98591089E-02 10
5	.16364980E+01		.26305110E+02		.26314685E+02	-.95754457E-02 11
6	.16377150E+01		.26306390E+02		.26314307E+02	-.79171838E-02 16
7	.16398330E+01		.26309020E+02		.26313649E+02	-.46288777E-02 21
8	.16401580E+01		.26309810E+02		.26313548E+02	-.37378628E-02 24
9	.16425500E+01		.26311160E+02		.26312804E+02	-.16443933E-02 28
10	.16446070E+01		.26313970E+02		.26312165E+02	.18049533E-02 26
11	.16455700E+01		.26316160E+02		.26311866E+02	.42942681E-02 22
12	.16466900E+01		.26317500E+02		.26311518E+02	.59823809E-02 18
13	.16504000E+01		.26319730E+02		.26310364E+02	.93655046E-02 12
14	.16560230E+01		.26320600E+02		.26308617E+02	.11983217E-01 9
15	.16592010E+01		.26322300E+02		.26307629E+02	.14670987E-01 2
16	.16634780E+01		.26320020E+02		.26306300E+02	.13720643E-01 7
17	.16681290E+01		.26318960E+02		.26304854E+02	.14105744E-01 4
18	.16766780E+01		.26314480E+02		.26302197E+02	.12283101E-01 8
19	.16794970E+01		.26310680E+02		.26301321E+02	.93592889E-02 13
20	.16869260E+01		.26310160E+02		.26300855E+02	.93052006E-02 14
21	.16951540E+01		.26308180E+02		.26299562E+02	.86175695E-02 15

Séries des polynômes qui représentent l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée pour chaque liquide et chaque température.

APPENDICE B

Suite du rapport de l'ordinateur pour l'équation de Lorenz-Lorenz modifiée du liquide CCl_4 à $T=0,0^\circ\text{C}$.

22	.16891070E+01	.26302530E+02	.26298334E+02	.41062212E-02	23
23	.16943890E+01	.26298420E+02	.26296699E+02	.17272461E-02	27
24	.16971200E+01	.26290420E+02	.26295821E+02	.53314611E-02	20
25	.17005570E+01	.26288890E+02	.26294775E+02	.58849469E-02	19
26	.17041090E+01	.26286820E+02	.26293671E+02	.73809320E-02	17
27	.17079760E+01	.26278690E+02	.26292469E+02	.13772010E-01	6
28	.17116680E+01	.26271340E+02	.26291321E+02	.12981481E-01	1

Rapport de l'ordinateur pour l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée du liquide CCl_4 à $T=25,0$ C.

CAS 1 Y=A+BX

-LIMITE SUR 3 DEVIATIONS STANDARD-

			+BASSE	+HAUTE
\bar{A} =	.27953248E+02	DEVA=	.94872733E-01	.28237867E+02
\bar{B} =	-.97807233E+00	DEVB=	-.11454229E+01	-.81972178E+00

DEVIATION STANDARD DE LA DROITE	=	.23719400E-01
TEST DU CHI CARRE REDUIT	=	.56260992E-03

NPTS	X(I)	Y(I)	Y FITTE	DEV(I)	RANC
0	.00000000E+00		.27953248E+02		
1	.15846830E+01	.26381520E+02	.26403314E+02	-.21793764E-01	21
2	.15946820E+01	.26353750E+02	.26393534E+02	-.39784019E-01	5
3	.16017750E+01	.26337050E+02	.26386597E+02	-.49546552E-01	2
4	.16061670E+01	.26351690E+02	.26382301E+02	-.30610858E-01	8
5	.16115080E+01	.26358210E+02	.26377077E+02	-.18866973E-01	27
6	.16167730E+01	.26343010E+02	.26371924E+02	-.28914488E-01	11
7	.16217800E+01	.26350350E+02	.26367030E+02	-.16680214E-01	35
8	.16265950E+01	.26350250E+02	.26362321E+02	-.12070796E-01	45
9	.16314030E+01	.26344050E+02	.26357618E+02	-.13568224E-01	43
10	.16360030E+01	.26341520E+02	.26353119E+02	-.11599092E-01	47
11	.16405680E+01	.26338180E+02	.26348654E+02	-.10474191E-01	49
12	.16448960E+01	.26336410E+02	.26344421E+02	-.80110944E-02	51
13	.16492510E+01	.26330550E+02	.26340162E+02	-.96115893E-02	50
14	.16533710E+01	.26343960E+02	.26336132E+02	.78280687E-02	52
15	.16573840E+01	.26348790E+02	.26332207E+02	.16583073E-01	36
16	.16614510E+01	.26345450E+02	.26328229E+02	.17220893E-01	31
17	.16653110E+01	.26343790E+02	.26324454E+02	.19336252E-01	24
18	.16653110E+01	.26343790E+02	.26324454E+02	.19336252E-01	25
19	.16692150E+01	.26337440E+02	.26320635E+02	.16804647E-01	34
20	.16729270E+01	.26337800E+02	.26317005E+02	.20795251E-01	22
21	.16765730E+01	.26335410E+02	.26313439E+02	.21971303E-01	19
22	.16802560E+01	.26334590E+02	.26309836E+02	.22143543E-01	17

Suite du rapport de l'ordinateur pour l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée du liquide CCl à T-25,0 C

23	.16837800E+01	.26328280E+02	.26306370E+02	.21890270E-01	20
24	.16873610E+01	.26331110E+02	.26302887E+02	.38222747E-01	12
25	.16907790E+01	.26329760E+02	.26299544E+02	.30215799E-01	9
26	.16941510E+01	.26327460E+02	.26296246E+02	.31213858E-01	7
27	.16975700E+01	.26320430E+02	.26292902E+02	.27527888E-01	13
28	.17008560E+01	.26306200E+02	.26289688E+02	.16511833E-01	37
29	.17041930E+01	.26301260E+02	.26286424E+02	.14835661E-01	41
30	.17074930E+01	.26298540E+02	.26283197E+02	.15343300E-01	39
31	.17105950E+01	.26293280E+02	.26280163E+02	.13117280E-01	44
32	.17138300E+01	.26294920E+02	.26276929E+02	.17921344E-01	28
33	.17169490E+01	.26296430E+02	.26273948E+02	.22481952E-01	16
34	.17201410E+01	.26293430E+02	.26270826E+02	.22603958E-01	15
35	.17232950E+01	.26289850E+02	.26267741E+02	.22108799E-01	18
36	.17262570E+01	.26282410E+02	.26264844E+02	.17565849E-01	29
37	.17293690E+01	.26278670E+02	.26261800E+02	.16869610E-01	33
38	.17323790E+01	.26278130E+02	.26258856E+02	.19273608E-01	26
39	.17354560E+01	.26275470E+02	.26255847E+02	.19623136E-01	23
40	.17384350E+01	.26270400E+02	.26252933E+02	.17466814E-01	30
41	.17414140E+01	.26266090E+02	.26250020E+02	.16070491E-01	38
42	.17444530E+01	.26257600E+02	.26247047E+02	.10552853E-01	48
43	.17474000E+01	.26251950E+02	.26244165E+02	.77852322E-02	53
44	.17503320E+01	.26246910E+02	.26241290E+02	.56197868E-02	55
45	.17533660E+01	.26239530E+02	.26238330E+02	.12004118E-02	56
46	.17562940E+01	.26234640E+02	.26235466E+02	-.82579243E-03	57
47	.17593010E+01	.26225490E+02	.26232525E+02	-.70347289E-02	54
48	.17622250E+01	.26217840E+02	.26229665E+02	-.11824845E-01	46
49	.17651480E+01	.26213050E+02	.26226806E+02	-.13755940E-01	42
50	.17681540E+01	.26208810E+02	.26223866E+02	-.15055855E-01	40
51	.17710920E+01	.26204050E+02	.26220992E+02	-.16942278E-01	42
52	.17741050E+01	.26194720E+02	.26218045E+02	-.23275346E-01	14
53	.17770400E+01	.26185990E+02	.26215175E+02	-.29184704E-01	10
54	.17799820E+01	.26175020E+02	.26212292E+02	-.37207215E-01	6
55	.17830130E+01	.26166100E+02	.26209333E+02	-.43262678E-01	4
56	.17859830E+01	.26158210E+02	.26206428E+02	-.48217803E-01	3
57	.17889420E+01	.26144020E+02	.26206023E+02	-.50953723E-01	1

Rapport de l'ordinateur pour l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée du liquide CCl_4 à $T=50,0^\circ\text{C}$.

CAS 1 Y=AIBX

-LIMITE SUR 3 DEVIATIONS STANDARD-

			HAUSSE	HAUTE
$\hat{a} =$.29385633E+02	DEVA=	.30296965E-01	.29294742E+02
$\hat{b} =$	-.19395072E+01	DEVB=	.18394503E-01	-.19946907E+01

DEVIATION STANDARD DE LA DROITE	=	.11701429E-01
TEST DU CHI CARRE REDUIT	=	.13692344E-03

NPTS	X(I)	Y(I)	Y FITTE	DEV(I)	RAN(I)
0	.00000000E+00		.29385633E+02		
1	.15358050E+01	.26417570E+02	.26406928E+02	.10641671E-01	36
2	.15363560E+01	.26414720E+02	.26405860E+02	.88603394E-02	49
3	.15369070E+01	.26413800E+02	.26404791E+02	.90690079E-02	46
4	.15377220E+01	.26412080E+02	.26403197E+02	.88932828E-02	47
5	.15385480E+01	.26410490E+02	.26401608E+02	.88817393E-02	48
6	.15399600E+01	.26409360E+02	.26398870E+02	.10490623E-01	38
7	.15405000E+01	.26408250E+02	.26397822E+02	.10427657E-01	40
8	.15424070E+01	.26405650E+02	.26394124E+02	.11526298E-01	28
9	.15433670E+01	.26404730E+02	.26392262E+02	.12468225E-01	23
10	.15441630E+01	.26403510E+02	.26390718E+02	.12792072E-01	22
11	.15456670E+01	.26398110E+02	.26387801E+02	.10309091E-01	43
12	.15465590E+01	.26395330E+02	.26386071E+02	.92691316E-02	45
13	.15491070E+01	.26392780E+02	.26381129E+02	.11450996E-01	26
14	.15506770E+01	.26389530E+02	.26378084E+02	.11446022E-01	29
15	.15519540E+01	.26387210E+02	.26375607E+02	.11402773E-01	27
16	.15536030E+01	.26385460E+02	.26372409E+02	.13051020E-01	20
17	.15583180E+01	.26369570E+02	.26363264E+02	.63057970E-02	59
18	.15645770E+01	.26359780E+02	.26351125E+02	.86551727E-02	51
19	.15705720E+01	.26342150E+02	.26339497E+02	.26525185E-02	65
20	.15773220E+01	.26327760E+02	.26326325E+02	.13677687E-02	69
21	.15822070E+01	.26314860E+02	.26316931E+02	.20713150E-02	62
22	.15874540E+01	.26301570E+02	.26306755E+02	.51847207E-02	55

Suite du rapport de l'ordinateur pour l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée du liquide CCl_4 à $T=50,0^\circ\text{C}$.

23	.15932210E+01	.26282400E+02	.26225570E+02	-.16169583E-01	19
24	.15931190E+01	.26274700E+02	.262236070E+02	-.11369876E-01	30
25	.16031300E+01	.26262510E+02	.26276351E+02	-.13841005E-01	18
26	.16078410E+01	.26251430E+02	.26267214E+02	-.15783987E-01	14
27	.16114690E+01	.26243640E+02	.26260177E+02	-.16537455E-01	12
28	.16175310E+01	.26231880E+02	.26248420E+02	-.16540162E-01	11
29	.16224900E+01	.26221140E+02	.26238802E+02	-.17662146E-01	5
30	.16271870E+01	.26212740E+02	.26229692E+02	-.16952980E-01	8
31	.16300300E+01	.26205610E+02	.26224178E+02	-.18568261E-01	1
32	.16343010E+01	.26198020E+02	.26215895E+02	-.17874626E-01	2
33	.16383660E+01	.26190230E+02	.26208011E+02	-.17780529E-01	3
34	.16422840E+01	.26182920E+02	.26200412E+02	-.17491540E-01	6
35	.16465640E+01	.26174400E+02	.26192110E+02	-.17710449E-01	4
36	.16500640E+01	.26168240E+02	.26185322E+02	-.17082174E-01	7
37	.16541960E+01	.26160420E+02	.26177308E+02	-.16888130E-01	9
38	.16579200E+01	.26153640E+02	.26170085E+02	-.16445405E-01	13
39	.16619540E+01	.26145620E+02	.26162261E+02	-.16641433E-01	10
40	.16653690E+01	.26140360E+02	.26155638E+02	-.15278016E-01	15
41	.16689100E+01	.26134010E+02	.26148770E+02	-.14760221E-01	17
42	.16720620E+01	.26129800E+02	.26142657E+02	-.12856894E-01	21
43	.16789340E+01	.26118070E+02	.26129329E+02	-.11258600E-01	31
44	.16823220E+01	.26112180E+02	.26122758E+02	-.10577550E-01	37
45	.16855810E+01	.26107810E+02	.26116437E+02	-.86266957E-02	52
46	.16887660E+01	.26102750E+02	.26110259E+02	-.75093653E-02	55
47	.16953130E+01	.26092880E+02	.26097561E+02	-.46814114E-02	62
48	.17000330E+01	.26086270E+02	.26088407E+02	-.21369374E-02	67
49	.17045170E+01	.26079310E+02	.26079710E+02	-.40018699E-03	71
50	.17076640E+01	.26074760E+02	.26073607E+02	.11534422E-02	70
51	.17107950E+01	.26069770E+02	.26067534E+02	.22360393E-02	66
52	.17136340E+01	.26065530E+02	.26062029E+02	.35023003E-02	64
53	.17162380E+01	.26061150E+02	.26056977E+02	.41727771E-02	63
54	.17188380E+01	.26056790E+02	.26051935E+02	.48554959E-02	61
55	.17217240E+01	.26053060E+02	.26047337E+02	.62229137E-02	57

Suite du rapport de l'ordinateur pour l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée du liquide CCl_4 à $T=50,0^\circ\text{C}$.

56	.17246240E+01	.26048300E+02	.26040713E+02	.75874847E-07	54
57	.17275150E+01	.26040130E+02	.26035105E+02	.50246001E-07	60
58	.17273510E+01	.26044100E+02	.26035423E+02	.36765209E-07	50
59	.17301930E+01	.26038000E+02	.26029911E+02	.80886004E-07	53
60	.17329850E+01	.26034950E+02	.26024496E+02	.10463705E-01	39
61	.17359530E+01	.26029500E+02	.26018740E+02	.10760162E-01	35
62	.17385450E+01	.26024970E+02	.26013713E+02	.11257365E-01	32
63	.17411480E+01	.26020510E+02	.26008664E+02	.11845902E-01	25
64	.17419690E+01	.26017410E+02	.26007072E+02	.10338237E-01	42
65	.17440590E+01	.26012820E+02	.26003018E+02	.98018075E-02	44
66	.17469860E+01	.26004840E+02	.25997341E+02	.74987451E-02	56
67	.17492080E+01	.26003870E+02	.25993032E+02	.10838330E-01	34
68	.17519800E+01	.25998040E+02	.25987655E+02	.10384644E-01	41
69	.17541810E+01	.25995290E+02	.25983387E+02	.11903500E-01	24
70	.17540500E+01	.25998850E+02	.25983641E+02	.15209424E-01	16
71	.17569160E+01	.25989160E+02	.25978082E+02	.11078052E-01	33

Suite du rapport de l'ordinateur pour l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée du liquide CS₂ à T = 0,0 °C.

CAS 1 Y=A+BX

-LIMITE SUR 3 DEVIATIONS STANDARDS-

			+BASSE	+HAUTE
A=	.21859430E+02	DEVA=	.37955846E-01	.21745543E+02
B=	-.54330693E+00	DEVB=	.28308055E-01	-.62823109E+00

DEVIATION STANDARD DE LA DROITE	=	.30901746E-02
TEST DU CHI CARRE REDUIT	=	.95491788E-05

NPTS	X(I)	Y(I)	Y FITTE	DEV(I)	RANG
0	.00000000E+00		.21859430E+02		
1	.13019440E+01	.21156130E+02	.21152075E+02	.40548391E-02	4
2	.13050970E+01	.21155740E+02	.21150362E+02	.53778359E-02	2
3	.13090330E+01	.21156570E+02	.21148224E+02	.83463420E-02	1
4	.13121260E+01	.21147340E+02	.21146543E+02	.79679030E-03	23
5	.13150840E+01	.21144240E+02	.21144936E+02	-.69610780E-03	25
6	.13182700E+01	.21140620E+02	.21143205E+02	-.25851319E-02	10
7	.13244330E+01	.21136380E+02	.21139857E+02	-.34767313E-02	6
8	.13261880E+01	.21136160E+02	.21138903E+02	-.27432276E-02	9
9	.13274170E+01	.21135780E+02	.21138236E+02	-.24555034E-02	12
10	.13311500E+01	.21131570E+02	.21136207E+02	-.46373387E-02	3
11	.13331570E+01	.21131650E+02	.21135117E+02	-.34669216E-02	7
12	.13361840E+01	.21129690E+02	.21133472E+02	-.37823316E-02	5
13	.13388650E+01	.21129670E+02	.21132016E+02	-.23457257E-02	15
14	.13416620E+01	.21127920E+02	.21130496E+02	-.25760962E-02	11
15	.13440690E+01	.21128360E+02	.21129188E+02	-.82835641E-03	22
16	.13462880E+01	.21126150E+02	.21127983E+02	-.18327583E-02	19
17	.13493310E+01	.21125340E+02	.21126329E+02	-.98947534E-03	20
18	.13514230E+01	.21124360E+02	.21125193E+02	-.83287724E-03	21
19	.13538640E+01	.21123640E+02	.21123867E+02	-.22666503E-03	27
20	.13566030E+01	.21122170E+02	.21122372E+02	-.20854734E-03	28
21	.13588880E+01	.21121580E+02	.21121137E+02	.44290899E-03	26
22	.13590030E+01	.21123430E+02	.21121075E+02	.23553893E-02	14

Suite du rapport de l'ordinateur pour l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée du liquide CS₂ à T=0,0°C.

23	.13611350E+01	.21120670E+02	.21119914E+02	.75371967E-03	24
24	.13635410E+01	.21120690E+02	.21118609E+02	.20809151E-02	16
25	.13659800E+01	.21119650E+02	.21117284E+02	.23660417E-02	13
26	.13683150E+01	.21117990E+02	.21116015E+02	.19646634E-02	18
27	.13686060E+01	.21117840E+02	.21115837E+02	.19827657E-02	17
28	.13707020E+01	.21117880E+02	.21114718E+02	.21615371E-02	8

Rapport de l'ordinateur pour l'équation de Lorenzt-Lorenz modifiée du liquide CS₂ à T=25,0°C.

CAS 1 Y=ATBX

-LIMITE SUR 3 DEVIATIONS STANDARDS-

			+BASE	+HAUTE
A=	.39416145E+00	DEVA=	.48565745E+00	-.10628109E+01
B=	.15660747E+02	DEVB=	.37065061E+00	.14548796E+02
				.18511338E+01
				.16772699E+02

DEVIATION STANDARD DE LA DROITE	=	.49009047E+00
TEST DU CHI CARRE REDUIT	=	.24017887E+00

NPTS	X(I)	Y(I)	Y FITTE	DEV(I)	RANG
0	.00000000E+00		.39416145E+00		
1	.12698100E+01	.21229100E+02	.20280335E+02	.94876494E+00	1
2	.12763100E+01	.21224740E+02	.20389960E+02	.83477970E+00	2
3	.12802340E+01	.21224750E+02	.20443583E+02	.78116730E+00	4
4	.12844520E+01	.21220290E+02	.20509640E+02	.71065027E+00	5
5	.12881490E+01	.21219490E+02	.20567538E+02	.65195249E+00	8
6	.12912230E+01	.21216060E+02	.20615679E+02	.60038135E+00	10
7	.12944000E+01	.21214040E+02	.20665433E+02	.54860716E+00	12
8	.12981090E+01	.21210130E+02	.20722519E+02	.48661145E+00	15
9	.13011870E+01	.21209350E+02	.20771722E+02	.43762766E+00	17
10	.13044460E+01	.21206020E+02	.20822761E+02	.38325929E+00	21
11	.13075600E+01	.21206550E+02	.20871528E+02	.33502172E+00	23
12	.13101730E+01	.21203980E+02	.20912528E+02	.29145189E+00	25
13	.13128390E+01	.21203730E+02	.20954201E+02	.24952864E+00	27
14	.13170020E+01	.21199210E+02	.21019397E+02	.17981295E+00	30
15	.13184510E+01	.21200460E+02	.21042089E+02	.15837052E+00	31
16	.13214810E+01	.21197790E+02	.21089542E+02	.10824846E+00	34
17	.13238330E+01	.21197170E+02	.21126376E+02	.70794380E-01	36
18	.13269680E+01	.21193330E+02	.21175472E+02	.17857937E-01	38
19	.13296430E+01	.21193120E+02	.21217665E+02	-.24244562E-01	37
20	.13324990E+01	.21190230E+02	.21262092E+02	-.71861657E-01	35
21	.13349480E+01	.21190190E+02	.21300445E+02	-.11025483E+00	33
22	.13372710E+01	.21187990E+02	.21346872E+02	-.15678208E+00	32

Suite du rapport de l'ordinateur pour l'équation de Lorentz-Lorenz modifiée du liquide CS₂ à T=25,0 C.

23	.13401200E+01	.21186730E+02	.21381442E+02	-.19471221E+00	29
24	.13428750E+01	.21184070E+02	.21424588E+02	-.24051757E+00	28
25	.13449640E+01	.21184770E+02	.21457303E+02	-.27253287E+00	26
26	.13472120E+01	.21182420E+02	.21492508E+02	-.31018823E+00	24
27	.13497300E+01	.21182440E+02	.21531942E+02	-.34950199E+00	22
28	.13523460E+01	.21180410E+02	.21572911E+02	-.39250051E+00	20
29	.13545640E+01	.21180290E+02	.21607646E+02	-.42735605E+00	18
30	.13571880E+01	.21177420E+02	.21648740E+02	-.47131985E+00	16
31	.13593960E+01	.21178300E+02	.21683319E+02	-.50501878E+00	14
32	.13618040E+01	.21175860E+02	.21721030E+02	-.54516986E+00	13
33	.13639870E+01	.21176310E+02	.21755217E+02	-.57890727E+00	11
34	.13663300E+01	.21173390E+02	.21791910E+02	-.61852040E+00	9
35	.13686020E+01	.21174350E+02	.21827492E+02	-.65314162E+00	7
36	.13709440E+01	.21172160E+02	.21864167E+02	-.69200909E+00	6
37	.13771160E+01	.21174640E+02	.21960827E+02	-.78618722E+00	3
38	.00000000E+00	.00000000E+00	.39416145E+00	-.39416145E+00	19

APPENDICE C

Calcul de Γ_{KK} pour le liquide CCl_4

En phase gazeuse, l'indice "n", le coefficient diélectrique "E" et la densité "d" sont:

$$n = 1,0014815 \quad \epsilon = 1,00302 \quad d_0 = 6,814 \cdot 10^{-3} \text{ g.cm}^{-3} \quad \text{C.1}$$

la relation qui relie la température et la densité en phase gazeuse est donnée par:

$$d_{\text{gas}} = d_0 (T + 273) / 273 \quad \text{C.2}$$

L'équation qui définit Γ_{KK} est:

$$\Gamma_{KK} = [(\epsilon - n^2) / 4,2]_{li} - [(\epsilon - n^2) / 3d]_{\text{gas}}$$

$$\approx \frac{1}{\pi^2} \int \frac{\alpha(f)}{f^2} df \quad \text{C.3}$$

A partir de nos mesures de "n", celles de Mopsik pour "E" en phase liquide et des valeurs dans la phase gazeuse (C.1), l'équation (C.3) nous donne les valeurs de Γ_{KK} . Les calculs

sont faits sur trois isothermes et les résultats sont tabulés au tableau 4.8.

APPENDICE D

Texte du programme général (Lorentz)

```

013.05
PROGRAM LORENZ8(FILE,INPUT,OUTPUT, DONGNEE1, DONGNEE2,
+          DONGNEE3, DONGNEE4, DONGNEE5, DONGNEE6, TABLEAU,
+          TAPE1=FILE, TAPE2=INPUT, TAPE3=OUTPUT,
+          TAPE4=DONGNEE1, TAPE5=DONGNEE2, TAPE6=DONGNEE3,
+          TAPE7=DONGNEE4, TAPE8=DONGNEE5, TAPE9=DONGNEE6,
+          TAPE10=TABLEAU)

C
C-----
C
C  AUTEUR  : FRANCIS SANTERRE
C  ENDROIT : U.C.T.R.
C  DATE    : 27.5.82
C  SYSTEME : CYBER 174
C
C  CALCUL DE L'INDICE DE REFRACTION EN FONCTION DE LA PRESSION
C  ET DE L'EQUATION DE LORENTZ-LORENZ EN FONCTION DE LA
C  DENSITE POUR UN LIQUIDE (EX CCL4).
C  SAUVEGARDE DES DONNEES DANS LES FICHIERS SUIVANT:
C
C          DONGNEE1 : DELTA N * PRESSION(MPA)
C          DONGNEE2 : N * PRESSION(MPA)
C          DONGNEE3 : LORENTZ-LORENZ * DENSITE(G/(CM**3))
C          DONGNEE4 : EPSILON * PRESSION(MPA)
C          DONGNEE5 : ((EPS.-N**2)/2*DENSITE) * DENSITE(G/(CM**3))
C          DONGNEE6 : TOUTES LES DONNEES
C          TABLEAU
C-----
C
REAL DELTAK(0:99), NK, MV(0:99), DMU, TEMP, DTEMP, DELTAN(0:99),
+  DDELTAN(0:99), N(0:99), BN(0:99), LO, DLG(LAM)DA, DLAM)DB,
+  DLL(0:99), D(0:99), DB(0:99), KBAR(0:99), MPAA(0:99),
+  K000, N250, DN000, BN250, DMPA(0:99), DKBAR(0:99),
+  L, DL, T(0:99), LL(0:99), PS1, DPE1, L2, DL2,
+  EPS(0:99), DEPS(0:99), D050, K050, DK050, M50, DM50,
+  DELTA(0:99), DDELTA(0:99), N0, DN0, LT,
+  X, DX, D000, D025, K000, K025, M, N50, DN50, N500, DN500,
+  M00, M25, N00, N25, DK000, DK025, RM00, DI(0:99),
+  DM25, DN00, DN25, Z,
+  L1, L8, DC, DF, DDC, DDF, DL1, BUFF, BUFF1, BUFF2, BUFF3

INTEGER NPTS, G(5), QUEST1
CHARACTER TITLE*80, QUEST2*1

```

```

C -----
C FACTEUR DE DEFORMATION THERMIQUE (1/T) DU S.S.4400
C FACTOR DE DEFORMATION THERMIQUE DU SAPHIR (1/S)
C (CM/(DEGRE CELSIUS*CM))
C -----

PARAMETER(1T=10.1E-06)
PARAMETER(LS=5.3E-06)

C -----
C LONGEUR D ONDE(CM)
C -----

PARAMETER(LAMBDA=632.8E-07)
PARAMETER(DLAMBDA=0.1E-07)

C -----
C LONGEUR DE LA CELLULE(L0) (CM)
C EPAISSEUR DE SAPHIR(L1) (CM)
C A 1 ATM ET 20 C
C -----

PARAMETER(L0=1.1676)
PARAMETER(L1=1.2530)
PARAMETER(DL0=0.0005)
PARAMETER(DL1=0.0005)

C -----
C DEMANDE LES OPTIONS
C -----

5 REWIND (2)
WRITE(3,90)
READ(2,*,END=5)QUEST1
IF(QUEST1.NE.1.AND.QUEST1.NE.2) GOTO 5

10 REWIND (2)
WRITE(3,100)
READ(2, '(A)',END=10)RUEST2
IF(QUEST2.NE.'O'.AND.RUEST2.NE.'N')GOTO 10

20 REWIND (2)
WRITE(3,110)
READ(2,*,END=20)G(1),G(2),G(3),G(4),G(5)

90 FORMAT(//,'QUEL EST LE LIQUIDE QUE VOUS VOULEZ ANALYSER?',
+ //,'TAPER 1 POUR LE CS2',//,'2 POUR LE CUI40')
100 FORMAT(//,'DESIREZ-VOUS LE TABLEAU IMMEDIATEMENT(O=N)?',//)
110 FORMAT(//,'DANS L ORDRE, INSCRIVEZ 1 OU 0 POUR :+',
+ ' CHAQUE GRAPHIQUE(1=OUI)+0=NON)',
+ //,'T34*(DELTA N = F(P))',//,'T34*(N = F(D))',//,
+ 'T34*(L-L = F(D))',//,'T34*(EPSILON = F(P))',//,
+ 'T34*(EPS-N2 = F(D))',//)

```

```

C -----
C PARAMETRES DU FITTING DE MOPSIK(DENSITE) A 0 ET 25 C
C POUR LE CS2
C -----

```

```
IF(QUEST1.EQ.1) THEN
```

```
  D000=1.2928
  D025=1.2554
```

```
  K000=12.544
  K025=10.684
  DN000=0.173
  DN025=0.141
```

```
  M000=4.105
  M025=4.390
  DM000=0.252
  DM025=0.230
```

```
  P000=-0.439
  P025=-0.289
  DP000=0.106
  DP025=0.081
```

```

C -----
C INDICE DE REFRACTION A 0 ET 25 C
C POUR LE CS2
C -----

```

```
  N000=1.6371
  N025=1.6169
  DN000=0.0005
  DN025=0.0005
```

```
ENDIF
```

```

C -----
C PARAMETRES DU FITTING DE MOPSIK(DENSITE) A 0,25 ET 50 C
C POUR LE CCL4
C -----

```

```
IF(QUEST1.EQ.2) THEN
```

```
  D000=1.6343
  D025=1.5845
  D050=1.5356
```

```
  K000=12.446
  K025=8.931
  K050=7.740
  DN000=0.250
  DN025=0.147
  DN050=0.103
```

```

M00=3.004
M25=6.038
M50=4.835
DM00=0.592
DM25=0.351
DM50=0.179

```

```

N00=-0.000
N25=-0.923
N50=-0.351
DN00=0.000
DN25=0.241
DN50=0.071

```

```

C -----
C INDICE DE REPRODUCTION A 0,25 ET 50 C
C POUR LE CCL4
C -----

```

```

N000=1.4709
N250=1.4559
N500=1.4404
DN000=0.0005
DN250=0.0005
DN500=0.0005

```

```
ENDIF
```

```

REWIND (1)
REWIND (4)
REWIND (5)
REWIND (6)
REWIND (7)
REWIND (8)
REWIND (10)

```

```

C -----
C LECTURE DU FICHIER DE DONNEES
C -----

```

```

NPTS=0
READ(1, '(A)') TITLE
READ(1, *) TEMP, DTEMP
READ(1, *) DR, DMV
30 READ(1, *, END=40) DELTAK(NPTS+1), MV(NPTS+1)
   NPTS=NPTS+1
   GOTO 30
40 CONTINUE

```

```

C -----
C CALCUL DE LA LONGUEUR DE LA CELLULE
C DU A LA DEFORMATION THERMIQUE
C -----

DC=(L0*(TEMP-21.5)*LT)
BUFF=((TEMP-21.5)*DL0)**2+(L0*(TEMP-21.5))**2+(L0*0.2)**2
DNC=LT*(BUFF**0.5)

DF=(L1*(TEMP-21.5)*LS)
BUFF=((TEMP-21.5)*DL1)**2+(L1*(TEMP-21.5))**2+(L1*0.2)**2
DNF=LS*(BUFF**0.5)

L2=L0+DC-2*DF
DL2=(DL0**2+DNC**2+(2*DF)**2)**0.5

C -----
C CALCUL DE LA PRESSION (MV EN PSI(T) EN MPA EN KBAR)
C -----

DELTA(0)=0.0
MV(0)=0.0

DO 60 I=0,NPTS
  PSI=-58.1+(202.15*MV(I))
  DPSI=(0.094+(40864.62*DMV**2)+(0.0004*MV(I)**2))*0.5

  MPA(I)=(PSI/145.038)+0.49
  DMPA(I)=DPSI/145.038
  PSI=(MPA(I)-0.49)*145.038
  DPSI=DMPA(I)*145.038

  KBAR(I)=MPA(I)/100
  DKBAR(I)=DMPA(I)/100

C -----
C CALCUL DE LA DENSITE SELON MURPHY
C -----

IF (TEMP.EQ.00.) THEN
  X=K000/KBAR(I)+N00+N00*KBAR(I)
  BUFF=(DK000/KBAR(I))**2+DN00**2+(KBAR(I)*DN00)**2
  BUFF1=(((-K000/(KBAR(I)**2))+N00)*KBAR(I))**2
  DX=(BUFF+BUFF1)**0.5
  D(I)=0000*(X/(X-1))
  DD(I)=(((0.0005*X)/(X-1))**2+((0000*DX)/(X-1))**2)
ENDIF

IF (TEMP.EQ.25.) THEN
  X=K025/KBAR(I)+N25+N25*KBAR(I)
  BUFF=(DK025/KBAR(I))**2+DN25**2+(KBAR(I)*DN25)**2
  BUFF1=(((-K025/(KBAR(I)**2))+N25)*KBAR(I))**2

```

```

C -----
C CALCUL DE DELTA N
C -----

      DELTA N(I)=(DELTA K(I)*LAMBDA)/(4*L)
      IF (.EQ.0) THEN
          DDELTA N(I)=0.0
          GOTO 50
      ENDIF
      BUFF=(DN/DELTA N(I))**2+(DLAMBDA/LAMBDA)**2
      DDELTA N(I)=DELTA N(I)*(BUFF+(DL/L)**2)**0.5

20  IF (TEMP.EQ.00)  N0=N000
      IF (TEMP.EQ.00)  DN0=DN000
      IF (TEMP.EQ.25)  N0=N250
      IF (TEMP.EQ.25)  DN0=DN250
      IF (TEMP.EQ.50)  N0=N500
      IF (TEMP.EQ.50)  DN0=DN500

      N(I)=N0/DELTA N I
      DN(I)=(DN0**2/DELTA N(I)**2)**0.5

C -----
C CALCUL DE LORENTZ-LORENTZ
C -----

      IF (QUEST1.EQ.1) THEN
          M=78.13915
      ELSE
          M=153.82315
      ENDIF

      LL(I)=(N(I)**2-1)*M/(N(I)**2+2)*D(I)
      BUFF=((3*N(I)*DN(I))/(N(I)**2+2))**2
      BUFF1=((N(I)**2-1)*DN(I))/D(I)**2
      DLL(I)=(M/D(I)*(N(I)**2+2))* (BUFF+BUFF1)**0.5

C -----
C CALCUL DE EPSILON MOIN N CARRE EN FONCTION DE LA
C DENSITE.
C -----

      IF (QUEST1.NQ.1) THEN
          Z=4.6
      ELSE
          Z=4.2
      ENDIF
      DELTA(I)=(EPS(I)-N(I)**2)/(Z*D(I))
      BUFF=(DEPS(I)**2)/(2*N(I)*DN(I))**2
      BUFF1=((EPS(I)-N(I)**2)*DN(I))/D(I)**2
      DDELTA(I)=(1/(Z*D(I)))* (BUFF+BUFF1)**0.5

80  CONTINUE

```

```

C -----
C IMPRESSION DES DONNEES DANS LES FICHIERS
C POUR LES MOINDRES CARRE
C -----

DO 70 I=4,8
  WRITE(I,'(I2,I1,A)' )I-3,6(I-3),TITLE
  WRITE(I,'(I4)' )NPTS+1
70 CONTINUE

WRITE(4,'(2E14.7)' )(MPA(I),DELTA(I),I=0,NPTS)
WRITE(4,'(2E14.7)' )(DMPA(I),DELTA(I),I=0,NPTS)

WRITE(5,'(2E14.7)' )(MPA(I),N(I),I=0,NPTS)
WRITE(5,'(2E14.7)' )(DMPA(I),DN(I),I=0,NPTS)

WRITE(6,'(2E14.7)' )(D(I),LL(I),I=0,NPTS)
WRITE(6,'(2E14.7)' )(0.0,0.0,I=0,NPTS)

WRITE(7,'(2E14.7)' )(MPA(I),EPS(I),I=0,NPTS)
WRITE(7,'(2E14.7)' )(DMPA(I),DEPS(I),I=0,NPTS)

WRITE(8,'(2E14.7)' )(D(I),DELTA(I),I=0,NPTS)
WRITE(8,'(2E14.7)' )(DD(I),DELTA(I),I=0,NPTS)

C -----
C IMPRESSION DES DONNEES DANS LE FICHIER
C POUR LE PROGRAMME GRAPHE
C -----

WRITE(9,'(T40,F4.1,I4)' )TEMP,NPTS+1
WRITE(9,'(T1,I1)' )1
WRITE(9,'(T2,E20.7)' )(MPA(I),I=0,NPTS)
WRITE(9,'(T1,I1)' )2
WRITE(9,'(T2,E20.7)' )(D(I),I=0,NPTS)
WRITE(9,'(T1,I1)' )3
WRITE(9,'(T2,E20.7)' )(DELTA(I),I=0,NPTS)
WRITE(9,'(T1,I1)' )4
WRITE(9,'(T2,E20.7)' )(N(I),I=0,NPTS)
WRITE(9,'(T1,I1)' )5
WRITE(9,'(T2,E20.7)' )(LL(I),I=0,NPTS)
WRITE(9,'(T1,I1)' )6
WRITE(9,'(T2,E20.7)' )(EPS(I),I=0,NPTS)
WRITE(9,'(T1,I1)' )7
WRITE(9,'(T2,E20.7)' )(DELTA(I),I=0,NPTS)

C -----
C IMPRESSION DU TABLEAU
C -----

WRITE(10,'(I1)' )1
WRITE(10,'(I1,A)' )TITLE
WRITE(10,120)TEMP,DTEMP,LAMBDA,DLAMBDA
WRITE(10,130)DN,DMU

```

```

DX=(BUFF+BUFF1)**0.5
D(I)=D025*(X/(X-1))
DD(I)=(((0.0005*X)/(X-1))**24*((D025*X)/(X-1)**2)**2)**0.5
ENDIF

```

```

IF(TEMP.EQ.50.)THEN
X=K050/KBAR(I)+M50+M50*KBAR(I)
BUFF=(DK050/KBAR(I))**2+DM50**2+(KBAR(I))*M50**2
BUFF1=(((0.0005/KBAR(I))**2)+DM50)*KBAR(I)**2
DX=(BUFF+BUFF1)**0.5
D(I)=D050*(X/(X-1))
DD(I)=(((0.0005*X)/(X-1))**24*((D050*X)/(X-1)**2)**2)**0.5
ENDIF

```

CALCUL DE EPSILON EN FONCTION DE LA PRESSION
SELON MORSIK POUR LE CS2

```

IF(CRUS1.EQ.1) THEN
IF(TEMP.EQ.00.)THEN
BUFF=0.1907*KBAR(I)
BUFF1=0.05548*KBAR(I)**2
BUFF2=0.01905*KBAR(I)**3
BUFF3=0.00309*KBAR(I)**4
EPS(I)=2.70118+BUFF-BUFF1+BUFF2-BUFF3
BUFF=(0.00014)**2+(0.0012*KBAR(I))**2+(0.0027*KBAR(I))**2**4
BUFF1=(0.0020*KBAR(I))**3**2+(0.00050*KBAR(I))**4**2
BUFF2=0.1907+(-0.0555**2*KBAR(I))+((3*0.0191*KBAR(I))**2)
BUFF3=((BUFF2-0.00309*4*KBAR(I))**3)*KBAR(I)**2
DEPS(I)=(BUFF+BUFF1+BUFF3)**0.5
ENDIF

```

```

IF(TEMP.EQ.25.)THEN
BUFF=0.2097*KBAR(I)
BUFF1=0.0567*KBAR(I)**2
BUFF2=0.0148*KBAR(I)**3
BUFF3=0.00174*KBAR(I)**4
EPS(I)=2.43414+BUFF-BUFF1+BUFF2-BUFF3
BUFF=(0.00015)**2+(0.0013*KBAR(I))**2+(0.0028*KBAR(I))**2**4
BUFF1=(0.0027*KBAR(I))**3**2+(0.00052*KBAR(I))**4**2
BUFF2=0.2097+(-0.0567**2*KBAR(I))+((3*0.0148*KBAR(I))**2)
BUFF3=((BUFF2-0.00174*4*KBAR(I))**3)*KBAR(I)**2
DEPS(I)=(BUFF+BUFF1+BUFF3)**0.5
ENDIF
ENDIF

```

CALCUL DE EPSILON EN FONCTION DE LA PRESSION
SELON MORSIK POUR LE CCL4

```

IF(CRUS1.EQ.2) THEN
IF(TEMP.EQ.00.) THEN

```

```

      BUFF=0.1429*KBAR(I)
      BUFF1=0.0341*KBAR(I)**2
      EPS(I)=2.27239+BUFF-BUFF1
      BUFF=(0.00016)**2+(0.0014*KBAR(I))**2+(0.0027*KBAR(I)**3)**2
      BUFF1=((0.1429-0.0341)*2*KBAR(I))*KBAR(I)**2
      DEPS(I)=(BUFF+BUFF1)**0.5
    ENDIF

```

```

    IF (TEMP.EQ.25.) THEN
      BUFF=0.1671*KBAR(I)
      BUFF1=0.0566*KBAR(I)**2
      BUFF2=0.0136*KBAR(I)**3
      EPS(I)=2.63414+BUFF-BUFF1+BUFF2
      BUFF=(0.00014)**2+(0.0012*KBAR(I))**2+(0.0023*KBAR(I)**3)**2
      BUFF1=(0.0013*KBAR(I)**3)**2
      BUFF2=0.1671+(-0.0566*2*KBAR(I))+3*0.0136*KBAR(I)**2
      BUFF3=(BUFF2*KBAR(I))**2
      DEPS(I)=(BUFF+BUFF1+BUFF3)**0.5
    ENDIF

```

```

    IF (TEMP.EQ.50.) THEN
      BUFF=0.2020*KBAR(I)
      BUFF1=0.1007*KBAR(I)**2
      BUFF2=0.0459*KBAR(I)**3
      BUFF3=0.00904*KBAR(I)**4
      EPS(I)=2.17870+BUFF-BUFF1+BUFF2-BUFF3
      BUFF=(0.00013)**2+(0.0011*KBAR(I))**2+(0.0020*KBAR(I)**3)**2
      BUFF1=(0.0020*KBAR(I)**3)**2+(0.00050*KBAR(I)**4)**2
      BUFF2=0.2020+(-0.1007*2*KBAR(I))+3*0.0459*KBAR(I)**2
      BUFF3=((BUFF2-0.00904*4*KBAR(I)**3)*KBAR(I))**2
      DEPS(I)=(BUFF+BUFF1+BUFF3)**0.5
    ENDIF

```

```

  ENDIF
ENDIF

```

 CALCUL DE LA DEFORMATION TOTALE DE LA CELLULE EN
 CALCULANT SA DEFORMATION SOUS LA PRESSION EXERCEE
 A 25 C

```

      BUFF=0.00724*KBAR(I)
      BUFF1=0.00506*KBAR(I)**2
      BUFF2=0.00281*KBAR(I)**3
      BUFF3=0.000584*KBAR(I)**4
      T(I)=0.000051+BUFF-BUFF1+BUFF3
      BUFF=(0.000023)**2+(0.00016*KBAR(I))**2+(0.00033*KBAR(I)**3)**2
      BUFF1=(0.00025*KBAR(I)**3)**2+(0.000066*KBAR(I)**4)**2
      BUFF2=0.00724+(-0.00506*2*KBAR(I))+3*0.00281*KBAR(I)**2
      BUFF3=((BUFF2-0.000584*4*KBAR(I)**3)*KBAR(I))**2
      DT(I)=(BUFF+BUFF1+BUFF3)**0.5

```

```

  L=L2+2*T(I)
  DL=((DL2**2)+(2*DT(I))**2)**0.5

```

```

WRITE(10,140)(DELTA(I),MV(I),MPA(I),DMPA(I),DELTA(I),
+           DDELTA(I),N(I),DN(I),N(I)**2,
+           2*N(I)*DN(I),EPS(I),DEPS(I),I=0,NPTS)
WRITE(10,'(////,I1)'):
WRITE(10,'(1X,A)')TITLE
WRITE(10,120)TEMP,DTEMP,LAMBDA,DLAMBDA
WRITE(10,150)
WRITE(10,130)(MPA(I),DMPA(I),D(I),DD(I),LL(I),DLL(I),
+           DELTA(I),DDELTA(I),T(I),DT(I),I=0,NPTS)

IF(QUEST2.EQ.'0')THEN
  CALL ASCII
  WRITE(3,170)
  CALL NORMAL
  WRITE(3,'(1X,A)')TITLE
  WRITE(3,120)TEMP,DTEMP,LAMBDA,DLAMBDA
  WRITE(3,130)DN,DMV
  WRITE(3,140)(DELTA(I),MV(I),MPA(I),DMPA(I),DELTA(I),
+           DDELTA(I),N(I),DN(I),N(I)**2,
+           2*N(I)*DN(I),EPS(I),DEPS(I),I=0,NPTS)
  CALL ASCII
  WRITE(3,170)
  CALL NORMAL
  WRITE(3,'(1X,A)')TITLE
  WRITE(3,120)TEMP,DTEMP,LAMBDA,DLAMBDA
  WRITE(3,150)
  WRITE(3,130)(MPA(I),DMPA(I),D(I),DD(I),LL(I),DLL(I),
+           DELTA(I),DDELTA(I),T(I),DT(I),I=0,NPTS)
ENDIF

120 FORMAT(/,1X,'TEMP: ',F5.2,'+-',F3.2,' C',
+       4X,'LAMBDA:',E10.4,'+-',E9.4,' CM',/)
130 FORMAT(1X,109(1H-),/,4X,'DELTA N',2X,'DELTA MV',4X,
+       'PRESSION',9X,'DELTA N',14X,'N',15X,'N CARRE',
+       12X,'EPSILON',/,4X,'+-',F4.1,4X,'+-',F3.2,
+       7X,'(MPA)',/,1X,109(1H-),/)
140 FORMAT(2X,F7.1,4X,F6.2,4X,F6.2,'+-',F4.3,4X,F6.5,
+       '+-',F6.5,4X,F7.5,'+-',F6.5,4X,F7.5,'+-',
+       F6.5,4X,F7.5,'+-',F6.5)
150 FORMAT(1X,98(1H-),/,6X,'PRESSION',6X,'DENSITE(MOPS/K)',10X,
+       'L-L',10X,'(EPS - N CARRE)/(4.2*DEN)',8X,'DEFORMATION(CM)',
+       /,8X,'(MPA)',10X,'G/(CM**3)',52X,
+       'CELLULE SOUS LA PRESSION',/,1X,98(1H-),/)
160 FORMAT(4X,F6.2,'+-',F4.3,4X,F7.5,'+-',F6.5,4X,F8.5,'+-',
+       F5.4,6X,F8.5,'+-',F6.5,6X,E9.4,
+       '+-',E7.2)
170 FORMAT('C>E17D')
STOP
END

```