

Université du Québec à Chicoutimi

DE L'IMPORTANCE D'UNE EVALUATION
PRECISE DES ECHANGES RADIATIFS
DANS LES SERRES

par

Luc Bouchard

Département des Sciences Pures

Mémoire présenté en vue de l'obtention
de la maîtrise en sciences de l'atmosphère

Juin 1982



Mise en garde/Advice

Afin de rendre accessible au plus grand nombre le résultat des travaux de recherche menés par ses étudiants gradués et dans l'esprit des règles qui régissent le dépôt et la diffusion des mémoires et thèses produits dans cette Institution, **l'Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** est fière de rendre accessible une version complète et gratuite de cette œuvre.

Motivated by a desire to make the results of its graduate students' research accessible to all, and in accordance with the rules governing the acceptance and diffusion of dissertations and theses in this Institution, the **Université du Québec à Chicoutimi (UQAC)** is proud to make a complete version of this work available at no cost to the reader.

L'auteur conserve néanmoins la propriété du droit d'auteur qui protège ce mémoire ou cette thèse. Ni le mémoire ou la thèse ni des extraits substantiels de ceux-ci ne peuvent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

The author retains ownership of the copyright of this dissertation or thesis. Neither the dissertation or thesis, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

DE L'IMPORTANCE D'UNE ÉVALUATION PRÉCISE
DES ÉCHANGES RADIATIFS
DANS LES SERRES

Luc Bouchard

Maitrise en Sciences de l'atmosphère
Université du Québec à Chicoutimi

1982

RÉSUMÉ

Depuis quelques années, les coûts croissants de l'énergie ont amené un groupe de chercheurs de l'U.Q.A.C., à repenser la méthode de culture sous abris en pays nordiques. La solution proposée consiste à utiliser dans les serres, des mini-enceintes (appelées tunnels) ne recouvrant que le volume d'air nécessaire à la croissance des plantes.

Suite à ces recherches et dans le but de quantifier les deux processus (de nature radiative et convective) par lesquels ce système de tunnel perd principalement son énergie, nous avons développé un modèle simplifié qui permet de donner des renseignements sur les items suivants:

- a) L'importance de la perte radiative nette de l'air du tunnel par rapport à la perte radiative nette totale de ce milieu.
- b) L'établissement d'une constante représentative du transfert d'énergie non-radiatif à travers la paroi du tunnel.
- c) L'importance de la perte non-radiative par rapport à la perte totale du système.

Ce modèle, appliqué pendant des nuits froides d'hiver, dans des conditions d'équilibre (à chauffage constant) et pour différents types de recouvrement de tunnel, a donné des résultats très probants. Dans tous les cas, par exemple, la constante représentative obtenue, fut de l'ordre de $3.1 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot^{\circ}\text{C}^{-1}$ et les pertes non-radiatives supérieures à 67% de la perte totale.

Pour obtenir ces résultats, nous avons dû évaluer les propriétés infrarouges des divers recouvrements employés soient: un polyéthylène, un mylar clair et un mylar aluminisé. Cette étude était essentielle à une quantification précise des échanges radiatifs. À partir d'une simple mesure de la transparence spectrale sur au moins deux épaisseurs distinctes d'un plastique, nous avons pu déduire pour chaque longueur d'onde de l'intervalle 3 à 40 μm , les deux propriétés spectrales fondamentales de ce substrat: la réflectance, qui est une particularité de la surface seule et le coefficient d'atténuation, qui est en fait, une mesure de l'absorption de l'énergie par unité de longueur du matériel traversé. À l'aide de ces valeurs, la reconstitution par calcul des propriétés mesurables, telles la réflexion et la transparence, est possible et ce, pour une épaisseur quelconque du plastique. Ce résultat, valide pour une incidence normale, est extensionné à toutes les orientations possibles et, intégré spatialement de façon à donner des valeurs, de propriétés infrarouges, applicables à une situation réelle en serre.

Cette méthode fut vérifiée avec succès en comparant les mesures et les calculs effectués sur une troisième épaisseur de mylar. De plus, globalement, nous avons pu fixer la réflexion du polyéthylène et du mylar à 20% et 28% respectivement pour les épaisseurs vendues commercialement.

La méthode d'approche semble prometteuse, malgré une complexité relative au niveau de l'établissement des équations du bilan. Cependant, la résolution accrue, qui peut être obtenue dans l'étude des phénomènes de serre, compense pour le surplus de mathématique imposé.

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse le Dr. Georges Gallagher et le Dr. Gaston Paulin, mon co-directeur, pour la façon dont ils ont orienté et critiqué mes travaux. Un merci spécial à Ludovic Pérelman et au Dr. René Verreault pour toutes les discussions enrichissantes que nous avons eues, et finalement, je remercie tous les services de l'Université du Québec à Chicoutimi qui, d'une façon ou d'une autre, ont rendu possible la présentation de ce travail.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	i
REMERCIEMENTS	iii
TABLE DES MATIÈRES	iv
NOMENCLATURE	v
INTRODUCTION	1
I. L'ÉQUATION SIMPLIFIÉE DU TRANSFERT DE CHALEUR PENDANT LA NUIT	7
Le terme convectif-conductif	9
Le terme radiatif	11
II. PROPRIÉTÉS INFRAROUGES DES GAZ CONTENUS DANS LA SERRE	18
La vapeur d'eau	19
Évaluation de W	21
Le bioxide de carbone	24
Les propriétés de l'air	25
III. PROPRIÉTÉS INFRAROUGES DES PLASTIQUES	27
La loi de Beer-Lambert	29
Hypothèses et relations de base	30
Méthode pour la résolution à incidence normale	35
Les propriétés spectrales fondamentales du mylar et du polyéthylène	38
Propriétés globales des plastiques à incidence normale	39
Application aux serres	43
IV. EXPÉRIMENTATIONS ET RÉSULTATS	51
Description du montage expérimental	52
Le profil de température	54
Évaluation du bilan et méthode de calcul	55
Analyse des résultats	61
CONCLUSION	65
BIBLIOGRAPHIE	70
FIGURES	73

NOMENCLATURE

$A_{A\lambda}$	énergie infrarouge venant de l'environnement du tunnel et absorbée par l'air du tunnel
$A_{P\lambda}$	énergie infrarouge venant de l'environnement du tunnel et absorbée par la paroi du tunnel
$d\lambda$	intervalle infinitésimale de longueur d'onde
E_{λ}	énergie infrarouge venant de l'environnement du tunnel et arrivant au tunnel
e	pression partielle de la vapeur d'eau
e_s	pression de vapeur saturante de la vapeur d'eau
f	facteur de conversion
H	humidité relative d'un volume de vapeur d'eau
H_1	humidité relative de l'air de la serre
H_4	humidité relative de l'air du tunnel
h_c	coefficient de conduction-convection
$I_{I0\lambda}$	intensité spectrale incidente sur une lame d'eau
$I_{I\lambda}$	intensité spectrale restante après passage à travers une lame d'eau
$J_{i\lambda}$	énergie infrarouge émise par le milieu i par unité de longueur d'onde et par unité de surface (terme de Planck)
$K_{G\lambda}$	coefficient spectral d'atténuation pour la vapeur d'eau
K_{λ}	coefficient spectral d'atténuation d'un plastique
L	longueur moyenne de mélange traversé pour la vapeur d'eau
l_{θ}	longueur de matériel traversé dans un plastique pour un angle d'incidence θ
n_{λ}	indice de réfraction spectrale d'un plastique
$P_{A\lambda}$	perte nette infrarouge de l'air du tunnel vers l'environnement du tunnel
$P_{P\lambda}$	perte nette infrarouge de la paroi du tunnel vers l'environnement du tunnel
Q_c	perte du système tunnel par conduction-convection
Q_R	perte radiative nette du système tunnel

Q_{R2}	perte radiative nette de la paroi du tunnel
Q_{R4}	perte radiative nette de l'air du tunnel
Q_T	énergie fournie au système tunnel par le chauffage
R_{aG}	réflexion globale (incidence normale) d'un plastique aluminisé
$R_{a\lambda}$	réflexion spectrale (incidence normale) d'un plastique aluminisé
$R_{a\phi\lambda}$	réflexion spectrale effective à un angle ϕ pour un plastique aluminisé
R_G	réflexion globale (incidence normale) d'un plastique
R_v	constante des gaz pour la vapeur d'eau
$R_{\phi\lambda}$	réflexion spectrale effective à un angle ϕ pour un plastique
R_λ	réflexion spectrale (incidence normale) de la surface d'un plastique
$R'_{\phi\lambda}$	réflectance spectrale effective à un angle ϕ pour la surface d'un plastique
R'_λ	réflectance spectrale (incidence normale) de la surface d'un plastique
$\bar{R}_{a\lambda}$	réflexion spectrale moyenne d'un plastique aluminisé
$\bar{R}_{G\lambda}$	réflexion globale moyenne de la paroi du tunnel
$\bar{R}_{\lambda\lambda}$	réflexion spectrale moyenne de la paroi du tunnel
\bar{R}_λ	réflexion spectrale moyenne d'un plastique
$r_{\parallel\phi\lambda}$	réflectance parallèle spectrale effective à un angle ϕ pour la surface d'un plastique
$r_{\perp\phi\lambda}$	réflectance perpendiculaire spectrale effective à un angle ϕ pour la surface d'un plastique
S_T	surface du tunnel
T	température
T_c	température de l'air extérieure à la serre
T_o	température de la paroi de la serre

T_1	température de l'air de la serre
T_2	température de la paroi du tunnel
T_4	température de l'air du tunnel
t_G	transparence globale (incidence normale) d'un plastique
t_{Gv}	transparence globale de la vapeur d'eau
$t_{\phi\lambda}$	transparence spectrale effective à un angle ϕ pour un plastique
t_{λ}	transparence spectrale (incidence normale) d'un plastique
$t'_{\phi\lambda}$	transmittance spectrale effective à un angle ϕ pour le matériel composant le plastique
t'_{λ}	transmittance spectrale (incidence normale) du matériel composant le plastique
\bar{t}_{G2}	transparence globale moyenne de la paroi du tunnel
$\bar{t}_{0\lambda}$	transparence spectrale moyenne de la paroi de la serre
$\bar{t}_{1\lambda}$	transparence spectrale de l'air de la serre
$\bar{t}_{2\lambda}$	transparence spectrale moyenne de la paroi du tunnel
$\bar{t}_{4\lambda}$	transparence spectrale de l'air du tunnel
\bar{t}_{λ}	transparence spectrale moyenne d'un plastique
U	épaisseur équivalente de CO_2
w	lame d'eau équivalente
γ	épaisseur d'un plastique
ΔT	différence de température entre l'air du tunnel et l'air de la serre
ϵ_{aG}	émissivité globale (incidence normale) d'un plastique aluminisé
$\epsilon_{a\phi\lambda}$	émissivité spectrale effective à un angle ϕ pour un plastique aluminisé
$\epsilon_{a\lambda}$	émissivité spectrale (incidence normale) d'un plastique aluminisé
ϵ_G	émissivité globale (incidence normale) d'un plastique

$\epsilon_{\phi\lambda}$	émissivité spectrale effective à un angle ϕ pour un plastique
ϵ_{λ}	émissivité spectrale (incidence normale) d'un plastique
$\bar{\epsilon}_{a\lambda}$	émissivité spectrale moyenne d'un plastique aluminisé
$\bar{\epsilon}_{c\lambda}$	émissivité spectrale moyenne de l'air extérieure à la serre
$\bar{\epsilon}_{60}$	émissivité globale moyenne de la paroi de la serre
$\bar{\epsilon}_{61}$	émissivité globale de l'air de la serre
$\bar{\epsilon}_{62}$	émissivité globale moyenne de la paroi du tunnel
$\bar{\epsilon}_{64}$	émissivité globale de l'air du tunnel
$\bar{\epsilon}_{0\lambda}$	émissivité spectrale moyenne de la paroi de la serre
$\bar{\epsilon}_{1\lambda}$	émissivité spectrale de l'air de la serre
$\bar{\epsilon}_{2\lambda}$	émissivité spectrale moyenne de la paroi du tunnel
$\bar{\epsilon}_{4\lambda}$	émissivité spectrale de l'air du tunnel
$\bar{\epsilon}_{\lambda}$	émissivité spectrale moyenne d'un plastique
θ	angle définissant les orientations possibles de l'énergie incidente
λ	longueur d'onde
ξ	efficacité thermique du système tunnel
ρ	la densité de vapeur d'eau
$\rho_{\lambda}(\phi)$	propriété spectrale quelconque effective à un angle ϕ pour un plastique
$\bar{\rho}_{\lambda}$	propriété spectrale moyenne quelconque d'un plastique
ϕ	angle d'incidence
ϕ'	angle de réfraction

INTRODUCTION

L'effet de serre fut la première explication proposée afin d'interpréter l'accroissement de température observé à l'intérieur des serres. Cette notion basée sur les propriétés spectrales du verre, transparent dans le visible et opaque à l'infrarouge, définit la serre, en quelque sorte, comme un piège à énergie. Le sol y absorberait l'énergie solaire et, grâce à la propriété de corps noir que possède la paroi de verre, réussirait à réduire sa perte nette dans le domaine de l'infrarouge, d'où l'élévation de température mesurée.

Simpson (1928) utilise avec succès cette théorie dans son explication du comportement de l'atmosphère, de telle sorte que plusieurs climatologues considèrent encore que le pouvoir qu'a l'atmosphère de retenir la chaleur, est comparable à l'effet de serre décrit plus haut.

Cependant, Wood (1909), utilisant une paroi transparente à l'infrarouge (en sel), dénote expérimentalement une différence significative entre la température à l'intérieur de la serre et celle prise à l'extérieur. De même, Businger (1963) et Munn(1966), dans leurs analyses, montrent clairement que l'élévation de température ne peut être reliée uniquement aux propriétés spectrales de la paroi mais

surtout à la protection que donne cette paroi aux pertes turbulentes. La complicité existant entre l'effet radiatif et l'effet convectif est aujourd'hui encore plus difficile à définir, du à l'utilisation dans ce type de culture, de plastiques semi-transparents possédant des propriétés spectrales infrarouges très diversifiées. Le problème est loin d'être résolu et la quantification de ces phénomènes fait l'objet du présent travail.

Il est intéressant à ce stade, de décrire sommairement l'état de la recherche dans ce domaine. Nous pouvons mentionner, tout d'abord, les travaux reliés à une explication globale de ce microclimat et qui, malgré la nécessité d'user de simplifications parfois radicales, donnent des résultats très encourageants. Citons, par exemple, Walker (1965) qui donne le moyen de prédire la température dans une serre ventilée; Mears et ses collègues (1976) qui ont étudié, de façon complète, la serre en laboratoire afin de mieux contrôler les effets de l'environnement; Gallagher et ses collègues (1976-1981) qui ont paramétré plus particulièrement les effets des petits tunnels et des écrans thermiques à l'intérieur d'une serre conventionnelle; enfin, Garzoli et Blackwell (1981) qui proposent un modèle assez complet et qui prétendent tenir compte de tous les phénomènes rencontrés dans une serre. Cependant, jusqu'à présent, il n'existe aucun modèle satisfaisant qui simule un type quelconque de serre dans un environnement quelconque.

Plusieurs autres travaux ont été effectués sur des sujets plus particuliers; on y remarque en général, l'emploi de méthodes très rigoureuses. Afin de donner une idée de l'étendue des recherches entreprises, mentionnons: Walker et Colter (1968) qui ont étudié les problèmes d'humidité et de condensation par temps froid; Walker et Walton (1969) qui ont quantifié les effets de la condensation sur les besoins énergétiques d'une serre; Selcuk (1970) qui a expliqué de nombreux phénomènes et qui a tenté de les intégrer dans une simulation globale; Walker (1972) qui a recherché le mode de chauffage le plus efficace (il a considéré un chauffage à air chaud avec des conduits divers et a calculé, dans tous les cas, le transfert de chaleur); Duncan et Walker (1973) qui ont comparé les divers matériaux de recouvrement utilisés au point de vue de leurs propriétés mécaniques (durabilité, etc...) et de leurs propriétés de transmission (solaire et infrarouge); enfin, Bailey (1978) qui s'est intéressé aux propriétés optiques (solaire) des couvertures de serre et de leur application dans la confection d'écran thermiques intérieurs.

Il est bon aussi de souligner les travaux réalisés sur les propriétés radiatives des différents composants de l'air. Ce milieu, souvent négligé dans les évaluations du bilan d'une serre, peut cependant amener des effets de l'ordre de 10% sur la perte nette totale. Mentionnons, par exemple, Elsasser (1942) qui a calculé les propriétés d'absorption des divers composants atmosphériques; Stull et

Wyatt (1964) qui ont évalué la transmission de la vapeur d'eau et Kondratyev (1969) qui en donne les constantes d'absorption pour une vingtaine de bandes situées entre 0 et $35 \mu\text{m}$; enfin, Yamamoto et Sasamori (1960) qui ont effectué des études très complètes sur la principale bande d'absorption du CO_2 ($15 \mu\text{m}$). Certaines de ces valeurs seront discutées dans le chapitre II et utilisées dans les suivants.

Le point faible qui ressort des études spécifiques aux serres est le suivant: les différents auteurs ont une connaissance très limitée des propriétés radiatives des plastiques utilisés et ce, sur au moins deux aspects de la question. Le premier est lié à l'utilisation généralisée de propriétés globales qui, dans certains cas, peuvent amener des résultats très contradictoires. Afin d'illustrer ce problème, définissons une paroi qui aurait comme propriété d'être parfaitement transparente dans une partie de son spectre et complètement opaque dans le reste. Si nous superposons à celle-ci, un plastique possédant exactement les propriétés complémentaires, nous aurions alors une transmission réelle nulle à travers ces deux substrats; tandis que le résultat est tout autre en utilisant leurs propriétés globales de transparence. Cette considération peut s'étendre à tous corps ou milieux possédant des propriétés spectrales distribuées non uniformément, en interaction entre eux. Le deuxième concerne le fait que la majorité des auteurs négligent la réflexion des ondes

infrarouges dans leurs équations du bilan. Mears (1976) propose, pour le polyéthylène, des valeurs allant de 10 à 20%, ce qui est loin d'être négligeable.

Afin de palier à ce point faible, nous avons développé une méthode permettant l'obtention des trois propriétés spectrales d'un plastique (émission, transmission et réflexion), sur l'intervalle de longueur d'onde allant de 3 à 40 μm , et ce, en fonction de l'épaisseur du substrat étudié. Ce traitement est expliqué en détail au chapitre III.

De plus, nous décrivons dans le chapitre I, un modèle simplifié permettant d'évaluer les deux principaux modes de transferts: turbulent et radiatif. Ce modèle, développé pour quantifier pendant la nuit des situations à l'équilibre, permet de bien isoler les différents termes et d'étudier leurs effets réciproques. Il tient compte, entre autre, des effets radiatifs combinés de l'air et des différentes parois utilisées, tant au niveau de la géométrie des milieux et surfaces interagissants que du parcours que suit l'énergie dans son passage à travers eux (réflexions multiples).

Cette théorie est mise à l'épreuve au chapitre IV, au moyen de données expérimentales recueillies en 1978-79, par Georges Gallagher et Jean-Joël Vonarburg de l'UQAC. La serre sur laquelle les travaux ont porté, est de type gothique (figure 1.1); sa surface de sol est de 40 mètres carrés (4x10m) et sa hauteur, en son milieu, de 2.5 mètre. Sur le

sol de la serre sont disposées deux plate-bandes (1x9m) recouvertes d'un plastique, lequel est supporté par des arches semi-elliptiques d'environ un (1) mètre de hauteur.

Ces mini-enceintes, appelées tunnel, servent de milieu "test" pour l'application de notre modèle. Nous y avons comparé trois différents recouvrements de tunnel, soient: un polyéthylène clair, un mylar aluminisé et un mylar simple. Les résultats obtenus sont très probants et concernent principalement, pour chacune des expériences réalisées, les items suivants:

a) L'importance de la perte radiative nette de l'air du tunnel par rapport à la perte radiative nette totale de ce milieu.

b) L'établissement d'une constante représentative du transfert d'énergie non radiatif à travers la paroi du tunnel.

c) L'importance de la perte définie à l'item b), par rapport à la perte totale du tunnel.

La méthode employée semble prometteuse, malgré une complexité relative au niveau de l'établissement des réflexions multiples. Cependant, la résolution accrue, qui peut être obtenue dans l'étude des phénomènes de serre, compense pour le surplus de mathématique imposé.

CHAPITRE I

L'EQUATION SIMPLIFIEE DU TRANSFERT DE CHALEUR PENDANT LA NUIT

Avant de commencer la discussion sur une équation simplifiée du bilan, il convient de donner quelques définitions usuelles: le terme "serre" sera employé pour désigner l'enceinte dans laquelle les tunnels seront disposés. Nous définirons de plus comme "tunnel", l'ensemble de la paroi et de l'air enveloppant directement les cultures. Ces définitions sont importantes car les équations que nous développerons font appel directement à ces termes.

Dans la forme originelle de la serre, telle que décrite dans l'introduction, le bilan d'un tunnel est compliqué à effectuer. Prenons simplement le cas des échanges radiatifs; le tunnel reçoit de l'énergie du sol, de l'air et de la paroi de la serre, de l'autre tunnel et finalement de l'environnement extérieur à la serre. Chacun de ces transferts d'énergie doit tenir compte des formes, des distances et des propriétés infrarouges de tous les milieux actifs. Dans un but évident de simplification pour les calculs, tant dans les échanges radiatifs que conductifs et convectifs, nous allons apporter quelques modifications à l'intérieur de la serre.

En l'absence de soleil, les seules sources nettes d'énergie pour le tunnel sont le système de chauffage et le sol qui, sous certaines conditions, redonne au tunnel une partie de l'énergie qu'il a emmagasinée durant le jour (notamment par radiation et par convection naturelle, quand l'air du tunnel est plus froid que sa température de surface). Le sol, en lui-même, a des propriétés (conduction thermique, densité et chaleur spécifique) qui varient avec la profondeur et avec le temps (cycle hydrologique); la complexité du problème a été démontrée par Lettau (1954). A moins de faire de longues analyses, il est donc difficile de prédire le flux d'énergie qui traversera l'interface air-sol. L'isolation du sol de la serre au moyen d'une mousse isolante de type Styrofoam (épaisseur de 5 cm) semble être la première modification d'importance à entreprendre afin de minimiser ce transfert d'énergie.

L'élimination de l'effet radiatif du sol peut se faire en posant sur l'isolant un plastique aluminisé. La très grande réflexion de ce genre de plastique dans l'infrarouge, soit environ de 96% pour le côté aluminisé (il sera considéré que cette réflexion est de 100% pour le reste du texte), permet en plus une grande simplification dans les calculs. En effet, il agit dans l'infrarouge comme un miroir dans le visible de telle sorte qu'un observateur situé dans le tunnel verrait la serre et le ciel se prolonger sous ses pieds (figure I.2). Le tunnel paraissant ainsi complètement entouré par la serre, les échanges radiatifs seront plus

faciles à calculer car nous n'aurons plus à nous occuper de la forme des milieux interagissants. La seule source qui demeure est donc le système de chauffage.

Les pertes du tunnel se font par deux processus différents: le premier, que nous appellerons perte par convection-conduction, est la perte à travers la couche limite créée de part et d'autre de la paroi du tunnel; le deuxième se fait par échange radiatif entre l'air du tunnel, sa paroi et son environnement (l'autre tunnel ne fait plus partie de l'environnement car toutes les expériences ont été effectuées avec seulement un tunnel).

A l'équilibre, le bilan du tunnel peut donc s'écrire:

$$Q_T = Q_C + Q_R \quad (1.1)$$

où Q_T est l'énergie fournie par le système de chauffage, Q_C est la perte par convection-conduction et Q_R est la perte radiative nette. Tous ces termes sont positifs car l'air et la paroi du tunnel sont plus chauds que l'environnement.

Le terme convectif-conductif

Le terme convectif-conductif devrait pouvoir se paramétrer de façon satisfaisante par :

$$Q_c = S_T h_c (T_4 - T_1) \quad (1.2)$$

où T_4 est la température représentative de l'air du tunnel, T_1 est une température représentative de l'air de la serre, S_T est la surface du tunnel et h_c est le coefficient de proportionnalité que l'on recherche. Dans la réalité, h_c n'est pas une constante; c'est une fonction des nombres de Grashof et de Prandtl et ces nombres varient avec la température et l'écart de température inhérent à la convection. Ces variations devraient être d'au plus de 10% pour les écarts et les températures rencontrés dans les serres. Expérimentalement, les modifications apportées ont très peu changé les distributions de température dans le tunnel et la serre de telle sorte, que nous pouvons supposer que le coefficient h_c y est très peu influencé.

L'analyse des équations (1.1) et (1.2) nous donne que plus les pertes radiatives nettes sont importantes (à chauffage constant), plus la différence de température ($T_4 - T_1$) sera petite. Parmi les différents plastiques utilisés comme paroi du tunnel, les plastiques aluminisés devraient donc donner les écarts les plus grands; expérimentalement, on observe 30°C environ, comparé à des écarts de 22 à 25°C pour les autres plastiques.

Le terme radiatif

L'évaluation du terme Q_R devrait nous permettre de calculer h_c pour tous les plastiques utilisés comme paroi du tunnel. Pour cela, il convient de discerner cinq milieux différents dans lesquels la radiation passera. Pour chacun de ces milieux, nous associerons une température caractéristique et des propriétés qui dépendent de la longueur d'onde (émissivité, transparence, reflexivité) et dont l'établissement sera discuté dans les prochains chapitres:

- 1) L'air extérieur à la serre (indiqué "c") auquel nous associons la température T_c et l'émissivité $\bar{\epsilon}_{c\lambda}$.
- 2) La paroi de la serre (indiqué "0") à laquelle nous associons la température T_0 , l'émissivité $\bar{\epsilon}_{0\lambda}$ et une transparence $\bar{\tau}_{0\lambda}$.
- 3) L'air de la serre (indiqué "1") auquel nous associons la température T_1 , une émissivité $\bar{\epsilon}_{1\lambda}$ et une transparence $\bar{\tau}_{1\lambda}$.
- 4) La paroi du tunnel (indiqué "2") à laquelle nous associons une température T_2 , une émissivité $\bar{\epsilon}_{2\lambda}$, une transparence $\bar{\tau}_{2\lambda}$ et une reflexivité $\bar{R}_{2\lambda}$.

5) L'air du tunnel (indiqué "4") auquel nous associons une température T_4 , une émissivité $\bar{\epsilon}_{4\lambda}$ et une transparence $\bar{\tau}_{4\lambda}$.

Pour chacun de ces milieux, nous définissons aussi la fonction $J_{i\lambda}$ ($i = c, 0, 1, 2, 3, 4$) qui est en fait la puissance rayonnée par un corps noir à la température T_i dans un intervalle λ à $\lambda + d\lambda$ par le milieu i et par unité de surface. Cette quantité est connue sous le nom d'équation de Planck et s'exprime par :

$$J_{i\lambda} = \frac{c_1 \lambda^{-5}}{e^{c_2/\lambda T_i} - 1}$$

où c_1 et c_2 sont des constantes, λ est la longueur d'onde et T_i est la température du milieu.

La quantité d'énergie infrarouge venant de l'environnement et arrivant au tunnel (dénomé E_λ) par longueur d'onde et par unité de surface s'écrit :

$$E_\lambda = \bar{\epsilon}_{c\lambda} J_{c\lambda} \bar{\tau}_{0\lambda} \bar{\tau}_{1\lambda} + \bar{\epsilon}_{0\lambda} J_{0\lambda} \bar{\tau}_{1\lambda} + \bar{\epsilon}_{1\lambda} J_{1\lambda} \quad (1.3)$$

Chacun des termes de droite représente l'émission d'énergie, d'un des trois milieux environnants, qui traverse ceux qui le séparent du tunnel. Le premier est l'émission de

l'air extérieur ($\bar{\epsilon}_{c2} J_{c2}$) traversant l'air et la paroi de la serre, le deuxième est l'émission de la paroi de la serre ($\bar{\epsilon}_{o2} J_{o2}$) traversant l'air de la serre et le troisième est l'émission de l'air de la serre. Une partie de cette énergie sera absorbée par la paroi du tunnel, une autre le sera par l'air de la serre et le reste retournera dans l'environnement.

Calculons d'abord $A_{p\lambda}$, la partie de E_{λ} qui sera absorbée par unité de surface et par longueur d'onde par la paroi du tunnel. Il ne faut pas oublier que la paroi du tunnel est partiellement réfléchissante et qu'une série de réflexions multiples aura lieu dans l'air du tunnel. Alors:

$$A_{p\lambda} = \bar{\epsilon}_{22} E_{\lambda} + \bar{\epsilon}_{22} E_{\lambda} \bar{t}_{22} \bar{t}_{42} + \bar{\epsilon}_{22} E_{\lambda} \bar{t}_{22} \bar{t}_{42}^2 \bar{R}_{22} + \bar{\epsilon}_{22} E_{\lambda} \bar{t}_{22} \bar{t}_{42}^3 \bar{R}_{22}^2 + \dots + \bar{\epsilon}_{22} E_{\lambda} \bar{t}_{22} \bar{t}_{42}^{n+1} \bar{R}_{22}^n + \dots \quad (1.4)$$

Le premier terme à droite est la quantité d'énergie absorbée directement par la paroi. Etant donné la transparence et la réflexion possiblement non-nulles de la paroi, tous les autres termes donnent la partie de E_{λ} qui sera absorbée par la paroi après chacun des passages de l'énergie à travers l'air du tunnel. A titre d'exemple, le deuxième terme à droite est la quantité de E_{λ} qui a traversé la paroi directement ($E_{\lambda} \bar{t}_{22}$), qui a traversé l'air du tunnel ($E_{\lambda} \bar{t}_{22} \bar{t}_{42}$) et qui a été absorbée par la paroi. Le

troisième terme donne ce qui n'a pas été absorbé dans le processus décrit par les deux premiers termes ($E_\lambda \bar{t}_{2\lambda} \bar{t}_{4\lambda} \bar{R}_{2\lambda}$) qui a traversé l'air (à cause de la réflexion) ($E_\lambda \bar{t}_{2\lambda} \bar{t}_{4\lambda}^2 \bar{R}_{2\lambda}$) et qui a été finalement absorbé par la paroi. Pour des réflexions importantes, il y aura un nombre quasi infini de ces termes et étant donné le caractère particulier de cette série, il convient de n'en négliger aucun.

L'équation (1.4) peut se réécrire:

$$A_{P\lambda} = \bar{\epsilon}_{2\lambda} E_\lambda + \bar{\epsilon}_{2\lambda} E_\lambda \bar{t}_{2\lambda} \bar{t}_{4\lambda} \left[1 + \bar{t}_{4\lambda} \bar{R}_{2\lambda} + (\bar{t}_{4\lambda} \bar{R}_{2\lambda})^2 + (\bar{t}_{4\lambda} \bar{R}_{2\lambda})^3 + \dots + (\bar{t}_{4\lambda} \bar{R}_{2\lambda})^n + \dots \right] \quad (1.5)$$

Les termes entre crochets représentent une série géométrique de raison inférieure à un. On sait qu'une telle série converge vers la valeur:

$$X = \frac{1}{1 - \bar{t}_{4\lambda} \bar{R}_{2\lambda}} \quad (1.6)$$

Alors finalement, l'énergie venant de l'environnement et absorbée par la paroi du tunnel par unité de surface est:

$$A_{P\lambda} = \bar{\epsilon}_{2\lambda} E_\lambda \left(1 + \frac{\bar{t}_{4\lambda} \bar{t}_{2\lambda}}{1 - \bar{t}_{4\lambda} \bar{R}_{2\lambda}} \right) \quad (1.7)$$

Le facteur défini par l'équation (1.6) tient donc compte de toutes les réflexions multiples qui ont lieu dans le tunnel et qui ont pour effet d'augmenter la fraction de E_λ qui sera absorbée par la paroi du tunnel.

De la même façon, nous pouvons calculer la partie de E_λ qui sera absorbée par l'air du tunnel ($A_{A\lambda}$).

$$\begin{aligned}
 A_{A\lambda} &= \bar{\epsilon}_{42} \bar{\tau}_{22} E_\lambda + \bar{\epsilon}_{42} E_\lambda \bar{\tau}_{22} \bar{\tau}_{42} \bar{R}_{22} + \bar{\epsilon}_{42} E_\lambda \bar{\tau}_{22} \bar{\tau}_{42}^2 \bar{R}_{22}^2 + \dots \\
 &= \bar{\epsilon}_{42} E_\lambda \bar{\tau}_{22} \left[1 + \bar{\tau}_{42} \bar{R}_{22} + (\bar{\tau}_{42} \bar{R}_{22})^2 + \dots \right]
 \end{aligned}$$

D'après l'équation (1.6),

$$A_{A\lambda} = \frac{\bar{\epsilon}_{42} E_\lambda \bar{\tau}_{22}}{1 - \bar{\tau}_{42} \bar{R}_{22}} \quad (1.8)$$

L'équation (1.8) est assez facile à visualiser. Elle représente la partie de E_λ qui a traversé la paroi du tunnel et qui a été absorbée par l'air du tunnel ($\bar{\tau}_{22} E_\lambda \bar{\epsilon}_{42}$), multipliée par le facteur tenant compte des réflexions multiples.

Les pertes du tunnel s'établissent de la même façon que pour le calcul des gains. Cependant, étant donné que c'est le bilan du tunnel que nous effectuons, nous ne comptabilisons pas les quantités émises par l'air du tunnel et qui seraient absorbées par la paroi du tunnel et vice versa.

Il est facile de vérifier que la perte de la paroi du tunnel par unité de surface ($P_{p\lambda}$) vers l'environnement est une fonction qui a la forme de l'équation (1.7). En effet, il est logique de dire que le chemin parcouru par l'énergie, venant de l'environnement et absorbée par la paroi du tunnel, est semblable à celui de l'énergie émise par la paroi et allant vers l'environnement.

Alors,

$$P_{p\lambda} = \bar{\epsilon}_{a\lambda} J_{a\lambda} \left(1 + \frac{\bar{\epsilon}_{a\lambda} \bar{\epsilon}_{y\lambda}}{1 - \bar{\epsilon}_{y\lambda} \bar{R}_{a\lambda}} \right) \quad (1.9)$$

Par le même raisonnement, nous aurons comme perte de l'air du tunnel par unité de surface ($P_{A\lambda}$):

$$P_{A\lambda} = \frac{\bar{\epsilon}_{y\lambda} \bar{\epsilon}_{a\lambda} J_{y\lambda}}{1 - \bar{\epsilon}_{y\lambda} \bar{R}_{a\lambda}} \quad (1.10)$$

La perte nette du tunnel par radiation, pour toute sa surface peut donc s'écrire:

$$Q_R = S_T \int_T (P_{A\lambda} - A_{A\lambda} + P_{p\lambda} - A_{p\lambda}) d\lambda$$

En remplaçant les termes de cette équation par les expressions trouvées en (1.7), (1.8), (1.9) et (1.10), nous aurons finalement que:

$$\begin{aligned}
Q_R = & S_T \int_{\lambda} \left(1 + \frac{\bar{\tau}_{42} \bar{\tau}_{22}}{1 - \bar{\tau}_{42} \bar{R}_{22}} \right) \bar{\epsilon}_{22} (J_{22} - E_2) d\lambda \\
& + S_T \int_{\lambda} \frac{\bar{\epsilon}_{42} \bar{\tau}_{22}}{1 - \bar{\tau}_{42} \bar{R}_{22}} (J_{42} - E_2) d\lambda \quad (1.11)
\end{aligned}$$

L'évaluation de l'équation (1.11) est donc liée à la façon dont les propriétés infrarouges des différents milieux en présence seront connues. Nous verrons donc, dans le chapitre II, la façon d'évaluer celles de l'air et dans le chapitre III, celles des plastiques.

CHAPITRE II

PROPRIETES INFRAROUGES DES GAZ CONTENUS DANS LA SERRE

Si on écarte l'ozone qui possède une bande d'absorption près de $10\ \mu\text{m}$ et qui n'est présente en grande quantité qu'au delà de la tropopause, alors les seuls gaz qui absorbent, près de la terre dans l'infrarouge, sont la vapeur d'eau et le bioxide de carbone (CO_2).

Depuis un certain nombre d'années, beaucoup de recherches ont été faites sur les propriétés de ces gaz et les résultats obtenus sont assez satisfaisants. Pour la vapeur d'eau, ce sont les travaux de Kondratyev (1950) qui retiendront notre attention surtout à cause de leur caractérisation spectrale simple. Pour le CO_2 , nous utiliserons les résultats de plusieurs auteurs tels que Yamamoto (1958) et (1960), Howard et al. (1956), Elsasser (1960) pour ne nommer qu'eux afin d'étudier la variation de nos résultats face aux différentes valeurs qu'ils ont proposées.

La poussière pourrait être un facteur qui influence beaucoup les caractéristiques émissives de l'air si cette dernière était contenue en quantité suffisante; dans nos expériences, le sol a toujours été couvert de telle sorte que nous négligerons l'effet de ces particules.

La vapeur d'eau

Pour chacune des longueurs d'onde, on peut appliquer la loi de Beer-Lambert afin de quantifier la transparence d'un milieu agissant. Cette loi s'écrit:

$$I_{I\lambda} = I_{I0\lambda} e^{-K_{G\lambda} W} \quad (2.1)$$

où $I_{I\lambda}$ est l'intensité restante après qu'une partie de l'intensité $I_{I0\lambda}$ incidente ait été absorbée par une lame équivalente à W , $K_{G\lambda}$ est un coefficient spectral d'atténuation pour la vapeur d'eau, et W la lame d'eau précipitable équivalente.

Kondratyev a paramétré le spectre de la vapeur d'eau en utilisant cette loi pour les bandes ayant à peu près les mêmes particularités. Ses résultats sont présentés dans le TABLEAU I pour l'intervalle compris entre $5 \mu\text{m}$ et ∞ .

Vapeur d'eau

Coefficient d'absorption ($\text{cm}^2 \cdot \text{gr}^{-1}$)

$\Delta\lambda$ (μm)	$K_{G\lambda}$	$\Delta\lambda$ (μm)	$K_{G\lambda}$
5-5.5	40	20-21	23
5.5-6	118	21-22	58
6-6.5	198	22-23	64
6.5-7	156	23-24	75
7-7.5	46	24-25	80
7.5-8	12.8	25-26	53
8-8.5	3.4	26-27	93
8.5-9	.1	27-28	116
9-12	.1	28-29	136
12-13	.25	29-30	152
13-14	.84	30-31	179
14-15	1.3	31-32	179
15-16	1.65	32-33	179
16-17	4.40	33-34	198
17-18	17.2	34-35	110
18-19	14.0	35- ∞	597 *
19-20	43		

* estimation personnelle à partir du coefficient généralisé d'absorption pour la vapeur d'eau

En utilisant l'équation de Planck définie au chapitre I (terme J_λ), on peut évaluer la transparence globale de ce gaz (t_{gv}) en fonction de la quantité W de vapeur d'eau présente. Le résultat évalué à l'aide de la relation (2.2) est exprimé sur la figure II.1.

$$t_{gv} = \frac{\int_\lambda e^{-k_{g\lambda} W} J_\lambda d\lambda}{\int_\lambda J_\lambda d\lambda} \quad (2.2)$$

Evaluation de W

Dans les serres, les mesures effectuées sont celles se rattachant aux températures et à l'humidité des différents milieux. Il convient donc de trouver une relation permettant de relier ces mesures à la quantité W nécessaire aux calculs de la transparence pour chacune des bandes définies dans le TABLEAU I.

L'équation d'état des gaz parfaits s'écrit pour la vapeur d'eau:

$$e = \rho_v R_v T$$

où e est la pression partielle de la vapeur d'eau, ρ_v sa densité, R_v est la constante des gaz pour la vapeur d'eau et T la température. Toutes ces variables sont définies pour le milieu considéré et dans le système International.

En multipliant les deux côtés de l'équation par L , la longueur moyenne du mélange traversé, et par f un facteur de conversion avec lequel nous pouvons convertir W en $\text{gr}\cdot\text{cm}^{-2}$, nous obtenons:

$$f_e L = f \rho_v L R_v T$$

La quantité W se définissant comme:

$$W = f \rho_v L \quad (\text{gr}\cdot\text{cm}^{-2})$$

nous permet d'écrire que:

$$W = \frac{f_e L}{R_v T}$$

L'humidité H étant le rapport entre la pression partielle e et la pression de vapeur saturante e_s de la vapeur d'eau, nous permet d'obtenir finalement que:

$$W = \frac{f H e_s L}{R_v T} \quad (2.3)$$

Si e_s est en Pascal, $R_v = 461.51 \text{ J.Kg}^{-1} \cdot \text{°K}^{-1}$, T est en Kelvin et L en mètre, le facteur de conversion s'exprime alors par $f = .1 \text{ gr.cm}^{-2} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{Kg}^{-1}$. La quantité e_s peut être obtenue à l'aide de l'équation de Clausius-Clayperon et L est une paramétration que nous discuterons plus bas. La constante R_v peut s'inclure dans le facteur de conversion pour nous donner une relation plus directe.

$$W = 2.1668 \times 10^{-4} \frac{H e_s L}{T} \text{ (gr.cm}^{-2}\text{)} \quad (2.4)$$

Afin de définir la longueur moyenne de mélange parcourue par l'énergie, nous nous servons d'une relation très utilisée dans des applications pratiques

$$L = 3.4 \left(\frac{\text{Volume de gaz}}{\text{Surface entourant le gaz}} \right) \quad (2.5)$$

L'équation (2.5) devient donc une approximation très utile permettant de ramener la géométrie particulière de la serre à une géométrie plus concentrique. En effet, la position du tunnel n'a plus maintenant beaucoup d'importance pour la poursuite de nos calculs.

D'après les dimensions de la serre et du tunnel, nous avons calculé les valeurs suivantes pour la longueur moyenne de mélange traversé:

a) Pour le tunnel, $\bar{L} = 1.03$ m

b) Pour la serre, $\bar{L} = 1.7$ m

Dans cette évaluation, nous avons tenu compte du fait que le sol du tunnel était recouvert d'un mylar aluminisé qui, dans l'infrarouge, en double le volume effectif.

Le bioxide de carbone (CO₂)

Pour le CO₂, il y a quatre bandes d'absorption dans l'infrarouge et la seule qui absorbe de façon significative est celle située entre 12 et 18 μm . Il est important de la considérer dans nos calculs pour deux raisons principales:

a) La position même de cette bande par rapport à la courbe d'émission corps noir fait qu'il y a autour de 20% de l'énergie dans cet intervalle pour les températures usuelles.

b) Le rôle actif du CO₂ dans le cycle de la photosynthèse des plantes amène une variation importante des quantités en présence.

Malheureusement, dans nos expériences, il n'y a eu aucune mesure effectuée au sujet du CO₂. Nous allons donc essayer d'estimer quelle quantité devrait être présente en moyenne dans la serre.

Manabe et Moller (1961) admettent la valeur de .0456% par unité de la masse d'air, la masse de CO₂ présente partout dans l'atmosphère. En supposant que cette hypothèse soit vraie pour la serre étant donné qu'aucune plante n'y était, nous obtenons, en utilisant les longueurs définies précédemment, une épaisseur équivalente U de CO₂.

a) Pour le tunnel, $U = .0469$ cm

b) Pour la serre, $U = .0775$ cm

Ces résultats reportés sur la figure II.2, nous permettent d'évaluer une absorption variant de .03 à .1 dépendant des auteurs considérés. Nous verrons dans le chapitre IV l'influence du CO₂ pour l'une et l'autre de ces limites.

Les propriétés de l'air

La transparence de l'air, pour chacune des bandes, se calcule en multipliant les transparences de chacun des gaz qui agissent dans le milieu considéré. Nous avons tracé sur la figure II.3, la transparence de l'air pour différentes valeurs de celle du CO₂ en fonction de la quantité W de vapeur d'eau. L'effet du CO₂ se manifeste donc surtout pour

les petites et moyennes valeurs de W. Etant donné que dans la serre nous travaillons dans cette zone, l'erreur relative à l'estimation de la masse de CO₂ devrait s'y faire sentir. Nous en discuterons dans le dernier chapitre.

Nous allons maintenant aborder le calcul des propriétés pour les diverses parois de tunnel utilisées dans les serres.

CHAPITRE III

PROPRIETES INFRAROUGES DES PLASTIQUES

Nous étudierons plus spécialement, dans ce chapitre, les propriétés infrarouges de deux plastiques: le polyéthylène pour sa grande disponibilité sur le marché et le mylar (standard ou aluminisé) fabriqué par la compagnie Dupont de Nemours à cause de l'intérêt que lui porte le groupe de recherche sur les cultures abritées de l'Université du Québec à Chicoutimi.

Il existe sur le sujet une documentation incomplète et succincte qui ne porte principalement que sur les propriétés globales des différents substrats. Walker (1969) propose, par exemple, une transparence de 80% ainsi qu'une réflexion de 10% pour le polyéthylène tandis que pour ce plastique, Meers (1976) donne une transparence de 70% et une réflexion variant entre 10 et 20%. La différence entre ces deux résultats est probablement due au fait que leurs mesures ont été effectuées sur des épaisseurs et des bandes de longueur d'onde différentes.

Cette étude est donc motivée par deux raisons principales:

a) Notre besoin de connaître, pour la résolution de l'équation (1.11), la réponse spectrale des substrats tant au niveau de la transparence que de la réflexion et de l'émissivité.

b) La nécessité de connaître la variation des différentes propriétés avec l'épaisseur des plastiques. Le but est de mieux adapter ces derniers aux types de cultures pour lesquels ils sont destinés, en fonction des disponibilités du marché.

A l'aide d'un spectrographe (de marque Beckman), nous pouvons obtenir les valeurs spectrales de la transparence pour différents échantillons dans l'intervalle compris entre 2.5 et 40 μm . Cet appareil compare deux faisceaux issus de la même source dont un est atténué partiellement par l'échantillon qui est observé. La mesure effectuée donne le pourcentage d'opacité de ce substrat pour une incidence normale et en fonction de la longueur d'onde. Sur les figures III.1 et III.2, nous pouvons examiner les spectres des deux types de plastique étudiés pour différentes épaisseurs. On y voit que le polyéthylène y est caractérisé par des bandes plus ou moins opaques situées autour de 2900, de 1400 et de 700 nombre d'ondes (cm^{-1}). Le mylar pour sa part est beaucoup plus opaque (malgré des épaisseurs plus petites) que le polyéthylène; ses bandes de non-transparence sont relativement larges et se retrouvent entre 1400 et 800, à 1700 et à 2900 cm^{-1} . On s'aperçoit de plus que les bandes opaques, pour le mylar, sont situées à l'endroit du spectre

où la courbe d'émission corps noir a son maximum pour les températures de l'ordre de celles rencontrées dans les serres (15 à 50°C). On devrait donc s'attendre à des résultats différents si on se sert de l'un ou l'autre de ces plastiques comme paroi du tunnel. On peut remarquer aussi que sur ces figures, la transparence ne varie pas toujours de la même façon avec l'épaisseur. Il s'agit donc maintenant d'expliquer cette décroissance.

La loi de Beer-Lambert.

Comme pour les gaz, nous allons supposer que la transparence ne varie que d'une façon exponentielle avec l'épaisseur:

$$t_{\lambda} = e^{-k_{\lambda} \gamma} \quad (3.1.a)$$

où t_{λ} est la transparence, k_{λ} est un coefficient d'atténuation dépendant de la longueur d'onde et γ est l'épaisseur du plastique étant donné que l'on travaille à incidence normale. Cette loi implique donc que nous supposons une réflexion nulle sur les surfaces.

Si la loi (3.1.a) est valide, nous devrions pouvoir évaluer pour le mylar, par exemple (figure III.2), à partir de la courbe pour l'épaisseur $23 \mu\text{m}$ ce que devient la transparence pour l'épaisseur $70 \mu\text{m}$. La procédure est donc simple: évaluer l'ensemble des coefficients K_λ pour la première épaisseur et réutiliser ces coefficients afin de prédire la propriété à $70 \mu\text{m}$. Le résultat comparatif entre notre simulation et les données réelles, enregistrées avec le spectrographe, sont sur la figure III.3. Nous nous apercevons que notre simulation a des valeurs toujours plus basses que la réalité et que l'écart entre les deux varie de 1% à 25% en transparence. De façon générale, l'écart n'est pas négligeable de telle sorte que nous devons poser d'autres hypothèses afin d'expliquer cette décroissance avec l'épaisseur.

Hypothèses et relations de base.

Les hypothèses nécessaires pour compléter notre étude théorique sont les suivantes:

a) Pour chacune des deux surfaces du plastique, il existe une réflectance égale R'_λ qui obéit aux lois de Fresnels (équation 3.9) et ce, de part et d'autre d'une même surface. Cette réflectance est le rapport de l'intensité

réfléchi à l'intensité incidente à cette surface. De par cette définition, la réflectance est indépendante de l'épaisseur du plastique.

b) Il existe une transmittance t'_λ qui obéit à la loi de Beer-Lambert soit :

$$t'_\lambda = e^{-k_\lambda d} \quad (3.1.b)$$

et où chacun des symboles utilisés dans le côté droit de l'équation garde la même définition que dans (3.1.a). Cette transmittance exprime donc l'atténuation que subit l'intensité dans son parcours à l'intérieur du matériel.

c) La source d'énergie du spectrographe ainsi que toutes les sources naturelles n'ont pas une longueur de cohérence assez grande, quand ils émettent, pour qu'il y ait interférence entre les réflexions multiples ayant lieu dans le plastique. Ceci amène que nous pourrions calculer les propriétés recherchées en sommant les intensités des différents faisceaux au lieu d'avoir à sommer les amplitudes pour tenir compte de l'interférence.

A l'aide de ces définitions, il est maintenant possible de relier la transparence t_λ et la réflexion R_λ à la transmittance t'_λ et la réflectance R'_λ qui deviennent les propriétés fondamentales du matériel.

Si l'intensité incidente est constante, nous avons que :

$$\begin{aligned}
t_{\lambda} &= (1-R'_{\lambda})^2 t'_{\lambda} + (1-R'_{\lambda})^2 t'_{\lambda}{}^3 R'_{\lambda}{}^2 + (1-R'_{\lambda})^2 t'_{\lambda}{}^5 R'_{\lambda}{}^4 + \dots \\
&= (1-R'_{\lambda})^2 t'_{\lambda} \left[1 + t'_{\lambda}{}^2 R'_{\lambda}{}^2 + t'_{\lambda}{}^4 R'_{\lambda}{}^4 + \dots \right]
\end{aligned}$$

Les termes entre crochets étant une série géométrique de raison inférieure à 1, nous avons finalement que :

$$t_{\lambda} = \frac{(1-R'_{\lambda})^2 t'_{\lambda}}{1-(R'_{\lambda} t'_{\lambda})^2} \quad (3.2)$$

Le premier terme du côté droit de l'équation qui a amené le résultat exprimé en (3.2) donne la fraction de l'énergie incidente $(1-R'_{\lambda})$ qui a traversé une première surface, qui a traversé le matériel $(1-R'_{\lambda})t'_{\lambda}$, et qui est passée à travers la deuxième surface. Le deuxième donne la fraction de l'énergie incidente qui n'a pas traversé la deuxième surface $(1-R'_{\lambda})t'_{\lambda}$, qui a été réfléchiée vers la première surface $(1-R'_{\lambda})t'_{\lambda} R'_{\lambda}$, qui a retraversé le matériel $(1-R'_{\lambda})t'_{\lambda}{}^2 R'_{\lambda}$, qui a été réfléchiée par la première surface $(1-R'_{\lambda})t'_{\lambda}{}^2 R'_{\lambda}{}^2$, qui a fait un autre passage à travers le substrat et qui est finalement sortie du plastique. Tous les autres termes de la série suivent le même genre de traitement.

De la même façon, la réflexion R_{λ} est donnée par :

$$\begin{aligned}
R_{\lambda} &= R_{\lambda}' + (1-R_{\lambda}')^2 t_{\lambda}'^2 R_{\lambda}' + (1-R_{\lambda}')^2 t_{\lambda}'^4 R_{\lambda}'^3 + (1-R_{\lambda}')^2 t_{\lambda}'^6 R_{\lambda}'^5 + \dots \\
&= R_{\lambda}' + (1-R_{\lambda}')^2 t_{\lambda}'^2 R_{\lambda}' \left[1 + (t_{\lambda}' R_{\lambda}')^2 + (t_{\lambda}' R_{\lambda}')^4 + \dots \right]
\end{aligned}$$

et finalement

$$R_{\lambda} = R_{\lambda}' + \frac{(1-R_{\lambda}')^2 t_{\lambda}'^2 R_{\lambda}'}{1 - (t_{\lambda}' R_{\lambda}')^2} \quad (3.3)$$

A l'aide des équations (3.2) et (3.3) nous pouvons déduire la fraction ϵ_{λ} de l'énergie incidente qui sera absorbée ou émise par le plastique soit:

$$\epsilon_{\lambda} = 1 - t_{\lambda} - R_{\lambda} \quad (3.4)$$

Dans les équations (3.2) et (3.3), il est bon de rappeler que nous n'avons pas tenu compte des phénomènes d'interférence. L'équation (3.2) représente donc la fraction de l'énergie incidente qui traversera le plastique et qui pourra, par exemple, être mesurée par un spectrographe pour une longueur d'onde λ . L'équation (3.3) représente la fraction de l'énergie incidente qui sera réfléchiée par le plastique incluant l'effet des deux surfaces. Si la réflectance est nulle, alors notre transparence (3.2)

redevient l'expression (3.1.a) et la réflexion (3.3) devient nulle.

Il est à noter que dans les deux équations, nous n'avons pas tenu compte des polarisations différentes de l'énergie incidente; étant donné que nous avons travaillé à incidence normale et que d'après les lois de Fresnels, la réflectance y a la même valeur que ce soit pour une polarisation parallèle ou une polarisation perpendiculaire, nous considèrerons que nos équations sont aptes à expliquer les résultats du spectrographe. Nous généraliserons pour tous les angles dans une section ultérieure de ce chapitre.

Il reste une relation qu'il serait utile de développer; celle pour le mylar aluminisé. Ce type de plastique, qui nous sert d'écran thermique, est fait à partir d'un mylar simple sur lequel on a vaporisé, sur une de ses faces, une couche mince d'aluminium (de l'ordre de l'Angström). Si on considère que la réflectance de l'aluminium est 100% pour toute la région de l'infrarouge concernée soit de $3 \mu\text{m}$ à $40 \mu\text{m}$, on peut trouver une relation du même type qu'en (3.3)

La réflexion du mylar aluminisé $R_{a\lambda}$ (incluant l'effet des deux surfaces) pour la surface non-aluminisée s'exprime en fonction de la réflectance R'_λ et de la transmittance t'_λ du mylar simple comme:

$$R_{a\lambda} = R'_\lambda + (1-R'_\lambda)^2 t'^2 + (1-R'_\lambda)^2 t'^4 R'_\lambda + (1-R'_\lambda)^2 t'^6 R'^2 + \dots$$

$$= R'_\lambda + (1-R'_\lambda)^2 t'^2 [1 + t'^2 R'_\lambda + (t'^2 R'_\lambda)^2 + \dots]$$

et finalement:

$$R_{a\lambda} = R'_\lambda + \frac{(1-R'_\lambda)^2 t'^2}{1 - t'^2 R'_\lambda} \quad (3.5)$$

Le mylar aluminisé étant non-transparent, son émission $\epsilon_{a\lambda}$ s'exprimera par:

$$\epsilon_{a\lambda} = 1 - R_{a\lambda} \quad (3.6)$$

Nous examinerons dans une section ultérieure quelques propriétés intéressantes des équations (3.1) à (3.6).

Méthodes pour la résolution à incidence normale.

Etant donné que nous disposons de mesures sur la transparence des plastiques, nous utiliserons l'équation

(3.2) afin de nous permettre de calculer les propriétés fondamentales. Dans cette équation, il y a deux inconnues indépendantes de l'épaisseur soit: R'_λ qui est une propriété de la surface et k_λ qui est relié à t'_λ par le biais de l'équation (3.1.b).

L'équation (3.2) peut être réécrite comme:

$$t_\lambda = \frac{(1 - R'_\lambda)^2 e^{-k_\lambda \delta}}{1 - R'^2_\lambda e^{-2k_\lambda \delta}} \quad (3.7)$$

Cette équation peut se solutionner en utilisant les données relatives à deux épaisseurs distinctes. Pour le mylar, nous utiliserons les valeurs de transparence t_λ pour les épaisseurs de 23 μm et de 51 μm (figure III.2) tandis que pour le polyéthylène (figure III.1), ce seront les épaisseurs de 44 et 118 μm qui seront employées.

Le spectre est divisé selon les normes représentées dans le tableau II. La raison pour laquelle la largeur de bande n'est pas constante est que le spectrographe Beckman, avec lequel les données expérimentales sont prises, trace ses résultats sur un papier possédant deux échelles dont l'une (3000 à 2000 cm^{-1}) est deux fois plus condensée que l'autre.

TABLEAU II

découpage du spectre		
région du spectre (nb d'ondes par cm)	nbre de bandes	largeur de bandes (cm^{-1})
3000-2000	50	20
2000-250	176	10

La solution est trouvée pour la longueur d'onde centrée dans chacune des bandes. A titre d'exemple, cherchons une solution pour le mylar au nombre d'onde 1500 cm^{-1} . Les valeurs des transparences τ_λ pour cet endroit du spectre sont respectivement de .48 pour le $23 \mu\text{m}$ et de .32 pour le $51 \mu\text{m}$. En utilisant l'équation (3.7) et en gardant $\tau_\lambda =$ cste, pour chacune des épaisseurs, on peut trouver tous les couples possibles de réflectance (R'_λ) et du coefficient d'atténuation (K_λ) pour lesquels on a une solution valide. Ces résultats ont été portés sur la figure III.4. Les deux courbes se rencontrent au point $R'_\lambda = .19$ et $K_\lambda = 1.434 \times 10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$; ce qui est la solution unique pour les deux épaisseurs. Ce processus a été répété pour toutes les bandes définies dans le tableau II sur l'ordinateur XEROX 560 de l'université du Québec à Chicoutimi en

utilisant une méthode de convergence numérique de type bisectrice modifiée de façon à trouver la solution unique sur les deux équations générées par (3.7) (Hornbeck, 1975).

Les propriétés spectrales fondamentales du mylar et du polyéthylène.

Les résultats obtenus pour le mylar sont représentés sur les figures III.5 et III.6 sur lesquelles on peut voir les réflectances R_{λ}' et les coefficients d'atténuation K_{λ} du mylar. Il existe donc pour ce plastique, à incidence normale, des bandes de réflectance élevée pour la région située autour de 1700 cm^{-1} et celle comprise entre 1400 et 1000 cm^{-1} . Dans le reste du spectre, la réflectance demeure autour de 10%. Pour le coefficient d'atténuation, le plastique devient, en moyenne, plus absorbant pour la région comprise entre 1600 et 800 cm^{-1} .

Le calcul qui va suivre a pour but de vérifier la validité des résultats présentés ci-haut. En se servant de (3.7) et des valeurs des propriétés représentées sur les figures III.5 et III.6, nous avons calculé ce que devrait être la transparence du mylar pour une épaisseur de $70 \mu\text{m}$. Ces calculs sont comparés avec la courbe réelle enregistrée au moyen du spectrographe (figure III.7); on se rend compte que la similitude est satisfaisante, à part pour une région

située autour de 500 cm^{-1} . Ces petites anomalies viennent du fait, à notre avis, que notre hypothèse sur la longueur de cohérence n'est pas tout à fait vraie; il doit exister un phénomène d'interférence entre les trains d'ondes successifs émis par les différentes sources d'émission. Cette réalité combinée avec notre hypothèse devraient améliorer nos résultats, mais dans ce cas le calcul deviendrait compliqué. Nous accepterons donc quand même ces résultats, car l'erreur générée par notre hypothèse semble de toute façon négligeable.

On trouvera sur les figures III.8 et III.9 les résultats obtenus pour le polyéthylène.

Propriétés globales des plastiques à incidence normale.

On peut évaluer les propriétés globales pour un intervalle donné en intégrant sur toutes les longueurs d'onde et en se servant de l'équation de Planck, exprimée par J_λ , que nous avons définie au chapitre I. Cette fonction nous donne la quantité d'énergie qu'un corps noir à une température T émet à une longueur d'onde λ . Les propriétés définies par les équations (3.2) à (3.6) deviennent à incidence normale:

$$t_G = \frac{\int_{\lambda} t_{\lambda} J_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda} J_{\lambda} d\lambda} \quad (3.8.a)$$

$$R_G = \frac{\int_{\lambda} R_{\lambda} J_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda} J_{\lambda} d\lambda} \quad (3.8.b)$$

$$\epsilon_G = 1 - t_G - R_G \quad (3.8.c)$$

$$R_{aG} = \frac{\int_{\lambda} R_{a\lambda} J_{\lambda} d\lambda}{\int_{\lambda} J_{\lambda} d\lambda} \quad (3.8.d)$$

$$\epsilon_{aG} = 1 - R_{aG} \quad (3.8.e)$$

où l'indice G est employé pour signifier globale. Par le biais de la transmittance t'_{λ} et de la température inhérente à la fonction J_{λ} , ces propriétés globales peuvent donc varier avec la température et l'épaisseur. Ces intégrales ont été évaluées numériquement pour l'intervalle compris entre 3.3 et 40 μm au moyen de la méthode de Simpson pour une température de 20°C. Les résultats sont représentés en fonction de l'épaisseur sur les figures III.10, III.11 et III.12 pour le polyéthylène, le mylar et le mylar aluminisé respectivement. De façon générale, ces graphiques peuvent se diviser en trois régions distinctes:

a) Une région pour les petites épaisseurs dans laquelle l'émissivité globale est pratiquement nulle et où la transparence globale tend vers une valeur asymptotique définie par la réflectance globale pour cette épaisseur.

b) Une région moyenne dans laquelle les propriétés varient rapidement et dans laquelle on retrouve toutes les épaisseurs vendues commercialement.

c) Une région pour les grandes épaisseurs dans laquelle la transparence devient nulle et où l'émissivité tend vers une valeur asymptotique définie par la réflexion globale pour ces épaisseurs.

C'est dans cette troisième région que l'on peut trouver une relation intéressante qui existe entre un plastique et son équivalent aluminisé. Si dans les équations (3.3) à (3.5) on fait tendre l'épaisseur vers l'infini (τ'_λ tend vers zéro), alors on s'aperçoit que la réflexion des deux types tend vers la même valeur R'_λ . Il existe donc une épaisseur à partir de laquelle il n'y a pas de différence significative entre les deux types de mylar; d'après nos calculs, cela arrive pour une épaisseur d'environ 1 mm.

En ce qui regarde les propriétés du polyéthylène, on remarque que les courbes ont la même forme que celle du mylar, mais pour des épaisseurs beaucoup plus importantes.

Pour donner une idée de la variation avec la température des propriétés globales, on peut examiner le tableau III dans lequel nous avons inscrit la valeur des propriétés globales du mylar 23 μm dans l'intervalle 3.3-40 μm et pour

différentes températures. Dans le tableau IV, le même traitement est fait pour le polyéthylène de 51 μm .

TABLEAU III

variations des propriétés globales
du mylar avec la température

$T(^{\circ}\text{C})$	t_g	R_g	R_{ag}
-40	.55	.191	.591
-30	.541	.196	.589
-20	.533	.202	.587
-10	.525	.208	.585
0	.517	.213	.583
10	.509	.218	.582
20	.503	.222	.580
30	.496	.226	.579
40	.491	.230	.578
50	.486	.233	.577
60	.482	.236	.576

TABLEAU IV

variations des propriétés globales
du polyéthylène avec la température

T (°C)	τ_G	R_G
-40	.843	.089
-30	.841	.088
-20	.838	.088
-10	.837	.087
0	.835	.087
10	.833	.086
20	.831	.086
30	.830	.086
40	.828	.086
50	.827	.085
60	.826	.085

Application aux serres

Il nous reste à concilier les propriétés trouvées dans ce chapitre avec celles nécessaires à l'évaluation du terme Q_R (de l'équation 1.1). En effet, dans les serres, il arrive sur la paroi du tunnel de l'énergie venant de toutes les directions et sous les deux types de polarisation (perpendiculaire et parallèle). D'après les lois de Fresnels, la réflectance augmente avec l'angle d'incidence de telle sorte que les propriétés moyennes pour une longueur d'onde donnée peuvent varier de beaucoup avec celles calculées à incidence normale. De plus, l'énergie entrant dans le plastique subit une réfraction et parcourt un chemin optique beaucoup plus long, pour un angle d'incidence autre que la normale. Le calcul doit donc se faire à l'aide des hypothèses suivantes:

a) L'énergie arrivant sur le plastique comporte les deux types de polarisation (parallèle et perpendiculaire). Elle est réfléchiée en partie sur une surface non diffusante selon les lois de Fresnels; ces lois sont écrites ci-dessous dans une forme propre aux calculs numériques et en tenant compte que les propriétés qu'elles définissent sont des rapports d'intensités. Alors:

$$r_{\parallel\phi\lambda} = \left(\frac{n_2 \cos\phi - \cos\phi'}{n_2 \cos\phi + \cos\phi'} \right)^2 \quad (3.9.a)$$

$$r_{\perp\phi\lambda} = \left(\frac{n_2 \cos\phi' - \cos\phi}{n_2 \cos\phi' + \cos\phi} \right)^2 \quad (3.9.b)$$

où $r_{\parallel\phi\lambda}$ et $r_{\perp\phi\lambda}$ sont les réflectances parallèles et perpendiculaires respectivement définies pour un angle d'incidence ϕ et une longueur d'onde λ , n_λ est l'indice de réfraction et ϕ' est l'angle de réfraction défini à l'aide de la loi de Snell-Descartes:

$$\phi' = \arcsin \left(\frac{\sin \phi}{n_\lambda} \right) \quad (3.10)$$

b) L'indice de réfraction n_λ est évalué à l'aide du système d'équation (3.9) pour l'incidence ($\phi = \phi' = 0$). On a vu précédemment que la réflectance pour les deux polarisations avait la même valeur R'_λ . Alors:

$$n_\lambda = \frac{1 + (R'_\lambda)^{1/2}}{1 - (R'_\lambda)^{1/2}} \quad (3.11)$$

c) L'énergie arrivant sur la surface du plastique est en proportion égale dans les deux polarisations; la réflectance effective $R'_{\phi\lambda}$ pour un angle ϕ d'incidence et la longueur d'onde λ est donc:

$$R'_{\phi\lambda} = \frac{r_{\parallel\phi\lambda} + r_{\perp\phi\lambda}}{2} \quad (3.12)$$

d) La transmittance effective $t'_{\phi\lambda}$ valide pour un angle d'incidence ϕ est évaluée à partir des relations suivantes:

$$t'_{\phi\lambda} = e^{-k_\lambda l_\phi}$$

où l_ϕ est la longueur traversée par l'énergie entrant dans le plastique avec une incidence de ϕ .

$$l_\phi = \frac{\gamma}{\cos \phi'} = \gamma \sec \phi'$$

alors,

$$t'_{\phi\lambda} = e^{-k_\lambda \gamma \sec \phi'}$$

et finalement en utilisant la relation (3.1.b)

$$t'_{\phi\lambda} = t'_\lambda \sec \phi' \quad (3.13)$$

La transmittance effective est donc définie à partir de la transmittance à incidence normale et de l'angle de réfraction.

e) L'intensité arrivant sur le plastique est constante pour tous les angles d'incidence et dans toutes les directions possibles pour une longueur d'onde λ :

$$I_{\pm\lambda}(\varphi, \theta) = \text{constante} \quad (3.14)$$

Les équations (3.2) à (3.6) se réécrivent donc à l'aide des relations (3.9) à (3.13) soit:

$$t_{\varphi\lambda} = \frac{(1 - R'_{\varphi\lambda})^2 t'_{\varphi\lambda}}{1 - (t'_{\varphi\lambda} R'_{\varphi\lambda})^2} \quad (3.15.a)$$

$$R_{\varphi\lambda} = R'_{\varphi\lambda} + \frac{(1 - R'_{\varphi\lambda})^2 t'^2_{\varphi\lambda} R'_{\varphi\lambda}}{1 - (t'_{\varphi\lambda} R'_{\varphi\lambda})^2} \quad (3.15.b)$$

$$R_{\alpha\varphi\lambda} = R'_{\varphi\lambda} + \frac{(1 - R'_{\varphi\lambda})^2 t'^2_{\varphi\lambda}}{1 - t'^2_{\varphi\lambda} R'_{\varphi\lambda}} \quad (3.15.c)$$

$$\epsilon_{\varphi\lambda} = 1 - t_{\varphi\lambda} - R_{\varphi\lambda} \quad (3.15.d)$$

$$\epsilon_{\alpha\varphi\lambda} = 1 - R_{\alpha\varphi\lambda} \quad (3.15.e)$$

où $t_{\varphi\lambda}$, $R_{\varphi\lambda}$ et $\epsilon_{\varphi\lambda}$ sont respectivement la transparence, la réflexion et l'émissivité d'un plastique définies pour un angle φ et longueur d'onde λ . $R_{\alpha\varphi\lambda}$ et $\epsilon_{\alpha\varphi\lambda}$ sont la réflexion et l'émissivité d'un plastique aluminisé définies dans les mêmes conditions.

L'hypothèse (3.14) nous permet d'évaluer simplement les propriétés moyennes du plastique. En effet, si on appelle $\rho_\lambda(\phi)$ une propriété quelconque du plastique, alors la propriété moyenne $\bar{\rho}_\lambda$ calculée sur tous les angles d'incidence et toutes les orientations θ sera:

$$\bar{\rho}_\lambda = \frac{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} I_{1\lambda} \rho_\lambda d\theta d\phi}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{2\pi} I_{1\lambda} d\theta d\phi}$$

La propriété n'étant qu'une fonction de ϕ et $I_{1\lambda}$ étant une constante, alors:

$$\bar{\rho}_\lambda = \frac{1}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \rho_\lambda d\phi$$

et finalement à cause du caractère symétrique de cette propriété en ϕ , nous avons que:

$$\bar{\rho}_\lambda = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \rho_\lambda d\phi$$

Ce traitement est valide pour toutes les propriétés du substrat, ce qui donne:

$$\bar{R}_\lambda = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} R_{\theta\lambda} d\theta \quad (3.16.a)$$

$$\bar{\tau}_\lambda = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \tau_{\theta\lambda} d\theta \quad (3.16.b)$$

$$\bar{R}_{a\lambda} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\pi/2} R_{a\theta\lambda} d\theta \quad (3.16.c)$$

où \bar{R}_λ , $\bar{\tau}_\lambda$ et $\bar{R}_{a\lambda}$ sont respectivement la réflexion, la transparence et la réflexion d'un plastique aluminisé définies en moyenne sur tous les angles d'incidence et orientations possibles des arrivées d'énergie pour une longueur d'onde λ . Les émissivités moyennes $\bar{\epsilon}_\lambda$ et $\bar{\epsilon}_{a\lambda}$ sont obtenues similairement.

Afin de connaître l'ordre de grandeur de ce calcul, nous avons tracé sur les Figures III.13, III.14 et III.15, les variations des propriétés globales moyennées sur tous les angles avec l'épaisseur. En comparant avec les mêmes Figures à incidence normale, on voit que pour les plastiques transparents, l'émissivité varie très peu et que la transparence diminue au profit de la réflexion. Pour le mylar aluminisé, les propriétés varient surtout pour les grandes épaisseurs.

Afin de donner une idée de la validité des calculs, Meers (1976) proposait des valeurs entre 10 et 20% pour le

polyéthylène. Nos résultats varient de 9 à 21% entre l'incidence normale et la moyenne sur tous les angles, de telle sorte, qu'une mesure effectuée avec un appareil regardant dans un angle solide compris entre ces deux limites, donnerait un résultat mitoyen. Nos estimations sont donc satisfaisantes et pourront servir dans l'évaluation de l'équation (1.1).

CHAPITRE IV

EXPERIMENTATIONS ET RESULTATS

Dans ce chapitre, nous discuterons principalement des données prises lors de trois expériences types effectuées sur les terrains de l'université et des résultats obtenus après résolution de l'équation (1.1). Ces expériences ont été réalisées par les Dr. Georges Gallagher et Jean-Joël Vonarburg du groupe de recherche sur les cultures abritées de l'UQAC, pendant certaines nuits froides d'hiver (27 nov. et 20 dec. 1978) et d'une nuit d'été (juillet 1979) dans des serres unifamiliales.

Les résultats présentés permettent d'investiguer les transferts d'énergie entre le tunnel et son environnement. Nous désirons, en particulier, examiner les items suivants pour différentes parois de tunnels:

a) L'importance de la perte nette radiative de l'air par rapport à la perte radiative nette totale du tunnel; la plupart des centres de recherche sur les serres ayant toujours négligé l'effet de l'air, il convient d'en fixer son importance.

b) La paramétration de la convection-conduction; nous voulons par ce calcul obtenir une constante représentative

de la perte convective-conductive pour tous les types de parois de tunnel utilisés.

c) L'importance relative de la perte par convection-conduction par rapport à la perte totale du tunnel. Ces calculs ont pour but de quantifier en pourcentage l'importance des deux principaux transferts de chaleur opérant dans notre système.

Description du montage expérimental

Comme mentionné dans le chapitre I, le sol du tunnel est isolé de l'air au moyen de 5 cm de Styrofoam et d'un mylar aluminisé (côté aluminisé dirigé vers l'air) étendu sur le plancher. A environ un mètre de chaque bout du tunnel, deux chaufferettes électriques, avec ventilateur incorporé, d'une puissance de 1200 Watts chacune y sont disposées. Les ventilateurs sont responsables d'un brassage qui ramène le gradient de température du tunnel à presque zéro. Les résultats obtenus sont donc caractéristiques de ce genre de turbulence.

La paroi de la serre est en polyéthylène et demeurera la même pour toutes les expériences. Pour le tunnel cependant, nous testerons trois types de paroi:

a) mylar aluminisé d'épaisseur $17 \mu\text{m}$ avec côté aluminisé

dirigé vers l'air de la serre

b) mylar simple d'épaisseur $15\ \mu\text{m}$

c) polyéthylène clair ($51\ \mu\text{m}$).

La paroi du tunnel a une surface de 25 mètres carrés et n'est retenue au tunnel que par sa base. Elle n'a pratiquement aucun contact avec les arceaux (donnant la forme du tunnel), car sous l'action du chauffage, la paroi gonfle et prend une forme quasi demi-cylindrique. Dans toutes les expériences, les bouts du tunnel sont recouverts de mylar aluminisé; cela a eu pour effet d'augmenter la longueur du tunnel au point de vue radiatif (nous en avons tenu compte dans le calcul de la moyenne de mélange traversé au chapitre II), et de diminuer la surface effective par laquelle la radiation peut entrer ou sortir. Cette surface radiative estimée est d'environ $23.5\ \text{m}^2$.

Les senseurs de température utilisés, au nombre de douze, sont des diodes asservies électroniquement et reliées à un enregistreur multicanal de marque Honeywell. La précision de cette mesure est de l'ordre du degré Celsius. Les senseurs sont disposés de façon à obtenir la meilleure définition possible du profil vertical de la serre et du tunnel. Nous étudierons dans la section suivante les caractéristiques de ces profils.

Les mesures d'humidité sont faites dans la serre et dans le tunnel au moyen d'hygrothermograpes disposés sur une table (mi-hauteur de la serre) dans le premier cas, et dans l'autre, sur le sol du tunnel. Toutes les mesures sont

fonctions du temps, et nous considérons que l'équilibre était atteint quand la variation temporelle devenait presque nulle (en général, de l'ordre de la demi-heure).

Le profil de température

On peut voir sur la figure IV.1, le profil type de température que nous avons pu mesuré, dans les expériences effectuées aux dates pré-citées. Il est à remarquer qu'aucune échelle absolue n'apparaît, si ce n'est que l'on y retrouve les différents milieux. Le but de cette section est de montrer la façon par laquelle nous avons déterminé les températures caractéristiques de chacun de ces milieux.

Sur la figure IV.1, nous distinguons six zones distinctes:

a) Une zone d'inversion sur le sol du tunnel d'une épaisseur de 2 à 3 cm. En général, la température du sol s'approche de la température de la paroi du tunnel.

b) Une zone isotherme située dans le tunnel et entretenue par le brassage du système de chauffage. La température caractéristique de l'air du tunnel peut donc se définir comme étant la température au centre du tunnel

c) Une zone de fort gradient, délimitée par les couches limites situées de part et d'autre de la paroi du tunnel.

L'épaisseur de la couche limite supérieure est plus grande que celle inférieure, principalement dû, aux deux types de convections que l'on y rencontre. La couche limite inférieure est créée par un brassage turbulent (convection forcée) et l'autre, par une convection naturelle. La température caractéristique de la paroi est définie comme étant la moyenne entre les mesures de température prises à l'aide de senseurs appliqués de chaque côté de la paroi.

d) Une zone de gradient moyen caractérisée par des chutes allant de 1°C pour des situations chaudes d'été, à 5°C pour des cas d'hiver très froids. La température caractéristique de l'air de la serre est définie comme la température moyenne de cette zone.

e) Une zone comprenant, la paroi de la serre et les couches limites l'entourant, caractérisée par un gradient fort mais toutefois moindre que celui de la zone c), et dans laquelle la température y est définie de la même façon que pour celle de la paroi du tunnel.

f) L'environnement extérieur; la température de ce milieu est prise à environ .5 m de la paroi.

Evaluation du bilan et méthode de calcul

L'évaluation des différents termes du bilan nécessite la présence de quantités théoriques et expérimentales. Elles sont répertoriées dans le TABLEAU V. Nous y voyons les mesures d'humidité et de température, le calcul du facteur $\Delta T = T_4 - T_1$, nécessaire à l'évaluation du coefficient h_c et finalement, les propriétés globales infrarouges moyennes des parois utilisées. Ces dernières sont calculées à l'aide d'équations similaires au système (3.8) pour les températures expérimentales des parois, et où la propriété intégrée est spectrale et moyennée sur tous les angles. Ces quantités ne sont placées là qu'à titre de comparaison entre les différentes parois utilisées dans les expériences; en effet, il est bon de rappeler que l'évaluation du bilan radiatif se fait spectralement dans l'intervalle 3-40 μm et que globalement, un milieu autre que la paroi en question, voit ces propriétés globales évaluées pour sa température propre.

On remarque aussi, dans le TABLEAU V, que la température du milieu extérieur n'y est pas inscrite. En examinant l'apport de ce milieu dans les équations du bilan (1.1), (1.2) et (1.11), on y voit que son rôle y est purement radiatif. Dans l'expérience du mylar aluminisé, avec aluminium dirigé vers l'air de la serre, il n'y a aucune radiation venant de l'environnement du tunnel qui peut pénétrer celui-ci. Dans les deux autres, (avec un mylar ou un polyéthylène) la paroi de la serre était complètement givrée, donc opaque aux infrarouges venant de l'extérieur.

Le rôle radiatif du milieu extérieur, peut donc ne pas être considéré, et ce, pour les trois expériences.

TABLEAU V

Données expérimentales

	mylar aluminisé	mylar	polyéthylène
T_0 (°C)	14.5	-11	-15
T_1 (°C)	15.7	-.5	-2
T_2 (°C)	30.7	9	9.5
T_4 (°C)	45.7	20.5	21.5
$\bar{\epsilon}_{G0}$	—	1	1
$\bar{\epsilon}_{G2}$	0	.21	.09
\bar{R}_{G2}	1	.31	.21
$\bar{\tau}_{G2}$	0	.48	.70
H_1	.86	.60	.61
H_4	.14	.14	.12
ΔT (°C)	30	21	23.5
	nuit de juillet	nuit d'hiver serre givrée	nuit d'hiver serre givrée

La méthode dans l'évaluation du bilan est la même pour les trois expériences. Nous allons la diviser en étapes simples et expliciter pour chacune d'elles, la méthode de calcul et les résultats obtenus:

a) Premièrement, nous allons évaluer le terme radiatif (équation (1.11)). Nous avons vu au chapitre II, que les propriétés des gaz en présence étaient reliées à la longueur du mélange traversé et à la nature de ces gaz (CO₂ et vapeur d'eau). Au moyen de nos suppositions sur le CO₂ (absorption entre 0 et .1), nous pouvons obtenir spectralement les propriétés de l'air dans tous les milieux concernés. Dans le chapitre III, nous avons développé une méthode nous permettant d'obtenir spectralement, pour les différents plastiques utilisés, la valeur des propriétés moyennées sur tous les angles. Nous pouvons donc, maintenant, à l'aide des mesures effectuées (TABLEAU V) et en se servant des hypothèses définies plus bas, calculer la perte radiative nette de notre tunnel:

- Les propriétés des gaz et des plastiques sont constantes pour chacun des intervalles définis dans le TABLEAU II.

- La fonction de Planck (terme J_{λ}), étant une fonction analytique, peut être intégrée dans chacun des intervalles pré-cités par la méthode de Simpson en utilisant une définition au dixième de micromètre. Le terme Q_r (équation (1.11)) sera alors la somme des intégrales partielles réalisées dans chacun de ces intervalles, multipliée par la surface effective de la perte radiative (23.5 m).

- L'émissivité de la paroi de la serre, quand elle est givrée, sera considérée comme étant égale à l'unité. L'erreur générée par cette hypothèse ne peut être grande car, l'émissivité d'une telle surface, est sûrement supérieure à .98 pour des épaisseurs supérieures à 100 μm (Hsu, 1963).

Les différentes valeurs résultantes de ce processus sont inscrites dans le TABLEAU VI, et ce, pour chacune des expériences.

TABLEAU VI

Bilan radiatif

absorption	mylar aluminisé		mylar		polyéthylène	
	CO2 = 0	CO2 = .1	CO2 = 0	CO2 = .1	CO2 = 0	CO2 = .1
$\bar{\epsilon}_{G4}$	-	-	.027	.046	.024	.043
$\bar{\epsilon}_{G1}$	-	-	.052	.072	.047	.067
$Q_{R2}(W)$	0	0	713.46	704.30	440.39	430.52
$Q_{R4}(W)$	0	0	47.24	91.89	63.14	115.86
$Q_R(W)$	0	0	760.70	796.19	503.53	546.38
Q_{R4}/Q_R	-	-	6.2%	11.5%	12.5%	21.2%

il est à noter que dans ce tableau, Q_{r_2} représente la perte nette de la paroi du tunnel vers l'environnement et que Q_{r_1} est la perte nette de l'air vers ce même environnement. Ces deux termes sont le résultat de chacune des intégrales de l'équation (1.11).

b) Deuxièmement, nous évaluerons le terme convectif-conductif. Etant donné que dans toutes ces expériences, le chauffage était constant et égal à 2400 Watts, il est facile à partir de l'équation (1.1), d'évaluer ce terme.

TABLEAU VII

Bilan convectif-conductif

absorption	mylar aluminisé		mylar		polyéthylène	
	CO2 = 0	CO2 = .1	CO2 = 0	CO2 = .1	CO2 = 0	CO2 = .1
$Q_r(w)$	2400.0	2400.0	2400.0	2400.0	2400.0	2400.0
$Q_R(w)$	0.	0.	760.7	796.19	503.53	546.38
$Q_c(w)$	2400.0	2400.0	1639.3	1603.81	1896.47	1853.62
Q_c/Q_r	100%	100%	68.3%	66.8%	79%	77.2%

c) Il nous reste à évaluer le coefficient de convection-conduction. Le terme Q_c (équation (1.2)) est connu numériquement. Il faut donc le diviser par la surface du tunnel (25 m^2), et par la différence de température ΔT , prise entre l'air du tunnel et l'air de la serre, donnée

dans le TABLEAU V. Le résultat est compilé dans le TABLEAU VIII.

TABLEAU VIII

Coefficient de convection-conduction

absorption	mylar aluminisé		mylar		polyéthylène	
	CO2 = 0	CO2 = .1	CO2 = 0	CO2 = .1	CO2 = 0	CO2 = .1
$Q_c (w)$	2400.0	2400.0	1639.3	1603.81	1896.47	1853.62
$\Delta T (°C)$	30	30	21	21	23.5	23.5
h_c ($W \cdot m^{-2} \cdot °C^{-1}$)	3.2	3.2	3.1	3.05	3.23	3.16

Analyse des résultats

Nous avons parlé, précédemment dans le texte, d'une erreur de l'ordre du degré Celsius sur les mesures de température. Cette erreur, qui influence notre calcul du coefficient au dixième, permet à toutes nos évaluations de h_c de se recouper. Ce résultat est important; il implique qu'une expérience conduite avec plus de précision, nous permettrait d'envisager une valeur unique du coefficient h_c , propre à la géométrie du tunnel et indépendante du type de plastique utilisé.

Le processus même du transfert de l'énergie à travers la paroi du tunnel est très complexe à décrire, dû principalement, à la dualité qui existe entre les phénomènes radiatif et convectif. La paramétration suggérée (expression de Q_c) devient donc un moyen efficace de quantifier les différentes pertes. En effet, la mesure de l'écart de température, entre l'air du tunnel et celui de la serre, et la connaissance de l'énergie fournie au système deviennent donc les seuls préalables à l'évaluation de Q_c et Q_r dans des conditions d'équilibre.

La notion la plus intéressante pouvant être déduite de cette analyse, est sans doute celle de l'efficacité thermique de notre système tunnel. Nous pourrions la définir comme étant la capacité, qu'a l'air du tunnel, d'élever sa température au-dessus de celle de l'air de la serre, par rapport à l'énergie que nous avons fournie au système. Il est évident que cette notion est liée à la présence d'une paroi de tunnel. En effet, si cette paroi est enlevée, le mélange turbulent entretenu par le chauffage, tendrait toujours à ramener l'air du "tunnel" à la même température que l'air de la serre. D'autre part, d'après le TABLEAU V, l'écart maximum semble être obtenu pour une paroi qui ne permet pas les échanges radiatifs avec l'environnement; c'est le cas du mylar aluminisé. Les autres plastiques (voir TABLEAU VI) semblent suivre une règle générale, à savoir que, plus leurs propriétés émissives s'approchent de celles d'un corps noir, plus cet écart semble diminué.

L'efficacité thermique ξ peut donc s'écrire, pour un système à l'équilibre:

$$\xi = \frac{Q_T - Q_R}{Q_T} = \frac{Q_C}{Q_T} \quad (4.1)$$

Le TABLEAU VII nous donne les valeurs de l'efficacité pour les parois utilisées. A ce titre, le polyéthylène semble donc plus efficace qu'un mylar clair. Il est à noter cependant, que cette notion ne peut être la seule à envisager dans le choix d'une paroi; il faut considérer, par exemple, les effets sur le bilan de l'absorption et de la transparence du substrat à l'énergie lumineuse.

Le dernier point que nous soulèverons dans cette analyse, est celui du bilan radiatif de l'air (TABLEAU VI). Pour des cas d'hiver, du moins, la perte nette est très faible (inférieure à 5% de la perte nette totale du système tunnel). Les quantités d'eau contenues dans l'air, à cet époque, sont minimales et l'effet majeur doit être imputé à la présence du CO₂. La particularité de ce gaz est, que sa bande d'absorption est située dans l'intervalle de longueur d'onde où la majorité de l'énergie radiative se trouve. Pour de plus grandes quantités de vapeur d'eau (cas estival), cet effet tend à se minimiser.

Pendant l'été, la situation est très différente. En effet, le sol des tunnels étant constamment humide (arrosage répété), il advient que la quantité de vapeur d'eau contenue

dans l'air, devient très importante (évaporation). La nécessité de considérer sa présence, au niveau du bilan, semble alors beaucoup plus justifiée.

CONCLUSION

L'utilisation de l'équation simplifiée (1.1), nous a permis d'investiguer les deux processus par lesquels l'énergie quitte le système tunnel dans une situation à l'équilibre et ce, pour des parois possédant des propriétés dans l'infrarouge très différentes.

Nous avons confirmé, tout d'abord, que le terme convectif pouvait se paramétrer de façon satisfaisante par une constante unique indépendante du type de paroi utilisé. Les travaux de Gallagher et al. (1980) sur cette question sont assez explicites. Il propose, entre autre, une valeur de $3.1 \text{ Wm}^{-2} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ comme paramètre déterminant la perte convective. Nos propres estimés sont en accord avec ce résultat. Cette paramétration, quasi-exacte, peut s'expliquer par le fait que le tunnel est complètement isolé des phénomènes extérieurs à la serre tels que le vent et la pluie. La circulation engendrée par le chauffage, est donc toujours reproductible et n'est liée qu'à la géométrie des lieux ainsi qu'à la distribution des sources de chaleur. Les effets dynamiques étant égaux, pour tous les types de plastiques, il ne reste que l'isolation thermique de la paroi du tunnel qui pourrait générer des variations importantes. Les parois minces, telles que celles utilisées, ne peuvent donc pas altérer, de beaucoup, la constante h_c .

La connaissance de cette constante, même dans des cas d'applications plus générales, peut nous permettre d'estimer facilement l'efficacité ainsi que les pertes radiatives nettes du système. Ces applications plus générales sont les suivantes: processus d'évaporation et de condensation sur la paroi du tunnel, sol dégagé participant à un échange convectif et radiatif avec le système, et finalement, les gains d'énergie occasionnés par l'apparition du soleil durant le jour. Tous ces phénomènes sont assez bien connus et leurs effets peuvent finalement être estimés avec assez de précision pour être significatifs.

Le contexte, dans lequel nous avons travaillé, exigeait tout d'abord, l'évaluation propre du terme radiatif. Les simplifications expérimentales et les conditions météorologiques favorables (paroi de serre givrée) en ont grandement facilité la quantification. Les résultats qui en découlent, sont intéressants et méritent d'être commentés plus longuement.

Nous avons pu, premièrement, déterminer que la perte nette radiative de l'air du système tunnel, n'était pas importante, du moins pour les expériences réalisées au cours de l'automne 1978. Nous l'avons évaluée à environ 5% de la perte nette totale. Ce résultat, quoique très attendu, ne peut d'après nous être généralisé pour les cas plus humides d'été. On pourrait y prédire, sans crainte, des effets supérieurs à 10% de la perte nette totale; ce qui n'est pas négligeable.

D'autre part, nous avons pu nous rendre compte que la température espérée pour l'air du tunnel, était fortement reliée à la perte radiative nette du système. C'est à l'aide de cette relation que nous avons défini la notion d'efficacité, au chapitre IV. Le système tunnel est donc plus efficace (température de son air plus élevée) quand la perte radiative nette combinée de l'air et de la paroi du tunnel est petite. A ce titre, un polyéthylène est supérieur à un mylar d'environ 10% (voir TABLEAU VII); ce plastique, déjà largement diffusé, semble donc un choix judicieux tant par son caractère longue durée que par son efficacité et son coût. Il resterait, quand même, à évaluer son rendement théorique en présence de plantes situées dans l'enceinte tunnel (caractère fortement émissif) afin d'être définitivement fixé sur le sujet.

Il est à noter, cependant, que le mylar n'est pas employé dans les serres et que c'est surtout la démarche entreprise, afin d'établir la comparaison, qui doit retenir notre attention. En effet, dans ce genre d'étude, la connaissance des propriétés spectrales infrarouges des plastiques devient essentielle à la quantification des transferts, malgré la complexité des équations radiatives qui en découle. Le modèle mathématique développé au chapitre III, devient donc un outil puissant et précis, nous permettant d'obtenir, pour une paroi transparente, les propriétés désirées et ce, pour un intervalle de longueur d'onde quelconque (même dans le visible).

A partir d'une simple mesure de la transparence spectrale effectuée sur au moins deux épaisseurs distinctes d'un plastique, nous avons pu déduire pour chaque longueur d'onde de l'intervalle choisi, les deux propriétés fondamentales de ce substrat: la réflectance, qui est une particularité de la surface seule et le coefficient d'atténuation, qui est en fait, une mesure de l'absorption de l'énergie par unité de longueur du matériel traversé. A l'aide de ces valeurs, la reconstitution par calcul des propriétés mesurables, telles la réflexion et la transparence, est possible et ce, pour une épaisseur quelconque. C'est ce que démontre la FIGURE III.7. La similitude, entre la courbe mesurée et notre calcul, est plus que satisfaisante; nous pouvons donc conclure à la légitimité des hypothèses de base.

Ces travaux théoriques ont amené une méthode rationnelle, permettant d'évaluer précisément les constantes physiques pour une incidence normale. D'après les travaux de Fresnels, cependant, la réflectance varie avec l'angle d'incidence, de même que la transmittance (plus de matériel traversé). D'autre part, dans une serre, l'énergie arrive en un point quelconque d'une paroi, en provenance de toutes les directions. Ces deux raisons justifient le fait qu'il ait fallu moyenniser les propriétés spectrales, sur toutes les orientations possibles définies par la demi-sphère couvrant ce point, afin d'obtenir des constantes représentatives de la réalité physique de ce milieu. En pondérant ces résultats

à l'aide de l'équation de Planck et en intégrant sur tout l'intervalle choisi, on a pu obtenir des propriétés globales en accord avec les mesures expérimentales effectuées par Mears (1976) et Walker (1969) sur les deux plastiques transparents pré-cités.

Le point important qui ressort de ce dernier calcul, est la grande variabilité des constantes globales avec l'épaisseur du matériel (FIGURE III.13 et III.14). Une paroi doit donc être choisie avec le plus grand soin, afin d'obtenir une efficacité maximum. Ce résultat, en lui-même, justifie grandement les calculs réalisés.

En somme, l'optique avec laquelle nous avons abordé ce travail, a permis l'obtention de résultats probants, malgré l'appareillage expérimental peu précis. Notre premier but était d'abord de développer une méthode d'approche, permettant de quantifier et d'expliquer les phénomènes régissant le microclimat de la serre. Cette première étape étant réalisée, il faut donc, dans l'avenir, améliorer la procédure expérimentale (meilleure précision au niveau des mesures) et développer l'équation du bilan en vue de résoudre des applications plus complexes.

BIBLIOGRAPHIE

- BAILLEY B.J.: Applications of plastics screens in glasshouse in environmental control; National College of Agricultural Engineering, SILSOE, 13-14 septembre 1978
- COLE F.W.: Introduction to Meteorology; New-York, Wiley, 1970, pp. 388
- DUNCAN G.A., WALKER J.N.: Greenhouse Coverings; U.D. department of Agricultural engineering, AEN-10, University of Kentucky, College of agriculture, 1973, pp. 10
- ELSASSER W.M.: Heat transfer by infrared radiation in the atmosphere; Meteor. studies, No. 6, Harvard University Press, 1942, pp. 107
- ELSASSER W.M.: Atmospheric Radiation tables; Meteorological monographs, Vol. 4, No. 23, 1960, pp. 39
- GALLAGHER G., VONARBURG J.J., GOBEIL Y.: Utilisation d'écrans thermiques pour la culture sous abri dans le moyen-nord québécois; rapport interne du CRMN, UQAC, 1978
- GALLAGHER G., VONARBURG J.J., CHOLETTE C.: Heat Energy comparison between a two-layered conventional plastic greenhouse and a greenhouse utilizing the heat shield interior plastic tunnel concept; Report to Agriculture Canada, 1980, pp. 35
- GALLAGHER G., VONARBURG J.J., BOUCHARD P.E.: L'utilisation des eaux chaudes de l'usine Union Carbide pour la culture en serre; rapport à Agriculture Canada, 1981
- GALLAGHER G., VONARBURG J.J.: The sunstock mat system as a solar Energy collector in a greenhouse where tomatoes are growing; Report to Agriculture Canada, 1981
- GARZOLI K.V., BLACKWELL J.: An analysis of the nocturnal Heat loss from a single skin plastic greenhouse; J. agric. Engng. Res., Vol. 2, 1981, pp. 203-214
- HORNBECK R.W.: Numerical Methods; Quantum Publishers inc., N.Y., 1975, pp. 310
- HOWARD J.N., BURCH D.L., WILLIAMS D.: Infrared transmission of synthetic atmospheres; J. Opt. Soc. Amer., 1956

- HSU SHAO TI: Engineering Heat transfer; D. Van Nostrand Company Inc., 1963, pp. 613
- JENKINS F.A., WHITE H.E.: Fundamentals of optics; McGraw-Hill book company, N.Y., 1957, pp. 637
- KONDRATYEV K.YA.: Radiation in the atmosphere; Academic Press, N.Y., 1969, pp. 912
- KREYSZIG E.: Advanced Engineering Mathematics; John Wiley and Sons inc., N.Y., 1972, pp. 866
- LETTAU H.: Improved models of thermal diffusion in the soil; trans. Amer. Geophys. Union, Vol. 35, No. 1, 1954, pp. 121-132
- MANABE S., MOLLER F.: On the radiative equilibrium and heat balance of the atmosphere, Monthly Weather Rev., Vol. 89, No. 12, 1961, pp. 503-532
- MEARS D.R., SIMPKINS J.C., ROBERT W.J.: Reducing Heat losses in Polyethylene covered Greenhouse; Transactions of the ASAE, Vol. 19, No. 4, 1976, pp. 714-719
- MOSS T.S.: Optical properties of Semi-conductors; Butterworths Scientific Publications, 1959, pp. 279
- MUNN R.E.: Descriptive Micrometeorology; Academic Press, N.Y., 1966, pp. 245
- PERRIN CH.: Rayonnement solaire et échanges radiatifs naturels; Monographie de Météorologie, Ed. Gauthier-Villars, Paris, 1963, pp. 300
- SELCUK M.K.: Analysis design and performance evaluation of controlled; Environmental Research Laboratory, University of Arizona, 1969, pp. 21
- SELCUK M.K.: Heat and Mass transfer studies of the inflated plastic greenhouses; Environmental Research Laboratory, University of Arizona, 1970, pp. 224
- SELLERS W.D.: Physical climatology; The University of Chicago Press, 1965
- SIMPSON G.C.: Further studies in terrestrial radiation; Memoirs of the Royal Met. Soc., Vol. 13, No. 21, 1928, pp. 1-26

- STULL V.R., WYATT P.I., PLASS G.N.: The infrared transmittance of water vapor; Applied Optics, Vol. 3, No. 2, 1964, pp. 229-241
- SUTTON O.G.: Micrometeorology; Robert E. Krieger Publishing Company, Huntington N.Y., 1977, pp. 233
- WALKER J.N.: Predicting temperature in ventiled greenhouse; transaction of the ASAE, Vol. 8, No. 3, 1965, pp. 445-448
- WALKER J.N.: Heat output from inflatable perforated polyethylene warm-air ducts; rapport interne de British Society for Research in Agricultural Engineering, note N. 57/2101, 1972, pp. 16
- WALKER J.N., COTTER D.J.: Condensation and Resultant Humidity in greenhouses during cold weather; transactions of the ASAE, 1968, pp. 263-266
- WALKER J.N., WALTON L.R.: Effects of condensation in greenhouse heat requirement; presentation at the meeting of ASAE, paper No. 69-416, 1969, pp. 21
- WOOD R.W.: Note on the theory of the greenhouses; Phil Mag., Ser. 6, No. 17, 1909, 319-320
- YAMAMOTO G., SASAMORI T.: Calculation of the absorption fo the 15 μ carbon-dioxide band; Sci. Rep., Tôhoku Univ., Serie 5, Geophys., Vol. 10, 1958, pp. 37-45
- YAMAMOTO G., SASAMORI T.: Further studies on the absorption by the 15 micron Carbon-dioxide band; Geophysical Institute, University Tôhoku, Japan, Vol. 13, 1960, No. 1, pp. 1-19

SERRE EXPÉRIMENTALE

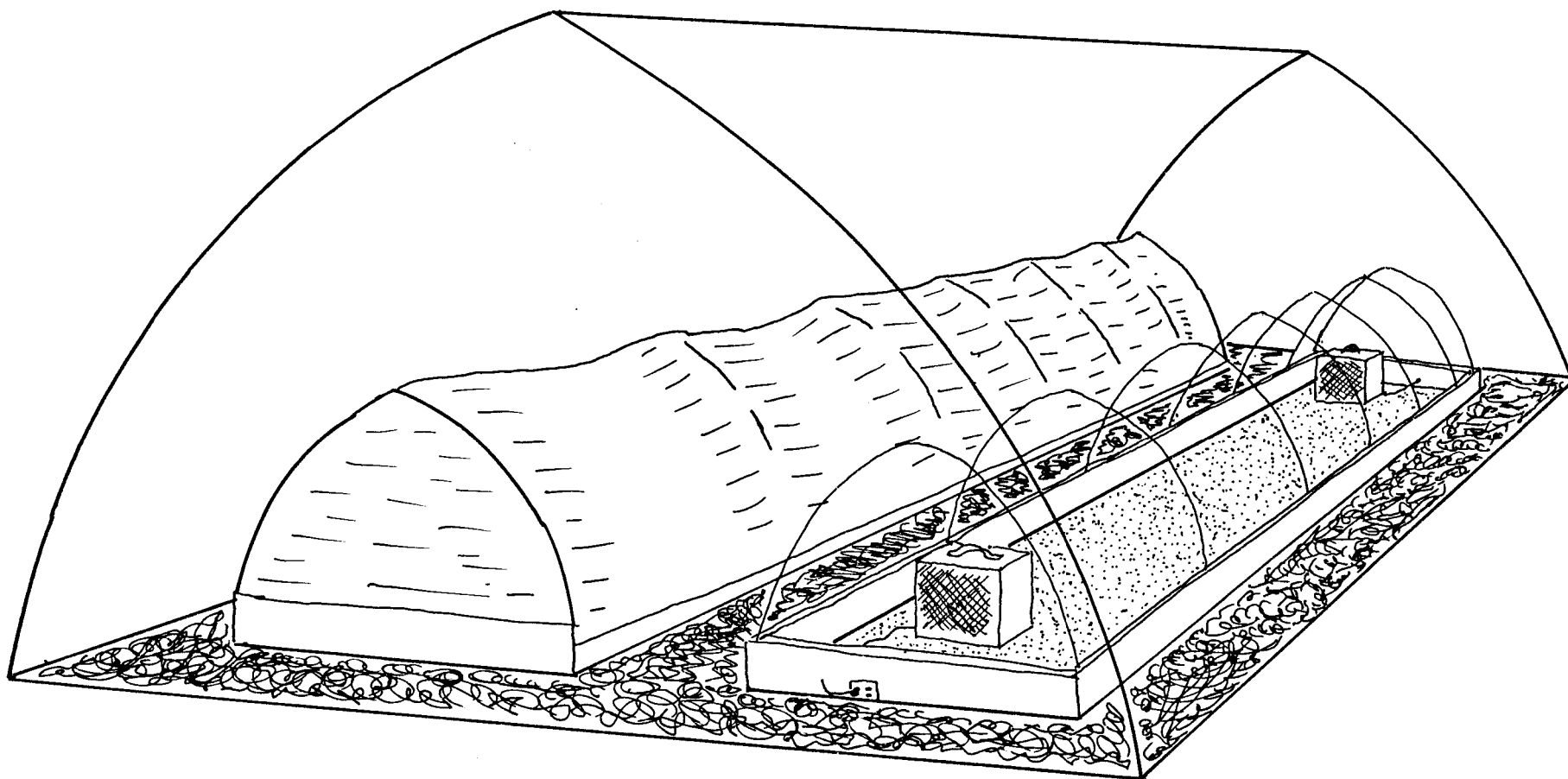


Figure 1.1

SERRE THÉORIQUE

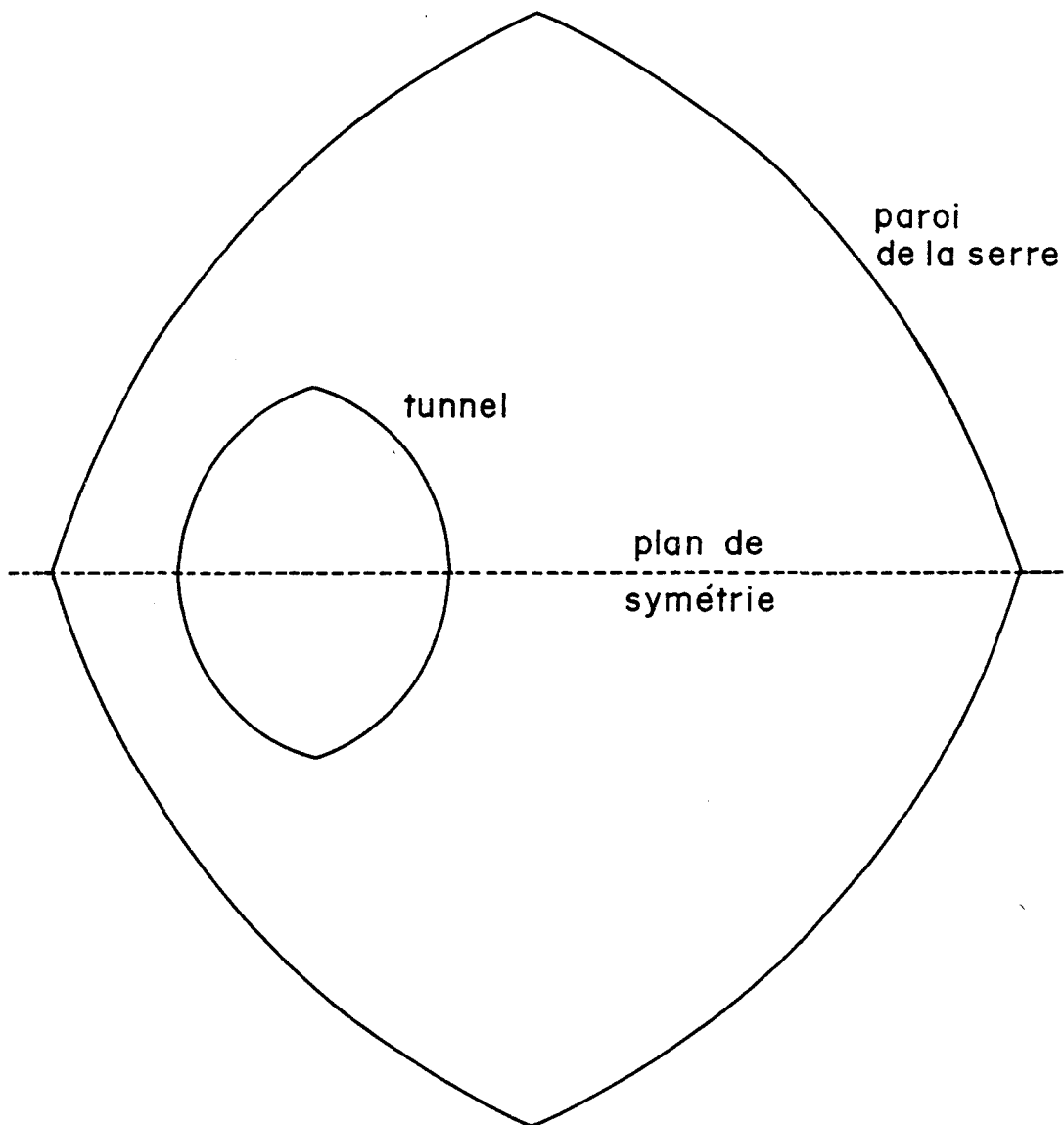
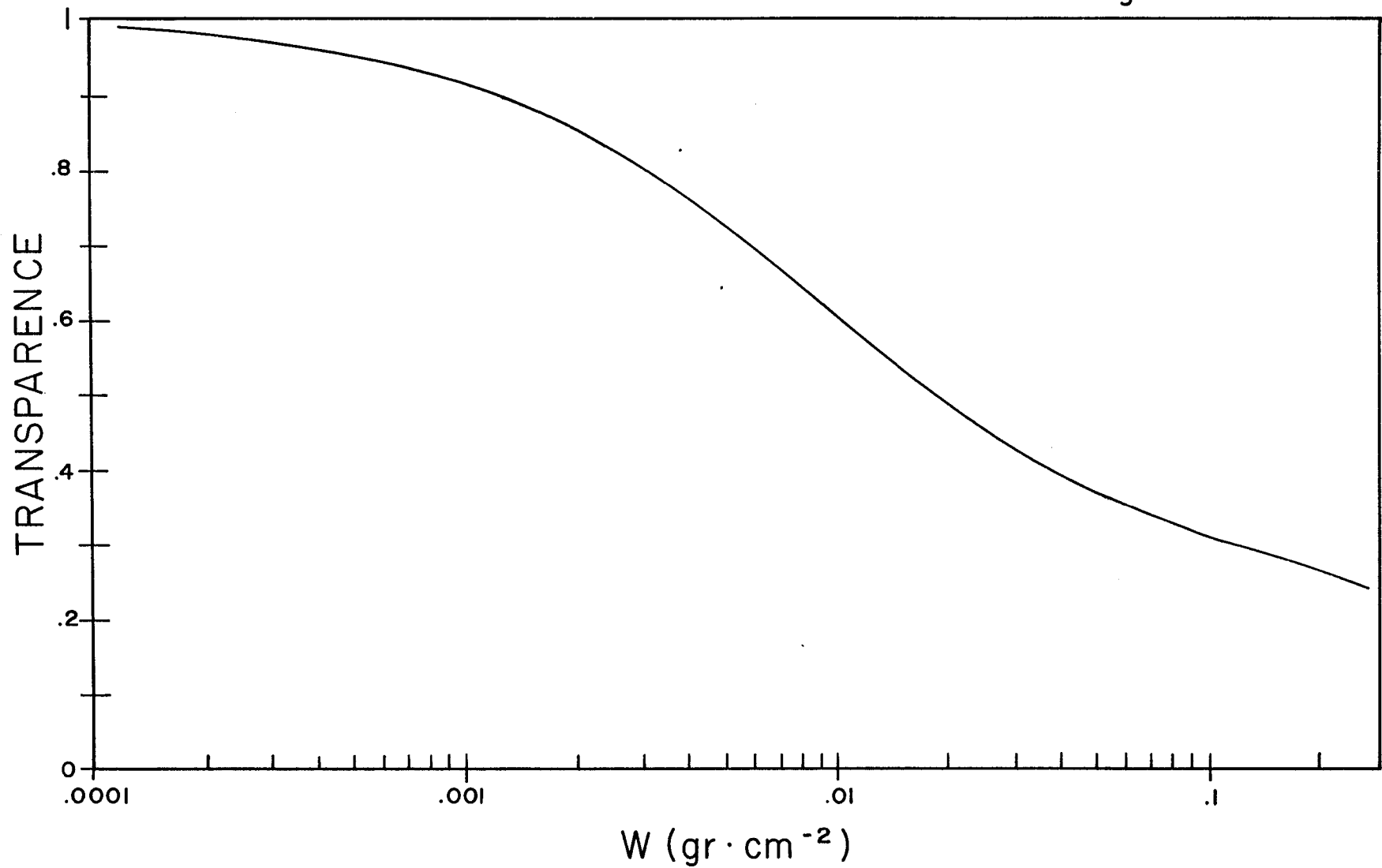


Figure 1.2

TRANSPARENCE GLOBALE
DE LA VAPEUR D'EAU

Figure II.1



LE SPECTRE D'ABSORPTION DU CO₂

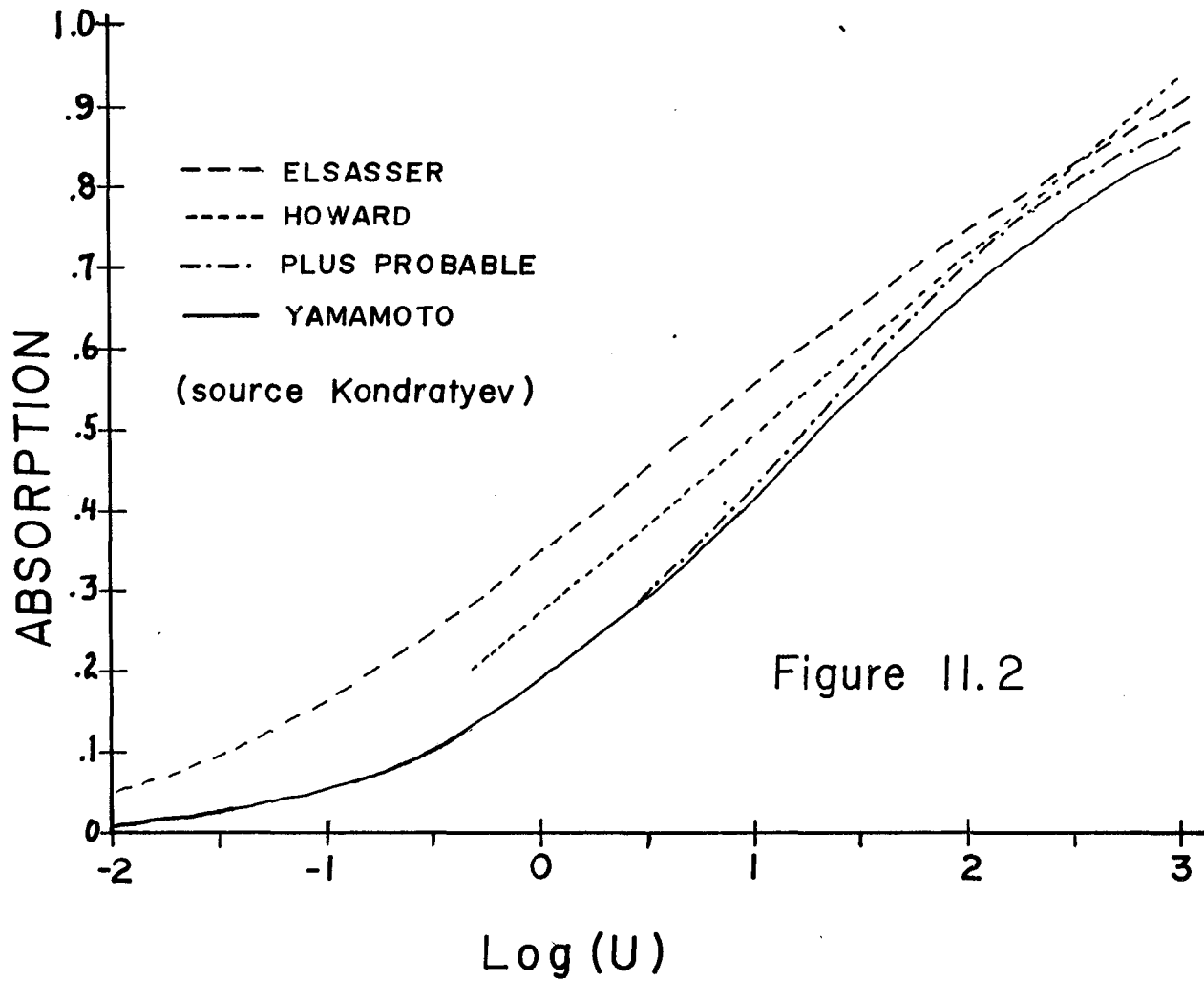
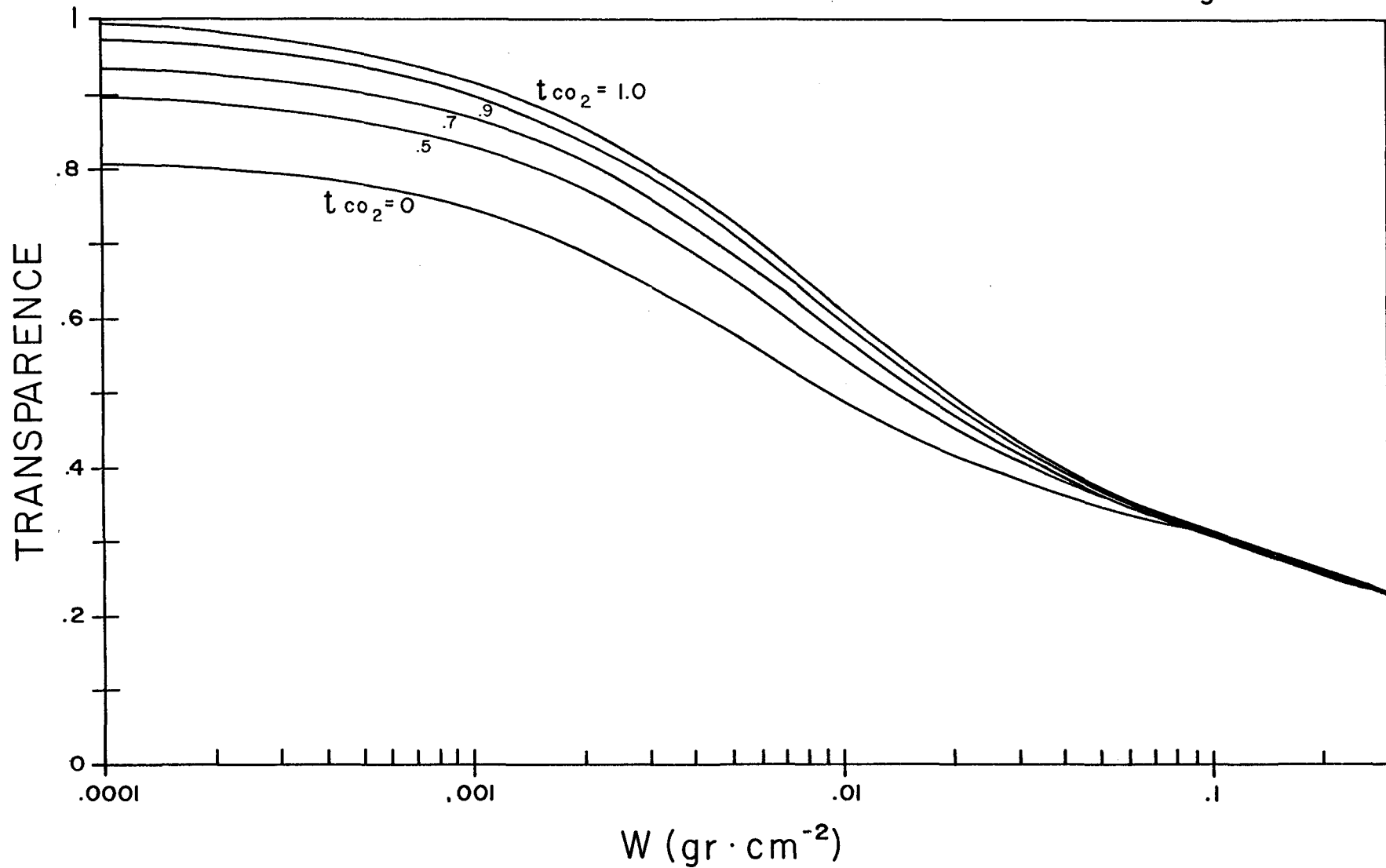


Figure 11.2

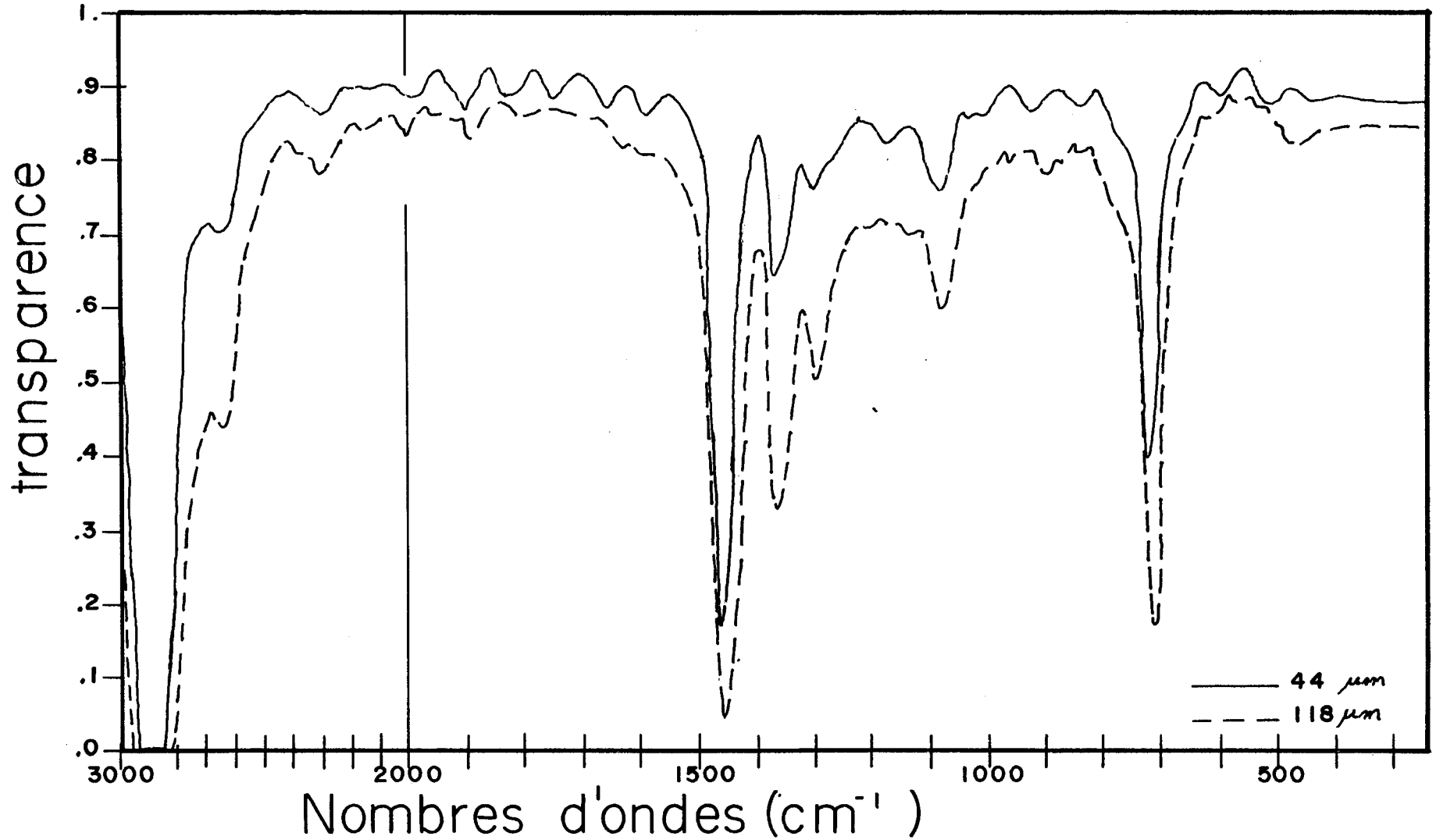
TRANSPARENCE GLOBALE DE L'AIR POUR DIFFÉRENTES MASSES DE CO₂

Figure II.3



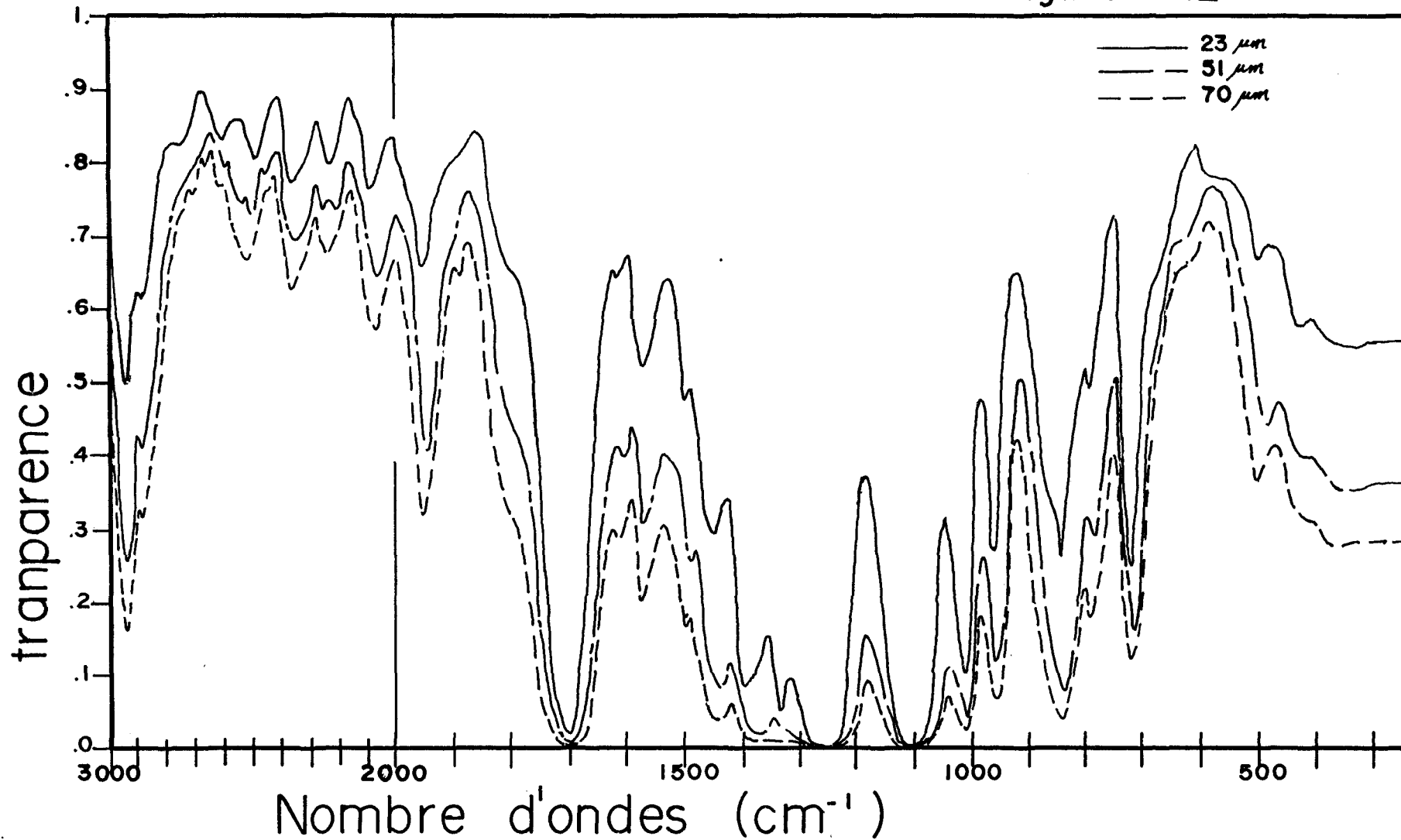
TRANSPARENCE SPECTRALE
DU POLYETHYLENE POUR
DIFFERENTES EPAISSEURS

Figure III.1



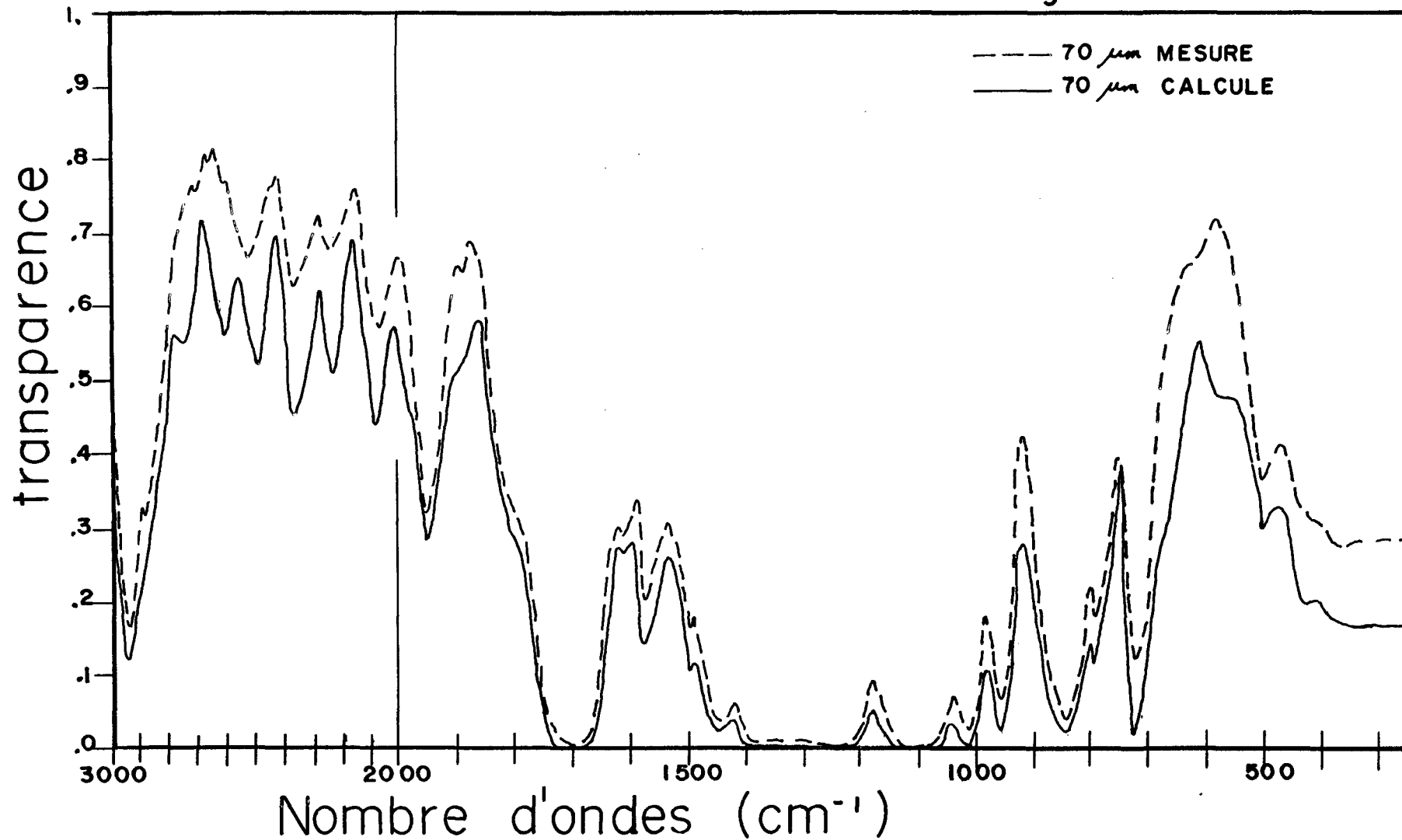
TRANSPARENCE SPECTRALE
DU MYLAR POUR
DIFFERENTES EPAISSEURS

Figure III.2



TRANSPARENCE SPECTRALE
DU MYLAR 70 μm
(SIMULATION AVEC REFLEXION NULLE)

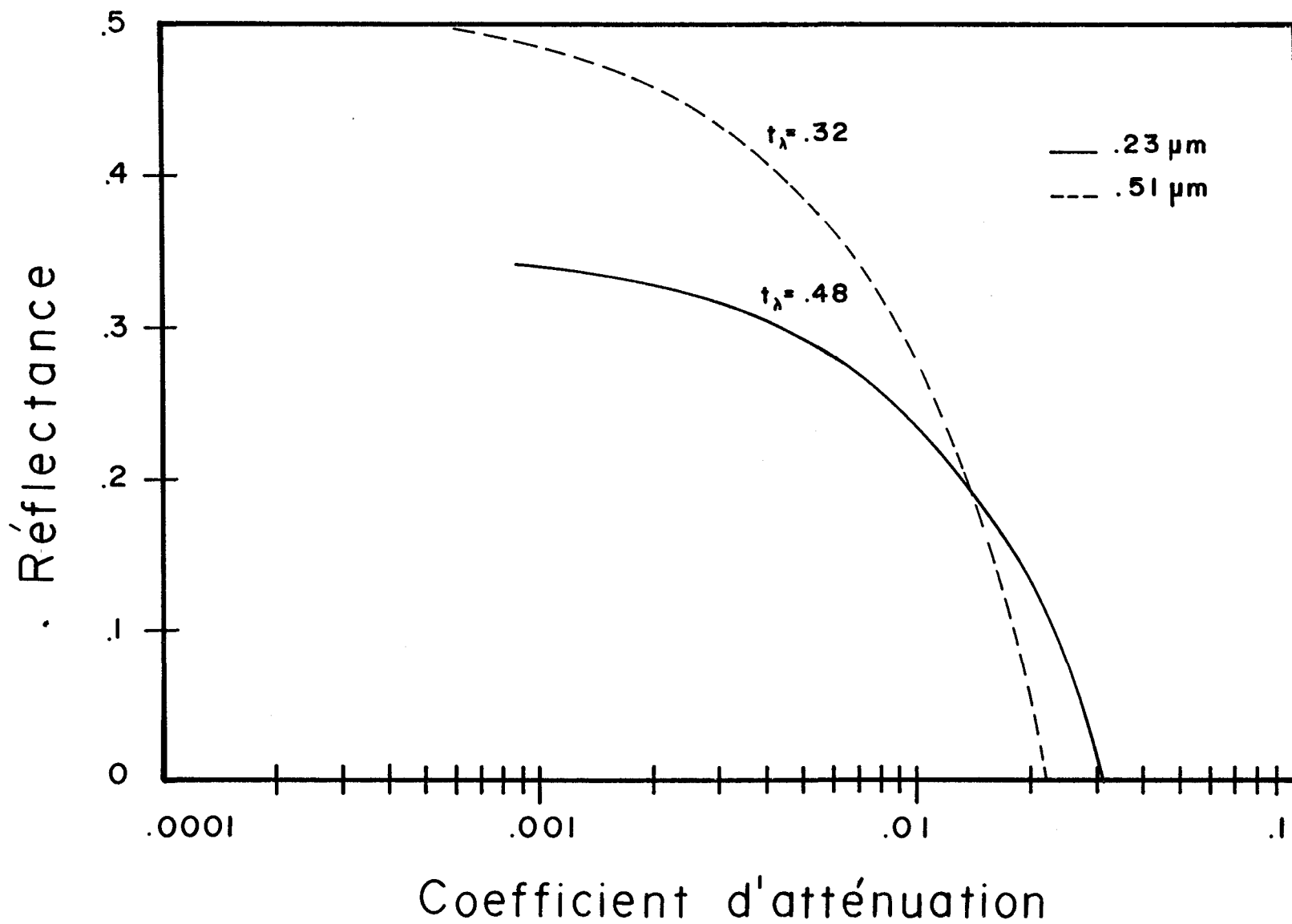
Figure III.3



EXEMPLE DE SOLUTION
POUR LE MYLAR

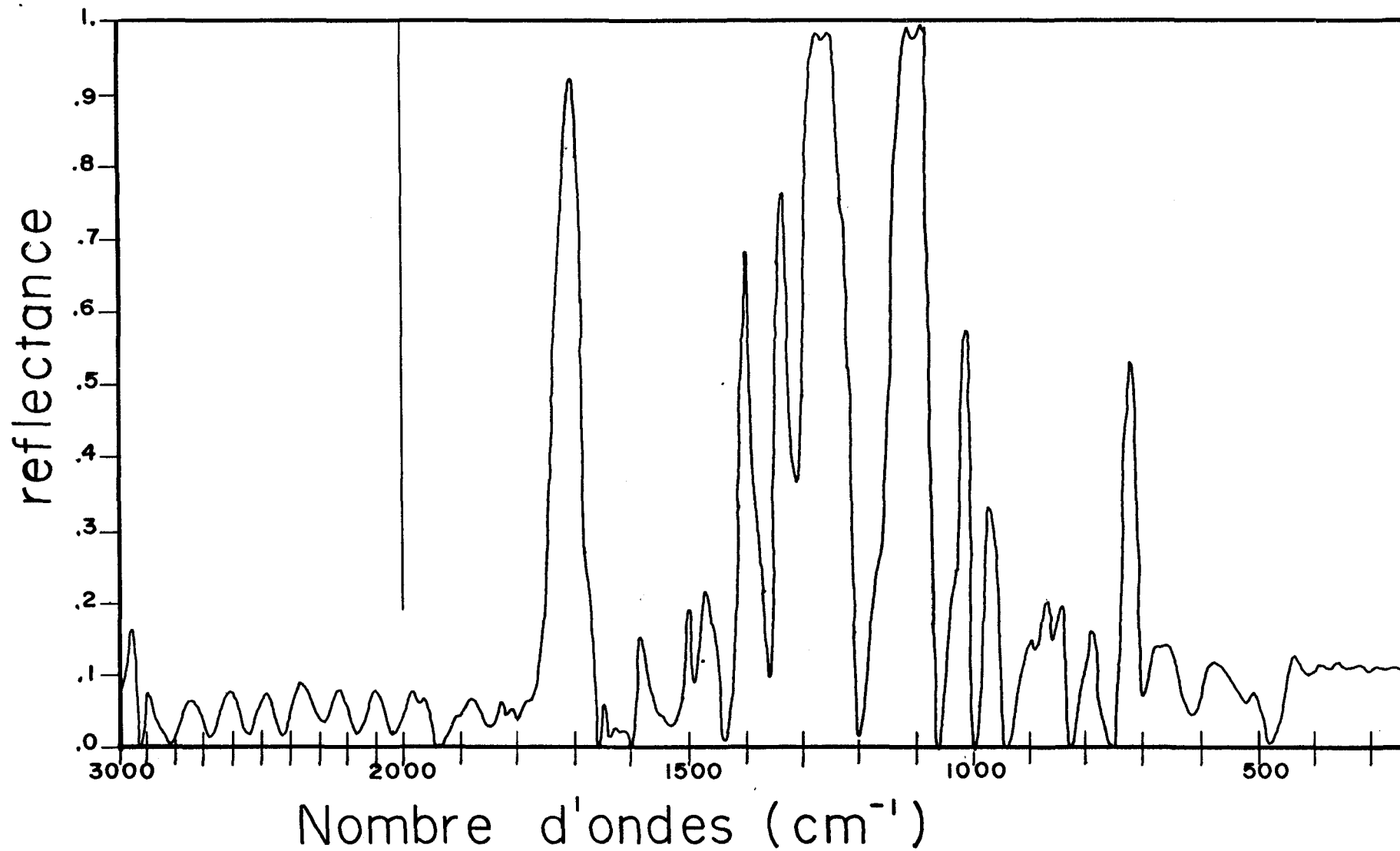
A 1500 cm^{-1}

Figure III.4



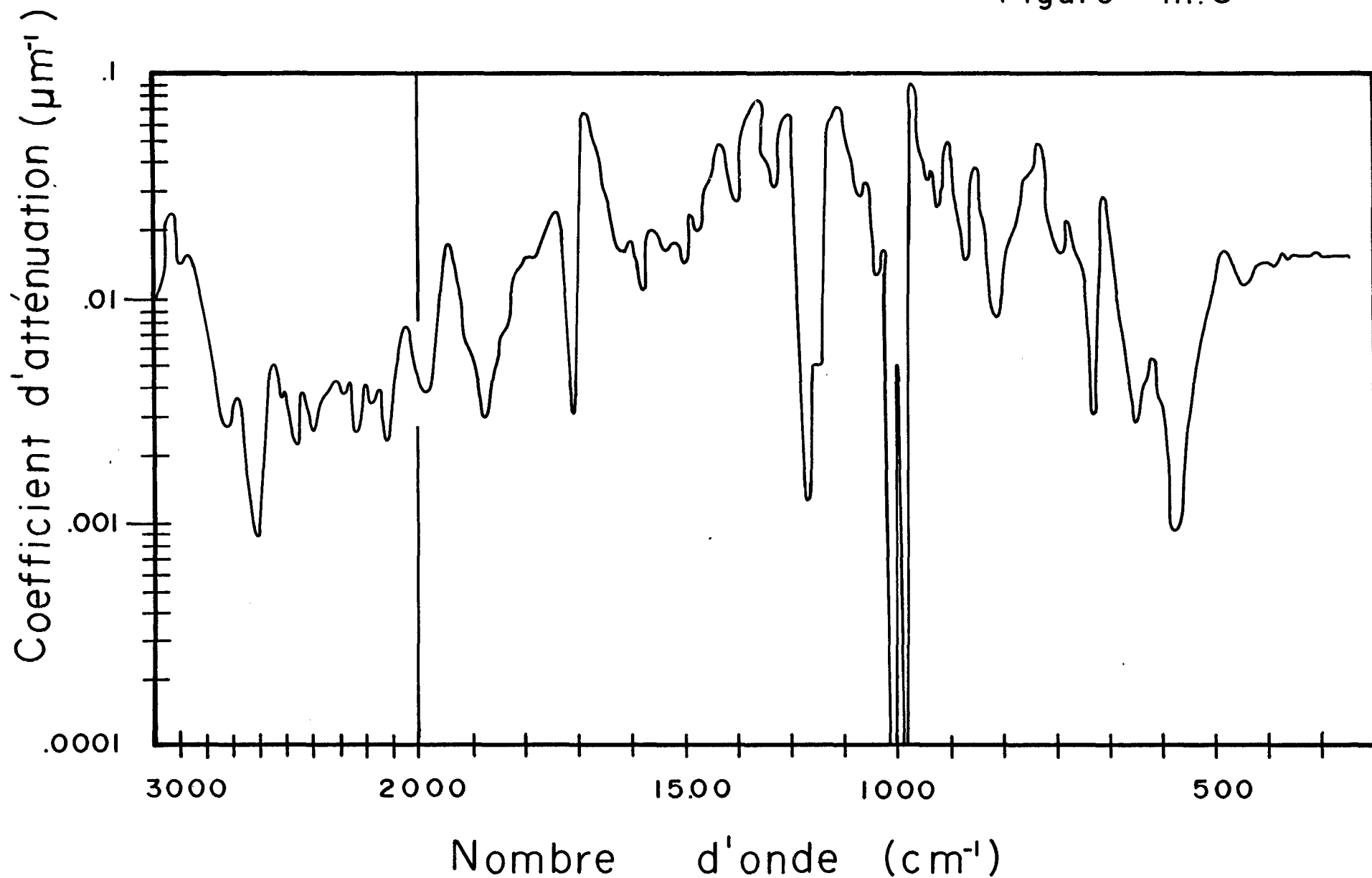
REFLECTANCE SPECTRALE
DU MYLAR

Figure III.5



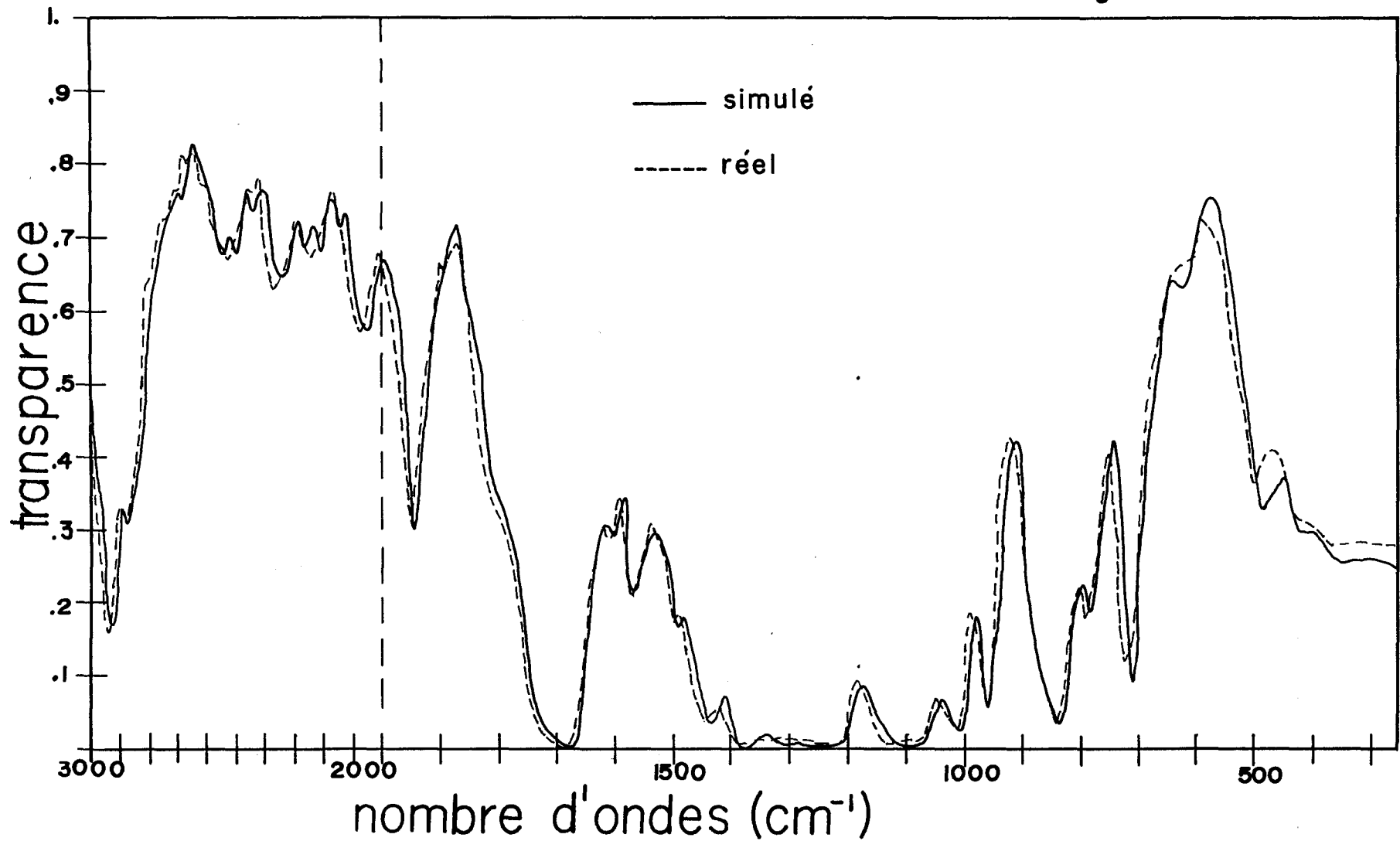
COEFFICIENT D'ATTENUATION SPECTRAL DU MYLAR

Figure III.6



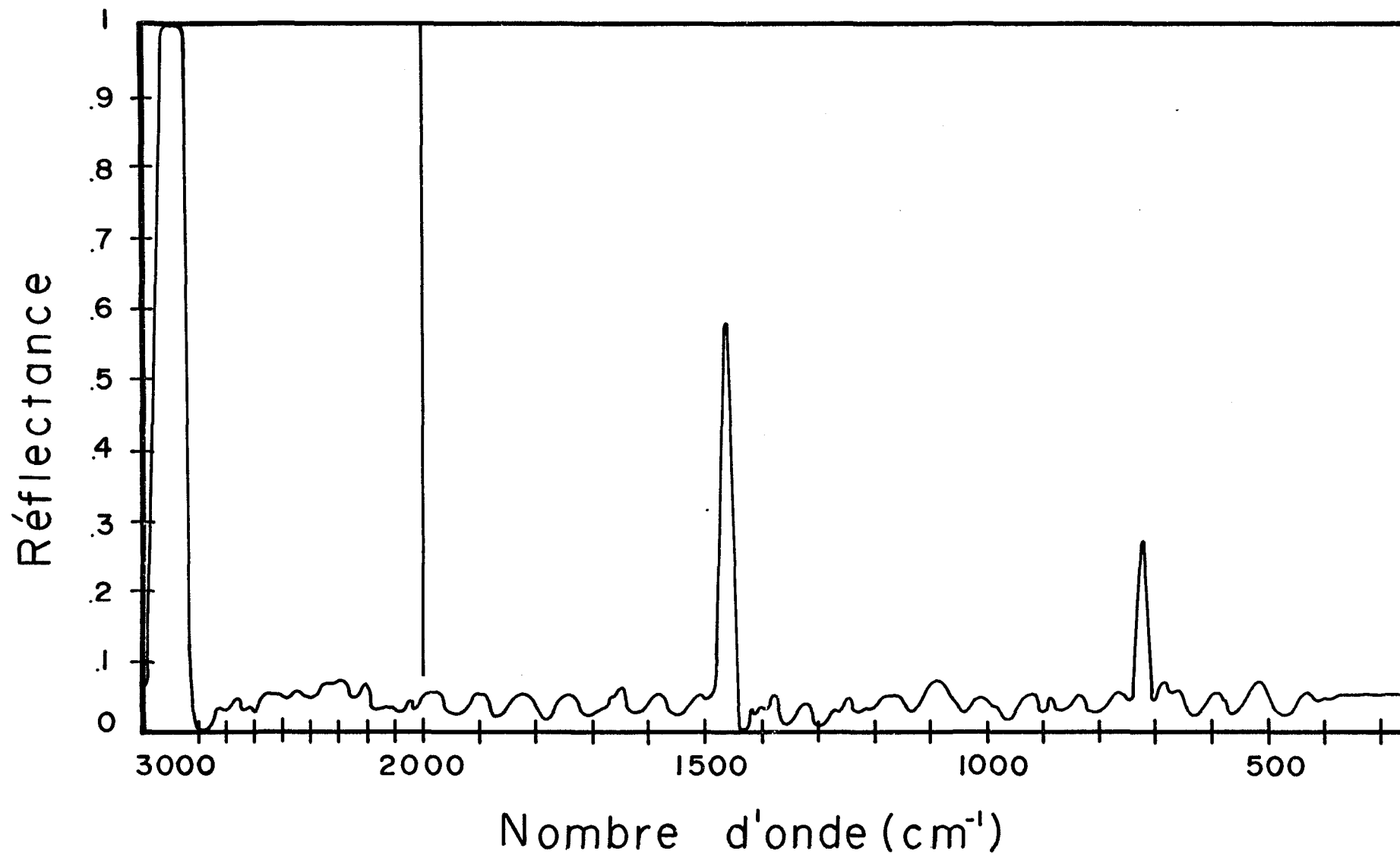
SIMULATION DU MYLAR 70 μm

Figure III.7



REFLECTANCE SPECTRAL
DU POLYETHYLENE
A INCIDENCE NORMALE

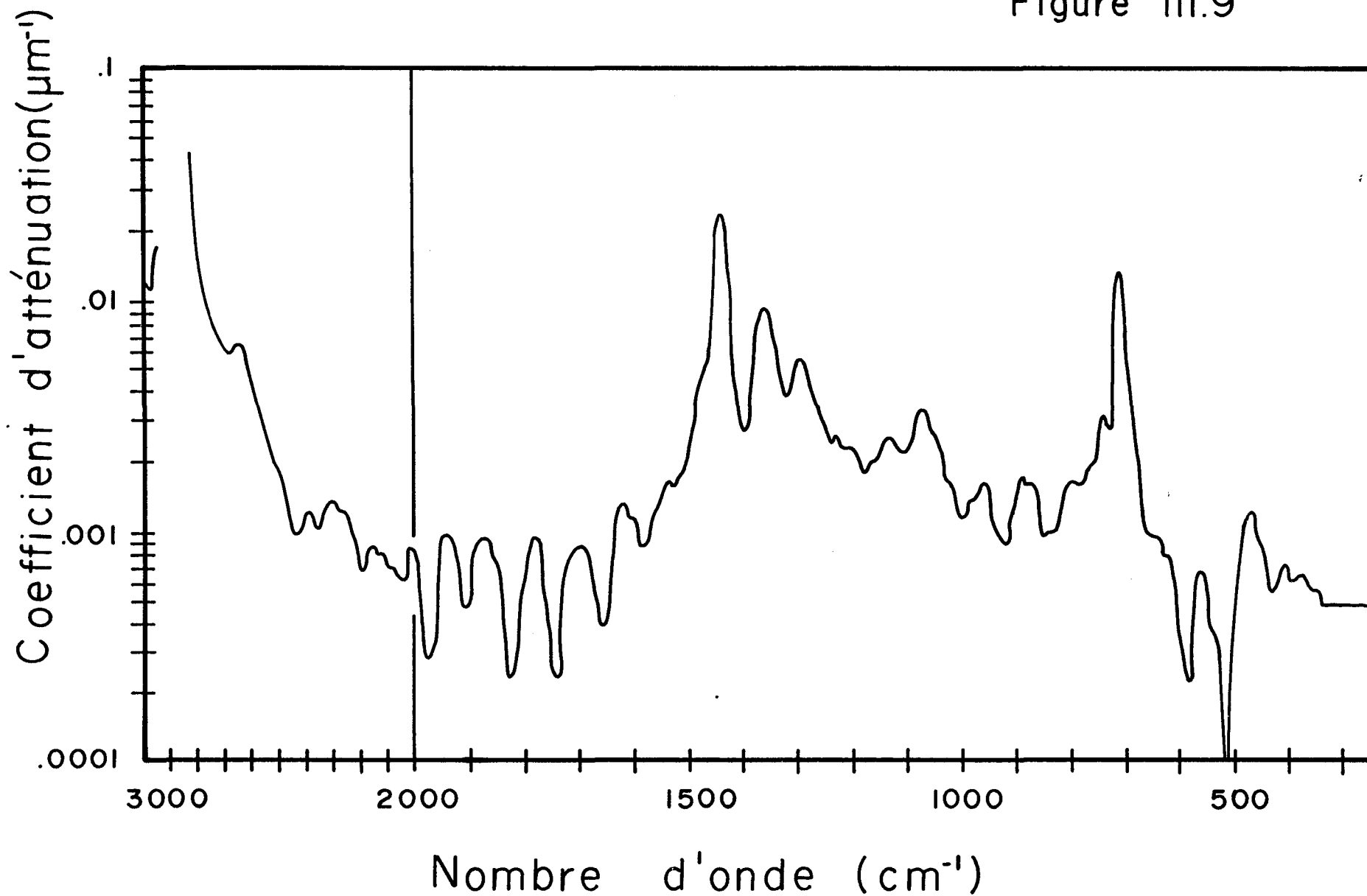
Figure III.8



COEFFICIENT D'ATTENUATION SPECTRAL

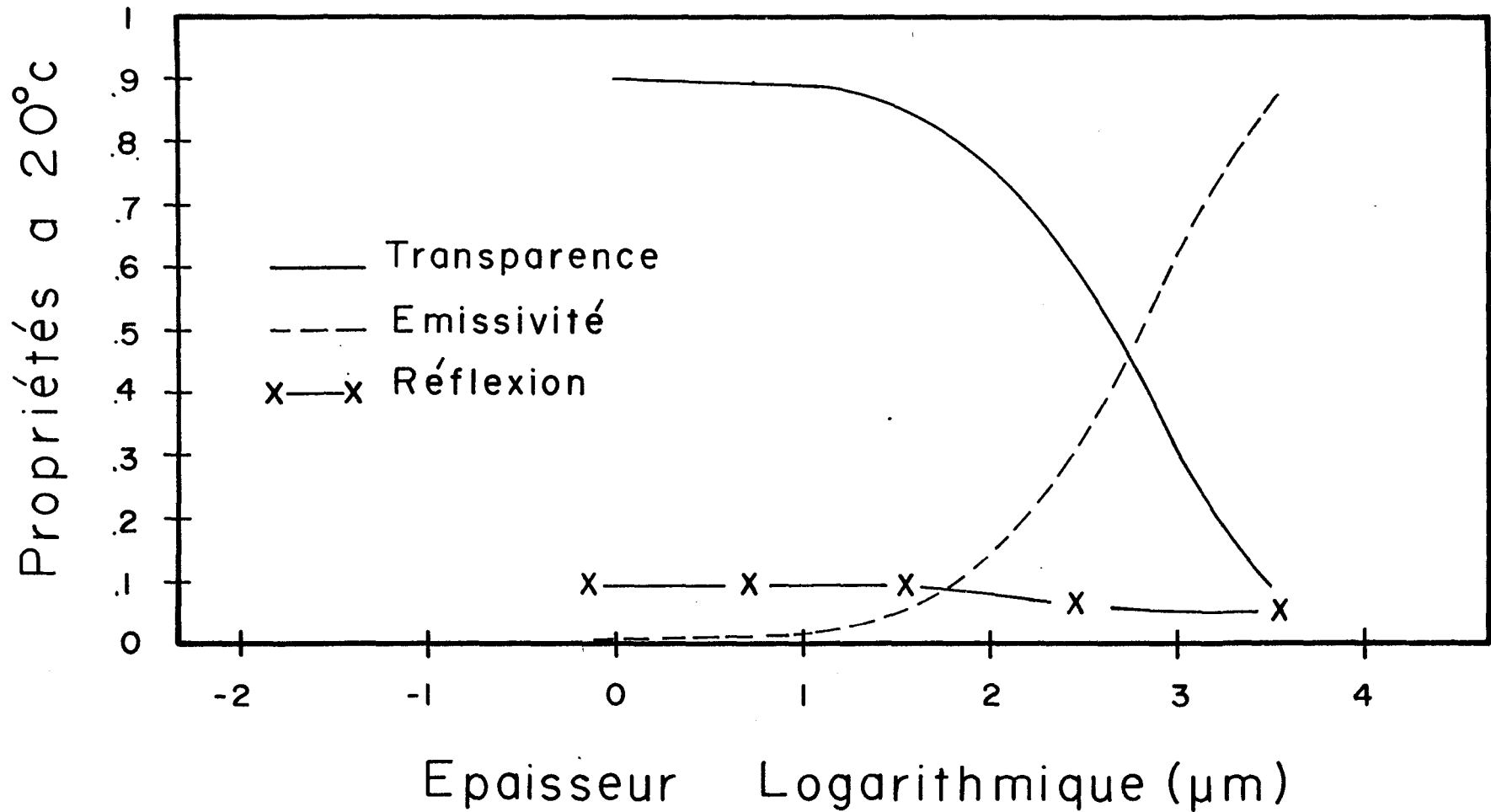
DU POLYETHYLENE

Figure III.9



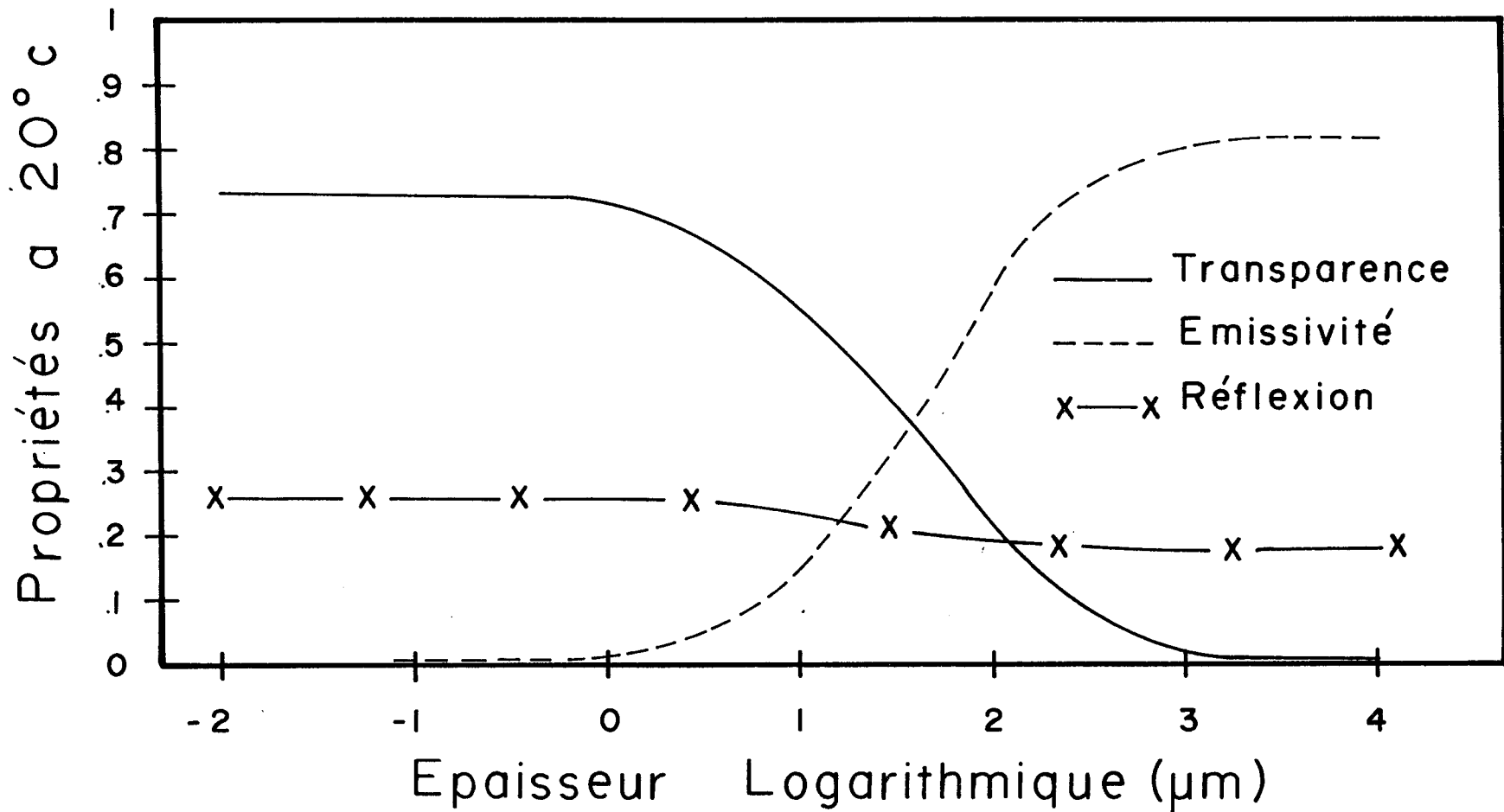
PROPRIETES GLOBALES INFRAROUGE
DU POLYETHYLENE
A INCIDENCE NORMALE

Figure III.10



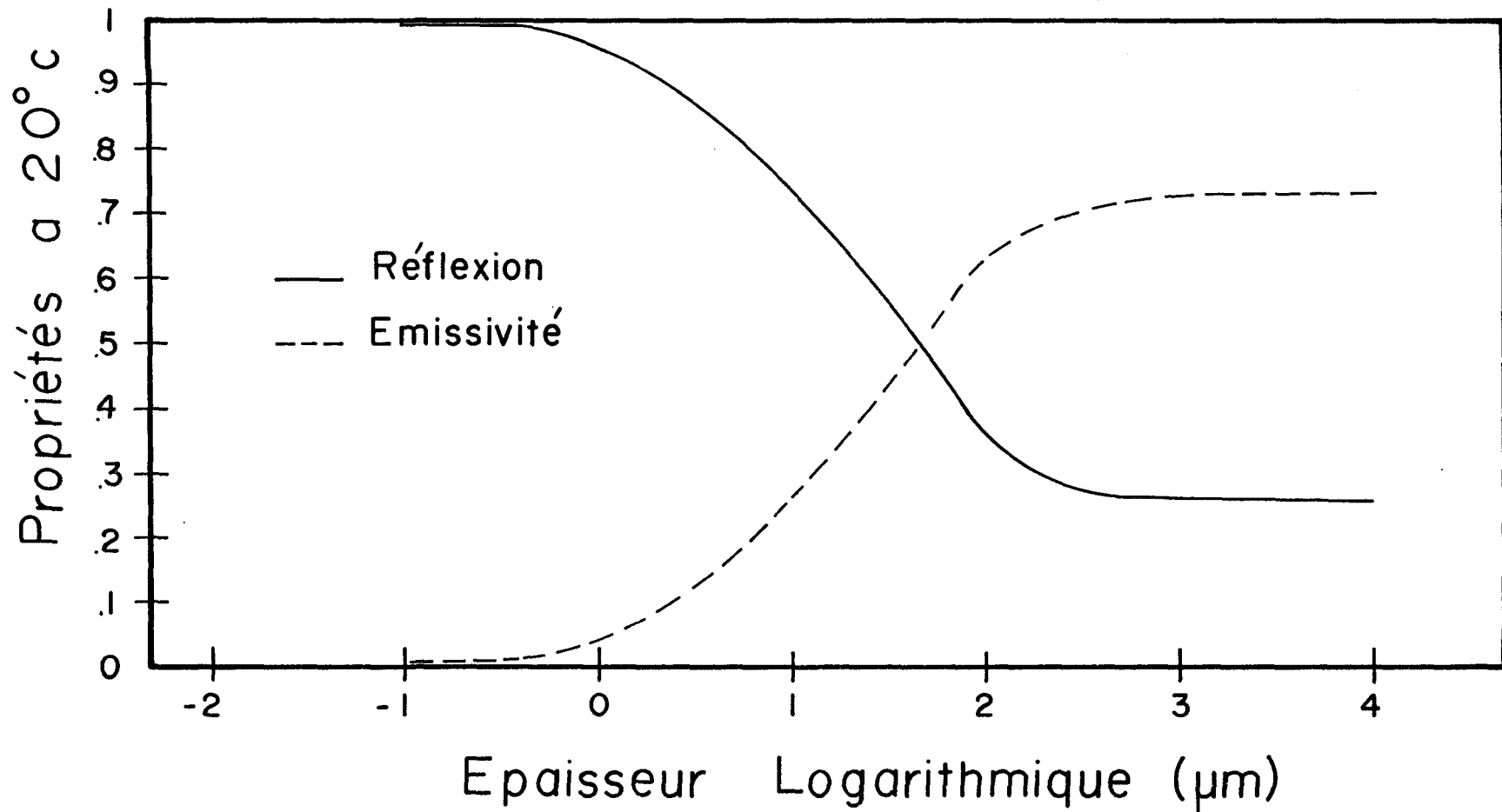
PROPRIETES GLOBALES INFRAROUGE
DU MYLAR
A INCIDENCE NORMALE

Figure III.II



PROPRIETES GLOBALES INFRAROUGE
DU MYLAR ALUMINISE
A INCIDENCE NORMALE

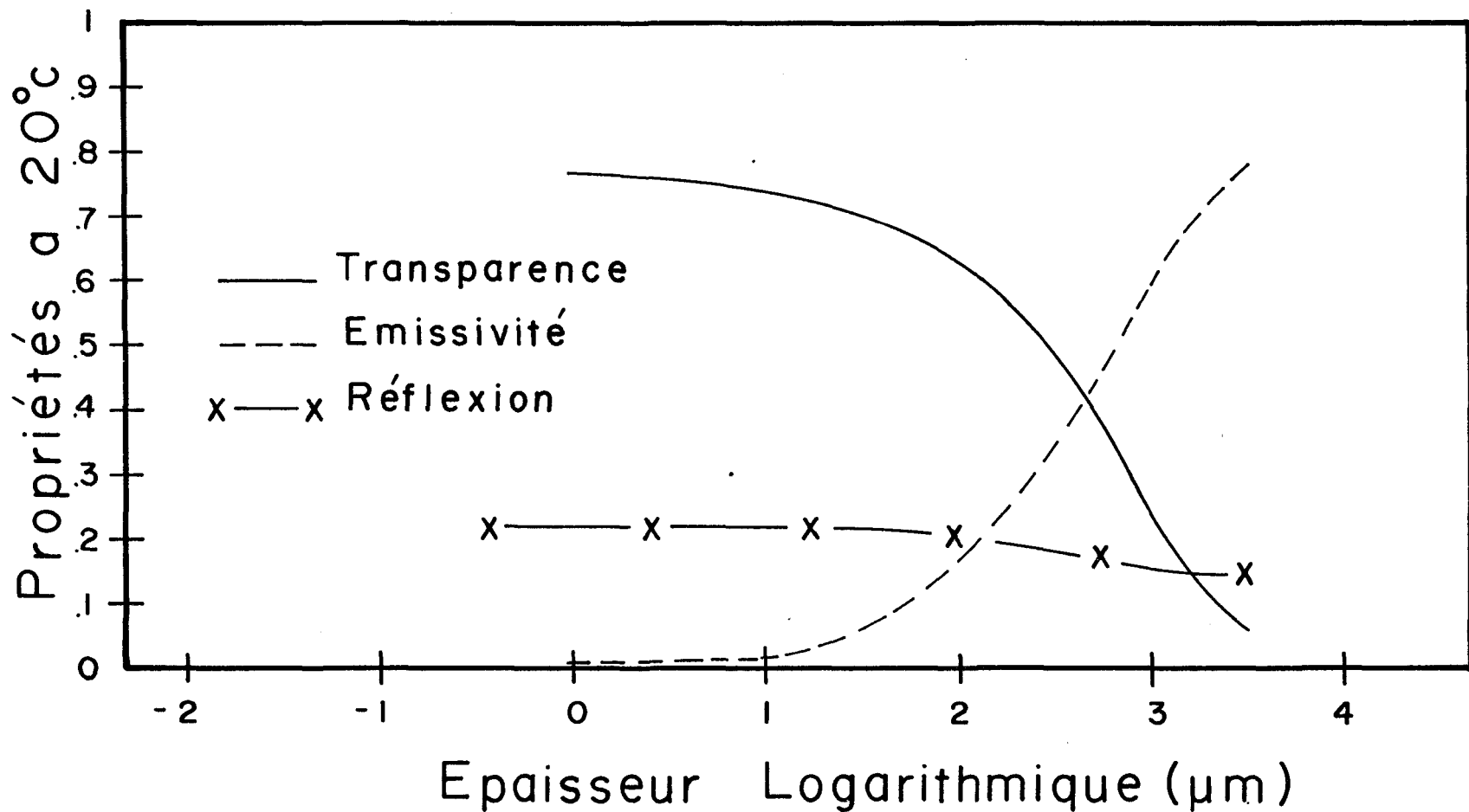
Figure III.12



PROPRIETES GLOBALES INFRAROUGE MOYENNES

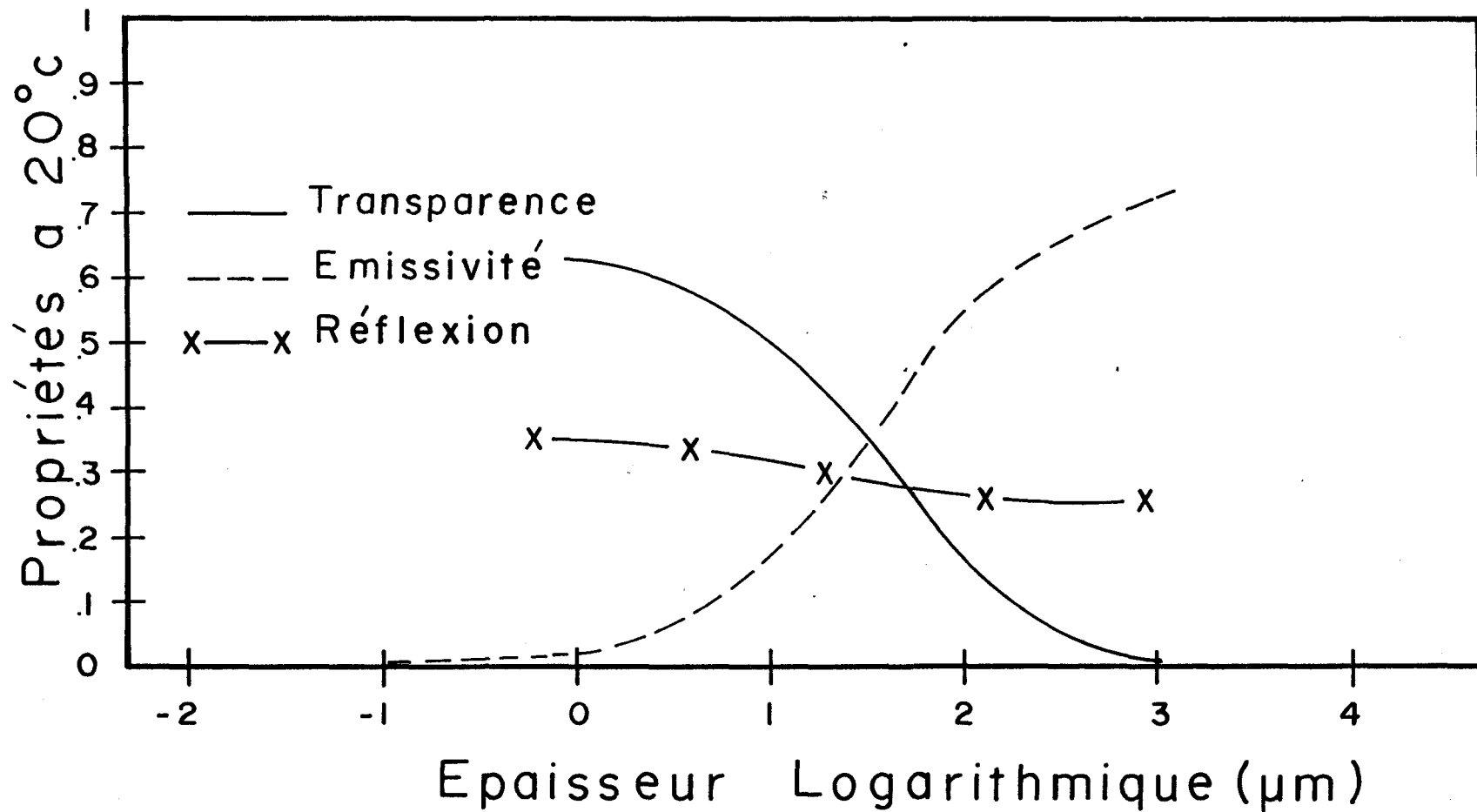
DU POLYETHYLENE

Figure III.13



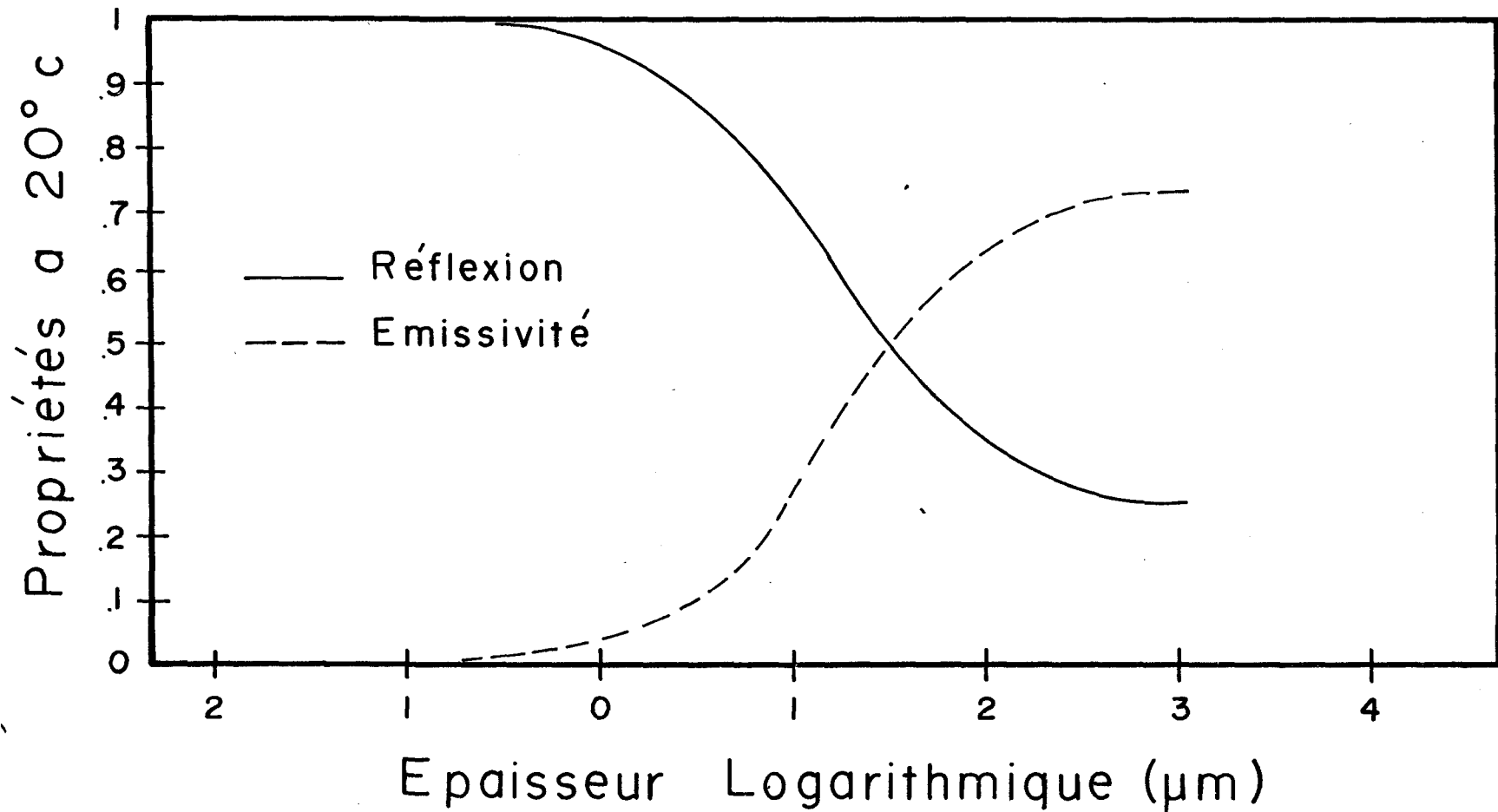
PROPRIETES GLOBALES INFRAROUGE
MOYENNES
DU MYLAR

Figure III.14



PROPRIETES GLOBALES INFRAROUGE
MOYENNES
DU MYLAR ALUMINISE

Figure III.15



PROFIL TYPE DE TEMPÉRATURE

Figure IV . 1

